

木星大気放射対流平衡モデル

Radiative-Convective Equilibrium Models of Jupiter's Atmosphere

徳永 義哉

Tokunaga Yoshiya

北海道大学理学部地球科学科 地球物理学科目
惑星物理学研究室

Department of Earth Sciences,
Undergraduate School of Science, Hokkaido University.
Planetary Physics Laboratory.

平成 20 年 2 月 4 日

要旨

この論文では, Appleby and Hogan (1984) の概要を紹介する. Appleby and Hogan (1984) は, 木星大気の放射対流平衡モデルを作成し, 木星大気の鉛直方向の温度分布を算出している. 計算においては, 木星大気に対して, 放射対流平衡を仮定し, 木星大気の主成分である H_2 , He や, 大気中に微量に存在する炭化水素の吸収と放射も考慮している. 彼らは大気中に浮遊するエアロゾルが木星大気の温度分布に与える影響をモデルに取り入れた. 彼らのモデルで算出した温度分布は, ヴォイジャー 1号, 2号の電波掩蔽観測による温度分布とほぼ一致した. さらに, エアロゾルが木星大気を木星の低緯度では加熱と冷却, 高緯度では加熱していることが示された. 木星大気より現実に近いモデルを作成するには, 木星の雲による散乱や, 彼らのモデルでは取り入れられていなかった, H_2 の振動回転吸収帯などの新しい要素を入れて計算することになるが, そのモデルの基盤は彼らのモデルを参照することができる.

目次

第1章	はじめに	1
1.1	木星の概要	1
1.2	木星大気の観測	1
1.3	本論文の構成	2
第2章	Appleby and Hogan (1984) のモデル	5
2.1	Appleby and Hogan(1984) 以前の研究	5
2.2	モデルの基礎方程式と計算手法	8
2.2.1	Appleby and Hogan (1984) のモデル	8
2.2.2	モデルで用いる仮定	8
2.2.3	モデルの計算手法	9
2.2.4	支配方程式	9
2.3	モデルで考慮する物質と吸収率	12
2.3.1	H ₂ と He の吸収率	13
2.3.2	CH ₄	14
2.3.3	C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂	17
2.4	エアロゾル加熱	17
第3章	Appleby and Hogan (1984) のモデル計算の結果	19
3.1	モデルパラメータの設定	19
3.2	木星大気の温度分布の計算	19
第4章	まとめ	26
	謝辞	27
	付録 A 静水圧平衡	28
	付録 B 光学的深さ	30
	付録 C Newton-Raphson 法	31
	付録 D (2.1)~(2.4) 式の導出	33
	A (2.1)~(2.3) 式の導出	33
	B (2.4) 式の導出	37
	参考文献	38

図目次

1.1	カッシーニが撮影した木星	1
1.2	木星のフィルター観測	3
2.1	木星大気の層状構造	10
2.2	太陽放射の雲頂での反射	16
3.1	エアロゾル加熱を考慮していない温度分布	21
3.2	低緯度でのヴォイジャーの観測値とモデルの比較	23
3.3	高緯度でのヴォイジャー 2 号の観測値とモデルの比較	25
A-1	静水圧平衡	29
C-1	Newton-Raphson 法	32
D-1	大気の層構造	34

第1章 はじめに

1.1 木星の概要

木星は太陽系でもっとも大きい惑星である。太陽系で内側から 5 番目の軌道を公転している。



図 1.1: カッシーニが撮影した木星。(NASA)

この論文では木星の大気について議論している。ここで木星の大気とは、厚さ 1000 km ほどの、木星の外縁から液体水素があるところまでの領域を言っている。木星の大気はほとんどが H_2 であり、その容積比は約 89 % である。その次に多いのが He で、容積比は約 11 % である。このほかに CH_4 や NH_3 などの物質も微量に存在する。図 1.1 に示すのはカッシーニが撮影した、木星を可視光でとらえた図である。この画像に見て取れる木星の表面の色には NH_3 や H_2O の影響があると考えられている。木星の内部は H_2 と He の気体や液体、鉄のコアで形成されていると推測されている。木星には地球のような地表面がないので、木星の大気とそれより内部との明確な境界がない。つまり地球のように大気的位置を地表面からの距離で表現できない。よって木星大気の高さは距離ではなく、圧力で表現している。その圧力幅は 0.3–3000 mb ほどである。

木星の天文学的パラメータを記した表を、表 1.1 に示す。地球と比較してみると木星の概要がよくわかる。木星の大きさは地球の 10 倍以上であるが、密度は地球の 1/5 程度しかない。これは木星のほとんどが水素とヘリウムでできているからである。

1.2 木星大気の観測

木星大気の観測方法の 1 つとしては地上からの望遠鏡によるスペクトル観測があげられる。これは、木星からの様々な波長の光を観測して、その大気構造を調べるという方法である。図 1.1 にあるようなよく見かける木星の図は可視光でとらえた木星の様子である。他

表 1.1: 木星の値と、比較のため地球の値も載せている。

	木星	地球
赤道半径 (km)	71492	6378
自転周期 (地球日)	0.414	0.997
赤道の重力加速度 (m/s^2)	23.18	9.78
密度 (g/cm^3)	1.33	5.52
太陽からの距離 (AU)	5.2	1
アルベド	0.73	0.30

にも赤外の波長領域や紫外の波長領域での光を観測することでより詳しい大気構造を知ることができる。図 1.2 に可視光, メタンバンド, 紫外線の観測による図を示す。この図のように異なる波長の光を観測すると, 異なった木星の様子を見ることができる。そこで木星大気に存在する物質の特定や分布を調べることができる。

