

特集「惑星大気」

木星の大気構造と雲対流

中島健介¹

木星は水素・ヘリウムを主成分とする分厚い大気をもっている。しかし、あまねく存在するアンモニアの雲層のため、その下の大気の観測は断片的にならざるを得ず、その構造は謎に包まれていた。ところが最近、1995年に始まったガリレオによる探査、そしてこれに先立つ1994年のシューメーカー・レビー第9彗星の衝突（以下では“SL-9衝突”と略す）という二つのイベント——一方は綿密に計画され、他方は降って湧いたという違いはあるが——があり、大気構造の解明が一気に進むのではないかという期待が持たれた。本稿では、この両イベントを振り返りつつ、水蒸気の雲の役割についての筆者たちの最近の研究紹介も含め、木星大気構造の認識の現状についてレビューしよう。

なお、木星は中心核をとりまくエンベロープ全体が軽元素から成るので、そもそも惑星内部と大気の違いは曖昧である。以下では漠然と、エンベロープの表層の深さ数百kmまでの部分を大気と呼ぶことにする。

1. SL-9衝突・ガリレオ以前

大気構造の理論的推定

木星は重力収縮に起因する内部熱源をもっており、そのフラックスは入射太陽光の7割程度にも達する。この熱を大気最外層まで輸送するため、光学的に十分不透明と考えられる惑星内部および大気深部では対流が起こっていると想像されている。

この対流の構造についてはひとまず不問に付すとして、対流の結果として、(1) 鉛直温度構造が断熱的であること、および、(2) 中心核を除き惑星全体の成分はほぼ一様であること、の二つの制約が科せられる。

上の(1)(2)に基づき、大気深部の状態の第一近似が知れる。まず、遠隔的に観測された大気上部の温度を(1)に基づき下に向かって断熱的に延長すると、大気深部の温度構造が求められる。さらに(2)より、木星大気元素組成は太陽系標準組成からそれほど外れていないと仮定し、さらに炭素原子はメタン、窒素原子はアンモニア、酸素原子は水として全てが存在すると仮定することにより、大気組成が推定できる（以下、標準推定値と呼ぶ）。これを上で得た温度構造と組み合わせて熱力学計算を行うと、各成分がどの高度で凝結あるいは化合するかが推定できて、一応の大気構造が得られるわけである[1]。この際、厳密には凝結の潜熱・化合の反応熱を考慮せねばならず、断熱線の計算は複雑になる。しかし、木星大気の場合、凝結・化合する成分が微量なので、その効果は後に見るように比較的小さいと考えてよい。

図1はこの様な筋道で推定された大気構造である。これを見ると、圧力1barより上にアンモニアの雲、2bar付近に硫化水素アンモニウムの雲、そして3barから6barにかけて水（氷）の雲が推定されている。これらの雲層のうちアンモニアの雲は、光学的に観測される木星の「表面」をなす広範な

¹ 九州大学

雲層に対応するので、その存在は確かなように思われる。しかし、他の二つの雲は、アンモニア雲に遮られて検証が困難であった。このフラストレーションが、ついにはガリレオ探査機の遠征に結び付くことになる。

水の対流雲と深部大気構造

最も顕著な雲と目される水の雲の存否は諸々の研究の主題となったが、その存在の証拠として挙げられる観測事実は極めて少なかった。一つは、Voyagerが撮影した画像に、急速に拡大する雲頂らしきものが見られたこと [2] であり、もうひとつは、やはり Voyager 探査機が木星夜側に観測した雷放電らしきもの [3] である。この様な雲・雷は水蒸気の潜熱の助け無しには生じないと想像されるから、その存在は木星大気のどこかに相当量の水蒸気があることを示唆しているわけである。その一方で、Bjorakerら [4] は Voyager の赤外放射スペクトル観測を適当な大気モデルに当てはめることによってアンモニア雲の下の水蒸気量を推定し、標準推定値の1/50程度という結果を得た。もしこれが木星大気全体の代表値であるならば、有意な水蒸気の雲は存在できないことになる。

