

土星オーロラ放射の発生機構に  
関する研究

Study on a generation  
mechanism of Saturnian  
aurora

堺 正太郎

Shotaro SAKAI

北海道大学 理学部 地球科学科

Department of Earth Sciences

Undergraduate School of Science, Hokkaido University

2009年1月30日

## 要旨

土星オーロラの特徴として夜明け領域での強いオーロラ放射が挙げられる。これは、Dungey サイクルと Vasyliunas サイクルが影響していると考えられている。Cowley et al. (2004a) は、土星磁気圏は Dungey サイクルと Vasyliunas サイクルから土星磁気圏の概念図を描いた。しかし、これはあくまでも概念図であり実際に計算して描かれたものではなかった。

太陽風が磁気圏界面にどのような影響を与えているかを数値計算によって明らかにした。太陽風速度を 250 km/s, 500 km/s, 1000 km/s と変化させて磁気圏界面をプロットした。結果は、太陽風速度が大きいと磁気圏界面が圧縮され磁気圏は小さくなり、太陽風速度が小さいと磁気圏界面は膨張して磁気圏は大きくなる。

更に、太陽風がプラズマ圏にどのような影響を与えているかも調査した。太陽風速度を 250 km/s, 500 km/s, 1000 km/s と変化させてプラズマ圏がどのように対応するかを計算した。その結果、プラズマ圏は磁気圏の大きさと同じように変化することが明らかになった。太陽風速度が大きい時、磁気圏は小さくなりプラズマ圏も小さくなる。また、太陽風速度が小さい時は磁気圏が大きくなり、それに対応してプラズマ圏も大きくなる。

本研究では、夜明け領域での強いオーロラ放射を確認するために、土星プラズマ圏の位置を求める数値計算を行った。その結果、プラズマポーズが磁気圏界面付近に存在し、夕暮れ領域でプラズマが流出している可能性が明らかになった。また、磁気圏内でのドリフトによるプラズマ粒子の軌跡を求める計算を行い、プラズマ粒子は夜明け領域に集中することが分かった。つまり、プラズマ粒子は夕暮れ領域で流出し、夜明け領域に集中する。これは、夜明け領域での強いオーロラ放射の存在を示唆している。2000 年 12 月 8 日の Hubble Space Telescope による土星オーロラ観測では、オーロラオーバルは磁気緯度 75° 付近に発生しており、夜明け領域での放射が強いオーロラであった。今回の計算では、75° 付近に生じるオーロラのソースも併せて計算した。その結果、オーロラ粒子のソースが夜明け領域では、プラズマ圏界面付近の粒子密度が高い場所にあることが明らかになり、計算結果を支持している。

## 目次

1	はじめに	1
2	惑星電離圏と惑星磁気圏	3
2.1	電離圏	3
2.1.1	地球電離圏	3
2.1.2	惑星電離圏	6
2.2	惑星磁気圏の概観	10
2.2.1	水星	11
2.2.2	木星	11
2.2.3	土星	15
2.2.4	天王星	17
2.2.5	海王星	18
2.3	惑星磁場と太陽風との相互作用	20
2.4	磁気リコネクション	23
2.5	磁気圏電流系	25
2.5.1	Pedersen 電流と Hall 電流	25

---

2.5.2	沿磁力線 (Birkeland) 電流 . . . . .	30
2.6	磁気圏対流 . . . . .	30
2.6.1	Dungey サイクル . . . . .	31
2.6.2	Vasyliunas サイクル . . . . .	34
2.6.3	土星極域電離圏対流 (Cowley et al., 2004a) . . . . .	37
2.7	プラズマ圏 . . . . .	41
3	惑星オーロラ . . . . .	43
3.1	オーロラ . . . . .	43
3.1.1	オーロラの発生過程 . . . . .	43
3.1.2	地球のオーロラ . . . . .	46
3.1.3	惑星オーロラ . . . . .	49
3.2	土星オーロラ探査 . . . . .	52
3.2.1	Pioneer 11 号 . . . . .	52
3.2.2	Voyager 1 号, 2 号 . . . . .	54
3.2.3	Hubble Space Telescope . . . . .	58
4	土星オーロラのモデル . . . . .	63
4.1	極電離圏流と電流モデルの数学的表現 (Jackman and Cowley, 2006) . . . . .	63
4.1.1	土星磁場と磁気フラックス . . . . .	63

---

4.1.2	プラズマ流と電流の支配方程式 . . . . .	63
4.1.3	オーロラパラメータ . . . . .	65
4.1.4	プラズマ速度モデルの形 . . . . .	67
4.1.5	回転流モデル . . . . .	68
4.1.6	twin-vortex 流モデル . . . . .	69
4.1.7	電離圏電流と沿磁力線電流 . . . . .	72
5	土星磁気圏界面とプラズマ圏の数値計算 . . . . .	74
5.1	土星磁気圏界面 . . . . .	74
5.2	プラズマ圏 . . . . .	81
5.3	地球磁気圏と土星磁気圏の比較 . . . . .	91
6	考察 . . . . .	92
7	まとめ . . . . .	94
	謝辞 . . . . .	96
A	各種方程式 . . . . .	97
A.1	Maxwell 方程式 . . . . .	97
A.2	MHD 方程式 . . . . .	97

---

A.2.1 連続の方程式 . . . . .	98
A.2.2 運動方程式 . . . . .	99
A.2.3 Ohm の法則 . . . . .	99
参考文献	102

## 図目次

2.1 地球電離圏の構造 . . . . .	5
2.2 地球電離圏内の中性大気密度分布 . . . . .	5
2.3 金星, 火星電離圏 . . . . .	6
2.4 木星, 土星, 天王星, 海王星電離圏 . . . . .	9
2.5 地球磁気圏の構造と電流系 . . . . .	10
2.6 水星 . . . . .	12
2.7 水星磁気圏 . . . . .	12
2.8 木星 . . . . .	13
2.9 木星磁気圏 . . . . .	14
2.10 土星 . . . . .	15
2.11 土星磁気圏 . . . . .	16
2.12 天王星 . . . . .	17

---

2.13	天王星磁気圏 . . . . .	18
2.14	海王星 . . . . .	19
2.15	海王星磁気圏 . . . . .	20
2.16	磁気圏モデル (太陽風との相互作用を考慮しない) . . . . .	21
2.17	静的に閉じた地球磁気圏 . . . . .	22
2.18	開いた地球磁気圏モデル . . . . .	24
2.19	磁気リコネクションの模式図 . . . . .	24
2.20	Dungey サイクル概念図 . . . . .	32
2.21	Dungey サイクル . . . . .	33
2.22	Vasyliunas サイクル模式図 . . . . .	36
2.23	土星磁気圏プラズマ流 . . . . .	37
2.24	土星極域電離圏プラズマ流 . . . . .	40
2.25	地球プラズマ圏 . . . . .	42
3.1	地球の極域電離圏プラズマ流 . . . . .	44
3.2	オーロラ出現領域 . . . . .	45
3.3	木星オーロラ (HST) . . . . .	50
3.4	土星オーロラ (HST) . . . . .	51
3.5	土星オーロラ (Cassini) . . . . .	51

3.6	244 日の 12:30 での土星の位置 . . . . .	53
3.7	土星からの放射シグナルを $\lambda_L$ チャンネルで調査した図 . . . . .	54
3.8	最接近前の NSM 中の $H_2$ 帯強度を時間の関数で表した図 . . . . .	56
3.9	1105 Å の $H_2$ 帯から得られたオーロラの明るさをプロットした図 . . . . .	57
3.10	UV オーロラ放射位置 . . . . .	58
3.11	F160WB フィルタによる FUV 観測 . . . . .	60
3.12	STIS による UV 観測 . . . . .	61
5.1	磁気圏界面図 (太陽風速度 250 km/s) . . . . .	76
5.2	磁気圏界面図 (太陽風速度 500 km/s) . . . . .	77
5.3	磁気圏界面図 (太陽風速度 1000 km/s) . . . . .	77
5.4	Arridge et al. (2006) に基づいた磁気圏界面図 (太陽風速度 250 km/s) .	79
5.5	Arridge et al. (2006) に基づいた磁気圏界面図 (太陽風速度 500 km/s) .	80
5.6	Arridge et al. (2006) に基づいた磁気圏界面図 (太陽風速度 1000 km/s)	80
5.7	プラズマ圏図 (太陽風速度 250 km/s) . . . . .	83
5.8	プラズマ圏図 (太陽風速度 500 km/s) . . . . .	83
5.9	プラズマ圏図 (太陽風速度 1000 km/s) . . . . .	84
5.10	磁気圏界面を Arridge et al. (2006) のモデルを基にして描いたプラズマ 圏図 (太陽風速度 250 km/s) . . . . .	85

5.11	磁気圏界面を Arridge et al. (2006) のモデルを基にして描いたプラズマ 圏図 (太陽風速度 500 km/s) . . . . .	85
5.12	磁気圏界面を Arridge et al. (2006) のモデルを基にして描いたプラズマ 圏図 (太陽風速度 1000 km/s) . . . . .	86
5.13	土星磁気圏プラズマの軌跡 (太陽風速度 250 km/s) . . . . .	87
5.14	土星磁気圏プラズマの軌跡 (太陽風速度 500 km/s) . . . . .	87
5.15	土星磁気圏プラズマの軌跡 (太陽風速度 1000 km/s) . . . . .	88
5.16	土星磁気圏プラズマ分布 (太陽風速度 250 km/s) . . . . .	89
5.17	土星磁気圏プラズマ分布 (太陽風速度 500 km/s) . . . . .	89
5.18	土星磁気圏プラズマ分布 (太陽風速度 1000 km/s) . . . . .	90
5.19	オーロラとプラズマ粒子の関係 . . . . .	90

## 表目次

2.1	各惑星の磁気圏界面の位置と磁気圏の大きさ . . . . .	11
3.2	IBC 階級分類 . . . . .	48
3.3	オーロラの色分類 . . . . .	48
3.4	オーロラ発光 . . . . .	49
3.5	惑星オーロラ放射 . . . . .	52
3.6	土星の代表的なスペクトルの明るさ . . . . .	55

---

3.7	土星オーロラオーバルの特徴 . . . . .	62
5.8	磁気圏界面の位置を決めるパラメータの値 . . . . .	78

## 1 はじめに

オーロラの発生機構を理解するためには、磁気圏の構造及び、磁気圏内で起こる諸現象を理解する必要がある。太陽風と土星磁場との相互作用によって形成された土星磁気圏では、Dungey サイクル (Dungey, 1961), Vasyliunas サイクル (Vasyliunas, 1983) が存在し、これら 2 つのサイクルによって磁気圏内のプラズマ<sup>†1</sup> の運動を記述することができる (Cowley et al, 2004a)。また、磁気圏内を流れる電流系には、Pedersen 電流, Hall 電流, 沿磁力線 (Birkeland) 電流が存在する。特に、沿磁力線電流はオーロラの発生機構に重要となる。オーロラは極域電離圏内で沿磁力線電流が上向きに流れることで、電子が電離圏内に進入する。その結果、電離圏内に入り込んだ電子が原子や分子、プラズマと衝突、励起して発光する。これがオーロラ発生メカニズムである。

土星オーロラは 1979 年に Pioneer 11 号によって初めて観測された。Pioneer 11 号は土星をフライバイする間に、土星に UV オーロラが存在することを確認した (Judge et al., 1980)。しかし、Pioneer 11 号での観測ではこれ以上のことはよく理解されなかった。1980 年代はじめには、Voyager 1 号, 2 号による土星のフライバイによって UV オーロラが観測され、土星オーロラの基本的な構造が理解され始めた (Broadfoot et al., 1981; Sandel and Broadfoot, 1981; Sandel et al., 1982)。Voyager の観測では、極域から Ly  $\alpha$  と H<sub>2</sub> Lyman-Warner 帯が放射されていることが確認され、またオーロラオーバルは緯度 80° 付近に形成されていることも確認された (Broadfoot et al., 1981)。更に、オーロラ放射は Saturn kilometric radiation (SKR) と相関関係を持っている可能性があり、オーロラの時間変動は SKR によって起因していると提案された (Sandel and Broadfoot, 1981; Sandel et al., 1982)。1990 年代からは Hubble Space Telescopes (HST) での観測が行われるようになった (Gérard et al., 1995, 2004; Trauger et al., 1998; Cowley et al., 2004a; Prangé et al., 2004)。HST 観測では Faint Object Camera (FOC) (Gérard et al., 1995) や Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2) (Trauger et al., 1998), Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) (Cowley et al., 2004a) を用いた。これらの計器では高分解能でかつ広範囲の波長を観測することができる。HST 観測から、オーロラの平均放射強度やより細かいオーバルの時間変化が理解されるようになった。特に、

---

<sup>†1</sup> 電離気体

夜明けから正午頃にかけて強いオーロラ放射が確認された。2000 年代に入ると, Cassini によるオーロラの観測が行われ, 2004 年には Cassini-HST Campaign として, Cassini と HST の同時観測が行われた。

近年の観測から, 夜明け領域でのオーロラ活動が活発であることが土星オーロラの特徴として明らかになった (Cowley et al., 2004a, 2004b; Jackman and Cowley, 2006)。要因は, Dungey サイクルと Vasyliunas サイクルの結合により夕暮れ領域のプラズマ量に比べて夜明け領域のプラズマ量が上回っていることが考えられる。

本論文では, 土星オーロラを理解するための一般的な現象を解説し, 実際に行った土星プラズマ圏の位置を求める数値計算の結果がオーロラとどのように関係しているのかについて議論する。

## 2 惑星電離圏と惑星磁気圏

本章では、惑星の電離圏と磁気圏構造についての解説を行う。惑星磁気圏の構造は基本的には地球の磁気圏と似ている。地球磁気圏の研究は他の惑星磁気圏の研究よりも遥かに進んでいる。その理由としては、観測技術が発達していることが挙げられる。そこで、惑星磁気圏内で生じる諸現象を理解するために、本章ではより理解されている地球のモデルを用いて解説する。また、2.6.2 節に関して、Vasyliunas サイクルは地球には存在しないが、木星ではこのサイクルは確認されており、研究も進んでいる (Vasyliunas, 1983)。そこで、2.6.2 節は木星でのモデルを用いて解説する。

### 2.1 電離圏

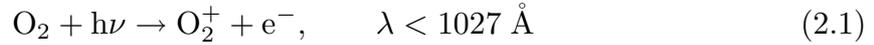
惑星の高層大気中には電氣的に中性な分子や原子の他、これらが電離されて生じるプラズマが存在する。この領域を電離圏と呼ぶ。電離源としては、太陽から放射される極端紫外線 (FUV) や X 線などの電磁波と銀河宇宙線、太陽宇宙線などがある。これらが高層大気中に進入し大気分子や原子と衝突する際に、運動エネルギーを与え、イオンと電子に電離する。イオンと電子は最終的には正電荷粒子と負電荷粒子が再結合して中性の分子・原子に戻るにより消滅する。

#### 2.1.1 地球電離圏

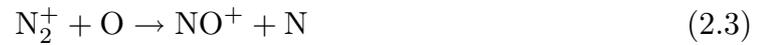
地球の電離圏は D 層, E 層, F<sub>1</sub> 層, F<sub>2</sub> 層に分かれている。D 層は高度約 50 km から約 90 km, E 層は約 90 km から約 110 km まで, F<sub>1</sub> 層は約 110 km から約 200 km まで, F<sub>2</sub> 層は約 200 km から約 300 km までである。各層での電子密度の最大値は D 層で約  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ 。E 層は D 層より数桁大きい。F<sub>1</sub> 層は約  $2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , F<sub>2</sub> 層では約  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  である (図 2.1 参照)。電離圏は太陽 UV フラックスに依存するので、各層の高度や電子密度は時間によって変化する。D 層と F<sub>1</sub> 層は夜にはなくなり、E 層と F<sub>2</sub> 層の電子密度は昼に比べて少なくとも数桁小さくなる。電離圏に存在する中性大気密度は電子密度

よりも数桁オーダー大きい (図 2.2).

E 層では以下のような光化学反応が起こる. 酸素分子の光化学反応は,



となる. ここで,  $h$  はプランク定数,  $\nu$  は周波数,  $\lambda$  は波長である. X 線が寄与することで原子 - イオン交換反応が生じ,



が起こる. また, 解離再結合により,



となる. 昼の間, E 層での  $\text{O}_2^+$  密度と  $\text{NO}^+$  密度はほぼ等しくなる.

F<sub>1</sub> 層では酸素原子と窒素分子の光化学反応が起こる.



となる. 原子 - イオン交換反応により,



が生じる. F<sub>2</sub> 層では分子より原子が多く存在しているため, 反応 (2.6) がイオン化過程を支配している. 反応 (2.8), (2.9) はあまり重要ではない.

D 層では X 線によって酸素分子と窒素分子がイオン化される. この高度では NO の光電離が重要である. また, D 層には負のイオンが存在する.



のように 3 体の反応となる.  $\text{N}_2$  の結合率が低いため,  $\text{O}_2$  での反応に比べてあまり生じない.

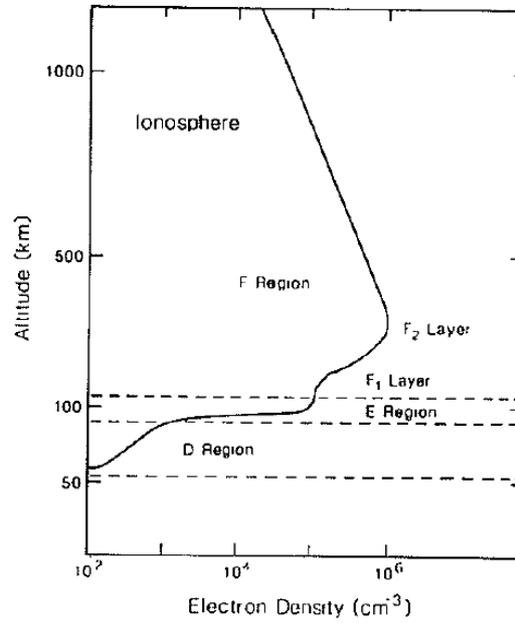


図 2.1 地球電離圏の構造. 地球の昼側の電離圏を描いている. [Russel, 1995]

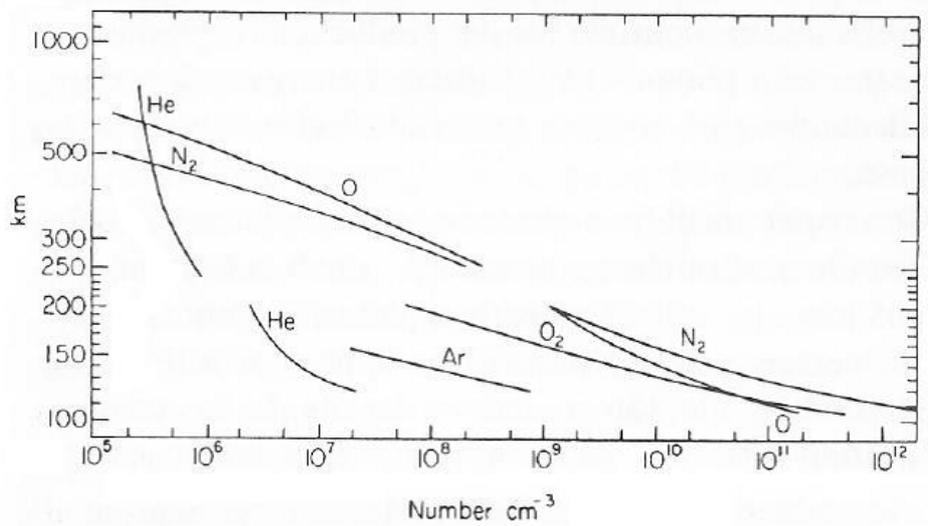


図 2.2 地球電離圏内の中性大気密度分布. [Johnson, 1969, 改]

## 2.1.2 惑星電離圏

金星と火星 金星の電離圏は高度 140 km 周辺で電子密度の最大値は  $3\text{--}5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  である。一方、火星の電離圏は高度 130 km 周辺で電子密度の最大値は約  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  である。図 2.3 は火星及び金星の電離圏の図である。図から火星と金星の電離圏は主に  $\text{O}^+$ 、

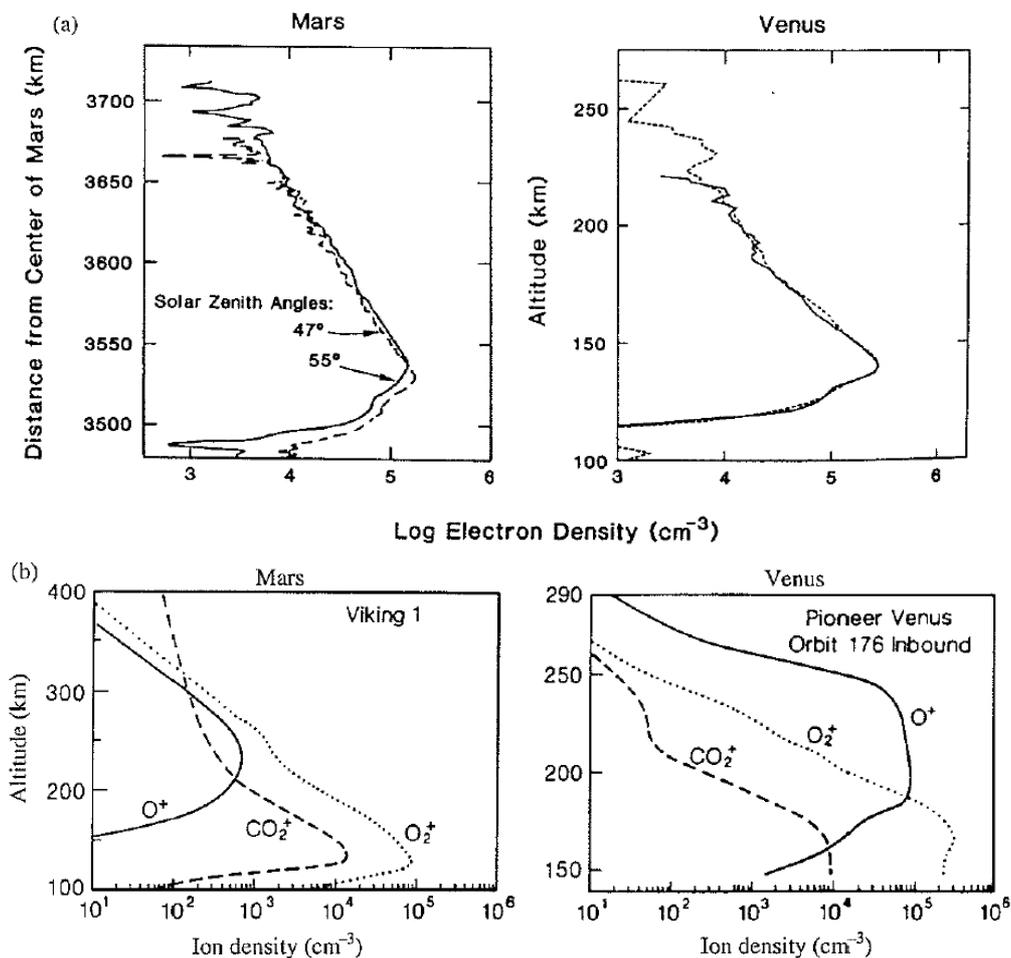
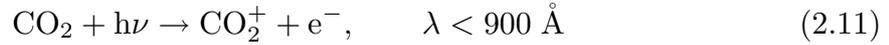


図 2.3 左側は火星の電離圏を、右側は金星の電離圏を表した図である。(a) は電子密度、(b) はイオン密度を表している。縦軸に高度、横軸に密度を表す。(a) の火星の図 (左上) は縦軸が火星中心からの高度である。[(a) Luhmann et al, 1992; (b) Lunmann, 1992]

$O_2^+$ ,  $CO_2^+$  と電子から構成されているのが分かる. 火星と金星の電離圏での物理過程は地球の E 層の過程と似ている.  $O_2$  が太陽 UV を吸収して電離する. 金星, 火星共に高度約 150 km までの大気は  $CO_2$  が支配しており, その光化学反応は,



となる. しかし,  $O_2^+$  が様々な過程で生成され, 周辺を支配している. 原子 - イオン交換反応より,



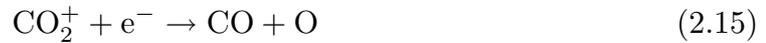
電荷輸送により,



また,



の反応も生じる. 以上により,  $O_2^+$  が豊富に存在する.  $O_2^+$ ,  $CO_2^+$  の解離再結合により,



となる.

木星, 土星, 天王星及び海王星 これら 4 つの巨大惑星の大気は主に, 水素分子から構成されている. 光化学反応は,



である. また電荷輸送により,



のように  $H_3^+$  が生成されるため,  $H_2^+$  の存在度は低い.  $H^+$  の放射再結合は非常にゆっくりなので, 電離圏内に留まることができると考えられる. これは, 観測された電離圏内の電

子密度から説明される。一方,  $H_3^+$  の解離再結合は速いので, 電離圏内に留まることはできないと考えられる。しかし,  $H_3^+$  の調査からオーロラ領域が報告されている。  $H_3^+$  の生成はエネルギー電子降下によるオーロラ領域で増大する。

4 つの巨大惑星の電離圏構造は Pioneer と Voyager で測定された。図 2.4 は 4 つの巨大惑星の電離圏中の電子密度をプロットした図である。木星電離圏の電子密度は  $5-20 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  である。木星電離圏密度を高度の関数としてプロットすると, 木星電離圏は高度 1000 km 以下の狭い範囲で 8 つの層に分かれていることが確認される。土星電離圏の最大電子密度は  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  オーダである。天王星電離圏での最大電子密度は高度約 2000 km で  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  オーダである。海王星電離圏は天王星電離圏と似ている。

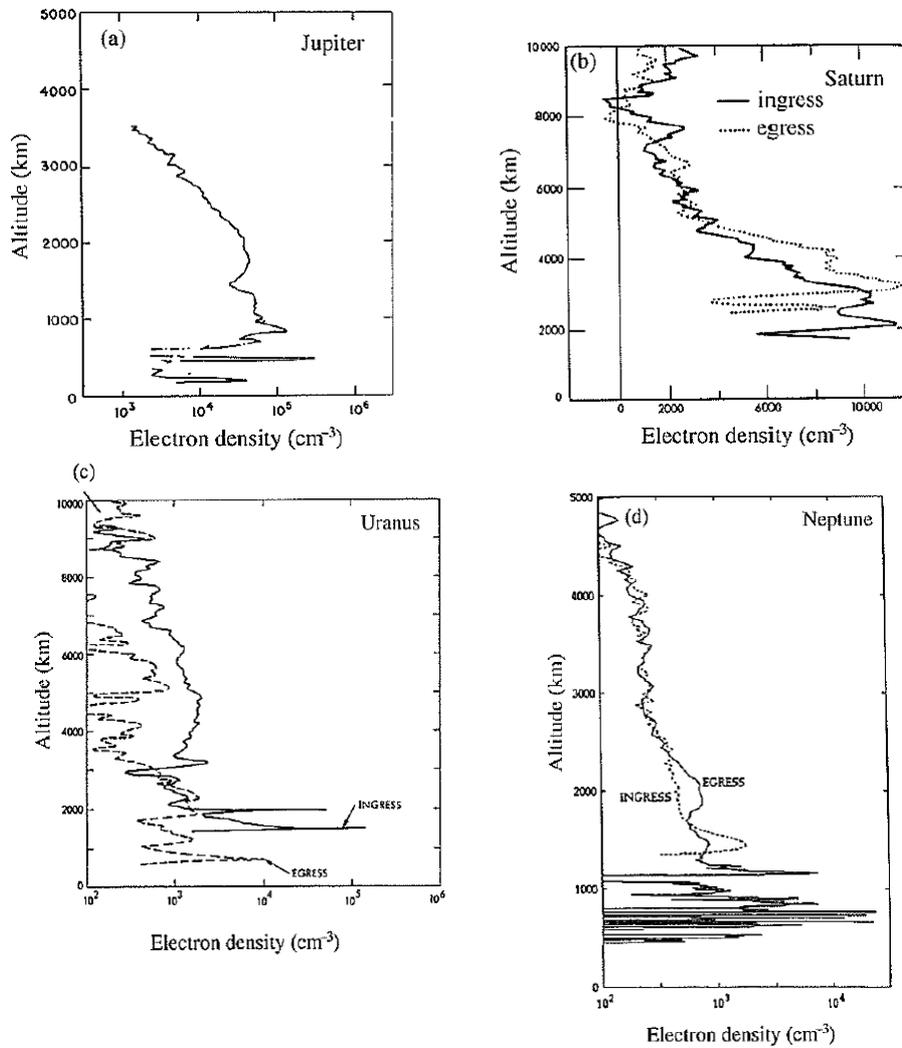


図 2.4 (a) 木星電離圏の電子密度 (Atreya and Donahue, 1976). (b) 土星電離圏の電子密度 (Kliore et al., 1980). (c) 天王星電離圏の電子密度 (Lindal et al., 1987). (d) 海王星電離圏の電子密度 (Lindal, 1992). それぞれ、縦軸に高度、横軸に電子密度を示している。

## 2.2 惑星磁気圏の概観

本節では地球磁気圏を基に、他の惑星磁気圏について解説する。惑星の磁場は太陽風により変形され、太陽と反対側に引き伸ばされた構造を持つ (図 2.5 (a))。本論文では双極子磁場を仮定する。磁気圏界面は、惑星磁場領域と太陽風磁場領域とを分ける境界のことで

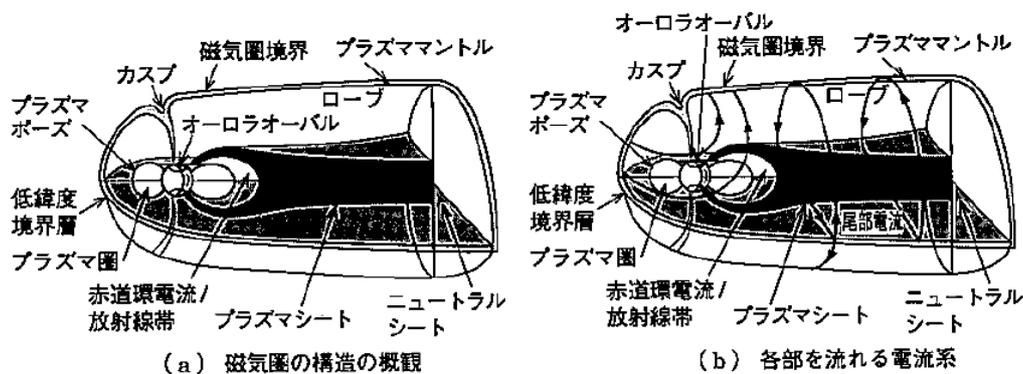


図 2.5 地球磁気圏の構造と電流系. [Cravens, 1997]

ある。この内側の領域が磁気圏である。赤道面の南北両側にある広い空間をローブと呼ぶ。この領域には、惑星の極域から伸びている磁力線が夜側へ引き伸ばされている。北側のローブと南側のローブが接する赤道面に近い領域は、磁場が弱い、熱いプラズマがシート状に溜まっているのでプラズマシートと呼ばれる。

図 2.5 (b) は磁気圏の各部を流れる電流を示している。尾部電流はプラズマシートを朝側から夜側へかけて流れ、南北に分岐し境界表面を回るように流れている。惑星前面の磁気圏境界を、カスプ中心に閉じるように流れている電流は磁気圏界面電流である。

現在、太陽系には磁気圏を持つ惑星は 6 つ確認されている。水星、地球、木星、土星、天王星、海王星の 6 つである。金星や火星には弱い磁場はあるが、磁気圏を形成するような強い磁場は持っていない。表 2.1 は水星、木星、土星、天王星、海王星の磁気圏の大きさと磁気圏界面の位置を示している。木星の磁気圏が他の惑星と比べて、圧倒的に大きいことが分かる。また、水星の磁気圏は非常に小さい。本節では、水星、木星、土星、天王星、海王星

	Mercury	Earth	Jupiter	Saturn	Urans	Neptune
Magnetopause Distance ( $R_P$ )	1.5	10	42	19	25	24
Observed size of magnetosphere ( $R_P$ )	1.4	8-12	50-100	16-22	18	23-26

表 2.1 各惑星の磁気圏界面の位置と磁気圏の大きさ. 上のパネルは磁気圏界面の太陽直下点までの距離. 下のパネルは観測された磁気圏の大きさ  $R_P$  は惑星半径. [Kivelson and Bagenal, 1999, 改]

の磁気圏について簡単に説明する.