他にもヴォイジャーの IRIS(Infrared Interferometer Spectrometer and Radiometer Subsystem) や RSS(Radio Science Subsystem) が行われている。IRIS とは赤外干渉分光放射計であり, 惑星にどのような分子が存在するかを調べたり, 惑星から放射される光のエネルギーを測定することができる。RSS とは電波掩蔽観測のことで, ヴォイジャーが木星に隠れるとき(侵入), つまり地球から見てヴォイジャーが木星の裏側に行くときにヴォイジャーが電波を飛ばして, 木星の大気を通過させ, その電波を観測するというものである。これはヴォイジャーが木星の影から出てくるとき(出現)も行われる。これらにより, 木星の温度分布や有効温度を調べることができる。詳細は 3 章で述べる。

1.3 本論文の構成

木星の大気は地上観測や, 宇宙探査機による観測が行われている。木星大気は厚い層をなしており, 観測だけで木星大気の運動や, 温度分布を知るのは困難である。そこで, 木星大気の運動や温度分布を知るために, 木星大気のモデルを開発することが重要になる。

木星大気のモデルでは, 放射対流平衡モデルが用いられる。木星大気の放射対流平衡モデルでは, 木星大気の放射と対流による大気層の熱収支から, 大気のエネルギーバランスと温度分布を計算することができる。

計算には, 木星の熱源である, 太陽放射と木星内部からの熱エネルギーを考え, 木星の大気中に存在する分子による吸収や放射を考える必要がある。木星大気の化学組成を考慮して, それぞれの分子のモル濃度を見積り, 木星大気のエネルギーバランスの計算を行う。しかし実際, モデルを作成するにあたり, 木星大気のモデルを現実と全く同じ条件で計算するのは至難である。よって, 簡単のために, 局所熱力学平衡などの仮定をおく。

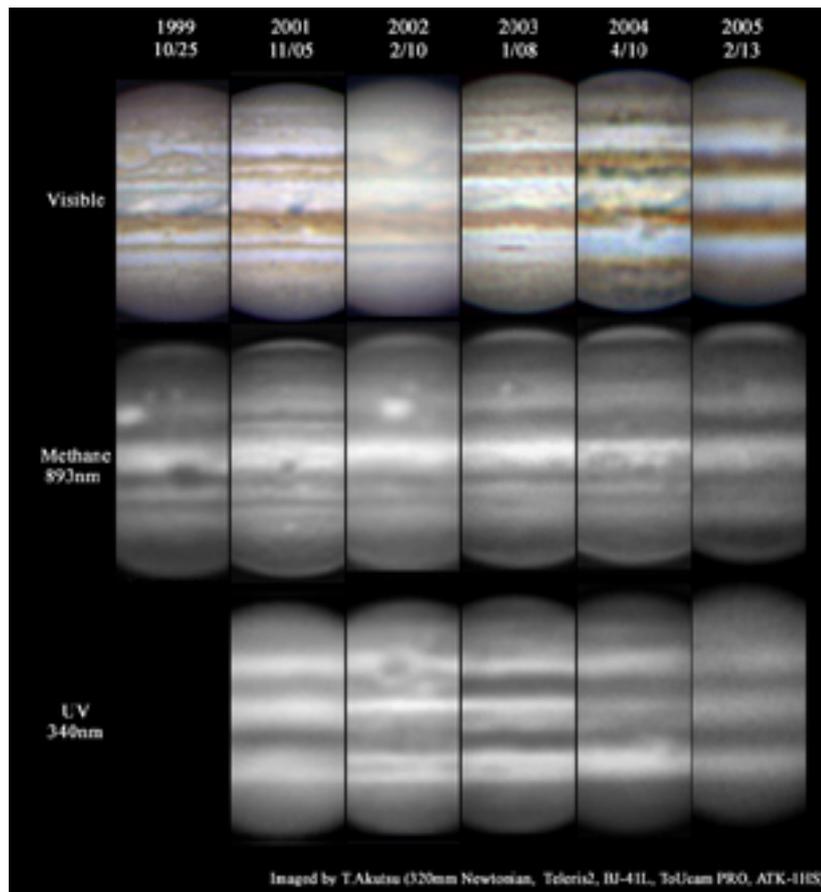


図 1.2: 3 種類の波長でとらえた木星の図. 上から可視光, CH_4 の吸収帯 (893 nm), 紫外線 (340 nm) を用いて観測した図である. 可視光の図には太陽光の木星大気によって反射された光が映し出されている. CH_4 , 紫外線の図の白い部分では, それぞれの波長領域で光がよく反射されていることを表している. 逆に図の黒い部分では光が吸収されていることを示している. 観測は 1999 年から 2005 年に行われた. 撮影/阿久津富夫氏 (栃木県, 31cm 反射), 画像作成/伊賀祐一氏. 画像元: 月惑星研究会, <http://alpo-j.asahikawa-med.ac.jp/>

これまでに木星大気のモデル計算は多くの研究者によって行われてきた。モデルでは木星大気に存在する分子による吸収や放射を見積もって、温度分布を算出している。初期のモデルではモデルに取り入れられた分子は、 H_2 , He , NH_3 であった (Trafton, 1967)。その後 CH_4 の加熱 (Hogan et al., 1969), C_2H_6 の冷却 (Cess and Chen, 1975) といった要素が取り入れられ、近年では、 PH_3 (Carlson et al., 1992) や、 H_2O (Warren, 1984) など、さまざまな分子について計算が行われている。それに伴いモデルが複雑化している。