上の観測事実は一見、相互に矛盾するが、

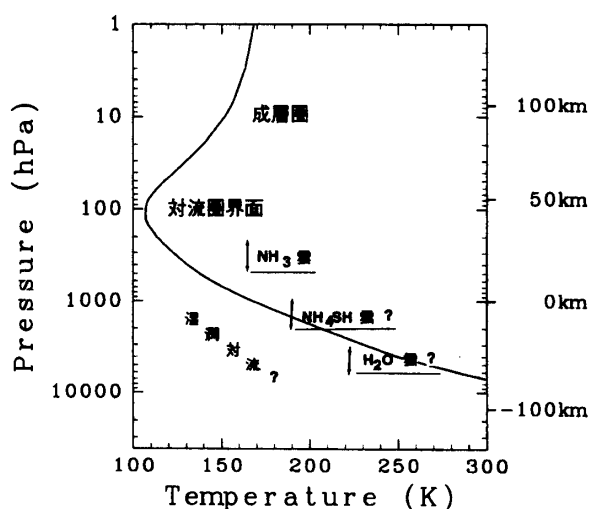


図1. 推定されている木星大気平均構造。[6] より引用。

Lunine and Hunten [5] は水の雲の構造を考慮することによって、これらが両立できると主張した。最初に述べたように、水の雲の部分は対流層であるので、ここに存在する水の雲も対流性の雲であると考えられる。彼らは、水の雲の構造が地球大気対流雲—夕立ち雲の様な—と似ていると仮定して、図2の様なモデルを立てた。その要点は上昇流と下降流の非対称である。すなわち、上昇流は速度が大きく断面積が小さいのに対して、下降流は速度が小さく断面積が広い。このうち、上昇域では凝結が生じて氷の雲が出来るが、その氷が雪となって落下する結果として、大気から水が絞り取られる。氷が完全に落下するとすれば、雲頂から出てくる空気の湿度は、雲頂高度での飽和水蒸気量となる。その後、この湿度を保ったまま空気が下降すれば、下降域での湿度は雲頂高度の飽和水蒸気量となり、最初に上昇域に吸い込まれた際の湿度よりずっと低くなる。かくして、下降域の面積が圧倒的に広いために、観測に際してはこの低い湿度が代表値として得られ、その一方で雲が存在出来ることになる。

その後、彼らの研究の動機となった Bjoraker らの計算が、そもそも不適切な当てはめモデルに基づいているのではないかと指摘されるなど、状況

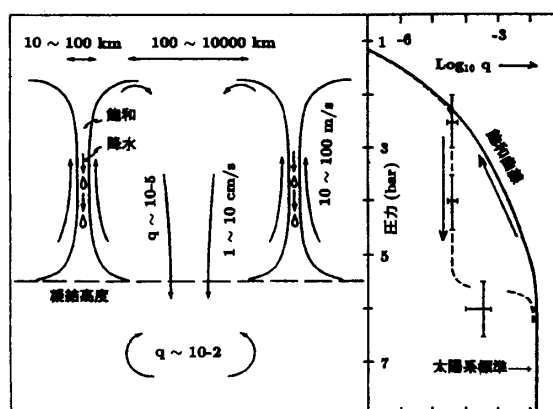


図2. Lunine and Hunten [5] に基づく木星大気雲対流の想像図。左図は対流の空間構造、右図は上昇域・下降域における水蒸気混合比の変化を示す。右図中には Bjoraker ら [4] の観測値もプロットしてある。

は混沌としてしまった。しかし、Lunine and Huntenの研究は、雲の構造・降水の効率などについて極端な仮定をしているとはいえ、雲対流の構造が組成も含めた大気全体の性質を変えてしまう可能性を指摘したという意味で重要である。

雲対流が大気の大規模構造に及ぼすもう一つの効果は、潜熱の放出による鉛直温度構造の変化である [6]。凝結しつつ断熱上昇する雲内の気塊の温度変化は「湿潤断熱減率」と呼ばれ、その値は凝結成分が少ないという近似のもとで (脚注¹)、

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{m.a.} = -\frac{g}{c_p} \frac{1 + \frac{Lq}{RT}}{1 + \frac{L^2 q}{c_p R_v T^2}} \quad (1)$$

$$\approx -\frac{g}{c_p} \left\{ 1 - \left(\frac{L}{R_v T} - \frac{c_p}{R} \right) \frac{Lq}{c_p T} \right\} \quad (2)$$

である ((1) の簡単な導出法を Appendix A に示す)。ただし g は重力加速度、 c_p は非凝結成分の質量当たり定圧比熱、 R は非凝結成分の質量当たり気体定数、 R_v は凝結成分の質量当たり気体定数、 T は温度、 L は質量あたりの潜熱、 q は凝結成分の質量混合比である。これに木星の水の雲についてのもっともらしい値 ($g = 23.2 \text{ m/s}^2$, $c_p = 1.2 \times 10^4 \text{ J/kg K}$, $R = 3.8 \times 10^3 \text{ J/kg K}$, $R_v = 462 \text{ J/kg K}$, $T = 270 \text{ K}$, $L = 2.5 \times 10^4 \text{ J/kg}$, $q = 0.015$) を代入してみると、乾燥断熱減率 ($-g/c_p$) と比べて、湿潤断熱減率は16%小さい程度である。ちなみに地球大気について同様に調べると、湿潤断熱減率は乾燥断熱減率の6割程度まで小さくなっているから、木星大気における水蒸気潜熱の効果は地球と比べるとだいぶ影が薄い。

しかしながら、温度構造が潜熱の効果で乾燥断熱減率から多少ともずれていれば、いろいろな大規模運動の構造にも影響が現れる可能性がある。その影響は大気の成層安定度の目安である浮力振

動数 N を通じて現れる。浮力振動数 N は気塊を断熱的に鉛直変位させて手を離れた時に生じる振動の振動数に対応している。もしも平均的な温度構造が先の湿潤断熱減率で定まっている (地球の熱帯大気では大体正しい) とすれば、浮力振動数 N の自乗は (脚注²)、

