# 特集「将来木星圏・土星圏探査計画へのサイエンス:その2」 木星の大気構造と雲対流

# 杉山 耕一朗<sup>1,2</sup>, 中島 健介<sup>3</sup>, 小高 正嗣<sup>4</sup>, 石渡 正樹<sup>2,4</sup>, **倉本** 圭<sup>2,4</sup>, 高橋 芳幸<sup>2,5</sup>, 林 祥介<sup>2,5</sup> 2011年10月3日受領, 2011年11月16日受理,

(要旨)光の透過性の問題で,木星雲層の大気構造の観測は断片的・間接的にならざるを得ず,その構造は 未だよくわかっていない.1970年代に,鉛直1次元の平衡雲凝結モデルによって大気構造が理論的に調べら れ,組成の異なる3成分の雲が別々の高度に分かれて存在するという描像が作られた.この描像は,一般的 に受け入れられているが,大気の運動や降水等の雲微物理過程によって変化するはずである.筆者らはH<sub>2</sub>O とNH<sub>3</sub>の凝結とNH<sub>4</sub>SHの生成反応を考慮した雲解像モデルを開発し,多数の雲の生成消滅が繰り返された 結果として決まる大気構造を調べてきた.本稿ではこれまでの木星雲層の大気構造の認識を概観しつつ,筆 者らの最近の研究結果を紹介する.

# 1. はじめに

#### 1.1 木星の大気構造の推定

木星は巨大ガス惑星の中では最も観測が進んでい るが、その大気構造は未だにわかっていないことが 多い.図1に現在推定されている平均的な大気構造を 示す.対流圏界面は0.1 bar付近にあり、そこでの温 度は110 K程度である.対流圏の温度は大気深部に向 っておおよそ2 K/kmの割合で増加する.対流圏には 上から順にNH<sub>3</sub>雲、NH<sub>4</sub>SH雲、H<sub>2</sub>O雲が別々の高度 に分かれて存在すると考えられている.NH<sub>3</sub>雲とH<sub>2</sub>O 雲はそれぞれNH<sub>3</sub>蒸気とH<sub>2</sub>S蒸気の化学反応によ って生じる.3種類の凝結性成分気体の混合比は大気 深部からそれぞれの凝結高度・生成高度までは一定値 を取り、それより上空で雲生成と共に減少する.但し、 NH<sub>3</sub>蒸気はNH<sub>4</sub>SH生成反応とNH<sub>3</sub>の凝結の両方に関 与するため、大気深部から上空に向って2段階にわた

- 2. 惑星科学研究センター(CPS)
- 3. 九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門



図1:現在推定されている木星の平均的大気構造.

って減少する.大気深部での凝結性成分気体の混合比 はおおよそ太陽系元素存在度で決まると考えられてい る.

図1にまとめた平均的大気構造のうち観測的に明ら かとなっているのはNH<sub>3</sub>雲より上空の温度分布だけ であり,これはボイジャー探査機等の赤外放射観測や 電波掩蔽観測によって測定されている.その下の温度・ 物質分布は,内部熱源によって駆動される対流運動に よってよく混ざっているという想定の下で,断熱的に 上昇する気塊中の化学熱平衡を仮定した鉛直1次元の 「平衡雲凝結モデル(Equilibrium Cloud Condensation Model)」(例えば[1])によって推定されている.しか

<sup>1.</sup> 北海道大学低温科学研究所

<sup>4.</sup> 北海道大学大学院理学院宇宙理学専攻

<sup>5.</sup> 神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

sugiyama@gfd-dennou.org



図2:大赤斑の北西側で観測された積雲の集団の疑似カラー画 像. 889 nm(CH₄の強い吸収帯)での測定結果を青色,727 nm(CH₄の弱い吸収帯)での測定を緑色,756 nm(吸収が 弱い波長)での測定を赤色として重ね合わせたものである. 積雲の集団の水平スケールは約1,000 kmである. NASA Photojournal(http://photojournal.jpl.nasa.gov) PIA01639 より.