Appleby and Hogan(1984) (以下 AH (1984) と略する) では、 H_2 , He , CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2 をモデルに取り入れて計算をした。これらの分子に加え、エアロゾル加熱についても考慮している。AH (1984) の計算から導かれる温度分布はヴォイジャーの観測値とほぼ一致しており、彼らのモデルは現実の木星と比較すると対流や分子の吸収について不足しているが、木星大気の温度構造を概ね記述している。AH (1984) はモデルの計算手法について、詳しく記述しており、このモデルを参照することで木星大気のモデルの計算手法を抑えることができる。よって AH (1984) をここで紹介し、木星大気のモデルについて考察していくことにする。そこで、第2章では、AH (1984) 以前の木星大気のモデルについて、それぞれのモデルに取り入れられたパラメータとそこから算出される結果、また、AH (1984) で取り入れられた仮定、計算に用いるパラメータ、支配方程式、モデルで考慮する物質と吸収率について述べる。第3章では AH (1984) のモデルで算出された温度分布とヴォイジャーの観測による温度分布との比較を述べる。第4章では AH (1984) のまとめと AH (1984) をもとに今後の私の展望を述べる。

第2章 Appleby and Hogan (1984) のモデル

2.1 Appleby and Hogan(1984) 以前の研究

木星大気の放射平衡モデルを作って行われた AH (1984) 以前の研究と、そのモデル用いられた仮定と結果を抜粋して表 2.1 に示す。加えて、AH (1984) 以前の研究でモデルの計算にいられている物質を表 2.2 にまとめた。Kuiper(1952) や Lasker(1963) は最初に木星大気のモデルを作った。彼ら是对流平衡であることを仮定して、モデルを作った。彼らは放射伝達を考慮していないが、そのことで放射の重要性を知ることとなった。Trafton(1967) は灰色でない大気、つまり、吸収係数が波長や温度に依存する大気、を仮定して計算を行った。彼は木星大気中の雲の成分である NH_3 が与える木星大気の温度分布への影響が無視できる程小さいことを示した。Hogan et al. (1969) は木星大気に逆転層があることを示した。地球では対流圏で高度が上がるごとに温度が下がり、成層圏で高度が上がるごとに温度が上がる。木星でも同様に成層圏で温度上昇があり、温度上昇が 40 K あることが Hogan et al. (1969) のモデルによって示された。その後 Cess and Khetan(1973) によって逆転層の温度上昇が、Hogan et al. (1969) が計算したよりもっと高い高度に及ぶことが示された。Hogan et al. (1969) の計算では、温度上昇は、圧力が概ね 100–10 mb の範囲で起きているとされているが、Cess and Khetan(1973) の計算では、圧力が、100–0.1 mb の範囲で温度上昇が起きているとされている。Cess and Khetan(1973) は CH_4 の太陽光の吸収と $\text{H}_2 - \text{He}$ の圧力励起吸収帯を計算に取り入れた。のちに Hogan が計算のプログラムの間違いに気づき、間違いを修正してモデルの再計算を行ったところ、計算結果は Cess and Khetan(1973) の計算の結果と一致した。Cess and Chen(1975) は、彼らのモデル以前のモデルで考慮されていた、 H_2 , He , CH_4 に加え、 C_2H_6 , C_2H_2 による吸収と放射の影響を考慮した。そこで C_2H_6 , C_2H_2 が木星の成層圏で約 20 K の放射冷却に寄与していることを発見した。

大気の光学的深さ¹⁾ について、過去の研究を参考にすると、どの分子が大気の光学的深さに関係しているのか知ることができる。また、過去の研究で考慮されていなかった分子の影響をモデルに取り入れることでモデルのさらなる発展に繋げることができる。

¹⁾ 大気に入射してくる光が全く吸収されないならば“透明である”という。しかし、実際は大気中に存在する様々な物質によって吸収される。つまり大気は“不透明である”。そこで大気を構成する物質によって吸収される光の割合を大気の光学的深さという。詳しくは付録 B を参照せよ。

表 2.1: Appleby and Hogan(1984) にいたるまでの木星大気モデルの概要.

論文	モデルの枠組み	主要な結果
Kuiper(1952),Ladker(1963)	対流平衡, H_2 の圧力 励起吸収帯	放射過程の重要性や H_2 吸収帯 を認識
Trafton(1967)	放射平衡, 灰色でない 大気, 光学的深さが大 きいところでは対流が ある. H_2 , $H_2 - He$, NH_3 , の吸収	NH_3 が木星大気の温度分布に大 きく影響しないことを確かめた
Hogan et al. (1969)	放射輸送と対流補正, 灰色でない大気, H_2 , $H_2 - He$, NH_3 , CH_4 の吸収	木星の成層圏に逆転層があり, そ こで約 40 K 温度が上昇するこ とを示す
Cess and Khetan(1973)	放射対流平衡, H_2 , $H_2 - He$, NH_3 , CH_4 の吸収,	木星の大気の逆転層で Hogan et al. (1969) よりも温度上昇がお こる高度が広い範囲にわたるこ とを発見
Wallace et al. (1974)	放射平衡, H_2 , $H_2 - He$, CH_4 のより幅広い吸 収 (表 2.2 参照)	木星の逆転層でさらなる 20 K の温度上昇を示す
Cess and Chen(1975)	放射対流平衡, H_2 , $H_2 - He$, CH_4 の吸 収, C_2H_6 , C_2H_2 の放 射	C_2H_6 , C_2H_2 は冷却に寄与し, 高 度 1 mb 付近で 20 K の冷却が あることを示す

表 2.2: AH (1984) 以前の木星大気のモデルで考慮されている物質とその波長帯. H_2 , $H_2 - He$ については特に記載が無い限り, モデルで考慮されている. $H_2 - He$ の圧力励起吸収, 衝突誘起吸収については 2.3.1 節を参照せよ.