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) + g \left(\frac{m_d}{m_v} - 1 \right) \frac{dq_0}{dz} \quad (3)$$

$$\approx \frac{g^2}{c_p T} \left(\frac{L}{R_v T} - \frac{c_p}{R} \right) \left\{ \frac{L}{c_p T} + r \left(1 - \frac{m_d}{m_v} \right) \right\} q. \quad (4)$$

ただし、 m_d , m_v はそれぞれ大気主成分と水蒸気の分子量、 q_0 は平均場の水の混合比、 $r \equiv q_0/q$ は平均場の相対湿度である。(ここで q が十分小さく、また r は一定であると仮定した。(4) の簡単な導出法は Appendix B に示す。) これをみると、 N は q の平方根に比例することになる。

一般に惑星大気運動の性質は N に相当に支配されるから、木星について観測された大気運動から N を推定し、さらに水の雲の存否も含めた大気構造を探れるのではないかと議論もなされていた [7]。しかし、観測出来る模様はその存在する高度、すなわちアンモニア雲の付近の成層に最も強く支配されると考えるのが普通である。しかも、そこでの成層は大気深部の成層よりかなり強いと想像されるから、大気深部の状況の推定は容易でない。さらに木星内部の対流とどう接続させるか、などの厄介な問題もあって、この方向の研究も速やかな進展はみなかった。

2. SL-9衝突

1994年夏のSL-9衝突の興奮は、いまだに我々の記憶に新しい。衝突は前年から予言され、何が起るか、そこから彗星・木星に関して何が知れる

1 [6] には誤植があるので注意。

2 [6] には凝結成分と主成分の分子量差が浮力に及ぼす効果が入っていない。

か、数多くの議論がなされた。中でもIngersollら [8] は、水の雲の潜熱効果によって安定成層となった高度領域に捕獲される重力波が衝突により励起される可能性があり、その速度から水蒸気存在度が知れるだろうと予言した。

衝突時には、実際、二重のリング状のパターンが観測された。Ingersoll and Kanamori [9] はその伝播速度 (454m/sおよび350m/s) より、水の存在度として標準推定値の10倍という見積りを提出した。しかし、このリングの解釈としては、上の他に対流圏上部の低温層に捕獲された音波 (綿田 [10])、成層の影響を受けた表面波 (小林 [11]) とする説がある。これらの説はいずれも水の雲とは無関係なものであり、逆にいえば、深部大気の構造については何の情報も与えないことになる。

解釈の不確定さに加え、彗星の大きさ・突入深度など多くの不確定要因が残っており、一気に大気構造を解明しようという目論見は、当面は外れたと言わざるをえない。これは、SL-9が「コントロールされない実験」であったことに鑑みれば、致し方無い事といえよう。かくして、ガリレオ探査機の木星到着が待たれることとなった。

3. ガリレオ探査機による観測

ガリレオ探査機は1989年10月に地球周回軌道を出発し、6年をかけて1995年12月、木星に到着した。探査機はorbiterとprobeから成り、このうちprobeが木星大気深部に降下し、大気組成・温度・雲密度・放射強度・電氣的活動・風などが測定された。probeの降下深度は圧力22barに達し、理論的に予想された水の雲などを検出できると期待された。

ガリレオprobeの観測結果の概要は1996年5月のScience誌に公表されている。このうち、水素・ヘリウム値がほぼ標準推定値であること、温度構造がほぼ乾燥断熱減率に沿っていることなどは予想

通りであった。一方、水の雲は観測されず、水蒸気量は10barにおいても標準推定値の1/5以下であった [12]。この乾燥状態はLunine and Huntenのモデルによっても説明できない。なぜなら、彼らのモデルによれば、凝結物の落下による乾燥化が生じるのは凝結高度 (数bar) よりも上方に限られ、これより深部の湿度は標準値のままに保たれるべきであるからである。

この結果は、一時は惑星形成・進化の観点から問題となった。しかしながら現在では、どうやらprobeの突入地点が特異だったのであり、木星大気全体としてはそれなりの量の水を含んでいる、との認識に落ち着いた様である。probeの落下地点は、アンモニアの雲が薄い領域 (赤外放射が強いことからHot spotと呼ばれてきた) であった。このような領域では下降流が存在し、上層の乾燥した空気が局所的に深部まで下降していると想像される。Hot spotは木星面の中で小さな面積しか占めていないので、probeの観測は木星深部の「代表的」状態の直接測定データではなかったと考えられる。

平均的には水蒸気は多いと積極的に考える根拠は、より深部におけるprobeの測定値である。probeが観測した20bar以深の質量分析データは、キャリブレーションの困難などもあってか、まだ論文として公表されていない。しかし、1997年のDPS meetingでのポスター [13] には20barでの水蒸気量は「標準推定値と同程度またはそれ以上」と、疑問符つきながら書かれている。また、最近公開されたprobeの生データ [14] からかなり大きい水蒸気量がよみ取れる (水のカウント値が水素のカウント値の何と1/10近くにも達する)。しかし、筆者としてはこれ以上のコメントは出来ない。

