

修 士 論 文

木星電離圏の形成過程に関する研究

Study on the generation process of
Jovian ionosphere

高橋 香織

Kaori Takahashi

北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
惑星物理学研究室

(指導教官：渡部 重十 教授)

平成17年1月28日

要 旨

1970年代以降、惑星探査機による直接観測や地上あるいは宇宙空間からの高性能な望遠鏡によって、木星という太陽系最大の惑星にも、地球と同程度の数密度からなる電離圏が形成されていることが明らかになった。Pioneer 10, 11, Voyager 1, 2, Galileo による電波掩蔽観測から、木星熱圏大気および電離圏プラズマ大気の密度・温度分布の情報が得られている。しかし、3次元的な木星熱圏・電離圏の観測データは十分に存在していない。理論的な考察も限られており、熱圏・電離圏の本質ともいえる大気・プラズマ結合過程や、それに伴う運動については、未だ解明されていない。

本研究は、木星電離圏下部から上部までを取り扱うモデルを世界に先駆けて構築し、木星電離圏プラズマの構造と運動を再現し、その物理・光化学過程を考察した。H, H₂, He, CH₄ で構成される木星熱圏大気と、H⁺, H₂⁺, H₃⁺, He⁺, CH₅⁺, C₃H₅⁺ に関する光化学反応と運動方程式をモデルに取り入れている。また、オーロラを引き起こす磁気圏からのエネルギー流入に対する応答についても調べた。

モデリングの結果は、高度 800km (1mbar を 0km とする) 以下での木星電離圏の主成分は H₃⁺、それ以上では H⁺ が主成分であり、下層には炭化水素イオン層が形成されることを示している。

H⁺ は H₂ の電離によって主に生成され、H₃⁺ より軽い H⁺ は H₃⁺ の上層に分布する。この領域では H⁺ と電子の再結合係数が小さいため、電離圏上部に多量の H⁺ が存在し、明瞭な日変化を示さない。一方、H₃⁺ は、H₂⁺ からの光化学過程で生成され、H₂⁺ に追従した日変化を示す。電離圏下部では、H₃⁺ と CH₄ の光化学過程により CH₅⁺ が生成されるために、CH₅⁺ は H₃⁺ の変動に伴って日変化する。C₃H₅⁺ は He⁺ を基本として生成される。したがって、C₃H₅⁺ は He⁺ と同様の变化を示す。

電離圏上部では、木星の高速自転による遠心力のため、H⁺ は数 km s⁻¹ で磁気圏に向かって流れ出す。これは、木星風の生成機構の一つとして考えられる。電離圏から磁気圏に向かう流れは、オーロラを伴う磁気圏からのエネルギー注入によっても発生する。木星熱圏・電離圏にエネルギーが注入されると、H₂ が電離し H₂⁺ と H⁺、さらに He から He⁺ が生成される。H₂⁺ は即座に H₃⁺ に変化するため、エネルギー注入域では H₃⁺、その下部には CH₅⁺ と C₃H₅⁺ が生成される。これらのイオンの生成領域は高度幅 2000km 以上に広がる。また、エネルギー注入後、電離圏下部では、CH₅⁺, C₃H₅⁺ の反応が 1 時間以上も持続することが明らかとなった。エネルギー注入による電離圏プラズマの応答は、ハッブル宇宙望遠鏡が撮影したイオフットプリントオーロラの構造と似ている。電離圏下部に生成された CH₅⁺ や C₃H₅⁺ のような炭化水素イオンが電離圏とイオ衛星間の電流系を維持している可能性がある。

本研究で構築した木星熱圏・電離圏モデルは、電離圏・磁気圏結合を扱うことができるモデルでもある。木星内部磁気圏プラズマの運動が木星との共回転からずれているという問題に対しても、電気伝導度やプラズマ輸送・散逸を考慮することによって解明の糸口を見出すことが可能である。

目次

第1章	序論	1
1.1	木星とは	1
1.2	木星の超高層大気構造と特徴	5
1.2.1	木星の下部電離圏	5
1.2.2	木星熱圏と電離圏の結合	7
1.2.3	木星内部磁気圏共回転の問題	8
1.3	本研究の目的	16
第2章	木星電離圏モデル	17
2.1	基礎方程式	17
2.1.1	質量保存の式	17
2.1.2	運動方程式	17
2.2	熱圏大気モデル	20
2.2.1	熱圏・電離圏大気温度	20
2.2.2	中性大気密度分布	21
2.3	光化学反応過程	23
2.3.1	太陽極紫外フラックス	23
2.3.2	光電離・解離反応	24
2.3.3	高エネルギー降下粒子	24
2.3.4	光化学反応式	24
2.3.5	衝突周波数	27
2.3.6	振動温度が関わる反応係数	28
2.3.7	反応係数について	29
2.4	磁力線座標系	29
2.5	境界条件	31
2.6	計算スキーム	34
第3章	計算結果	35
3.1	諸反応式の生成量および消滅量の比較	46
3.2	太陽活動度に対する依存性	48
3.3	中性大気温度に対する依存性	50
3.4	プラズマ大気温度に対する依存性	52
3.5	夜間電離源の影響	54
3.6	高エネルギー降下粒子の影響	55

第4章 考察と議論	68
第5章 まとめ	75
謝辞	77
参考文献	78

第1章 序 論

電離圏は惑星大気と宇宙空間の境界領域に存在し、オーロラ発光などが示すように外部からの刺激を受け様々な現象を起こす。荷電粒子が極域の超高層大気に降り注ぐ姿は、惑星大気をスクリーンとして華麗なオーロラ現象となって現れ、その環境を知る手がかりを我々に与える。

電離圏と磁気圏は磁力線を介して相互に影響を及ぼしあうため、木星電離圏構造を解明することは木星磁気圏のふるまいを理解することにもつながる。

1.1 木星とは

木星は太陽から 5.2AU の距離を約 12 年で公転する太陽系で最大の惑星である。71492km の赤道半径と地球の約 1300 倍の体積を有する。しかし、質量は約 318 倍しかなく、大きい軽い惑星であることが特徴である。

木星は約 10 時間という高速の自転周期で回転している。この周期は位置および基準とする対象によって異なる。木星は地表面を持たない水素とヘリウムから形成されるガス惑星である。そのため、縞模様の速さに着目して測定された赤道部の自転周期を System I、高緯度の自転周期を System II と呼び、木星磁気圏から発せられる波長 10m オーダーのデカメートル電波 (DAM) 強度に着目して測定した自転周期を System III と呼ぶ。それぞれ 9h50m30.003s, 9h55m40.632s, 9h55m29.711s である。木星は非常に強い固有磁場をもち、この DAM は 1 自転の間に 2 回周期的に地球上で観測される。この周期は木星の磁場の自転周期であるので、つまり電波でみると木星磁場をつくる内部コアの回転周期 System III を知る事ができる。この DAM の出現は、木星の System III 経度が 90 ~ 150 度、210 ~ 300 度の領域が地球を向くときに高い頻度で観測される。

これまでの木星超高層大気の研究は、Cowley and Bunce (2001), Hill (2001), Southwood and Kivelson (2001) による理論的な研究や、Kivelson et al. (1997), Khurana (2001) の惑星探査機のデータ解析、また Clarke et al. (1998), Prange et al. (1998), Satoh and Connerney (1999), Dols et al. (2000) による木星オーロラのリモート観測によって、木星の上層大気、磁気圏と大気との結合 - 特にオーロラ領域 - について貴重な情報を与えられた。

木星超高層大気の中性大気温度は、Voyager 1 の紫外分光観測 (Ultraviolet spec-

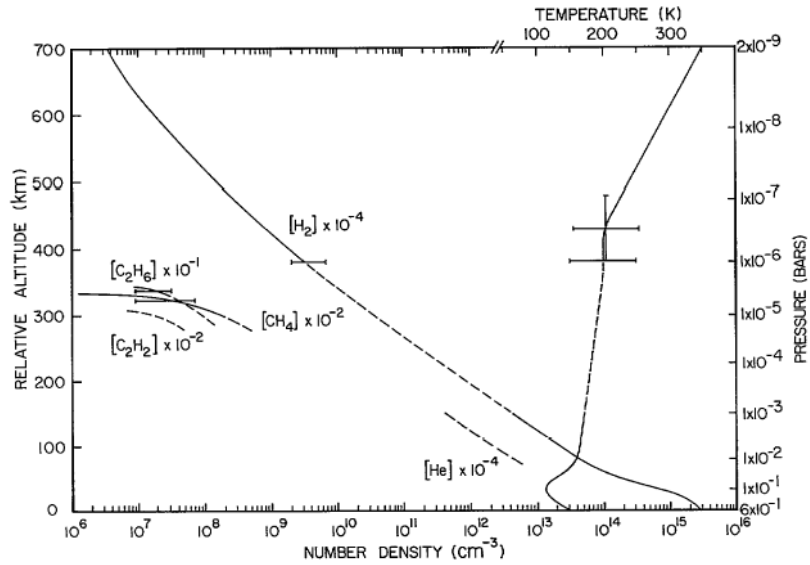


図 1.1: H_2 , CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 の密度プロファイル . (Atreya et al. 1981)

trometer: UVS) を用いた掩蔽観測によって初めて測定された (図 1.1 ; Atreya et al. 1981) . 図 1.1 は H_2 , CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 の密度と温度分布の様子を示している . この解析からは熱圏上層温度が $1000 \pm 200K$ であることが示唆されたが , これは後に , McConnell et al. (1982) により 1000 K と改訂されている .

図 1.2 は Galileo プローブ ASI により観測された上層大気温度である (Seiff et al. 1998) . これにより , 高度 357km ($\sim 0.3\mu\text{bar}$) での温度勾配は 2.9K をもつこと (Yelle et al. 1996) , 上層では 1000 K であること (Young et al. 1997) が報告されている . 木星熱圏下部の温度は , 地上観測 (Festou et al. 1981) から 180 K , あるいは数値計算 (Hubbard et al. 1995) から $176 \pm 12 K$ が示唆されている . Stallard et al. (2001, 2002) はオーロラ・極域でのイオン風の形成メカニズムを赤外観測し ,

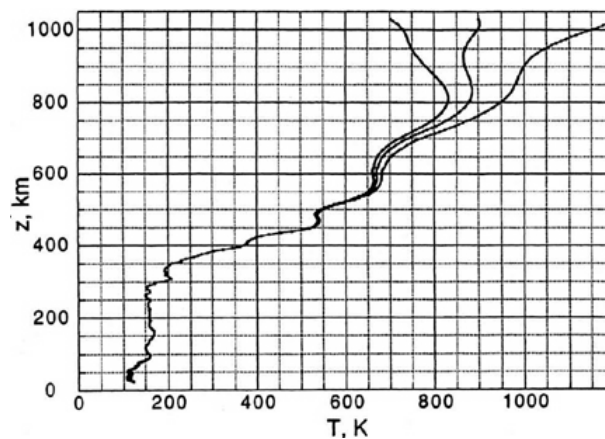


図 1.2: Galileo プローブ搭載された ASI による超高層大気温度プロファイル . (Seiff et al. 1998)

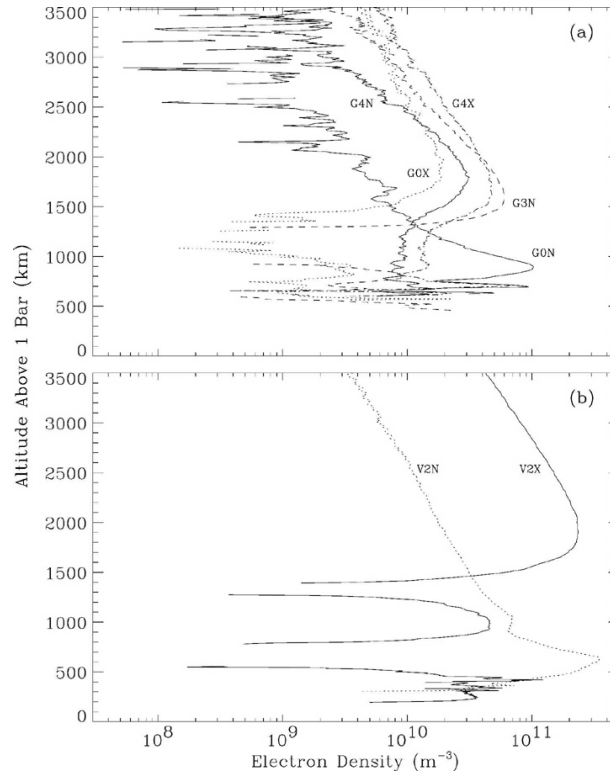


図 1.3: Voyager , Galileo 電波掩蔽観測による電子密度プロファイル . (Yelle and Miller, 2004)

データ解析によって, H_3^+ が最も多く生成されている高度での熱圏温度は $\sim 1500 \text{ K}$ になることを可能性があると述べている .

また, 探査機の通信電波を用いた掩蔽観測から, 超高層大気の電子密度プロファイルが得られている . 図 1.3 は Voyager と Galileo の電波掩蔽観測結果である (Voyager 1: Eshleman et al. (1979); Galileo : Hinson et al. (1997); Voyager 2: Hinson et al. (1998)) . 観測条件により密度やその高度に違いがあるが, およそ電子密度ピークは $1500\text{-}2000\text{km}$ にあり, 数密度は $\sim 0.5\text{-}2 \times 10^{11}\text{m}^{-3}$ である (Yelle and Miller, 2004) . また, 図 1.4 は Pioneer 10, 11 によって掩蔽観測された電子密度プロファイルである . この結果も観測条件によって電子密度分布の様相が異なっている .

磁気圏と結合している木星電離圏にはオーロラ発光が存在する . 木星オーロラが初めて確認されたのは 1979 年の Voyager 1 の紫外分光観測 (UVS) である (Broadfoot et al. 1981) . Hubble Space Telescope (HST) では, $\text{H Lyman}\alpha$, $\text{H}_2 \text{ Lyman bands}$, Werner bands の紫外波長帯を利用して観測されている (Clarke et al. 1996, 1998) . また, 1996 年には Galileo 周回探査機に搭載された solid-state imaging (SSI) system によって初めて木星夜側の可視オーロラが撮像された (Ingersoll et al. 1998) . NASA

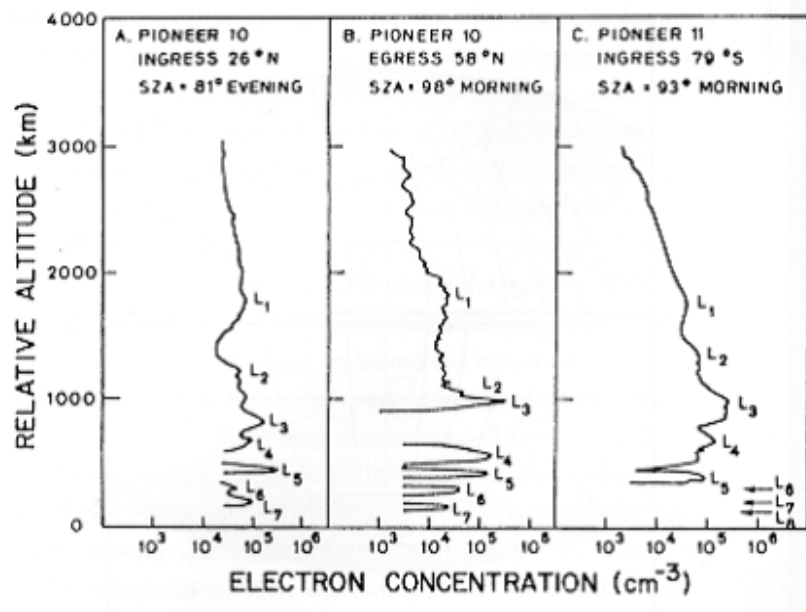


図 1.4: Pioneer 10, 11 によって掩蔽観測された電子密度プロファイル . (Fjeldbo et al. 1975, 1976)

infrared telescope facility (IRTF) の近赤外撮像器 NSFCAM を利用した観測では , 1995 年に打ち上げられた Galileo 探査機の観測支援プログラムのによって連続的に , 赤外 H_3^+ 発光 ($3-4 \mu m$) が観測された (Morioka et al. 2004) .

ガリレオ衛星イオは木星から 5.9 木星半径の軌道を公転する衛星である . また , 太陽系内でもっとも活発な火山性天体であることも知られている . イオ衛星が木星

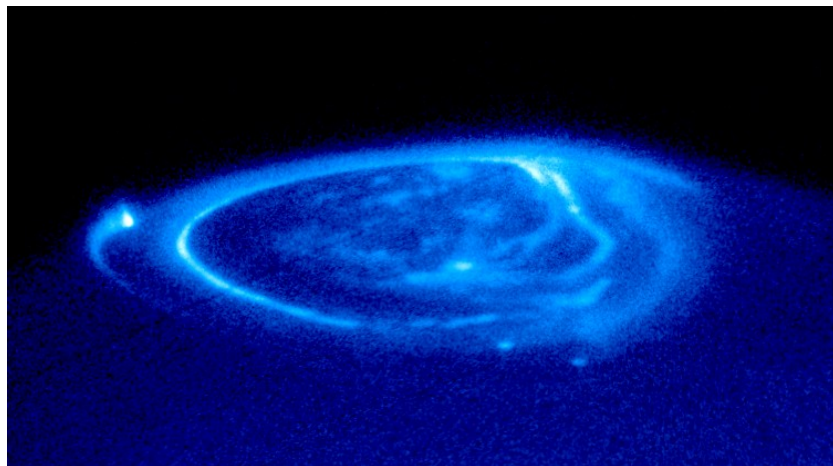


図 1.5: 木星紫外オーロラのハッブル宇宙望遠鏡撮像分光器 (Space Telescope Imaging Spectrograph; STIS) による撮像 (<http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/2000/38/>)

磁気圏に振り撒く火山性ガスは、太陽極紫外線やイオ衛星周回軌道に存在するプラズマと相互作用しイオン化され、木星の強大な磁場によって磁力線に捕捉され共回転を始める。イオ軌道での共回転速度は約 74 km s^{-1} に達し、磁力線とイオ（公転速度約 17 km s^{-1} ）との間には、約 57 km s^{-1} の速度差が生じている。このイオ衛星の火山活動によってイオ衛星周回軌道に多量のプラズマが供給されイオトラスと呼ばれる高密度領域が形成される。図 1.5 は、HST が撮影したイオフットプリントオーロラである。

1.2 木星の超高層大気の構造と特徴

1.2.1 木星の下部電離圏

水素型惑星である木星熱圏下部には、多量の炭化水素類が存在していると考えられている。Kim and Fox (1994) は、156 種の光化学反応を用いた木星電離圏の炭化水素イオンの化学反応をモデル化した。モデリングによって、磁気緯度 22.5° における電離圏下部の炭化水素イオン層の日変化（朝、正午、夕方）と、オーロラ領域での炭化水素イオン生成量を見積もった。

Kim and Fox(1994) のモデルの特徴は次のとおりである。

熱圏大気モデルとして、Voyager の掩蔽観測データに基づいた、図 1.1 の Atreya et al.(1981) から密度プロファイル、中性大気の温度プロファイル、渦拡散係数を採用した。イオンと電子の温度は、大気圏上層では中性大気の温度と等しくなると仮定した。主要な生成・消滅のメカニズムは、とくに高高度での H_2 の光解離と低高度での炭化水素との反応である。

緯度ごとの木星の一日のローカルタイムに相応しい太陽フラックスを持つイオンの密度変化を解明するために時間依存性を計算している（図 1.6）。

また、この境界条件と初期条件は、次のとおりである。

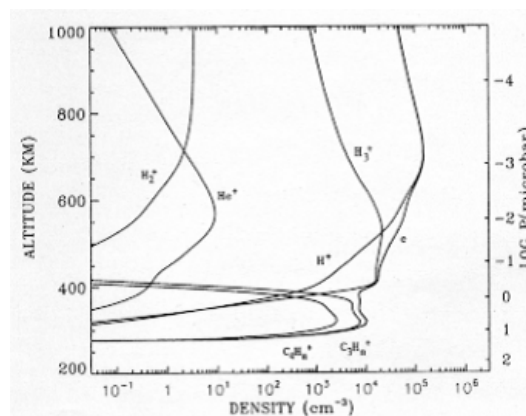


図 1.6: 磁気緯度 22.5° における昼間のイオン密度分布 (Kim and Fox, 1994)

アンモニア雲雲頂 ($\sim 0.6\text{bar}$) から、高度 200km 上空に下部境界を置き、計算領域を高度 700km より下層、上層の 2 層に分けて扱っている (以下、本節でモデルを指すときには、下層 / 上層、木星電離圏全体を指して領域を示すときには下部 / 上部とする)。上層には、 H^+ 、 H_2^+ 、 He^+ 、 H_3^+ 、 HeH^+ 、 H の 6 成分のみで形成されるとした。下層には 21 種のイオン (H^+ 、 H_2^+ 、 He^+ 、 H_3^+ 、 HeH^+ 、 CH_5^+ 、 CH_4^+ 、 CH_3^+ 、 CH_2^+ 、 CH^+ 、 C^+ 、 C_2H_7^+ 、 C_2H_6^+ 、 C_2H_5^+ 、 C_2H_4^+ 、 C_2H_3^+ 、 C_2H_2^+ 、 C_2H^+ 、 C_2^+ 、 C_3H_n^+ 、 C_4H_n^+) と 12 種の中性粒子 (H 、 CH_4 、 CH_3 、 C_2H_3 、 C_2H_4 、 C_2H_6 、 $^1\text{CH}_2$ 、 $^3\text{CH}_2$ 、 CH 、 C_2H_3 、 C_2H_5 、 C_2H) を与え、連続の式を解いた。この 2 層の境界である高度 700km では、 H^+ 、 H_2^+ 、 He^+ 、 H_3^+ 、 HeH^+ 、 H を除く全成分は拡散平衡が成立するとして計算し、その計算結果を上層の下端条件 (高度 700km での条件) として与える。上層は Waite (1983) より、中性-イオン-電子温度が等しいと仮定した。上層の上部境界を高度 2,660km にとり、ここで全成分が拡散平衡になる系を扱う。

モデルから得られた結果として、電離圏下部に形成される炭化水素イオン層は、炭化水素が再結合反応がほとんど働かないために、炭素を複数持った化合物 C_2^- 、 C_3^- 、 C_4^- が生成され続け、それらが支配する層が形成される (図 1.6)。オーロラ領域では降下粒子による電離反応によって C_1^- が大量に生成する。この C_1^- が 'haze' 粒子として木星電離圏の極域を覆うだろうと述べている。

炭化水素イオン層は、より質量の大きなイオンが下層を占め、小さい C_1^- が分布する。高度 320km の炭化水素イオン層では、最大の数密度 $1.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ を占める。

炭化水素イオンの層は、メタン homopause よりも下層に到達する波長領域の 912-1100Å に吸収線帯をもつ、水素の wings 中の光子による直接的な炭化水素の電離作用により、アンモニア雲雲頂に 300-400km の厚さで生成されていること、また、炭化水素イオン層内では、再結合によって、2 つ以上の炭素原子をもつ (C_2^-) 炭化水素イオンに転換させられることを示唆した。そしてオーロラ領域では、炭化水素イオンの化学反応は、中性の炭化水素の密度を限定する可能性があり、また、polar haze 粒子の生成に大きな役割を担う可能性があるとして述べている。

粒子同士の反応係数は、粒子温度に依存するため振動温度について、Kim and Fox, (1994), Atreya et al. (1979), Moses and Bass (2000) らをはじめ多くの研究者が議論を繰り広げている。木星熱圏下部の主成分である H_2 は、振動と回転運動に要するエネルギーはともに不連続なエネルギー準位をとるが、振動エネルギーは間隔がより広く、特定波長の光による励起・脱励起作用あるいは衝突によるエネルギー授受作用どちらが寄与するかは、その場の密度と、太陽極紫外線強度に強く依存する。振動温度が関わる $\text{H}_2(v \geq 4)$ と H^+ の反応係数は、外惑星の電離圏形成過程において重要なパラメータと考えられる。Kim and Fox(1994) では、その重要性を示唆するものの、諸反応過程の影響が強いとしてモデル内には挿入していない。土星電離圏に関する研究を行った Moses and Bass (2000) は、この反応係数が $2 \times 10^{-9} \exp(-A/T_n) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ と表されることを導き、中性大気温度 T_n と任意のパラメータ A の与え方によって、この反応における土星電離圏での生成率の違い

が3桁に及ぶことを検証した。

1.2.2 木星熱圏と電離圏の結合

Achilleos et al. (1998) は、木星極域電離圏にオーロラを伴う高エネルギー降下粒子の注入がある場合を考慮した、全球3次元の木星熱圏-電離圏結合モデル JIM (Jovian Ionospheric Model) を開発した。JIM モデルは、太陽天頂角、磁気赤道面 $20 - 30 R_J$ 領域からの降下粒子を想定した高エネルギー粒子の振り込み、イオンの光化学反応、磁場を考慮したモデルである。

JIM モデルの数式(骨組み)の大部分は、Fuller-Rowell and Rees(1980) の UCL(the University College London) 熱圏モデルから用いられている。UCL 熱圏モデルとは、運動量保存、エネルギー、連続の方程式を解くことで地球について風速ベクトル、温度、熱圏の中性成分 O, O₂, N₂ の質量混合比をシミュレーションするモデルである。これを 1983 年に Sheffield 大学で開発された地球の高緯度電離圏モデルと結びつけた。この熱圏-電離圏結合モデル (CTIM; Fuller-Rowell et al. 1996) は、風速や中性成分の地上および衛星観測結果の解析などに広く用いられてきた。

中性大気モデルの基礎方程式は次のものである。
中性大気の水平方向の運動方程式は、

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{\nabla_z P}{\rho} + \mathbf{F} \quad (1.1)$$

である。ここで右辺第一項は圧力勾配による加速度、右辺第二項はコリオリ力、渦粘性、分子粘性、中性/イオンの衝突などによるその他の加速度を表している。高度を圧力で表現するため、式も圧力に関する式に変形して、

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right)_P + \mathbf{v} \cdot \nabla_\rho \mathbf{v} + w \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial P} \quad (1.2)$$

が得られる。ここで右辺第二項の ∇_ρ は $w = \frac{DP}{Dt}$ と圧力の時間依存を表す。これを、各点ごとに鉛直方向に静力学平衡を仮定したとしたら、 P 座標系に書き換えられて単純な形になり、よって運動量の項は、

$$\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right)_P = -\mathbf{v} \cdot \nabla_\rho \mathbf{v} - w \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial P} - \nabla_P \Phi + \mathbf{F} \quad (1.3)$$

と表される。ここで、 Φ は重力ポテンシャルである。エネルギー方程式は、

$$\left(\frac{\partial(h + e_k)}{\partial t} \right) = -\mathbf{v} \cdot \nabla_P (h + e_k + \Phi) - w \frac{\partial(h + e_k + \Phi)}{\partial P} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{F} + \dot{Q} \quad (1.4)$$

である。 \dot{Q} として、ジュール加熱、太陽極端紫外線による加熱、熱伝導、光電子による加熱の効果を考える。

JIM モデルの計算領域は、次のとおりである。

水平空間分解能は経度方向に 9° (40 分割), 緯度方向に 2° (91 分割) である。鉛直空間分解能は、高度の代わりに圧力,

$$P_n = P_1 \exp(-\gamma(n-1)) \quad (1.5)$$

を用いて 30 分割する。 P_1 とは下部境界の大気圧, γ はスケールハイトである。それぞれ, スケールハイト $\gamma = 0.4$, 下部境界を下部境界を 357km: $P_1 = 2 \times 10^{-6}$ (bar), 上部境界を $P_{30} = 2 \times 10^{-11}$ (bar) とし, 下端における境界条件は水平風速度ゼロ, 及び上端における境界条件は水平風速ゼロ, 鉛直風ゼロ, 鉛直シアなしである。

ガス惑星の主成分である H, H_2 , He を熱圏大気成分とし, 炭化水素は重要成分であることは論じているが, このモデルでは考慮していない。OTD 磁場モデルを用い, 木星の未知の電場構造に対し, 地球の電場分布を修正して与えている。

この境界内でのプラズマと大気の振る舞いを連続の式, エネルギー輸送の式, 運動量輸送の式を用いて記述した。これにより, 風速, 全エネルギー密度, 中性大気成分, 電離圏大気成分をモデリングし, 初めて木星超高層大気的全容を示した。

1.2.3 木星内部磁気圏共回転の問題

地球や木星のように大気圏と磁気圏を併せ持つ惑星では, 磁気圏プラズマは惑星大気とともに惑星の自転角速度で回転すると考えられている (Hines, 1960)。これを共回転と言う。

木星電離圏と磁気圏の結合問題は, Hill et al.(1979, 1981, 2001, 2002) により議論されてきた。

図 1.7(a) は現在提唱されている, 唯一の電流サーキットモデルである。これは回転するダイポール磁場を含むいくつかの簡単な仮定のもとに成り立っている (Hill, 1979)。電離圏の特定の高度におけるペダーセン導電率と, 時間, 距離, 方位に依存しない磁気圏プラズマの質量流出率を仮定したときに成立している。モデルは $r \simeq 30R_J$ の外側で, 距離 r の関数として剛体的な共回転から離れていく観測結果を予測している (Hill, 1980)。このモデルは木星の永続的なオーロラオーバルを形成する妥当なメカニズムを例証するために広く引用されている。

以下では, Hill et al. (1979, 1981, 2001, 2002) による研究成果を報告する。

惑星の磁気圏が惑星本体の自転と同じ周期で回転するとき, その回転は, 大気圏のイオン-中性大気の衝突によって生ずる粘性トルクによって維持されている。このトルクは, 沿磁力線電流を介して磁気圏に伝えられる。定常状態では, このトルクは磁気圏プラズマの生成や, その外向き輸送と関連した慣性粘性 (inertial drag)

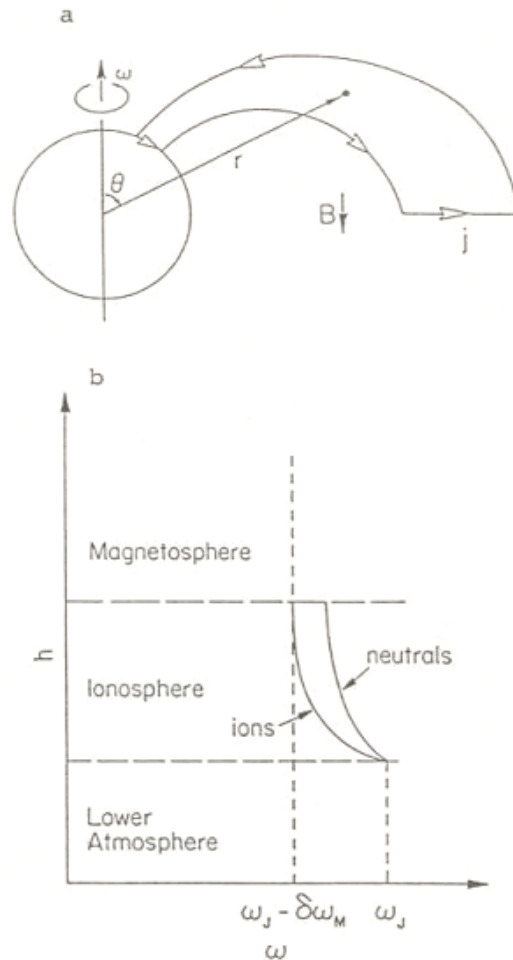


図 1.7: Hill サーキット . (a) 電離圏 - 磁気圏カップリングサーキットのジオメトリ . (b) 電離圏のイオンと中性粒子の自転角速度の高度変化の様子 . ω_J は木星の自転周波数 , $\delta\omega_M$ は電離圏・磁気圏の共回転遅延 (Huang and Hill, 1989)

とバランスしている . この大気圏で生ずる粘性に起因するトルクは , 磁気圏の回転が剛体回転からみて , ある程度の差を生じることを要求する . この差は , 電離圏プラズマと非電離大気との平均回転速度の差に相当する .