吸収物質	波長帯 (μm)	取り扱われている論文	効果
H_2	11–1000	木星大気モデル全て	圧力励起吸収, 衝突誘起吸収
$H_2 - He$	11–1000	下に記載されている論文	圧力励起吸収, 衝突誘起吸収
NH_3	6.6	Trafton(1967),Hogan(1969)	NH_3 は温度分布に影響ない
	3.0		
CH_4	7.7	Hogan(1969) 以降	熱を射出
	3.3		太陽光の吸収
CH_4	2.3	Wallace(1974)	太陽光の吸収
	1.7		太陽光の吸収
	0.74–1.5		太陽光の吸収
C_2H_6	12.2	Cess and Chen(1975)	太陽加熱には寄与せず, 放射冷却をもたらす
C_2H_2	13.7	Cess and Chen(1975)	太陽加熱には寄与せず, 放射冷却をもたらす

2.2 モデルの基礎方程式と計算手法

2.2.1 Appleby and Hogan (1984) のモデル

木星大気のモデルでは過去の研究によって、高度ごとの混合比(大気中に存在する2種類の分子の存在比)の違いや、それぞれの分子の放射、吸収によって木星大気の温度分布にどのような影響を及ぼされるのかが調べられ、モデルがより現実の木星に近づいてきている。

AH (1984) は表 2.2 に書かれていること以外にも新しい要素が取り入れている。例えば、彼らは CH_4 の吸収帯を $0.44 \mu\text{m}$ から $1.5 \mu\text{m}$ に拡張している。また、近赤外領域での C_2H_6 の $3.4 \mu\text{m}$ 帯や、 C_2H_2 の $3.0 \mu\text{m}$ 帯を考慮している。そして新しい吸収線の他にも、大気中のエアロゾルによる加熱の影響を考慮して、木星大気において、エアロゾル加熱が果たす重要性をヴォイジャーによる観測値と比較して、考察している。

2.2.2 モデルで用いる仮定

大気は $\text{H}_2, \text{He}, \text{CH}_4, \text{NH}_3, \text{C}_2\text{H}_6, \text{C}_2\text{H}_2$ で構成されている。大気の組成は一定で、鉛直方向には静水圧平衡²⁾ が成り立っている。木星大気に入射してきた太陽光や分子の赤外放射の散乱は無視している。

木星は自転、公転しており、木星大気の温度は日変化、年変化をするはずである。年変化については、分点(春分と秋分)での値を $1/2$ にして平均をとる。日変化については無視する。なぜならば、自転が速く、熱容量が大きいという仮定をおくと、経度に依存しない温度分布が得られるからである。自転が速いと回転の効果により東西風が卓越する。さらに熱容量が大きいと、水平方向の熱輸送が起きて、経度方向に一様な温度分布になる。熱容量が大きいということはつまり、大気の熱の射出における放射冷却時間 t_r は惑星日 t_d に比べ十分に大きいということである。太陽からの可視光と近赤外線の入射によって惑星大気に蓄えられるエネルギーを計算したところ、 $t_r/t_d \gtrsim 10^2$ であるのでこの仮定は正しい。

また、大気は局所熱力学平衡にある。局所熱力学平衡とは、大気のどの高度をとっても、大気の熱の吸収量と放射量がつりあっている状態の事をいう。このとき、大気に入射する光のエネルギーは熱エネルギーに変換されている。つまり、大気層に入射してきた光は大気中の物質によって吸収され、大気を温める。また、大気の熱を大気中の物質が赤外放射として木星の大気外へ放出するというような過程のことをいう。

大気は放射平衡にある。つまり、単位体積当たりの大気が吸収する太陽放射量と惑星が射出する放射量とがバランスしているということである。放射平衡を仮定した場合には、計算に

²⁾静水圧平衡については 付録 A 参照

よって木星大気の下層で不安定な温度分布³⁾ が導き出されることがある。そのようなときは対流がおきて温度分布を断熱温度勾配に沿うように調整が行われるとする。これは、放射過程によって不安定な温度分布が生じた場合、自律的な対流による温度分布の制御がなされ、大気の放射バランスを満たし、安定した温度分布が維持されるという仮定をしたことになる。このとき対流による熱輸送は放射による冷却とつりあう。

計算においてまず考えなければならないのは木星大気の約 9 割を占める、 H_2 分子の吸収の影響である。水素分子にはその原子核スピンの方向によってオルソ水素とパラ水素にわけられる。オルソ水素というのは、二つの水素原子の原子核スピンの向きが同じ水素分子であり、パラ水素は原子核スピンの向きが逆である水素分子である。オルソ水素とパラ水素では吸収する光の波長が少し異なるため、計算する上で水素がどの状態にあるのか、考慮する必要がある。一般に水素の中にはオルソ水素の方が多く含まれている。ある体積の水素中のオルソ水素の存在比が 75 %、パラ水素の存在比が 25 % である水素を normal hydrogen といい、 $n-H_2$ と表し、オルソ-パラ比が $n-H_2$ の値ではないが、平衡状態にあるものを equilibrium hydrogen といい、 $e-H_2$ と表す。 $e-H_2$ の状態のオルソ-パラ比は温度によって決まる。この計算において断熱減率を指定するような保存量は以下の通りである。He に対して、 $C_p/R = \frac{5}{2}$ 、また、 CH_4 に対しては、 $C_p/R = 3.6$ である。

2.2.3 モデルの計算手法

大気の温度分布を計算するには反復計算が行われる。計算には高度ごとにとった格子点が用いられる。反復計算は、まず初期 (0 番目) の温度分布を決めて、計算式に当てはめ、各高度ごとに計算式の左辺と右辺の差が無視できる位小さくなるまで計算を繰り返すという方法で行われる。よって最初の温度分布が与えられないと計算を始めることができない。反復計算の性質から、反復計算において、最初に与えた温度分布は最終的に計算される温度分布に独立であるので、最初の温度分布は任意に選ぶことができる。AH (1984) は、最初の温度分布を断熱温度勾配になるように、また温度が 90 K より低くなる高度では等温なるように設定している。