水蒸気存在を示唆するもう一つの根拠は、雲活動である。先に述べたようにVoyagerが背の高い雲や雷らしいものを観測したが、これらは特殊な現象と見なされる余地があった。しかし、現在ま

でに公開されているガリレオorbiterの画像を筆者が見るに、この様な雲は普遍的な存在と考えられる。雲の画像としては、規模が大きいものと小さいものの二種類が広く公表されている(図3)。前者は大赤斑の近傍を撮影した画像に見られ、アンモニアの雲から約30km突き出しており直径は2000kmにも達している。後者は、やはり大赤斑の近傍ではあるがアンモニアの雲が薄い部分を撮影した画像に見られ、直径数十km程度であり、1時間程度の間に時間変化している様子がわかる。さらに、最近Web上で公開された生画像(脚注³)を取得して処理してみると、上の「規模の大きい雲」に似たものを木星面の各所に見出すことが出来る(図4)。撮影範囲の面積から大雑把に見積もってみると、こうした雲が木星面全体では同時に数十個以上存在すると考えられるから、これらは特殊な現象ではない。従って、水蒸気の使用もまた普遍的であると考えねばならない。

ともあれ、ふたたび当初の期待は裏切られ、ガリレオprobeによっても深部大気の状態に関して決

定的と言える情報は得られなかった。今後も大気深部に関しては、諸々の状況証拠を頼りに手探りする以外になさそうである。

4. 大気深部の対流の数値計算

以上の様に、SL-9衝突・ガリレオ探査を経てさえ、木星大気の高部については断片的・間接的な観測事実しか無いから、そこで何が起きているかを洞察するにあたって理論計算の果たす役割は大きい。以下では、筆者らによる木星大気高部の対流の流体力学モデル計算[15]の結果を紹介する。

今までも木星の対流の数値計算は幾つか行なわれてきた[16]。しかし、これら過去の研究の目的は、あくまで「雲」すなわち上昇流の部分の降るまいを調べることであったので、一つの雲の生成から消滅を都合の良い初期条件から計算すれば必要十分であった。これに対して筆者らの目的は、適当な熱的強制のもとで生じる多数の雲の生成消



図3. 大赤斑近傍の雲。下段右側の拡大図には散在する小規模な雲、下段左の拡大図には背の高い雲を示す。NASA Galileo orbiter公開画像(PIA00506,PIA00490)より作成。

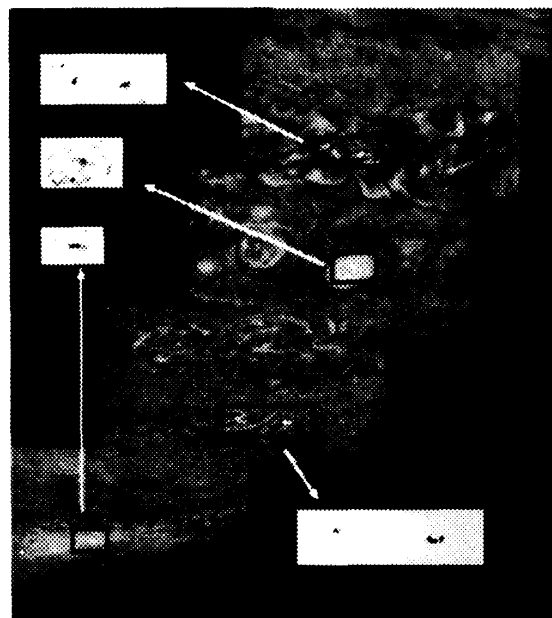


図4. 木星南半球の各所に点在する背の高い雲。黒枠部分を反転・強調したものを各矢印の先に示す。NASA Galileo orbiter公開画像(PIA01227)より作成。

3 <http://photojournal.jpl.nasa.gov/PIADetQuery.html> にて検索・取得できる。

滅の繰り返しを経て、平均的な大気構造がどの様に定まるかを知ることにある。そのため我々は過去の研究に用いられたよりも一桁以上大きな領域の数値モデルを、従来の研究より一桁以上長時間にわたって走らせている。

数値モデル

使用した数値モデルは非弾性方程式系 — 基本場の密度変化を考慮したブジネスク系 — (Ogura and Phillips, 1962) の流体力学系と水の保存の式を組合せたものである。ただし、熱力学第一法則には水の相変化の潜熱を考慮し、浮力の項には温度の他に水（水蒸気および凝結水）の混合比を考慮する。水としては気相（水蒸気）と液相のみを扱い、液相はさらに雲水・雨水に二分する。雲水・雨水の相違は、(1) 雲水の凝結・蒸発は瞬間的に起こると仮定するが、雨水の蒸発には有限の時間が必要であると仮定すること、および、(2) 雲水は空気とともに流されるだけだが、雨水は空気に対して相対的な落下速度をもつこと、の二つである。これらは本質的には、凝結物のうちサイズの小さいものを雲水に、サイズの大きいものを雨水に分類したことの反映である。雲水・雨水間の変換（いわゆる雲微物理）は単純な形で仮定する。基礎方程式の詳細については、中島ら [17] を参照されたい。