電場は惑星から任意の遠い距離まで伝わることはできず (Hill, 1979) , 剛体的な共回転が明らかに崩れ始める位置は次式で表される (図 1.8) (Hill et al. 1979; Hill, 2001) .

$$L_0 \equiv \left(\frac{\pi \Sigma' B_J^2 R_J^2}{\dot{M}} \right)^{1/4} \quad (1.6)$$

ここで L は磁力線が赤道面と交差する木星距離 , Σ' は木星電離圏の有効ペダーセン電気伝導度 (両半球とも平行) , B_J は木星赤道面の磁場の強さ , \dot{M} は外向きの質量輸送率である .

共回転電場は , 磁力線が完全な導体であるという仮定のもとに磁気圏プラズマの

共回転を強めるように外向きに作用する．

$$\mathbf{E} = -(\boldsymbol{\omega}_J \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} \quad (1.7)$$

$\boldsymbol{\omega}_J$ は木星の自転角速度， \mathbf{B} は磁場ベクトル， \mathbf{r} は自転軸からの半径ベクトルである．これは以下のように導かれる．

粒子の運動方程式は，

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.8)$$

$\mathbf{v} = \mathbf{v}_c + \mathbf{v}_d$ ， $\mathbf{B} = (B_r, B_\theta, B_\phi)$ より，

$$m \frac{d(\mathbf{v}_c + \mathbf{v}_d)}{dt} = \rho(\mathbf{E} + (\mathbf{v}_c + \mathbf{v}_d) \times \mathbf{B}) \quad (1.9)$$

ここで \mathbf{v}_d はドリフト速度であり，等速運動をするので $\frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = 0$ より，

$$m \frac{d\mathbf{v}_c}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_c \times \mathbf{B} + \mathbf{v}_d \times \mathbf{B}) \quad (1.10)$$

等速運動系に乗って考えると，粒子は中心の周りを回転するだけであるので， $e\mathbf{E} + e\mathbf{v}_d \times \mathbf{B} = 0$ である．つまり共回転電場は，

$$\begin{aligned} \mathbf{E} + \mathbf{v}_d \times \mathbf{B} &= 0 \\ \mathbf{E} &= -\mathbf{v}_d \times \mathbf{B} \\ &= -(\boldsymbol{\omega}_J \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} \end{aligned} \quad (1.11)$$

となり，この電場は動径方向を向く（正負は磁場の向きによる）．

この共回転電場は，磁力線を完全な等電位線と仮定して磁気圏の外側へ伝えられ，磁気圏プラズマの共回転を強めるために外向きにはたらく（Ferraro, 1937）．中性大気が十分に存在しないとき，共回転は，もし惑星表面の電気伝導度が（1.6）式で与えられる frozen-in-flux condition を満たすほど十分大きければ，惑星自身の

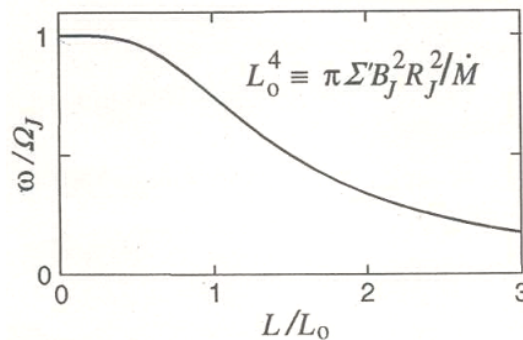


図 1.8: 木星の自転速度 Ω_J を平均化した磁気圏プラズマの回転速度に対する，(1.6) 式で $L_0 \sim 30$ として平均した無次元の距離 $L = r/R_J$. (Hill, 2001)

表面で磁気圏の回転を強化することができる。もしも電氣的に絶縁大気が存在しているならば、磁気圏を共回転させるためには他に2つの特徴を持っていないなければならない。その特徴とは、

- (1) 惑星の角運動量を電離圏のペダーセン電導層まで上向きに輸送するのに十分な粘性を持っていないなければならない。
- (2) ペダーセン伝導率は(1.7)式の電場を維持するに十分足りるほど大きくなくてはいけない。

はじめの条件は、地球大気と関連して Hines (1960) などによって昔から議論されてきた。またこれは、木星大気とも関連して Coroniti (1974) や Kennel and Coroniti (1975, 1977) によって議論されてきた。木星の場合、幾つかの疑問が残っているが (Kennel and Coroniti, 1977), 次の議論では、大気の粘性は十分あり、運動量を表面から電離圏まで上向きに輸送する割合は主にもう一つのファクター、つまり電離圏の伝導度によって制限されていると想定する。

共回転は惑星から任意の遠い距離まで伝わることはできず、プラズマに外から加えられる力、あるいは共回転プラズマ自身の慣性(内力)の結果として、最終的に崩壊することは間違いない。ここで言う慣性とは、もともと磁力線がその位置に留まろうとする作用を指す。地球磁気圏の場合は、太陽風によって磁気圏外部から加えられるストレスが、約5地球半径に位置するプラズマポーズの外側では共回転を遅らせようとする (Brice, 1967)。標準的なパルサーモデルの原型においては、共回転は相対論的な慣性の効果によって限界になると推定される。この効果は、

$$\omega r = c \quad (1.12)$$

つまり光速となる light cylinder 付近で重要になる。木星磁気圏の場合、共回転は $\omega r = v_A$ の位置‘アルフベンポイント (Alfven point)’あるいは‘臨界半径’を超えたところで次第に崩壊していくと考えられる。この速度は局所的なアルフベン速度 (Alfven speed), すなわち、その場での磁場の強さとプラズマ密度から計算されるアルフベン速度ということである (Michel and Sturrock, 1974; Hill et al., 1974)。

$$v_A = \frac{B_0}{(4\pi\rho)^{\frac{1}{2}}} \quad (\rho = n_i m_i + n_e m_e) \quad (1.13)$$

この位置よりも遠方では磁場は、共回転するプラズマを維持するに必要な求心力を輸送するにはあまりにも弱すぎる。

しかしながら、上述の効果とは独立に共回転の範囲を制限できる別の要因がある。つまり、プラズマの外向き輸送や局所的な生成に起因する慣性粘性 (inertial drag) である。もし、磁気圏プラズマの分布が (局所的な生成も輸送もないとする) 完全に固定されているならば、アルフベンポイントより外側で磁気圏の共回転を維持するトルクは必要とされない。もし、そのような磁気圏が初期条件として共回転していないとしても、大気と電離圏の回転差がトルクのアンバランスを生み、これが磁気圏を最終的に共回転させる。

一方、もしプラズマが絶えず生成され、磁気圏中で次々と外向きに輸送されているならば、共回転（もしくは部分的な共回転）はプラズマの全角運動量が時間的に着実に増加するというを示しており、また、この増加は惑星角運動量を外向きに磁気圏まで輸送するために大気圏内の正味トルクが必要であることを示している。必要な粘性トルクを供給するためには、電離圏は中性大気よりもややゆっくりと回転しなければならない。このように共回転はプラズマの生成・輸送があるときには必然的に不完全なものとなる。この自己規制（self-limiting）は大気の電導度と、プラズマの生成率・輸送率に依存しており、プラズマを星の中心から放射状に閉じ込める磁場の力に依存した light cylinder やアルフベンポイント付近で起こる効果からは完全に独立している。

次に、イオンと中性粒子の衝突を通じて、中性大気が電離圏に及ぼすトルクを計算する。このトルクは、高度積分されたペダーセン電気伝導度に比例している。次に我々は磁気圏の角運動量の増加率を計算する。この割合は外向きの質量輸送率に比例している。これらの2つの結果を結びつけると、磁気圏内の距離を関数とした共回転からの遅延を解とする微分方程式を得る。図 1.7 に沿磁力線電流のジオメトリと、ここで使われる座標を表した。簡単のため自転軸とダイポール磁場の軸がそろっている場合を扱う。図中でローレンツ力が大気圏の角運動量を使って外部磁気圏の角運動量を増加させるような方向を向いている事を意識したい。

イオンと中性粒子の衝突では、定常状態でローレンツ力がバランスした単位体積あたりの共回転粒子に作用する力 (drag force) F_ϕ が働く。 F_ϕ は、

$$F_\phi = j_\theta B_r = \sigma B_r^2 \delta v \quad (1.14)$$

と表される。この σ はペダーセン伝導率である。これをイオンのドリフト角周波数を用いて置き換えると、 $\delta = r\delta\sigma\sin\theta$ であるので、

$$F_\phi = \sigma B_r^2 r\delta\omega\sin\theta. \quad (1.15)$$

ここで、ローレンツ力は、 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mathbf{F}$ より、 F_ϕ は

$$F_\phi = j_r B_\theta - j_\theta B_r = -j_\theta B_r \quad (1.16)$$

ここでは電離圏大気を考えているので磁場はほぼ木星表面に垂直であるから $B_\theta = 0$ である。この力は単位体積あたりの質量に働き、その方向は速度方向である。この力を受けて粒子が運動することにより発生する電流は、

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E} \\ &= \sigma(-(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}) \\ &= \sigma(-\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (1.17)$$

$B_\phi = 0$ であるから、 j_θ は、

$$\begin{aligned} j_\theta &= -\sigma(v_\phi B_r - v_r B_\phi) \\ &= -\sigma v_\phi B_r \end{aligned} \quad (1.18)$$

となる．この j_θ と回転速度 $v_\phi \rightarrow \delta v (\delta v = \delta r (\omega \sin \theta))$ を上式に代入すると drag force F_ϕ が得られる．

$$F_\phi = -j_\theta B_r = -(-\sigma v_\phi B_r) B_r = \sigma B_r^2 \delta v . \quad (1.19)$$

ここには電子衝突周波数が高く，電子が中性粒子と一緒に運動しているという仮定が含まれており，この関係式は電離圏上部では成立しない．

単位磁気フラックスあたりのトルクを求める．

$$\frac{dT}{d\Phi} = \int \frac{dh}{B_r} F_\phi r \sin \theta \quad (1.20)$$

ここで Φ は磁気フラックスである．トルク $\mathbf{T} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$ であるので $\mathbf{T}(T_r, T_\theta, T_\phi) = (T \sin \theta, T \cos \theta, 0) = (0, r \sin \theta F_\phi, r \cos \theta F_\theta)$ であり， \mathbf{T} は自転軸上向き方向である．電離圏にはたらくトルクは， T_θ であるのでその大きさは $F_\phi r \sin \theta$ である．ある単位面積を貫く磁束 Φ は磁束密度に比例している ($\Phi \propto B_r$) ．

よって，磁束変化は $d\Phi = B_r dS$ と表される．いまローレンツ力 F_ϕ は単位体積あたりの質量にはたらく力であるので，この単位体積 dV は磁力線方向に垂直な単位面積と微小長さ dh の積とすると，この単位体積を貫く磁束変化により単位体積 dV にはたらくトルク dT' は，

$$\begin{aligned} dT' &= F_\phi r \sin \theta dV \\ &= F_\phi r \sin \theta dh dS \\ &= F_\phi r \sin \theta dh \frac{d\Phi}{B_r} \\ \frac{dT'}{d\Phi} &= \frac{dh}{B_r} F_\phi r \sin \theta \end{aligned} \quad (1.21)$$

よって電離層全体では，高さ方向に積分して，

$$\frac{dT}{d\Phi} = \int^{\text{ionosphere}} \frac{dT'}{d\Phi} = \int \frac{dh}{B_r} F_\phi r \sin \theta \quad (1.22)$$

また，高度積分したペダーセン電気伝導度は，

$$\Sigma = \int \sigma dh \quad (1.23)$$

σ は電離圏内の粒子のペダーセン電気伝導度であるので，電離圏全体ではある高さ dh で積分した値になる．

(1.14) (1.22) (1.23) 式より，次式が得られる．

$$\frac{dT}{d\Phi} = \Sigma \delta \omega R_J^2 B_r \sin^2 \theta \quad (1.24)$$

ここで次の仮定をおく．電離圏は木星半径に較べて十分に薄いとして ($r \simeq R_J$)，磁力線の曲率を考えず，木星表面での磁力線の角度を使う ($\theta = \theta_s$) ．

イオンのドリフト角周波数は一定 ($\delta\omega = const$) , 磁場は一定とみなす ($B_r = const$) .

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{d\Phi} &= \int \frac{dh}{B_r} \left(\sigma B_r^2 \delta\nu \right) \\
 &= \int \frac{dh}{B_r} \sigma B_r^2 \left(r \delta\omega \sin\theta \right) r \sin\theta \\
 &= \int \frac{dh}{B_r} \sigma \delta\omega B_r^2 r^2 \sin^2\theta \\
 &= \Sigma \delta\omega r^2 B_r \sin^2\theta
 \end{aligned} \tag{1.25}$$

(1.24) 式は ,

$$\frac{dT}{d\Phi} = \Sigma \delta\omega R_J^2 B_r \sin^2\theta_s \tag{1.26}$$

となる . B_r にダイポール磁場の値を入れる . つまり , (1.26) 式を双極子磁場と L 値を用いた表現に書き直すために ,

$$B_r(R_p, \theta_s) = 2B_p \cos\theta_s \tag{1.27}$$

を代入すると ,

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{d\Phi} &= \Sigma \delta\omega R_J^2 (2B_r \sin^2\theta_s) \sin^2\theta_s \\
 &= 2\Sigma \delta\omega R_J^2 B_r \sin^2\theta_s \sin^2\theta_s \\
 &= 2\Sigma \delta\omega R_J^2 \left(1 - \frac{1}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{L}
 \end{aligned} \tag{1.28}$$

を得る . ここで , トルクの部分微分表示は ,

$$\frac{dT}{dL} = \frac{dT}{d\Phi} \frac{d\Phi}{dL} \tag{1.29}$$

と書ける . 双極子磁場の場合 , ある単位面積を貫く磁束 Φ は , $\Phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \int B_p dS$ であるので , いま $ds = r dr d\theta$, $L = r/R_p$ を用いると , $dr = R_p dL$ となり , 両辺に r を掛けて $r dr = R_p r dL = R_p^2 L dL$ が得られる . したがって磁束 Φ は ,

$$\begin{aligned}
 \Phi &= 2\pi \int \frac{B_p}{L^3} r dr \\
 &= 2\pi \int \frac{B_p}{L^3} R_p^2 L dL \\
 &= 2\pi \int \frac{R_p^2}{L^2} B_p dL \\
 \frac{d\Phi}{dL} &= 2\pi \frac{R_p^2}{L^2} B_p
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

以上より, (1.29) 式に (1.28) 式および (1.30) 式を代入することによって電離圏で発生するトルクは次式のように求まる.

$$\begin{aligned}
 \frac{dT}{dL} &= \frac{dT}{d\Phi} \frac{d\Phi}{dL} \\
 &= 2\Sigma\delta\omega R_p^2 B_p \left(1 - \frac{1}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot 2\pi R_p^2 B_p \frac{1}{L^2} \\
 &= 4\pi\Sigma\delta\omega R_p^4 B_p^2 \left(1 - \frac{1}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{L^3}
 \end{aligned} \tag{1.31}$$

また (1.6) 式の \dot{M} は与えられた磁気 flux shell を通る外向きの全プラズマ質量フラックスである, これは flux shell に沿って分布した粒子の単位質量あたりの平均角運動量 l と, 単位 L あたりの角運動量の増加率 $\frac{d\mathcal{L}}{dL}$ を用いると, \dot{M} と L の関係は, 次式のように表される (Hill, 1979).

$$\frac{d\mathcal{L}}{dL} = \frac{d\dot{M}l}{dL} = l \frac{d\dot{M}}{dL} + \dot{M} \frac{dl}{dL} \tag{1.32}$$

と変形できるので $\mathcal{L} = \dot{M}l$ という関係があることがわかる. 連続の式

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\rho\mathbf{v} = P - L \tag{1.33}$$

において, (左辺第一項)=0, (左辺第二項)= $\dot{M}=0$, (右辺)=0 が成立する. ここで, 局所的な生成および消滅は無視し, 正味輸送は外向きを正と仮定する. よって,

$$\frac{1}{\dot{M}} \frac{d\dot{M}}{dL} \ll \frac{1}{l} \frac{dl}{dL} \tag{1.34}$$

惑星からの距離 (惑星半径を単位とする) の関数として磁気圏の慣性共回転遅延を計算した. 計算された解は, 大気圏におけるペダーセン導電率と, 磁気圏で生成され, 外向きに輸送されるプラズマ質量の時間変化率をパラメータとして表す. 地球の磁気圏内では程度はわずかであるが, 木星磁気圏では慣性共回転遅延が顕著に現れる. 木星磁気圏では回転の速度は惑星表面と磁気圏境界面との間で2桁ほど減少するかもしれない. 興味深い結果として, 経度方向に局所的に電離圏の電導度が増加した領域と結びついた木星磁気圏の活動的な領域が隣接した経度領域に対して回転はより高速になるべきだということが挙げられる. それゆえ, その活動的な領域は隣接領域からプラズマを寄せ集め, 経度方向に局在化した活動領域ではプラズマ密度の増加がある.

1.3 本研究の目的

これまでの研究では、惑星探査機による観測から木星電離圏の局所的な構造や特徴が知られており、モデル計算からは熱圏との相互作用や、高緯度での磁気圏との相互作用によって引き起こされるオーロラ発光や共回転問題などが報告されている。しかしながら、電離圏下部から上部までの電離圏プラズマ大気の振る舞いについてはあまり議論されてこなかった。

本研究では、木星電離圏構造および電離圏を構成する成分のふるまいを理解するために磁力線座標系で記述した電離圏モデルを構築した。

木星電離圏が太陽活動度や磁気圏から流入する高エネルギー降下粒子によりどのような影響を受け、組成と運動が変化するかを調べることで、巨大な磁場と高速自転する環境下で形成される木星電離圏固有の性質あるいは特徴を解明する。

第2章 木星電離圏モデル

2.1 基礎方程式

2.1.1 質量保存の式

電離圏では各イオン密度の時間変化は、移流と生成及び消滅で記述できる（図 2.1）。

添え字 i をイオン種とする。 P_i, L_i をそれぞれイオン生成率，消滅率 ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)， v_i はイオン速度 (m s^{-1})， n_i を数密度 (m^{-3}) とすると，質量保存の式は，

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - L_i - \nabla \cdot (n_i v_i) \quad (2.1)$$

である。ここで，図 2.1.1 のように，場所によって断面積が異なる磁力管を各イオンが流体として振る舞うような質量保存の式をたてる。木星中心から距離が異なる任意の 2 点を添え字 1, 2 で示している。 $\nabla \cdot B = 0$ より，磁束 Φ は，

$$\Phi = B(r)A(r) = B_1 A_1 = B_2 A_2 = \text{const.} \quad (2.2)$$

である。磁力管の断面積 $A(r)$ は，木星中心からの距離 r （図 2.6）を変数とする。木星表面から磁力線に沿って磁場 B が小さくなるのに伴って，磁力管の断面積 $A(r)$ と磁場 B の関係は， $A(r) \propto 1/|B|$ と反比例する。

移流フラックスを表す (2.1) 式の第 3 項 $\nabla \cdot (n_i v_i)$ は，

$$\nabla \cdot (n_i v_i) = \frac{\partial}{\partial s} (n v_i^{\parallel}) \quad (2.3)$$

と書き直すことができる。 s は磁力線方向の長さ (m)， v_i^{\parallel} は沿磁力線成分速度 (m s^{-1}) である。したがって磁力管の拡がりを含むイオンの質量保存の方程式が求まる。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial n_i v_i^{\parallel} A}{\partial s} = P_i - L_i. \quad (2.4)$$

2.1.2 運動方程式

磁力線に平行な方向の 1 次元の振る舞いを考える。イオンと電子の質量は $m_e \ll m_i$ であるため，電子が他粒子よりも先に拡散して行くが，ここで取り残されたイオンと電子との間で電子の拡散を減速させ，イオン自身の拡散を促進させるように沿磁力線電場（両極性電場）を作り出し，イオンと電子は同一の速度で運動しようとする。

る。

他の力として、圧力勾配による力、重力加速度、衝突による運動量の交換、ローレンツ力、遠心力がある。このうち、ローレンツ力は磁力線に平行な方向の振る舞いを考えるため、 $v_j \times B \equiv 0$ であるから、成分 j の粒子（添え字 j ）に着目すれば、磁力線に沿って上向きを正とすると、運動量保存から導かれる荷電粒子の運動方程式は次のように表される。

$$n_j m_j \frac{Dv_j^{\parallel}}{Dt} = -\frac{\partial p_j}{\partial s} + n_j m_j \left(\mathbf{g} \cdot \mathbf{s} + ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} - \sum_j \nu_{jk} (v_j^{\parallel} - v_k^{\parallel}) \right) + n_j q_j \mathbf{E} \cdot \mathbf{s} \quad (2.5)$$

ここで、 n_j は j 成分の数密度 (m^{-3})、 m_j は j 成分の質量 (kg)、 v_j は磁力線方向の速度 (m s^{-1})、 p は j 成分の圧力 (N m^{-2})、 \mathbf{g} は重力加速度 (m s^{-2})、 q_j は電荷 (C)、 \mathbf{E} は両極性電場の大きさ、 ν_{jk} は j 成分と k 成分間の運動量輸送衝突周波数 (s^{-1})、 r は木星中心からの距離 (m)、 $\boldsymbol{\omega}$ は木星自転角速度 (rad s^{-1}) である。したがってイオン（添え字 i ）と電子（添え字 e ）について書き直すと、

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i^{\parallel}}{\partial t} + v_i^{\parallel} \frac{\partial v_i^{\parallel}}{\partial s} &= -\frac{1}{n_i m_i} \frac{\partial p_i}{\partial s} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{s} + ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} - \sum_k \nu_{ik} (v_i^{\parallel} - v_k^{\parallel}) + \frac{e}{m_i} \mathbf{E} \cdot \mathbf{s} \\ \frac{\partial v_e^{\parallel}}{\partial t} + v_e^{\parallel} \frac{\partial v_e^{\parallel}}{\partial s} &= -\frac{1}{n_e m_e} \frac{\partial p_e}{\partial s} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{s} + ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} - \sum_k \nu_{ek} (v_e^{\parallel} - v_k^{\parallel}) - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \mathbf{s} \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで (2.6) 式の電子の運動方程式を、

$$e \mathbf{E} \cdot \mathbf{s} = -m_e \left\{ \frac{\partial v_e^{\parallel}}{\partial t} + v_e^{\parallel} \frac{\partial v_e^{\parallel}}{\partial s} + \frac{1}{n_e m_e} \frac{\partial p_e}{\partial s} - \mathbf{g} \cdot \mathbf{s} - ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} + \sum_k \nu_{ek} (v_i^{\parallel} - v_k^{\parallel}) \right\} \quad (2.7)$$

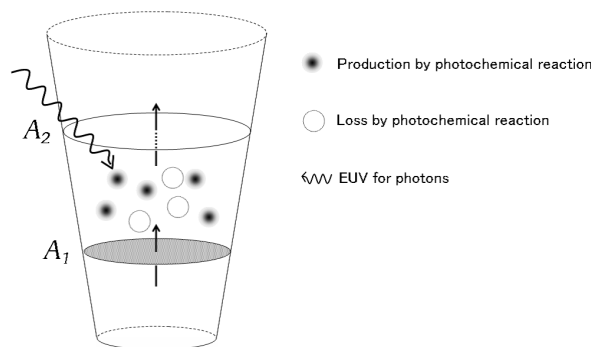


図 2.1: 質量保存の式の模式図。図のように断面積 A の大きさが変化する系で質量保存の式を導く。木星中心から距離が異なる任意の 2 点を添え字 1, 2 で示す。

と変形し(2.6)式に代入する際, 電子密度は全イオンの総和と等しい $n_e \simeq \sum_{ions} n_j$ が成立する準中性近似を考えると, イオンの運動方程式は次のように表すことができる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i^{\parallel}}{\partial t} + v_i^{\parallel} \frac{\partial v_i^{\parallel}}{\partial s} &= -\frac{1}{n_i m_i} \frac{\partial p_i}{\partial s} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{s} + ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} - \sum_k \nu_{ik} (v_i^{\parallel} - v_k^{\parallel}) - \frac{1}{n_e m_i} \frac{\partial p_e}{\partial s} \\ &= -\frac{1}{n_i m_i} \frac{\partial p_i}{\partial s} - \frac{1}{n_e m_i} \frac{\partial p_e}{\partial s} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{s} + ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} - \sum_k \nu_{ik} (v_i^{\parallel} - v_k^{\parallel}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

これが本モデルの各イオンの振る舞いを記述する運動方程式である. 重力加速度および遠心力の沿磁力線成分は, 磁力線に乗った座標系の単位磁場ベクトル \mathbf{b} (2.32) 式と各力の内積をとることで得られる. 重力加速度の沿磁力線成分は極座標系では,

$$\mathbf{g} \cdot \mathbf{s} = g \left(\frac{R_J}{r} \right)^2 \mathbf{e}_r \quad (2.9)$$

であるので, \mathbf{b} と内積をとると,

$$\begin{aligned} g^{\parallel} &= g \left(\frac{R_J}{r} \right)^2 \mathbf{e}_r \cdot \frac{2 \cos \theta \mathbf{e}_r + \sin \theta \mathbf{e}_{\theta}}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \\ &= g^{\parallel} \left(\frac{R_J}{r} \right)^2 \frac{2 \cos \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

と表される. また, 遠心力は,

$$\begin{aligned} ((\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathbf{s} &= r \sin^2 \theta \omega^2 \\ &= r \sin \theta \omega^2 \cdot \cos \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \mathbf{e}_r + r \sin \theta \omega^2 \cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \mathbf{e}_{\theta} \\ &= r \sin \theta \omega^2 \cdot \sin \theta \mathbf{e}_r + r \sin \theta \omega^2 \cdot \cos \theta \mathbf{e}_{\theta} \\ &= r \sin^2 \theta \omega^2 \mathbf{e}_r + r \sin \theta \cos \theta \omega^2 \mathbf{e}_{\theta} \end{aligned} \quad (2.11)$$

であるので, \mathbf{b} と内積をとると,

$$\begin{aligned} r \sin \theta \omega^2 &= (r \sin^2 \theta \omega^2 \mathbf{e}_r + r \sin \theta \cos \theta \omega^2 \mathbf{e}_{\theta}) \cdot \frac{2 \cos \theta \mathbf{e}_r + \sin \theta \mathbf{e}_{\theta}}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{r \sin^2 \theta \omega^2 \cdot 2 \cos \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} + \frac{r \sin \theta \cos \theta \omega^2 \cdot \sin \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{2r \sin^2 \theta \cos \theta \omega^2}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} + \frac{r \sin^2 \theta \cos \theta \omega^2}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{3r \sin^2 \theta \cos \theta \omega^2}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる.