### 2.2.1 水星

水星は太陽系第 1 惑星<sup>†2</sup> として位置づけられる. 赤道半径は 2440 km, 質量は地球の 0.055 倍, 密度は  $5.43 \text{ g cm}^{-3}$  である. 赤道重力は地球の 0.38 倍, 公転周期は 0.24 年, 自転周期は 58.6 日 (地球を 1 日として) である. 磁場関連の量は, 磁気モーメントは地球の  $4 \times 10^{-4}$  倍, 自転軸に対する磁気軸傾斜角は  $14^\circ$  である.

水星は太陽に最も近い惑星のため, 太陽風の影響を非常に強く受ける. 水星の固有磁場は強い太陽風にも耐えられる程に強い. 図 2.7 は水星磁気圏の形状を太陽 - 磁気圏尾部子午線面で描いたものである. 基本的な構造は地球磁気圏と同じで, プラズマ圏や放射線帯, プラズマシート, カスプが存在する. しかし, 水星磁気圏の大きさは地球に比べて遥かに小さく, プラズマ圏や放射線帯は水星表面より内側に存在する. 水星磁気圏の特徴は電離圏がなく, また磁気圏プラズマは太陽風起源と考えられている. プラズマシートのプラズマ密度は地球よりも高い.

### 2.2.2 木星

木星は太陽系第 5 惑星として位置づけられる. 赤道半径は 71492 km, 質量は地球の 317.8 倍, 密度は  $1.326 \text{ g cm}^{-3}$  である. 赤道重力は地球の 2.36 倍, 公転周期は 11.86 年, 自転

<sup>†2</sup> 太陽から近い順に第 1 惑星, 第 2 惑星と付けられている. 地球は太陽系第 3 惑星である.

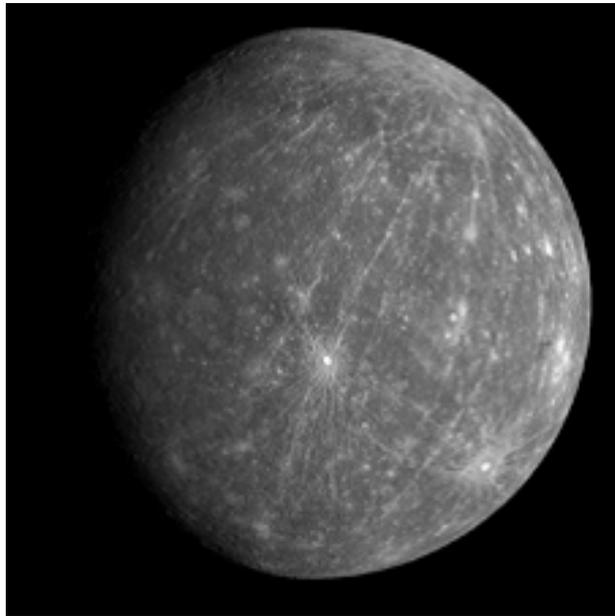


図 2.6 水星. [NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory/Carnegie Institution of Washington, <http://messenger.jhuapl.edu/>]

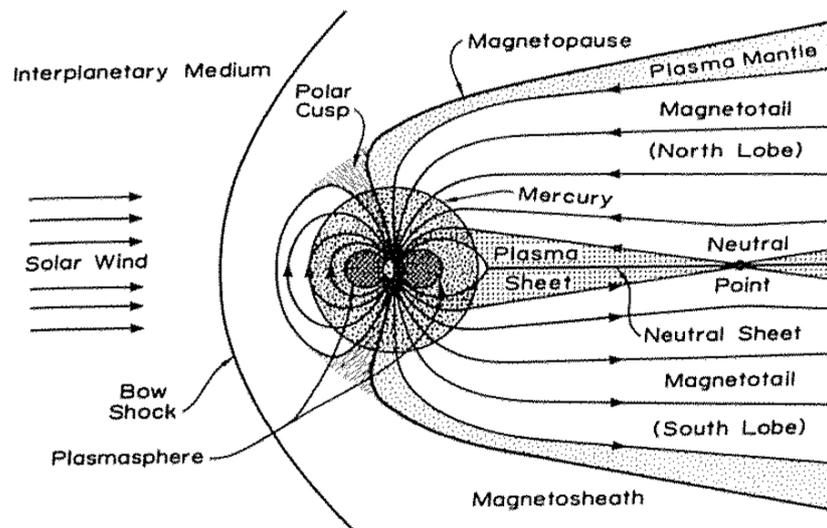


図 2.7 水星磁気圏. [Russel et al., 1988]

周期は 0.417 日 (地球を 1 日として) である. 磁場関連の量は, 磁気モーメントは地球の 20000 倍, 自転軸に対する磁気軸傾斜角は  $9.6^\circ$  である.



図 2.8 木星. [NASA, <http://hubblesite.org/>]

木星の磁気圏の形は基本的には地球の磁気圏と似ている. その大きさは, 太陽方向で 50 から  $100 R_J$  と変動する. ここで,  $R_J$  は木星半径である. また, 磁気圏尾部が土星周回軌道に入り込むことがある. 図 2.9 は木星磁気圏の形状を太陽 - 磁気圏尾部子午線面で描いたものである. 外部磁気圏は円盤型で, この領域のプラズマは惑星と共に共回転している. 放射線帯は  $2.5 R_J$  付近に存在し, 電子, プロトン, ヘリウムイオンで満たされている. 木星磁気圏には  $\text{Io}^{\dagger 3}$  プラズマトラスが存在し,  $\text{Io}$  の軌道 ( $5.9 R_J$ ) 付近を中心に重いイオンがトラス状<sup>†4</sup> に集中している.

---

<sup>†3</sup> 木星の衛星

<sup>†4</sup> ドーナツ状

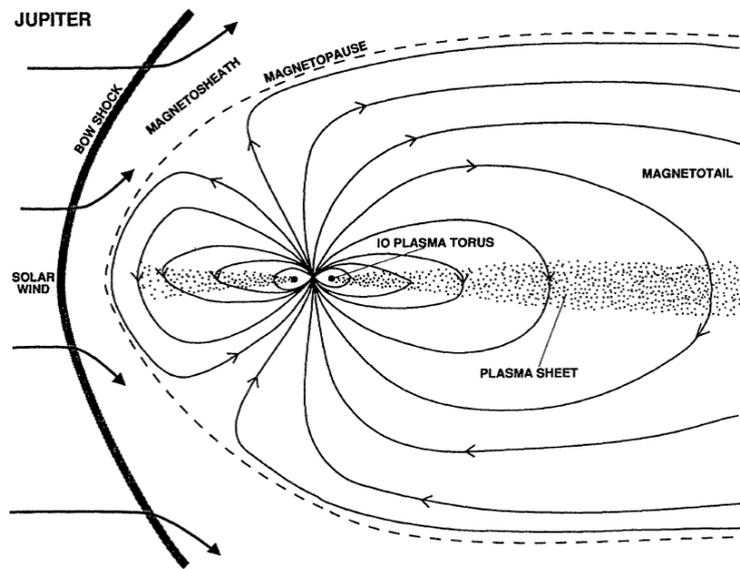


図 2.9 木星磁気圏. [Bagenal, 1992]

### 2.2.3 土星

土星は太陽系第 6 惑星として位置づけられる。赤道半径は 60268 km, 質量は地球の 95.2 倍, 密度は  $0.69 \text{ g cm}^{-3}$  である。赤道重力は地球の 0.94 倍, 公転周期は 29.46 年, 自転周期は 0.436 日 (地球を 1 日として) である。磁場関連の量は, 磁気モーメントは地球の 580 倍, 自転軸に対する磁気軸傾斜角は  $1^\circ$  でほぼ自転軸に等しい。また, 土星にはリングが存在し, 内側から D 環, C 環, B 環, A 環, F 環, G 環, E 環 となっている。

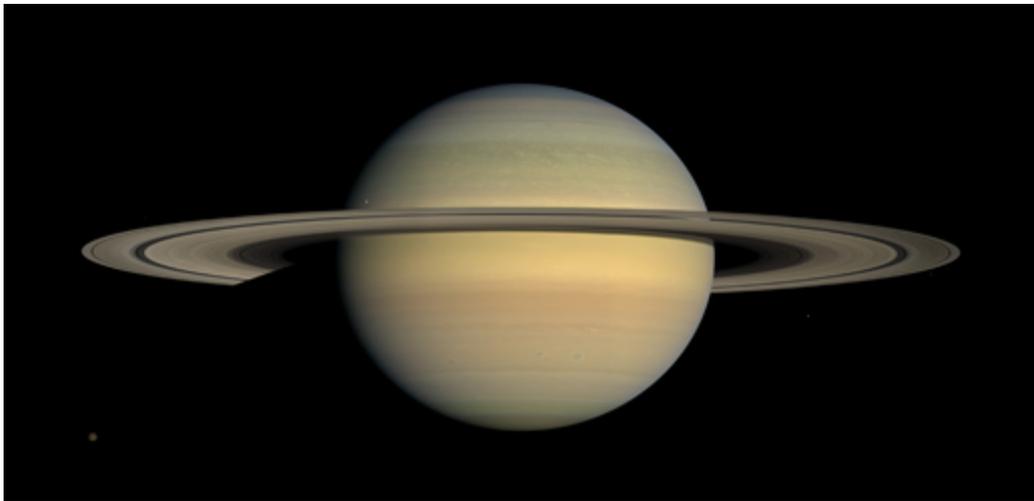


図 2.10 土星 [NASA, <http://saturn.jpl.nasa.gov/>]

土星磁気圏は地球磁気圏と木星磁気圏の間ほどの大きさを持つ。磁気圏の大きさは太陽側で 15 から  $30 R_S$  程度である。ここで,  $R_S$  は土星半径である。それ故, 約  $20 R_S$  の距離を周回する衛星 Titan<sup>†5</sup> は磁気圏の変動により磁気圏内に入ったり外に出たりする。また, 磁気軸は自転軸に対して  $1^\circ$  しか傾いておらず, ほぼ自転軸に一致する。図 2.11 は土星磁気圏の形状を太陽 - 磁気圏尾部子午線面で表した図である。土星磁気圏には  $6 R_S$  付近に Dione-Tethys<sup>†6</sup> トーラスがあり, プラズマが豊富に存在する。土星の氷衛星は

<sup>†5</sup> 土星の衛星

<sup>†6</sup> Dione, Tethys 共に土星の衛星

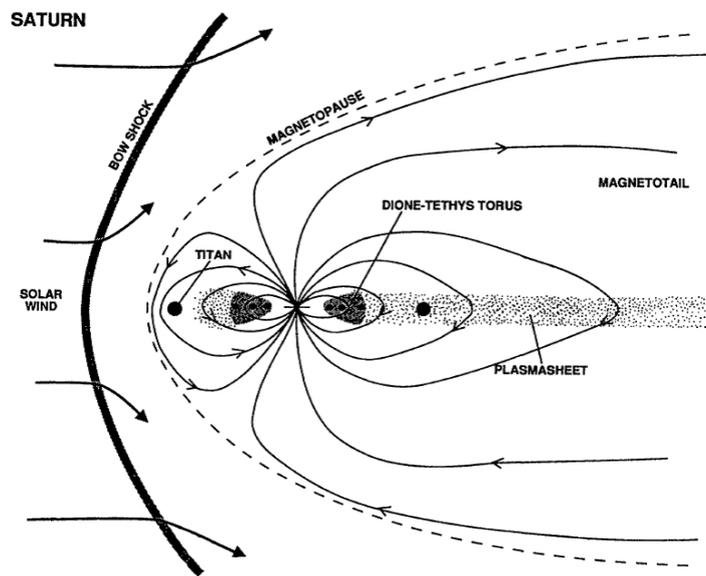


図 2.11 土星磁気圏. [Bagenal, 1992]

Titan, Dione, Tethys 以外に Mimas, Enceladus が存在する。これら 5 つの氷衛星は土星の内部磁気圏 ( $3-9 R_S$ ) に位置している。また、リング粒子はほとんどが水氷から構成されている。荷電粒子のスプッターリング<sup>†7</sup> や隕石の衝突によって、磁気圏内の衛星やリングから生成される水が放出される。この水が解離、電離することで酸素イオンが豊富なプラズマトラスが形成される。

#### 2.2.4 天王星

天王星は太陽系第 7 惑星として位置づけられる。赤道半径は 25559 km, 質量は地球の 14.5 倍, 密度は  $1.318 \text{ g cm}^{-3}$  である。赤道重力は地球の 0.89 倍, 公転周期は 83.75 年, 自転周期は 0.720 日 (地球を 1 日として) である。磁場関連の量は, 磁気モーメントは地球の 50 倍, 自転軸に対する磁気軸傾斜角は  $60^\circ$  である。

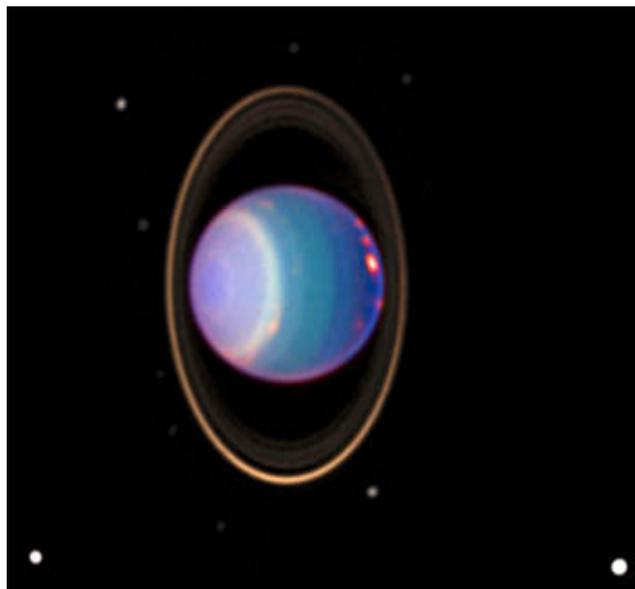


図 2.12 天王星 [NASA, <http://hubblesite.org/>]

天王星の磁気軸は自転軸に対して  $60^\circ$  傾いていることは前述した。水星, 木星, 土星の磁

<sup>†7</sup> イオン, 原子, クラスタを物質表面にぶつけて表面を削る, もしくは表面物質を跳ね飛ばす。

気軸は自転軸に対して  $10^\circ$  以内の傾斜なので、天王星の磁気軸は圧倒的に傾いていることが分かる。また、磁気軸の中心は惑星の中心から約  $0.3 R_U$  ずれている。ここで、 $R_U$  は天王星半径である。図 2.13 は天王星磁気圏の形状を太陽 - 磁気圏尾部子午線面で表した図

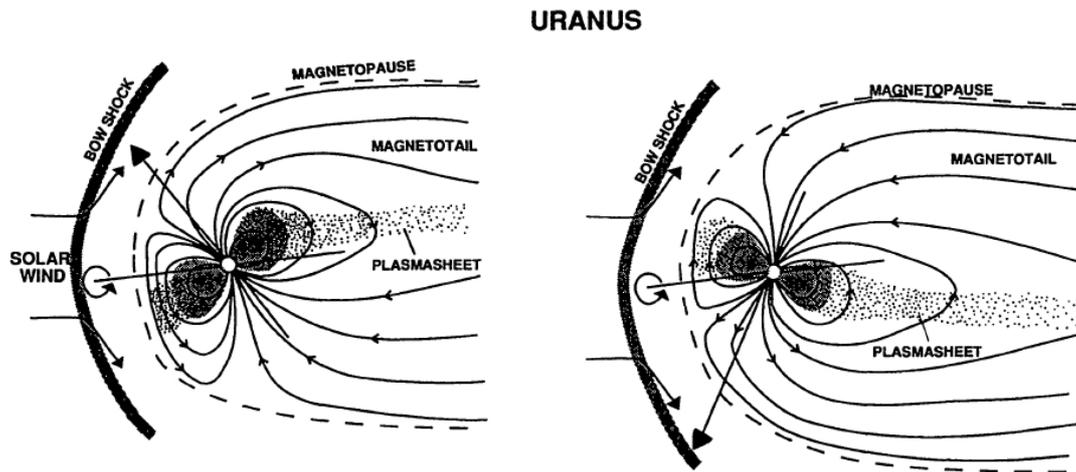


図 2.13 天王星磁気圏. 左側と右側の図で、半日 (天王星日) 自転している。[Bagenal, 1992]

である。左側と右側では半日 (天王星日) 自転している。天王星の自転軸は黄道面に対してほぼ垂直を向いているので、太陽風が吹き付ける方向から見た磁場形状は地球と似ている。天王星磁気圏内のプラズマ密度は約  $0.1 \sim 1 \text{ cm}^{-3}$  と非常に少ない。天王星の主なプラズマは中性水素コロナ<sup>†8</sup> が電離することで生じると考えられている。また、太陽風粒子を起源とするプラズマも存在する。天王星の自転方向と磁場の向きに影響して、プラズマの運動は複雑である。

### 2.2.5 海王星

海王星は太陽系第 8 惑星として位置づけられる。赤道半径は 24766 km, 質量は地球の 17.1 倍, 密度は  $1.638 \text{ g cm}^{-3}$  である。赤道重力は地球の 1.12 倍, 公転周期は 163.72 年, 自転周期は 0.673 日 (地球を 1 日として) である。磁場関連の量は、磁気モーメントは地球の 25 倍, 自転軸に対する磁気軸傾斜角は  $47^\circ$  である。

<sup>†8</sup> 可視光では見えない巨大な水素のガス雲。太陽紫外線を散乱する。

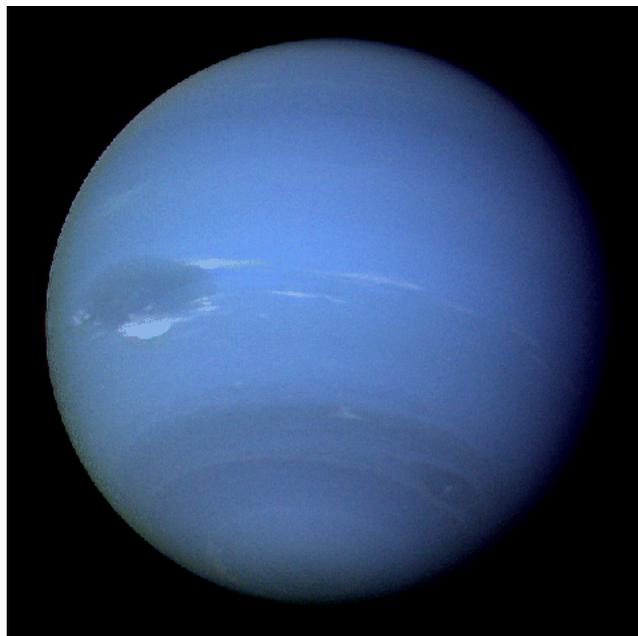


図 2.14 海王星 [NASA, <http://voyager.jpl.nasa.gov/>]

海王星の磁気軸は自転軸に対して  $47^\circ$  傾いており、天王星に次いで磁気軸が自転軸に対して傾いている。磁気軸中心は海王星中心から  $0.55 R_N$  離れている。ここで、 $R_N$  は海王星半径である。自転軸と磁気軸のずれによって海王星磁場形状は非常に独特である。図 2.15

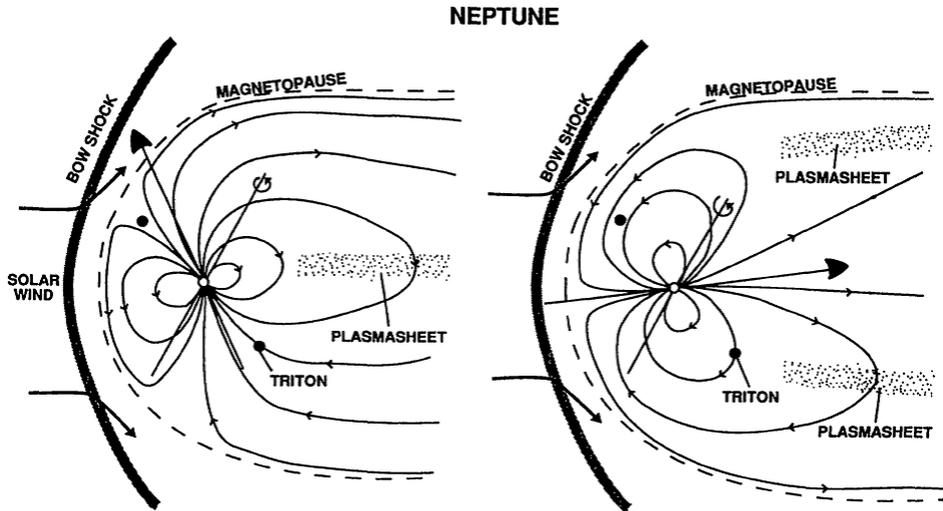


図 2.15 海王星磁気圏. 左側と右側の図で、半日 (海王星日) 自転している。[Bagenal, 1992]

は海王星磁気圏の形状を太陽 - 磁気圏尾部子午線面で表した図である。左側と右側では半日 (海王星日) 自転しており、半日で磁気圏の形状が大きく変わる。左側の図の場合は地球や木星、土星の場合の形状と比較的似ている。一方、半日経った右側の図では磁気軸が太陽方向を向くようなポールオン形状となる。このような場合、磁極が太陽に面しているのでカスプに直接太陽風が流れ込む。また、海王星表面付近では双極子磁場を仮定できなくなり、四重極や八重極を考慮する必要がある。

### 2.3 惑星磁場と太陽風との相互作用

土星を含む惑星磁気圏は、惑星磁場と太陽風との相互作用によって作られる。

太陽風とは太陽から吹き出すプラズマの流れのことである。惑星間空間はこの太陽風によって満たされている。太陽風に凍結<sup>†9</sup>された磁場を惑星間磁場 (以後 IMF) と言う。磁

<sup>†9</sup> 異なった起源の磁場を持つプラズマは互いに混じり合わないことを「磁場がプラズマに凍結されている」

気圏の動的なモデルを理解するためには, IMF の方向が重要となる.

惑星近傍に他の天体がまったく存在しない場合を仮定してみると, 惑星の双極子磁場は妨げられることなく広がる (図 2.16). このような磁気圏ではその外側に明確な境界は存在

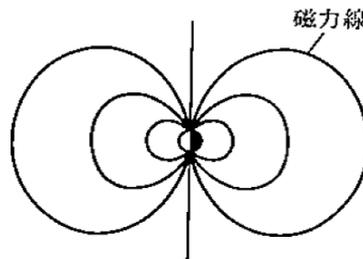


図 2.16 太陽風との相互作用を考えない地球磁気圏モデル. 双極子磁場に支配され軸対称な構造を持つ. [松井, 他, 1997]

せず, 外側にいくに従いプラズマ密度は減少する. しかし, 実際には惑星は太陽風中に存在するため, 太陽風と惑星磁場との相互作用を考えることで, 初めて実際の磁気圏構造を理解できる.

次に, 太陽風と相互作用する磁気圏の静的なモデルについて考える. プラズマは磁力線に凍結するので, この場合では異なる磁力線上にあるプラズマとは決して交わることはない. それ故, 太陽風が惑星磁場に遭遇すると, 磁気圏プラズマとは交わることなく左右上下にすり抜ける (図 2.17).

太陽風と磁気圏の境界は磁気圏界面と呼ばれ, 惑星の昼側では太陽風動圧と磁気圏の磁気圧がつり合ったところに存在する. 太陽風動圧と磁気圧は,

$$p_{solar} = 2nmv_{solar}^2 \quad (2.21)$$

$$p_m = \frac{B_{mp}^2}{2\mu_0} \quad (2.22)$$

と表される. ここで,  $p_{solar}$ ,  $n$ ,  $m$ ,  $v_{solar}$  は太陽風の動圧, 数密度, 分子質量, 速度である.  $\mu_0$  は真空の透磁率で  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ kg m A}^{-2}$ ,  $p_m$  は磁気圧である.  $B_{mp}$  は磁気圏境

と表現する.

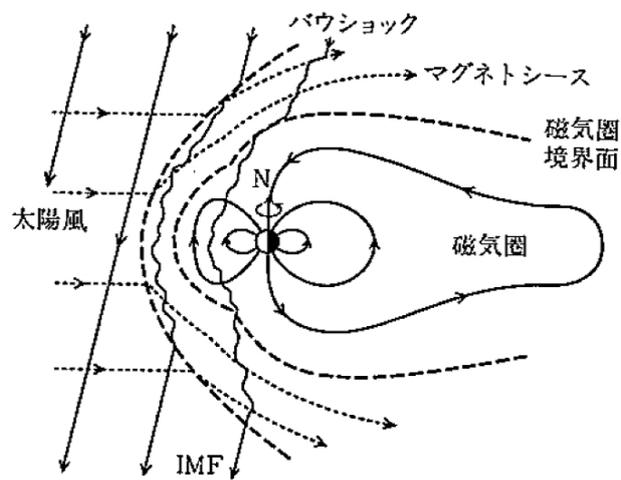


図 2.17 静的に閉じた地球磁気圏. 太陽風は惑星磁気圏と相互作用することなくすり抜ける. [松井, 他, 1997]

界における磁場の大きさで,

$$B_{mp} = fB_0 \left( \frac{R_P}{r_{mp0}} \right)^3 \quad (2.23)$$

である.  $B_0$  は惑星表面での磁場の大きさ,  $R_P$  は惑星半径,  $r_{mp0}$  は正午の子午面に沿った地球中心から磁気圏境界までの距離,  $f$  は圧縮因子である. 太陽風動圧と磁気圧の釣り合いから磁気圏界面では, 式 (2.21) と (2.22) より,

$$\frac{r_{mp0}}{R_P} = \left( \frac{f^2 B_0^2}{4\mu_0 m n v_{solar}^2} \right)^{1/6} \quad (2.24)$$

となる. このモデルでは, 太陽風動圧の変化によって磁気圏の形状はあまり変化しない. しかし, 磁気圏活動が活発な時はこれでは説明されない. 磁気圏活動が活発な時は 2.4 節, 2.6 節で詳しく述べる.

## 2.4 磁気リコネクション

基本的にプラズマは, 磁場に凍結されているため同じ磁力線上のみでしか移動できない. しかし, 磁場の凍結が破れることがある. この時, 絶対に交わることのない 2 本の磁力線が交わって, 磁力線のつなぎ換えが起こる. この現象を磁気リコネクションと言う.

磁気圏が活発に活動している時, 磁気圏は閉じずに動的に変化する. このモデルを提唱したのが Dungey (1961) である. 彼は, IMF が南向き (土星の場合は北向き) の時, 大量のエネルギーが磁気圏に注入されることを指摘した. 図 2.18 のように, IMF が南向き (土星の場合は北向き) のとき, 太陽側の境界面で磁力線どうしの結合が起こる. IMF の磁力線とつながった惑星磁力線は, 開いた磁力線となり夜側へ運ばれる.