2.2.4 支配方程式

大気は鉛直一次元であると仮定する。計算において導入された座標系では、 z 軸は鉛直上向きにとられ、光学的深さ τ は下向きに増加する。ある大気層に入射する熱源は、波長 λ 光学的深さ τ における直達太陽光による (散乱しない) 放射 $F_\lambda^\odot(\tau)$ 、内部熱源は大気自身が射出する上向き、下向き放射 $F_\lambda^\uparrow(\tau)$ 、 $F_\lambda^\downarrow(\tau)$ 、そしてモデル大気の下端から入射してきた放射 $F_\lambda^S(\tau)$ である。それぞれのフラックスは図 2.1 に示した黒い矢印に対応している。水色の矢印が層から出てゆくフラックスを表している (図 2.1 参照)。

³⁾温度減率が乾燥断熱減率よりも大きくなること

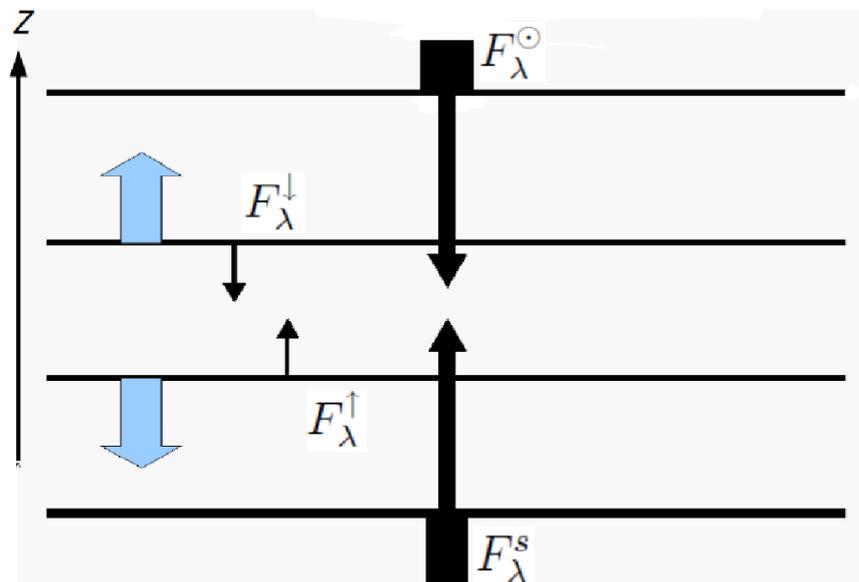


図 2.1: 木星大気の層状構造のモデル. 図の真ん中の層に入射してくるフラックスを黒い矢印で, 層から放射されるフラックスを水色の矢印で表した.

放射平衡にある点では吸収物質によって吸収されるエネルギーの割合は、射出されるエネルギーの割合と等しい。ここで、光学的深さ τ におけるフラックスは、以下のように表される。

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = -2\pi \int_0^{\tau} dt B_{\lambda}(t) E_2(\tau - t), \quad (2.1)$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = 2\pi \int_{\tau}^{\tau_s} B_{\lambda}(t) E_2(t - \tau) dt, \quad (2.2)$$

$$F_{\lambda}^s(\tau) = 2\pi B_{\lambda}(T_s) E_3(\tau_s - \tau), \quad (2.3)$$

$$F_{\lambda}^{\odot}(\tau) = -S_{\lambda, \odot} E_3(\tau). \quad (2.4)$$

ここで、 B_{λ} は波長 λ におけるプランク関数、 T_s はモデルの下部境界の温度、 E_n は n 次の指数積分で

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-wx}}{w^n} dw \quad (2.5)$$

と表される。(2.1) から (2.4) の導出については、付録 D を参照せよ。加熱率を求めるために、(2.1) から (2.4) 式をそれぞれ z で微分すると、(2.1) より下向き放射フラックスの発散は、

$$\frac{dF_{\lambda}^{\downarrow}(\tau)}{dz} = -2\pi \frac{d\tau}{dz} \left[B_{\lambda}(\tau) - \int_0^{\tau} dt B_{\lambda}(t) E_1(\tau - t) \right] \quad (2.6)$$

となる⁴⁾。(2.2) より、上向き放射フラックスの発散は、

$$\frac{dF_{\lambda}^{\uparrow}(\tau)}{dz} = -2\pi \frac{d\tau}{dz} \left[B_{\lambda}(\tau) - \int_{\tau}^{\tau_s} dt B_{\lambda}(t) E_1(t - \tau) \right] \quad (2.7)$$

となる。ここで τ_s はモデルの下部境界での (単色の) 光学的深さである。また、(2.3) より、モデルの下端つまり木星内部の熱源からのフラックスの発散は、以下ようになる。

$$\frac{dF_{\lambda}^s(\tau)}{dz} = 2\pi B_{\lambda}(T_s) E_2(\tau_s - \tau) \frac{d\tau}{dz}. \quad (2.8)$$

(2.4) 式の太陽のフラックスは半球での値である。これを全球平均して発散をとると、

$$\frac{dF_{\lambda}^{\odot}(\tau)}{dz} = \frac{1}{2} S_{\lambda, \odot} E_2(\tau) \frac{d\tau}{dz} \quad (2.9)$$

となる。

放射平衡が成立する場合、

$$\int_{\lambda} d\lambda \left\{ \frac{dF_{\lambda}^{\downarrow}(\tau)}{dz} + \frac{dF_{\lambda}^{\uparrow}(\tau)}{dz} + \frac{dF_{\lambda}^s(\tau)}{dz} + \frac{dF_{\lambda}^{\odot}(\tau)}{dz} \right\} + 4\pi \int_{\lambda} d\lambda \frac{d\tau}{dz} B_{\lambda}(\tau) = 0 \quad (2.10)$$