2.2 熱圏大気モデル

2.2.1 熱圏・電離圏大気温度

大気圏上層を形成する熱圏は太陽紫外放射を吸収し加熱される．下部熱圏では，対流が熱輸送の主過程であるが，上部熱圏では大気が希薄となって熱伝導率が増大するため熱は伝導によって輸送される．熱圏大気温度 T_n は，Achilleos et al. (1998)，Kim and Fox (1994)，また，図2.2のGrodent et al. (2001) によって提唱されている値を参考にした．熱圏大気温度の収束値を昼と真夜中の2箇所に設定し，800-1000K であるとした．また，下部境界高度での温度も彼らの報告に基づき， $T_0 = 180\text{K}$ とし，下部境界の温度は昼夜を通して一定とした．熱圏大気温度の鉛直分布は，Grodent et al. (2001) の計算方法を用いた．

温度収束高度 z_{top} を高度 1000km とし，熱圏大気温度 T_n と電離圏大気温度 T_i, T_e が下部境界高度 z_0 を 200km との間を，

$$T = (T_{top} - T_0) \frac{\tanh\left(\frac{z-z_p}{z_0}\right) + 1}{2} + T_0 \quad (2.13)$$

に従うとしている．ここで，下部境界高度での温度を $T_0 = 180\text{K}$ ，温度収束高度での温度を $T_{top} = 800\text{K}$ (真夜中)， $T_{top} = 1000\text{K}$ (正午)， $T_{top} - T_0$ を振幅とする． z_p は \tanh 関数の変極点をとる高度で，これを 500km とする．

T_n の日変化は，昼側に最大温度を持つように太陽天頂角の関数として余弦関数を用いて次のように変化させた．

$$T = \frac{T_{max} + T_{min}}{2} + \left| \frac{T_{max} - T_{min}}{2} \right| \cos \frac{2\pi[time]}{T_J} \cos \theta \quad (2.14)$$

ここで， $[time]$ は計算時間， T_J は木星自転周期， θ は緯度である．

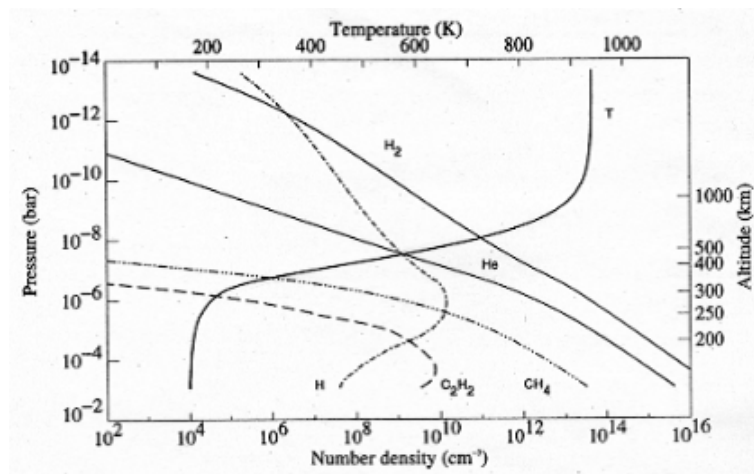


図 2.2: 中性大気 (T_n) およびプラズマ大気温度 (T_i, T_e) . (Grodent et al. 2001)

電離圏大気温度についても本節で述べる．電離圏大気温度は観測結果から読み取る．図 1.4 の Pioneer 10, 11 の掩蔽観測による電子密度プロファイルの傾きから，各成分が拡散平衡分布していると予想されるため，局所的に静力学平衡が成り立つと仮定した．この領域の主成分が H^+ であると仮定し，そのスケールハイト H_{H^+} を求め，電子密度 n_e を次式で表した．

$$n_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_{H^+}}\right). \quad (2.15)$$

これより $T_i + T_e$ は

$$\begin{aligned} (z - z_0) \frac{m_{H^+} g}{k (T_i + T_e)} &= \ln n_{e0} - \ln n_e \\ T_i + T_e &= \frac{m_{H^+} g (z - z_0)}{k} \left(\ln \frac{n_{e0}}{n_e}\right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.16)$$

ここで， $T_i = T_e$ として，電離圏大気温度（高度 1000 km 以上）は，Pioneer, Voyager のデータから 1600-2000K であるとした．

電離圏大気温度も（2.14）式により熱圏大気温度と同じように日変化をさせる．図 2.3 には熱圏大気および電離圏大気温度の日変化の様子を示す．

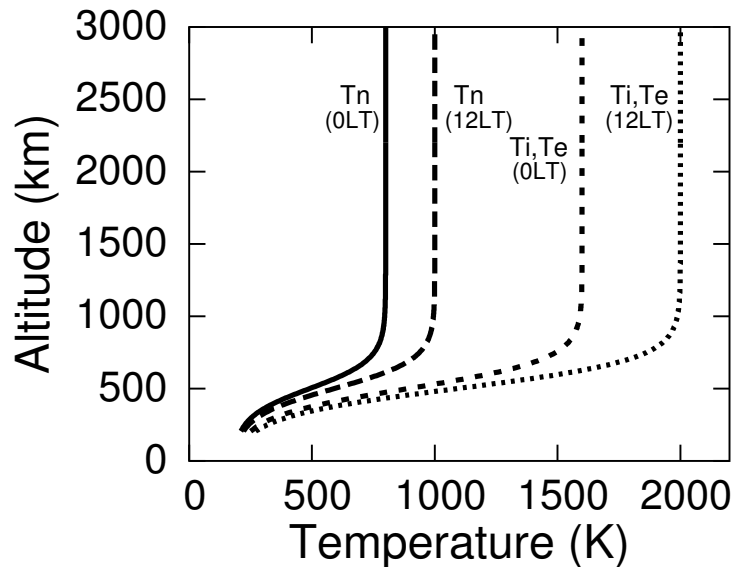


図 2.3: 中性大気 (T_n) およびプラズマ大気温度 (T_i, T_e)

2.2.2 中性大気密度分布

本モデルで用いる熱圏大気密度の下端境界には，Voyager 1 の掩蔽観測結果 (Atreya et al. 1981) に基づいた Grodent et al. (2001) の大気モデル (図 2.2) の値を用い

た．木星熱圏主要成分である H, H₂, He, 及び CH₄ は, 圧力と密度は局所静水圧平衡の状態にあるとし, 熱圏大気密度分布を求めた．

この状態は,

$$\frac{dp(z)}{dz} = -\rho(z)g(z) \quad (2.17)$$

から決定することができる． $p(z)$, $\rho(z)$, $g(z)$ はそれぞれ, 高度 z における大気圧 (N m^{-2}), 大気密度 (kg m^{-3}) および重力加速度 (m s^{-2}) である．また気体が複数成分から成るときには, 各成分の分圧ごとにこの状態方程式が熱圏で成立する．中性大気成分を添え字 j で表し, その質量を m_j , 数密度を $n_j(z)$ とすると,

$$\rho(z) = \sum_j m_j n_j(z) \quad (2.18)$$

となる．中性大気成分の各粒子に対する状態方程式を示すと,

$$P(z) = n(z)kT(z); \quad n(z) = \sum_j n_j(z) \quad (2.19)$$

ここで, P は気体の圧力 (N m^{-2}), n は粒子数密度 (m^{-3}), k はボルツマン定数 k ($= 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), T は大気温度 (K) である．上式は圧力を分子運動から計算する式で, 温度と分子あたりの平均エネルギーの関係を示している．

(2.17) (2.19) 式より,

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{\rho g}{nkT} = -\frac{mg}{kT} = -\frac{1}{H}; \quad m(z) = \frac{\sum_j m_j n_j(z)}{\sum_j n_j(z)} \quad (2.20)$$

$m(z)$ は高度 z での大気分子の平均質量である．スケールハイト $H(z) = \frac{kT(z)}{m(z)g(z)}$ を用いて, 任意の高度での大気圧および数密度は (2.19) (2.20) 式から,

$$\begin{aligned} p(z) &= p(z_0) \exp\left[-\int_{z_0}^z \frac{dz}{H(z)}\right] \\ n(z) &= n(z_0) \frac{T(z_0)}{T(z)} \exp\left[-\int_{z_0}^z \frac{dz}{H(z)}\right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

が得られる． $p(z_0)$, $n(z_0)$, $T(z_0)$ はそれぞれあり基準高度 z_0 における大気圧, 数密度および熱圏大気温度 (2.14 式) である (2.21) 式によって求まる中性大気数密度分布が図 2.4 である．

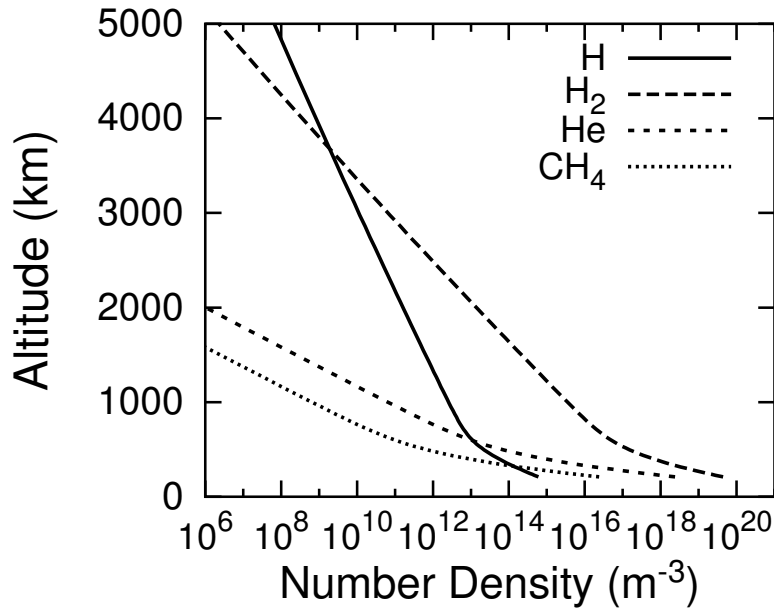


図 2.4: 磁気緯度 60 度における正午の中性大気成分の数密度分布．高度 200km の下部境界には，Grodent et al. (2001) のモデルを与え，局所静水圧平衡を仮定して計算を行った．

2.3 光化学反応過程

2.3.1 太陽極紫外フラックス

太陽極紫外光は惑星大気中に進入するとき，その到達量は指数関数的に減衰する．平行平面大気を仮定して放射伝達方程式を解く．実際は成分によって中性大気温度は違うはずだが，本研究では同じとして解く．

$$I_z = I_\infty \exp\left(-\sigma_a \sec \chi \int_z^\infty n_j dz\right) \quad (2.22)$$

ここで， σ_a は H, H₂, He の吸収断面積 (m²)， χ は太陽天頂角， I_∞ は大気圏外の極紫外フラックス強度である．計算にはそれぞれの吸収断面積を 1.0×10^{-20} m² とした．太陽極紫外フラックスと良い相関がある太陽電波フラックス F10.7 (W m⁻² Hz⁻¹) を用いて，実際の計算では次式によって太陽極紫外フラックスを得る．任意の高度 z での光電離率は次のように表される．

$$J = \left\{ IF_{min} + \frac{(IF_{max} - IF_{min})}{(F107_{max} - F107_{min})} \times (F107 - F107_{min}) \right\} / (5.2)^2 \quad (2.23)$$

IF_{min} は，地球 (1 AU) での太陽活動最小時における光電離周波数 (s⁻¹)， IF_{max} は，地球での太陽活動最大時における光電離周波数， $F107_{min}$ は，太陽活動最小時における太陽電波フラックス F10.7 (W m⁻² Hz⁻¹)， $F107_{max}$ は，太陽活動最大時における太陽電波フラックス F10.7 (W m⁻² Hz⁻¹)， $F107$ は，計算で与えた太陽電波フラックス F10.7 である．太陽極紫外フラックスは太陽からの距離の 2 乗に反比

例するため，太陽木星間距離の平均値 5.2AU を用いて，木星での値に焼きなおしている．

2.3.2 光電離・解離反応

本モデルでは，太陽極紫外線による光電離反応は H, H₂, He について起こると考える．電離エネルギーより高いエネルギーの光で電離する．H, H₂, He 電離ポテンシャル IP (ionization potential) は次の表 2.1 のとおりである ($\lambda(\text{\AA}) = 12395/\text{IP}(\text{eV})$ で表される)．(Schunk and Nagy, 2000; Welly, 1997)．

表 2.1: 熱圏成分の電離ポテンシャル. Welly, 1997

組成	$\lambda(\text{\AA})$	IP (eV)
H	912	13.59
H ₂	904	15.41
He	504	24.58
CH ₄	954	13.00

2.3.3 高エネルギー降下粒子

大気電離に寄与する粒子放射としては磁力線に沿って加速されてくる電子及びイオン(オーロラ粒子)宇宙線, 放射線帯粒子, 太陽宇宙線などがあると考えられている．本モデルで高緯度電離圏を議論する場合には, オーロラ発光に伴う高エネルギー降下粒子による電離を考える．オーロラ粒子がどの高度まで侵入できるかは, オーロラ粒子のエネルギーの強さに依存している．

2.3.4 光化学反応式

木星熱圏大気は H, H₂, He が主成分であり下層には CH₄ が存在する．この中性大気成分が光化学反応し H⁺, H₂⁺, H₃⁺, He⁺, CH₅⁺, C₃H₅⁺ の6種イオンを生成する機構を考えた．諸反応式を表 2.2 に示す．太陽極紫外線による電離, 電荷交換, 解離, 再結合反応のほか高緯度ではオーロラを伴うような高エネルギーの電子の降り込みによる電離反応がある．この反応過程は図 2.5 のように模式的に表される．

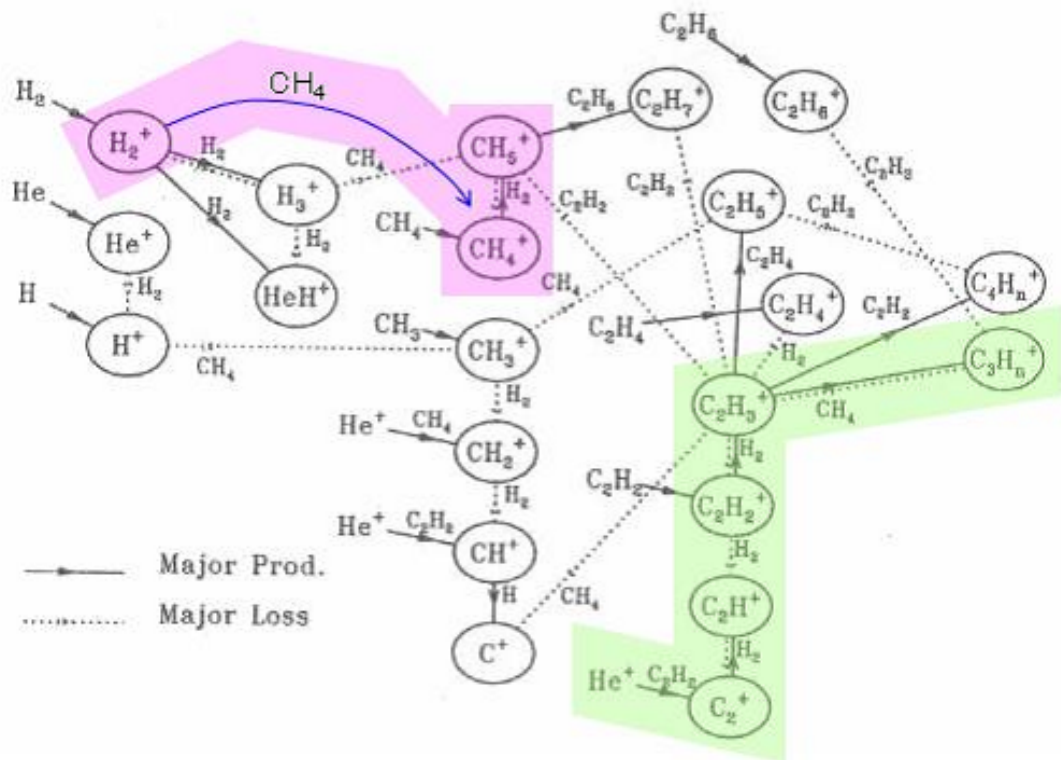
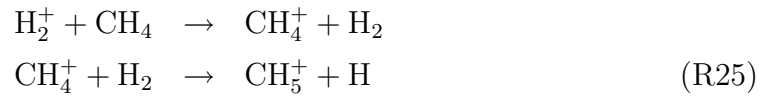


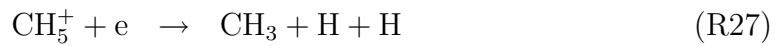
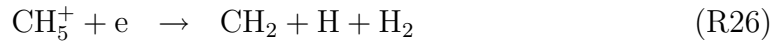
図 2.5: 光化学反応過程の模式図．本研究で扱うイオンは二重線で囲まれた H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ , CH_5^+ , $C_3H_5^+$ であり, それ以外のイオンは系内で生成・消滅する．中性大気成分も*印の CH_2 , CH_3 , C_2H_2 は系内で生成・消滅する．赤反応過程は本研究での CH_5^+ の主生成過程．緑反応過程は $C_3H_5^+$ の主生成過程．(Kim and Fox, 1994)

CH_5^+ の生成過程では,

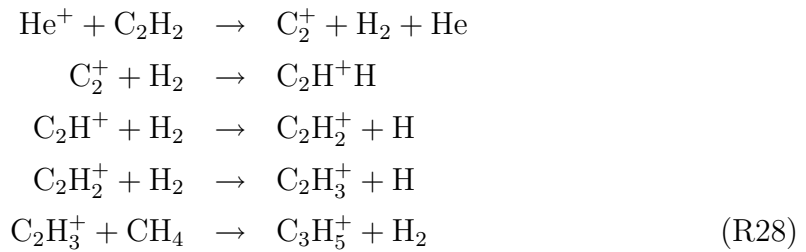


のように, 中間反応物として CH_4^+ が生成される.

CH_5^+ の消滅過程は2通りある. どちらも再結合反応であるが, 反応後の生成物が異なる.

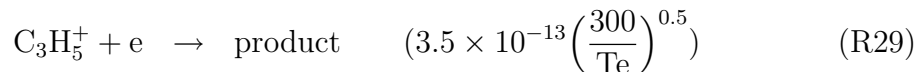


また, C_3H_5^+ の生成過程は He^+ が炭化水素イオン類と反応することで生成される. 本研究では Kim and Fox (図 2.5; 1994) の緑系生成過程,



を主要反応過程とした. C_2H_2 の数密度は図 2.2 より, CH_4 と C_2H_2 の数密度比を見積もり, CH_4 の 1/1000 の量が存在するとして計算した. Kim and Fox (1994) では, R28 以外にも He^+ が基点となる反応過程を取り入れている.

C_3H_5^+ の消滅過程は, Kim and Fox (1994) より,



R29 の products については述べられていないため反応後生成される成分は不明である.

表 2.2: 木星電離圏における光化学反応式

No.	Reaction	Rate (m ³ /s)	Reference
H⁺ production			
R1	H + hν → H ⁺ + e		
R2	H ₂ + hν → H ⁺ + H + e		
R3	H + H ₂ ⁺ → H ⁺ + H ₂	6.4 × 10 ⁻¹⁶	[1][2][4]
R4	He ⁺ + H ₂ → H ⁺ + He + H	8.8 × 10 ⁻²⁰	[2][3]
R5	H + e _p → H ⁺ + e + e _p		[2]
loss			
R6	H ⁺ + e → H + hν	6.3 × 10 ⁻¹⁸ (300/Te) ^{0.64}	[2]
R7	H ⁺ + H ₂ → H + H ₂ ⁺	1.0 × 10 ⁻¹⁵ e ^{-21960/T}	[2]
H₂⁺ production			
R8	H ₂ + hν → H ₂ ⁺ + e		
R9	H ₂ + H ⁺ → H ₂ ⁺ + H	1.0 × 10 ⁻¹⁵ e ^{-21960/T}	[2]
R10	H ₂ + He ⁺ → H ₂ ⁺ + He	9.35 × 10 ⁻²¹	[1], [3]
R11	H ₃ ⁺ + H → H ₂ ⁺ + H ₂	2.0 × 10 ⁻¹⁵	[2]
R12	H ₂ + e _p → H ₂ ⁺ + e + e _p		[2]
loss			
R13	H ₂ ⁺ + e → H + H	2.3 × 10 ⁻¹³ (300/Te) ^{0.4}	[1], [2], [3]
R14	H ₂ ⁺ + H ₂ → H ₃ ⁺ + H	2.0 × 10 ⁻¹⁵	[1], [2], [3], [4], [5], [6]
R15	H ₂ ⁺ + H → H ⁺ + H ₂	6.4 × 10 ⁻¹⁶	[1], [2], [3], [4]
H₃⁺ production			
R16	H ₂ ⁺ + H ₂ → H + H ₃ ⁺	2.0 × 10 ⁻¹⁵	[1], [2], [5]
loss			
R17	H ₃ ⁺ + H → H ₂ + H ₂ ⁺	2.0 × 10 ⁻¹⁵	[2]
R18	H ₃ ⁺ + e → H ₂ + H	8.6 × 10 ⁻¹⁴ (300/Te) ^{0.65}	[2]
He⁺ production			
R19	He + hν → He ⁺ + e		
R20	He + e _p → H + e + e _p		
loss			
R21	He ⁺ + e → He + hν	4.0 × 10 ⁻¹⁸ (250/Te) ^{0.7}	[1], [3]
R22	He ⁺ + H ₂ → He + H ₂ ⁺	9.35 × 10 ⁻²¹	[1], [3], [4]
R23	He ⁺ + H → He + H ⁺	2.12 × 10 ⁻¹⁵	Estimated
CH₅⁺ production			
R24	H ₃ ⁺ + CH ₄ → CH ₅ ⁺ + H ₂	2.4 × 10 ⁻¹⁵	[1], [3], [4], [5]
R25	H ₂ ⁺ + CH ₄ → CH ₄ ⁺ + H ₂	1.41 × 10 ⁻¹⁵	[1]
	CH ₄ ⁺ + H ₂ → CH ₅ ⁺ + H	3.0 × 10 ⁻¹⁷	[1]
loss			
R26	CH ₅ ⁺ + e → CH ₂ + H + H ₂	8.8 × 10 ⁻¹³ (300/Te) ^{0.5}	[1]
R27	CH ₅ ⁺ + e → CH ₃ + H + 2H	8.8 × 10 ⁻¹³ (300/Te) ^{0.5}	[1]
C₃H₇⁺ production			
R28	He ⁺ + C ₂ H ₂ → C ₂ ⁺ + H ₂ + He	1.61 × 10 ⁻¹⁵	[1]
	C ₂ ⁺ + H ₂ → C ₂ H ⁺ + H	1.2 × 10 ⁻¹⁵	[1]
	C ₂ H ⁺ + H ₂ → C ₂ H ₂ ⁺ + H	1.7 × 10 ⁻¹⁵	[1]
	C ₂ H ₂ ⁺ + H ₂ → C ₂ H ₃ ⁺ + H	1.8 × 10 ⁻¹⁸	[1]
	C ₂ H ₃ ⁺ + CH ₄ → C ₃ H ₅ ⁺ + H ₂	2.0 × 10 ⁻¹⁶	[1]
loss			
R29	C ₃ H ₅ ⁺ + e → products	3.5 × 10 ⁻¹³ (300/Te) ^{0.5}	[1]

[1] Kim and Fox(1994), [2] Yelle and Miller(2004), [3] Matcheva, strobels, and Flasar(2001), [4] Moses and Bass(2000), [5] Atreya and Donahue(1995), [6] Achilleos et al.(1998)

e_p は高エネルギー降下粒子を表す．T は H₂(v = 4) の振動温度であり，本モデルでは 2000K とし
て与えた．Te は電子温度である．R29 の products については述べられていないため反応後生成さ
れる成分は不明である．

2.3.5 衝突周波数

粒子同士は，互いの物理量によってある決まった衝突周波数を持つ．その衝突周
波数を中性粒子同士，イオン同士の場合は Schunk and Nagy(2000) により，またイ

オンと中性粒子の場合は Wiley(1997) により求める．

A) 中性粒子同士の衝突の場合，

$$\nu_{st} = 1.27 \frac{Z_s^2 Z_t^2 \mu_{st}^{\frac{1}{2}} n_t}{M_s T_{st}^{\frac{3}{2}}} \quad (2.24)$$

ここで M_s は原子質量単位 (u) で表した粒子の質量で， μ_{st} は成分 s と成分 t の換算質量を原子質量単位に表したもので， Z_s と Z_t はそれぞれ s, t 粒子の電荷， n_t は CGS 単位系の数密度 (cm^{-3}) であるので，MKS 単位系に換算して計算に用いた．

B) イオンとイオンの場合は，

$$\nu_{st} = B_{st} \frac{n_t}{T_t^{\frac{3}{2}}} \quad (2.25)$$

になる．ここで B_{st} は表 2.3 で示されている数値である．

C) 中性粒子とイオンの衝突は Wiley(1997) より

$$\nu_{in} = 2.6 \times 10^{-15} (n_n + n_i) (M'_n)^{\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

ここで， n_n は中性大気密度 m^{-3} ， M'_n は中性粒子の平均分子質量である．

表 2.3: イオンとイオンの衝突周波数 B_{st} (Schunk and Nagy, 2000) 一部抜粋．

s	t	
	H ⁺	He ⁺
H ⁺	0.90	1.14
He ⁺	0.28	0.45

2.3.6 振動温度が関わる反応係数

第1章，2節で先述したように，光化学反応の中には振動温度が関わる反応がある．木星熱圏の主成分である H_2 は二原子分子であり，並進・振動・回転運動を行う自由度をもつ．振動と回転運動に要するエネルギーはともに不連続なエネルギー準位をとるが，振動エネルギーはエネルギー間隔がより広く，特定波長の光による励起・脱励起作用あるいは衝突によるエネルギー授受作用どちらが寄与するかは密度と光のエネルギーに強く依存する．振動温度が関わる $\text{H}_2(v \geq 4)$ と H^+ の反応係数は外惑星の電離圏形成過程において非常に重要なパラメータと考えられているが，現在も未だ電離圏モデルへの与え方は研究者によって異なる．本研究では振動温度 $T_V = 2000\text{K}$ とする．

2.3.7 反応係数について

反応係数が記されていない反応式については, Schunk and Nagy (2000) より次式を用いて反応係数を計算した.

$$k \approx 3 \times 10^{-9} \left(\frac{\gamma_n}{\mu_{st}} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

k は $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ を単位とする. γ_n は中間反応物の分極率(表2.4), $\mu_{st} = m_s m_t / (m_s + m_t)$ は換算質量である. 典型的な多原子分子の分極率は 10^{-30}m^3 のオーダーであり, 最も重要な中性成分の分極率は表2.4 で与えられている. これにより, H と He^+ の電荷交換反応係数を $2.12 \times 10^{-15}\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ と求めた.

表 2.4: 中性粒子の分極率. (Schunk and Nagy (2000)) 一部抜粋. (CGS 単位系から MKS 単位系に変換している.)

Species	$\gamma_n(10^{-30}\text{m}^3)$	Species	$\gamma_n(10^{-30}\text{m}^3)$
CH_4	2.59	H_2	0.82
H	0.67	He	0.21

2.4 磁力線座標系

木星の磁場は, 地球とは逆向きで北が N 極で南が S 極である. 木星は地球よりもはるかに強い南半球から北半球に向く磁気双極子モーメント m を持つ. 磁場は約 10 gauss である. ここでは双極子磁場であるとする. スカラーポテンシャル Φ_m は極座標 (r, θ, ϕ) で次のように表される (Schunk and Nagy, 2000).

$$\Phi_m(r, \theta, \phi) = \frac{m \cos \theta}{r^2} \quad (2.28)$$

磁場 B はスカラーポテンシャルの勾配をとると得られるので, 双極子磁場は,

$$\mathbf{B} = -\nabla \Phi_m = \frac{2m \cos \theta}{r^3} \mathbf{e}_r + \frac{m \sin \theta}{r^3} \mathbf{e}_\theta \quad (2.29)$$

と表せる. $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta$ はそれぞれ半径方向, 極軸からの傾き方向の単位ベクトルである. ここで, 木星には地表がないので高度 0km (大気圧 1mbar) での磁場を B_0 (余緯度 $\theta = 0$), 木星中心から磁気赤道面までの距離を R_0 とすると(図 2.6), 磁気双極子モーメントは $m = B_0 R_0^3$ の関係があるので, これを用いて書き直すと,

$$\mathbf{B} = \frac{2B_0 R_0^3 \cos \theta}{r^3} \mathbf{e}_r + \frac{B_0 R_0^3 \sin \theta}{r^3} \mathbf{e}_\theta \quad (2.30)$$

となる. 木星磁場強度は,

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_\theta^2} = B_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^3 (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2} \quad (2.31)$$

が得られる．また，磁場 B の磁力線方向の単位ベクトルを b とすると，

$$b = \frac{\mathbf{B}}{B} = \frac{2 \cos \theta \mathbf{e}_r + \sin \theta \mathbf{e}_\theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.32)$$

となる．

極座標系での線素ベクトルの各成分は $(dr, r d\theta, r \sin \theta d\phi)$ であるので(2.30)式より，

$$\frac{r d\theta}{dr} = \frac{B_\theta}{B_r} = \frac{\frac{B_0 R_0^3 \sin \theta}{r^3}}{\frac{2 B_0 R_0^3 \cos \theta}{r^3}} = \frac{\tan \theta}{2} \quad (2.33)$$

が得られる．これを用いて磁力線の曲率を考慮した磁力線方程式(磁力線はどのように記述されるかを表した式)を求める．線素ベクトルの大きさを磁気赤道面 R_0 まで線積分することで磁力線の長さを求めることができるので(2.33)式を変形すると，

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\theta} 2 \frac{d\theta}{\tan \theta} = \int_{R_0}^r \frac{dr}{r} \quad (2.34)$$

となる．両辺積分をとると，

$$\begin{aligned} 2 \left(\log |\sin \theta| - \log \left| \sin \frac{\pi}{2} \right| \right) &= \log r - \log R_0 \\ \log |\sin \theta|^2 &= \log \frac{r}{R_0} \\ \frac{r}{R_0} &= \sin^2 \theta \\ r &= R_0 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (2.35)$$

が得られる．これが磁力線方程式である．ここで， L 値という概念を用いる． L は距離の単位を持ち，木星中心から磁力線が赤道面と交わる点までの距離を，木星半径を単位として測った値である．双極子磁場の場合， L の大きさは，1本の磁力線に沿って等しい．磁気赤道面 $\theta = 90^\circ$ では $r = R_0 = LR_J$ より，磁力線方程式は，

$$r = LR_J \sin^2 \theta \quad (2.36)$$

と表すことができる．本モデルはこの系で各イオンの振る舞いを記述する．

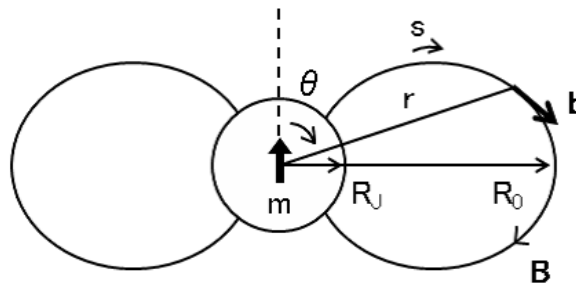


図 2.6: 双極子磁場の概念図 . (Schunck and Nagy, 2000)

2.5 境界条件

ガス惑星の木星には地表面がないため，大気圧 1mbar を高度 0km とした．高度 200km を下端境界とし，両半球の磁力線の下端境界に境界条件を与える．熱圏モデルの下端境界条件は，Grodent et al. (2001) の値を用いて全球的に一様な中性大気密度を与える．中性およびプラズマ大気温度は図 2.3 のとおりである．

熱圏大気（高度 200km）

H 数密度： $1.0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ ， H_2 数密度： $1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ ，He 数密度： $1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ，
H 数密度： $1.0 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ ，全成分風速ゼロ，大気温度：180K

(2.1) 式が $P_i = L_i$ が成立する状態で，太陽放射などによる解離・電離などによる生成が，種々の化学反応による損失とバランスした状態であり，拡散および力学的輸送が無視できる状況である．

計算は注目する領域が太陽方向を向いた時点から開始し，昼夜の変化が安定するまで行った．図 2.7，図 2.8，図 2.9 に計算イメージを示す．

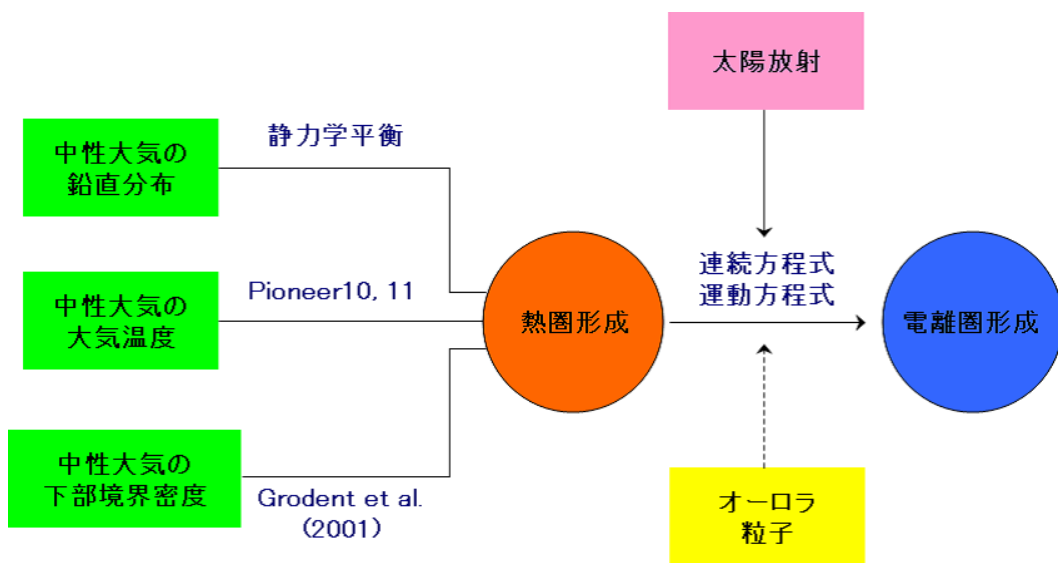


図 2.7: 計算の流れ．熱圏大気モデルは緑の3つの情報を基に計算で求められる．この熱圏大気モデルに太陽放射をいれることで電離大気は生成され始める．この電離大気のふるまいを質量保存の式と運動方程式で記述したものが木星電離圏の構造として得られる．また，高緯度での降下粒子に対する応答を見る場合は，さらに高エネルギー電子による光電離反応も追加することができる．太陽放射には自転に伴う変化を与える．