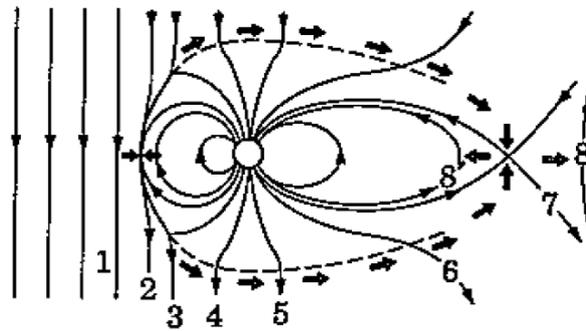


図 2.18 開いた地球磁気圏モデル. 太陽側の磁気圏境界で磁力線は切断され, IMF とつながって磁気圏尾部を形成する. 1 ~ 8 に従って, 磁力線が運動する. [恩藤, 丸橋, 2000]

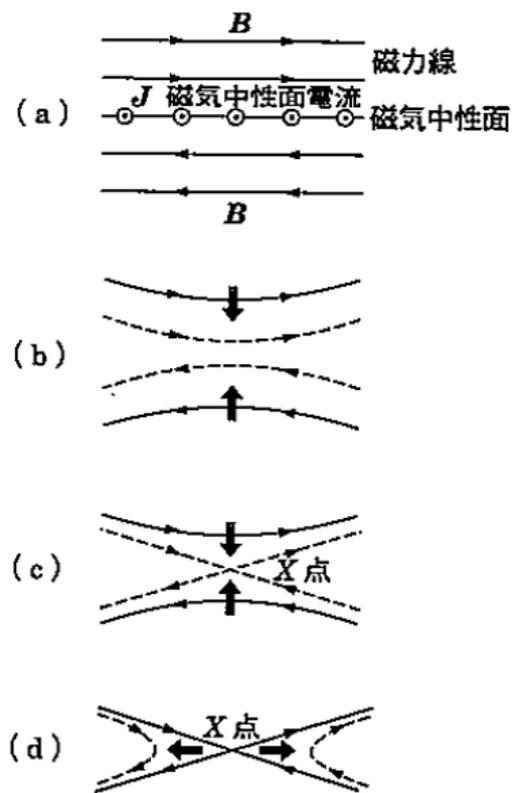


図 2.19 磁気リコネクションの模式図. [恩藤, 丸橋, 2000]

磁気リコネクションのメカニズムについて述べる。図 2.19 (a) は、磁気中性面<sup>†10</sup> の上下に 2 本ずつ、それぞれ反対の向きを持った磁力線を示している。これらを近づけていくと Ampere の法則より境界に電流<sup>†11</sup> が発生する。中性面のどこかで電気抵抗が生じたとすると、そこでは磁場のエネルギーが消費される。周りの磁場はこの消費された領域を補うように拡散する (図 2.19 (b))。これにより、磁場の凍結が破れる。図 2.19 (c) には、 $X$  点として、磁力線の集まる場所が示されている。この場所で磁力線のつなぎ換えが生じる。図 2.19 (d) で新たな磁力線のペアが形成されている。このようにして、磁気リコネクションが起こる。図 2.19 (d) の破線で示した磁力線では、磁場の凍結が破れ、元々異なった磁力線上に存在したプラズマが混合している。

## 2.5 磁気圏電流系

本節では、磁気圏を流れる電流系について説明する。磁気圏を流れる電流は、電離圏に入り込み、電離圏を進んだ後に再び、磁気圏へと流れ込む。このように、磁気圏を流れる電流と電離圏を流れる電流は等価である。

### 2.5.1 Pedersen 電流と Hall 電流

1 価のイオンおよびプラズマの電気的中性を仮定すると、電離圏内のある高度における電流密度は、

$$\mathbf{j} = ne(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) \quad (2.25)$$

となる。 $j$  は電流密度、 $n$  は数密度、 $e$  は電気素量、 $V$  は速度、添え字の  $i$  はイオン、 $e$  は電子を表す。イオン速度と電子速度について考える。電離圏プラズマの力学を記述するには、プラズマの運動方程式と電気力学方程式の組を適用する。ある  $j$  種のイオンの運動方

<sup>†10</sup> 磁場の大きさが 0 の面

<sup>†11</sup> 磁気中性面電流

程式, 連続の式, 状態方程式は,

$$\rho_j \frac{d\mathbf{V}_j}{dt} = -\nabla p_j + \rho_j \mathbf{g} + \frac{q_j \rho_j}{m_j} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_j \times \mathbf{B}) - \sum_k \rho_j \nu_{jk} (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_k) \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_j \mathbf{V}_j) = P_j - L_j \quad (2.27)$$

$$p_j = \rho_j k_B \frac{T_j}{m_j} = n_j k_B T_j \quad (2.28)$$

である. ここで  $\rho$  は密度,  $p$  は圧力,  $q$  は電荷量,  $m$  は質量,  $\nu$  は衝突周波数,  $k_B$  は Boltzmann 定数,  $\mathbf{E}$  は電場,  $\mathbf{B}$  は磁場,  $P$  は生成項,  $L$  は損失項,  $\mathbf{g}$  は重力ベクトルである. また, Maxwell 方程式は,

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (2.29)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.31)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.32)$$

である. ここで,  $\phi$  は電場ポテンシャルである. イオンと電子の数密度は等しいので,

$$n = n_e \simeq \sum_j n_j \quad (2.33)$$

とおく. イオンと電子の温度が空間的に一様とすると, 式 (2.26) は, イオンと中性大気との衝突のみを考えると,

$$nm_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = -k_B T_i \nabla n + nm_i \mathbf{g} + ne (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - nm_i \nu_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) \quad (2.34)$$

$$nm_e \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -k_B T_e \nabla n + nm_e \mathbf{g} + ne (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - nm_e \nu_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n) \quad (2.35)$$

と書ける. 式 (2.34) において, 定常状態を考えて  $\mathbf{V}_i$  について解くと,

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n + \frac{1}{\nu_{in}} \mathbf{g} - \frac{k_B T_i}{m_i \nu_{in}} \frac{\nabla n}{n} + \frac{e}{m_i \nu_{in}} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \quad (2.36)$$

となる. イオン拡散係数

$$D_i = \frac{k_B T_i}{m_i \nu_{in}} \quad (2.37)$$

およびイオンスケールハイト

$$H_i = \frac{k_B T_i}{m_i g} \quad (2.38)$$

を導入すると,

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n + \mathbf{G}_i + \frac{e}{m_i \nu_{in}} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \quad (2.39)$$

となる. ここで,

$$\mathbf{G}_i = D_i \left( \frac{\hat{\mathbf{g}}}{H_i} - \frac{\nabla n}{n} \right) \quad (2.40)$$

である. これは, 重力, 拡散による速度成分である. ここで,  $\hat{\mathbf{g}}$  は重力方向の単位ベクトルである. 式 (2.35) で  $\mathbf{V}_e$  について解くと,

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_n + \mathbf{G}_e - \frac{e}{m_e \nu_{en}} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \quad (2.41)$$

$$\mathbf{G}_e = D_e \left( \frac{\hat{\mathbf{g}}}{H_e} - \frac{\nabla n}{n} \right) \quad (2.42)$$

である. ここでは, 主流をなす電流が流れていて, 衝突周波数がかなり大きくそれに対応する  $D_e$  と  $D_i$  の値が小さくなる電離圏のイオンと電子の速度を考えているので, 拡散項と重力項を無視をする. すると式 (2.39) は,

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n + \frac{e}{m_i \nu_{in}} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) \quad (2.43)$$

となる.

$$\mathbf{V}'_i = \mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n \quad (2.44)$$

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{V}_n \times \mathbf{B} \quad (2.45)$$

とすると,

$$\mathbf{V}'_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}} \mathbf{E}' + \frac{e}{m_i \nu_{in}} \mathbf{V}'_i \times \mathbf{B} \quad (2.46)$$

である.  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{V}'_i$  は中性風とともに移動する基準座標系で測ったそれぞれ電場とイオンの速度である. 電子についても同様に,

$$\mathbf{V}'_e = -\frac{e}{m_e \nu_{en}} \mathbf{E}' - \frac{e}{m_e \nu_{en}} \mathbf{V}'_e \times \mathbf{B} \quad (2.47)$$

となる. ここで,

$$\mathbf{V}'_e = \mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n \quad (2.48)$$

は、中性風とともに移動する基準座標系から観測される電子の速度である。ここで、イオンのサイクロトロン周波数  $\Omega_i = eB/m_i$ 、イオン易動係数  $k_i = \Omega_i/\nu_{in}$  を導入すると、イオン速度は、

$$\mathbf{V}'_i = \frac{k_i}{B_i} \mathbf{E}' + \frac{k_i}{B_i} \mathbf{V}'_i \times \mathbf{B}_i \quad (2.49)$$

式 (2.49) から、

$$\mathbf{V}'_i \times \mathbf{B}_i = \frac{k_i}{B_i} \mathbf{E}'_i \times \mathbf{B}_i + \frac{k_i}{B_i} (\mathbf{V}'_i \cdot \mathbf{B}_i) \mathbf{B}_i - k_i B_i \mathbf{V}'_i \quad (2.50)$$

となり、また、

$$\mathbf{V}'_i \cdot \mathbf{B}_i = \frac{k_i}{B_i} \mathbf{E}'_i \cdot \mathbf{B}_i + \frac{k_i}{B_i} (\mathbf{V}'_i \times \mathbf{B}_i) \cdot \mathbf{B}_i = \frac{k_i}{B_i} \mathbf{E}'_i \cdot \mathbf{B}_i \quad (2.51)$$

である。よって、

$$\mathbf{V}'_i \times \mathbf{B}_i = \frac{k_i}{B_i} \mathbf{E}'_i \times \mathbf{B}_i + \left( \frac{k_i}{B_i} \right)^2 (\mathbf{E}'_i \cdot \mathbf{B}_i) \mathbf{B}_i - k_i B_i \mathbf{V}'_i \quad (2.52)$$

となる。式 (2.52) を式 (2.49) に代入して、 $\mathbf{V}'_i$  についてまとめると、

$$\mathbf{V}'_i = \frac{1}{1 + k_i^2} \left[ \frac{k_i}{B_i} \mathbf{E}'_i + \left( \frac{k_i}{B_i} \right)^2 \mathbf{E}'_i \times \mathbf{B}_i + \left( \frac{k_i}{B_i} \right)^3 (\mathbf{E}'_i \cdot \mathbf{B}_i) \mathbf{B}_i \right] \quad (2.53)$$

となる。ここで添字  $\perp$  は磁場に垂直な成分を表す。電子についても同様に、

$$\mathbf{V}'_e = \frac{1}{1 + k_e^2} \left[ -\frac{k_e}{B_i} \mathbf{E}'_i + \left( \frac{k_e}{B_i} \right)^2 \mathbf{E}'_i \times \mathbf{B}_i - \left( \frac{k_e}{B_i} \right)^3 (\mathbf{E}'_i \cdot \mathbf{B}_i) \mathbf{B}_i \right] \quad (2.54)$$

である。式 (2.25) より、

$$\mathbf{j} = ne(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) = ne[\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n - (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n)] = ne(\mathbf{V}'_i - \mathbf{V}'_e) \quad (2.55)$$

である。式 (2.55) に式 (2.53), (2.54) を代入すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= ne \left[ \left( \frac{k_e}{1 + k_e^2} + \frac{k_i}{1 + k_i^2} \right) \frac{\mathbf{E}'_{i\perp}}{B_i} - \left( \frac{k_e^2}{1 + k_e^2} - \frac{k_i^2}{1 + k_i^2} \right) \frac{\mathbf{E}'_i \times \mathbf{B}_i}{B_i^2} \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{k_e^3}{1 + k_e^2} + \frac{k_i^3}{1 + k_i^2} \right) \frac{(\mathbf{E}'_i \cdot \mathbf{B}_i) \mathbf{B}_i}{B_i^3} \right] \\ &= \sigma_P \mathbf{E}'_{i\perp} + \sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i + \sigma_{\parallel} \mathbf{E}'_{\parallel} \end{aligned} \quad (2.56)$$

となる. ここで,  $-\mathbf{E}'_i \times \mathbf{B}_i/B_i = \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i$  である. また, 添字  $\parallel$  は磁場に平行な成分を表す.  $\sigma_P$  を Pedersen 導電率,  $\sigma_H$  を Hall 導電率,  $\sigma_{\parallel}$  を平行導電率と呼ぶ. また,  $\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_{\perp} + \mathbf{E}'_{\parallel}$  である. よって, Pedersen 電流  $\mathbf{j}_P$  と Hall 電流  $\mathbf{j}_H$  は,

$$\mathbf{j}_P = \sigma_P \mathbf{E}'_{i\perp} \quad (2.57)$$

$$\mathbf{j}_H = \sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i \quad (2.58)$$

となる. 平行電流は,

$$\mathbf{j}_{\parallel} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}'_{\parallel} \quad (2.59)$$

超高層大気では磁場に平行な電場は磁場に垂直な電場に比べて非常に小さいので, 全電場は磁場に垂直であると見なせる. 平行電場が無視できるとすると, 高さ方向に積分した電流密度は,

$$\mathbf{i} = \int_{h_1}^{h_2} \mathbf{j} dh = \int_{h_1}^{h_2} \sigma_P(h) \mathbf{E}'_{i\perp}(h) dh + \int_{h_1}^{h_2} \sigma_H(h) \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i dh \quad (2.60)$$

となる.  $\mathbf{E}'_i$  は  $z$  を鉛直方向とするデカルト座標に分解でき,

$$\begin{aligned} \mathbf{i} &= \int_{h_1}^{h_2} \sigma_P(h) (E'_{x\perp} \hat{\mathbf{x}} + E'_{y\perp} \hat{\mathbf{y}}) dh - \int_{h_1}^{h_2} \sigma_H(h) (E'_y \hat{\mathbf{x}} - E'_x \hat{\mathbf{y}}) dh \\ &= \hat{\mathbf{x}} \int_{h_1}^{h_2} (\sigma_P(h) E'_{x\perp} - \sigma_H(h) E'_y) dh + \hat{\mathbf{y}} \int_{h_1}^{h_2} (\sigma_P(h) E'_{y\perp} + \sigma_H(h) E'_x) dh \end{aligned} \quad (2.61)$$

となる.

$$\Sigma_P = \int_{h_1}^{h_2} \sigma_P(h) dh \quad (2.62)$$

$$\Sigma_H = \int_{h_1}^{h_2} \sigma_H(h) dh \quad (2.63)$$

なので,

$$i_x = \Sigma_P E_{x\perp} - \Sigma_H E_y \quad (2.64)$$

$$i_y = \Sigma_P E_{y\perp} + \Sigma_H E_x \quad (2.65)$$

である.  $E'_i(h)$  が一定とすると,

$$\mathbf{i} = \Sigma_P \mathbf{E}'_{i\perp} + \Sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i \quad (2.66)$$

となる. 高さ方向に積分した Pedersen 電流  $i_P$  と Hall 電流  $i_H$  は,

$$i_P = \Sigma_P E'_{i\perp} \quad (2.67)$$

$$i_H = \Sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i \quad (2.68)$$

となる. 電離圏内では, Pedersen 電流は南北方向に, Hall 電流は東西方向に流れる.

### 2.5.2 沿磁力線 (Birkeland) 電流

沿磁力線電流とは, 磁力線に沿った電流のことで, 連続の式を適用することで求められる. 高さ方向に積分した電流密度は式 (2.66) で表すことができ,

$$\begin{aligned} \mathbf{i} &= \Sigma_P \mathbf{E}'_{i\perp} + \Sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i \\ &= \Sigma_P (\mathbf{E}_{i\perp} + \mathbf{V}_n \times \mathbf{B}_i) - \Sigma_H (\mathbf{E}_i + \mathbf{V}_n \times \mathbf{B}_i) \times \hat{\mathbf{r}} \end{aligned} \quad (2.69)$$

となる. 中性大気速度  $\mathbf{V}_n = 0$  と仮定すると式 (2.69) は,

$$\mathbf{i} = \Sigma_P \mathbf{E}_i + \Sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}_i \quad (2.70)$$

と記述できる. ここで,  $E_{i\parallel} = 0$  より  $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{i\perp}$  である. 連続の式は,

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.71)$$

なので, 沿磁力線電流は,

$$i_{\parallel} = -\nabla \cdot \mathbf{i} \quad (2.72)$$

と書ける. ここで  $i_{\parallel}$  は沿磁力線電流である. この沿磁力線電流がオーロラの発生過程で重要な役割を果たす. このことについては, 4 章で説明する.

## 2.6 磁気圏対流

磁気圏にはプラズマの対流が存在する. 本節で説明する磁気圏対流によって, オーロラ粒子が惑星近辺まで運ばれる.

### 2.6.1 Dungey サイクル

磁気圏モデルにおいて、開いた動的に変化するモデルを提唱したのは Dungey であることは 2.4 節で述べた (Dungey, 1961). 図 2.18 において、磁気圏前面でリコネクションした磁力線 2 は太陽風の流れにより、 $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6$  へと流れていく。そして、7 でリコネクションする。7 でのリコネクションは、北半球側から赤道域に近づいてきた磁力線と南半球側から近づいてきた磁力線の向きが互いに逆向きであるために起こる。その結果、一方は完全に閉じて惑星側へ向かい (図 2.18 8'), 他方は完全に開いて惑星と反対方向に切り離される (図 2.18 8). 惑星に近い側では、磁力線は磁力線自身の張力によって、縮んで惑星へと向かって運動する。

昼側で IMF と惑星磁気圏との磁気リコネクションが生じ、開いた磁力線が太陽風の影響で夜側へと運ばれる。そして、夜側で再びリコネクションが生じ、磁力線が惑星側へ向かうというこの一連の流れを Dungey サイクルと呼ぶ。

磁気圏に寄与するプラズマも Dungey サイクルの影響を受ける。昼側での磁気リコネクションにより IMF と惑星磁場がつながり、Dungey サイクルに従って磁気圏尾部へとプラズマが運ばれる (図 2.18 2 ~ 6). その後、夜側での磁気リコネクションの際に太陽風の運動量が磁気圏内に流入すると共にプラズマも磁気圏内に進入する (図 2.18 7). 磁気圏内部 (夜側) の磁力線が閉じているため、いったん進入したプラズマは外部へと流出することができない (図 2.18 8'). そして、サイクルに伴い惑星側へと流れてくる。この領域では、プラズマが磁気圏外部に流出しないためプラズマ密度が大きい。それ故、この領域をプラズマシートと呼ぶ。

図 2.20 は赤道面での Dungey サイクルによって駆動されたプラズマの流れを示している。この図では、共回転<sup>†12</sup> については考慮していない。図 2.21 は共回転を考慮した Dungey サイクルによって駆動されるプラズマの流れを示した定性的な略図である。惑星付近では共回転の影響が強く、プラズマは閉じた軌道をとるが、惑星から離れると共回転の影響は小さくなり、Dungey サイクルの影響を受け磁気圏前面へとプラズマは流れる。

<sup>†12</sup> 惑星の自転に引きずられて、プラズマが惑星の自転角速度と同じ角速度で回転すること

Dungey サイクルはオーロラを発生させる要因の 1 つである。プラズマシートに溜まったプラズマが対流によって惑星に供給されることでオーロラは発生する。

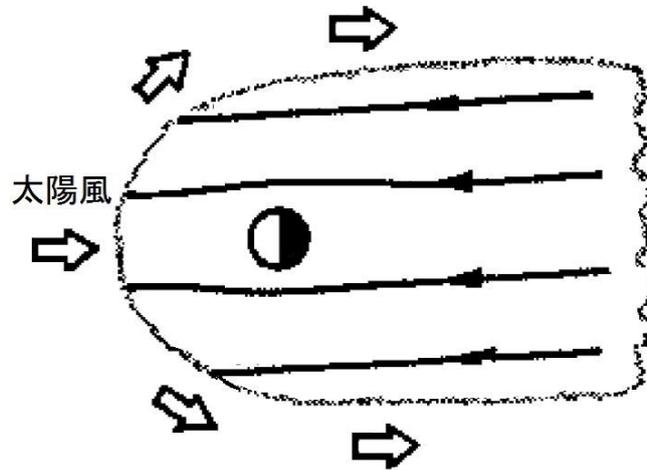


図 2.20 Dungey サイクルによるプラズマ流を赤道面に投影したもの。磁気圏尾部から流れてきたプラズマは、惑星を避けるように夜明け側と夕暮れ側へと流れる。[大林, 1970, 改]

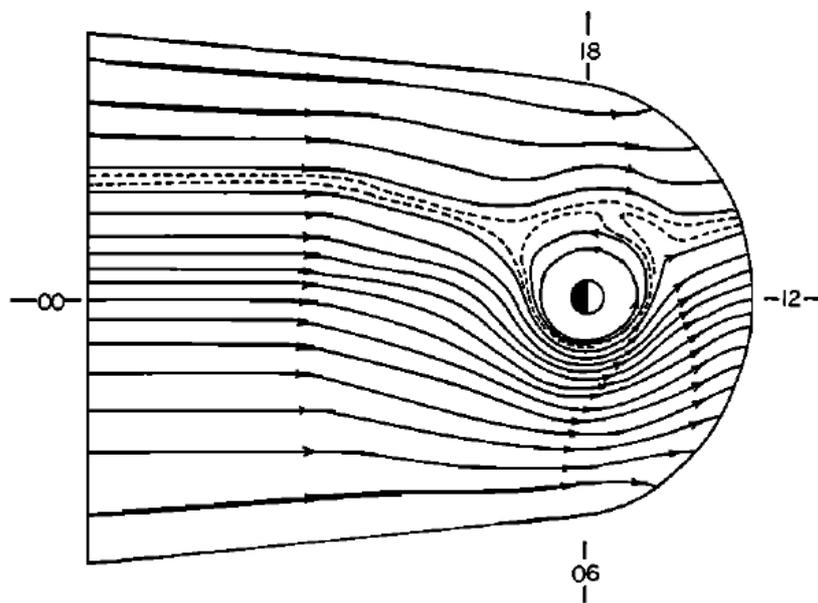


図 2.21 Dungey サイクルによるプラズマ流を赤道面に投影したもの. この図は共回転を考慮している. [Brice, 1967]

### 2.6.2 Vasyliunas サイクル

地球磁気圏では、2.6.1 節で述べたような Dungey サイクルによって、磁気圏対流が生じている。しかし、土星磁気圏では Dungey サイクルだけでなく、Vasyliunas サイクルも生じている (Cowley et al., 2004a)。Vasyliunas サイクルは元々木星磁気圏を説明するために提案された (Vasyliunas, 1983)。2.6.2 節では、Vasyliunas サイクルについて木星磁気圏を用いて解説する。

磁気圏内部において、電場  $E$  とプラズマ速度  $V$  は電磁流体力学 (magnetohydrodynamic, 以後 MHD) 方程式によって記述される。

$$E + V \times B = 0 \quad (2.73)$$

で与えられる。ここで、 $B$  は磁場である。電離圏内では、高度積分された電流密度  $i$  は、

$$i = \Sigma(E + V_n \times B) \quad (2.74)$$

である。ここで、 $\Sigma$  は高度積分した伝導率、 $V_n$  は電離圏高度での中性大気速度である。磁場に水平な電流は磁気圏の最下部 (電離圏の上端) を含む高度では独立なので、式 (2.73)、(2.74) より、

$$i = \Sigma(V_n - V) \times B \quad (2.75)$$

となる。ここで、 $V$  は磁気圏最下部でのプラズマ速度である。

磁気圏プラズマは惑星の自転と共回転をする。共回転の特徴は、それぞれの磁気フラックスチューブ内でのプラズマは自転軸の周りを回転していることである。もし、磁気圏プラズマ流の方位角速度が惑星自転角速度に等しいと近似すれば、以下の 4 つの条件が満たされる。

1. 電離圏高度での共回転を維持するための十分な運動量の垂直方向の輸送 (惑星 - 電離圏結合)。
2. 高電離圏伝導率 (大気 - 電離圏結合)
3. MHD 近似 (2.73) の正当性 (電離圏 - 磁気圏結合)

#### 4. プラズマの向心加速度の平衡を保つための十分な磁気応力

しかし、与えられたプラズマ成分のフラックスチューブが内向き磁気応力による共回転で維持される距離には限界がある。限界距離を越えるとプラズマは惑星と共回転する割合が小さくなる。惑星から離れた距離での共回転は、Goertz et al. (1976) の磁場モデルによって認められている。しかしこれは、フラックスチューブ成分もしくは共回転速度のどちらかが、距離が増加するにつれて減少するためだけで起こるとしている。

もし磁気フラックスチューブ上でのプラズマが、限界距離を超えて輸送され、フラックスチューブ成分も電離圏の共回転周波数のどちらも減少することができないならば、プラズマは直線に近づく軌道で運動し始める（非常に弱い磁気張力よりも他の応力によってゆがめられる場合を除いて）。昼側では、磁気圏内に留まろうとする制約によって、プラズマは共回転と同じような軌道で動き続ける。しかし夜側では、プラズマは低圧、低密度の磁気圏尾部内を外向きに自由に動くことができ、磁力線は開いた状態になる。これが、Hill et al. (1974) と Michel and Sturrock (1974) による半径外向き方向の回転加速されたプラズマのコンセプトである。これを惑星風と呼ぶ。図 2.22 は、赤道面での考えられる流れのパターンと関連した磁場のトポロジー変化を示したものである。引き伸ばされた磁力線は X と O の線で他の線と分離している。X のラインではリコネクションが起こっていると考えられる。図 2.22 は簡単な略図である。

惑星風モデルに基づいて考えられる 図 2.22 の流れパターンと、Voyager の荷電粒子観測から推測された流れのパターンには定性的な類似点が存在する (Krimigis et al., 1979)。Krimigis らによって観測された半径方向外向きの流れ（磁気圏風）は惑星風で明らかにされている。特に、夜明け領域の磁気圏界面付近の X ラインを超えた部分に強い尾部方向流が存在する。

図 2.22 のような対流を Vasyliunas サイクルと呼ぶ。

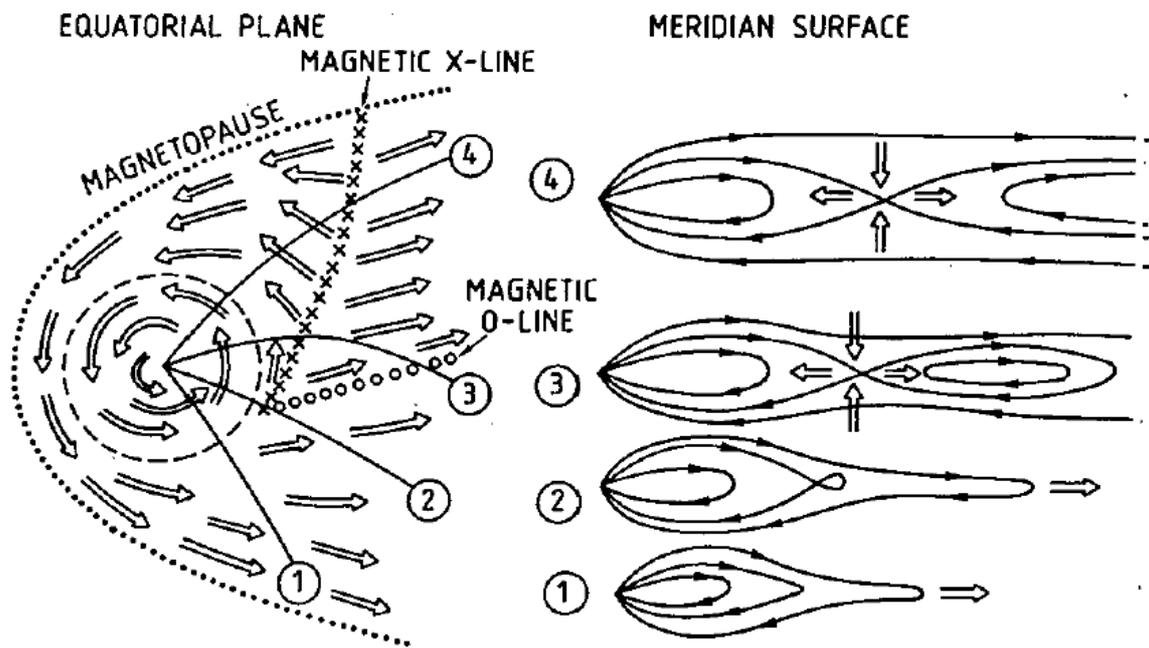


図 2.22 左側は赤道面でのプラズマ流の定性的な図. 右側は子午面での磁場とプラズマ流に関連した定性的な図である. 子午面での番号に対応しているのが赤道面での番号である. また, これらの図は惑星風モデルから考えられる図である. X は磁気リコネクションが起こる位置, O はプラズモイドの流れである. X と O の線の位置は推測だが, 観測を考慮するために調節されていない. [Vasyliunas., 1983]

## 2.6.3 土星極域電離圏対流 (Cowley et al., 2004a)

赤道面の流れ 今回の議論の基礎となる土星磁気圏のラージスケールでのプラズマ流の概念図は Cowley et al. (1996) による木星磁気圏におけるものである。木星電離圏での電流と流れにおけるこの図の結果は Cowley et al. (2003) で議論されている。そして、この結果を土星にも適応する。

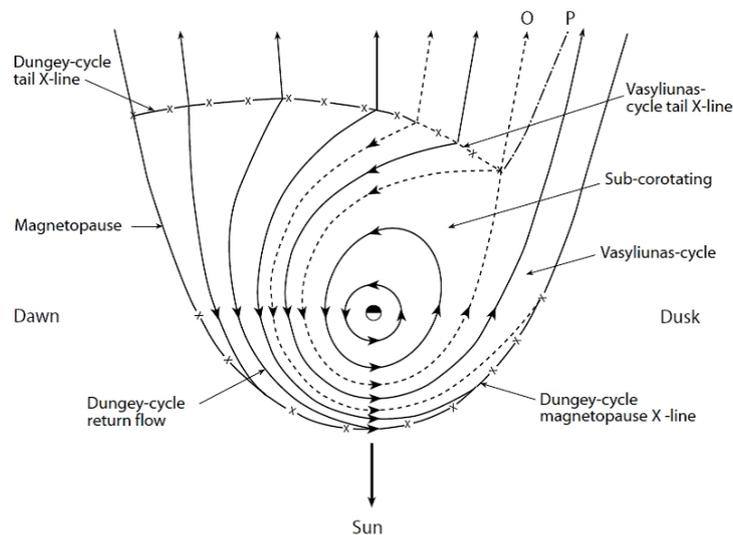


図 2.23 土星磁気圏の赤道面でのプラズマ流の図。太陽は紙面下方向、夜明け領域は左、夕暮れは右である。矢印を持つ実線はプラズマの流れ、矢印を持つ破線は流れ成分の境界である。X が書かれた実線は Dungey サイクル関連の磁気リコネクションの場所、X が書かれた破線は Vasyliunas サイクルに関連した磁気リコネクションの場所である。O が書かれた破線は Vasyliunas サイクル流におけるプラズモイド O ラインである。鎖線 P はプラズモイドの外側境界である。[Cowley et al., 2004a]

図 2.23 は、土星磁気圏の赤道面でのプラズマの流れを示している。最も内側の領域の流れは惑星の共回転によって支配されている。流線は、太陽風の影響により昼側より夜側の方が広がっているが、惑星の周りでは閉じている。この領域の物理は衛星の氷表面、リング

の粒子を起源とする中性ガスからのプラズマ生成やピックアップ<sup>†13</sup> によって支配されている (e.g. Johnson et al., 1989; Pospieszalska and Johnson, 1991; Richardson, 1992; Richardson et al., 1998). しかし Voyager のプラズマ観測では, 昼側の磁気圏赤道面のプラズマ角速度は惑星付近 (約  $5 R_S$ ) ではほぼ共回転しているが, 約  $15 R_S$  の距離では共回転の 50 % まで落ちる (Richardson, 1986). 土星磁気圏での赤道流の経験モデルはこのデータを基に改良されていて (Richardson and Sittler, 1990; Richardson, 1995; Cowley and Bunce, 2003), 今回の議論の基本ともなっている.