⁴⁾関数 f, g に関して、

$$\frac{d}{dx} \int_0^x f(t) \cdot g(x-t) dt = f(x)g(0) + \int_0^x f(t) \frac{d}{dx} g(x-t) dt$$

が成り立つ。

である. したがって, (2.6),(2.7),(2.8),(2.9) で表されるエネルギーの吸収と, 惑星から放射されるエネルギーとの釣合いを考えると,

$$2\pi \int_p d\lambda \frac{d\tau}{dz} \left\{ B_\lambda(T_s) E_2(\tau_s - \tau) + \int_\tau^{\tau_s} dt B_\lambda(t) E_1(t - \tau) + \int_0^\tau dt B_\lambda(t) E_1(\tau - t) \right\} + \frac{1}{2} \int_s d\lambda S_{\lambda, \odot} \frac{d\tau}{dz} E_2(\tau) = 4\pi \int_p d\lambda \frac{d\tau}{dz} B_\lambda(\tau) \quad (2.11)$$

と表される. ここで p, s はそれぞれ, 惑星, 太陽の放射に関する波長積分の範囲を意味している.

AH (1984) が行った反復計算の手順を以下に述べる. 大気は層を成していると仮定して, 大気を N 層に分割する. 大気は局所熱力学平衡にあるので, それぞれの層で, (2.11) 式が成り立つ.

まず, (2.11) 式の左辺に 0 番目の温度分布を与える. すると, 単位体積, 単位時間に吸収される太陽と惑星のエネルギーの総和が計算される. 次に, 吸収される全エネルギーと放出される全エネルギーがバランスしていることから, (2.11) 式の右辺の全ての熱の単位体積あたりの放出率が計算される. 計算は Newton-Raphson 法⁵⁾ を用いて行われ, 全ての層で右辺と左辺の相対誤差が $\{(\text{右辺}) - (\text{左辺})\} / (\text{右辺}) < 1/10^6$ となるまで計算が繰り返される. (2.11) 式の右辺の値が計算されたら, (2.11) 式の右辺にある, Plank 強度 B_λ は新しい温度分布を定義する. すなわち 1 番目の温度分布である. 今度は, 1 番目の温度分布を (2.11) 式の左辺に与えて計算し, 2 番目の温度分布が得られる. 対流過程の補正は必要に応じて高度ごとに断熱温度勾配に適用して Newton-Raphson ループの中に組み込まれる.

この全手順は, 大気全ての高度での温度分布がわずかな範囲に収束するまで繰り返される.

2.3 モデルで考慮する物質と吸収率

木星の大気のみより現実的な温度分布を計算する上で, 大気中のそれぞれの分子の吸収による光学的深さを考慮に入れることは必要不可欠である. 木星の大気に存在する分子による大気の加熱や冷却の影響を計算に入れることで, より正確な温度分布が得られるであろう.

AH (1984) のモデルでは, 木星大気の構成物質として, $H_2, He, CH_4, C_2H_6, C_2H_6$ を考慮した. NH_3 も木星大気に存在する. しかし, NH_3 は木星の温度分布を考える上で, あまり影響がないことが過去の研究 (Trafton, 1967; Hogan et al., 1969) で知られているので, AH (1984) の計算では, 無視している.

⁵⁾ Newton-Raphson 法については付録 C 参照.

2.3.1 H₂ と He の吸収率

計算においてまず考えなければならないのは木星大気の約 9 割を占める、H₂ 分子の吸収の影響である。

AH (1984) では H₂ と He による吸収として、圧力励起吸収と、衝突誘起吸収を考えている。

H₂ – He の衝突誘起吸収 (Trafton, 1973; Trafton and Stone, 1974 参照) とは、分子同士の衝突が起きたときおきる光の吸収のことである。この吸収は分子の運動が並進運動だけのときの衝突と、並進運動と回転運動の両方であるときに起きる。分子の速度は温度に依存する。よって温度が違くと分子同士の衝突速度は変わる。また、衝突速度の違いによって吸収されるエネルギーも違ってくるので、この衝突誘起吸収の吸収係数は温度に依存する。Birnbbaum (1978) によると、衝突誘起吸収は温度が 77–195 K のときに起きる。AH (1984) のモデルの計算において、波数が 1000–11 μcm の範囲で、H₂ – H₂ の衝突誘起吸収の場合で、Birnbbaum (1978) の室内実験の結果とモデルの計算値との間に 5 % の誤差が、H₂ – He 衝突誘起吸収の場合でそれ以上の誤差があることが示された。Bachet et al. (1983) によって、H₂ – H₂ の衝突誘起吸収について 195–297 K までスペクトルの範囲が拡大された。また、n – H₂ についても、Dore et al. (1983) によって波数 125–11 μcm において、温度 77.4–298 K の範囲内の 7 つの温度で計測された。

Birnbbaum (1978) による室内実験において、H₂ – He の衝突誘起吸収の吸収係数は H₂ – H₂ の吸収係数より誤差が大きくなる。したがって、[He]/[H₂] の値が吸収係数に大きく依存する。ただし、AH (1984) のモデルでは、[He]/[H₂] < 0.2 である。つまり、大気に占める He の割合が大きくないので、その誤差が計算結果に及ぼす影響は小さいと AH (1984) は述べている。

実際に Trafton (1973) の方法で吸収係数の計算をする場合、AH (1984) は He の濃度ごとに吸収係数を 30 – 300 K の範囲で 10 K ごとに表にした。彼らはモデルをこの表の [He]/[H₂] にしたがって計算した。