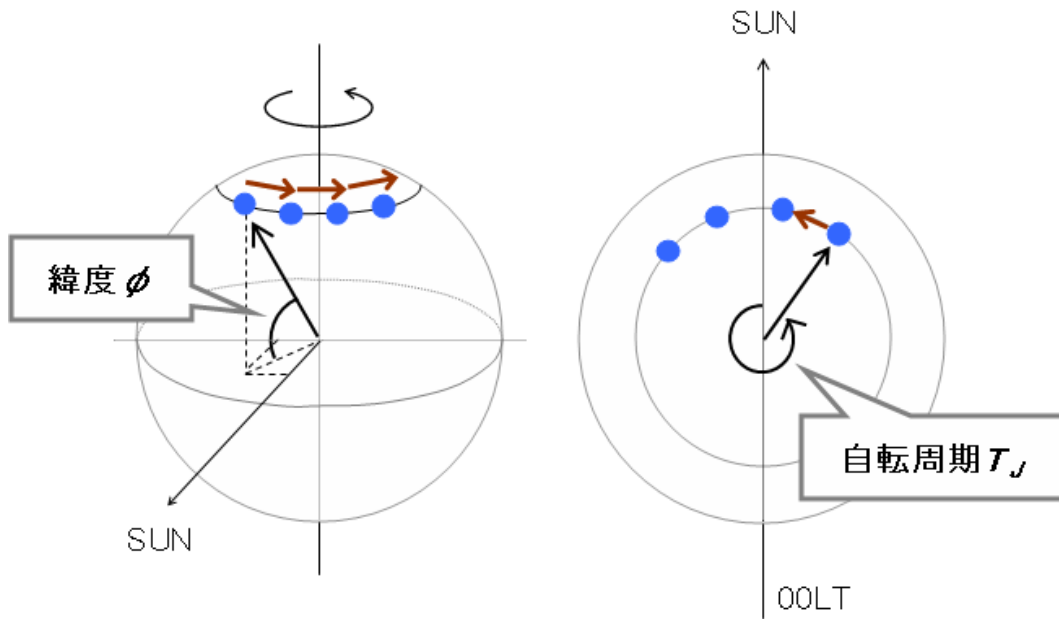


図 2.8: 計算のイメージ．計算は太陽方向より開始している．左図は太陽方向から見たときの様子である．赤道面内で太陽方向を成分としたとき，他の2成分として自転方向に廻した方向，自転軸方向に成分を持つ座標系で表現している．緯度 ϕ は赤道面と格子点のなす角である．右図は北極から見たときの様子である．いま自転軸の傾きは考慮していないため双極子磁場と自転軸が一致する．太陽方向から計算を開始しているので太陽方向から自転方向になす角を格子点の経度方向の情報として与える．水色の点は計算格子点を表している．格子点は自転周期で自転方向に移っていく．

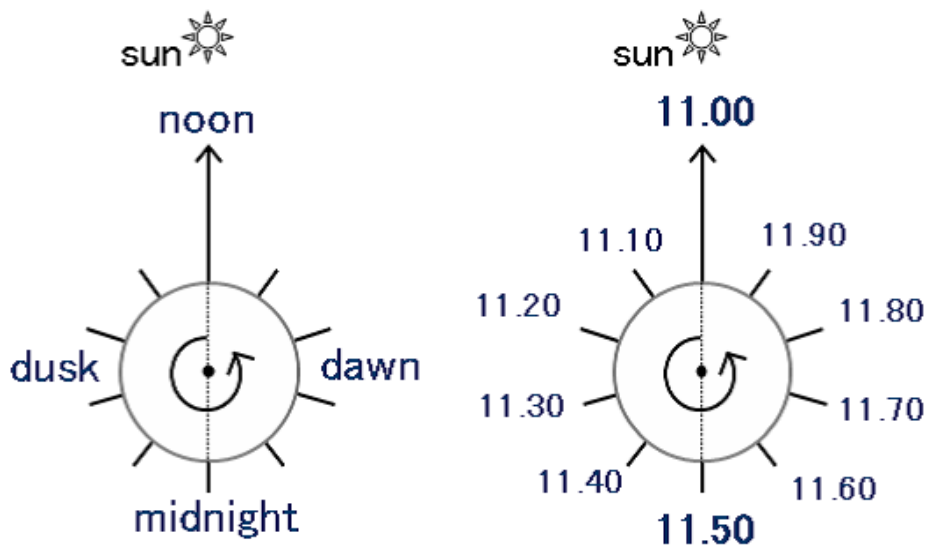


図 2.9: 時間の表示方法．計算は正午から開始．

2.6 計算スキーム

連続方程式を解く際，移流項にはCIP法で求めた値を与え，高高度での数値計算を安定に行うため密度勾配が大きい領域には風上差分法に部分的に与えている

空間ステップは運動速度を考慮し，下端ほど細かく磁力線方向に間隔を変化させて500分割し，磁気赤道面に対しグリッド数と間隔を対称に取っている．

速度と密度のメッシュを半分ずらし，速度は各メッシュの両端の平均値を用いた．

第3章 計算結果

計算から得られた木星電離圏の鉛直構造の一例を図3.1に示す．この図は磁気緯度 10° での正午の H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ , CH_5^+ , 及び C_3H_5^+ の数密度分布を表している．正午から計算を開始しており，木星電離圏の密度分布が安定した日変化を繰り返す，すなわち準安定状態に落ち着くまでには，計算機中での時間で10-14木星日を要する．

木星電離圏の鉛直構造を構成するイオンの主成分は，高度に伴い異なっている．高度500km付近では，炭化水素イオン C_3H_5^+ , CH_5^+ が $\sim 1 \times 10^9 - 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ，その上には H_3^+ が $\sim 5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ を占め，高度約800km以上では H^+ が $\sim 1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ という値をそれぞれ示す．

この構造を形成する過程を，図3.2から図3.8 図3.11に示す各イオンの数密度分布と速度分布により，それぞれの振る舞いを示す．

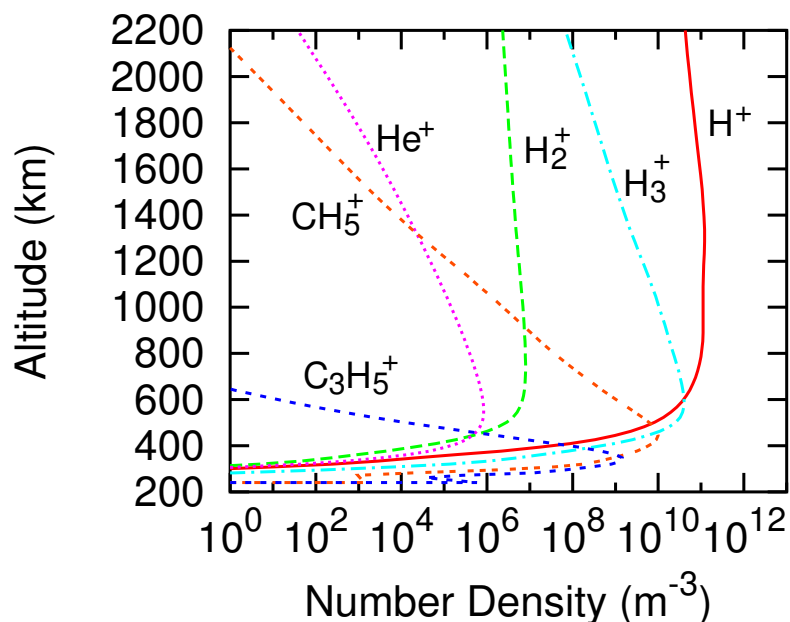


図3.1: 磁気緯度 10° ，正午の数密度プロファイル． H^+ (赤色)， H_2^+ (緑色)， H_3^+ (水色)， He^+ (桃色)， CH_5^+ (橙色)， C_3H_5^+ (青色)． $F_{10.7} = 100 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ．

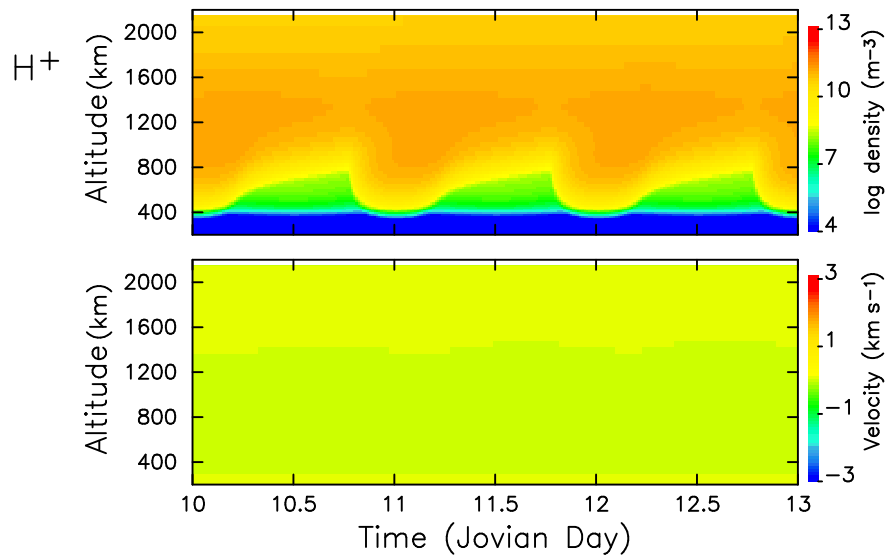


図 3.2: 磁気緯度 10° , 10-13 木星日の H^+ の数密度と速度プロファイル．縦軸に高度，横軸に時間を取り，カラーで数密度と速度の変化の様子を表した．時間は木星日単位で示しており，約 10 時間で 1 周するため，図の 10, 11, 12, 13 木星日が正午から計算を開始した経過日数である．正午から計算をしているため，正午が 0.0 木星日，日没が 0.25 木星日，真夜中が 0.5 木星日，及び日の出が 0.75 木星日となる．速度は磁力線方向上向きを正とする． $F_{10.7} = 100 (\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1})$ ．速度は磁力線方向上向きを正とする．

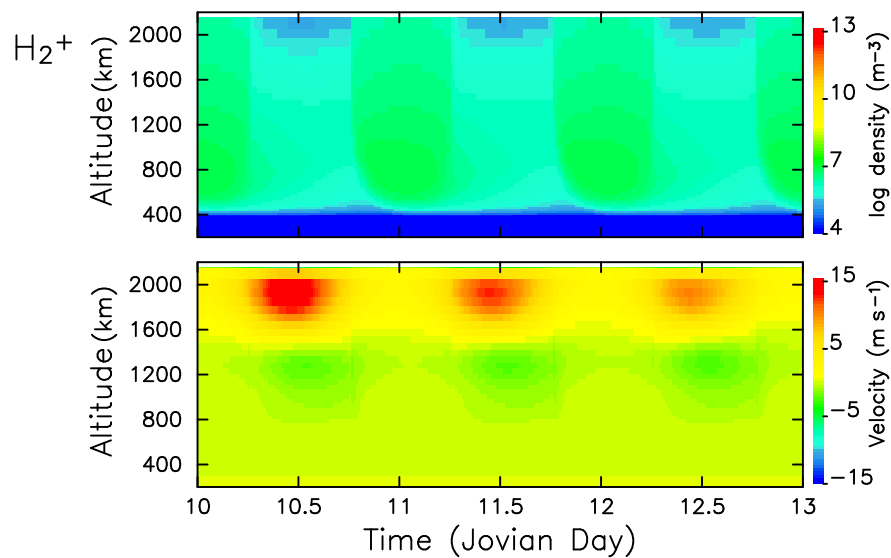


図 3.3: 磁気緯度 10° , 10-13 木星日の H_2^+ の数密度と速度プロファイルの日変化．図の形式は，図 3.2 と同じである．速度の縦軸だけ異なる．

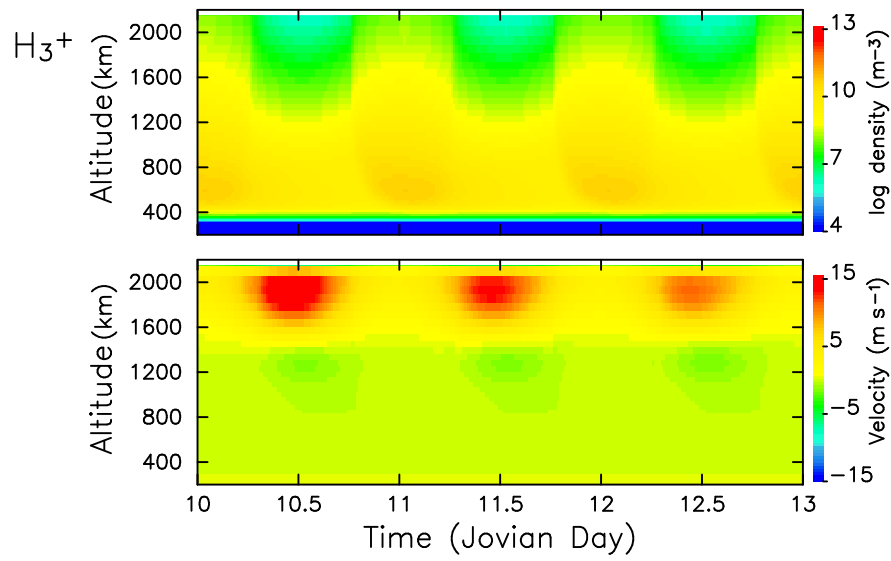


図 3.4: 磁気緯度 10° , 10-13 木星日の H_3^+ の数密度と速度プロファイルの日変化 . 図の形式は , 図 3.2 と同じである . 速度の縦軸だけ異なる .

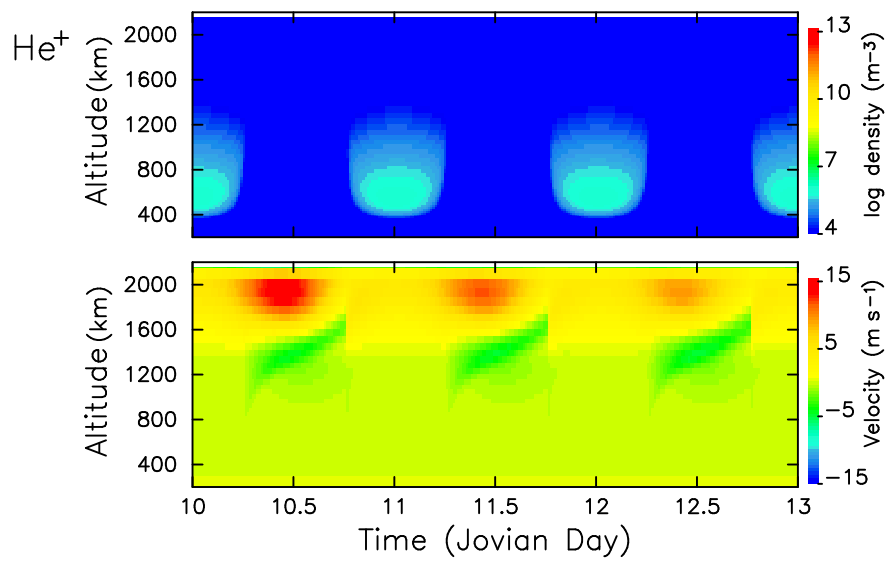


図 3.5: 磁気緯度 10° , 10-13 木星日の He^+ の数密度と速度プロファイルの日変化 . 図の形式は , 図 3.2 と同じである . 速度の縦軸だけ異なる .

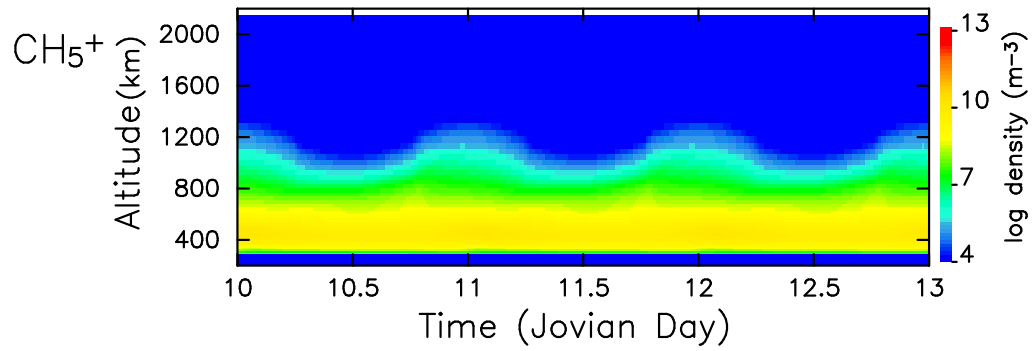


図 3.6: 磁気緯度 10° , 10-13 木星日の CH_5^+ の数密度プロファイルの日変化 . 図の形式は , 図 3.2 と同じである .

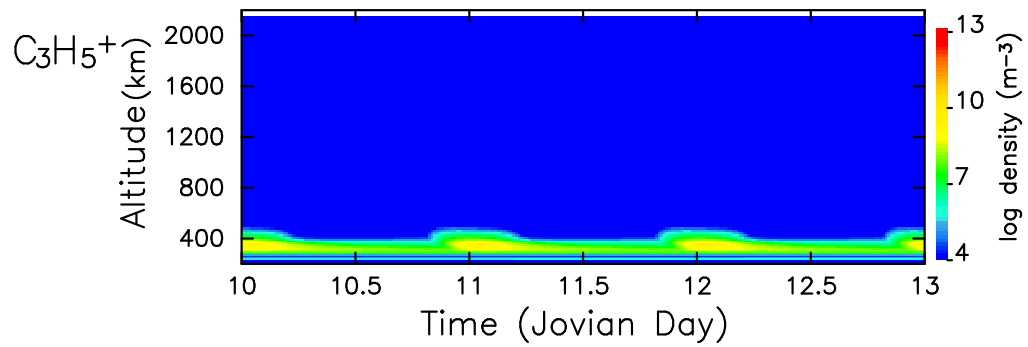


図 3.7: 磁気緯度 10° , 10-13 木星日の C_3H_5^+ の数密度プロファイル . 図の形式は , 図 3.2 と同じである .

図3.2から図3.7は磁気緯度 10° における H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ , CH_5^+ , 及び $C_3H_5^+$ の数密度と速度プロファイルの高度分布の日変化を表している．縦軸に高度，横軸に時間（木星日を単位とする）をとり，数密度と速度の変化の様子を表した．木星日とは，自転周期 System III を単位とした経過時間のことである．約10時間で1周するため，横軸の10, 11, 12, 13木星日というのは，正午から計算を開始した経過日数である．本モデルによる計算は，正午から開始しているため，それぞれ，正午が0.0木星日，日没が0.25木星日，真夜中が0.5木星日，日出が0.75木星日となる．また，速度は磁力線上向きを正にとっている．

図3.2は H^+ の日変化の様子である．数密度分布は，正午から夕方にかけて高度1200kmを中心に $\sim 1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ の密度を持ち，夜間にはその数密度を保ったまま高度1200kmに数密度のピークが持ち上がっている．高度1500km以上では数密度の日変化はみられない．速度は下端から高度1400km付近まではほぼゼロに近い．

図3.3は H_2^+ の日変化の様子である． H_2^+ は H^+ のようなシフトは見られず，朝夕対称の日変化を示す．高度600-800kmに $\sim 1 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ のピークを形成する．運動の特徴として，数密度が減少し始める夕方から，高度1200km付近ではやや下降運動する傾向があるのに対し，それ以上の高度では 15 m s^{-1} に及ぶ速度で上昇する．

図3.4は H_3^+ の日変化の様子である． H_2^+ と数密度に違いはあるものの，日変化の傾向は数密度，速度ともに H_2^+ と非常によく一致している． H_3^+ の数密度ピークの高度も H_2^+ と同じ高度600-800kmにあり，その数密度は H_2^+ よりも3桁多く $\sim 1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ である．

図3.5は He^+ の日変化の様子である． He^+ も H_2^+ , H_3^+ と同様，朝夕対称の日変化を示した．数密度分布は高度600km付近にピークをもち，その量は $\sim 1 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ と H^+ , H_2^+ , H_3^+ に比べ少ない．速度分布からは，夜間における高度1500km付近での下降運動及び高度1900km以上の上昇運動は明瞭で，その速度は H_2^+ , H_3^+ と同様に，真夜中頃に 15 m s^{-1} に達する．特に，高度1200-1800kmの領域で日没時に即座に下降運動がはじまり，日の出にかけてその領域が上昇していく様子が見られる．

図3.6と図3.7は CH_5^+ と $C_3H_5^+$ の数密度日変化の様子である．この2成分は木星熱圏下部に存在する CH_4 の光化学反応過程で生成し，他の4成分よりも質量が大きいため，磁力線方向への運動は無視できるものとして，運動方程式を解いていない．

CH_5^+ の数密度分布は，高度500km付近で $\sim 1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ に達する．高度800km付近までは日夜の変化量は1桁に満たないほど小さい．一方， $C_3H_5^+$ の数密度分布は他成分と異なり，高度300km付近に $\sim 1 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ のピークを持ち，夕方側にシフトした朝夕非対称の形状を持つ．

最大電子密度付近とそれより低高度では、イオンの沿磁力線速度は非常に小さい。この領域では光化学平衡に近い状態にある。電離圏上部では、磁力線に沿って数 km/s の速度で昼は上昇運動し、夜は下降運動をする。また、明け方の急激な密度生成にともない、イオンは上昇運動を開始し、圧力と重力・遠心力のバランスで振動運動を行う。

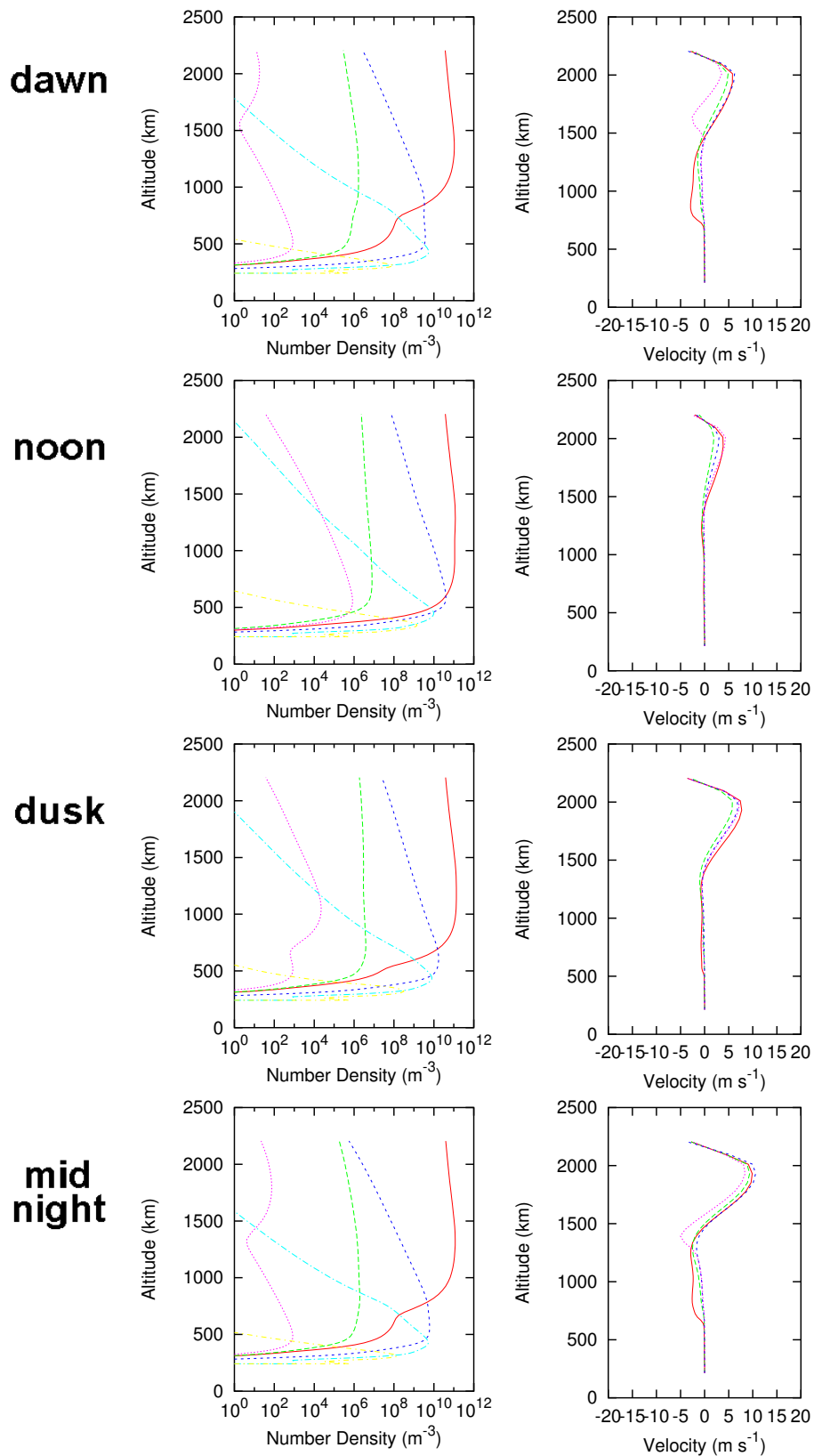


図 3.8: 磁気緯度 10° における各イオンの密度 (左図) と速度 (右図) の時間変化の様子. H^+ (赤色), H_2^+ (緑色), H_3^+ (青色), He^+ (桃色), CH_5^+ (水色), $C_3H_5^+$ (黄色). 上から順に, 日の出, 正午, 日没, 真夜中.

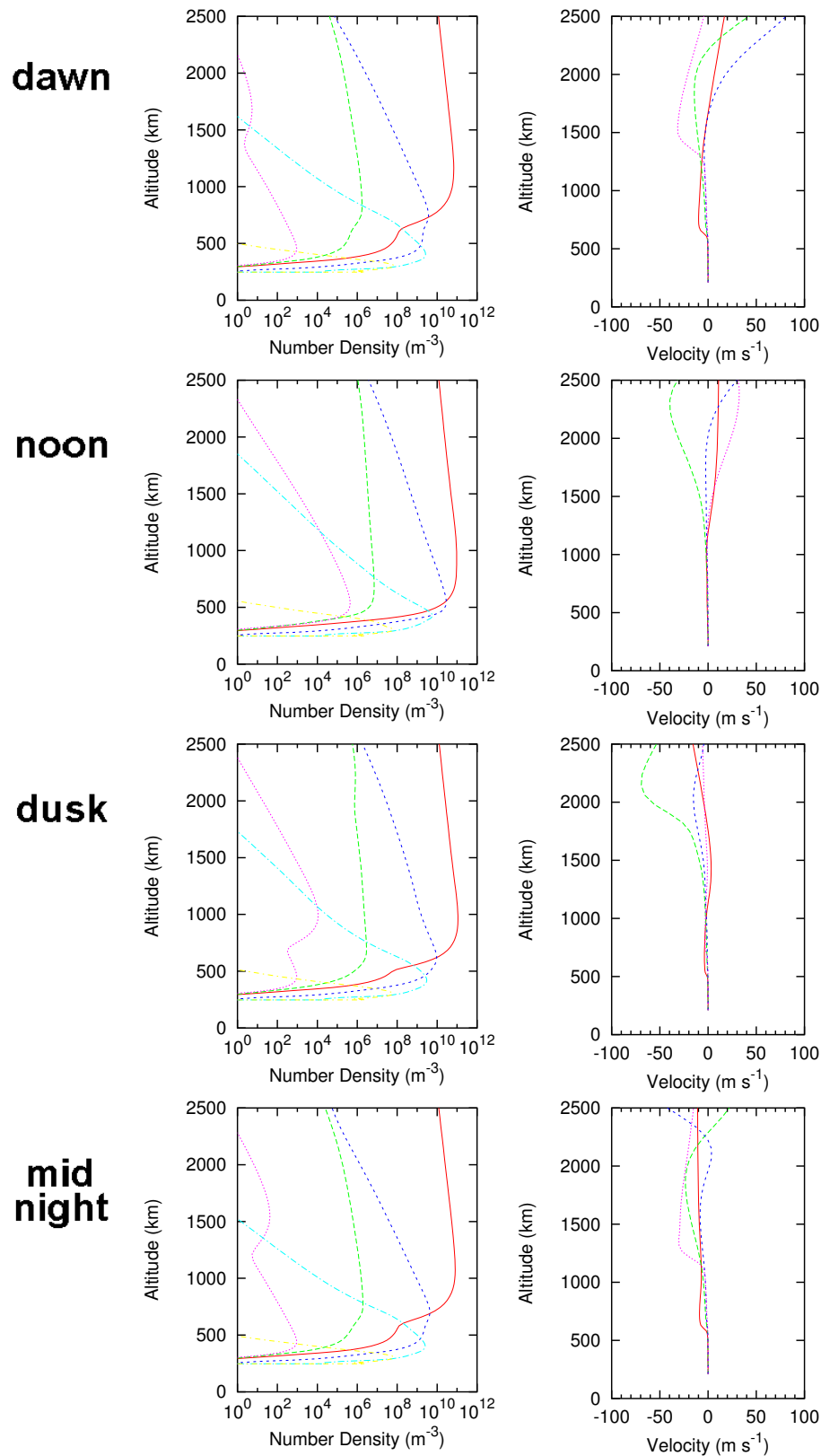


図 3.9: 磁気緯度 60° における各イオンの密度 (左図) と速度 (右図) の時間変化の様子. H^+ (赤色), H_2^+ (緑色), H_3^+ (青色), He^+ (桃色), CH_5^+ (水色), $C_3H_5^+$ (黄色). 上から順に, 日の出, 正午, 日没, 真夜中.