土星プラズマの損出過程はまだよく理解されていない. しかし, Vasyliunas (1983) による木星の場合に従うと, 向きを持つ破線で区切られた, 囲まれた外部領域が図 2.23 に描かれている. 準共回転しているプラズマは夕暮れ領域の磁気圏尾部から流出して失われる. 太陽風の影響が大きい昼側では, 外側の質量が集中した磁力線は, プラズマシートでのリコネクション, プラズモイド<sup>†14</sup> 構造, 膨張した閉じたフラックスチューブの尾部方向流のピンチオフに従って, 夕暮れ領域で回転すると尾部側に広がることが予想される. これが定常状態での過程として図 2.23 に描かれている. ここでは, リコネクション X ラインが破線で描かれており, "Vasyliunas-cycle tail X-line" となっている. 流線でもあるプラズモイドの磁気 O ラインは向きを持った破線で示されている. 一方, プラズモイドの外部境界は鎖線で示されている P ラインで, 惑星から離れた夕暮れ領域の磁気圏界面に漸近している. このように, 準共回転で流れている中心領域は, 流速が増加する真夜中過ぎ, 夜明け, 午前領域に囲まれていることが分かる. また, これらの領域では, 質量が減少したフラックスチューブは, 電離圏トルクの作用の下にある Vasyliunas サイクル尾部リコネクションの流れを太陽方向に流れている.

図 2.23 で示されている流れの 3 つ目の成分は, 磁気圏の太陽風相互作用によって駆動される最外部領域である. リコネクションと Dungey サイクル (Dungey, 1961) によって支配されていると仮定する. これらの流れは磁気圏赤道面の南向き惑星磁場と IMF 起源の北向き磁気シースの間のリコネクションに起因する. 図 2.23 において, リコネクションの場所は昼側の磁気圏界面で, "Dungey cycle magnetopause X-line" と書かれている. 夜明け領域の外部磁気圏のフラックスチューブは, リコネクションが起こる磁気圏界面に対して太陽方向に流れている. その結果, 開いた磁力線は磁気シースの流れによって惑星の極へと運ばれる. その間, 尾部で再びリコネクションするまで開いたフラックスチューブ

<sup>†13</sup> 太陽風の電磁場に捕まって太陽風とともに流されるイオン.

<sup>†14</sup> 磁場を含んだプラズマの塊

ブは尾部ローブに存在する。尾部のリコネクションの位置は "Dungey cycle tail X-line" と書かれている。閉じたフラックスチューブはサイクルをなすために太陽方向の流れとなって戻ってくる。また、正午付近の外部領域の方位角方向の流れにいくらか寄与している。夜明け子午線上を經由して太陽方向へと戻ってくる流れは図 2.23 で見られる。これは、1 つは磁気圏夜明け側に向かって流れるリコネクションした閉じたフラックスチューブによって与えられる電離圏トルクによるもので、もう 1 つは夕暮れ側を支配する惑星プラズマの流出によるものである。このように、Dungey サイクル尾部 X ラインを予想できる。この形状は更なる結果をもたらしている、尾部での開いたフラックスチューブは、リコネクションの位置が磁気圏界面から尾部まで移動すると、夕暮れ領域から夜明け領域までローブを超えて流れる。流れの Dungey サイクル成分のフラックス輸送は、磁気圏全体での、太陽風電位差のうちほんのわずかな量で見積もられる。例えば、惑星間磁場強度は約 0.5 nT、磁気圏の直径は約  $80 R_S$ 、太陽風速度は約  $500 \text{ km s}^{-1}$ 、影響を受けない太陽風の磁気圏全体での電位差は約 1 MV である。リコネクション過程の効率が 15 % ならば、Dungey サイクルのフラックス輸送は 200 kV の電位差に相当する。昼側の外部磁気圏での方位角流速は約 100 から  $150 \text{ km s}^{-1}$  で、磁気圏界面付近の磁場強度は約 5 から 10 nT である (Smith et al., 1980; Ness et al., 1981, 1982).

電離圏流 ここでは、磁気圏赤道面に対応する土星電離圏での流れについて解説する。

図 2.23 と同じ形式で描いた土星電離圏でのプラズマ流が図 2.24 で描かれている。図 2.24 で示された特徴は開いたフラックスの極冠領域である。これは図の内部領域に位置している。昼側のマージンギャップ<sup>†15</sup> と夜側のマージンギャップによって正午領域と深夜領域に境界となっている。プラズマと凍結したフラックスチューブは昼側のマージンギャップで閉じた領域から開いた領域まで流れている。一方、夜側のマージンギャップでは開いた領域から閉じた領域まで流れている。マージンギャップの間は活動的なリコネクションの場所をマッピングしていない。それ故、境界でのプラズマ速度の垂直成分は境界静止座標で 0 である。

図 2.24 では、開いたフラックス領域の中心は土星の極から少しずれていて、夜側と夜明け側にずれた所に中心がある。夜側へのずれは、太陽風流によって外部磁気圏に生じた昼 -

<sup>†15</sup> リコネクションが生じる場所

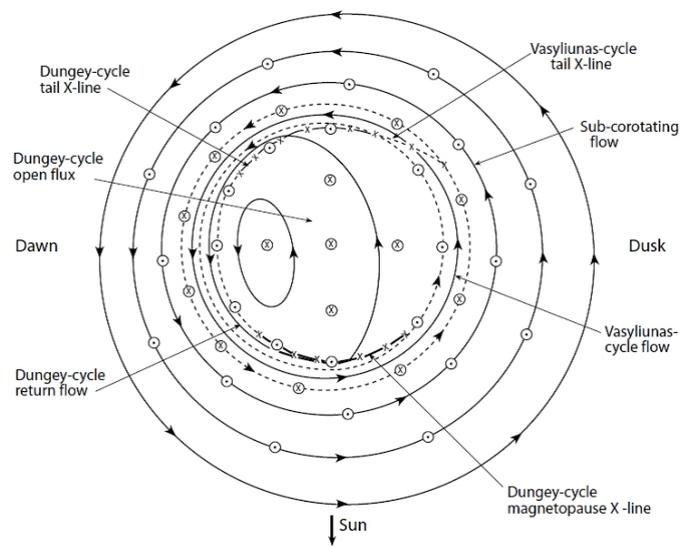


図 2.24 図 2.23 と同じ形式で描かれた土星電離圏でのプラズマ流の図. 太陽方向は紙面下側, 夜明けは左, 夕暮れは右である. 最も外側の円は余緯度  $30^\circ$  で半径距離は約  $3 R_S$  である. 黒い点が丸で囲まれた記号と,  $\times$  が丸で囲まれた記号はそれぞれ上向き, 下向きの沿磁力線電流を表す. Hall 電流は反時計回りに流れ, Pedersen 電流は赤道方向に流れている. [Cowley et al., 2004a]

夜非対称によるものである。夜明け側へのずれは、木星と同様に (Cowley et al., 2003), Vasylunas サイクルの夕暮れ側尾部でのプラズマ流出が原因である。この流出は Dungey サイクルの開いた磁力線を夕暮れ領域から夜明け領域までの尾部ローブを横切って移動させ、また夜側のマージンギャップに向かって極冠を横切って下向き成分の流れを生成する。

## 2.7 プラズマ圏

プラズマ圏とは、電離圏のプラズマが磁気圏に広がっている領域を指す。プラズマ圏とその外側の電子密度が低い領域との境界をプラズマポーズと呼ぶ。ここでは、Dungey サイクルモデルを適用している。

プラズマ圏は共回転電場ポテンシャルと対流電場ポテンシャルの足し合わせで記述することができる。共回転電場ポテンシャルは、

$$\phi_{cor} = \frac{R_P^3}{r} \omega B_0 \quad (2.76)$$

で表され、対流電場ポテンシャルは、

$$\phi_{cnv} = R_P E_0 \frac{r}{R_P} \sin \varphi \quad (2.77)$$

$$E_0 = v_{solar} B_{solar} \quad (2.78)$$

と書ける。ここで、 $\phi_{cor}$  は共回転電場ポテンシャル、 $\phi_{cnv}$  は対流電場ポテンシャル、 $\omega$  は惑星の自転角速度、 $E_0$  は対流電場、 $B_0$  は赤道磁場、 $B_{solar}$  は太陽風磁場、 $v_{solar}$  は太陽風速度、 $R_P$  は惑星半径、 $r$  は任意の距離、 $\varphi$  は太陽となす時角である。地球の場合では、図 2.25 のような形をしている。

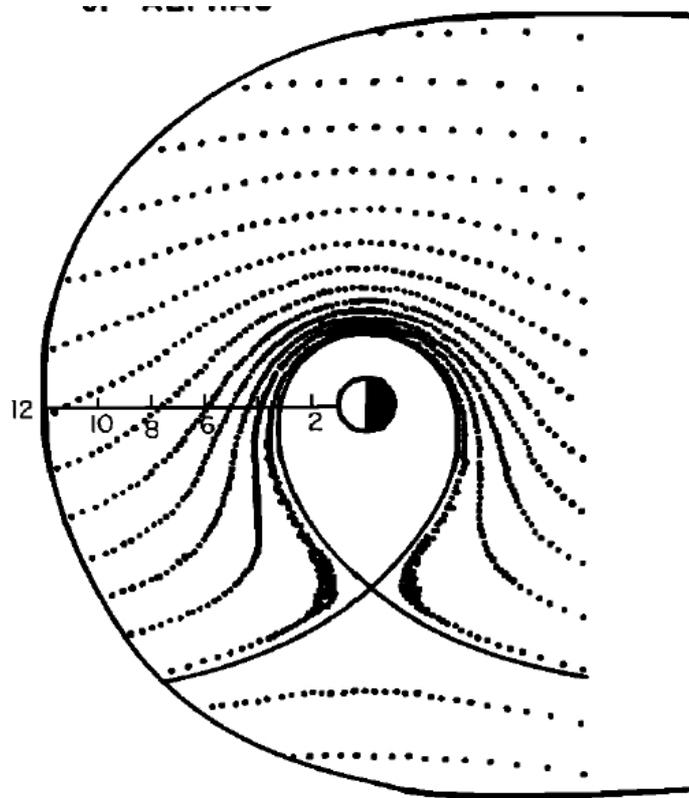


図 2.25 エネルギーが 0 のプラズマの磁気圏赤道面での軌跡. 磁気圏の対流電場を 0.3 V で計算している. [Kavanagh, et al., 1968]

図 2.25 は、磁気圏赤道面上でのプラズマ流の軌跡を描いた図である。磁気圏の対流電場を 0.3 V で計算している。土星にもプラズマ圏が存在し、地球プラズマ圏よりも大きい。これについては、5.2 節で説明する。

この計算では対流電場は一様であると仮定しているが、実際の磁気圏内の対流電場は一様ではない。そのため、実際のプラズマ圏はこのような完全な涙状ではない。

## 3 惑星オーロラ

### 3.1 オーロラ

#### 3.1.1 オーロラの発生過程

オーロラは、プラズマの流れと磁場との相互作用による大規模な粒子加速過程で作られ、高エネルギー荷電粒子が、高層大気と衝突しその大気を発光させる現象で、極地方で見られる。しかし、極点に近づくほどオーロラがよく見られるのではなく、よく出現する緯度が存在する。それよりも高緯度では見えにくくなる。オーロラは近年の衛星探査により、地球だけではなく木星や土星でも発見されている。

オーロラの大まかな発生過程

1. 惑星間磁場 (Interplanetary Magnetic Field, 2.3 節参照) に凍結したプラズマが惑星と磁場と磁気リコネクション (2.4 節参照) を起こし、磁気圏尾部へと運ばれる。
2. 磁気圏尾部で再び磁気リコネクションが起きる。
3. 太陽風プラズマが磁気圏内に侵入する。
4. 対流 (2.6 節参照) によってプラズマシートに運ばれる。
5. プラズマシートから惑星へとプラズマが供給され、電離圏で発光する。

このような過程でオーロラは発生する。オーロラが最も出現する領域は、双極子磁極を取り巻く領域である。地球の場合では、磁気緯度  $65^\circ$  から  $75^\circ$  付近のドーナツ状の領域で、この領域をオーロラベルトと呼ぶ。

オーロラが発生するには磁気圏から電離圏へと流れ込む電流が必要となる。これが沿磁力線電流 (2.5 節参照) である。沿磁力線電流は磁気圏と電離圏の間に磁力線に沿った電位差が存在することで流れる。電流が上向きに流れることにより電子が逆 (下) 向きに流れ、電離圏内の原子や分子と衝突し発光する。このようにしてオーロラは発光する。

プラズマシートから電離圏へと流入したプラズマは、地球の極域電離圏内で対流の影響を受ける。図 3.1 はその様子を示したものである。極冠域では昼側から夜側へと向かう運動

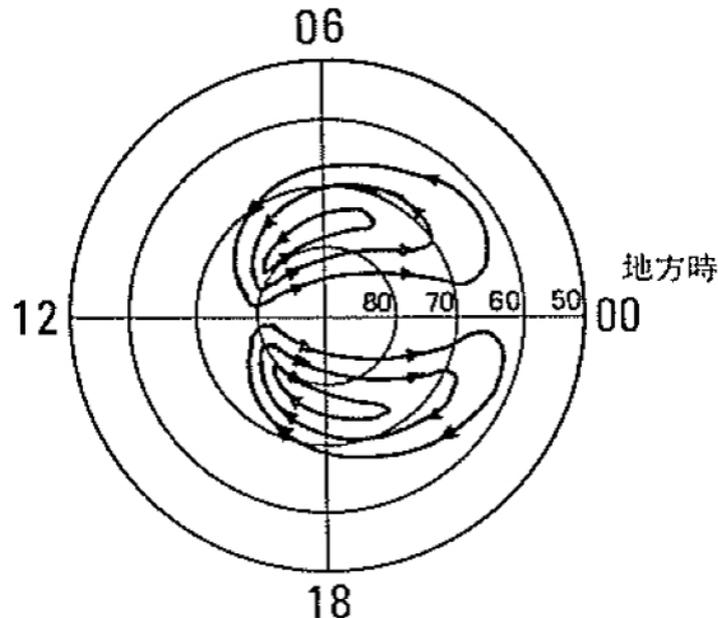


図 3.1 地球の極域電離圏プラズマ流. 左側が太陽方向, 上側が夜明け領域, 下側が夕暮れ領域である. 中に描かれている円は磁気緯度で  $10^\circ$  ずつ  $90^\circ$  から  $50^\circ$  まで描かれている. [福西 他, 1983]

が生じている。低緯度側では夜側から昼側へと向かう運動を行う。これこそがオーロラオーバルの要因である。電離圏でのプラズマ対流によりオーロラはリング状のオーバルとなる。図 3.2 はオーバルの出現領域を表している。昼側では高緯度に、夜側では低緯度にオーバルが出現しているのが分かる。図 3.1 から、昼側が高緯度、夜側が低緯度にプラズマ流が存在していることが分かる。このことから、電離圏プラズマ対流がオーロラオーバルの位置を決めていると考えられる。

地球では極域電離圏プラズマ流（電流系）は 2 つ目玉の形をしていて、この電流系によってオーロラ放射を決めている。本論文では、土星にはどのような対流・電流が存在し、どのようなオーロラを持つのかについて、また、土星オーロラの発生メカニズムについてを述べる。

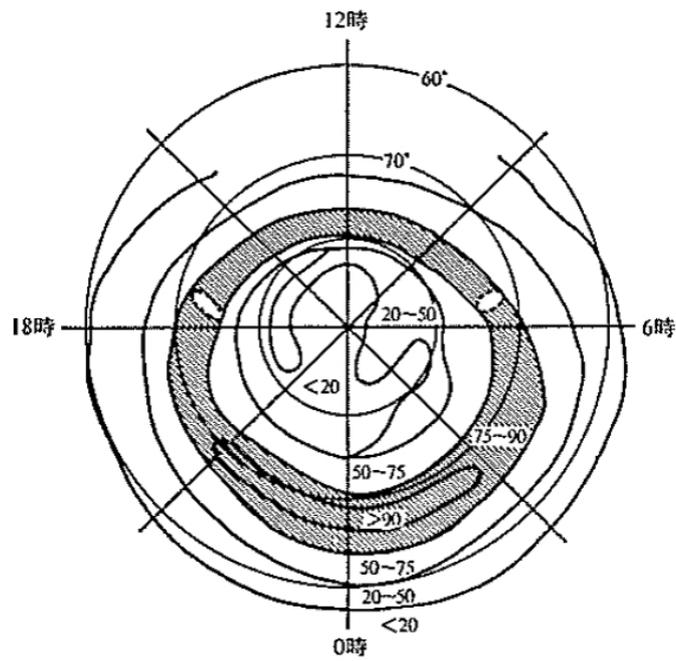


図 3.2 オーロラ出現領域. 出現頻度はパーセントで表されている. オーロラオーバルと呼ばれる領域は 75 % 以上の領域である. 上側が太陽方向, 右側が夜明け領域, 左側が夕暮れ領域である. 中に描かれている円は磁気緯度で  $10^\circ$  ずつ  $90^\circ$  から  $60^\circ$  まで描かれている. [Fledstein, 1963]

### 3.1.2 地球のオーロラ

オーロラには様々な形態がある。オーロラの最初の地上観測による科学的分類は 1930 年、ノルウェーの Carl Störmer によってなされた (Störmer, 1930)。Störmer はオーロラの形態を 12 の基本形に分類した。

1. 一様な弧状オーロラ (homogeneous arc)
2. 一様な帯状オーロラ (homogeneous band)
3. 明滅する弧状オーロラ (pulsating arc)
4. 薄く広がった平面状オーロラ (diffuse surface)
5. 明滅する平面状オーロラ (pulsating surface)
6. ぼんやりと地平線付近で輝くオーロラ (feeble glow)
7. 線状構造をもつ弧状オーロラ (rayed arc)
8. 線状構造をもつ帯状オーロラ (rayed band)
9. 長い線状構造をしたひだのあるカーテン状オーロラ (drapery)
10. 線状オーロラ (ray)
11. 冠状オーロラ (corona)
12. 炎状オーロラ (flaming)

の 12 である。この分類はその後の研究者やオーロラ観測者に利用されてきたが、オーロラの観測が盛んになるにつれてこの分類の見直す必要がでてきた。そこで、1960 年の国際地球電磁気学・超高層大気物理学協会 (IAGA) のオーロラ委員会のメンバーで新しいオーロラの分類を作成した。これが 1963 年に出版された国際オーロラアトラス (International Auroral Atlas) である。この分類では形を

1. 帯状 (band-like)
2. 薄く広がった (diffuse)
3. 線状 (ray)

の 3 つに分け、それらの空間的広がりを表すのに、多重 (multiple)、破片状 (fragmentary)、冠状 (coronal) の修飾語を用いた。更に内部構造や時間変動を表す語句の分類を付け加えた。また、明るさはオーロラの代表的な光である  $5577 \text{ \AA}$  輝度を基準に IBC (international brightness coefficient) I から IV まで分類した (表 3.2)。色に関しては、a から f まで 6 種類のタイプに分けた (表 3.3)。これまでは地上観測による地上観測による分類だったが、衛星から見たオーロラの分類もなされている。衛星観測の利点は 1 枚の写真で極地域のほぼ全域のオーロラ出現状況を見ることができる。ベール状のオーロラは、地上観測からでは特徴をうまくつかむことはできないが、ISIS-2 衛星観測からアークや帯状オーロラと異なる領域に出現していることが分かった (Lui et al., 1973)。このオーロラを ディフーズオーロラ (diffuse aurora) と呼ぶ。これに対応して、アークや帯状オーロラをディスクリートオーロラ (discrete aurora) と呼ぶ。Akasofu (1974, 1976a, 1976b) は DMSP 衛星で撮影された大量のオーロラ写真を解析し、ディスクリートオーロラとディフーズオーロラの存在領域や拡大の様子を明らかにした。

ディスクリートオーロラは、オーロラオーバルの高緯度側に位置していて、夜側と昼側、午前側と午後側では異なった性質を持つ。昼側では磁気地方時 12 時頃、磁気緯度  $78^\circ$  付近から放射状にオーロラが出現する。これに対し、夕方から真夜中にかけては数千 km の長い帯状オーロラが出現する。一方、真夜中から午前にかけての領域には夜側から昼側へ向かう帯状オーロラが出現する。

IBC 階級	5577 Å の輝度 (kR)	自然現象との対比
I	1	天の川の明るさ
II	10	月に照らされた薄い巻雲の明るさ
III	100	月に照らされた積雲の明るさ
IV	1000	満月の明るさ

表 3.2 オーロラの明るさ (IBC 階級) の分類. [International Aurora Atlas, 1963; 福西 他, 1983]

分類	色の構造	備考
a	上部が赤	タイプ A オーロラとも呼ばれる.
b	下辺が赤	タイプ B オーロラとも呼ばれる.
c	緑または白	明るさが IBC I 以下の場合には白く見える.
d	全体が赤	発光高度は 250 km ぐらいと高い.
e	赤と緑	線状構造がアークに沿って激しく動くときに見られる.
f	青または紫	上部が太陽光に照らされたときによく見られる.

表 3.3 オーロラの色分類. [International Aurora Atlas, 1963; 福西 他, 1983]

ディフーズオーロラの領域は、ディスクリットオーロラの低緯度側に位置している。昼間側のディフーズオーロラは太陽光に照らされて観測できない。夜側のディフーズオーロラは真夜中から午前にかけて非常に明るいオーロラが出現するが、夕方側のオーロラはそれほど明るくない。

地球のオーロラ光は磁力線に沿って侵入してきた電子やイオンが上層大気原子や分子と衝突し、それらを励起することによって放射される。よって、オーロラ光の輝線やバンドはほとんどが高層大気中に含まれる窒素分子 ( $N_2$ )、酸素分子 ( $O_2$ )、酸素原子 ( $O$ )、窒素原子 ( $N$ ) やこれらのイオン  $N_2^+$ 、 $O_2^+$ 、 $O^+$ 、 $N^+$  の輝線である。他には、一酸化窒素 ( $NO$ ) やヘリウム ( $He$ )、水素原子 ( $H$ ) からの光も含まれている。代表的な輝線は表 3.4 の通りである。これは可視域でのオーロラスペクトルである。この他にも紫外線、赤外線波長のスペクトルも多数存在していて、地球には UV オーロラや IR オーロラも存在する。

原子・分子・イオン	波長 (Å)	色 (波長域)
N	5199	緑
N <sub>2</sub>	> 6500	赤 - 赤外
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	3914	青 - 紫外
	4278	青 - 紫外
O	5577	緑
	6300-6364	赤

表 3.4 オーロラ発光 [福西 他., 1983, 改]

### 3.1.3 惑星オーロラ

オーロラは地球以外の惑星でも発見されている。現在地球以外にオーロラが確認されている惑星は木星, 土星, 天王星, 海王星である。

木星の場合は Dall Kirkham 望遠鏡によってオーロラのような放射が初めて観測された (Rottman et al., 1973)。その後, Voyager や Hubble Space Telescope (HST) によってより詳細に観測された (図 3.3)。木星は X 線, UV, 可視光, 赤外線 (以後 IR), 電波放射が観測されている。また, どれも GW (ギガワット) 以上の放射強度を持っており非常に放射が強い。

土星オーロラは Pioneer 11 号によって初めて観測された (Judge et al., 1980)。UV オーロラについての詳細は 3.2 節で説明する。土星には可視光領域のオーロラはない。しかし, IR 波長域, X 線波長域, 電波波長域の放射は観測されている。図 3.4, 図 3.5 はそれぞれ HST と Cassini が撮影したオーロラの画像である。

天王星や海王星のオーロラも Voyager によって観測されている。Voyager 2 号は 1986 年 1 月に天王星, 1989 年 8 月に海王星のフライバイを行った。この時, 天王星と海王星の FUV 観測を行った。天王星, 海王星共に UV オーロラ, IR オーロラ, 電場放射が観測されている。

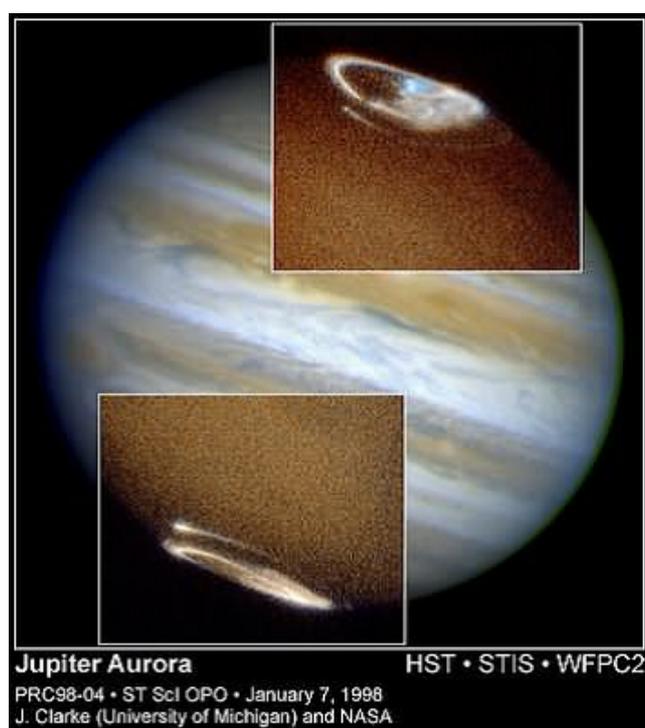


図 3.3 HST が撮影した木星のオーロラ. 1998 年 1 月 7 日撮影 [Hubblesite, <http://hubblesite.org>]

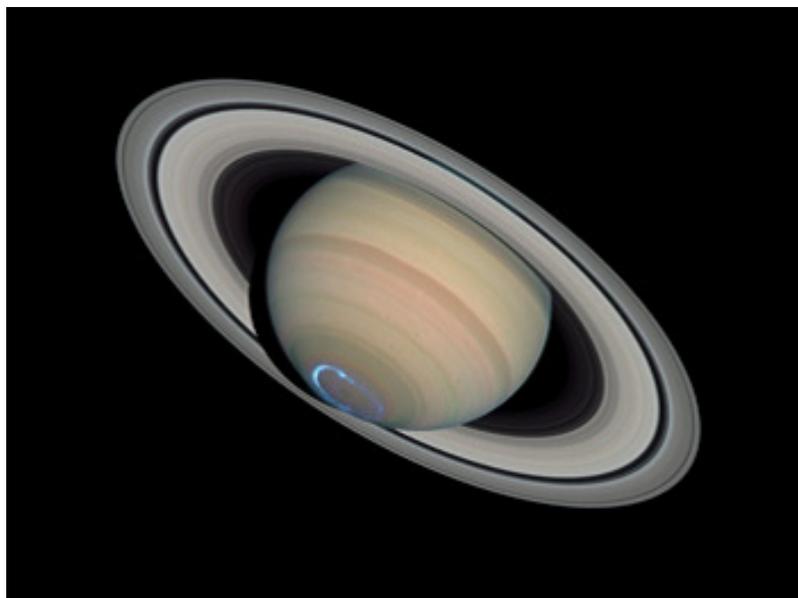


図 3.4 HST が撮影した土星のオーロラ. [NASA, <http://hubblesite.org>]

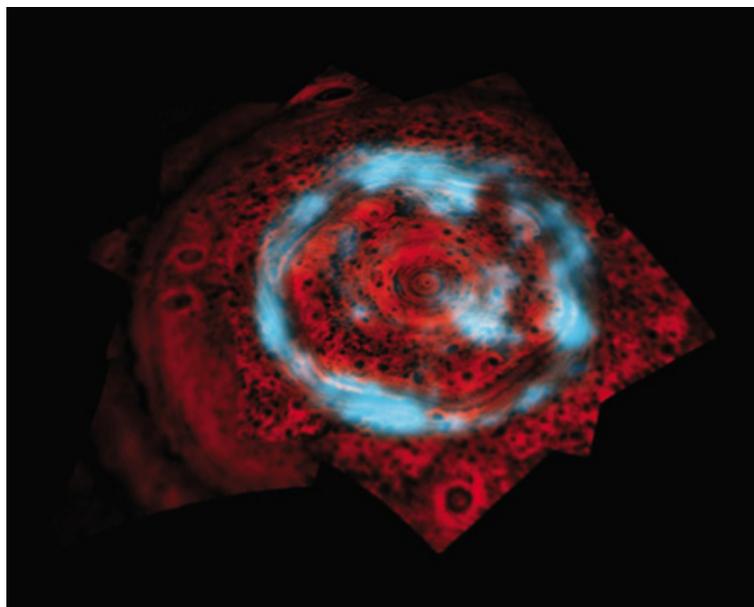


図 3.5 Cassini が撮影した土星のオーロラ. 2008 年 10 月撮影 [NASA, <http://www.jpl.nasa.gov/>]

<i>Emission</i>	<i>Jupiter</i>	<i>Saturn</i>	<i>Uranus</i>	<i>Neptune</i>
X rays (0.1-3 keV)	~ 1-4 GW <sup>a</sup>	<5-15 GW	NIA	NIA
FUV <sup>b</sup> (80-180 nm)	2-10 TW	≲50 GW	≲40 GW	≲100 MW
Visible (385-1000 nm)	~ 10-100 GW	NIA	NIA	NIA
IR (H <sub>3</sub> <sup>+</sup> )(3-4 μm)	4-8 TW	~ 150-300 GW	~ 250 GW	<12 GW
IR (hydrocarbons)(7-14 μm)	~ 40 TW	NIA	NIA	NIA
Radio (10 kHz to a few megahertz)	~ 10 GW <sup>c</sup>	~ 1 GW	~ 30 MW	~ 20 MW

表 3.5 NIA は no information available. <sup>a</sup> Hurley et al., 1993. <sup>b</sup> Pryor et al., 1998. <sup>c</sup> Zarka, 1998. 木星, 土星, 天王星, 海王星での様々な波長のオーロラ放射. [Bhardwaj and Gladstone, 2000]

表 3.5 は木星, 土星, 天王星, 海王星のオーロラを様々な波長で観測した結果である. 現在のところ, 可視光で確認されているのは地球以外では木星のみである. また, 木星オーロラは他の惑星に比べて放射が非常に強いことが分かる.