計算領域は水平には512km（一部の計算では4096km）であり、周期境界条件を課する。また鉛直には圧力30Bar~0.001Barまでの300kmの範囲を含み、上下の境界では鉛直速度をゼロとする。本物の木星大気はいわば「底無し」であるから、特に下面境界条件は適当でないかもしれない。しかし、当面の研究対象である水の凝結を伴う対流の層は計算領域の中央部の厚さ約100kmの部分であるから、この部分に関する限り、境界の影響は小さいと期待する。なお、解像度は鉛直・水平とも

2kmである。

初期条件としては木星大気の構造としてもっともらしいと考えられる構造を与える。高度200km（圧力0.3気圧）よりも上の成層圏では等温（120K）とし、これより下方の対流圏では温度勾配が乾燥断熱減率である分布を与えた。圧力1気圧における温度は169Kである。水蒸気混合比は高度100km（圧力6気圧）より下で一定とし、その値は標準推測値で与えた。100kmより上では相対湿度が85%になる様に与えた。凝結高度の気圧は5barとなっている。先に述べたように、我々は多数の雲の生成・消滅に伴って自然に成立する大気構造を調べることを目的にしている。従って、ここで与えた初期条件はそれ程重要なものではなく、むしろ系が初期条件を十分に忘れた段階で実現する統計的定常状態に注目する。ただし、現実には積分時間はまだ不足しており、系はその状態まで到達していない事を白状せねばならない。

熱的強制としては、本来は実際の木星大気の状態を模したものを与えるべきである。しかしこれを正直に与えると、木星における放射緩和時間程度すなわち数年以上の数値積分が必要となり、現状では数値計算が困難である。そこで、実際よりも強い熱的強制を与えて対流構造の確立を加速している。また大気下端では初期の温度に保つという熱的境界条件を課し、深部での熱源の効果を代用させている。

対流の構造

現在のところ300時間程度の時間積分を行なっている。まだ系の全熱エネルギーなどは定常に至っていないが、対流運動の構造はほぼ確立している。

図5は、圧力6barから0.4barまでの部分を一様に冷却した場合に得られる対流の代表的な状態である。対流の構造の特徴を一口で言い表すと「二階建構造」となる。すなわち、凝結高度を境にして

上下の対流が分離している。その様子は鉛直流で特に明白である。凝結高度より下での対流は基本的には通常のベナール対流と似ている。対流の構造は時間的にはほぼ定常である。一方、凝結高度より上の対流は水の凝結を伴っている。この部分の対流の構造は非定常であり、個々の「雲」すなわち凝結をともなう上昇流域は2時間程度の寿命で生成・消滅する。雲の中で生成した雨の一部は凝結高度より下まで落下している。「雲」の幅は、凝結高度近くで生成する際には10km程度であるが、上昇とともに大きくなり、成層圏との境に達する頃

には数十kmになっている。この大きさは、凝結対流層の厚さにほぼ等しい。

因みに、ここで現れた雲のサイズは、ガリレオが観測した小さい方の雲と同じ程度であり、その時間変動のスケールもほぼ対応しそうである。一方、ガリレオの観測した大きい方の雲に対応する時間・空間スケールの雲活動も、条件によっては数値モデルの中で実現している。例えば対流層の上部のみを冷却し計算領域を4096kmまで広げた実験では、200km程度の狭い領域で20時間以上にもわたって雲が集中的に生成する。この際、成層圏直下で薄い雲が1000km程度まで広がっている[17]。このような集団化の機構については現在検討中である。

対流の構造に関して他にも興味深い問題が残されているが、ここでは凝結高度における鉛直熱輸送についてのみコメントしておく。先に述べた様に、対流運動は凝結高度を境にして鉛直に分離した「二階建て構造」になっているから、この高度では直接的に対流によって熱を運ぶわけにはいかない。ここでの熱輸送を担っているのは水循環である。具体的には、「二階」の雲の中で生成した雨が「一階」に落下して蒸発する。この際、「二階」の空気の一部が「一階」に下降する。一方、雲の生成の際には「一階」の上端が飽和して「二階」に上昇していく。この様に、水が気相で上昇し液相で下降するサイクルによって潜熱として熱が上に運ばれることになる。逆の見方をするならば、対流圏上部での放射冷却が「二階」の雲対流を駆動し、そこから降って来る雨の蒸発が「一階」の対流を駆動することになる。