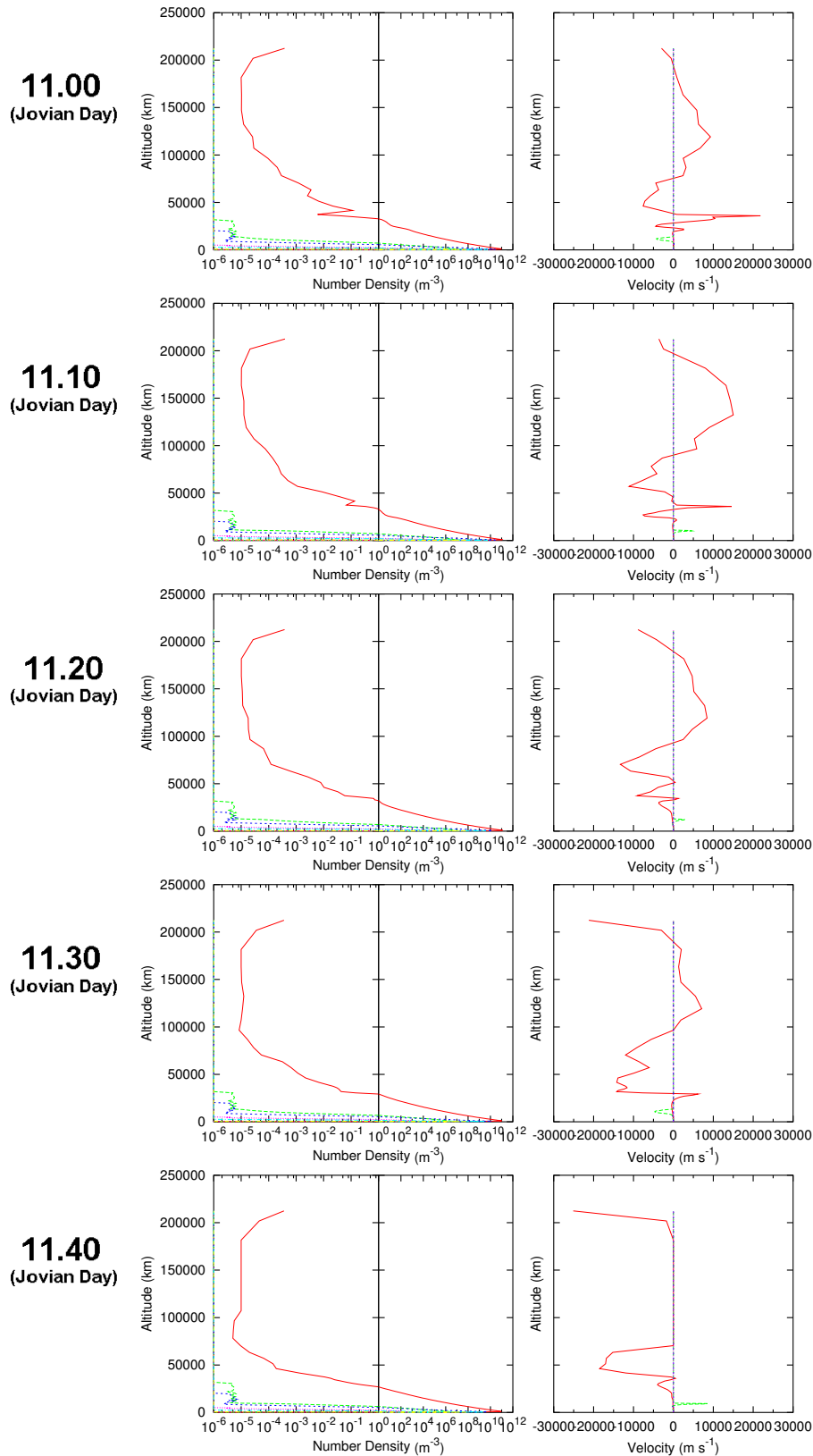


図 3.10: 磁気緯度 60° , 11.00-11.40 木星日までの 0.10 木星日ごとの各イオンの数密度(左図)と速度(右図)の時間変化の様子. H^+ (赤色), H_2^+ (緑色), H_3^+ (青色), He^+ (桃色), CH_5^+ (水色), $C_3H_5^+$ (黄色). 上から順に, 11.00, 11.10, 11.20, 11.30, 11.40 木星日.

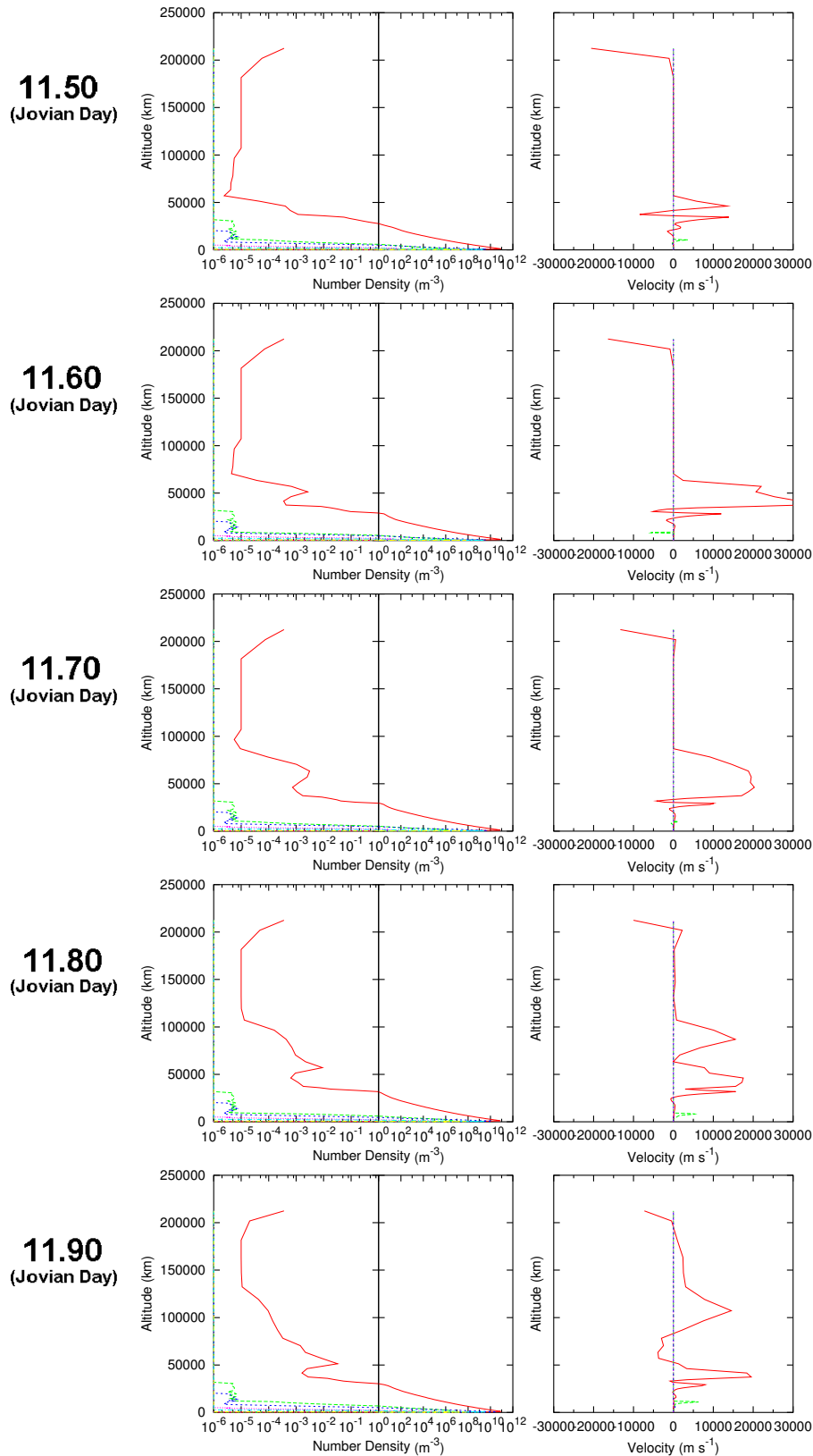


図 3.11: 磁気緯度 60° , 11.50-11.90 木星日までの 0.10 木星日ごとの各イオンの数密度(左図)と速度(右図)の時間変化の様子. H^+ (赤色), H_2^+ (緑色), H_3^+ (青色), He^+ (桃色), CH_5^+ (水色), C_3H_5^+ (黄色). 上から順に, 11.50, 11.60, 11.70, 11.80, 11.90 木星日.

各イオンの日変化の様子をより詳細に見るため、図 3.8 に数密度と速度の時間変化の様子を線画で表した。また、磁気緯度による変化を調べるため、図 3.9 から図 3.11 に、磁気緯度 60° での各イオンの数密度と速度の時間変化の様子を示す。左図の数密度には、赤色は H^+ 、緑色は H_2^+ 、青色は H_3^+ 、桃色は He^+ 、水色は CH_5^+ 、そして黄色が $C_3H_5^+$ で表されているが、右図の速度プロファイルには H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ 、 He^+ のみ示している。

図 3.8、図 3.9 は上から順に、日の出 (dawn)、正午 (noon)、日没 (dusk)、真夜中 (midnight) の時刻の様子を示している。図 3.10、図 3.11 は、0.1 木星日ごとの時刻の様子を示す。高度 250000km まで表している。

図 3.8 の H^+ の振る舞いに着目すると、正午には高度 600-700km に $\sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$ の数密度ピークがある。このピーク高度は、日没から日の出にかけて高度 1000km まで持ち上がる様子が示されている。これは磁気緯度 60° でも同様に確認できる。この結果から、 H_3^+ より軽い H^+ は H_3^+ の上層に分布する可能性がある。

He^+ も、正午には高度 500km に $\sim 10^6 \text{ m}^{-3}$ のピークを持つが、日没では同高度で 3 桁減少しているとともに、日の出まで、数密度が上層に輸送されている様子が見られる。また、 He^+ も磁気緯度 60° でも同様である。

また、図 3.8、図 3.9 からは、高度 1500km 以下ではほぼ直立し、より上層で輸送が活発であることが確認できる。磁気緯度による振る舞いの相違点は、運動の速度が異なることである。磁力線の曲率が小さく、より遠方まで伸びているためイオンの沿磁力線運動が容易になるため、高度 2500km 以下でも磁気緯度 60° のほうが、 ~ 5 倍の運動速度を持っている。

図 3.10、図 3.11 に示したように、高高度では 10 km s^{-1} 以上もの速度で上昇下降運動を繰り返す。 H^+ は磁気赤道面まで到達し、磁気赤道面に溜まる傾向が見られる。遠心力と重力が釣り合う位置はおおよそ 140000km である。この高度まで上昇高度 100000km 以上で H^+ 数密度が $1 \times 10^{-5} \text{ m}^{-3}$ と一定になるのは、境界条件として最小密度を与えており、この影響が現れた。

夜から昼にかけて高度 50000km 以上では下層の密度増加による上昇運動に伴って高度 150000km 付近まで輸送されている。木星電離圏上部で遠心力が重力より大きくなる領域では、 H^+ は外向きの運動を開始する。この運動は木星風の一部になると考えられる。

中緯度での木星電離圏上部では希薄な領域が十数 km にわたって形成される。

3.1 諸反応式の生成量および消滅量の比較

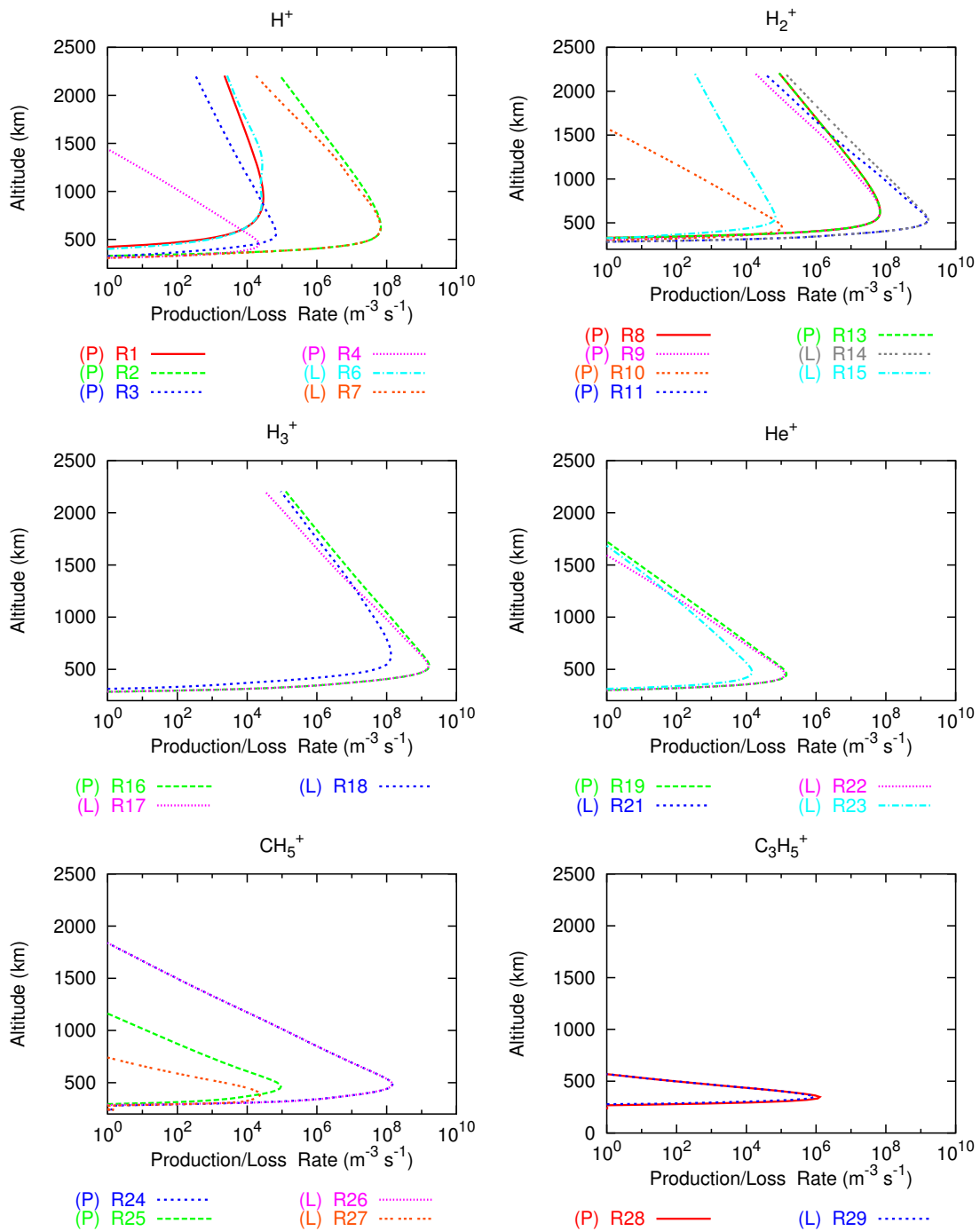


図 3.12: 磁気緯度 10° , 正午における諸成分の光化学反応式ごとの生成量と消滅量および諸成分の数密度. 横軸は数密度, 縦軸は高度. 光化学反応式については表 2.3.4を参照. $F_{10.7} = 100 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ (12.00 木星日).

図 3.12 は磁気緯度 10° , 12.00 木星日目の正午における諸成分の光化学反応式ごとの生成率と消滅率を示している .

H^+ を生成する過程としてもっとも働くのは , H_2 の光電離反応 R2 である . 同じく H の光電離反応 R1 も働くが , 生成量は 4 桁も異なる . これは熱圏大気の主成分である H_2 であることによる . H_2 の光電離による生成反応 R2 と , 電荷交換による消滅反応 R7 の反応率は高高度までほぼ等しい . また , H の光電離による生成反応 R1 と再結合反応 R6 もほぼ等しい .

H_2^+ は , 生成率及び消滅率よりも存在量は小さい . これは消滅反応が効くことによる . 各反応式を比較すると H_2^+ も H^+ 同様 , H_2 と H^+ の電荷交換による生成反応 R9 と消滅反応 R14 , また生成反応 R8 , R11 と消滅反応 R13 は同じ反応率を示す .

H_3^+ もまた生成 , 消滅反応率が等しい . H_2^+ と下部熱圏大気の主成分である H_2 との衝突反応による唯一の生成反応 R16 の生成率は , 21LT においては消滅反応 R17 によって打ち消されることになり , 消滅反応 R18 による消滅率も高度 600km では $10^8 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ と多い . そのため , 図 3.3 と図 3.4 で示したように , H_2^+ と H_3^+ の日変化は , H_3^+ が追従するようにして同じような日変化を示すことになる .

また He^+ も生成反応 R19 と消滅反応 R20 の 12LT における反応率はほぼ一致する . 同様に , CH_5^+ では生成反応 R24 と消滅反応 R27 が , $C_3H_5^+$ の生成反応 RR28 と消滅反応 R29 の反応率はそれぞれよく一致していることが明らかになった .

以上より , 昼側電離圏は , 太陽極紫外線による生成率は H^+ , H_2^+ , He^+ のいずれの電荷交換反応よりも 2 桁以上大きい .

次に , 木星電離圏の形成に関わるパラメータによる形成過程への影響を見積もる .

パラメータとして ,

- 1) 太陽極紫外線フラックス
- 2) 中性大気温度
- 3) プラズマ大気温度
- 4) 夜間電離源エネルギーフラックス

を考える .

3.2 太陽活動度に対する依存性

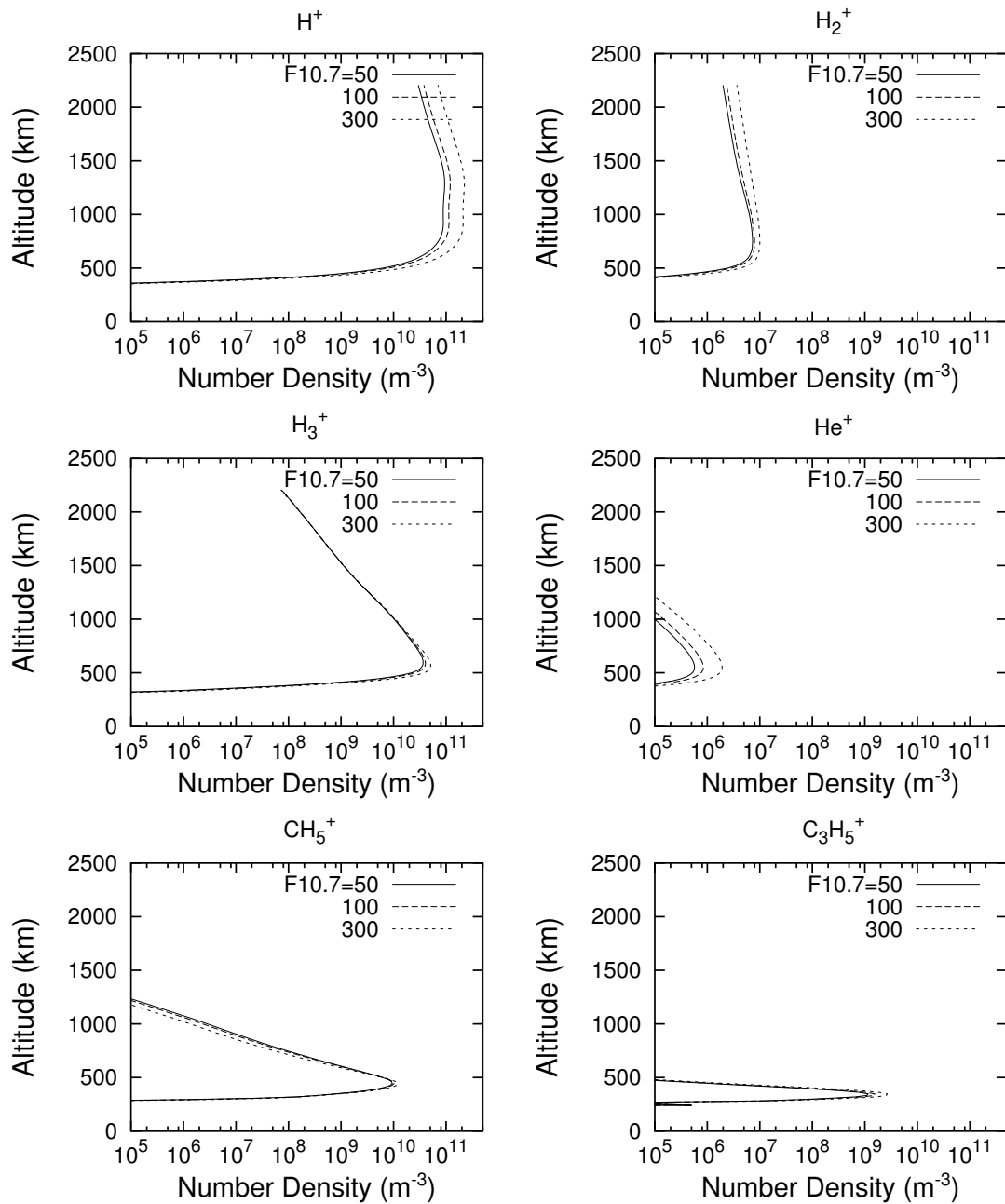


図 3.13: 正午における電離圏の太陽活動度依存性．太陽極紫外線強度と相関のある、波長 10.7cm の太陽電波フラックス F10.7 を 50, 100, 300 ($\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) と変えた．F10.7:50 は太陽活動度極小期，F10.7:300 は太陽活動度最大期に相当する．磁気緯度 10° ．

木星は太陽から地球の5倍以上も離れた場所に位置する。この環境下で太陽極紫外線の影響がどの程度電離圏の形成に寄与するかを見積もった。磁気緯度 10° である。本研究では H , H_2 , He が光電離反応を起こすとしているが、熱圏下端に存在する CH_4 は光電離反応を受けないとした。

図3.12の各成分の諸生成反応式の生成・消滅率の比較から、高度1500km以下の下層電離圏を形成するメカニズムは、光化学反応過程が第一要因であるという結果が得られた。

太陽極紫外フラックスに対し H^+ , He^+ が明瞭な反応を示している。太陽極紫外フラックスと諸成分の生成量を比較すると、太陽極紫外フラックスを6倍($F_{10.7} = 50, 300 (\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1})$)を比較)にすると、 He^+ の密度の増加率は太陽極紫外フラックスの増加率と一致するが、 H^+ , H_2^+ は消滅反応係数が大きいために密度増加率と強度増加率は一致しない。

一方、 H_3^+ , CH_5^+ , $C_3H_5^+$ は直接太陽光によって生成されているわけではないが、太陽極紫外フラックスの影響を受けて変動している。 CH_5^+ と $C_3H_5^+$ の影響は一連の反応過程では日変化が夕方にシフトする傾向として現れる。この結果は、Kim and Fox (1994)では CH_4 の光電離反応によって CH_5^+ , $C_3H_5^+$ が同量生成されることは前節のとおりだが、日変化の様相については CH_4 の光電離反応を考慮することで変わる可能性がある。

3.3 中性大気温度に対する依存性

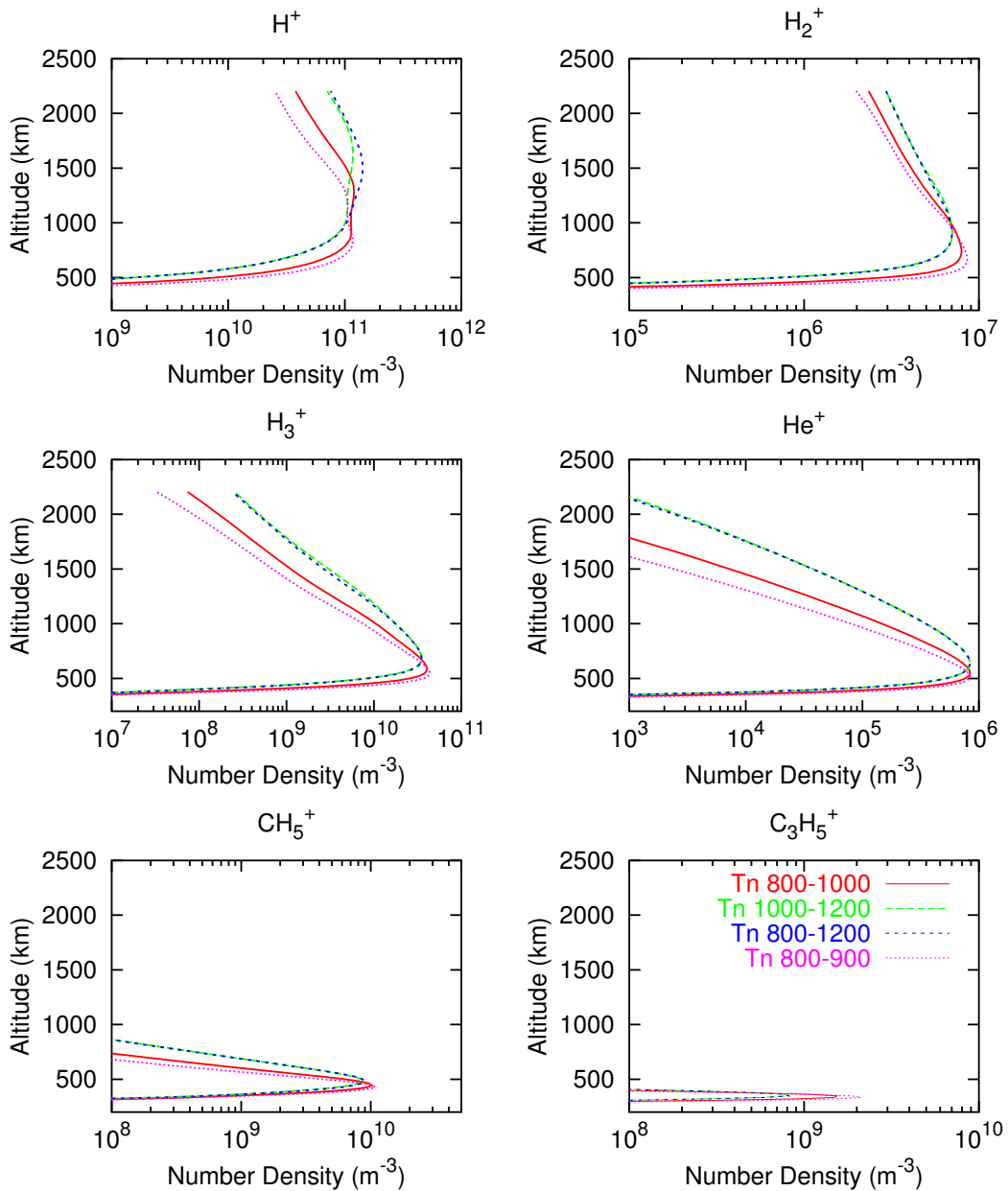


図 3.14: 各イオンの中性大気温度に対する依存性．赤色は $T_{n_{\min}} = 800\text{K}$, $T_{n_{\max}} = 1000\text{K}$, 緑色は $T_{n_{\min}} = 1000\text{K}$, $T_{n_{\max}} = 1200\text{K}$, 青色は $T_{n_{\min}} = 800\text{K}$, $T_{n_{\max}} = 1200\text{K}$, 桃色は $T_{n_{\min}} = 800\text{K}$, $T_{n_{\max}} = 900\text{K}$. 縦軸は高度, 横軸は数密度である．横軸は成分ごとに変化の様子を見やすくするためスケールを変えている．磁気緯度 10° , $F_{10.7}=100$ ($\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) .

中性大気温度の日変化の度合いを変えた場合、磁気緯度 10° における電離圏の数密度分布が、どのように変化するかを見積もった結果を図 3.14 に示す。(a) ~ (f) はそれぞれ H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ , CH_5^+ , $C_3H_5^+$ の 12-15 木星日目までの変化の様子である。また、最大温度がより高い可能性もあるため $T_n=1200K$ (青色) として実験した。縦軸は高度、横軸は数密度である。横軸は成分ごとに変化の様子を見やすくするためスケールを変えている。

この温度を 200K 程変化させても、電離圏構造は H^+ の高度 1000-2000km で違いが見られることを除けば全く変化が見られない。ただし、熱圏大気分布は中性大気温度に依存する。高温時にはより高高度まで中性大気成分が分布することから、~ 800km 以上の構造に変化が見られるように、木星電離圏は全体的に上方へ膨らみ、最大電子密度高度も数百 km 上昇する。

3.4 プラズマ大気温度に対する依存性

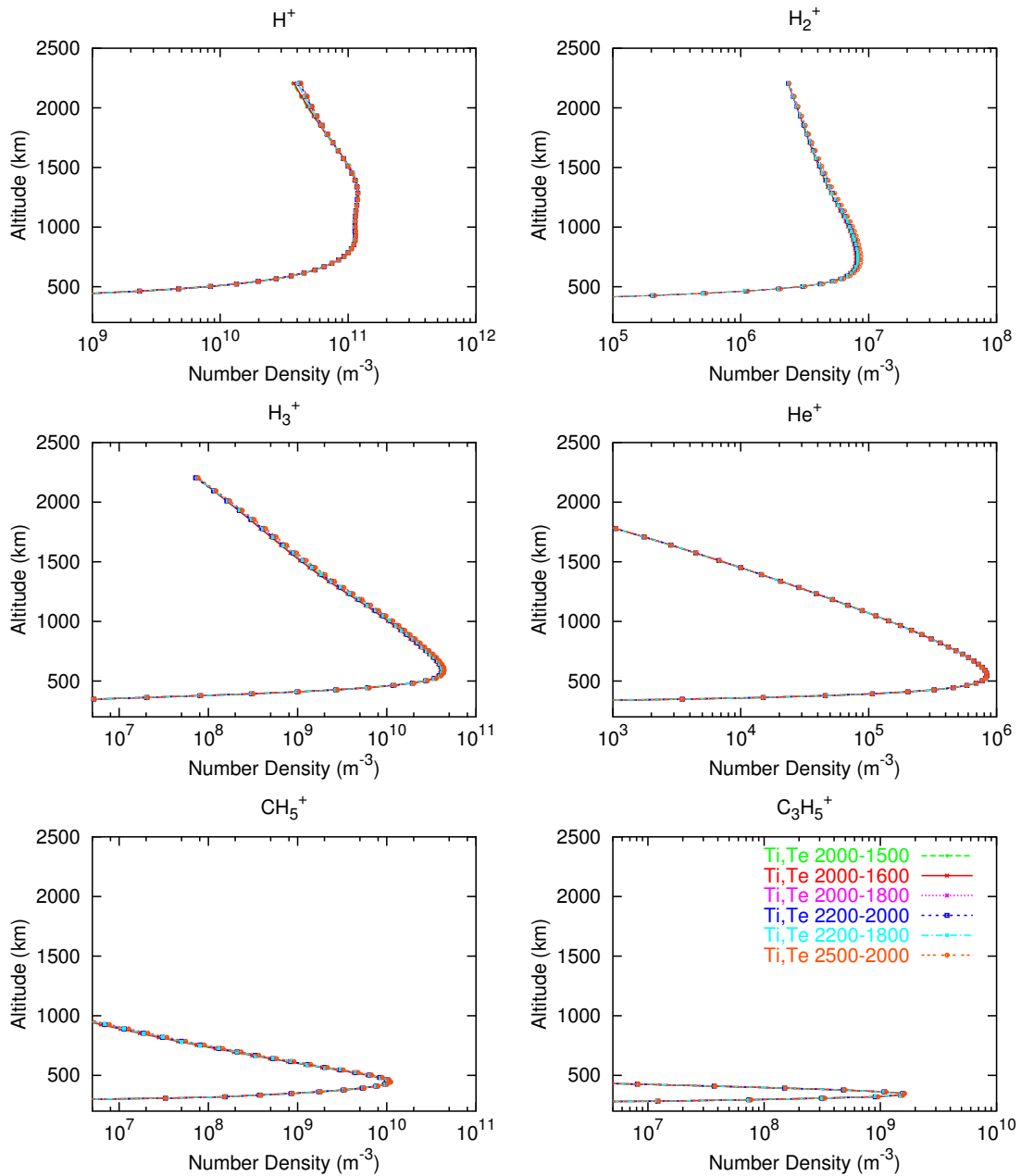


図 3.15: 各イオンの電離圏大気温度に対する依存性．縦軸は高度，横軸は数密度である．横軸は成分ごとに変化の様子を見やすくするためスケールを変えている．緑色) $T_i, T_{e_{\min}} = 1500\text{K}$, $T_i, T_{e_{\max}} = 2000\text{K}$, 赤色) $T_i, T_{e_{\min}} = 1600\text{K}$, $T_i, T_{e_{\max}} = 2000\text{K}$, 桃色) $T_i, T_{e_{\min}} = 1800\text{K}$, $T_i, T_{e_{\max}} = 2000\text{K}$, 青色) $T_i, T_{e_{\min}} = 2000\text{K}$, $T_i, T_{e_{\max}} = 2200\text{K}$, 水色) $T_i, T_{e_{\min}} = 1800\text{K}$, $T_i, T_{e_{\max}} = 2200\text{K}$, 橙色) $T_i, T_{e_{\min}} = 2000\text{K}$, $T_i, T_{e_{\max}} = 2500\text{K}$. 磁気緯度 10° , $F10.7=100$ ($\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) .