しながら、このモデル化が直接当てはまるのは上昇域 だけである.上昇域・下降域も含めた大気全体の平均 構造は、放射・雲微物理などの非保存的過程の存在も 考えると、平衡雲凝結モデルの結果と一致する保証は 無い.実際、以下に示すように、近年のガリレオ探査 機による木星探査や電波観測によって得られた雲層内 の観測結果は、必ずしも平衡雲凝結モデルの結果と整 合的ではない.

• ガリレオ探査機のCCDカメラ(Solid State Imager; SSI)の観測では、積雲の集団が多数撮像された. 図 2は大赤斑の近くで観測された積雲の集団に対し て、889 nm(CH4の強い吸収帯)での測定結果を青 色、727 nm(CH4の弱い吸収帯)での測定結果を緑 色、756 nm(吸収が弱い波長帯)での測定結果を赤 色として重ね合わせたものである. 889, 727, 756 nmの波長の光は、それぞれ0.5 bar面高度、3 bar面 高度、3 bar面高度より下方まで透過するため、図 2において白く見える領域はp < 0.5 barに雲が存在 する領域、赤く見える領域はp > 3 barに雲が存在 する領域を意味する. 平衡雲凝結モデルによるとp> 3 barにおいて、赤色に重なるようにして 白色が見られることから、積雲はH<sub>2</sub>O凝結高度から 発達し, 潜熱の解放に伴う強い上昇流によって対流 圏界面まで上昇すると解釈された[2]. 積雲の見られ る領域では雷放電も観測されている. これらの雷は 地球大気の場合と同様に, 積雲内での雨粒などの衝 突により生じた電荷の偏りが解消される際に発生す ると考えられており, 強い鉛直流の存在を示唆する. このように積雲がH<sub>2</sub>O凝結高度から対流圏界面まで 発達するという描像は, 3成分の雲が別々の高度に 分かれて存在するという平衡雲凝結モデルの結果と は異なる.

・ガリレオ探査機の大気プローブの質量分析計 (Galileo Probe Mass Spectrometer; GPMS)は、平 衡雲凝結モデルの予想から大きく外れた凝結性成分 気体の鉛直分布を示した[3].NH<sub>3</sub>とH<sub>2</sub>Sの混合比は それぞれ8 bar, 16 bar面高度まで増加を続け、太 陽系元素存在度[4]から推定される値のそれぞれ3.5 倍,2.5倍の値に漸近する.この漸近値は雲層高度 以下の木星大気を代表する値と考えられる.その一 方でH<sub>2</sub>Oの混合比は観測された最も深い深度でも増 加を続けており、20 bar面高度での混合比は太陽系 元素存在度[4]から推定される値の0.3倍程度であっ た.もっと深い場所ではH<sub>2</sub>Oの混合比も漸近値に達 すると想像されているが、その値は不明のままであ る.

直接観測の結果が平衡雲凝結モデルの予想から 大きく外れた原因は、プローブの落下点が「ホット スポット」と呼ばれる木星でも特に雲の少ない領域 であったためと考えられている. Showmanら[5]は、 ホットスポットには局所的な下降流が存在し、凝結 性成分気体が大気深部に押し下げられていると考え た.しかし乾燥した気塊を20 bar面高度まで下降さ せる具体的なメカニズムは未解明である.観測結果 は木星の「代表的」な大気構造と見なされておらず、 ガリレオ探査機の大気プローブの直接観測を経た現 在においても、木星の平均大気構造は未知のままで ある.

ミリ波・サブミリ波を用いた電波観測から推測されたNH3蒸気の鉛直分布も、平衡雲凝結モデルの予想から外れる。ミリ波・サブミリ波の主要な吸収源は1.3 cm(22 GHz)にピークを持つNH3の反転遷移であり、雲による散乱はほとんど無視することができる。放射伝達方程式を解くことで、この波長帯で観測

されたスペクトルを再現可能なNH<sub>3</sub>蒸気の鉛直分布 が探索されてきた. de Paterら[6]によると, NH<sub>3</sub>の 雲層にあたる0.4 bar < p < 0.6 barにおいて NH<sub>3</sub>蒸 気は飽和に近く, NH<sub>3</sub>の雲層より下方にあたる 0.6 bar < p < 2 barではNH<sub>3</sub>蒸気の混合比は全球的に太 陽系元素存在度[4]から推定される値の半分程度で ある. この分布を平衡雲凝結モデルによって説明す るためには, 例えばNH<sub>3</sub>とH<sub>2</sub>Sの存在度が従来の予 想の 10倍程度豊富に存在するという非現実的な状 況を想定し, NH<sub>4</sub>SHの生成反応によってNH<sub>3</sub>を減ら さねばならない.