大気の圧力が高いときに、H₂ 分子や、He 分子が互いに衝突しあって、吸収線を広げることを H₂ – He の圧力誘起吸収という。この、H₂ – He の圧力誘起吸収スペクトルは AH (1984) の計算全体を通して使われている。

圧力誘起吸収での H₂ の不透明度は、近赤外領域の、2.4 μm を中心として存在する。この波長帯での太陽光の吸収は Hogan, Encrenaz, Gautier (1974 未出版) が開発した計算手法で計算を行っている。その計算によって、モデルの大気でこのバンドの重要性が確かめられた。その結果、近赤外領域での H₂ 吸収帯は無視できることが明らかになった。なぜならば、太陽加熱においてこのバンドをいれるのといれないのとは約 1 K 以下の差しかでないからである。

2.3.2 CH₄

AH (1984) で考慮している CH₄ の波長帯は 3.3 μm(ν₃) と 7.7 μm (ν₄) の強い吸収帯, 1.7 μm と 2.3 μm の吸収帯や, 0.74–1.5 μm の吸収帯である. λ ≥ 0.74 μm のモデルはランダムモデルに基づいていて, Wallace et al. (1974) と類似している. このモデルでの観測値とモデルとの違いはわずかである. AH (1984) で扱っている吸収はたいてい圧力が P ≳ 1 の範囲で起きる. このとき, Doppler 幅⁶⁾ と Lorentz 幅⁷⁾ による吸収は, 別々に計算され, それぞれの光学的深さを τ_D, τ_L としたときに平均の光学的深さ τ を

$$\tau = (\tau_D^2 + \tau_L^2)^{\frac{1}{2}}$$

と表すことができる. この表現の妥当性は圧力が 1 mb から増加するにつれ, 幅 Doppler 幅から比較的急激に Lorentz 幅に転移するとすることで与えられる. これは経験的に正しいことがわかっている (Wallace et al., 1974, Appleby, 1980).

ν₃, ν₄ の吸収線については, Fox (1974) の値を用いた. CH₄ の吸収係数の値は H₂ – He のときと同じように 30–300 K の範囲で 10 K ごとに求めた. Varanasi and Tefwani (1972) や Varanasi et al. (1973) の結果から, ν₃, ν₄ における半値幅 γ_L はローレンツ幅で一定とみなし,

$$\gamma_L(\text{cm}^{-1}) = P_e \left[0.075q_{\text{H}_2} \sqrt{\frac{300}{T}} + 0.048q_{\text{He}} \sqrt{\frac{300}{T}} + 0.085q_{\text{CH}_4} \left(\frac{300}{T} \right)^{0.81} \right]. \quad (2.12)$$

と表される. ここで, q_i は各分子種 i のモル分率, P_e(atm) は吸収線の拡大に実効的な圧力で, Curtis-Godson 近似⁸⁾ で与えられる. T は光路中の吸収物質で重みをつけてはかった平均の温度である.

Orton and Robiette (1983) によると, ν₄ の強度は S(ν₄) = 129 cm⁻²atm⁻¹ (300 K), また, Fox (1974) から, ν₃ の強度は S(ν₃) = 253 cm⁻²atm⁻¹ (300 K) という値が得られる. ν₄ については Orton and Robiette (1983) と Fox (1974) に約 5 % の誤差があり, ν₃ については, 約 2 % の誤差がある. ただし, この程度の誤差は温度分布には影響が無い.

ν₃, ν₄ 以外の吸収線については, line parameter が使用できないつまり, それらの吸収線について, その位置や強度を記述したデータベースがないということが不透明度を計算する上で障害となっている. Wallace et al. (1974) や Fink et al. (1977) はこの ν₃, ν₄ 以外

⁶⁾放射源に近付いたり, 遠ざかったりする気体分子の乱雑な運動によって入射した光の振動数の Doppler 偏移が起きる. このときの吸収幅のことを言う.

⁷⁾大気の圧力が高いときに, 分子同士の衝突が活発になり, 吸収線の拡大が起きる. このときの吸収幅のことを言う.

⁸⁾ Curtis-Godson 近似とは, 平均気圧 \bar{p} が光路に対して次のように表されるとする近似である.

$$\bar{p} = \frac{\int p c p dz}{\int c p dz} \quad (2.13)$$

ここで, ρ は吸収物質の密度, c は光速である. これは吸収される放射の割合が気圧に依存するとき, 厳密解を得るために用いられる.

の吸収線について計算を行っていて、AH (1984) のモデルでは、 $0.44\text{--}1.03\ \mu\text{m}$ では Fink et al. (1977) を、 $1.03\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ では Wallace et al. (1974) を参考にしている。

Wallace et al. (1974) はランダム $e^{-S/\sigma}$ モデル⁹⁾ を用いて、 $0.74\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ の吸収帯での吸収係数を計算した。彼らは雲のアルベドを 0.83 としローレンツ線形を用いた。ドップラー幅はその影響が弱いので無視している。ただし圧力が高いところではドップラー幅は有効であるとしている。彼らは CH_4 の $0.74\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ の吸収帯が木星の成層圏下部での太陽放射を吸収の大部分を占めることを示した。彼らのモデルには Irvine et al. (1968) による観測値と 10 % の差がある。

Fink et al. (1977) も CH_4 の吸収係数について、ランダム $e^{-S/\sigma}$ モデルを用いて計算を行った。このモデルは波長が $0.44\text{--}1.05\ \mu\text{m}$ の範囲を $10\ \text{\AA}$ ごとに計測した値に基づいている。Fink et al. (1977) と Wallace et al. (1974) のモデルは $\lambda \geq 0.84$ の範囲ではよく一致した。しかし、 $0.74\text{--}0.84\ \mu\text{m}$ の範囲では Wallace et al. (1974) の吸収係数の方が大きくなった。