図 3.15 は、各イオンの電離圏大気温度に対する依存性を示している。縦軸は高度、横軸は数密度である。横軸は成分ごとに変化の様子を見やすくするためスケールを変えている。緑色は、 $T_i, T_{e_{\min}} = 1500\text{K}$ 、 $T_i, T_{e_{\max}} = 2000\text{K}$ である。赤色は、 $T_i, T_{e_{\min}} = 1600\text{K}$ 、 $T_i, T_{e_{\max}} = 2000\text{K}$ である。桃色は、 $T_i, T_{e_{\min}} = 1800\text{K}$ 、 $T_i, T_{e_{\max}} = 2000\text{K}$ である。青色は、 $T_i, T_{e_{\min}} = 2000\text{K}$ 、 $T_i, T_{e_{\max}} = 2200\text{K}$ である。水色は、 $T_i, T_{e_{\min}} = 1800\text{K}$ 、 $T_i, T_{e_{\max}} = 2200\text{K}$ である。橙色は、 $T_i, T_{e_{\min}} = 2000\text{K}$ 、 $T_i, T_{e_{\max}} = 2500\text{K}$ を示している。

6通りの温度設定でシミュレーションしたが、電離圏構造ほぼ変化しない。 H^+ が高度 1500km 以上でわずかに違いが見られた。

本研究ではプラズマ大気温度を高度 1000km 以上を一定にした。高度 1000km でのプラズマ大気温度は局所的な観測結果の一例を全球的に与えたにすぎない。すでに述べたように木星風の存在が期待される結果が得られたことから、今後はプラズマ大気温度を観測結果よりも高温の 3000K、5000K などに変えてシミュレーションする必要があると同時に、電離圏上層部がどれほど高温になりうるかどうか検討しなくてはならない。木星電離圏上層の運動によっては木星風が卓越する場合、木星中緯度にプラズマ圏が形成される可能性が高い。現在の設定温度で計算した結果、準定常状態に落ち着いた上層部では、図 3.10、図 3.11 に見られるように時期赤道面に質量が溜まる。しかしながら、この溜まりが定常的なものであるのか、電離圏形成過程の途中段階であるかは現在得られている結果からは判断できない。

3.5 夜間電離源の影響

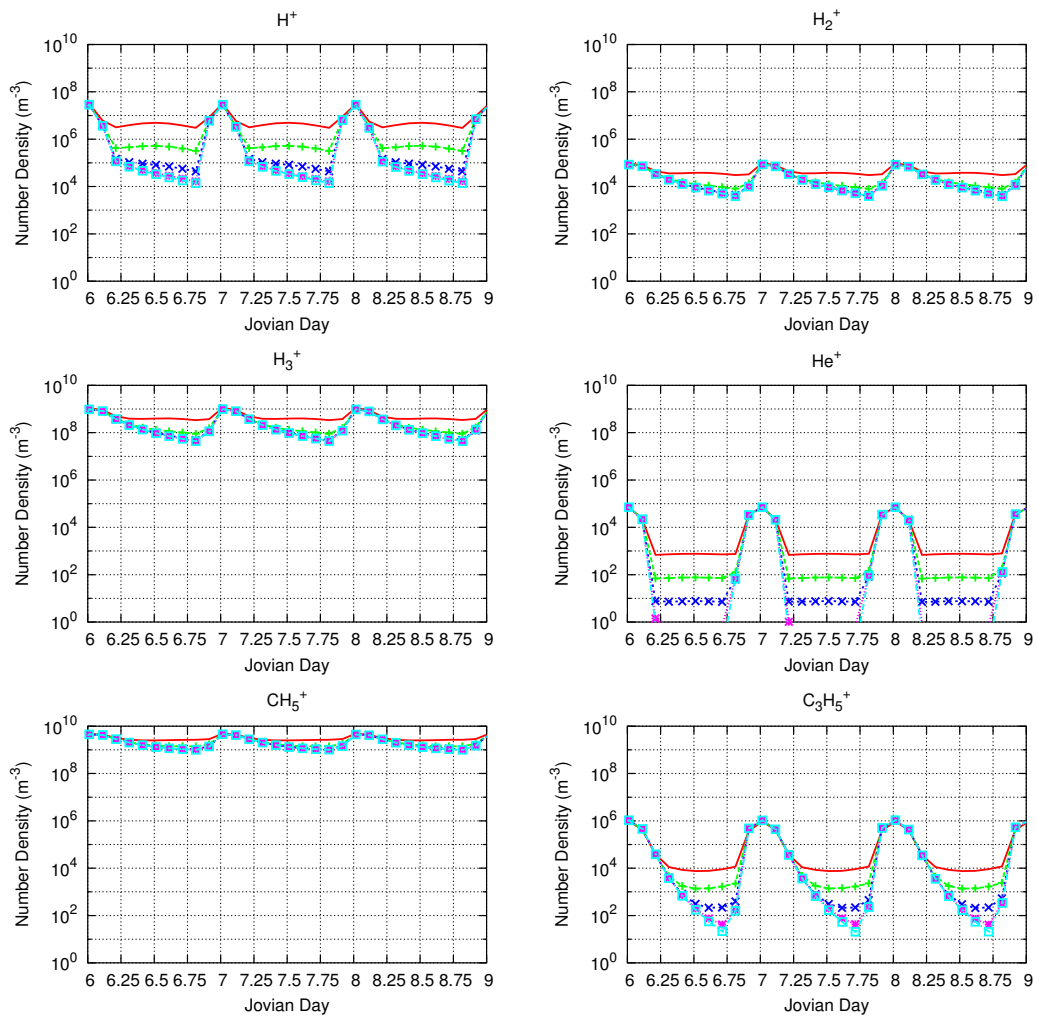


図 3.16: 夜間電離源エネルギー量が高度 400km の日変化に与える影響. H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ , CH_5^+ , $C_3H_5^+$ の 6-9 木星日の変化の様子を示している. カラーは, 夜間電離源エネルギー量を表す. 赤色) 太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-3}$), 緑色) 太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-4}$), 青色) 太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-5}$), 桃色) 太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-6}$), 水色) 太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-7}$), として実験を行った. 磁気緯度 10 度, $F_{10.7}=100$ ($\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). 正午から計算を開始しているので, 6, 7, 8 木星日が太陽天頂角 0 度, 6.5, 7.5, 8.5 木星日が真夜中の様子を表す. 磁気緯度 10°.

図 3.5 は、夜間電離源エネルギー量が高度 400km の日変化に与える影響を見積もった。赤色は、太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-3}$) の場合である。緑色は、太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-4}$) の場合、青色は太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-5}$) の場合、桃色は太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-6}$) の場合、そして水色は、太陽極紫外線強度 ($\times 10^{-7}$)、として実験を行った。

各イオンの日変化は高度によって夜間電離源の影響を強く受ける領域が存在することが確認された (400-500km)。

H_3^+ , CH_5^+ は H_2^+ の日変化に依存するため同様の变化を示した。これらは夜間電離源エネルギー量の変化による影響は小さい。 He^+ とこれから生成される $C_3H_5^+$ は夜間電離源エネルギー量の影響を受け、エネルギー量が 1 桁減少するとそれに伴い数密度もおよそ 1 桁減少する。

また、図 3.12 のように、夜間における各イオンの諸反応式ごとの生成・消滅率を見積もった結果、 H^+ は夜間電離源エネルギー量によって、夜間電離圏での生成過程が異なることがわかった。 H^+ の生成率は、日中は熱圏下層の主成分 H_2 の光電離反応 $H_2 + h\nu \rightarrow H^+$ が最も多く、木星電離圏下層の形成に最も寄与している。夜間はその影響が小さくなるため H^+ の夜間密度プロファイルは $H + H_2^+ \rightarrow H^+ + H_2$ が支配するようになる。

夜間電離源エネルギー量が [太陽極紫外線強度] $\times 10^{-3}$ として計算した場合、夜間の H と H_2^+ の電荷交換反応による H^+ の生成率は $\sim 2 \times 10^4 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ であるのに対し、 H_2 の光電離反応による生成率は $\sim 2 \times 10^6 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ におよび、夜間でもこの光電離反応が主生成過程になる。一方、夜間電離源エネルギー量を [太陽極紫外線強度] $\times 10^{-7}$ とすると、 H と H_2^+ の電荷交換反応による H^+ の生成率はあまり変わらないが、 H_2 の光電離反応による生成率は $\sim 10^2 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ まで減少する。

しかしながら、大局的に見て全イオンとも昼間側電離圏構造に変化は見られない。したがって夜間電離源は昼間側電離圏には影響を及ぼさないことがわかった。

3.6 高エネルギー降下粒子の影響

図 3.17 から図 3.27 では、磁気緯度 60° における高度 2000km 以下の木星電離圏の高エネルギー降下粒子に対する、各イオンの数密度と速度の日変化への影響を調べる。

12 木星日の正午 (12.00 木星日) から 0.01 木星日間 $100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を注入させたときの応答の様子である。

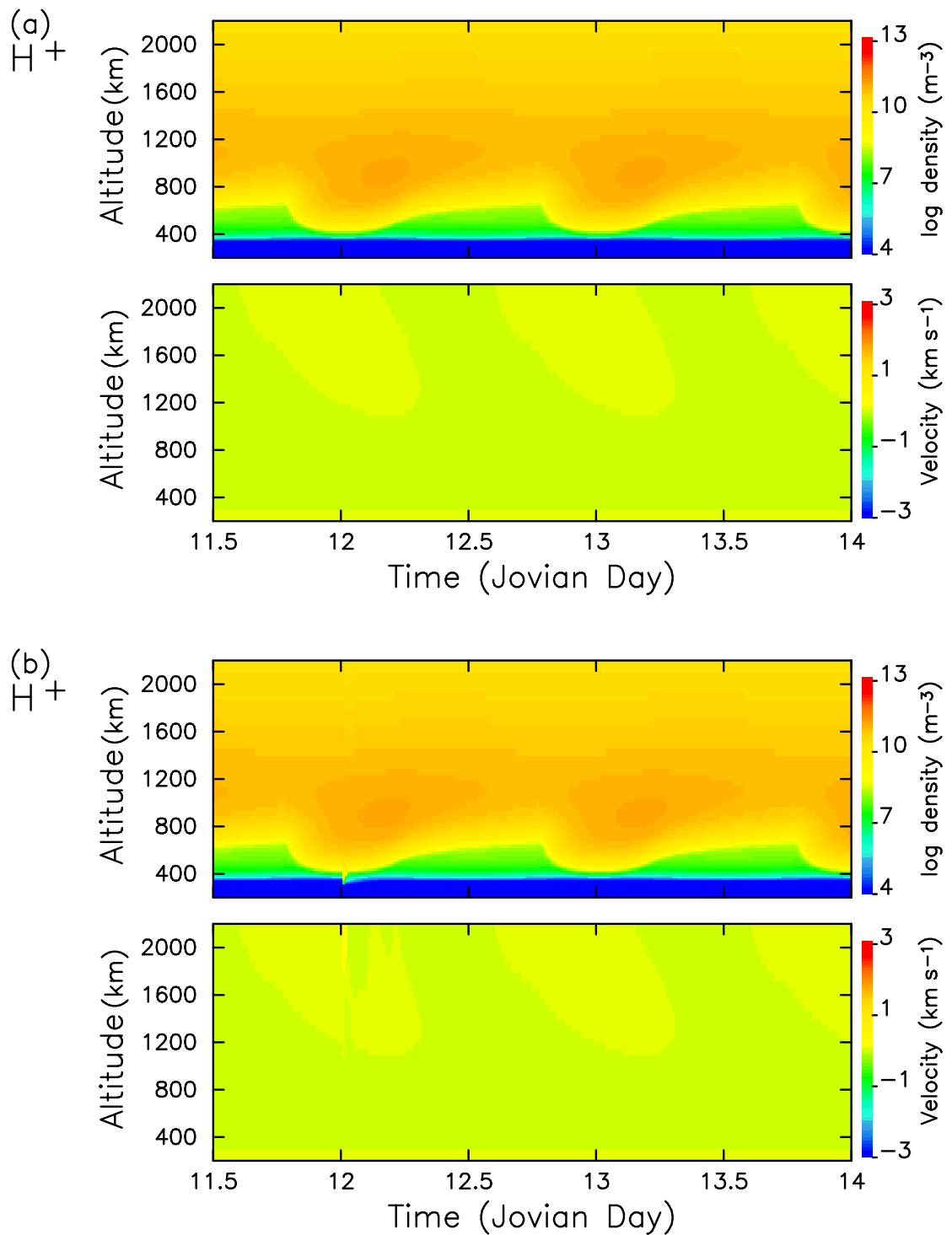


図 3.17: 磁気緯度 60° における H^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響．a) 準定常状態．b) a) の状態に 12 木星日の正午 (12.00 木星日) から 0.01 木星日間 $100\ erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$ を注入させたときの応答の様子．a), b) ともに上段は H^+ の数密度, 下段は速度である．縦軸は高度で 200-2200 km．横軸は時間で 11.5-14.0 木星日．

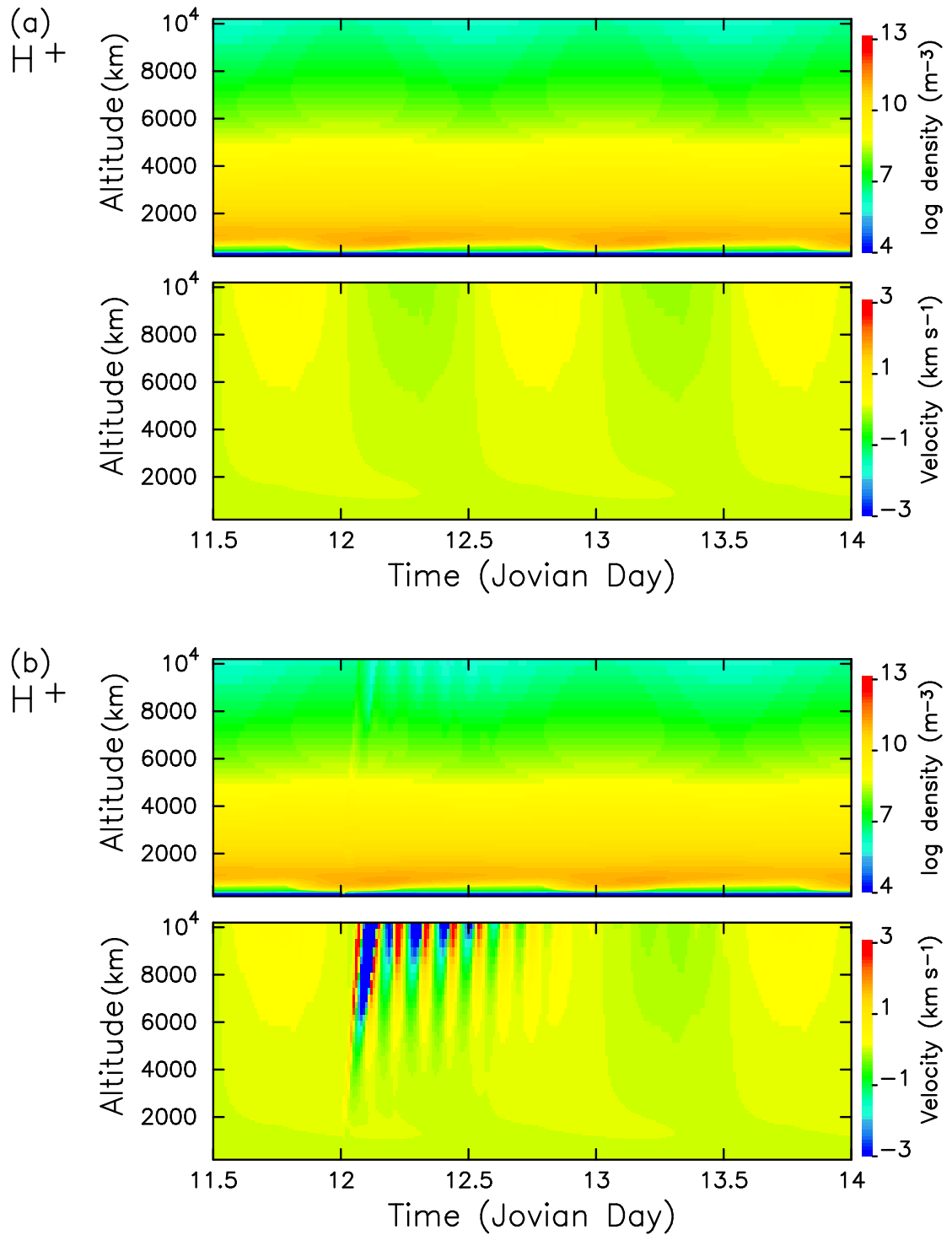


図 3.18: 磁気緯度 60° における H^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響（高高度の場合）. 図の形式は図 3.17 と同じである .

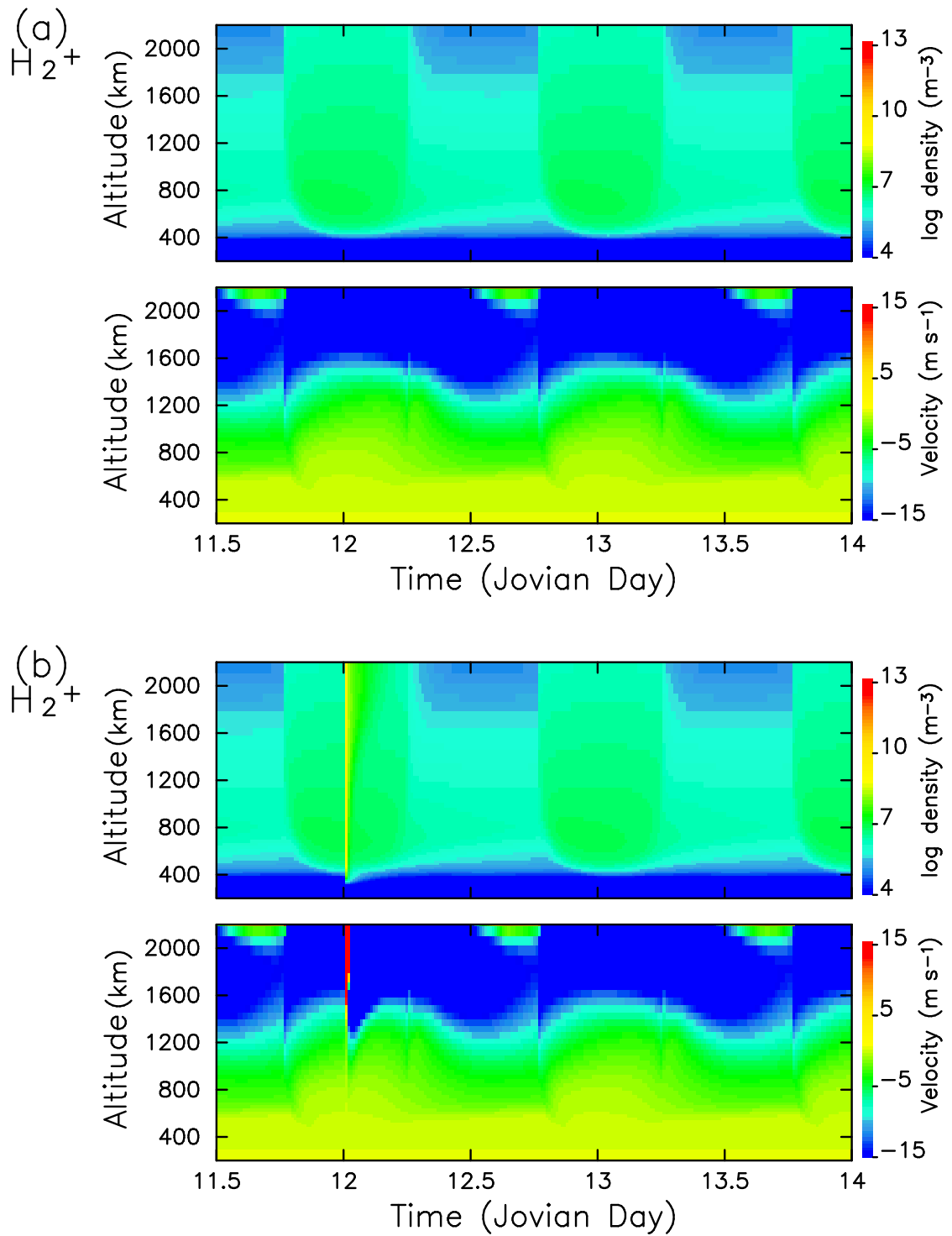


図 3.19: 磁気緯度 60° における H_2^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響．図の形式は，図 3.17 と同じである．

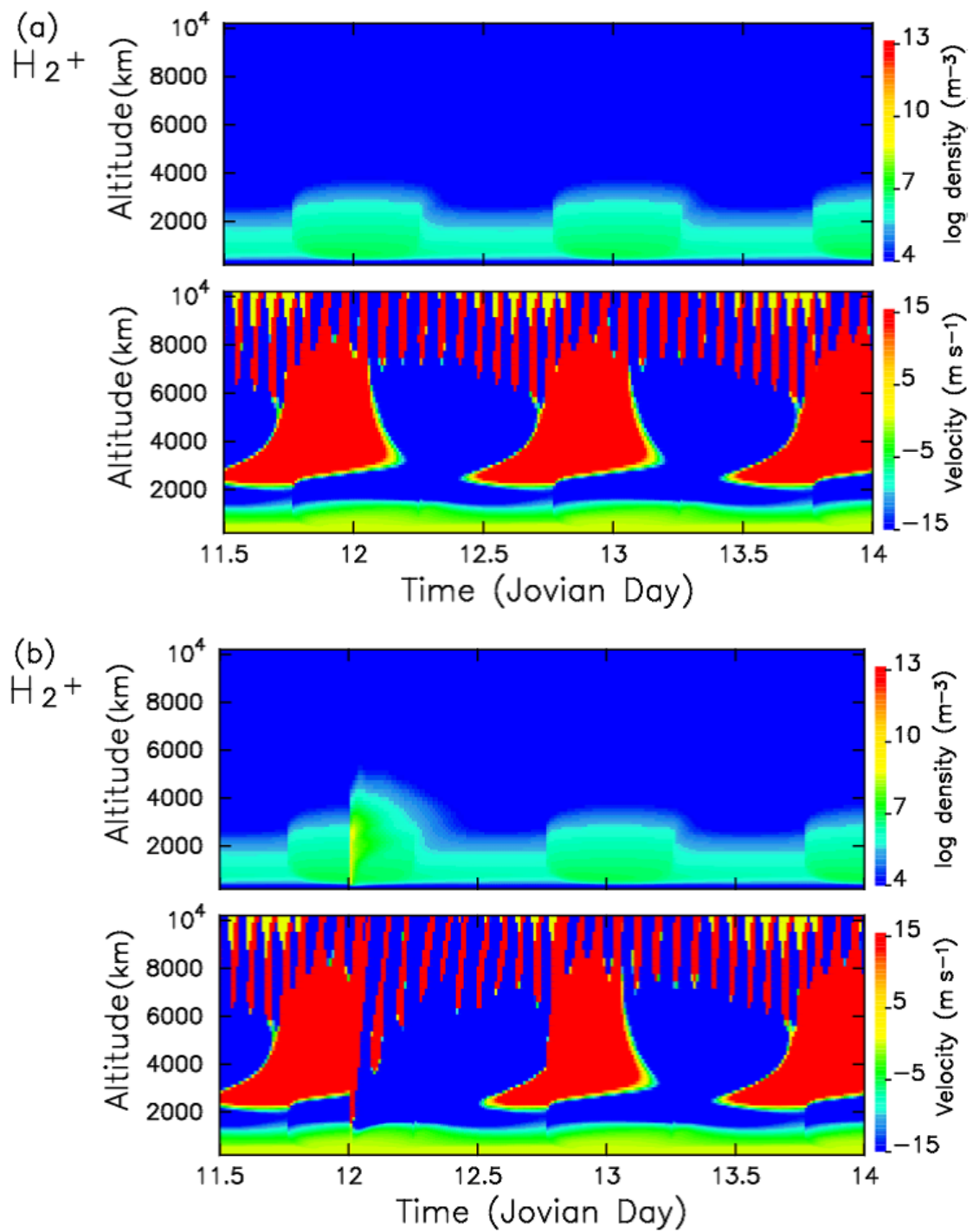


図 3.20: 磁気緯度 60° における H_2^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響（高高度の場合）. 図の形式は図 3.17 と同じである .

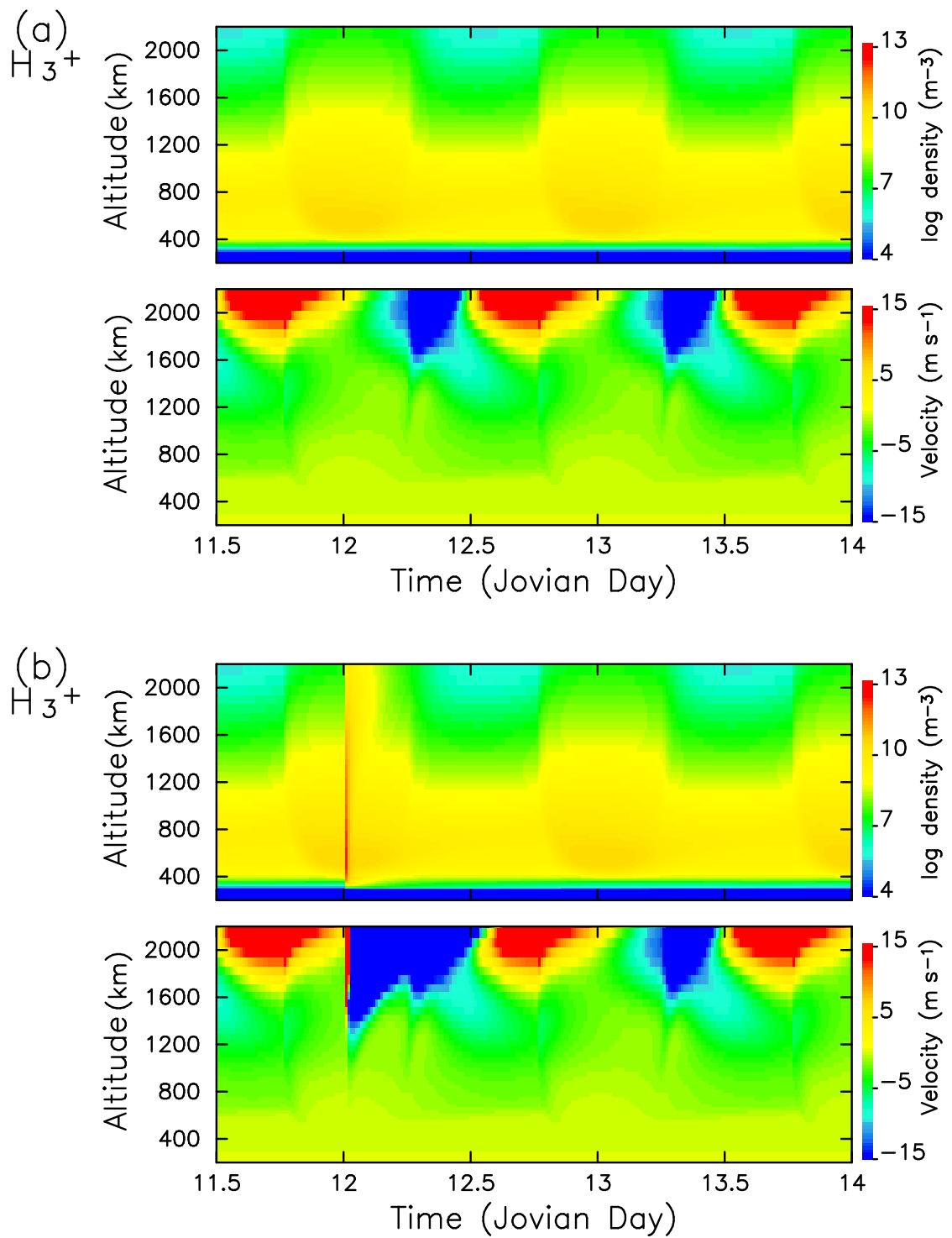


図 3.21: 磁気緯度 60° における H_3^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響．図の形式は，図 3.17 と同じである．

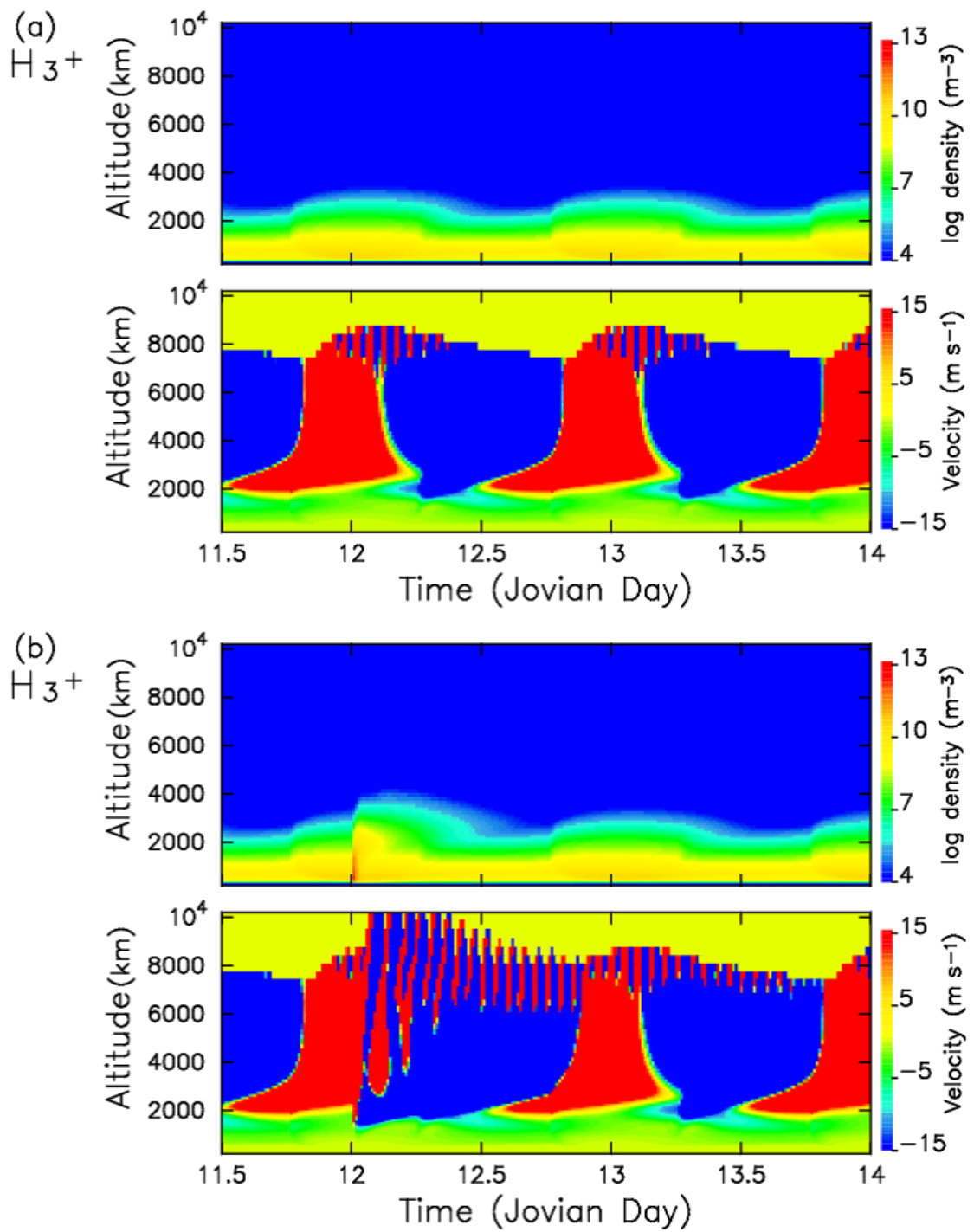


図 3.22: 磁気緯度 60° における H_3^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響（高高度の場合）. 図の形式は図 3.17 と同じである .