## 3.2 土星オーロラ探査

### 3.2.1 Pioneer 11 号

土星 UV オーロラは Pioneer 11 号によって初めて観測された (Judge et al., 1980). 1979 年, Pioneer 11 号は搭載された 2 チャンネル UV フォトメーターを用いて, 土星をフライバイする間に極域に UV オーロラが存在することを示した. 2 チャンネルとは短い波長  $\lambda_S$  (800 Å まで) と長い波長  $\lambda_L$  (1216 Å まで) の 2 種類の波長を見ることが出来る.  $\lambda_S$  では 584 Å のヘリウム吸収線を,  $\lambda_L$  では 1216 Å である水素の吸収線を調査することができる.

UV フォトメーターは, Pioneer 11 号が 7.2 から 3.5  $R_S$  にいた, 244 日の 10:00 から 14:00 の間に調査を行った. この時間の, 土星赤道面は時角で約 170° の場所にあり, ディスク全体は, 30° から 60° まで変化した角度の範囲であった (図 3.6).

観測は, ゆっくりと変化する背景シグナルと重なるように, 強い緯度変化を持つ土星から

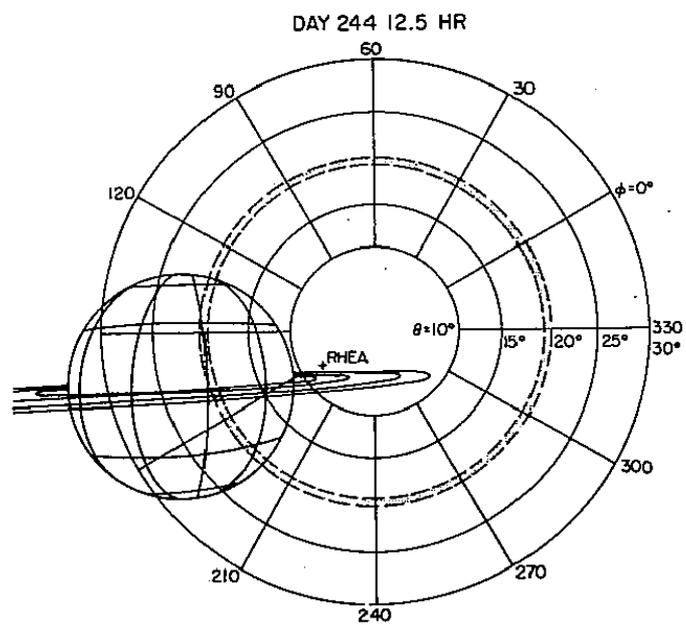


図 3.6 244 日の 12:30 での土星の位置. [Judge et al., 1980]

の放射の存在を示している (図 3.7). 図 3.7 から, 極域周辺の放射は赤道面からのよりも

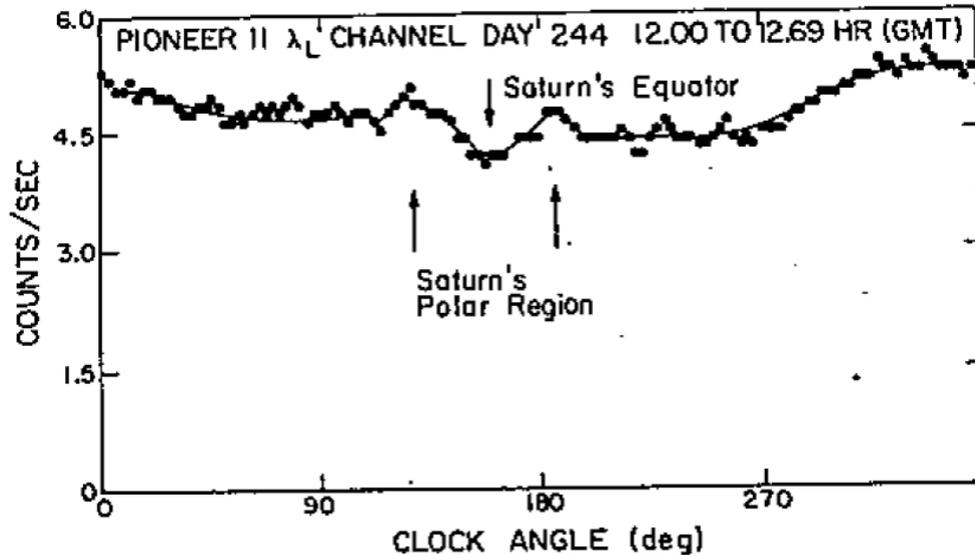


図 3.7 放射シグナルは土星からのもので  $\lambda_L$  チャンネルで調査した図. 小さい時角と大きい時角での放射シグナルの増大は, ゆっくりと変化する背景シグナルに一致する. [Judge et al., 1980]

強く, またこの放射は  $\lambda_L$  での調査であったため, 水素の放射であることが分かる. ヘリウムの放射についても調査を試みたが, ノイズが多く解析できなかった.

### 3.2.2 Voyager 1 号, 2 号

Pioneer 11 号の後, 土星を観測した衛星は Voyager である. 1980 年に Voyager 1 号が, 1981 年に Voyager 2 号が土星をフライバイした. Voyager には UVS (紫外線スペクトルメーター) が搭載されていて, この UVS のよって, 土星系の紫外線放射を観測した.

Broadfoot et al. (1981), Sandel and Broadfoot (1981) は Voyager 1 号の, Sandel et al. (1982), は Voyager 2 号の UVS を用いた解析を行った. Pioneer 11 号の観測では土星オーロラの存在は分かったが (Judge et al., 1980), 詳しいことはよく分からなかった.

Voyager 1 号の UVS は, 北半球, 南半球の両方の極域から  $\text{Ly } \alpha$  と  $\text{H}_2$  Lyman-Warner

帯が放射されていることを観測した。中緯度からの調査によると、 $\lambda_{SLS} = 190^\circ$  で  $78^\circ S$  と  $81.5^\circ S$  の間にオーロラ放射が存在することを示した。ここで、 $\lambda_{SLS}$  は土星の春分点を基準とした経度である (Desch and Kaiser, 1981)。 $H_2$  帯の強度は 2 から 3 kR で、オーロラの位置は極冠の端に一致している。

平均的な北半球のオーロラの明るさは  $H_2$  帯で 10 から 15 kR,  $Ly \alpha$  で約 10 kR である。表 3.6 は  $H Ly \alpha$ ,  $He (584 \text{ \AA})$  と  $H_2$  帯の昼側, 夜側, オーロラの放射の明るさを

Location	H Ly $\alpha$	He (584 $\text{\AA}$ )	$H_2$ bands
Dayside	3300*	2.2*	700*
Nightside	350*	0.4*	< 10
Aurora	$10^3$ to $2 \times 10^4$		$2 \times 10^3$ to $2 \times 10^4$

表 3.6 土星の代表的なスペクトルの明るさ。データは Rayleigh で表現されている。\* はリング大気や磁気圏からの十分な寄与を含んでいる可能性がある。[Broadfoot et al., 1980]

Rayleigh で示している。最接近前の NSM (north-south map) と最接近後の NSM ではオーロラの明るさは 3 時間でファクター 3 から 4 変化した。両方のマップで最も明るかった領域は、 $0^\circ < \lambda_{SLS} < 120^\circ$  である。 $H_2$  帯での平均の明るさを 5 kR と仮定すると、約  $2 \times 10^{11}$  W が電子降下によって大気に溜まる。

観測されたオーロラ強度変化が一時的ならば、変化は SKR (Saturn kilometric radiation) の周期的な構造に関係している (Sandel and Broadfoot, 1981)。上で示された変化は、 $H_2$  帯放射が最接近前と最接近後 (20 分間) で約 50 % 増加したことに起因する。つまり、測定された強度の変化は一時的なオーロラの明るさの変化によるものである。

次に、Saturn kilometric radiation (SKR) との関係について議論する。図 3.8 は Gurnett et al (1981) によって提唱された SKR の存在の可能性を示している。Kaiser et al. (1980) によると、SKR を観測する可能性は  $\lambda_{SLS}$  系での太陽の経度と非常に関係があることが分かった。図 3.8 と比較すると、太陽経度は宇宙船時間の関数で計算され、SKR と太陽経度との関係は、オーロラの明るさと同じタイムスケールで描くことができる。図 3.8 で見られる、SKR とオーロラの明るさは相関関係を持っており、これらの 2 つの現象は

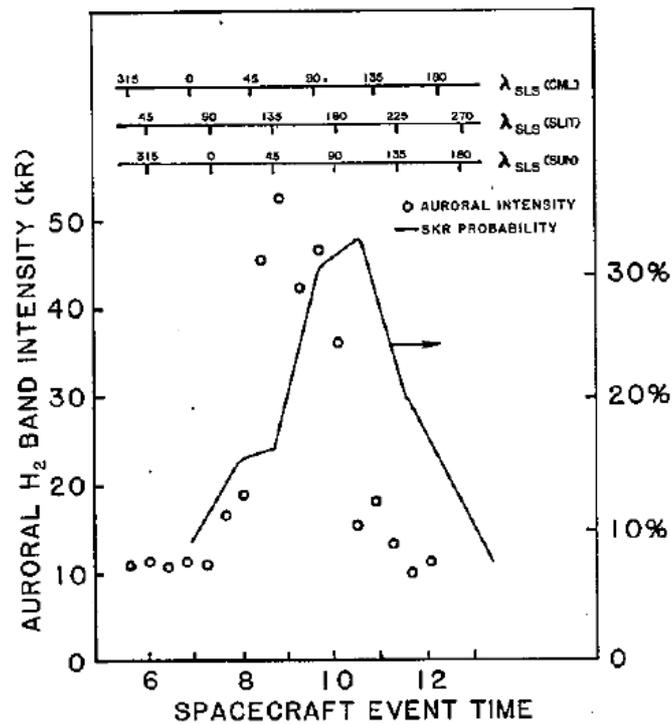


図 3.8 最接近前の NSM 中の H<sub>2</sub> 帯強度を時間の関数で表したもの。H<sub>2</sub> の Lyman-Werner 帯で積分された強度は、測定された 1105 Å から決定されている。実線は SKR 放射を示している。丸はオーロラ強度である。Voyager 1 号の観測データを基に作成。[Sandel and Broadfoot, 1981]

非常に関連性があることが分かる。これらの関係は Voyager 2 号による EUV (extreme ultraviolet) 観測からも提案されている (Sandel et al, 1982)。図 3.9 は 1105 Å の H<sub>2</sub> 帯

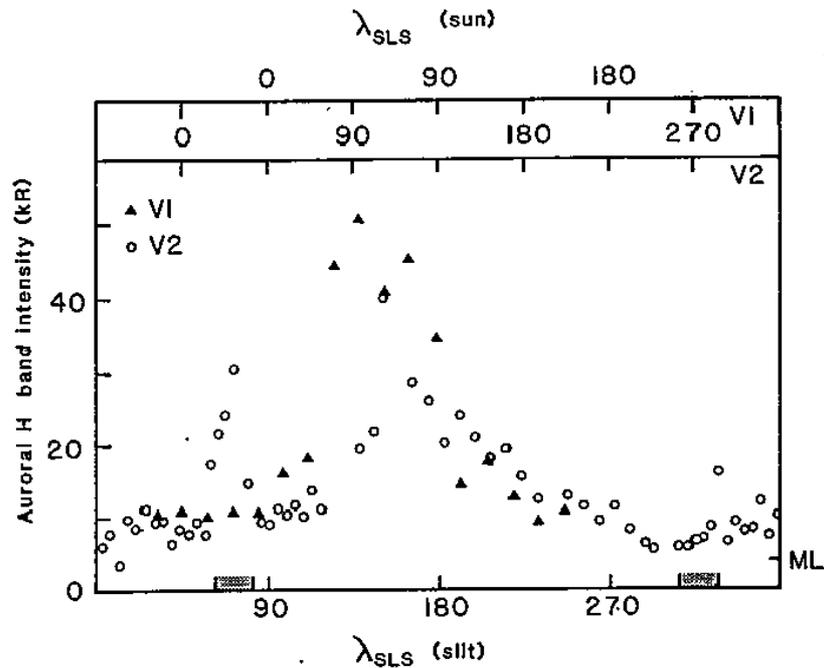


図 3.9 1105 Å の H<sub>2</sub> 帯から得られたオーロラの明るさをプロットした図。λ = 135° 付近で、Voyager 1 号、2 号ともに計測した。ML は、スリットが土星中緯度での H<sub>2</sub> 帯放射によって満たされた時に生じる計数率に対応する、等価なオーロラの明るさを示す。経度上の陰によって示された経度は、Voyager 2 号がメインマップを作成する前に観測した値である。Voyager 1 号に関しては、連続的なサンプルである。[Sandel et al., 1982]

から得られたオーロラの明るさをプロットした図である。これは、UVS スリットが 80°N を横切った点での経度に対してプロットされている。Voyager 1 号、2 号の測定において、太陽が λ<sub>SLS</sub> ~ 100° 付近だった時に生じるオーロラの増大した明るさは、SKR 放射に関係していることを示す。

### 3.2.3 Hubble Space Telescope

Hubble Space Telescope (HST) を用いた惑星オーロラの研究は, Gérard et al. (1995, 2004), Trauger et al. (1998), Cowley et al. (2004a), Prangé et al. (2004) でなされた.

Gérard et al. (1995) は HST に搭載されている Faint Object Camera (FOC) を用いた, 土星北半球の  $\text{H}_2$  UV オーロラの観測を行った. この研究が, HST を用いた初めての研究成果である. FOC で観測する際に用いられた波長は, 153 nm と 210 nm であった. 図 3.10 は UV で見た暗い極領域でのオーロラ放射位置の比較で, 拡大, 造影した 8 画像

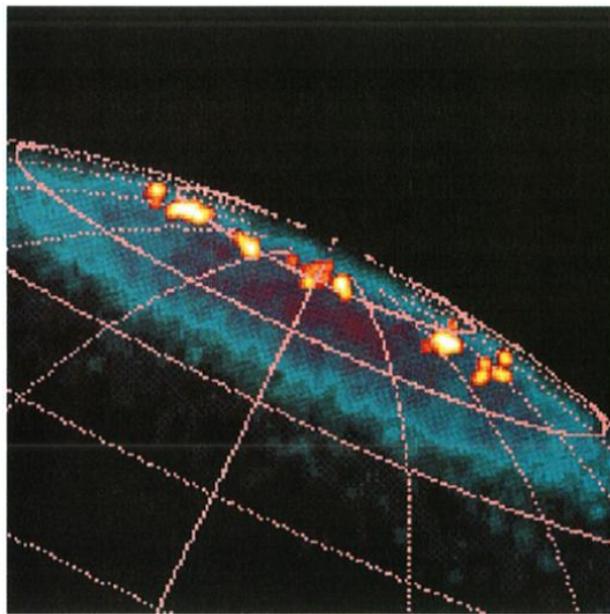


図 3.10 UV で見た暗い極領域でのオーロラ放射位置の比較. 青紫の帯は 210 nm のオーロラではない放射, 赤と黄の領域は 153 nm のオーロラ放射を表している. グリッド線は緯度と経度を表し, 緯度は  $10^\circ$  ごと, 経度は  $20^\circ$  ごとで描かれている. [Gérard et al., 1995]

の平均である.  $80^\circ\text{N}$  付近で最も明るいオーロラ放射が存在していることを示している. そして, 北緯  $75^\circ$  から  $80^\circ$  の  $\text{H}_2$  の平均オーロラ放射レベルは 150 kR となることが明

らかになった。

Trauger et al. (1998) は HST の Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2) を用いた研究を行った。WFPC2 は高分解能の画像を得られ、また広範囲の波長 (1150 から 11000 Å) を観測することができる。WFPC2 を用いて撮影された画像は、計器の限界である 5 kR より大きいオーバル放射が存在を示している。緯度  $75^\circ$  から  $77^\circ$  で正午前の領域 (地方時で 7 から 9 時の間) で、最も明るい。しかしオーバルは、標準時で分類された画像は計器限界である 5 kR より小さい放射から、放射のピークとなる約 100 kR まで様々に変化して放射しているのが分かる (図 3.11)。

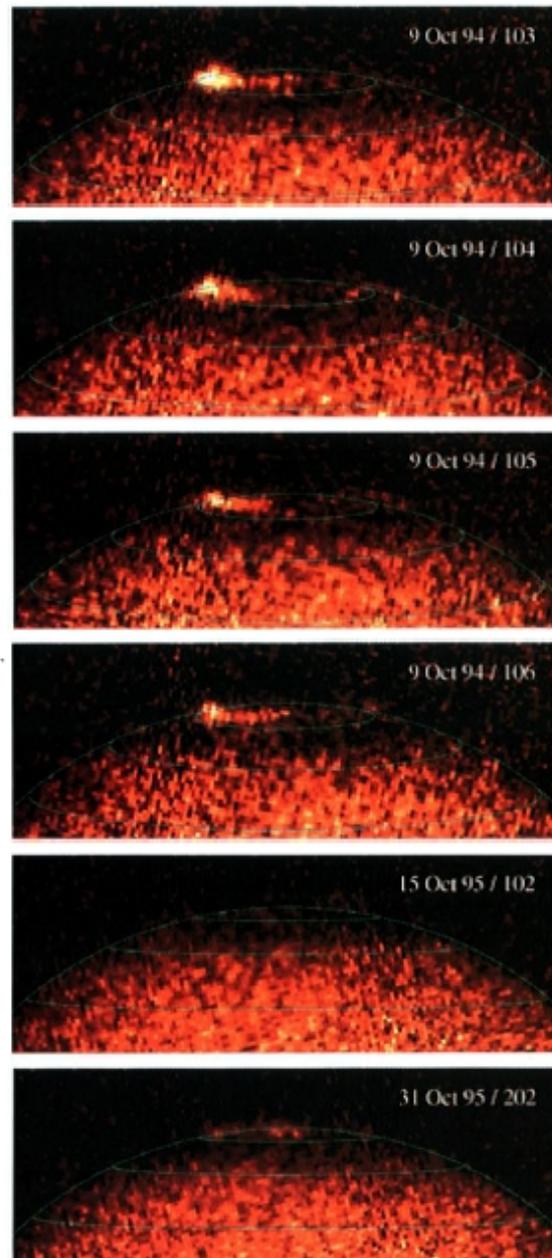


図 3.11 HST F160WB フィルタによる北極オーロラの FUV 観測 (F160WB は 120-210 nm の測光フィルタ). 103 日から 106 日の間で土星は 80 度自転 (夜明けから正午) した. 全て朝側で観測. [Trauger et al., 1998]

Cowley et al. (2004a) は HST の Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) を用いて、UV 観測を行った。STIS は WFPC2 よりも高分解能であり、土星オーロラの形態が更に理解できるような画像を撮影することができる。図 3.12 から、分離したオーロラオー

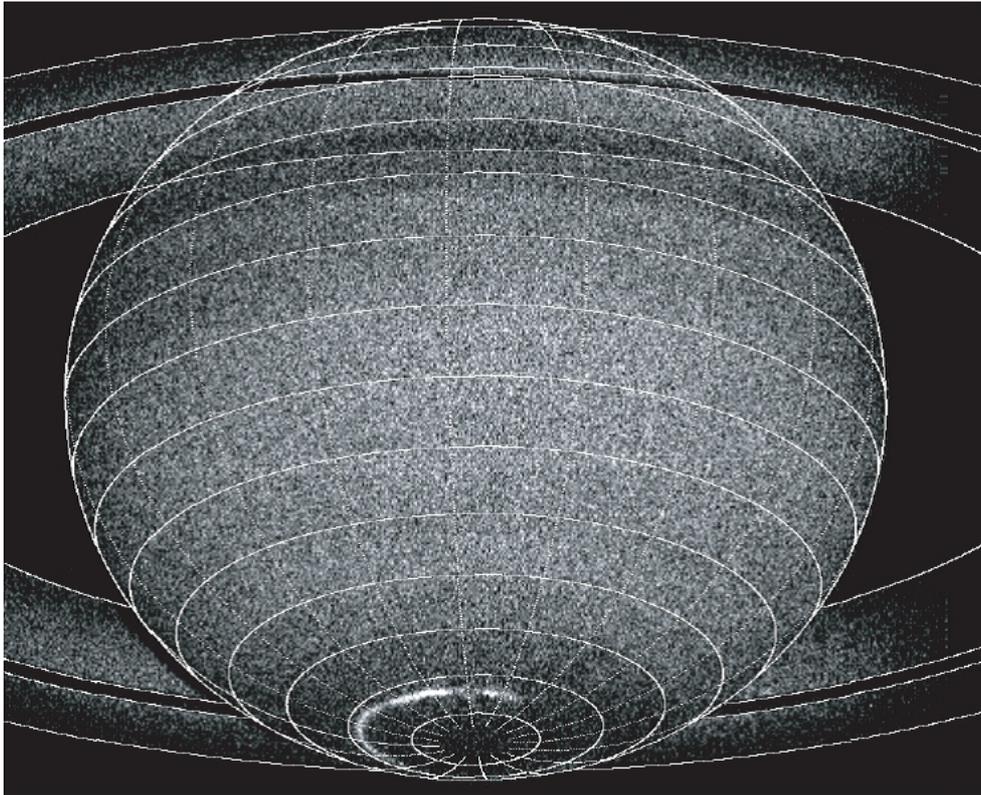


図 3.12 HST STIS による UV 観測。露出時間は 480 秒で、この間に土星は  $5^\circ$  自転した。深夜 - 正午領域 (夜明けを通る) にオーロラオーバルが存在する。[Cowley et al., 2004a]

バルが存在することが分かる。深夜領域から夜明け領域を通過して、正午過ぎまではオーバルは連続的である。夜明け領域では 20 から 25 kR、正午前の領域 (09:30 から 11:00 LT) では 45 kR とピークを迎えた。正午過ぎから夕暮れ領域までは、計器限界である 1.5 kR を下回るため観測できなかった。真夜中前では 3 から 6 kR の放射を観測した。緯度は夜明け領域で  $71.5^\circ$  から  $72^\circ$ 、正午で  $74.5^\circ$  から  $76^\circ$ 、午後の早い時間帯で  $77^\circ$  から  $78^\circ$  であった。真夜中前の緯度分布を決定することは難しいが、 $75^\circ$  よりも小さい緯度に存在した。これらの放射の特徴は表 3.7 で示す。

	Dawn	Pre-noon maximum	Afternoon	Dusk	Pre-midnight
Co-latitude (deg)	18-18.5	14-15.5	12-13	14-15 (7 Dec.)	>15
Width (km)	500-700	270-340	700-950	$\gg 1000$	-
Brightness (kR)	20-25	45-60	3-12	$\leq 1.5-3$	3-6
Electron energy flux ( $\text{m W m}^{-2}$ )	1.9-3.2	4.2-7.7	0.28-1.5	$\leq 0.14-0.38$	0.28-0.77

表 3.7 2000 年 12 月 8 日に HST-STIS 画像から得られた土星オーロラオーバルの特徴をまとめたもの。図 3.12 に示されている。[Cowley et al., 2004a]

1 番上のパネルから順に、余緯度、幅（緯度方向）、明るさ、降下エネルギーフラックスである。午後領域比べて、夜明け、正午前の領域でオーロラ放射が大きいことが分かる。

## 4 土星オーロラのモデル

### 4.1 極電離圏流と電流モデルの数学的表現 (Jackman and Cowley, 2006)

#### 4.1.1 土星磁場と磁気フラックス

磁場のフラックス関数  $F$  を用いて軸対称磁場  $B$  は,

$$B = \frac{1}{r \sin \theta} \nabla F \times \hat{\varphi} \quad (4.1)$$

と表される. 磁場は極座標  $(r, \theta, \varphi)$  で表されている. 北半球から赤道を通過して南半球まで, フラックス  $F$  は一定と定義する. 磁気フラックスの量は, フラックス関数  $F_1$  と  $F_2$  間で,

$$2\pi(F_2 - F_1) \quad (4.2)$$

である. この値は, 方位角方向に一周積分した値である. (4.2) の表現は電離圏フラックス関数を与えるために積分されていて, フラックス  $F$  は次のように表せられる.

$$F(\theta_i) = B_i R_i^2 (1 - \cos \theta_i). \quad (4.3)$$

$F$  は磁気軸上で 0 となるようにした.  $B_i$  は極磁場で, 大きさは  $B_i = 64000$  nT である.  $R_i$  は極電離層の高さで,  $R_i = 55364$  km,  $\theta_i$  は余緯度である. これは磁力線の形を表す.

#### 4.1.2 プラズマ流と電流の支配方程式

対流プラズマ流は慣性系における電離圏プラズマ速度  $V_i$ , あるいは電場  $E_i$  によって表すことができ, 以下のような表現となる.

$$V_i = \frac{E_i \times B_i}{B_i^2} = \frac{E_i \times \hat{r}}{B_i} \quad (4.4)$$

もしくは,

$$\mathbf{E}_i = -\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}_i = B_i \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{V}_i \quad (4.5)$$

となる. ここで,  $\mathbf{B}_i = B_i \hat{\mathbf{r}}$  で外向きである. 式 (4.5) は北部電離圏で有効である. 電離圏磁場は非圧縮なので, Faraday の法則に従い,

$$\nabla \times \mathbf{E}_i = 0 \quad (4.6)$$

となる. よって, 電場はスカラーポテンシャル  $\Phi_i$  を用いた表現に書き直すことができ,

$$\mathbf{E}_i = -\nabla \Phi_i \quad (4.7)$$

のようになる. 電離圏流の流線は等電位で  $\Phi_i = \text{const}$  である. また, 単位時間の磁気フラックスは,  $\Phi_2 - \Phi_1 \text{ Wb s}^{-1}$  となる.

Pedersen と Hall 電流は電離圏電流層  $\mathbf{E}'_i$  の中性大気電場によって決定される (静止座標系). 電流密度は,

$$\mathbf{i}_P = \Sigma_P \mathbf{E}'_i \quad (4.8)$$

$$\mathbf{i}_H = \Sigma_H \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}'_i \quad (4.9)$$

である.  $\mathbf{E}'_i$  は慣性系での電流  $\mathbf{E}_i$  で書き直すことができ,

$$\mathbf{E}'_i = -(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) \times \mathbf{B}_i = \mathbf{E}_i + \mathbf{V}_n \times \mathbf{B}_i \quad (4.10)$$

となる. ここで,  $\mathbf{V}_n$  は慣性系での中性大気速度である. 更に簡単化するために, 中性大気は完全に共回転しているとすると慣性系での共回転速度は,

$$\mathbf{V}_{RC} = R_i \Omega_S \sin \theta_i \hat{\boldsymbol{\phi}} \quad (4.11)$$

である.  $\Omega_S$  は土星の自転角速度で, 共回転系における定数ファクター  $k$  倍であるイオン速度を持つイオンドラッグ<sup>†16</sup> によって駆動される風を除けば,  $1.638 \times 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$  である. よって中性大気速度は,

$$\mathbf{V}_n = \mathbf{V}_{RC} + k(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_{RC}) \quad (4.12)$$

<sup>†16</sup> プラズマと中性粒子の衝突を介して, イオンが中性風を駆動する過程

なので,

$$\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n = (1 - k)(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_{RC}) \quad (4.13)$$

となる. これを用いると, 式 (4.10) は,

$$\mathbf{E}'_i = (1 - k)(\mathbf{E}_i + B_i R_i \Omega_S \sin \theta_i \hat{\theta}) \quad (4.14)$$

となる. すると式 (4.8), (4.9) は,

$$\mathbf{i}_P = \Sigma_P^* (\mathbf{E}_i + B_i R_i \Omega_S \sin \theta \hat{\theta}), \quad (4.15)$$

$$\mathbf{i}_H = \Sigma_H^* (\hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}_i + B_i R_i \Omega_S \sin \theta \hat{\varphi}) \quad (4.16)$$

となる. ここで  $\Sigma_P^* = (1 - k)\Sigma_P$ ,  $\Sigma_H^* = (1 - k)\Sigma_H$  で, これらは有効 Pederson 伝導率と有効 Hall 伝導率である. これらの値は共回転からの中性大気分が減少したものである. 沿磁力線電流密度は電流の連続性によって磁場に水平な電流から決められ,  $j_{\parallel i} = -\nabla \cdot (\mathbf{i}_P + \mathbf{i}_H)$  である.  $\Sigma_P^*$  と  $\Sigma_H^*$  は極電離圏全体において定数となるように取っている. この場合, Hall 電流は電離圏全体で閉じているので  $\nabla \cdot \mathbf{i}_H = 0$  である. よって沿磁力線電流は Pedersen 電流だけで決まる. 式 (2.57) から,

$$\begin{aligned} j_{\parallel i} &= -\nabla \cdot \mathbf{i}_P = -\Sigma_P^* \nabla \cdot (\mathbf{E}_i + B_i R_i \Omega_S \sin \theta_i \hat{\theta}) \\ &= \Sigma_P^* (\nabla^2 \Phi_i - 2B_i \Omega_S \cos \theta_i) \end{aligned} \quad (4.17)$$

となる. ここで  $\Sigma_P^*$  は 1 mho となるように取っている (Cowley and Bunce (2003) の結果より).