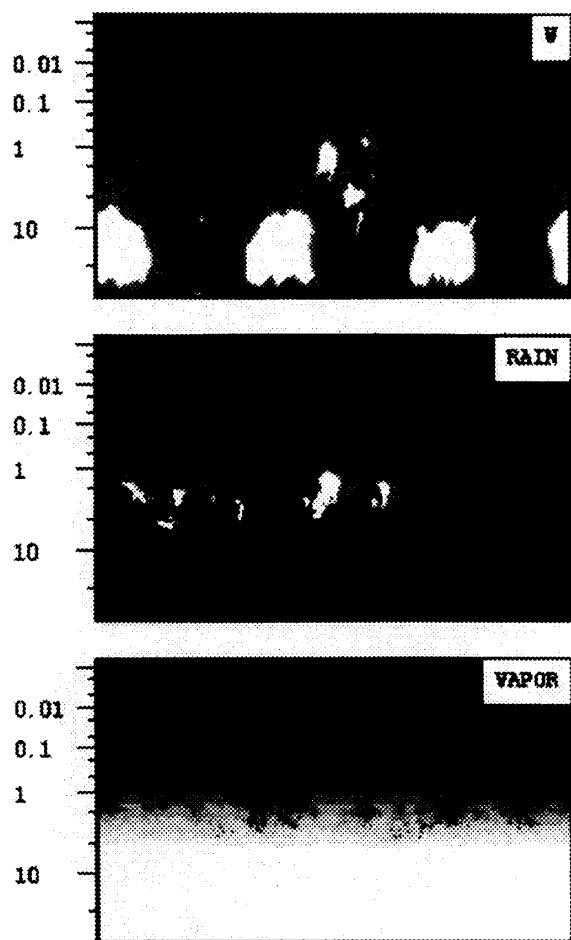


図5. 大気深部の対流の数値実験における変数の空間分布(横512km, 縦300km)のスナップショット(グレイスケール表示)。各図縦軸の目盛は圧力(1, 2, 5掛ける10の巾乗bar)である。上段:鉛直流(-20m/s~20m/s)。上昇流は明るく、下降流は暗い。中段:雨水混合比(10^{-8} ~ 10^{-3})の対数。大きい値は明るい。下段:水蒸気混合比(10^{-8} ~0.015)の対数。大きい値は明るい。

平均的大気構造

この様な対流とともに実現された平均的大気構造について述べる。焦点は湿度と成層の鉛直構造とその決まり方である。図6は、計算領域全体で

平均した水蒸気混合比の鉛直分布である。一見してわかる特徴は、凝結高度より下では混合比が一樣であるのに対して、凝結高度より上では急減することである。飽和混合比と比較すると、凝結高度より上での相対湿度は比較的高く、20%を下回らない。この値は、Lunine and Huntenが簡単な雲対流の構造を仮定して予測した値よりもずっと高い。

一方で、湿度の空間分布のスナップショットを見る限りではLunine and Hunten (1987) の提唱した機構、すなわち下降流による乾燥空気を持ち込みは、局所的・瞬間的には働いている。図5 (c) に示した蒸気混合比の空間分布をみると、凝結高度より下では混合比は水平・鉛直にほぼ一樣であるが、凝結高度より上方では非一樣が目立つ。「雲」の中で値が大きい（飽和している）一方、その外ではずっと乾燥しており、場所によっては相対湿度にして1%以下にもなっている。

では、Lunine and Huntenの仮定のどこが不適切だったのだろうか。一つは対流の非定常性である。雲の外の下下降流が十分広い領域で長時間維持されれば、平均構造にも十分反映するわけであるが、

実際には、この水の凝結を伴う対流層の運動は先に述べたように非定常であり、乾燥化の完了を待たずに下から新しい雲が上昇し、大気を湿らせてしまう。別の言い方をすれば、有限寿命の雲によって熱輸送を維持するためには、常に新しい雲を生成する必要がある。その結果、大気中には最盛期の雲だけでなく、出来かけの雲（飽和している）や雲の残骸（湿度が高い）が常に存在する。この状態を水平平均すると、湿度は比較的高くならざるを得ない。

今一つは、潜熱の相対的な効き方である。本文の前半で、湿潤断熱減率と乾燥断熱減率の比較を目安として木星と地球における潜熱効果を見積もり、その結論として木星における潜熱効果は地球の場合よりずっと小さい事を述べた。しかも、その見積もりは対流圏下層での値であり、対流圏の中・上部では潜熱効果はもっと小さい。その結果として対流の様相は、狭い上昇流と広い下降流の面積が同程度である通常の熱対流に近くなり、もはや水平平均値の湿度を下降流での湿度によって近似することはできない。