#### 1.2 雲対流が大気構造に与える影響

雲の生成消滅は、凝結における潜熱解放や降水に伴う分子量変化によって大気の成層構造を変化させ、大気運動ひいては雲のでき方それ自身にも影響を与える. 成層の強度は静的安定度N<sup>2</sup>によって定量的に表すことができる.これは気塊を断熱的に鉛直変位させた時の浮力による復元力を評価したものであり、Nは浮力振動数と呼ばれる.N<sup>2</sup>は温度勾配*dT/dz*と分子量勾配*dM/dz*に依存し、以下のように近似的に書ける[7].

$$N^2 \approx \frac{g}{T} \left( \frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) - \frac{g}{M} \frac{dM}{dz}, \tag{1}$$

但し,gは重力加速度,cpは平均定圧比熱である.

静的安定度 N<sup>2</sup>の大きさは凝結に伴う潜熱と分子量 変化の兼ね合いで決まる.式(1)の右辺第一項は乾燥 断熱減率からのずれの寄与を表す.凝結によって潜熱 が解放されれば,平均温度勾配 dT/dz は乾燥断熱勾 配 -g/c<sub>p</sub>よりも大きくなるので,式(1)の右辺第一項 は正となる.ガリレオ探査機の大気プローブによって 観測された温度勾配は乾燥断熱勾配よりも若干大きい [8].右辺第二項は,凝結および降水によって凝結性成 分気体が大気から取り除かれることで生じる平均分子 量変化の寄与を表す.この項の正負は凝結性成分気体 の分子量と乾燥成分気体の分子量の大小関係で決まる. 木星大気では地球大気と異なり,凝結性成分気体の分 子量の方が大きいため,凝結が生じると右辺第二項は 正となる.

平衡雲凝結モデルより得られた温度勾配と分子量勾 配を大気の平均的な勾配と見なした静的安定度の見積 もり[7]によれば,H<sub>2</sub>O凝結高度付近に最も強い安定 層が形成される.これは主として平均分子量の鉛直 勾配によって決まっている.凝結成分気体としてH<sub>2</sub>O のみ考慮したNakajimaらの予備的な雲対流の数値実 験[9]では、この成層が対流運動に対する境界として 作用し得ることが示された.さらに、NH<sub>3</sub>凝結高度付 近とNH<sub>4</sub>SH生成付近にもそれぞれ安定層が形成され、 H<sub>2</sub>O凝結高度のそれに比べて無視できない程度の安定 度を持つ.そのため、これら全ての凝結高度と生成高 度は対流運動に対して境界として作用する可能性があ る.

### 2. 雲対流の直接計算

筆者らはNH<sub>3</sub>とH<sub>2</sub>Oの凝結とNH<sub>4</sub>SHの化学反応を 陽に考慮した数値流体モデル(以後「雲解像モデル」 と称す)を開発し,雲の生成消滅が繰り返された結果 として維持される対流構造と平均的大気構造を調べて きた[10,11].以下では,筆者らによる数値実験[11]の 結果を紹介する.なお,これまでの研究においても雲 解像モデルを用いた数値的研究が複数行われてきたの は事実であるが(例えば[12]),彼らの目的はあくまで 1つの雲の生成発達をシミュレートすることに留まっ ていた.彼らの目的においては,単純かつ恣意的な温 度・凝結性成分気体の鉛直分布を初期場として与えて, 短時間の数値積分を実行すれば十分であった.それに 対して筆者らの数値実験は,平均的な温度・凝結性成 分気体の鉛直分布それ自体を得ることも目的の1つと している.