#### 4.1.3 オーロラパラメータ

沿磁力線電流を決定するためには, オーロラ降下の結果を考慮する必要がある. 特に, 沿磁力線電流の上昇流領域に関係がある. 沿磁力線電流の上昇流は磁気圏電子が降下することによって運搬される. また, 沿磁力線電流がソースの磁力線に沿った加速を要求しているかどうかにも関係がある. これを決定するために, 沿磁力線電流密度と加速なしで磁気圏電子によって運搬される電流密度の最大値とを比較する. 電流密度の最大値は,

$$j_{\parallel i0} = eN \left( \frac{W_{th}}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (4.18)$$

である。  $N$  は等方 Maxwell 分布密度,  $W_{th}$  は熱エネルギーで,  $W_{th} = k_B T$  である。  $k_B$  は Boltzmann 定数,  $T$  は温度である。 また,  $e$  は電子の電荷量,  $m_e$  は電子質量である。 この表現は磁気圏電子において, 満杯の下向きロスコーン<sup>†17</sup> と空の上向きロスコーンに一致している。 もし, モデルの電流密度が (4.18) より高ければ, Knight (1973) の気体分子運動論によると, 磁力線に沿った電位差は, 必要な電流を生成するために電離圏の中にある磁気圏電流を加速する磁力線に沿って存在しなければならない。 この電位差の最小値は,

$$\Phi_{\parallel} = \frac{W_{th}}{e} \left[ \left( \frac{j_{\parallel i}}{j_{\parallel i0}} \right) - 1 \right] \quad (4.19)$$

で与えられる。 もし電圧降下が,

$$\left( \frac{r_{min}}{R_i} \right) \approx \left( \frac{j_{\parallel i}}{j_{\parallel i0}} \right)^{1/3} \quad (4.20)$$

で与えられる最小値よりも大きい半径距離に位置していたら, 式 (4.19) は適当である。 式 (4.20) では, 磁場の強さは極磁力線に沿った半径方向距離の 1/3 乗で減衰すると仮定している。 この仮定は惑星のダイポール磁場に一致している。 式 (4.19) ではまた, 電圧降下は磁力線に沿って十分コンパクトであると仮定している。 Lundin and Sandahl (1978) によると, 増大した電子の降下エネルギーフラックスは,

$$E_f = \frac{E_{f0}}{2} \left[ \left( \frac{j_{\parallel i}}{j_{\parallel i0}} \right)^2 + 1 \right] \quad (4.21)$$

で与えられる。  $E_{f0}$  は式 (4.18) に対応する加速されない電子エネルギーフラックスであり,

$$E_{f0} = 2NW_{th} \left( \frac{W_{th}}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (4.22)$$

で与えられる。 これらの表現は, 磁力線に沿った電位差, エネルギーフラックス, モデルの上昇電流に関係した UV オーロラ光度を過小評価するのに用いられる。

<sup>†17</sup> 開放端を持つミラー磁場でプラズマを閉じ込めようとするとき, 磁場に平行な方向の速度が大きいプラズマ粒子を閉じ込めることができない。 この閉じ込めることができない粒子の速度成分は, 速度空間 (速度の磁場に垂直な成分, 平行な成分を座標軸にしたもの) 内で, 円錐形 (平行方向が円錐の軸方向にあたる) をしていることからロスコーンと呼ばれる。

## 4.1.4 プラズマ速度モデルの形

まずはじめに、仮定として Vasliunas サイクルと Dungey サイクルは結合して外部磁気圏領域を生成するとする。外部磁気圏領域は、夕暮れ領域より夜明け領域の方が速い流れだが、極中心の閉じたフラックスの対称的なリングを形成する。ここでは、極冠領域に関する量を "PC", 外部磁気圏領域に関係のある量を "OM", 低緯度中央磁気圏領域に関係のあるものを "MM" で表す。また、回転流に関する量を "RO", twin-vortex に関する量を "TV", 極冠境界に関係のある量を "BPC", 外部磁気圏領域の境界に関する量を "BOM" で表す。極冠境界でのフラックス関数は式 (4.3) より,  $F_{BPC} = 1530 \text{ nTR}_S^2$  に一致するように選ばれる。極冠内に含まれる開いたフラックスの量は  $2\pi F_{BPC} \approx 35 \text{ GWb}$  で, Voyager で得られたその場磁場データと HST 画像から得られたデータに一致している。式 (4.3) から極冠境界の余緯度は  $\theta_{iBPC} \approx 13.68^\circ$  である。twin-vortex に関連した外部磁気圏境界での平均角速度は共回転の 20 % である。外部磁気圏リングでの合計磁気フラックスは  $2\pi(F_{BOM} - F_{BPC})$  なので, 慣性系での角速度  $\omega$  の方位角方向のプラズマ流によって輸送される単位時間あたりのフラックスは,  $\omega(F_{BOM} - F_{BPC})$  である。これは, その系でリング全体の電場による電位差に等しい。夜明け領域と夕暮れ領域両方における twin-vortex の戻ってくる流れによる電位差は, Dungey サイクル電圧  $\Phi_{DC}$  のちょうど半分である。よって,

$$(F_{BOM} - F_{BPC}) = \frac{\Phi_{DC}}{2\langle\omega\rangle_{TV}} \quad (4.23)$$

となる。  $\Phi_{DC}$  は 200 kV となるように選ばれていて, twin-vortex に関連した平均角速度は  $\langle\omega\rangle_{TV} = 0.2 \Omega_S$  となる。式 (4.23) から,  $F_{BOM} \approx 2368.67 \text{ nTR}_S^2$  で, これは余緯度  $\theta_{iBOM} \approx 17.05^\circ$  に一致する。従って, 外部磁気圏リングでの閉じたフラックスは  $\sim 19 \text{ GWb}$  となる。Cowley et al. (2004b) の Voyager データを基にした軸対称モデルでのフラックス関数の値は  $2200 \text{ nTR}_S^2$  で, 本論文でのモデルと似ていることが分かる。

Vasliunas サイクル電圧は, 回転流成分に関連した外部磁気圏リング全域で,  $\Delta\Phi_{RO\ OM} = \omega_{OM}(F_{BOM} - F_{BPC})$  である。  $\omega_{OM}$  は外部磁気圏領域に関係ある角速度でその大きさは,  $\omega_{OM} = 0.75 \Omega_S$  である。式 (4.23) に代わる式として,

$$\Delta\Phi_{RO\ OM} = \frac{\omega_{OM}}{2\langle\omega\rangle_{TV}} \Phi_{DC} \quad (4.24)$$

を用いることができ,  $\Delta\Phi_{RO\ OM} = 375$  kV である. Vasyliunas サイクル電圧  $\Phi_{VC}$  に等しい夕暮れ領域での足しあわされた電圧は,

$$\Phi_{VC} = \Delta\Phi_{RO\ OM} - \frac{\Phi_{DC}}{2} = 275 \text{ kV} \quad (4.25)$$

となり, Dungey サイクル電圧よりわずかに大きい. 夜明け領域での足しあわされた電圧は,

$$\Delta\Phi_{RO\ OM} + \frac{\Phi_{DC}}{2} = 475 \text{ kV} \quad (4.26)$$

となり, Dungey サイクル電圧と Vasyliunas サイクル電圧の合計に等しい.

#### 4.1.5 回転流モデル

回転流角速度はフラックスの関数  $\omega_{RO} = \omega_{RO}(F)$  となる. 極冠での角速度は,

$$\omega_{RO}(F) = \omega_{PC} = 0.3 \Omega_S \quad (4.27)$$

で, 外部磁気圏での角速度は,

$$\omega_{RO}(F) = \omega_{OM} = 0.75 \Omega_S \quad (4.28)$$

で, 中央磁気圏での角速度は,

$$\omega_{RO}(F) = \Omega_S - (\Omega_S - \omega_{BMM}) \frac{(1 + (F_{BOM}/F_{MM})^n)}{(1 + (F/F_{MM})^n)} \quad (4.29)$$

となる. 式 (4.29) は, Voyager のフライバイの観測で得られた全体のプラズマ角速度に基づいている (Cowley and Bunce, 2003; Cowley et al., 2004b). また, 外部磁気圏境界での中央磁気圏の角速度は,  $\omega_{RO}(F_{BOM}) = \omega_{BMM}$  である. そして,  $F$  が増加するにつれてより共回転する ( $\omega_{RO} = \Omega_S$ ). 角速度  $\omega_{BMM}$  から共回転までの変化は  $F \approx F_{MM}$  で生じ, また指数  $n$  が増加すると変化も増大する. ここでは,  $\omega_{BMM} \approx 0.587 \Omega_S$ ,  $F_{MM} = 3600$  nTR<sub>S</sub><sup>2</sup>,  $n = 8$  (Cowley et al., 2004b) である.  $\omega_{BMM}$  の値は, 外部磁気圏と中央磁気圏間の夕暮れ領域の "BOM" 境界での足しあわされた流れが不連続にならないように選ばれている.

慣性系での電場 (式 (4.5)) と電離圏プラズマ速度は,

$$V_{i\ RO} = R_i \sin \theta_i \omega_{RO} \hat{\phi}, \quad (4.30)$$

$$E_{i\ RO} = -B_i R_i \sin \theta_i \omega_{RO} \hat{\theta} \quad (4.31)$$

である.

一方, 式 (4.7) から静電ポテンシャルは軸上で 0 を仮定して,

$$\Phi_{RO}(F) = \int_0^F \omega(F') dF' \quad (4.32)$$

となる. この形は軸対称磁場と軸対称流で有効である. 極冠と外部磁気圏でのプラズマ角速度は一定だと仮定しているため, これらの領域では静電ポテンシャルは,

$$\Phi_{RO}(F) = \omega_{PC}F, \quad (4.33)$$

$$\Phi_{RO}(F) = \omega_{OM}(F - F_{BPC}) + \omega_{PC}F_{BPC} \quad (4.34)$$

と書ける. よって, 慣性系での極冠全体の電圧は約 273.6 kV で Dungey サイクルと Vasyliunas サイクルと似ている. 外部磁気圏全体の電圧, 上で示されたように 375 kV である.

#### 4.1.6 twin-vortex 流モデル

twin-vortex 流は静電ポテンシャル  $\Phi_{iTV}(\theta_i, \varphi_i)$  を決めることで, 余緯度  $\theta_i$ , 方位角  $\varphi_i$  の関数として表現される. 方位角の基準を太陽方向に取り, LT が増加する方向を正に取る. 地球系での twin-vortex 流の導出と共通して, 球表面上での Laplace 方程式の解であるポテンシャルを探す.

$$\nabla^2 \Phi_{iTV} = \frac{1}{R_i^2 \sin^2 \theta_i} \left[ \sin \theta_i \frac{\partial}{\partial \theta_i} \left( \sin \theta_i \frac{\partial \Phi_{iTV}}{\partial \theta_i} \right) + \frac{\partial^2 \Phi_{iTV}}{\partial \varphi_i^2} \right] = 0 \quad (4.35)$$

物理的に満足する解は極冠と外部磁気圏でそれぞれ得られる. 外部磁気圏の外部境界は等電位になるように選ばれているので, 前で述べたように低緯度の中央磁気圏では twin-vortex 流は広がらない. 極冠と外部磁気圏領域での解は極冠境界 (BPC) 周辺のポテンシャル分布で決まる. 式 (4.17) から, これらの仮定の影響は BPC と BOM 境界にある電流シートにおける twin-vortex 流に関係した沿磁力線電流を制限することである. 式 (4.35) を解くために, Freeman and Southwood (1988) と Freeman et al. (1991) の式に従う ( $\theta_i$  を  $x_i$  に変換) と,

$$x_i = \log_e \left( \tan \frac{\theta_i}{2} \right) \quad (4.36)$$

なので,

$$\sin \theta_i \frac{\partial}{\partial \theta_i} \equiv \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (4.37)$$

と変換できる. 極冠の  $x_i \leq x_{i \text{ BPC}}$  において,

$$\Phi_{i \text{ TV}}(x_i, \varphi_i) = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \exp [m(x_i - x_{i \text{ BPC}})] \quad (4.38)$$

である. 一方, 外部磁気圏の  $x_{i \text{ BPC}} \leq x_i \leq x_{i \text{ BOM}}$  においては,

$$\Phi_{i \text{ TV}}(x_i, \varphi_i) = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \frac{\sinh [m(x_{i \text{ BOM}} - x_i)]}{\sinh [m(x_{i \text{ BOM}} - x_{i \text{ BPC}})]} \quad (4.39)$$

となる. ここで,  $x_{i \text{ BPC}}$  は BPC 境界の値,  $x_{i \text{ BOM}}$  は BOM 境界の値で, これらの値はフラックス関数  $F_{\text{BPC}}$  と  $F_{\text{BOM}}$  の値で定義される. BOM 境界でのポテンシャルは,

$$\Phi_{i \text{ TV}}(x_{i \text{ BOM}}, \varphi_i) = 0 \quad (4.40)$$

で, これは BOM 境界は等電位であることが関係している. 一方, BPC 境界では,

$$\Phi_{i \text{ TV}}(x_{i \text{ BPC}}, \varphi_i) = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \quad (4.41)$$

である. これは,  $\varphi_i$  における Fourier 級数の表現である. BPC 境界周辺での係数は Fourier 積分で与えられて,

$$a_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_{i \text{ TV}}(x_{i \text{ BPC}}, \varphi_i) \sin m\varphi_i d\varphi_i, \quad (4.42)$$

$$b_m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_{i \text{ TV}}(x_{i \text{ BPC}}, \varphi_i) \cos m\varphi_i d\varphi_i, \quad (4.43)$$

となる.

Fourier 係数を決定する. 式 (4.43) において, twin-vortex 流が正午 - 真夜中子午線で対称ならば  $b_m$  はすべての  $m$  において 0 となる. 更に, 夜明け - 夕暮れ子午線で対称ならば  $m$  が奇数のとき  $a_m$  は 0 ではない. 例として  $a_1 = \Phi_{\text{DC}}/2$  となる.  $\Phi_{\text{DC}}$  は Dungey サイクルによって駆動する極冠全体の合計 twin-vortex 電圧で, 他の  $a_m$  は全て 0 となる. また, これは正午と真夜中頃の極冠の内と外の流れが非常に広く分布することを与える.

しかし実際は、極冠の内での流れは正午で、極冠の外での流れは真夜中で制限され、マージンギャップ流形状を与えている。なので、午後の  $1/4$  について考える ( $0 \leq \varphi_i \leq \pi/2$ )。

$$\Phi_{i TV}(\theta_{i BPC}, \varphi_i) = \begin{cases} \frac{\Phi_{DC}}{2} \sin\left(\frac{\pi\varphi_i}{\varphi_{MG}}\right) & 0 \leq \varphi_i \leq \frac{\varphi_{MG}}{2} \\ \frac{\Phi_{DC}}{2} & \frac{\varphi_i}{2} \leq \varphi_{MG} \leq \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (4.44)$$

式 (4.44) で、流れは方位角方向の角度幅  $\varphi_{MG}$  のみ境界を越えて生じる。他の場所では流れは 0 である。選ばれた関数の形はポテンシャルの 1 階微分の不連続を避けている。 $m$  を奇数として (4.42) と (4.44) から、

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} \Phi_{i TV}(x_{i BPC}, \varphi_i) \sin m\varphi_i d\varphi_i \\ &= \frac{2\Phi_{DC}}{\pi} \cos\left(\frac{m\varphi_{MG}}{2}\right) \left[ \frac{1}{m} + \frac{m}{((\pi/\varphi_{MG})^2 - m^2)} \right] \end{aligned} \quad (4.45)$$

となる。上で示したように他の係数は 0 である。 $\Phi_{DC} = 200$  kV である。

上の方程式は twin-vortex 流に関係したポテンシャルの式である。電場と流れ成分は、

$$E_{i TV \theta} = -B_i V_{i TV \varphi} = -\frac{1}{R_i \sin \theta_i} \frac{\partial \Phi_{i TV}}{\partial x_i} \quad (4.46)$$

$$E_{i TV \varphi} = B_i V_{i TV \theta} = -\frac{1}{R_i \sin \theta_i} \frac{\partial \Phi_{i TV}}{\partial \varphi_i} \quad (4.47)$$

なので極冠では、

$$\begin{aligned} E_{i TV \theta} &= -B_i V_{i TV \varphi} \\ &= -\frac{1}{R_i \sin \theta_i} \sum_{m=1}^{\infty} m(a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \exp[m(x_i - x_{i BPC})] \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} E_{i TV \varphi} &= B_i V_{i TV \theta} \\ &= -\frac{1}{R_i \sin \theta_i} \sum_{m=1}^{\infty} m(a_m \cos m\varphi_i - b_m \sin m\varphi_i) \exp[m(x_i - x_{i BPC})] \end{aligned} \quad (4.49)$$

となる. 一方, 外部磁気圏では,

$$\begin{aligned} E_{iTV\theta} &= -B_i V_{iTV\varphi} \\ &= \frac{1}{R_i \sin \theta_i} \sum_{m=1}^{\infty} m (a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \frac{\cosh [m(x_{iBOM} - x_i)]}{\sinh [m(x_{iBOM} - x_{iBPC})]} \end{aligned} \quad (4.50)$$

$$\begin{aligned} E_{iTV\varphi} &= B_i V_{iTV\theta} \\ &= -\frac{1}{R_i \sin \theta_i} \sum_{m=1}^{\infty} m (a_m \cos m\varphi_i - b_m \sin m\varphi_i) \frac{\sinh [m(x_{iBOM} - x_i)]}{\sinh [m(x_{iBOM} - x_{iBPC})]} \end{aligned} \quad (4.51)$$

となる.

#### 4.1.7 電離圏電流と沿磁力線電流

回転流と twin-vortex 流のポテンシャルを用いて, 水平電離圏 Pedersen 電流 (式 (4.15)) とその結果の沿磁力線電流 (式 (4.17)) の両方を決めることができる. Hall 電流は考慮しない. その理由は, Hall 電流は電離圏では閉じているという仮定を与えているためである. 式 (2.57) と式 (4.31) から合計 Pedersen 電流を求められる.

$$i_P = \Sigma_P^* [E_{iTV} + B_i R_i \sin \theta_i (\Omega_S - \omega_{RO}(F)) \hat{\theta}] \quad (4.52)$$

となる. 沿磁力線電流密度を見出すための式 (4.17) の代わりに, twin-vortex に関連した項は式 (4.35) の仮定により消える. よって, 分散した沿磁力線電流密度は, 流れの回転成分だけに関係する.

$$j_{\parallel i} = -\frac{\Sigma_P^* B_i}{\sin \theta_i} \frac{d}{d\theta_i} [\sin^2 \theta_i (\Omega_S - \omega_{RO}(F))]. \quad (4.53)$$

モデルでの分散した沿磁力線電流は軸対称である. 極冠においては,

$$j_{\parallel i} = -2\Sigma_P^* B_i (\Omega_S - \omega_{PC}) \cos \theta_i \quad (4.54)$$

となる. また, 外部磁気圏においては,

$$j_{\parallel i} = -2\Sigma_P^* B_i (\Omega_S - \omega_{OM}) \cos \theta_i \quad (4.55)$$

である. これらの領域での分散した沿磁力線電流は電離圏の下方向を向いていて, 余緯度と共にゆっくりと変化する. もし,  $\omega_{OM}$  が  $\omega_{PC}$  よりも共回転に近ければ, 外部磁気圏よ

りも極冠の方が電流の大きさは大きい。中央磁気圏では, (4.29) から,

$$j_{\parallel i} = -\Sigma_P^* B_i (\Omega_S - \omega_{RO}(F)) \left[ 2 \cos \theta_i - \frac{\sin^2 \theta_i}{(1 - \cos \theta_i)} \frac{n}{((F_{MM}/F)^n + 1)} \right] \quad (4.56)$$

となる。この関数は、沿磁力線電流が BOM 境界では負（下向き）で、余緯度が増加すると正に転じる。これらの特徴は Cowley et al. (2004b) での軸対称モデルと本質的に同じである。

シート沿磁力線電流もまた BPC と BOM 境界で流れている。原因は余緯度 Pedersen 電流の不連続性である。不連続性は、境界を横切る方位角方向の流れによって駆動される。回転流と twin-vortex 流の両方が寄与している。回転流成分は地方時に依存する。一方、twin-vortex 流は夜明け - 夕暮れ非対称を与える。式 (4.27), (4.28), (4.52) を用いて、回転流成分からの BPC 境界への寄与は、

$$i_{\parallel i RO} = \Sigma_P^* B_i R_i \sin \theta_{i BPC} (\omega_{OM} - \omega_{PC}) \quad (4.57)$$

である。正の値は上向き電流を示している。一方、式 (4.28), (4.29) を用いて、BOM 境界では、

$$i_{\parallel i RO} = -\Sigma_P^* B_i R_i \sin \theta_{i BOM} (\omega_{OM} - \omega_{BMM}) \quad (4.58)$$

となる。同様に、式 (4.48), (4.50), (4.52) を用いて、twin-vortex 流から BPC 境界への寄与は、

$$i_{\parallel i TV} = -\frac{2\Sigma_P^*}{R_i \sin \theta_{i BPC}} \sum_{m=1}^{\infty} m (a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \frac{1}{(1 - \exp(-2m(x_{i BOM} - x_{i BPC})))} \quad (4.59)$$

となる。一方、BOM 境界では、式 (4.50) と twin-vortex 流が中央磁気圏で 0 になるように選ばれていることに留意すると、

$$i_{\parallel i TV} = \frac{2\Sigma_P^*}{R_i \sin \theta_{i BOM}} \sum_{m=1}^{\infty} m (a_m \sin m\varphi_i + b_m \cos m\varphi_i) \frac{1}{\sinh(m(x_{i BOM} - x_{i BPC}))} \quad (4.60)$$

となる。

これが、土星極での電離圏の流れと電流モデルの数学的表現である。

## 5 土星磁気圏界面とプラズマ圏の数値計算

### 5.1 土星磁気圏界面

2.3 節では磁気圏界面の位置や形を決める要素について説明した。磁気圏界面は太陽風動圧と磁気圧がつり合った場所に存在する。太陽風動圧と磁気圧はそれぞれ、式 (2.21) と (2.22) で記述できる。つり合いの式は式 (2.24) で書かれる。土星の磁気圏界面を計算するにあたり、式 (2.21), (2.22), (2.24) を用いた。式 (2.24) は、

$$\frac{r_{mp0}}{R_P} = \left( \frac{f^2 B_0^2}{4\mu_0 m n v_{solar}^2} \right)^{1/6} \quad (5.1)$$

で、これは太陽直下点での磁気圏界面の位置である ( $p_{solar}$ ,  $n$ ,  $m$ ,  $v_{solar}$  は太陽風の動圧, 数密度, 分子質量, 速度,  $\mu_0$  は真空の透磁率,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ kg m A}^{-2}$ ,  $p_m$  は磁気圧,  $B_{mp}$  は磁気圏境界における磁場の大きさ,  $B_0$  は土星表面の赤道磁場の大きさ,  $R_S$  は土星半径,  $r_{mp0}$  は正午の子午面に沿った地球中心から磁気圏境界までの距離,  $f$  は圧縮因子)。太陽風動圧は各点によって大きさが違う。

$$p_{solar} = 2nmv_{solar}^2 \cos \varphi \quad (5.2)$$

と書くことができる。ここで、 $\varphi$  は太陽との時角である。式 (2.22), (2.23) (5.2) を用いると、

$$r = R_S \left( \frac{f^2 B_0^2}{\mu_0 m n v_{solar}^2 \cos \varphi} \right)^{1/6} \quad (5.3)$$

である。 $r$  は磁気圏界面までの土星からの距離である。今回行った数値計算では、 $r_{mp0}$  から微小距離  $dr$  ずつ変化させて磁気圏界面を計算した。微小距離  $dr$  は、 $\cos^2 \varphi = C$  と置き、太陽との時角  $\varphi$  と土星方位角  $\theta$  との関係を用いて求めた。 $\varphi$  と  $\theta$  の関係式は、

$$C = \cos^2 \varphi = \frac{(r d\theta \cos \theta + dr \sin \theta)^2}{dr^2 + (r d\theta)^2} \quad (5.4)$$

となる.  $(dr/r d\theta)^2 = X$  として変形すると,

$$(C - \sin^2 \theta)X^2 - \sin 2\theta X + (C - \cos^2 \theta) = 0 \quad (5.5)$$

$$X = \frac{\sin 2\theta \pm 2\sqrt{C - C^2}}{2(C - \sin^2 \theta)} \quad (5.6)$$

となる. よって微小距離  $dr$  は,

$$dr = \frac{\sin 2\theta \pm 2\sqrt{C - C^2}}{2(C - \sin^2 \theta)} d\theta \quad (5.7)$$

となる. このように,  $dr$  は微小方位角  $d\theta$  の関数なので, 計算では方位角を変化させることで  $dr$  も変化することを利用した. 図 5.1, 図 5.2, 図 5.3 はそれぞれ太陽風速度を変えて磁気圏界面をプロットしている. 基本的な量は, 土星半径を  $R_S = 60000$  km, 土星表面磁場を  $B_0 = 23000$  nT, 太陽風の数密度を  $n = 30000$  m<sup>-3</sup>, 質量を  $m = 1.0 \times 10^{-27}$  kg, 圧縮因子を  $f = 2$  として計算した. 太陽風速度が 250 km/s の時, 太陽直下点の磁気圏界面は約 25  $R_S$  で夜明け - 夕暮れ子午線上では約 35  $R_S$  に位置している. 太陽風速度が 500 km/s の時は太陽直下点の磁気圏界面は約 20  $R_S$  で夜明け - 夕暮れ子午線上では約 25  $R_S$ , 1000 km/s の時はそれぞれ約 15  $R_S$  と約 20  $R_S$  である. 図からも分かるように, 太陽風速度が大きくなるにつれて磁気圏界面は土星にどんどん近づき, 磁気圏が小さくなる.

しかしこの計算方法では, Cassini や Voyager の観測結果には合わない部分が存在する. Arridge et al. (2006) は観測事実に基づく研究を行い, 土星磁気圏界面は太陽風動圧の  $-1/4.3$  乗に比例することを明らかにした. 彼らは土星から磁気圏界面までの距離を,

$$r = r_0 \left( \frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^K \quad (5.8)$$

という式で表現した. ここで,  $r$  は惑星から磁気圏界面までの距離 (単位は  $R_S$ ),  $r_0$  は惑星から太陽直下点に位置する磁気圏界面までの距離 (単位は  $R_S$ ),  $\theta$  は太陽方向を 0 とした方位角,  $K$  は磁気圏が開いているか閉じていないかを決定する指数である. この式は Shue et al. (1997) によって導かれた地球磁気圏界面の場所を表す式である. 式 (5.8) は磁気圏界面が開いている場合と閉じている場合を考慮している. そして, Arridge et al.

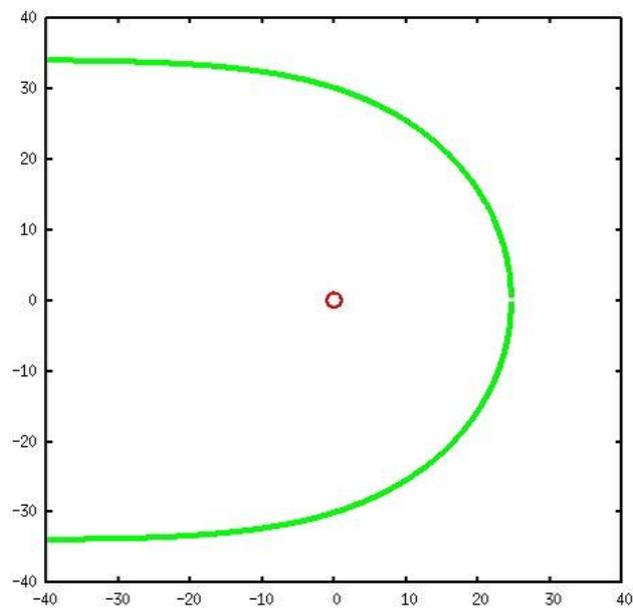


図 5.1 土星赤道面で切った磁気圏界面の図. 太陽風速度 250 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 軸は  $L$  シェルで  $-40 R_S$  から  $40 R_S$  まで. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

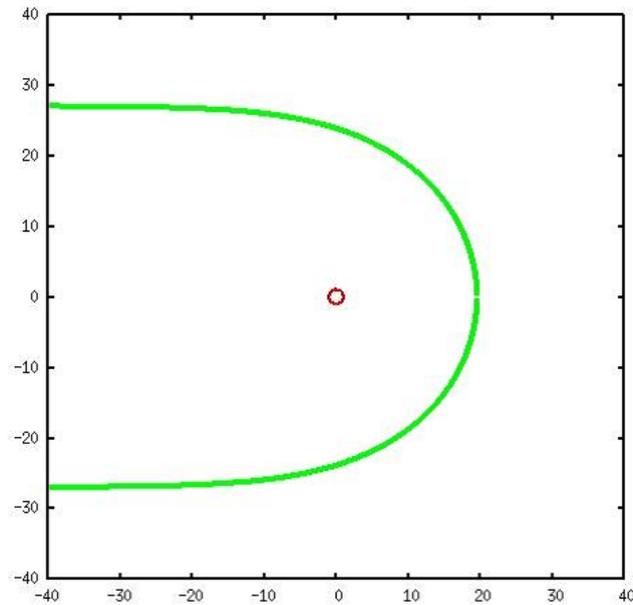


図 5.2 土星赤道面で切った磁気圏界面の図. 太陽風速度 500 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 軸は  $L$  シェルで  $-40 R_S$  から  $40 R_S$  まで. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

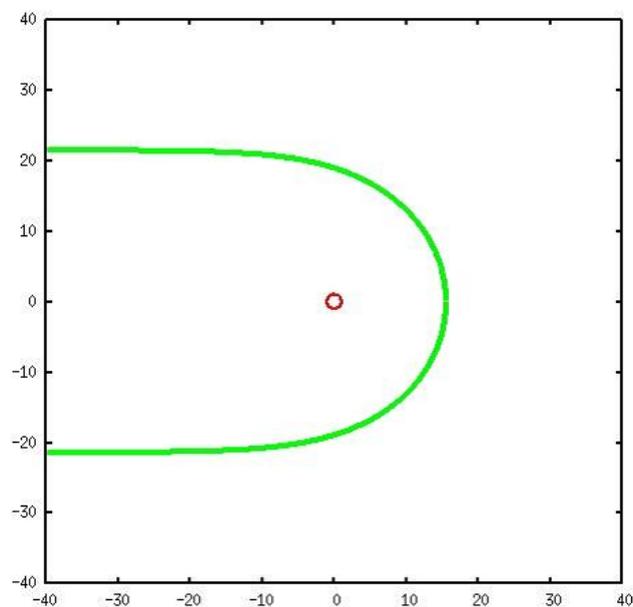


図 5.3 土星赤道面で切った磁気圏界面の図. 太陽風速度 1000 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 軸は  $L$  シェルで  $-40 R_S$  から  $40 R_S$  まで. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

(2006) は土星磁気圏に適用するために  $r_0$  と指数  $K$  を以下のように置いた.

$$r_0 = a_1 D_p^{-a_2}, \quad (5.9)$$

$$K = a_3 + a_4 D_p. \quad (5.10)$$

ここで,  $D_p$  は太陽風動圧,  $a_1$  から  $a_4$  はパラメータである. パラメータの値は表 5.8 に示す. 式 (5.8), (5.9), (5.10) より,

Parameter	Value
$a_1$	$9.7 \pm 1.0$
$a_2$	$0.24 \pm 0.02$
$a_3$	$0.77 \pm 0.03$
$a_4$	$-1.5 \pm 0.3$

表 5.8 磁気圏界面の位置を決めるパラメータの値. [Arridge et al., 2006, 改]

$$r = a_1 D_p^{-a_2} \left( \frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^{(a_3 + a_4 D_p)} \quad (5.11)$$

本論文では,  $D_p = 2nmv_{solar}^2$ ,  $a_1 = 9.7$ ,  $a_2 = 1/4.3$ ,  $a_3 = 0.77$ ,  $a_4 = -1.5$ , 土星半径を  $R_S = 60000$  km, 土星表面磁場を  $B_0 = 23000$  nT, 太陽風の数密度を  $n = 30000$  m<sup>-3</sup>, 質量を  $m = 1.0 \times 10^{-27}$  kg とし, 太陽風速度  $v_{solar}$  を変化させて式 (5.11) を計算した. その結果が図 5.4 から図 5.6 である. 太陽直下点の位置は式 (5.3) を計算したものと式 (5.8) を計算したものではあまり変わらない (軸の範囲が異なるので注意). しかし, 夕暮れ領域や夜明け領域での磁気圏界面の位置は式 (5.8) を計算したもののほうが惑星からより離れた場所に存在していることが分かる.