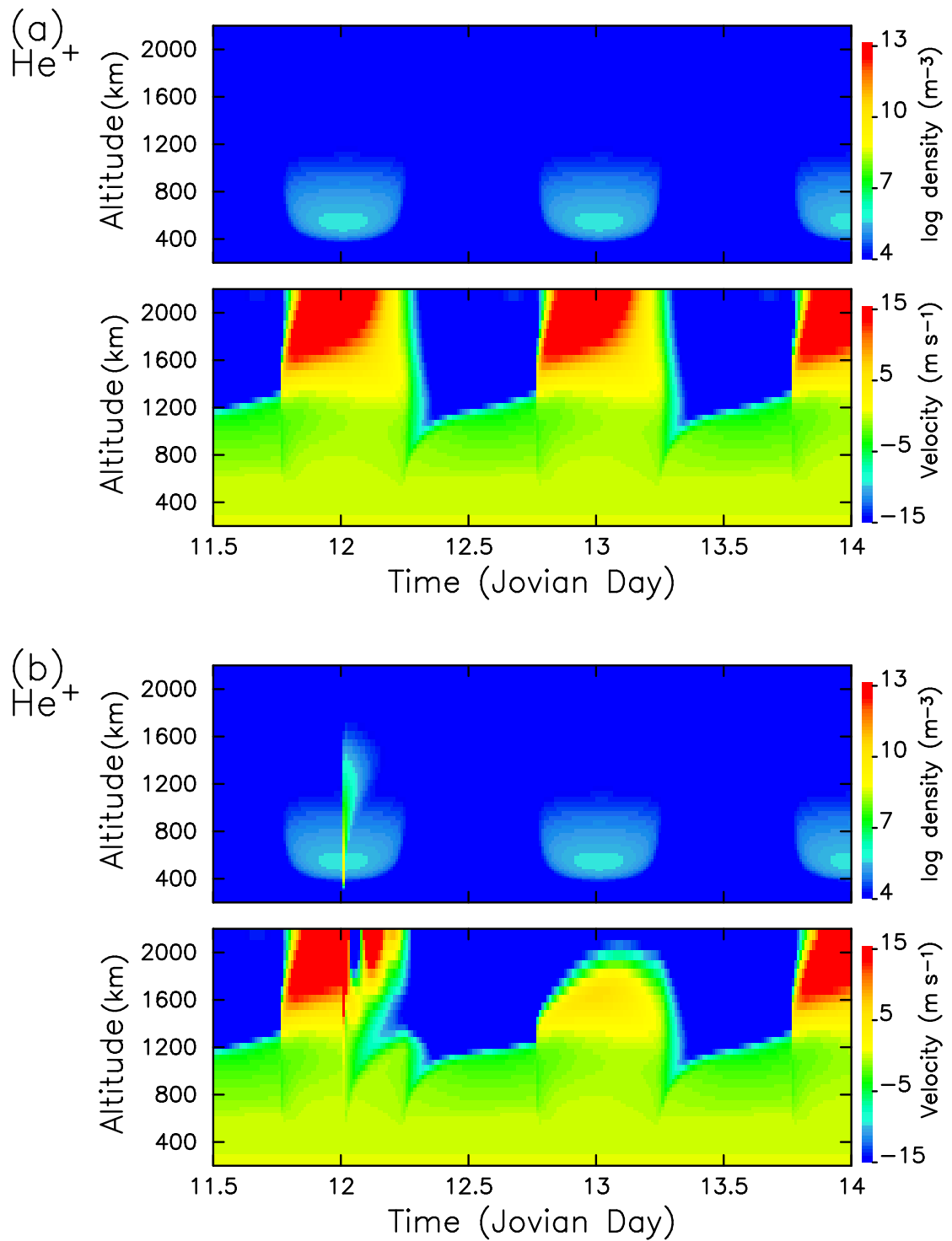


図 3.23: 磁気緯度 60° における He^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響．図の形式は，図 3.17 と同じである．

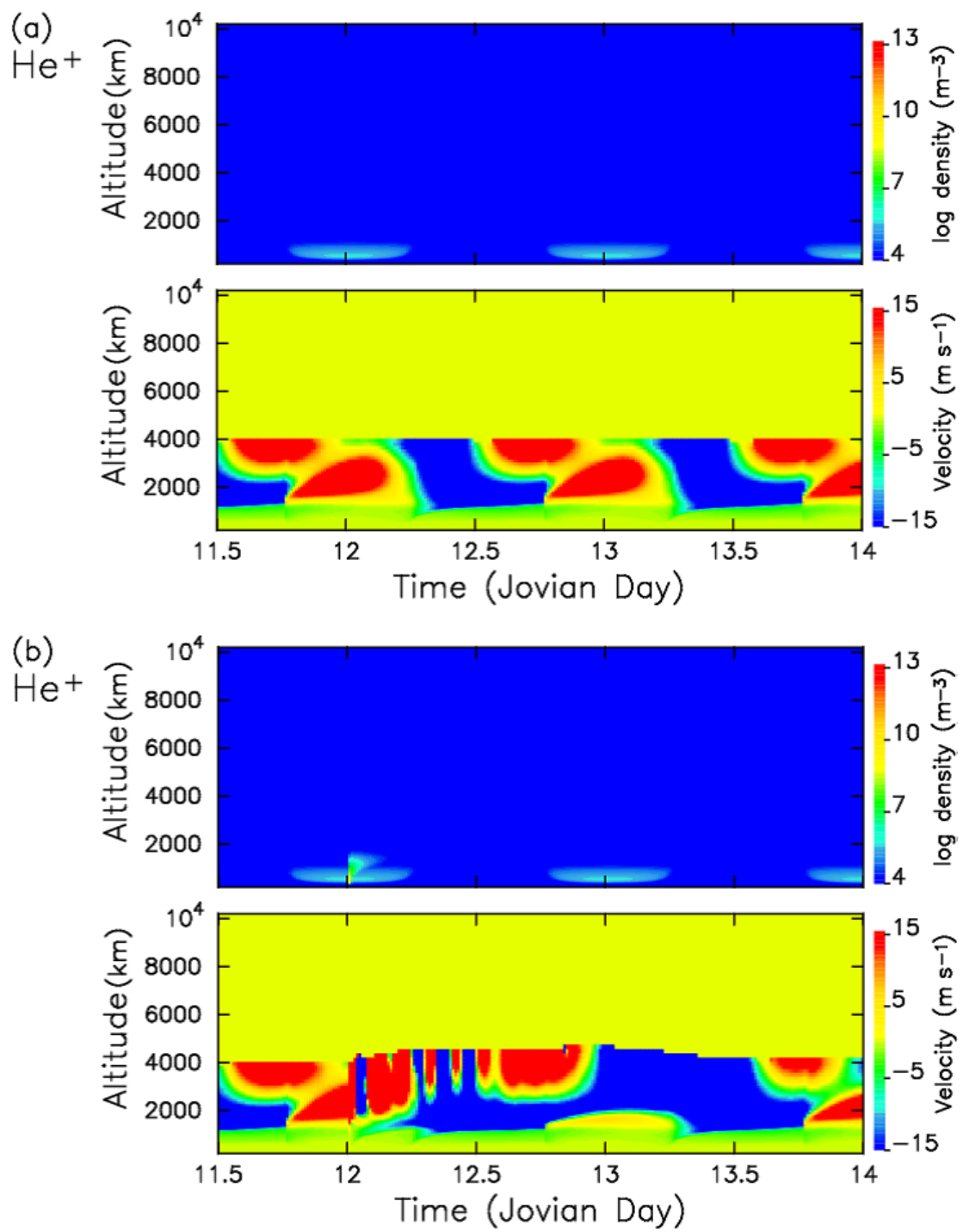


図 3.24: 磁気緯度 60° における He^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度と速度の日変化への影響 (高高度の場合). 図の形式は図 3.17 と同じである.

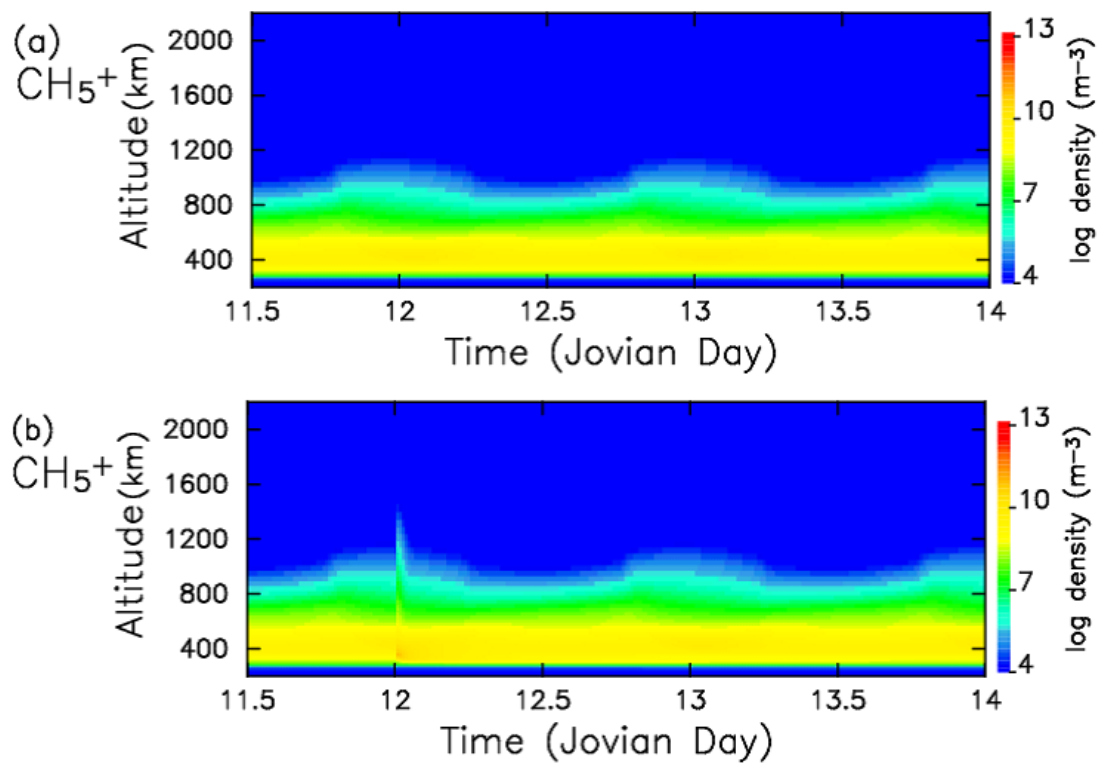


図 3.25: 磁気緯度 60° における CH_5^+ の高エネルギー降下粒子に対する数密度の日変化への影響．図の形式は図 3.17 と同じである．

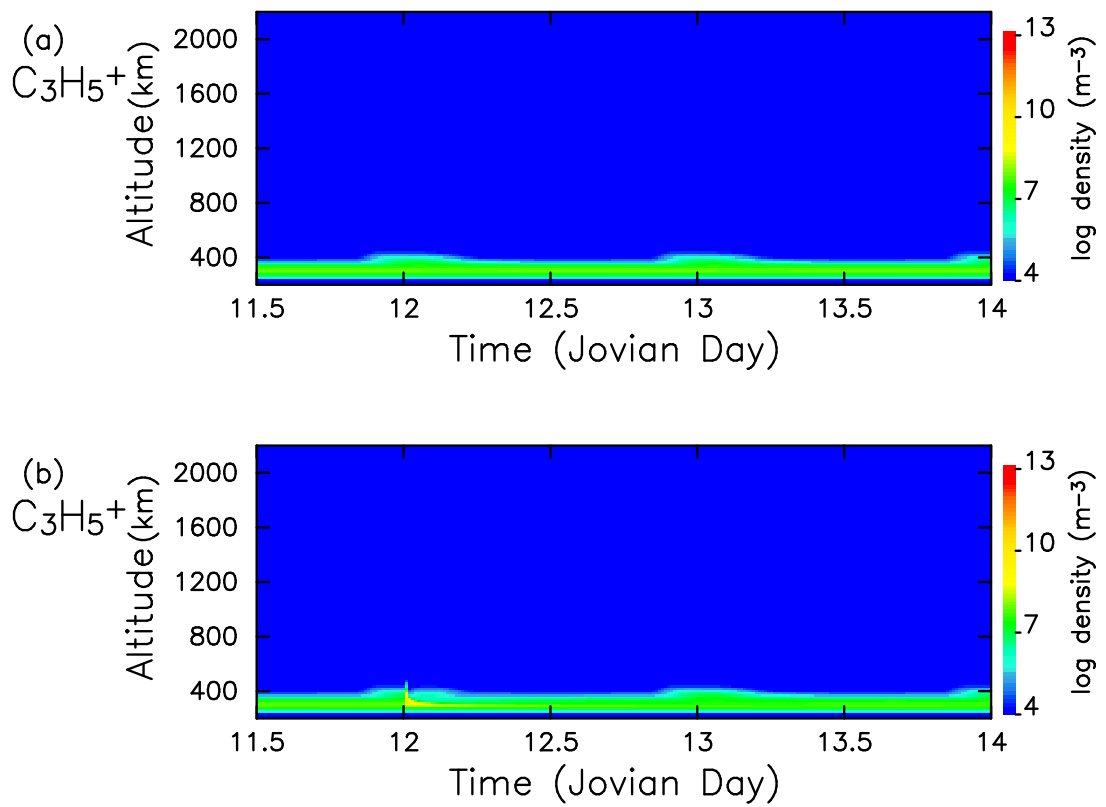


図 3.26: 磁気緯度 60° における $C_3H_5^+$ の高エネルギー降下粒子に対する数密度の日変化への影響．図の形式は図 3.17 と同じである．

高緯度では重要な熱源として、イオ起源の高エネルギー降下粒子がある。

そこで本節では直径が 3630km であるイオ衛星起源のプラズマ注入を想定し、準定常状態（計算機上、同じ日変化を繰り返す状態）を保った電離圏に、12.00 木星日から 0.01 木星日間 $100 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のエネルギーフラックスを注入した。

図 3.17 から図 3.26 の (b) は、エネルギー注入時の電離圏の応答の時間変化を示している。注入前と比較すると H_2^+ 、 H_3^+ 下端では、 CH_5^+ と H_3^+ が約 1, 2 桁密度が増加し、定常状態に回復するまでに ~ 0.1 木星日以上を要する。

エネルギー注入によるプラズマ圧力の増加により、 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ 、 He^+ は電離圏から磁気圏に向かう上昇を開始する。その速度は 15 km s^{-1} にも及び、木星電離圏起源のイオンが磁気圏に向かって高速で流れ出す木星風の生成機構であると考えられる。注入時 12.00 木星日に高度 400km 付近の狭い領域で 2, 3 桁の数密度上昇は見られるが、0.1 木星日ほどで応答は不明瞭になり、(a) と同じ準定常状態に回復するのに伴い、高度 1500km 以上に見られた速度場の乱れも解消されている。

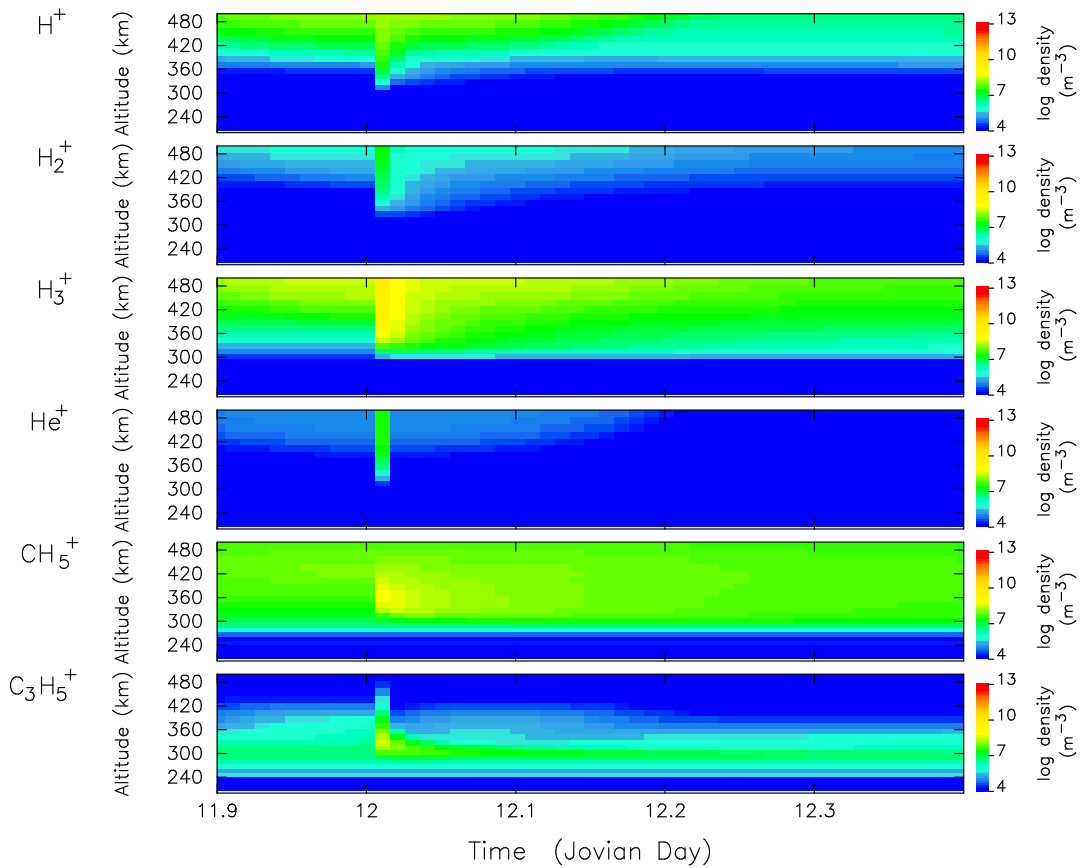


図 3.27: 高エネルギー降下粒子に対する応答の様子．12.00 木星日の正午から 0.01 木星日間 $100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を注入させたときの応答の様子．

図 3.27 は，12.00 木星日の正午から 0.01 木星日間 $100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を注入させたときの H^+ ， H_2^+ ， H_3^+ ， He^+ ， CH_5^+ ， C_3H_5^+ の高エネルギー降下粒子に対する応答の様子である．

全イオンとも明瞭な応答を示した．エネルギー注入によって増加した諸成分が圧力勾配力により沿磁力線上向きに運動し準定常状態に落ち着く様子を示している．注入前と比較すると注入直後に CH_5^+ と H_3^+ の密度は約 1, 2 桁増加する傾向がある．定常状態に戻るまでに 0.1 木星日以上の時間を要する．

電離圏と磁気圏の結合において，電離圏の電気伝導度は重要な要素である．木星電離圏で電気伝導度が大きい領域は電離圏下部にあり， H_3^+ ， CH_5^+ ， C_3H_5^+ の密度増加に伴う電子密度増加が電気伝導度の変動をもたらす (Millward et al., 2002)．約 1 時間にもおよぶ CH_5^+ ， C_3H_5^+ の密度変化は，イオ起源のオーロラが長時間継続する可能性を示唆している．

第4章 考察と議論

Achilleos et al. (1998), Kim and Fox (1994) の木星電離圏モデルでは, 下端と上端に境界条件が与えられていた.

本研究の磁力線座標系モデルでは, 上端に制限を置かないことで, 上層部の電離圏構造やイオンの運動の様子を表現した.

各成分の高度方向の構造

正午における木星電離圏の鉛直構造 (図 3.1) は, 高度 500km 付近に炭化水素 $C_3H_5^+$, CH_5^+ がそれぞれ $\sim 2 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$, $1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 分布し, その上には H_3^+ が $\sim 5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ を占め, 高度約 800km 以上に分布する H^+ は $\sim 1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ の電離圏の中でもっとも密度の高い領域を形成している. この結果は, Achilleos et al. (1998), Kim and Fox (1994) の結果と良く一致している. 熱圏モデルでは高度 3500km まで H_2 が支配的であったが H_2^+ は $1 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ で下層を形成する炭化水素イオン類よりも少ない.

数密度と速度の日変化と各イオンごとの生成・消滅量の結果から, H^+ の日没から日の出にかけて上昇する運動が確認された. この H^+ の生成にもっとも寄与するのは H_2 の光電離反応であり, 生成された H^+ は H_3^+ より軽いために上層に分布する. また, その領域における H^+ と電子の再結合反応係数が小さいために, 電離圏上部に多量の H^+ が存在し, 明瞭な日変化を示さない. 一方, H^+ , H_2^+ , H_3^+ は, 特徴的な日変化の様相が確認された. 特に, H_3^+ は, H_2^+ からの光化学過程で生成され, H_2^+ に追従した日変化を示した. さらに, 電離圏下部では, H_3^+ と CH_4 の光化学過程により CH_5^+ が生成されるために, CH_5^+ は H_3^+ に伴って日変化する. また, $C_3H_5^+$ は He^+ や CH_4 , H_2 などとの連鎖的な反応によって生成される. そのため $C_3H_5^+$ は He^+ よりも遅延が見られるが, 同様の振る舞いを示す.

しかしながら, 本研究では, Kim and Fox (1994) の電離圏下部モデルよりも少ない光化学反応式で解いている. 大きな違いとして, Kim and Fox (1994) が CH_4 のイオン化は光電離反応が最も効くと考えており, CH_5^+ , $C_3H_5^+$ の形成過程としてさらに多種の反応過程を丁寧に取り入れているの対し, 我々はこのうち 1 過程しか取り入れていない. したがって CH_5^+ , $C_3H_5^+$ の日変化がどれだけ夕方側にシフトするか, また, それぞれの数密度は正確かという点については論じることはできず, 改善するためには Kim and Fox (1994) の光化学反応式を全て解く必要がある.

以下にそれぞれの振る舞いおよび電離圏構造の特徴を考察する.

下層電離圏とその特徴

磁気緯度 10° の速度分布より, H_2^+ , H_3^+ , He^+ のいずれにも, 高度 1500km 付近を境に速度が上向きになるかあるいは下向きになるか変化している. 高度 1500km 以上で夜間の上昇運動が H_2^+ , H_3^+ , He^+ で生じていることがわかった. 図 3.2 では判りづらい H^+ の速度も, 図 3.8 から H_2^+ , H_3^+ , He^+ と同じように振る舞う.

下層電離圏の構造を支配する力として, 圧力勾配力, 重力, 衝突, 両極性電場の影響について考える. 遠心力は下層電離圏ではあまり寄与しないため無視できる. 電子の運動方程式 (2.6) において, 両極性電場 E_s は,

$$E_s = -\frac{1}{n_e e} \frac{\partial P_e}{\partial s} \quad (4.1)$$

と表される. 状態方程式を用いて書き直すと,

$$E_s = -\frac{1}{n_e e} \frac{\partial(n_e k T_e)}{\partial s} \quad (4.2)$$

が得られる. k はボルツマン定数である.

H^+ , He^+ は正午にそれぞれ高度 500km 付近に $\sim 5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, $1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ の数密度ピークをもつ. 夕方から朝にかけて同高度の数密度は減少する. これはこの高度で消滅反応が働き, それぞれの層は足元が不安定の状態に陥ることを表している. そこで H^+ の場合は, 夕方に高度 500km から高度 1000km では両極性電場は下向きに働くため速度が負になり, 上層に溜まっていた質量が下へ下へと落ちる. 一方高度 1000km 以上では両極性電場は上向きに働き正午に見えていた上向き輸送の働きが継続する. 高高度で H^+ の両極性電場は重力とほぼ釣り合うため, 真夜中でも沈降現象が小さく上層の質量はその場に留まる. これが図 3.2 で日変化しない理由である.

He^+ の場合は, 夕方には高度 700km で数密度減少が著しく高度分布にくびれが生じる. 唯一の生成機構であった光電離反応 R19 が働かず日没後は消滅するのみである. 同時刻に速度がほぼゼロであることから, 消滅機構が瞬時に, かつ大量に効くことが予想できる. そのため H^+ 同様に, He^+ 層の成層不安定を解消するように質量の重い He^+ は真夜中には高度 1200km 以上で 30 m s^{-1} , 朝には高度 1400km 以上で 30 m s^{-1} で低高度から順に下向きに輸送される. 高度 500km 以下では衝突の効果が大きいため落下してきた質量はここで溜まる.

H_2^+ , H_3^+ の数密度日変化が高度 1200km 以下で小さく見えるのは, 消滅機構が少ない分, 平衡の状態に落ち着く傾向が表れている.

光化学平衡の可能性

図 3.12 から論ずる. H^+ を生成する過程として働くのは, 光電離反応 R2 である. 同じく光電離反応 R1 も働くが, 生成量は 4 桁も異なる. これは熱圏大気の主成分である H_2 であることによる. H_2 の光電離による生成反応 R2 と, 電荷交換反応 R7

の反応率は高高度までほぼ等しい．また，Hの光電離による生成反応と再結合反応 $H^+ + e \rightarrow H + h\nu$ (R6) もほぼ等しい．

H_2^+ は，各反応式を比較すると H_2^+ も H^+ 同様，生成反応 R9 と消滅反応 R14，また生成反応 R8，R11 と消滅反応 R13 は同じ反応率を示す．ここで重要なことは， H_2^+ の消滅反応 R14 の反応速度が速いため，この反応により H_3^+ が即座に生成される．この R14 の反応が木星電離圏構造及び諸成分の日変化の様子に影響を及ぼしている．

H_3^+ もまた生成，消滅反応率が等しい (R16 と R17)． H_2^+ と下部熱圏大気の主成分である H_2 との衝突反応による唯一の生成反応 R16 の生成率は，日没においては消滅反応 R17 によって打ち消されることになり，消滅反応 R18 による消滅率も高度 600km では $10^8 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ と多い．そのため，図 3.3 と図 3.4 で示したように， H_2^+ と H_3^+ の日変化は， H_3^+ が追従するようにして同じような日変化を示すことになる．

また He^+ も生成反応 R19 と消滅反応 R20 の正午における反応率はほぼ一致する．同様に， CH_5^+ では生成反応 R24 と消滅反応 R27 が， $C_3H_5^+$ の生成反応 R28 と消滅反応 R29 の反応率はそれぞれよく一致していることが明らかになった．

しかしながら， H^+ の消滅反応 R7 と， H_2^+ の生成反応 R9 の反応係数は，振動温度に依存していた．本研究のモデルでは，振動温度を $T_v = 2000\text{K}$ と設定してバランスする構造が保たれているが， $T_v = 1800\text{K}$ の場合は，どちらも反応率は1桁以上減少した．このように，現在用いているパラメータで計算すると得られる準定常的な構造も，パラメータの設定によっては，電離圏構造を変え得る．

上層電離圏環境とモデリングの可能性

図 3.9 から図 3.11 は，磁気緯度 60° における数密度と速度のプロファイルである．本研究では，下端境界に境界条件をおきシミュレーションした結果，磁気緯度 60° では高高度で， H^+ が最大でおおよそ 15 km s^{-1} の速度で上昇下降運動を繰り返すことが確認された．これは木星の上層電離圏では H^+ の高速風が吹いていることを示唆している．磁気緯度 60° では磁力線はイオ衛星が周回する軌道付近まで伸びている．

1500km 以上の速度の変化は，正午頃にゼロに収束するように振る舞うが，また夕方にかけて上昇運動が開始される．正午頃に各イオンとも電離圏の下層でもっとも多く生成され，これにより，増加した圧力勾配によって夜間にかけて上層に輸送する振る舞いを再現している．一方，下層では高度 1500km にも及ぶ静的な環境を保ち，移流の効果は小さい．

磁気緯度 60° での高高度における H^+ (図 3.18)， H_2^+ (図 3.20)， H_3^+ (図 3.22)， He^+ (図 3.6) の振る舞いを考察する． H^+ は数密度分布から高度 5000km まで静水圧分布している．高エネルギー注入直後，高度 5000km 以上で密度上昇が見られる．密度増加に伴って圧力勾配力によって速度 3 km s^{-1} の上向き輸送が卓越する．通常は速度ゼロに近い時間帯である．突発的な上向き加速後，数密度の減少を補うよ

うに重力と両極性電場によって下向きに 3 km s^{-1} で落下するも、落下速度が大きくなり、通常の成層状態よりも圧縮されてしまうために、また反動的に上昇運動が起こる。この上昇・下降運動が0.1木星日の周期で、およそ1木星日続く。

H_2^+ は通常から高度 6000-7000km 以上で速度に周期的な変動が見られる。この振幅はおよそ0.07木星日の周期で繰り返される。 H_2^+ は高度 3000km 以上では数密度は 1 m^{-3} 以下である(図 3.10)。 H_2^+ は真夜中に高度 2500km 付近に 15 m s^{-1} の上向き速度をもつようになると、上向き輸送域が日の出には高度 8000km にまで広がる。正午過ぎまでこの傾向が見られ、日没までに高度 500km 付近で生成された H_2^+ を圧力勾配力によって持ち上げる。その後は、高度 1000-6000km の領域では下向きに速度 15 m s^{-1} で沈降する。高エネルギー降下粒子の注入によって高度 5000km まで数密度の上昇が見られる。0.3木星日で数密度分布は準定常状態に戻る。速度場も高高度に見られた振幅が大きくなるが、同程度の時間で回復する。