モデルの基礎方程式として、地球大気の雲対流用 の標準的な流体力学方程式系[13]にH<sub>2</sub>O,NH<sub>3</sub>の凝結 とNH<sub>4</sub>SHの生成反応を導入したものを用いる.木星 大気中での雲微物理過程は観測的に明らかにされてい ないため、雲微物理過程は地球で良く利用されている 雲微物理パラメタリゼーション[14]に木星の重力の大 きさを考慮したものを用いて表現する.凝結性成分気 体の混合比は下部境界において太陽系元素存在度[15] から予想される値と同じにした<sup>1</sup>.大気と雲の放射過 程は陽に計算せず、ガリレオプローブの観測した放射 冷却[16]を模して、2 bar面高度から0.1 bar面高度に、

太陽系元素存在度の値は更新され続けている.本数値実験で 用いたGrevesse et al.(2007)[15]の値は,従来の研究でよく引 用されたAnders and Grevesse (1989)[4]の値に比べて,N,O, Sの元素存在度がそれぞれ、46%、46%、15%減少しているこ とに注意されたい.更新されたデータを用いても、第1.1節の議 論は定性的には変わらない.



図3: 雲(a,c,e)と凝結性成分気体(b,d,f)の空間分布のスナップショット.(a)と(b)は活発期に対応し,残りは静穏期に対応する. H<sub>2</sub>O雲と蒸気の混合比を赤色の濃淡で,NH<sub>4</sub>SH 雲とH<sub>2</sub>S蒸気の混合比を緑色の濃淡で,NH<sub>5</sub>雲と蒸気の混合比を青色の濃淡 で表現し,複数成分の雲が共存する領域はそれぞれの色の合成色で表現する.三角のマークは,平衡雲凝結モデルの計算か ら得られたH<sub>2</sub>O凝結高度(赤色),NH<sub>4</sub>SH 生成高度(緑色),およびNH<sub>3</sub> 凝結高度(青色)を示す.高度は1 bar面高度を基準に 計算している.

- 1.16 × 10<sup>-7</sup> K/s(-0.01 K/地球日)の水平一様な冷却を与えることにした.限られた計算資源の中で広い水平領域を備えた長時間の数値積分を実行するために、水平鉛直2次元の計算領域を用いた.

得られた雲対流活動は間欠的であった.図3は雲対 流が活発な時刻(以後「活発期」と称す)と,それ以外 の時刻(以後,「静穏期」と称す)のそれぞれについて, 雲と凝結性成分気体の空間分布のスナップショット を示したものである.活発期(図3a, b)は,H<sub>2</sub>O凝結 高度から湧き上がりNH<sub>3</sub>凝結高度を超えて発達する 背の高い活発な雲(以後「積雲」と称す)によって特徴 づけられる. H<sub>2</sub>O凝結高度が対流運動に対する境界と して働いており, H<sub>2</sub>O凝結高度をまたいだ鉛直混合は 弱い. NH<sub>3</sub>凝結高度の上空から下降を始める凝結性成 分の欠乏した気塊(黒色で表現される)は, H<sub>2</sub>O凝結 高度より下まで到達しない. その一方, 静穏期(図3c, dおよび図3e, f)では, 雲の分布は平衡雲凝結モデル から予想される構造から大きく外れていないように見 える. 基本的に各成分の雲は鉛直方向に分かれて存在 し, 各成分の凝結高度や生成高度をまたいだ鉛直混合



図4: 間欠性の時間スケールで平均した雲の混合比(a),凝結性成分気体の混合比(b),および静的安定度(c)の鉛直分布.H<sub>2</sub>O 雲と蒸気の混合比を赤実線で、NH4SH 雲とH<sub>2</sub>S 蒸気の混合比を緑実線で、NH3雲と蒸気の混合比を青実線で示す.比較 のために、雲解像モデルに含まれる熱力学コードを用いて行った平衡雲凝結モデル計算の結果を破線で示す.三角のマー クの意味は図3と同じである.