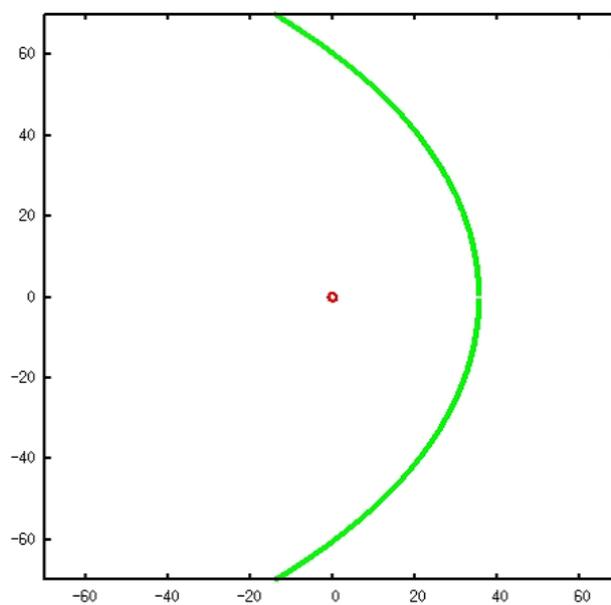


図 5.4 Arridge et al. (2006) に基づいた土星赤道面で切った磁気圏界面の図. 太陽風速度 250 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 軸は  $L$  シェルで  $-70 R_S$  から  $70 R_S$  まで. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

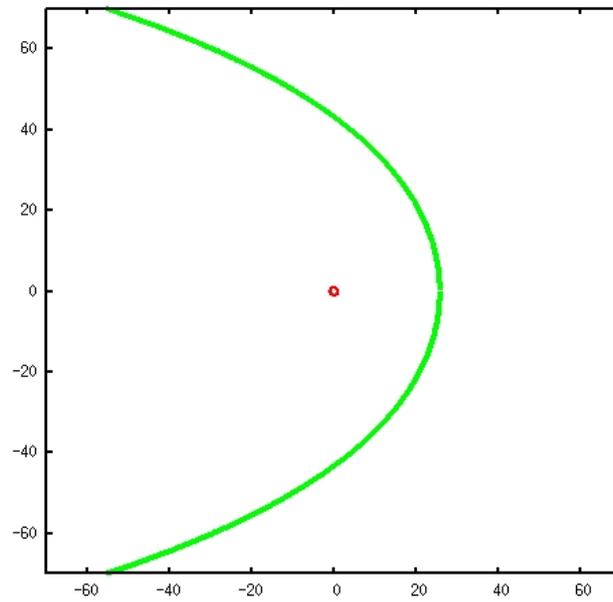


図 5.5 Arridge et al. (2006) に基づいた土星赤道面で切った磁気圏界面の図. 太陽風速度 500 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 軸は  $L$  シェルで  $-70 R_S$  から  $70 R_S$  まで. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

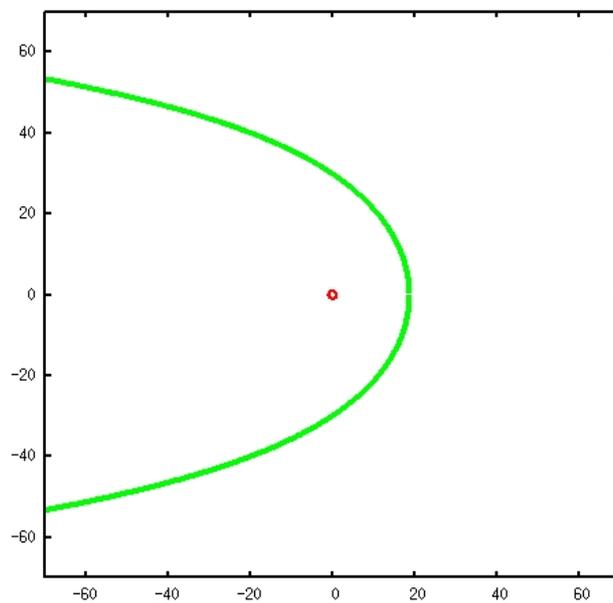


図 5.6 Arridge et al. (2006) に基づいた土星赤道面で切った磁気圏界面の図. 太陽風速度 1000 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 軸は  $L$  シェルで  $-70 R_S$  から  $70 R_S$  まで. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

## 5.2 プラズマ圏

2.7 節ではプラズマ圏は磁気圏内の共回転電場ポテンシャルと対流電場ポテンシャルの足し合わせで記述できることを説明した. 共回転電場ポテンシャルと対流電場ポテンシャルはそれぞれ, 式 (2.76), (2.77), (2.78) で書くことができる. これら 3 式から,

$$\phi_{total} = R_S v_{solar} B_{solar} \left( \frac{r}{R_S} \right) - \left( \frac{R_S}{r} \right) \omega_S R_S^2 B_0 \quad (5.12)$$

と書くことができる ( $\phi_{cor}$  は共回転電場ポテンシャル,  $\phi_{cnv}$  は対流電場ポテンシャル,  $\omega$  は惑星の自転角速度,  $r$  は任意の距離). 更に変形すると,

$$v_{solar} B_S r^2 - \phi_{total} r - \omega_S R_S^3 B_0 = 0 \quad (5.13)$$

$$r = \frac{\phi_{total} \pm \sqrt{\phi_{total}^2 - 4\phi_{total}\omega_S R_S^3 B_0}}{2v_{solar} B_{solar}} \quad (5.14)$$

式 (5.14) は任意の距離の等ポテンシャル面を表す. 今回の計算では, 土星赤道磁場  $B_0 = 2.3 \times 10^4$  nT, 土星半径  $R_S = 6.0 \times 10^4$  km, 太陽風磁場  $B_{solar} = 0.5$  nT, 土星の自転周期を 10 時間 (地球時間) で計算した. 図 5.7, 図 5.8, 図 5.9 は土星のプラズマ圏を共回転電場ポテンシャルと対流電場ポテンシャルから計算した (式 (5.14)) 図である. 図の磁気圏界面は 5.1 節で説明した通りである. また, 図 5.10, 図 5.11, 図 5.12 は磁気圏界面を Arridge et al. (2006) で提案されたモデルを基に描いたものである. 軸は  $L$  シェル ( $r/R_S$ ) である. 紫の線が閉じている領域がプラズマ圏で, プラズマポーズは閉じた領域と閉じていない領域の境界である. これらの図からプラズマ圏がどのように太陽風に影響しているかが分かる. 太陽風が弱い (250 km/s) 時は磁気圏は大きく, プラズマ圏も大きい. 太陽風が強くなるにつれて (500 km/s, 1000 km/s), 磁気圏は小さくなるがプラズマ圏も小さくなる. つまり, 磁気圏の大きさ (太陽風速度) によってプラズマ圏の大きさも決まるのである.

プラズマ圏の大きさに着目すると, 地球のプラズマ圏の大きさ (図 2.25) よりも遥かに大きい. 土星の場合, プラズマポーズが磁気圏界面付近に達している. このことは, 2.6.3 節で述べた夕暮れ領域でのプラズマの流出を示唆している.

図 5.13 から図 5.15 は、ドリフトによって移動するプラズマの軌跡を表した図である。3 分毎にプロットしている。これを更に詳しく見たのが図 5.16 から図 5.18 である。これらの図は、プラズマ粒子の間隔を狭めてプロットしており、それぞれの軸は  $L$  シェルである。プラズマ圏は土星周辺で粒子がプロットされていない領域である。プラズマポーズが磁気圏界面付近にあることが改めて確認できる。それぞれの図から、夜明け領域にプラズマが集中していることが分かる。これは、夜明け領域に強いオーロラ放射が存在することを示唆している。

この結果を支持しているのが図 3.10 である。図 3.10 の図は 2000 年 12 月 8 日に HST によって撮影された土星 UV オーロラである。オーバルは磁気緯度  $75^\circ$  付近に存在することが確認でき、夜明け領域で放射が強い。また、HST が撮影した時、太陽風速度は約 500 km/s だったと推定される。図 5.19 はこの条件の下でプロットしたプラズマ分布とオーロラ粒子源である。青の点がプラズマ粒子の軌跡で、橙の円はオーロラ粒子源である。図を見ると、オーロラ粒子源は明け方領域ではプラズマ圏界面付近に存在することが確認できる。夜明け領域では、プラズマ圏界面付近はプラズマ密度が高い領域である。夜明け領域でのオーロラ粒子源がプラズマ密度の高い領域に存在することは、夜明け領域でのオーロラ放射が強いことを示唆している。

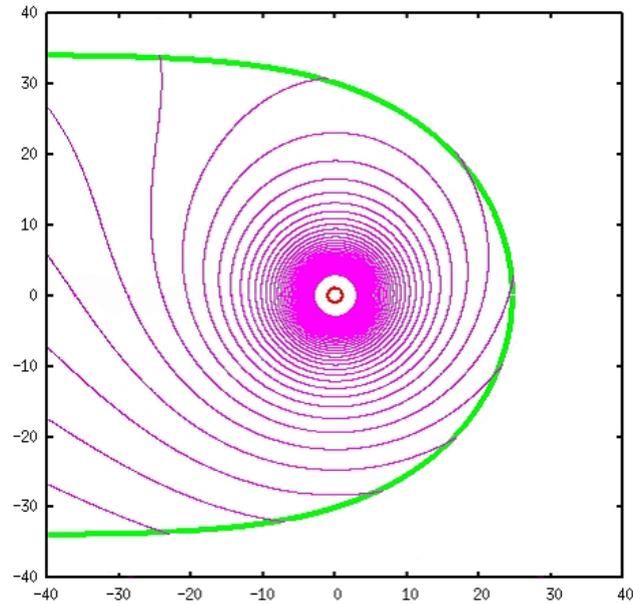


図 5.7 土星赤道面で切ったプラズマ圏図. 太陽風速度 250 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 紫の線はポテンシャル. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

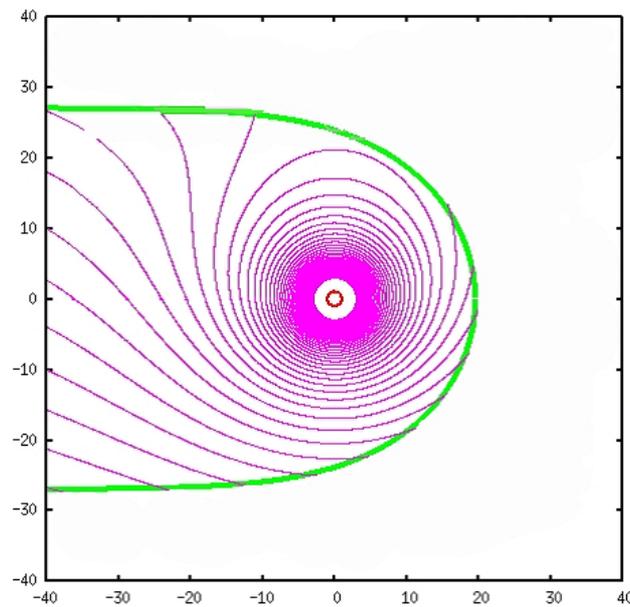


図 5.8 土星赤道面で切ったプラズマ圏図. 太陽風速度 500 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 紫の線はポテンシャル. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

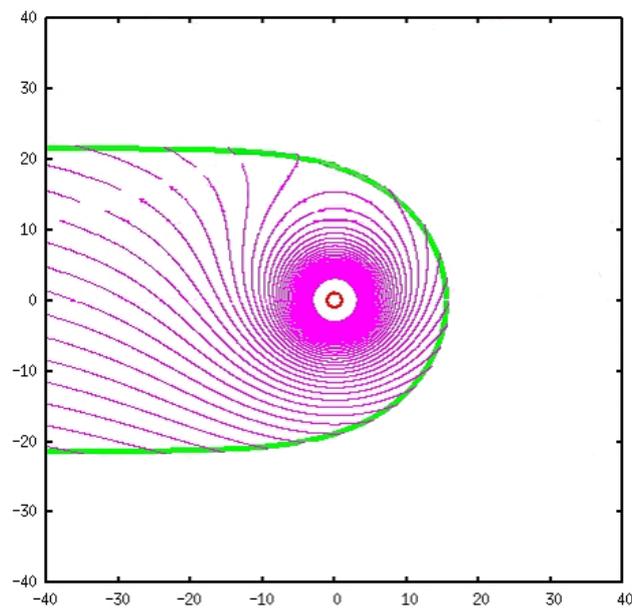


図 5.9 土星赤道面で切ったプラズマ圏図. 太陽風速度 1000 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 紫の線はポテンシャル. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域, 下側が夜明け領域.

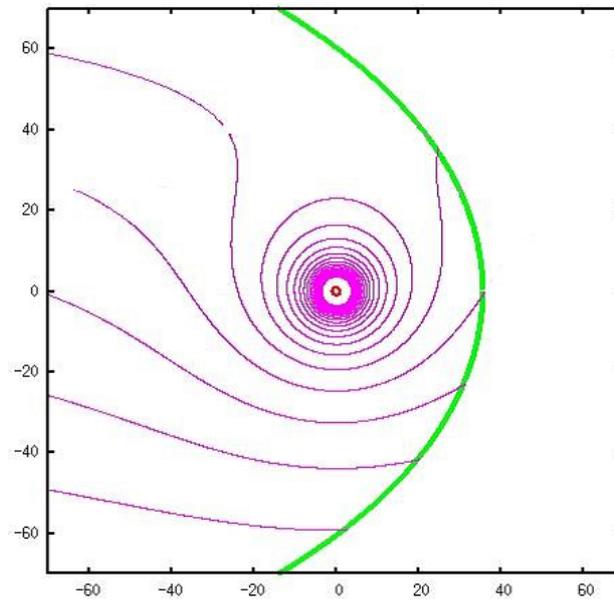


図 5.10 磁気圏界面を Arridge et al. (2006) のモデルを基にして描いた土星赤道面で切ったプラズマ圏図. 太陽風速度 250 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 紫の線はポテンシャル. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

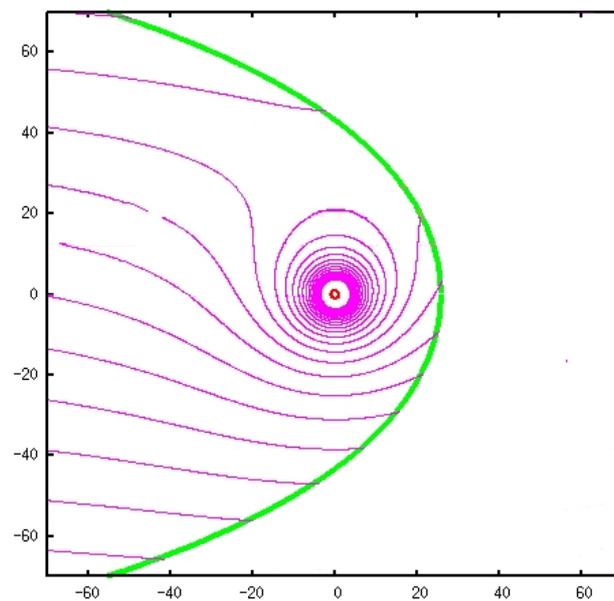


図 5.11 磁気圏界面を Arridge et al. (2006) のモデルを基にして描いた土星赤道面で切ったプラズマ圏図. 太陽風速度 500 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 紫の線はポテンシャル. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

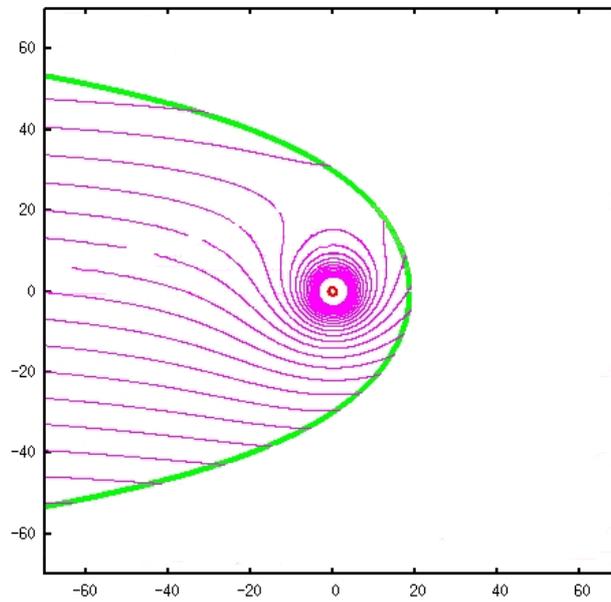


図 5.12 磁気圏界面を Arridge et al. (2006) のモデルを基にして描いた土星赤道面で切ったプラズマ圏図. 太陽風速度 1000 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 紫の線はポテンシャル. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

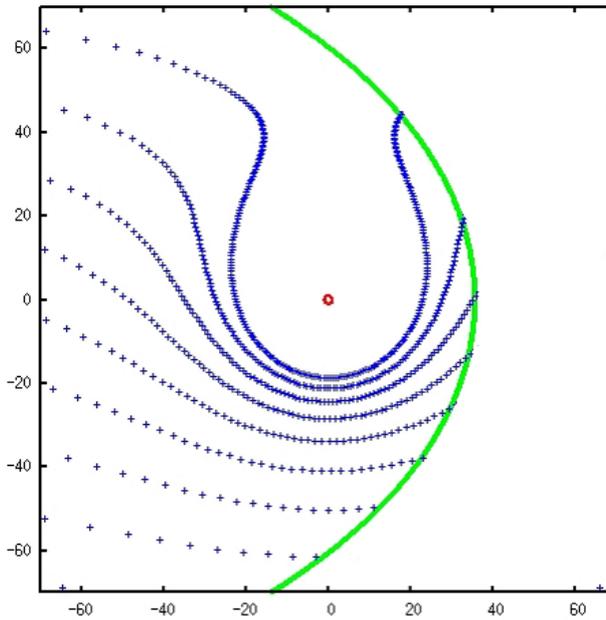


図 5.13 プラズマ分布図. 3 分毎にプロット. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 太陽風速度 250 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ粒子の軌跡. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

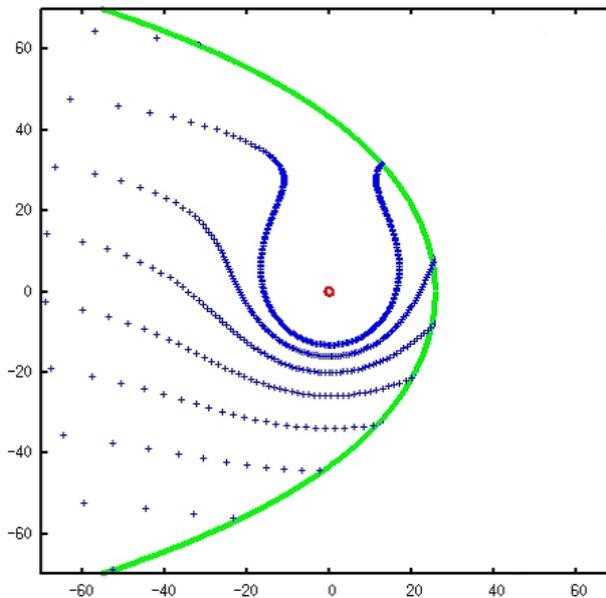


図 5.14 プラズマ軌跡. 3 分毎にプロット. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 太陽風速度 500 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ粒子の軌跡. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

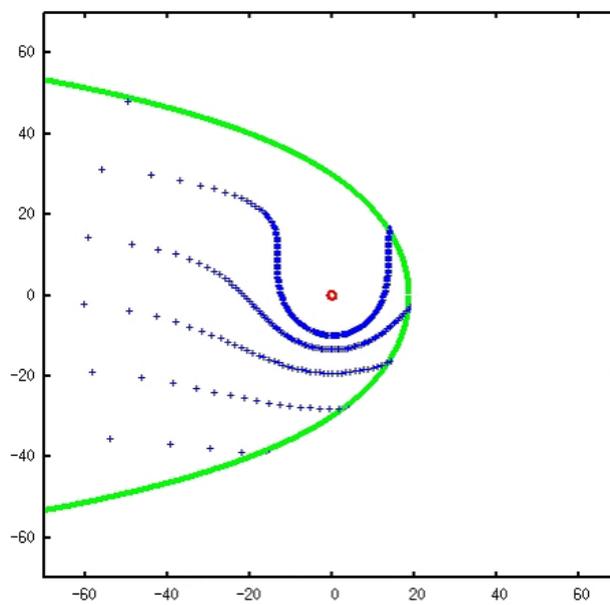


図 5.15 プラズマ軌跡. 3 分毎にプロット. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 太陽風速度 1000 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ粒子の軌跡. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

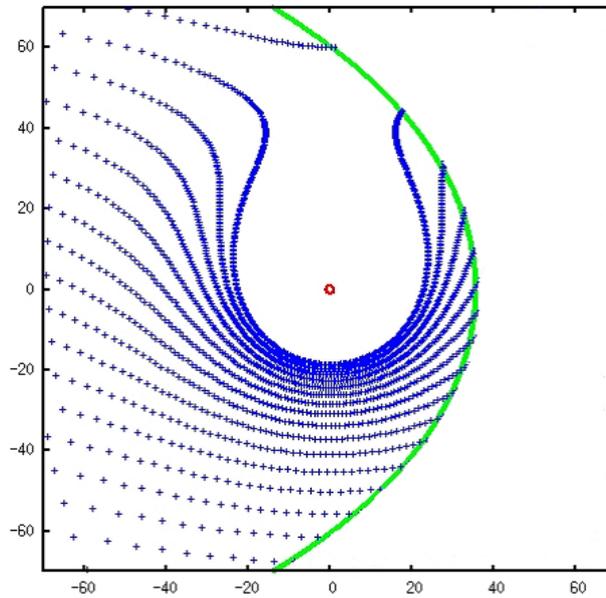


図 5.16 プラズマ分布図. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 太陽風速度 250 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ粒子の軌跡. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

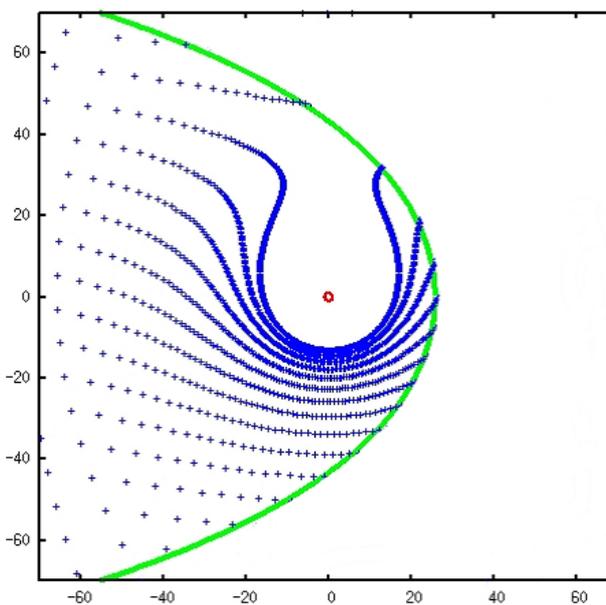


図 5.17 プラズマ軌跡. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 太陽風速度 500 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ分布. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

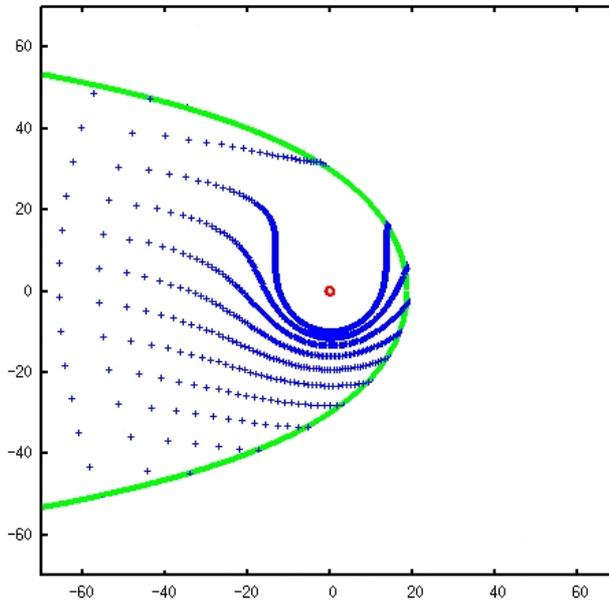


図 5.18 プラズマ軌跡. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 太陽風速度 1000 km/s で計算. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ分布. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

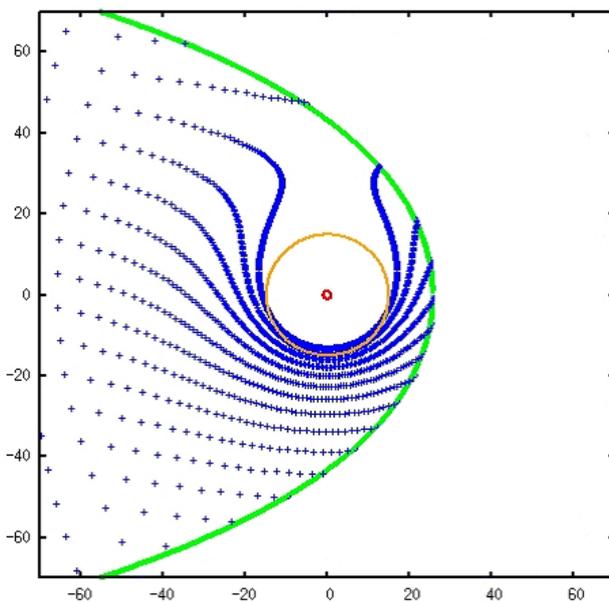


図 5.19 オーロラとプラズマ粒子の関係を示した図. 磁気圏界面は Arridge et al. (2006) のモデルに基づいている. 緑の線が磁気圏界面. 赤の円は土星. 青の点はプラズマ分布. 橙の円はオーロラ粒子源. 軸は  $L$  シェル. 図の右側が太陽方向, 上側が夕暮れ領域.