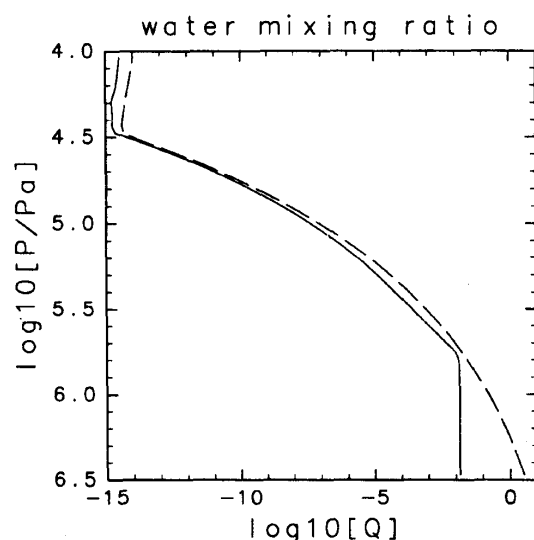


図6. 数値計算結果の湿度の平均分布。縦軸は圧力の対数。横軸は水蒸気混合比の対数。実線はモデル中の混合比。破線は飽和混合比。

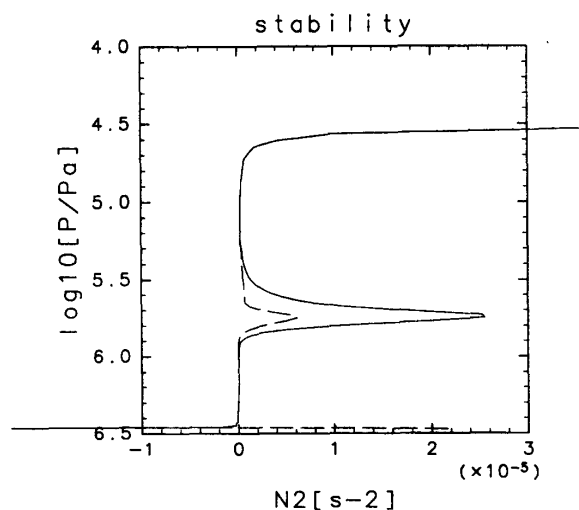


図7. 数値計算結果の成層の平均分布。縦軸は圧力の対数。横軸は浮力振動数の自乗。実線はモデル中の値。破線は温度勾配の寄与だけで計算した値。

なお、もしも何らかの機構によって雲の発生空間分布に大規模な疎密が生じれば、雲の出来ない部分の湿度は下がっても良い。Lunine and Hunten が当初に説明を試みたBjorakerらの観測やガリレオ probeの観測を説明するためには、その様な大規模構造を持ち込む必要がありそうだ。

図7は平均的な成層安定度の鉛直分布を示している。一見して気付く特徴は、凝結高度近傍では成層が強い (N が大きい) が、その上下では成層が極めて弱いことである。これは、木星の対流圏が大掴みには「二層流体」で近似できることを示す。

成層は、前に述べた様に温度構造と水の混合比で定まるが、この計算での両者の寄与を調べると、温度ではなく水の混合比の寄与が支配的である。このことは冷却の仕方などのパラメタを変えた実験を行っても基本的に変わらない。結局、雲は確かに木星大気深部の成層を支配しているが、その主要なメカニズムは潜熱により上空の温度を上げることではなく、分子量の大きい水を除去することである。

この結果は、応用面では重要な示唆を含む。すなわち、温度構造が湿潤断熱減率と乾燥断熱減率の間のどこで落ち着くかは相当微妙な問題であるが、おおまかな成層を問題にする限りは、それほど重要でない。第一近似としては、水蒸気混合比の寄与だけを考えて先に一例えば大規模運動の理論的考察へ一進んで良いことになる。

5. 今後の問題

流体モデルによる数値実験によって、未だ覗き見る事が許されない木星大気の深部の状況の大きなイメージが掴めて来たように思う。もちろん、筆者らのモデル計算自体は、まっとうな放射計算を行っていないこと、アンモニアなど水以外の凝結物を考慮していないこと、水素のオルソ・バラ

転移を考慮していないこと、惑星自転の影響など、諸々の問題が山積みである。しかし、もっと大枠において残されている問題点を論じておく。

最初に述べた様に、木星では本質的には「大気」と「内部」の区別が無い。したがって、大気の対流が「内部」の運動とどの様に接続するかは大きな問題である。もっと具体的にいえば、木星内部では惑星自転軸方向に伸びた細長い柱状の対流セルの存在が想像されている [18] が、これと筆者らの計算結果の「一階」の部分の運動とがどのような関係になるか、という問題である。

この観点で注目すべきは、Guillotら [19] の放射計算である。彼らは木星型惑星内部のopacityを再検討した結果、温度が2000K前後となる深さ (圧力1kbarから42kbar) では、放射平衡の温度減率が断熱温度減率より小さいことを示した。彼らの議論が正しいとすると、この領域は安定成層になるので、「大気」と「内部」とはこの付近で力学的には一応分離される。しかし「内部」の対流は多少の成層があっても自転軸方向に「浸み出す」ことがわかっており [20]、「大気」と「内部」の対流は強く相互作用しているであろう。ただし、赤道の近傍では自転軸が惑星表面に平行に向くため、「内部」の対流は浸み出さず、「大気」の対流はある程度の自由度をもって振舞うかも知れない。木星大気において低緯度の模様が独特であることには、この様な事情が関係しているのかも知れない。

ともあれ、筆者らの計算により見出された大気の深部の大まかな構造 — 二階建て対流・近似的二層構造 — を下地として、今度は、大赤斑やhot spotなど大規模運動の構造の考察に進むこともできるだろう。その進行によっては、probeを含むガリレオの観測結果のより適切な理解が得られ、ひいては大気深部の解明へとfeed backする可能性もある。

目先、木星の直接探査が困難であるのは確かに残念なことであるが、見方を変えれば理論的研究のネタが今しばらく残されたわけである。当面、ガリレオの結果を参照しつつ、ここで紹介したような対流の素過程の再現、また逆の極端では木星全体の大循環モデリングを含め、地道な試みが続けることになる。