は弱い. 雲対流活動の間欠性は、対流活動が活発な時 期に積雲内で発生するH<sub>2</sub>Oの凝結加熱が放射冷却よ りも十分に大きいという事実に起因するものであった.

図4は、間欠性の時間スケールで平均した雲・凝結 性成分気体・静的安定度N<sup>2</sup>の鉛直分布を示したもの である.図4には平衡雲凝結モデルから得られた結果 も破線で示されている.図4(a)より、雲の鉛直分布 は平衡雲凝結モデルの結果とは異なる特徴を示す.1 つは、H<sub>2</sub>O雲とNH<sub>4</sub>SH雲がNH<sub>3</sub>凝結高度より上空に 存在することである.2つめは、各成分の雲の雲底高 度は平衡雲凝結モデルより得られた凝結高度もしくは 生成高度よりも低いことである.雲は下降流や雨によ って下方に輸送されている.3つめは、各成分の雲混 合比は平衡雲凝結モデルより得られた値よりも小さい ことである.

凝結性成分気体の鉛直分布もまた,平衡雲凝結モ デルより得られた分布とは異なる特徴を示す(図4b). NH<sub>3</sub>蒸気とH<sub>2</sub>S蒸気の混合比は明らかに,それぞれの 凝結高度もしくは生成高度ではなく,H<sub>2</sub>O凝結高度 付近より高度と共に減少を始める.この特徴は図3(a, b)から示唆されるNH<sub>3</sub>凝結高度とNH<sub>4</sub>SH生成高度の 両方を突き破るような強い鉛直輸送に起因するもので あり,さらにH<sub>2</sub>O凝結高度が組成に対する明瞭な境 界としても作用することを示すものである.

図4(c)は、H<sub>2</sub>O凝結高度にN<sup>2</sup>の明瞭な最大値が存 在することを示す.この最大値は平衡雲凝結モデルで 得られた値に比べて2/3倍程度の大きさではあるもの の、図3に示したように、H<sub>2</sub>O凝結高度が力学的・物 質的境界として作用するには十分な大きさであったと 考えられる.NH<sub>3</sub>凝結高度およびNH<sub>4</sub>SH生成高度に おいてもN<sup>2</sup>の局所的な増加が見られが,図3(c-f)に 示したように,これらの高度は静穏期においてのみ境 界として働いているように見える.

得られた結果を第1.1節で述べた観測結果と比較す ると、得られた結果のいくつかは観測結果と整合的で あることがわかる.活発期における積雲の存在はガ リレオ探査機のSSIの観測[2]よって支持される.図4 (b)に示したNH<sub>3</sub>蒸気の平均鉛直分布の特徴は、電波 観測の解析結果[6]と整合的である.筆者らの数値実 験から考えると、電波観測の解析結果は雲層内でNH<sub>3</sub> 蒸気と凝結性成分気体に乏しい気体の鉛直混合によっ て説明することができる.その一方で、筆者らの数値 実験では、ガリレオ探査機の大気プローブの観測した H<sub>2</sub>O凝結高度よりも深部において水蒸気が少ない状態 [3]は、瞬間的(図3)にも平均状態(図4)としても実現 しなかった.ガリレオ探査機の観測した乾燥した状態 を説明するためには、雲対流以外の効果(例えば全球 規模の擾乱[17])を考慮する必要があるだろう.

## 3. 今後の展開に向けて

雲解像モデルを用いた数値実験によって、木星雲層 の対流構造や平均的大気構造の大まかな構造が掴める ようになってきた.もちろん筆者らの数値実験は、放 射計算を陽に行っていないこと、水平鉛直2次元の計 算であること、雲微物理過程を地球大気で良く用いら れているパラメタリゼーションを用いて表現している こと、惑星の自転の効果が入っていないこと、等々、 44

多くの簡略化がなされている.しかし,前節で述べた ように,得られた結果のいくつかは平衡雲凝結モデル を元にした議論では説明が難しかった観測結果を説明 するものとなっている.数値実験によって得られた雲 対流構造を下地として,稿帯構造などの惑星規模の大 規模運動の考察に進みたいと考えている.ガリレオ探 査機やカッシーニ探査機の観測を基に,雲対流活動が 惑星規模の大規模な運動のエネルギー源として大きな 役割を担っている可能性が指摘されている(中島の解 説[18]を参照されたい).筆者らのグループでは汎用 的な惑星大気大循環モデルを並行して開発中であり, 解像度の異なる数値モデルの実験結果を互いにフィー ドバックさせながら,木星型惑星の大気構造の総合的 な解明を目指したい.