### 5.3 地球磁気圏と土星磁気圏の比較

本節では、地球と土星の磁気圏を比較する。図 2.25 は地球の磁気圏とプラズマ圏を表した図である。また、図 5.19 は土星の磁気圏とプラズマ圏を表している。まず、磁気圏界面について考察する。地球から太陽直下点の磁気圏界面までの距離は約  $10 R_E$  である ( $R_E$  は地球半径)。一方、土星から太陽直下点での磁気圏界面までの距離は約  $20 R_S$  と地球に比べてかなり大きいことが分かる。これは、地球磁場に比べて土星磁場が圧倒的に大きいことが原因だと考えられる。

次にプラズマ圏について考察する。地球プラズマ圏の大きさは図 2.25 より数  $R_E$  の位置に存在する。一方、土星プラズマ圏の大きさは図 5.19 より数  $10 R_S$  の位置に存在する。土星プラズマ圏のサイズは圧倒的に地球のものに比べると大きい。この原因の 1 つは土星の自転が地球に比べて速いことが考えられる。また、土星磁場が地球磁場より強いことも原因の 1 つだと考えられる。

最後にオーロラ粒子の起源について考察する。地球のオーロラが磁気緯度  $65^\circ$  から  $75^\circ$  付近に発生することは 3.1.1 節で述べた。磁力線の方程式は、

$$r = \frac{R_P}{\cos^2 \lambda} \quad (5.15)$$

で与えられる ( $r$  は任意の距離,  $R_P$  は惑星半径,  $\lambda$  は惑星の緯度)。式 (5.15) を用いてオーロラ粒子源を計算すると、地球の場合は約  $8 R_E$  となった (オーロラが磁気緯度  $70^\circ$  で発生すると仮定)。この結果が表していることは、オーロラ粒子源は完全にプラズマ圏の外側に存在するということである。一方、土星の場合は図 5.19 から分かるように、約  $20 R_S$  の位置に存在する。この場合では、オーロラ粒子源は夜明け領域に存在するが、夕暮れ領域ではプラズマ圏内に存在することが確認できる。従って、地球の場合はオーロラ粒子源はプラズマ圏外に位置し、土星の場合はオーロラ粒子源はプラズマ圏内に位置する領域とプラズマ圏外に位置する領域が存在する。

## 6 考察

土星磁気圏界面の位置について、式 (5.3) に基づいて計算を行った。しかし、この計算結果は Cassini や Voyager の観測データとはあまり合っていなかった。そこで、Arridge et al. (2006) のモデル、式 (5.8) を用いて計算を行った。すると、こちらのモデルの方が Cassini や Voyager の観測結果に合っていた。今のところ私は、磁気圏界面の位置を求める式は式 (5.8) が最も良いモデルだと考えている。

土星磁気圏でのプラズマ流の数値計算を初めて行った。Cowley et al. (2004a) では、木星磁気圏内のプラズマ流概念図 (Cowley et al., 2003) を基に、土星での磁気圏内のプラズマ流の概念図を描いた。しかし、これはあくまでも概念図であって実際には計算されていない。

今回行った計算から、土星プラズマ圏は地球プラズマ圏よりも広がっていることが分かった。地球プラズマ圏の場合、プラズマポーズは磁気圏界面よりも内側に存在している。一方土星の場合、プラズマポーズは磁気圏界面付近に存在している。地球に比べて土星の方がプラズマ圏が広がっている原因として考えられるのは、土星の自転角速度が地球に比べて大きいことである。つまり、共回転電場ポテンシャルが大きく寄与している。

また、プラズマポーズが磁気圏界面付近にあることで、もう 1 つ重要な現象が説明される。それは、プラズマポーズが磁気圏界面付近に存在すると、夕暮れ領域で磁気圏外へのプラズマ流出が起こっていることである。地球の場合ではプラズマポーズが磁気圏界面より内側に存在しているため、夕暮れ領域でのプラズマ流出は少なくなり、プラズマは磁気圏尾部へと運ばれる。つまり、磁気圏尾部から夜明け領域を経由して太陽側へと戻ってきたプラズマは、再び磁気圏尾部へと流れていく。しかし、土星の場合はほとんどのプラズマが磁気圏外へと流出するためあまり磁気圏尾部へとプラズマは運ばれない。つまり、磁気圏尾部から夜明け領域を経由して太陽側へと戻ってきたプラズマが再び磁気圏尾部へと流れることができない。

このことはオーロラにも関連していると考えられる。観測から、土星のオーロラは夜明け領域で強い放射が存在していることは説明した。図 5.7 から図 5.12 よりこの現象につい

て説明できる。土星磁気圏内のプラズマは夕暮れ領域から流出する。これは、夕暮れ領域よりも夜明け領域の方がプラズマ密度が多いと考えられる。図 5.13 から図 5.15 はプラズマ流の軌跡をプロットしたものである。これらの図から明らかなのは、夜明け領域にプラズマが集中していることである。以上の事柄より、土星磁気圏は夕暮れ領域より夜明け領域でプラズマ密度が大きいことが分かった。その結果、夜明け領域で強いオーロラ放射が存在すると考えられる。この結果を支持しているのが図 3.10 で、これを撮影した時の条件の下でプロットしたのが図 5.19 である。オーロラ粒子源は、夜明け領域ではプラズマ密度の高い領域に存在しており、強いオーロラ放射の原因の 1 つだと考えられる。

今回の計算には改善すべき点も存在する。今回行ったプラズマ圏を求める計算は、地球で用いられているモデルを適用した。それ故、Vasyliunas サイクルのような木星や土星特有の現象は考慮されていない。また、磁気圏内の対流電場を一様と仮定した。しかし実際の磁気圏内の対流電場は一様でないため、プラズマ圏は完全な涙状にはならない。今後の課題としてまずは、土星特有のプラズマ圏の位置を計算することである。Cowley et al., (2004a) では土星にも Vasyliunas サイクルを適用しているが、これが本当に正しいのかも含めてきちんと議論したい。また、対流電場が磁気圏内でどのように変化しているのかについても今後議論していきたい。

プラズマ分布を求める計算では  $E \times B$  ドリフトのみを考えている。しかし、実際には磁気勾配ドリフトと湾曲ドリフトを考慮する必要がある。今後の課題は、まずは磁気勾配ドリフトと湾曲ドリフトを考慮して計算し、イオンと電子の運動の違いを記述することである。これらが磁気圏内のプラズマ分布にどのような影響を与えていて、オーロラにどう関係するのかをきちんと調べたい。

## 7 まとめ

本論文では土星オーロラの発生メカニズムについて議論した。また、基礎知識として 2 章で惑星の電離圏と磁気圏について、3 章で惑星オーロラについて解説し、これらを基に、4 章で土星オーロラのモデルについて解説した。更に、5 章で土星の磁気圏界面とプラズマ圏の数値計算を行った結果について議論した。

水星以外の惑星には電離圏が存在する。地球大気は主に酸素と窒素から構成されているため、高層大気である電離圏でも酸素原子 ( $O$ )、酸素分子 ( $O_2$ )、酸素原子イオン ( $O^+$ )、酸素分子イオン ( $O_2^+$ )、窒素原子 ( $N$ )、窒素分子 ( $N_2$ )、窒素原子イオン ( $N^+$ )、窒素分子イオン ( $N_2^+$ ) の光化学反応が卓越して生じる。金星と火星では、大気が主に二酸化炭素から構成されているため、二酸化炭素分子 ( $CO_2$ )、二酸化炭素分子イオン ( $CO_2^+$ )、一酸化炭素分子 ( $CO$ )、酸素原子 ( $O$ )、酸素分子 ( $O_2$ )、酸素原子イオン ( $O^+$ )、酸素分子イオン ( $O_2^+$ ) の光化学反応が生じる。木星、土星、天王星、海王星では大気は主に水素から構成されているため、電離圏では水素原子 ( $H$ )、水素分子 ( $H_2$ )、プロトン ( $H^+$ )、水素分子イオン ( $H_2^+$ )、 $H_3^+$  の光化学反応が生じる。

磁気圏は金星以外の惑星に存在する。水星と木星の磁気圏は基本的には地球磁気圏と似ている。水星磁気圏のサイズは非常に小さく、プラズマ圏や放射線帯は水星内部に存在する。木星磁気圏のサイズは非常に大きく、土星周回軌道に入ることもある。また、Io プラズマトーラスが存在し、Io 軌道周辺にはプラズマが豊富に存在する。土星磁気圏は地球磁気圏と木星磁気圏の間ほどの大きさを持つ。磁気軸と自転軸との傾斜角は  $1^\circ$  でほぼ一致している。土星の 5 つの氷衛星とリング粒子が起源となるプラズマトーラスが存在する。天王星磁気圏と海王星磁気圏は共に自転軸と磁気軸との傾斜角が大きい。特に海王星磁気圏は自転に伴い大きく磁気圏が変動し、1 日 (海王星日) に 1 回磁極が太陽方向を向くポールオン形状になる。

惑星の磁気圏は基本的には動的な開いた磁気圏構造を持ち、磁気リコネクションが磁気圏前面と磁気圏尾部で起こる。また、磁気圏は対流していて、地球の場合は Dungey サイクル、木星や土星の場合には Dungey サイクルと Vasyliunas サイクルが生じる。

オーロラは高エネルギー荷電粒子が高層大気と衝突して大気を発光させる現象である。オーロラは地球以外の惑星でも確認されていて、木星、土星、天王星、海王星で確認されている。惑星オーロラで最も明るく輝くのは木星である。また、木星は可視光だけでなく X 線、紫外線、赤外線、電波でも確認されている。土星は X 線、紫外線、赤外線、電波の放射が確認されている。天王星と海王星は紫外線、赤外線、電波の放射が確認されている。

土星オーロラは明け方領域で強いオーロラ放射が確認されている。これを数値的に計算したのが Jackman and Cowley. (2006), Cowley et al. (2004a, 2004b) である。Jackman and Cowley. (2006) では、Cowley et al. (2004a, 2004b) で示された極域電流系を用いて計算を行い、明け方領域で強いオーロラ放射が存在することを示した。

今回、土星磁気圏でのプラズマ流の数値計算を初めて行った。土星プラズマ圏は地球プラズマ圏より広がっていて、夕暮れ領域でプラズマが流出している可能性を示した。また、夜明け領域のプラズマ密度が増大していることも確認した。以上の事柄より、夜明け領域で強いオーロラ放射が発生すると考えられる。しかし、この計算は地球でのモデルを適用しているため、今後土星特有のプラズマ圏を記述できるようなモデルを構築する必要がある。

地球磁気圏と土星磁気圏の比較を行い、磁気圏界面の位置、プラズマ圏の大きさ、オーロラ粒子起源の違いを考察した。磁気圏界面の位置、プラズマ圏の大きさは圧倒的に土星の方が大きい。また、オーロラ粒子起源は地球の場合、約  $8 R_E$  に位置し、プラズマ圏の外側に存在する。一方、土星の場合は起源は約  $20 R_S$  に位置し、夜明け領域ではプラズマ圏の外側に、夕暮れ領域ではプラズマ圏の内側に存在する。

## 謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々にお世話になりました。

指導教員である北海道大学渡部重十教授には、本研究の方向性を導いて頂き、未熟な私に熱心なご指導を頂きました。数値計算に関しては計算方法やパラメータの設定方法など、具体的なご指導を頂きました。またゼミ等での渡部教授のお言葉は、私自身の刺激となり、本研究を進める上での励みとなりました。

北海道大学倉本圭教授には、学部生ではあまり行くことのできない研究会やセミナーに声をかけて頂きました。研究会やセミナーに参加できたことは、非常に良い経験となり、本研究を進める上でも大きな活力となりました。

北海道大学石渡正樹准教授、佐藤光輝講師、小高正嗣助教には、ゼミや普段の生活の中で叱咤激励を頂きました。

惑星物理学研究室 OB の小松研吾博士には、様々なことで大変お世話になりました。論文の読み方に関して全くの素人だった私に、どのように読めば良いかを丁寧に指導して頂きました。数値計算に関しては、基礎からしっかりとご指導して頂きました。また、私が質問をした際にも、大変分かりやすく丁寧に答えて頂きました。

惑星物理学研究室の大石尊久氏には、本論文の添削をして頂き、論文の体裁についてご指導を頂きました。

惑星物理学研究室の南部慎吾氏には、ご自身の修士論文でお忙しい中、本論文の添削をして頂きました。また、論文の書き方などのご指導を頂きました。

その他、惑星物理学研究室の皆様には、様々な助言や激励のお言葉を頂きました。同研究室の4年生は、日々の生活の中で私に刺激を与えて頂きました。

この場をお借りして、厚く御礼申し上げます。

## A 各種方程式

### A.1 Maxwell 方程式

Maxwell 方程式は電磁気学の基本法則である.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{j} \quad (\text{A.4})$$

ここで,  $\mathbf{E}$  は電場,  $\mathbf{B}$  は磁場,  $\rho$  は電荷密度,  $\mathbf{j}$  は電流密度,  $t$  は時間である. また,  $\epsilon_0$  は真空の誘電率,  $\mu_0$  は真空の透磁率である. 式 (A.1) は Gauss の法則, 式 (A.2) は磁場に関する Gauss の法則, 式 (A.3) は Faraday の法則, 式 (A.4) は Ampere-Maxwell の法則である. これら 4 つの方程式をまとめて, Maxwell 方程式と呼ぶ.

### A.2 MHD 方程式

準中性状態における単一流体の場合の MHD 方程式を導く. 準中性状態とは,  $n = n_i = n_e$  の時である.

$$\rho = e(n_i - n_e) \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e) \quad (\text{A.6})$$

と置く.  $\rho$  はプラズマの質量密度,  $j$  は電流密度,  $V$  は速度,  $n$  は数密度である. 添字の  $i$ ,  $e$  はそれぞれイオンと電子を表す. また,

$$n = \frac{m_e n_e + m_i n_i}{m_e + m_i} \quad (\text{A.7})$$

$$m = m_e + m_i = m_i \left(1 + \frac{m_e}{m_i}\right) \quad (\text{A.8})$$

$$V = \frac{m_i n_i V_i + m_e n_e V_e}{m_e n_e + m_i n_i} \quad (\text{A.9})$$

が成り立つ.

### A.2.1 連続の方程式

一般的な連続の方程式は,

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s V_s) = 0 \quad (\text{A.10})$$

と記述できる.  $s$  を  $i$  と  $e$  に置き換えると,

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i V_i) = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e V_e) = 0 \quad (\text{A.12})$$

となる. 式 (A.11) に  $m_i$  を, 式 (A.12) に  $m_e$  をかけて足し合わせると連続の式,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n V) = 0 \quad (\text{A.13})$$

を導くことができる.

## A.2.2 運動方程式

イオンと電子の運動方程式は,

$$\frac{\partial(n_i \mathbf{V}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i V_i^2) = \frac{en_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) - \frac{1}{m_i} \nabla p_i + \frac{\mathbf{P}_{ie}}{m_i} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial(n_e \mathbf{V}_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e V_e^2) = -\frac{en_e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - \frac{1}{m_e} \nabla p_e + \frac{\mathbf{P}_{ei}}{m_e} \quad (\text{A.15})$$

と書ける. ここで  $\mathbf{E}$  は電場,  $\mathbf{B}$  は磁場,  $\mathbf{P}_{ie}$  は電子との衝突によって引き起こされるイオン流体の運動量利得で,  $\mathbf{P}_{ei}$  はその逆の場合の電子流体の運動量利得である. 式 (A.14) に  $m_i$  を, 式 (A.15) に  $m_e$  をかけて足し合わせる. 左辺は式 (A.7) と (A.8) より,

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_i n_i \mathbf{V}_i + m_e n_e \mathbf{V}_e) + \nabla \cdot (m_i n_i V_i^2 + m_e n_e V_e^2) = \frac{\partial}{\partial t} (nm \mathbf{V}) + \nabla \cdot (mn V^2) \quad (\text{A.16})$$

右辺は式 (A.5) と (A.6) より, ,

$$= e(n_i - n_e) \mathbf{E} - \nabla(p_i + p_e) + e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e) \times \mathbf{B} = \rho \mathbf{E} - \nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.17})$$

となる.  $\mathbf{P}_{ie}$ ,  $\mathbf{P}_{ei}$  の項については運動量保存から  $\mathbf{P}_{ie} = -\mathbf{P}_{ei}$  であるため相殺される. また, 全圧力を  $p = p_i + p_e$  とする. 式 (A.16) と (A.17) より運動方程式は,

$$\frac{\partial(nm \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (nm V^2) = -\nabla p + \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.18})$$

である.

## A.2.3 Ohm の法則

式 (A.14), (A.15) に  $m_e$  をかけて引く. 電流密度が小さいので, 移流項を無視すると,

$$\begin{aligned} \frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = & \nabla \left( p_e - \frac{m_e}{m_i} p_i \right) - \left( 1 + \frac{m_e}{m_i} \right) \mathbf{P} \\ & + n_e e \left[ \left( 1 + \frac{m_e n_i}{m_i n_e} \right) \mathbf{E} + \left( \mathbf{V}_e + \frac{m_e n_i}{m_i n_e} \mathbf{V}_i \right) \times \mathbf{B} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

となる. ここで,  $m_e/m_i \ll 1$  とすると,

$$\frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \nabla p_e + ne(\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) - \mathbf{P} \quad (\text{A.20})$$

となる.

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V} \quad (\text{A.21})$$

と置くと, 式 (A.6) より,

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{V} - \frac{\mathbf{j}}{ne} \quad (\text{A.22})$$

となる. これを式 (A.20) に代入すると,

$$\frac{m_e}{e} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \nabla p_e + ne(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \mathbf{P} \quad (\text{A.23})$$

となる. 衝突項  $\mathbf{P}$  は,

$$\mathbf{P} = m_e n^2 \nu_c (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) \quad (\text{A.24})$$

$$= \eta ne \mathbf{j} \quad (\text{A.25})$$

と書ける. ここで  $\nu_c$  は衝突振動数で,  $\eta$  はプラズマ抵抗率である.  $\eta = m_e \nu_c / ne^2$  である. これを代入すると,

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \nabla p_e + \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \quad (\text{A.26})$$

となり, これが Ohm の法則である.

これらが MHD 方程式である. MHD 方程式はしばしば Maxwell 方程式と一緒に使わ

れる.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{V}) = 0 \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{\partial (nm\mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (nmV^2) = -\nabla p + \rho\mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.28})$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \eta\mathbf{j} + \frac{1}{ne}\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne}\nabla p_e + \frac{m_e}{ne^2}\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \quad (\text{A.29})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j} + \mu_0\epsilon_0\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A.30})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.31})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.32})$$

## 参考文献

Akasofu, S. -I., 1974, A study of auroral displays photographed from DMSP-2 satellite and from the Alaska meridian of stations, *Space Sci. Rev.*, **16**, 617-625.

Akasofu, S. -I., 1976a, Recent progress in studies of DMSP auroral photographs, *Space Sci. Rev.*, **19**, 169-215.

Akasofu, S. -I., 1976b, *Physics of Magnetospheric Substorms*, D. Reidel publ. Co., Dordrecht, Holland, 617pp.

Arridge, C. S., Achilleos, N., Dougherty, M. K., Khurana, K. K., and Russell, C. T., 2006, Modeling the size and shape of Saturn's magnetopause with variable dynamic pressure, *J. Geophys. Rev.*, **111**, A11227, doi:10.1029/2005JA011574.

Atreya, S. K., and Donhue, T. M., 1976, Model of ionospheres of Jupiter, in *Jupiter*, Ed. Gehrels, T., University of Arizona Press, Tucson, 1254pp.

Bagenal, F. 1992, Giant planet magnetospheres, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **22**, 289-328.

Baumjohann, W., and Treumann, R. A., 1997: *Basic Plasma Physics*, Imperial College Press, London, UK, 329pp.

Bhardwaj, A., and Gladstone, G. R., 2000, Auroral emissions of the giant planets, *Rev. Geophys.*, **38**, 295-354.

Brice, N. M., 1967, Bulk motion of the magnetosphere, *J. Geophys. Rev.*, **72**, 5193-5211.

Broadfoot, A. L., Sandel, B. R., Shemansky, D. E., Holberg, J. B., Smith, G. R., Strobel, D. F., McConnell, J. C., Kumar, S., Hunten, D. M., Atreya, S.

K., Donahue, T. M., Moos, H. W., Bertaux, J. L., Blamont, J. E., Pomphrey, R. B., and Linik, S., 1981, Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn, *Science*, **212**, 206-211.

ブレッケ, A. 著, 奥澤 隆志, 田口 聡 訳, 2003: 超高層大気物理学, 愛智出版, 448pp.

Cowley, S. W. H., and Bunce, E. J., 2003, Corotation-driven magnetosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's magnetosphere and their relation to the auroras, *Ann. Geophys.*, **21**, 1691-1707,

Cowley, S. W. H., Balogh, A., Dougherty, M. K., Dunlop, M. W., Edwards, T. M., Forsyth, R. J., Laxton, N. F., and Staines, K., 1996, Plasma flow in the Jovian magnetosphere and related magnetic effects: Ulysses observations, *J. Geophys. Rev.*, **101 (A7)**, 15197-15210.

Cowley, S. W. H., Bunce, E. J., and Prangé R., 2004a, Saturn's polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval, *Ann. Geophys.*, **22**, 1379-1394.

Cowley, S. W. H., Bunce, E. J., and O'Rourke, J. M., 2004b, A simple quantitative model of plasma flows and currents in Saturn's polar ionosphere, *J. Geophys. Rev.*, **109**, A05212, doi:10.1029/2003JA010375.

Cowley, S. W. H., Bunce, E. J., Stallard, T. S., and Miller, S., 2003, Jupiter's polar ionospheric flows: Theoretical interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, **30(5)**, 1220, doi:10.1029/2002GL016030.

Cravens, T. E., 1997: *Physics of Solar System Plasma, Atmospheric and Space Science Series*, Cambridge University Press, London, UK, 495pp.

de Pater, I., and Lissauer, J. J., 2001: *Planetary Sciences*, Cambridge University Press, New York, USA, 528pp.

Desch, M. D., and Kaiser, M. L., 1981, Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, **8** (3), 253-256.

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

Feldstein, Y. I., 1963, The morphology of aurora and magnetic disturbances at high latitudes, *Geomagn. Aeron.*, **3**, 183-192.

Freeman, M. P., and Southwood, D. J., 1988, The effect of magnetospheric erosion on mid- and high-latitude ionospheric flows, *Planet. Space Sci.*, **36**, 509-522.

Freeman, M. P., Ruohoniemi, J. M., and Greenwald, R. A., 1991, The determination of time-stationary two-dimensional convection patterns with single-station radars, *J. Geophys. Res.*, **96** (A9), 15735-15749.

福西 浩, 国分 征, 松浦 延夫 著, 1983, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 国立極地研究所 編, 古今書院, 325pp.

Gérard, J. C., et al., 1995, Simultaneous observations of the Saturnian aurora and polar haze with the HST/FOC, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2685-2688.

Gérard, J. C., et al., 2004, Characteristics of Saturn's FUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09207, doi:10.1029/2004JA010513.

Goertz, C. K., Randall, B. A., Thomsen, M. F., Jones, D. E., and Smith, E. J., 1976, Evidence for open field lines in Jupiter's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **81** (19), 3393-3398.

Gurnett, D. A., Kurth, W. S., and Scarf, F. L., 1981, Plasma waves near Saturn: Initial results from Voyager 1, *Science*, **212**, 235-239.

Hill, T. W., Dessler, A. J., Michel, F. C., 1974, Configuration of the Jovian magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **1**, 3-6.

Hurley, K. C., Sommer, M., and Waite, J. H., Jr., 1993, Upper limits to Jovian hard X radiation from the Ulysses gamma ray burst experiment, *J. Geophys. Rev.*, **98 (A12)**, 21217-21219.

*International Auroral Atlas*, 1963, Internat. Union of Geodesy and Geophysics, Edinburgh, Univ. Press, 26pp.

Jackman, C. M., and Cowley, S. W. H., 2006, A model of the plasma flow and current in Saturn's polar ionosphere under conditions of strong Dungey cycle driving. *Ann. Geophys.*, **24**, 1029-1055.

Johnson, C. Y., 1969, Ion and neutral composition of the ionosphere, *Ann. IQSY*, **5**, 197-213.

Johnson, R. E., Pospieszalska, M. K., Sittler, E. C., Jr., Cheng, A. F., Lanzertti, L. J., and Sieveka, E. M., 1989, The neutral cloud and heavy ion inner torus at Saturn, *Icarus*, **77**, 311-329.

Judge, D. L., Wu, F. M., and Carlson, R. W., 1980, Ultraviolet photometer observations of the Saturnian system, *Science*, **207**, 431-434.

Kaiser, M. L., Desch, M. D., Warwick, J. W., and Pearce, J. B., 1981, Voyager detection of nonthermal radio emission from Saturn, *Science*, **209**, 1238-1240.

Kavanagh, L. D., Jr., Freeman, J. W., Jr., and Chen, A. J., 1968, Plasma flow in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5511-5519.

Kivelson, M. G., and Bagenal, F., 1999: Planetary magnetospheres, in *Encyclopedia of the Solar System*, Eds. Weissman, P. R., McFadden, L., and Johnson,

- T. V., Academic Press, Inc., New York, USA, 992pp.
- Kliore, A. J., Patel, I. R., Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., Hotz, H. B., Waite, J. H., and McDonough, T., 1980, Structure of the ionosphere and atmosphere of Saturn from Pioneer 11 Saturn radio occultation, *J. Geophys. Res.*, **85 (A11)**, 5857-5870.
- Knight, S. M., 1973, Parallel electric fields, *Planet. Space Sci.*, **21**, 741-750.
- Krimigis, S. M., Armstrong, T. P., Axford, W. I., Bostrom, C. O., Fan, C. Y., Gloeckler, G., Lanzerotti, L. J., Keath, E. P., Zwickl, R. D., Carbary, J. F., and Hamilton, D. C., 1979, Hot plasma environment at Jupiter: Voyager 2 results, *Science*, **206**, 977-984.
- Lindal, G. F., Lyons, J. R., Sweetnam, D. N., Eshleman, V. R., and Hinson, D. P., 1987, The atmosphere of Uranus - Results of radio occultation measurements with Voyager 2, *J. Geophys. Res.*, **92 (A13)**, 14987-15002.
- Lindal, G. F., 1992, The atmosphere of Neptune - an analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2, *Astron. J.*, **103**, 967-982.
- Luhman, J. G., 1995: Plasma interaction with unmagnetized bodies, in *Introduction to Space Physics*, Eds. Kivelson, M. G., and Russell, C. T., Cambridge University Press, Cambridge, UK, 586pp.
- Luhman, J. G., Russell, C. T., Brace, L. H., and Vaisberg, O. L., 1992, The intrinsic magnetic field and solar-wind interaction of Mars, in *Mars*, Eds. Kieffer, H. H., Jakosky, B. M., Snyder, C. W., and Matthews, M. S., University of Arizona Press, Tucson, USA, 1498pp.
- Lui, A. T. Y., Perreault, P., Akasofu, S. -I., and Anger, C. D., 1973, The diffuse aurora, *Planet. Space Sci.*, **21**, 857-861.

Lundin, R., and Sandahl, I., 1978, Some characteristics of the parallel electric field acceleration of electron over discrete auroral arcs as observed from two rocket flights, in Symposium on European Rocket Research, ESA SP-135, ESA, Noordwijk, The Netherlands, 125-136.

松井 孝典, 永原 裕子, 藤原 顕, 渡邊 誠一郎, 井田 茂, 阿部 豊, 中村 正人, 小松吾郎, 山本 哲生, 1997: 岩波講座 地球惑星科学 12 比較惑星学, 岩波書店, 478pp.

Michel, F. C., and Sturrock, P. A., 1974, Centrifugal instability of the jovian magnetosphere and its interaction with the solar wind, *Planet. Space Sci.*, **22**, 1501-1510.

Nagata, T. and Kokubun, S., 1962, An additional geomagnetic daily variation field ( $S_q^p$ ) in the polar region on geomagnetically quiet day, *Rep. Ionos. Space Res.*, **16**, 256-274.

Ness, N. F., Acuña, M. H., Lepping, R. P., Connerney, J. E. P., Behannon, K. W., Burlaga, L. F., and Neubauer, F. M., 1981, Magnetic field studies by Voyager 1: Preliminary results at Saturn, *Science*, **212**, 211-217.

Ness, N. F., Acuña, M. H., Behannon, K. W., Burlaga, L. F., Connerney, J. E. P., Lepping, R. P., and Neubauer, F. M., 1982, Magnetic field studies by Voyager 2: Preliminary results at Saturn, *Science*, **215**, 558-563.

大林 辰蔵, 1970: 物理科学選書 5 宇宙空間物理学, 裳華房, 484pp.

恩藤 忠典, 丸橋 克英 編著, 2000: ウェーブサミット講座 宇宙環境科学, オーム社, 302pp.

Pospieszalska, M. K., and Johnson, R. E., 1991, Micrometeorite erosion of the main rings as a source of plasma in the inner Saturnian plasma torus, *Icarus*, **93**, 45-52.

Prangé, R., et al., 2004, An interplanetary shock traced by planetary auroral storms from the Sun to Saturn, *Nature*, **432**, 78-81.

Pryor, W. R., Ajello, J. M., Tobiska, W. K., Shemansky, D. E., James, G. K., Hord, C. W., Stephens, S. K., West, R. A., Stewart, A. I. F., McClintock, W. E., Simmons, K. E., Hendrix, A. R., Miller, D. A., 1998, Galileo ultraviolet spectrometer observations of Jupiter's auroral spectrum from 1600-3200 Å, *J. Geophys. Res.*, **103 (E9)**, 20149-20158.

Richardson, J. D., 1986, Thermal ions at Saturn: Plasma parameters and implications, *J. Geophys. Res.*, **91 (A2)**, 1381-1389.

Richardson, J. D., 1992, A new model for plasma transport and chemistry at Saturn, *J. Geophys. Res.*, **97 (A9)**, 13705-13713.

Richardson, J. D., 1995, An extended plasma model for Saturn, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1177-1180.

Richardson, J. D., and Sittler, E. C., Jr., 1990 A plasma density model for Saturn based on Voyager observations, *J. Geophys. Res.*, **95 (A8)**, 12019-12031.

Richardson, J. D., Eviater, A., McGrath, M. A., and Vasyliunas, V. M., 1998 OH in Saturn's magnetosphere: Observations and implications *J. Geophys. Res.*, **103 (E9)**, 20245-20256.

Rottman, G. J., Moos, H. W., and Freer, C. S., 1973, The Far-Ultraviolet Spectrum of Jupiter, *Ap. J.*, **184**, L89-L92.

Russell, C. T., 1995, A brief history of solar-terrestrial physics, in *Introduction to Space Physics*, Eds. Kivelson, M. G., and Russell, C. T., Cambridge University Press, Cambridge, UK, 586pp.

Russell, C. T., Baker, D. N., and Slavin, J. A., 1988: The magnetosphere of Mercury, in *Mercury*, Eds. Vilas, F., Chapman, C. R., Matthews, M. S., University of Arizona Press, Tucson, 794pp.

Sandel, B. R., and Broadfoot, A. L., 1981, Morphology of Saturn's aurora, *Nature*, **292**, 679-682.

Sandel, B. R., Shemansky, D. E., Broadfoot, A. L., Holberg, J. B., Smith, G. R., McConnell, J. C., Strobel, D. F., Atreya, S. K., Donahue, T. M., Moos, H. W., Hunten, D. M., Pomphrey, R. B., and Linik, S., 1982, Extreme ultraviolet observations from the Voyager 2 encounter with Saturn, *Science*, **215**, 548-553.

Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., and H. J. Singer, 1997, A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Rev.*, **102 (A5)**, 9497-9511.

Smith, E. J., Davis, L., Jr., Jones, D. E., Coleman, P. J., Jr., Colburn., D. S., Dyal, P., and Sonett, C. P., 1980, Saturn's magnetosphere and its interaction with the solar wind, *J. Geophys. Rev.*, **85 (A11)**, 5655-5674.

Störmer, C., 1930: *Photographic Atlas of Auroral Forms*, A. W. Broggers Boktrykkeri, Oslo, Norway.

Trauger, J. T., Clarke, J. T., Ballester, G. E., Evans, R. W., Burrows, C. J., Crisp, D., Gallagher III, J. S., Griffiths, R. E., Hester, J. J., Hoessel, J. G., Holtzman, J. A., Krist, J. E., Mould, J. R., Sahai, R., Scowen, P. A., Stapelfeldt, K. R., and Watson, A. M., 1998, Saturn's hydrogen aurora: Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope, *J. Geophys. Rev.*, **103 (E9)**, 20237-20244.

Vasyliunas, V. M., 1983: Plasma distribution and flow, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, Ed. Dessler, A. J., Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 544pp.

Zarka, P., 1998, Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Rev.*, **103 (E9)**, 20159-20194.

NASA, HubbleSite,  
<http://hubblesite.org/>

NASA Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Cassini Equinox Mission,  
<http://saturn.jpl.nasa.gov/>

NASA Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Voyager The Interstellar Mission,  
<http://voyager.jpl.nasa.gov/>

NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory/Carnegie Institution of Washington, MESSENGER Web Site,  
<http://messenger.jhuapl.edu/>

Space Telescope Science Institute, WFPC2 Website,  
<http://www.stsci.edu/hst/wfpc2>