H_3^+ は H_2^+ に追隨して数密度の日変化を起こすことは先述のとおりである。速度場も H_2^+ とほぼ同じであり、 H_3^+ の場合、高度 8000km 付近に見られる振幅は0.3木星日で均されている。高エネルギー注入によって、下層では数密度が $\sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$ まで上昇する。数密度分布は0.7木星日で準定常状態に戻る。 H_3^+ も高度 3000km 以上では数密度は 1 m^{-3} 以下である(図 3.10)。圧力勾配力によって 10^4 km 以上まで加速されるが重力によって引き戻されることで振幅運動が卓越し、1.75木星日も継続する。

He^+ は高度 4000km 以下に存在する。速度場は真夜中から昼間に差し掛かるまで高度 3000km 以上で 15 m s^{-1} 以上の上向き速度を持つ。日の出から日没までの間にも高度 2000km を中心に 15 m s^{-1} 以上の上向き速度を持つ。これは He^+ は下層電離圏では正午にもっとも生成され、日没から日の出にかけて起こる沈降現象(下層から順に下向きに輸送されていく)によって、上層の成層状態が下層に伝播したものである。

電離圏上層において生成された質量の軽いイオンは、光化学反応による消滅の影響よりも、力学的輸送による再分布の影響を強く受ける。地球では電離圏で生成された軽イオンは磁力線に沿って上方に運動し、プラズマ圏を形成する。図 3.10, 図 3.11 より木星電離圏上層では木星風が卓越する可能性が示された。一方、木星中緯度の電離圏には高度幅 100000km 以上に及ぶ数密度 1 m^{-3} 以下のプラズマの希薄な領域が形成される。本研究では木星の強大な重力と高速自転という環境が生み出す木星電離圏上層部の様相の一例を初めて示した。

本研究では、現在もこの課題に対して、重力、遠心力、圧力勾配、その他の加速機構を考え、高高度の木星電離圏環境に迫ろうとしている。この領域は観測結果は全くない。本研究では各作用を見積もり、より明確な高高度の電離圏環境を示せるかもしれない。

各成分の高度方向の構造を決定する要因

本研究では、木星電離圏の形成過程を議論する上で、パラメータ依存度についても検証した。

1) 太陽極紫外フラックスに対する依存性

本研究では太陽活動度依存性を調べるために、太陽極紫外フラックスを換えて実験を行った。太陽極紫外フラックスに対し H^+ , He^+ が明瞭な反応を示している。太陽極紫外フラックスと諸成分の生成量を比較すると、太陽極紫外フラックスを6倍 ($F_{10.7} = 50,300 (\times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ s}^{-1})$) を比較) にすると、 He^+ の密度の増加率は太陽極紫外フラックスの増加率と一致するが、 H^+ , H_2^+ は消滅反応係数が大きいために密度増加率と強度増加率は一致しない。

一方、 H_3^+ , CH_5^+ , $C_3H_5^+$ は直接太陽光によって生成されているわけではないが、太陽極紫外フラックスの影響を受けて変動している。これは、 H_3^+ が太陽極紫外フラックスの影響を受けることに関しては、前述のとおりである。さらに、 CH_5^+ はこの H_3^+ と CH_4 の光化学過程により生成されるために、結果的に、電離圏下部を形成する炭化水素イオン類も太陽極紫外フラックスに依存することがわかった。

2) 熱圏大気温度

中性大気温度は、電離圏形成の源となる熱圏成分の高度分布を決定する。第1章で述べたように、熱圏大気温度は未知のパラメータの一つである。しかし、この温度を200K程変化させても、電離圏構造は H^+ の高度1000-2000kmで違いが見られることを除けば全く変化が見られない。ただし、 $\sim 800\text{km}$ 以上の構造に変化が見られ、電離圏は上方へ膨らみ背の高い構造になる可能性がある。

3) プラズマ大気温度

プラズマ大気温度は、図3.15の6通りのシミュレーションを行ったが、全く変化が見られなかった。

この2), 3)の結果からも電離圏下層が光化学平衡であることが示唆される。熱圏と電離圏では、 10^8 m^{-3} 以上、数密度が異なる(図2.17, 図3.1)。熱圏大気温度が高くなるとそれに伴い熱圏鉛直分布が背が高高度まで広がる。生成率は反応係数と数密度の積で表される量であるから、熱圏鉛直分布の変化に伴って全体的に電離圏の構造も背の高いものになる。

4) 夜間電離源エネルギー依存性

高度 $\sim 400\text{km}$ で日変化は夜間電離源の影響を強く受ける。 H_3^+ , CH_5^+ は H_2^+ の日変化に依存するため同様の变化を示した。これらは夜間電離源エネルギー量の変化による影響は小さい。 He^+ とこれから生成される C_3H_5^+ は夜間電離源エネルギー量の影響を受け、エネルギー量が1桁減少するとそれに伴い数密度もおおよそ1桁減少する。 H^+ も He^+ , C_3H_5^+ 同様にエネルギー量に伴い数密度が減少する。 H^+ は夜間電離源エネルギー量によって、夜間電離圏における H^+ の生成過程が、 H と H_2^+ の電荷交換反応になるか H_2 の光電離反応になるかは夜間電離源エネルギー量に依存する。

以上の特徴を得たが、夜間電離圏での光電離反応は昼側電離圏には影響を与えない。

高エネルギー降下粒子に対する応答

高緯度における高エネルギー効果粒子に対する応答について述べる。定常状態の正午時の木星電離圏に0.01木星日間エネルギーが注入されると、電離圏上部の質量の軽い H_2^+ , H_3^+ , He^+ は侵入限界高度おおよそ 300km から $4000\text{km}(\text{H}_2^+)$, $3000\text{km}(\text{H}_3^+)$, $1500\text{km}(\text{He}^+)$ に及ぶ広い領域で応答を示した。電離圏上部でのこの応答は、エネルギー注入時から瞬時に始まり、電離圏から磁気圏に向かう上昇流が駆動されている。その速度は 15 km s^{-1} にも及び、木星電離圏起源のイオンが磁気圏に向かって高速で流れ出す木星風の生成機構であると考えられる。 H_2^+ , H_3^+ は0.03木星日間、 He^+ は約0.08木星日間の時間を回復に要した。ただし、 H_2^+ , H_3^+ , He^+ の応答は下層からの上向きの運動に伴う密度変化の結果であり、 CH_5^+ と C_3H_5^+ とは応答が異なる。

また、木星熱圏・電離圏にエネルギーが注入されると、 H_2 が電離し H_2^+ と H^+ が生成される。 H_2^+ は即座に H_3^+ に変化するため、エネルギー注入域では、 H_3^+ 、その下部には CH_5^+ と C_3H_5^+ が生成される。電離圏下層で CH_5^+ , C_3H_5^+ が約0.1木星日時間応答が確認された。

高エネルギー降下粒子により影響を受ける侵入限界高度はおおよそ 300km である。この高度は、降下粒子($1 - 100\text{ keV}$)の影響により電気伝導度が上昇する高度(Millward et al., 2002)と一致する。また、この高度はKim and Fox (1994)が指摘する炭化水素イオンが多量に存在する高度でもある。

木星オーロラは赤外・紫外観測により水平構造は明らかになりつつあるが、鉛直構造は未だ知られていない。HST画像から紫外オーロラの発光高度幅が $\sim 2000\text{km}$ と推測されたが、より高高度で木星電離圏成分は磁気圏起源の荷電粒子によって影響を受ける。我々のモデルでは 2500km より上層は H_2^+ に代わり H^+ が主成分となる。この高度は H , H_2 のみ存在する領域である。両成分とも高エネルギー粒子と反応し、それぞれ H^+ , H_2^+ を生成するはずである。

HST画像のオーロラ発光が経度方向に $\sim 80^\circ$ の広がりを持つためには反応が長く続く電離圏下層を形成する炭化水素イオン類の応答に着目することが重要となる。

詳細な構造については，図 1.4 などに見られるような，高度方向に拡がった何層もの電子密度ピークは再現できなかった．

第5章 まとめ

我々は、木星電離圏下部から上部までを磁力線座標系で取り扱う木星電離圏モデルを構築した。

この木星電離圏モデルは、熱圏中性大気に対して表 2.3.4 の光化学反応過程によって、生成されるプラズマ大気を流体的に扱う。これにより質量保存の式と運動方程式を用いて、 H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ 、 He^+ 、 CH_5^+ および $C_3H_5^+$ に対してシミュレーションすることができる。

中性大気では H_2 が主成分を占めていたのに対し、電離圏では H^+ が主成分であった。これは H^+ の消滅機構 R6 の反応が遅く、生成された H^+ が溜まる機構が働くためである。また、 H_3^+ の生成機構は極紫外線の影響は受けないにも関わらず密度は日変化を示す。これは H_3^+ を生成する H_2^+ 自身の密度が極紫外線の影響によって日変化するため、 H_3^+ も同様の变化を伴うのである。さらに、このモデリングによって木星電離圏の様相が少しずつ見えてきた。これを踏まえて以下にまとめる。

1. 電離圏の主成分は 800km 以下では H_3^+ 、それ以上では H^+ が主成分である。
2. H_3^+ は H_2^+ からの光化学過程で生成され、大きな日変化を示す。
3. H_3^+ と CH_4 の光化学過程により CH_5^+ が生成される。 CH_5^+ は H_3^+ の密度に強く依存するために H_3^+ と共に日変化する。
4. H^+ は水素ガスの電離によって生成される。 H_3^+ より軽い H^+ は H_3^+ の上層に分布する。この領域では H^+ と電子の再結合係数が小さいため、電離圏上部に多量の H^+ が存在し、明瞭な日変化を示さない。しかし、大気温度の日変化によって電離圏上部の密度勾配は変化する。
5. 軽いイオンで構成されている木星電離圏は外部からの変動を受けやすく不安定である。木星電離圏上部に存在する多量の H^+ は木星の遠心力に起因する。
6. 木星電離圏の形成過程は高度 1500km を境に、下層と上層で異なると考えられる。特に下層では光化学平衡が成立している可能性が高い。ただし、プラズマ粒子は磁力線方向にほぼ等速度運動しており、静止はしていない。
7. 遠心力が重力より大きくなる領域では H^+ は外向きの運動を開始する。この運動は木星風の一部となると考えられる。

8. オーロラ粒子の降り込みにより，水素分子ガスの電離から H_2^+ が生成される． H_2^+ は即座に H_3^+ に変化するために，オーロラ域での主成分は H_3^+ ，その下部には CH_5^+ が存在する．
9. 高エネルギー降下粒子注入後，電離圏下部では約 1 時間も反応が持続することが確認できた．このことは図 1.5 に見られるイオフットプリントの尾は $C_3H_5^+$ のような炭化水素によって電流が流れやすい環境が保たれている可能性を示唆している．
10. イオフットプリントオーロラが高度幅約 2000km 以上に影響が及んでいる．

謝辞

本研究を遂行するにあたり、日々力強く私の足元を照らし、導いてくださった北海道大学理学研究科地球惑星科学専攻惑星物理学研究室の渡部重十教授には、様々な議論を通じ多大なご支援と助言をいただきました。本研究テーマに挑戦できたことは最上の喜びです。ここに深甚の謝意を表します。同研究室の倉本圭助教授には、研究の本質に迫る大変有益な助言をいただきました。厚く御礼申し上げます。

地球流体力学研究室の林祥介教授、小高正嗣助手にはゼミ等での確なご指導をいただきました。深く感謝いたします。

本研究の指針を与えてくださった東北大学理学研究科惑星プラズマ・大気研究センターの森岡昭教授、岡野章一教授、三澤浩昭助教授、土屋史紀助手、坂野井健助手ならびに、名古屋大学太陽地球環境研究所総合解析部門の三好由純助手、立教大学理学研究科の野澤宏大博士には、学部時より懇切丁寧なご指導と激励をいただきました。また大変有意義な議論をさせていただきました。心より御礼申し上げます。

東北大学理学研究科宇宙電磁気学講座の小野高幸教授、西條きみ子秘書には、学部時より様々な角度から研究活動以外においても数々のご支援をいただきました。心より感謝申し上げます。

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部の中村正人教授には、たいへん重要な助言と激励をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

また、惑星研究室ならびに地球流体力学研究室の方々には諸発表を通じて貴重な意見をいただきました。御礼申し上げます。最後に、この研究活動を支えていただいた家族に心から感謝いたします。

参考文献

- Achilleos, N., S. Miller, J. Tennyson, A. D. Aylward, I. Mueller-Wodarg, and D. Rees, 1998,
JIM: A time-dependent, three-dimensional model of Jupiter's thermosphere and ionosphere,
J. Geophys. Res., **103**, 20,089-20,112.
- Ajello, J., D. Shemansky, W. Pryor, K. Tobiska, C. Hord, S. Stephens, I. Stewart, J. Clarke, K. Simmons,
W. McClintock, C. Barth, J. Gebben, D. Miller, and B. Sandel, 1998,
Galileo orbiter ultraviolet observations of Jupiter aurora,
J. Geophys. Res., **103**, 20,125-20,148.
- Ajello, J. M., D. E. Shemansky, W. R. Pryor, A. I. Stewart, K. E. Simmons, T. Majjeed, J. H. Waite, and
G. R. Gladstone, 2001,
Spectroscopic evidence for high-altitude aurora at Jupiter from Galileo extreme ultraviolet
spectrometer and Hopkins ultraviolet telescope observations,
Icarus, **152**, 151-171.
- Akinaga, Yoshinobu, T. Taketsugu, and K. Hirao, 1997,
Theoretical study of CH₄ photodissociation on the Pt(111) surface,
Journal of Chemical Physics, **107**, 415-424.
- Atreya, K. S., T. M. Donahue, and M. C. Festou, 1981,
Jupiter : Structure and composition of the upper atmosphere,
The Astrophysical Journal, **247**, 43-47.
- Bagenal, F., 1994,
Empirical model of the Io plasma torus: Voyager measurements
J. Geophys. Res., **99**, 11,043-11,062.
- Broadfoot A. L., B. R. Sandel, D. E. Shemansky, J. C. McConnell, G. R. Smith, J. B. Holberg, S. K. Atreya,
T. M. Donahue, D. F. Strobel, J. L. Bertaux, 1981,
Overview of the Voyager Ultraviolet Spectrometry results through Jupiter encounter,
J. Geophys. Res., **86**, 8259-8284.
- Carlson, C. W., et al., 1999,
FAST observations in the downward auroral current region: Energetic upgoing electron beams,
parallel, potential drops, and ion heating,
Geophys. Res. Lett., **26**, 647.
- Crary, F. J., F. Bagenal, J. A. Andher, D. A. Gurnett, and W. S. Kruth, 1996,
Anisotropy and proton density in the Io plasma torus derived from whistler wave dispersion,
J. Geophys. Res., **101**, 2699-2706.
- Clarke, J. T., G. Ballester, J. Trauger, J. Ajello, W. Pryor, K. Tobiska, J. E. P. Connerney, G. R. Gladstone,
J. H. Waite, Jr., L. B. Jaffel, and J.-C. Gerard, 1998,
Hubble Space Telescope imaging of Jupiter's UV aurora during the Galileo orbiter mission,
J. Geophys. Res., **103**, 20217-20236.
- Clarke, J. T., J. Ajello, G. Ballester, L. Ben Jaffel, J. Connerney, J. -C. Gerard, G. R. Gladstone, D.
Grodent, W. Pryor, J. Trauger, J. H. Watite Jr., 2002,
Ultraviolet emissions from the magnetic footprints of Io, Ganymede and Europa on Jupiter,
Letters of nature, **415**, 997-999.
- Connerney, J. E. P., M. H. Acuna, N. F. Ness, T. Satoh, 1998,
New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint,
J. Geophys. Res., **103**, 11,929-11,939.
- Connerney, J. E. P. and T. Satoh, 2000,
The H₃⁺ ion : a remote diagnostic of the jovian magnetosphere,
Phil. Trans. R. Soc. Lond.(The Royal Society), **358**, 2471-, 20002483.

- Cowley, S. W. H., and E. J. Bunce, 2001,
Origin of the main auroral oval in Jupiter's UV aurora deduced from magnetosphere during the
Ulysses fly-by,
Planet. Space Sci., **49**, 1067-1088.
- Crary, F. J., F. Bagenal, L. A. Frank, and W. R. Paterson, 1998,
Galileo plasma spectrometer measurements of composition and temperature in the Io plasma torus,
J. Geophys. Res., **103**, 29,359-29,370.
- Delamere, P. A., F. Bagenal, R. E. Ergun, and Y.-J. Su., 2003,
Momentum transfer between the Io plasma wake and Jupiter's ionosphere,
J. Geophys. Res., **108**, doi:10.1029/2002JA009530.
- Grodent, D., J. Hunter Waite Jr., Jean-Claude Gerard, 2001,
A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure,
J. Geophys. Res., **106**, 12,933 -12,952.
- Dols, V. and J. C. Gerard, J. T. Clarke, J. Gustin, D. Grodent, 2000,
Diagnostics of the Jovian Aurora Deduced from Ultraviolet Spectroscopy : Model and HST/GHRS
Observations,
Icaurs, **147**, 251-266.
- Eshleman, V. R., G. L. Tyler, G. E. Wood, G. F. Lindal, J. D. Anderson, G. S. Levy, and T. A. Croft, 1979,
Radio Science with *Voyager* at Jupiter: Initial *Voyager 2* results and a *Voyager 1* measure of the
Io torus,
Science, **206**, 959-962.
- Frank, L. A., and W. R. Paterson, 1999,
Intense electron beams observed at Io with the Galileo spacecraft,
J. Geophys. Res., **104**, 10,345-10,354.
- Frank, L. A., and W. R. Paterson, 2000,
Observations of plasmas in the Io with the Galileo spacecraft,
J. Geophys. Res., **105**, 16,017-16,034.
- Fuller-Rowell, T. J., 1981,
A two-dimensional, high-resolution, nested-grid model of the thermosphere, I, Neutral response to
an electric field "spike",
J. Geophys. Res., **89**, 2,971-2,990
- Fuller-Rowell, T. J., 1984,
A three-dimensional, time-dependent, global model of the thermosphere,
Ph. D. Thesis, Univ. College London.
- Gautier D., B. Conrath, M. Flasar, R. Hanel, and V. Kunde, A. Chedin, N. Scott, 1981,
The helium abundance of Jupiter from Voyager,
J. Geophys. Res., **86**, 8713-8720.
- George H. Mount, E. S. Warden, and H. W. Moos, 1978,
Photoabsorption cross sections of Methane and Ethane, 1380 - 1600Å, at T = 295 K and T = 200
K,
Astrophys. J., **224**, 35-38.
- George H. Mount and H. W. Moos, 1977,
Photoabsorption cross sections of Methane from 1400 to 1850Å,
Astrophys. J., **214**, 47-49.
- Gerard, J.-C., and V. Singh, 1982,
A model of energetic electrons and EUV emission in the Jovian and Saturnian atmospheres and
implications,
J. Geophys. Res., **87**, 4525.
- Grodent, D., J. H. Waite Jr., and J. C. Gerard, 2001,
A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure,
J. Geophys. Res., **106**, 12,933-12,952.
- Griffioen, E., 2000,
A pseudo three-dimensional resonance line radiative transfer model with overlapping lines,
J. Geophys. Res., **105**, 24,613-24,620.
- Hill, T. W., 1979,

- Inertial Limit on Corotation,
J. Geophys. Res., **84**, 6554-6558.
- Hill, T. W., 2001,
The Jovian auroral oval,
J. Geophys. Res., **106**, 8101-8107.
- Hill, T. W., A. J. Dessler, and L. J. Maher, 1981,
Corotating Magnetospheric Convection,
J. Geophys. Res., **86**, 9020-2028.
- Hill, T. W., and V. M. Vasyliunas, 2002,
Jovian auroral signature of Io's corotational wake,
J. Geophys. Res., **107**, 1464, doi:10.1029/2002JA009514.
- Hinson, D. P., F. M. Flaser, A. J. Kliore, P. J. Schinder, J. D. Twicken, and R. G. Herrera, 1997
Jupiter's ionosphere; Results from the first *Galileo* radio occultation experiment,
Geophys. Res. Lett., **24**, 2107,
- Hinson, D. P., J. D. Twicken, and E. Tuna Karayel, 1998,
Jupiter's ionosphere; New results from *Voyager 2* radio occultation measurements,
J. Geophys. Res., **103**, 9505-9520,
- Huang, T. S. and T. W. Hill, 1989,
Corotation Lag of the Jovian Atmosphere, Ionosphere, and Magnetosphere,
J. Geophys. Res., **94**, 3761-3765.
- John, H. Rogers, 2004,
The Giant Planet Jupiter,
Cambridge University Press
- Karkoschka Erich, 1994,
Spectrophotometry of the Jovian Planets and Titan at 300- to 1000-nm Wavelength : The Methane
Spectrum,
Icarus, **111**, 174-192.
- Karkoschka Erich and Martin G. Tomasko, 1992,
Saturn's Upper Atmosphere 1986-1989,
Icarus, **97**, 161-181.
- Karkoschka Erich and Martin G. Tomasko, 1993,
Saturn's Upper Atmospheric Hazes Observed by the Hubble Space Telescope,
Icarus, **106**, 428-441.
- Khurana K. Krishan, and Margaret G. Kivelson, 1989,
Ultralow Frequency MHD Waves in Jupiter's Middle Magnetosphere,
J. Geophys. Res., **94**, 5241-5254.
- Khurana K. Krishan, 2001,
The influence of solar wind on Jupiter's magnetosphere deduced from currents in the equatorial
plane,
J. Geophys. Res., **106**, 25,999-26,016.
- Kim, Y. H. and J. L. Fox, 1991
The Jovian Ionospheric E Region,
Geo. Res. Letters, **18**, 123-126.
- Kim, Y. H. and J. L. Fox, 1994,
The Chemistry of Hydrocarbon Ions in the Jovian Ionosphere,
Icarus, **112**, 310-325.
- Kim, Y. H., Sng J. Kim, J. A. Stuewe, John Caldwell, Thomas M. Herbest, 1994,
Jovian Auroral Ovals Inferred from Infrared H_3^+ Images,
Icarus, **112**, 326-336.
- Kim, J. K., and W. T. Huntress Jr., 1975,
Ion cyclotron resonance studies on the reaction H_2^+ and D_2^+ ions with various simple molecules
and hydrocarbons,
Journal of Chemical Physics, **62**, 2820-2825.
- Kivelson, M. G., and 13 colleagues, 1997,
Galileo at Jupiter: Changing states of the magnetosphere and first look at Io and Ganymede,

- Adv. Space Res.*, **20**, 193-204.
- Lam, Hoanh, Nicholas Achilleos, Steven Miller, and Jonathan Tennyson, L. M. Trafton, T. R. Geballe, D. E. Ballester, 1997,
A Baseline Spectroscopic Study of the Infrared Auroras of Jupiter,
Icarus, **127**, 379-393.
- Lindal G. F., G. E. Wood., G. S. Levy, J. D. Anderson, D. N. Sweetnam, H. B. Hotz, B. J. Buckles, D. P. Holmes, P. E. Doms, V. R. Eshleman, G. L. Tyler, and T. A. Croft, 1981,
The Atmosphere of Jupiter: An Analysis of the Voyager Radio Occultation Measurements,
J. Geophys. Res., **86**, 8721-8727.
- Livengood, T. A., H. W. Moos, G. E. Ballester, R. M. Prange, 1992,
Jovian Ultraviolet Auroral Activity, 1981-1991,
Icarus, **97**, 26-45.
- Lyons, L. R., D. S. Evans, R. Lundin, 1979,
An Observed Relation Between Magnetic Field Aligned Electric Fields and Downward Electron Energy Fluxes in the Vicinity of Auroral Forms,
J. Geophys. Res., **84**, 457-461.
- Matcheva, K. I., Darrell F. Strobel, F. M. Flasar, 2001,
Interaction of Gravity Waves with Ionospheric Plasma: Implications for Jupiter's Ionosphere,
Icarus, **152**, 347-365, 2001.
- Miller, Steven, N. Achilleos, G. E. Ballster, H. A. Lam, J. Tenyon, T. R. Geballe, L. M. Trafton, 1997,
Mid-to-Low Latitude H₃⁺ Emission from Jupiter,
Icarus, **130**, 57-67.
- Millward, George., Steve Miller., Tom Stallard., Alan D. Aylward, and Nicholas Achilleos, 2002,
On the Dynamics the Jovian Ionosphere and Thermosphere III : The Modelling of Aurora Conductivity,
Icaurs. **160**, 95-107.
- Morioka, A., S. Yaegashi, H. Nozawa, H. Misawa, Y. S. Miyoshi, F. Tsuchiya, and S. Okano., 2004,
H₃⁺ emissions in the Jpvian sub-auroral region and auroral activity,
Geo. Res. L., **31**, Issue 16, doi:10.1029/2004GL020390.
- Moses, Julianne I., and S. F. Bass., 2000,
The effects of external material on the chemistry and structure of Saturn's ionosphere,
J. Geophys. Res., **105**, 7013-7052.
- Nozawa, H., H. Misawa, S. Takahashi, A. Morioka, S. Okano, R. Sood, 2004
Long-term variability of [SII] emissions from the Io plasma torus between 1997 and 2000
J. Geophys. Res., **109**, A07209, doi:10.1029/2003JA010241.
- Ogino, Tatsuki, Raymond J. Walker, Margaret G. Kivelson, 1998,
A global magnetohydrodynamic simulation of the Jovian magnetosphere,
J. Geophys. Res., **103**, 225-235.
- Ortiz, J. L., G. Orton, F. Moreno, A. Molina, S. Larson, P. Yanamandra-Fisher, 1997,
The Shoemaker-Lavy 9 H impact : some results from the William Herschel Telescope,
Astron. Astrophys., **324**, 357-365.
- Parish, H. F., R. L. Walterscheid, P. W. Jones, and L. R. Lyons, 2003,
Simulations of the thermospheric response to the diffuse aurora using a three-dimensional high-resolution model,
J. Geophys. Res., **108**, SIA 1-1.
- Procketr, M. L., Patricio H. F., Robert T. Pappalardo., 2000,
Geology and mapping of dark terrain on Ganymede and implications for grooved terrain formation,
J. Geophys. Res., **105**, 22,519-22,540.
- Prager, M., B. Asmussen, C. J. Carlile, 1994,
Methane in neon : Nearly free rotation in a mismatched guest-host system,
Journal of Chemical Physics, **100**, 247-251.
- Prange, Renee, Daniel Rego, Laurent Pallier, J. E. P. Connerney, Philippe Zarka, and Julien Queinnec, 1998,
Detailed study of FUV Jovian auroral features with the post-COSTAR HST faint object camera,
J. Geophys. Res., **103**, 20,195-20,215.

- Prange, R., D. Rego, D. Southwood, P. Zarka, S. Miller, and W. Ip, 1996,
Rapid energy dissipation and variability of the Io-Jupiter electrodynamic circuit,
Nature, **379**, 323-325.
- Rucker, H. O., H. P. Ladreiter, Y. Leblanc, D. Jones, and W. S. Kurth, 1989,
Jovian Plasma Sheet Density Profile From Low-Frequency Radio Waves,
J. Geophys. Res., **94**, 3495-3503.
- Satoh, Takehiko, John E. P. Connerney, Richard L. Baron, 1996,
Emission Source Model of Jupiter's H3+ Aurorae: A Generalized Inverse Analysis of Images,
Icarus, **122**, 1-23.
- Satoh, T., and J. E. P. Connerney, 1999,
Jupiter's H3+ emissions viewed in corrected jovimagnetic co-ordinates,
Icarus, **140**, 236-252.
- Sebastien, Lebonnis, Dominique Toubanc, Frederic Hourdin, Pascal Rannou, 2001,
Seasonal Variations of Titan's Atmospheric Composition,
Icarus, **152**, 384-406.
- Shemansky, D. E., J. M. Ajello, D. T. Hall, 1985,
Electron impact excitation of H2 : Rydberg band systems and the Benchmark Dissociative cross
section for H Lyman-alpha,
Astrophys. J., **296**, 765-773.
- Southwood, D. J., and M. G. Kivelson, 2001,
A new perspective on the influence of the solar wind on the jovian magnetosphere,
J. Geophys. Res., **106**, 6123-6130.
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry, K. H. Baines, T. E. Dowling, 2001,
Coordinated 1996 HST and IRTF Imaging of Neptune and Triton II. Implications of Disk-
Integrated Photometry,
Icarus, **149**, 435-458.
- Stallard, Tom, Steve Miller., George Millward, and Robert D. Joseph, 2002,
On the Dynamics of the Jovian Ionosphere and Thermosphere II : The Measurement of H3+
Vibrational Temperature, Column Density, and Total Emission,
Icarus, **156**, 498-514.
- Stallard, Tom, Steve, Miller, George, Millward, and Robert, D. Joseph, 2001
On the Dynamics of the Jovian Ionosphere and Thermosphere : The Measurement of Ion Winds,
Icarus, **154**, 475-491.
- Su, Yi-Jiun, R. E. Ergun, F. Babenal, and P. A. Delamere, 2003,
Io-related Jovian auroral arcs: Modeling parallel electric fields,
J. Geophys. Res., **108**, SMP 15-1.
- Tanarro I., M. M. Sanz, D. Bermejo, and J. Sanots, 1994,
Double modulation-high resolution infrared spectroscopic technique : The ν_3 band of the CH₃
radical and excited states of CH₄ in a follow cathode discharge,
Journal of Chemical Physics, **100**, 238-246.
- Vogt, J., G. Haerendel, K. H. Glassmeier, 1999,
A model for the reflection of Alfvén waves at the source region of the Birkeland current system:
The tau generator,
J. Geophys. Res., **104**, 269-278.
- Wang Jen-Han, Kopin Liu, Zhiyuan Min, Hongmei Su, Richard Bersohn, Jack Preses, John Z. Larese, 2000,
Vacuum ultraviolet photochemistry of CH₄ and isotopomers. II. Product channel fields and
absorption spectra,
Journal of Chemical Physics, **113**, 4146-4152.
- Waite, J. H., Jr., T. E. Cravens, J. U. Kozyra, 1983,
Electron precipitation and related aeronomy of the Jovian thermosphere and ionosphere,
J. Geophys. Res., **88**, 6143.
- Wayne, R. Pryor, Joseph, M. Ajello, W. Kent Tobiska, D. E. Shemansky, G. K. James, C. W. Hord, S.
K. Stephens, R. A. West, A. I. F. Stewart, W. E. McClintock, K. E. Simmons, A. R. Hendrix, and D. A.
Miller, 1998,
Galileo ultraviolet spectrometer observation of Jupiter's auroral spectrum from 1600-3200 Å,
J. Geophys. Res., **103**, 20,149-20,158.

- Yelle, R. V., S. Miller, 2004
Jupiter's Thermosphere and Ionosphere, (chap.9 in JUPITER)
Cambridge Universe Press, 185-218.
- Young, L. A., R. V. Yelle, R. E. Young, A. Seiff, D. B. Kink, 1997,
Gravity waves in Jupiter's thermosphere,
Science, **376**, 108-111.