本稿で紹介した計算の拡張として、筆者らは凝結性 成分気体の存在度をパラメタとした数値実験を進めて いる。初期の結果から示唆されることは、木星雲層に 現れる雲対流活動の間欠性が木星大気深部のH2O存 在度に制約を与える手がかりになるかもしれない、と いうことである. 間欠性の周期はおおまかにH2Oの 存在度に比例する、これまで継続的に行われてきた地 上観測からは、木星の大規模構造である縞帯の濃淡が 数年・数十年スケールで大きく変動することが知られ ている[19]. また、木星面に見られる積雲の集団の活 動度も時間的に変動することが知られている[20].し かしながら、数値計算で得られた雲対流活動の間欠性 を実際に観測されているどの現象と対応づけるべきか は、明確になっていない、木星型惑星大気の気象学的 研究を進めるためには、理論や数値計算だけでなく、 観測の充実も必要不可欠である。今後、探査機による 高時空間分解能・多波長観測や積雲に付随する雷の観 測. 複数のプローブによる鉛直大気構造の観測が進む ことを期待したい.

## 謝 辞

数値計算は、国立天文台CfCAのCRAY XT4において実施した.本研究の推進にあたっては、山田学博 士よりデータの可視化方法について有益な助言を得た.本稿で紹介した数値モデルの開発においては、西 澤誠也博士,森川靖大博士の協力を得た.本論文の 図の作成にあたっては、地球流体電脳倶楽部(http:// www.gfd-dennou.org/)の提供している地球流体電脳 ライブラリ(DCL),電脳 Ruby製品,gtool5ライブラ リを利用した.本研究は,文部科学省科学研究費補助 金(16204036)の支援を受けた.

# 参考文献

- Weidenschilling, S. J. and Lewis, J. S., 1973, Icarus 20, 465.
- [2] Gierasch, P. J. et al., 2000, Nature 403, 628.
- [3] Wong, M. H. et al., 2004, Icarus 171, 153.
- [4] Anders, E. and Grevesse, N., 1989, Geochimica et Cosmochimica Acta 53, 197.
- [5] Showman, A. P. and Ingersoll, A. P., 1998, Icarus 132, 205.
- [6] de Pater, I. et al., 2001, Icarus 149, 66.
- [7] Sugiyama, K. et al., 2006, Geophys. Res. Lett. 33, L03201.
- [8] Seiff, A. et al., 1998, J. Geophys. Res. 103, 22857.
- [9] Nakajima, K. et al., 2000, Geophys. Res. Lett. 27, 3129.
- [10] Sugiyama, K. et al., 2009, Nagare Multimedia, http:// www2.nagare.or.jp/mm/2009/sugiyama/.
- [11] Sugiyama, K. et al., 2011, Geophys. Res. Lett. 38, L13201.
- [12] Hueso, R. and Sanchez-Lavega, A., 2001, Icarus 151, 257.
- [13] Klemp, J. B. and Wilhelmson, R. B., 1978, J. Atmos. Sci. 35, 1070.
- [14] Kessler, E., 1969, Meteor. Monogr. 10, 84.
- [15] Grevesse, N. et al., 2007, Space Sci. Rev. 130, 105.
- [16] Sromovsky, L. A. et al., 1998, J. Geophys. Res. 103, 22929.
- [17] Friedson, A. J., 2005, Icarus 177, 1.
- [18] 中島健介, 2005, 天文月報98, 48.
- [19] Rogers, J. H., 1995, The Giant Planet Jupiter (London: Cambridge Univ. Press).
- [20] Vasavada, A. R. and Showman, A. P., 2005, Rep. Prog. Phys. 68, 1935.