Appendix A：湿潤断熱減率の導出の要点。

凝結成分が十分少ないと仮定してその熱容量を無視すると、凝結を伴う気塊の断熱変化において熱力学第一法則は、

$$c_p dT = \rho^{-1} dp - L dq \quad (5)$$

と書ける。ここで、 $q \approx (m_v/m_d) (e/p)$ であること (e は飽和蒸気圧)、および Clausius-Clapeyron の関係を用いると、

$$dq = \left(\frac{L}{R_v T^2} dT - \frac{dp}{p} \right) q \quad (6)$$

が得られる。さらに (5) の第一項において理想気体の状態方程式を用い、全体を dT と dp について整理し、最後に静力学平衡の式 $dp = -\rho g dz$ を用いると (1) が得られる。

Appendix B：浮力振動数の計算の要点。

平均場の相対湿度 r を一定と仮定すれば、(6) より、

$$\frac{dq_0}{dz} = r \frac{dq}{dz} = \left(\frac{L}{R_v T^2} \frac{dT}{dz} - \frac{dp}{dz} \right) r q. \quad (7)$$

ここで、 q が小さいとしているので $dT/dz \approx -c_p/g$

と近似でき、さらに静力学平衡の式を用いると、

$$\frac{dq_0}{dz} = -\frac{g}{c_p T} \left(\frac{c_p}{R} - \frac{L}{R_v T} \right) r q. \quad (8)$$

これと (2) を (3) に代入して整理すると (4) が得られる。

謝辞

東京大学の阿部豊氏からは1997年のDPS meetingで発表されたgalileo probeの観測結果に関するポスターのカラー写真を郵送して頂いた。ここに感謝するものである。また査読者からの多数の有益なコメントに感謝する。

参考文献

- [1] Weidenschilling, S.J., and Lewis, J.S., 1973: Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets. *Icarus*, **20**, 465-476.
- [2] Hunt, G.E., and Conrath, B.J., and Pirraglia, J.A., 1981: Visible and infrared observations of Jovian plumes during the Voyager encounter. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8777-8781.
- [3] Borucki, W.J., and Williams, M.A., 1986: Lightning in the Jovian water cloud. *J. Geophys. Res.*, **91**, 9893-9903.
- [4] Bjoraker, G.L., Larson, H.P., and Kunde, V.G., 1986: The abundance and distribution of water vapor in Jupiter's atmosphere. *Astrophys. J.*, **311**, 1058-1072.
- [5] Lunine, J.I., and Hunten, D.M., 1987: Moist convection and the abundance of water in the troposphere of Jupiter. *Icarus*, **69**, 566-570.
- [6] 林祥介, 1994: 木星大気の運動構造と彗星衝突. 「遊・星・人」, **3**, 276-291.

- [7] Williams, G.P., 1997: Planetary vortices and Jupiter's vertical structure. *J. Geophys. Res.*, **102**, 9303-9308.
- [8] Ingersoll, A.P., Kanamori, H., and Dowling, T.E., 1994: Atmospheric gravity waves from the impact of comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1083-1086.
- [9] Ingersoll, A.P., and Kanamori, H., 1995: Waves from the collision of comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. *Nature*, **374**, 706-708.
- [10] 綿田伸吾, 1997: SL9彗星衝突により発生した木星大気内を伝播する音波について(その2). 地球惑星科学関連学会1997年合同学会予稿集, B22-06.
- [11] 小林直樹, 1997: ガス惑星の大気振動. 地球惑星科学関連学会1997年合同学会予稿集, H22-P03s.
- [12] Niemann, H.B. *et al.*, 1996: The Galileo probe mass spectrometer: Composition of Jupiter's atmosphere. *Science*, **272**, 846-849.
- [13] Niemann, H.B. *et al.*, 1996: Galileo probe mass spectrometer measurements of the chemical composition of the atmosphere of Jupiter. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **28(3)**, 1134.
- [14] NASA Goddard space flight center: Atmospheric experiment branch, 1998: Galileo probe mass spectrometer data: raw data set.
<http://webserver.gsfc.nasa.gov/Code915/gpms/gpmsraw.txt>
- [15] Nakajima, K., Takehiro, S., Ishiwatari, M., and Hayashi, Y.-Y., 1998: Numerical modeling of Jovian cloud convection. submitted to *Geophys. Res. Lett.*
- [16] Yair, Y., Levin, Z., and Tzivion, S., 1995: Microphysical processes and dynamics of a Jovian thundercloud. *Icarus*, **114**, 278-299.
- [17] 中島健介, 竹広真一, 石渡正樹, 林祥介, 1998: 地球流体における「雲対流」.
<http://www.nagare.or.jp/mm/98/nakajima/>
または「ながれ」, **17** no.3付録CD-ROM.
- [18] Busse, F.H., 1976: A simple model of convection in the Jovian atmosphere. *Icarus*, **29**, 255-260.
- [19] Guillot, T.D., Gautier, G., Chabrier, G., and Mooser, B., 1994: Are the giant planets fully convective? *Icarus*, **112**, 337-353.
- [20] Zhang, K., and Schubert, G., 1997: Linear penetrative spherical rotating convection. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2509-2518.