ν_3 の吸収帯は CH_4 の吸収帯の中では断然強いが、太陽フラックスの 5 % しか吸収しない。これとは対照的に、 $0.74\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ の吸収帯では、多くの吸収線が含まれており、35 % もの太陽エネルギーが吸収されている。この複合バンドでは、ひとつひとつの吸収線で吸収されるエネルギー量は ν_3 の吸収線で吸収されるエネルギー量に比べ小さいが、吸収線が結合するとその強度は非常に強くなる。 $P \gtrsim 0.6\ \text{mb}$ で波長 $0.74\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ の吸収帯は支配的になる。

CH_4 の吸収帯に関しては雲からの反射を考慮する。Wallace et al. (1974) の解析から、雲頂からの上向き反射を考慮したフラックスの発散は以下の式で与えられる。

$$\left(\frac{dF}{dZ}\right)_{\lambda < 1.5\ \mu\text{m}} = \frac{1}{2} S_{\lambda, \odot} \frac{d\tau}{dZ} [E_2(\tau) + A_c E_2(2\tau_c - \tau)]. \quad (2.15)$$

ここで、 τ_c は雲頂の鉛直の光学的深さ、 A_c は雲のアルベドであり、モデルでは $A_c = 0.83$ という値を用いている。雲頂は回転-並進運動の衝突誘起吸収の境界となっている。

Wallace et al. (1974) による計算の結果、 $\lambda > 1.5\ \mu\text{m}$ では太陽フラックスの放射は 12 % にしか及ばないこと、 $P \simeq 6 \times 10^{-3}$ から $P \simeq 0.6\ \text{mb}$ の範囲では $1.7\text{--}2.3\ \mu\text{m}$ の CH_4 加熱が支配的であることがわかった。

⁹⁾ランダムモデルでは、光を吸収する振動数領域に、吸収線がバラバラに配置されているとしたモデルである。このモデルでは透過関数 T が

$$T = \exp(-S/\sigma) \quad (2.14)$$

とあらわされる。ここで、 S は吸収線の平均の等価幅で、 σ は吸収線同士の間隔である。

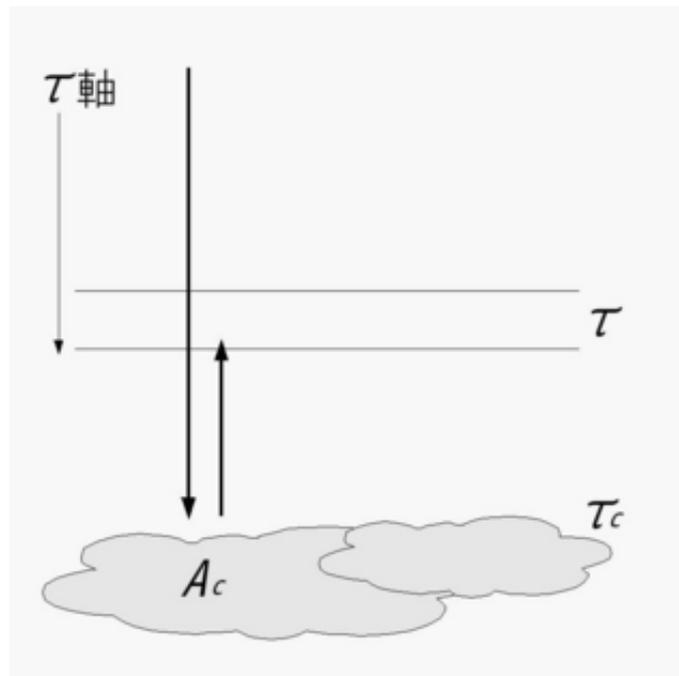


図 2.2: 太陽放射の雲頂での反射. 光学的深さ τ の層に入射する太陽放射フラックスは $-S_{\lambda,\odot} E_3(\tau)$ と表されるが, 雲頂で反射した太陽放射は, 光学的深さが大気上端から雲頂までと τ_c と雲頂から大気層まで τ あるので, 雲頂でのアルベド A_c を考慮して, $A_c S_{\lambda,\odot} E_3(2\tau_c - \tau)$ となる.

2.3.3 C₂H₆, C₂H₂

AH (1984) のモデルにおいて, C₂H₆, C₂H₂ は成層圏の温度分布の計算において, 取り入れられた. これらの分子は成層圏の中部, 上部で CH₄ の光分解によって生成されると考えられている. よって C₂H₆, C₂H₂ は成層圏の下部の計算からは削除されている. これは Orton and Aumann (1977) によって調べられており, その中で $P > 100$ mb では C₂H₂ は事実上存在しないとされている.

Cess and Chen (1975) で使われたパラメータを用いてエタンとアセチレンのフラックスの発散が計算された. ただし, これらの吸収帯による太陽の光の吸収の効果は CH₄ にくらべて小さい. これらの物質が重要な役割を果たすのは, 放射冷却である. それぞれ, C₂H₆ ν_9 (12.2 μ m), C₂H₂ ν_5 (13.7 μ m) の波長で光を放出する. Cess and Chen (1975) のモデルでは, C₂H₆, C₂H₂ のバンドは強吸収で重なりのないローレンツ線形を持つ振動回転バンドを用いている.

Cess and Chen (1975) の計算方法は放射場の角度依存性に取扱いが異なるために 2.2.3 節で述べた E_2 の定式化と整合的でない. しかし, この問題は以下の 2 つの理由から無視されている. 一つは C₂H₆, C₂H₂ の濃度の不確実性が大きいために定式化の整合問題は不確実性から考えると大した問題でないと言う理由, もう一つは, H₂, He, CH₄ だけを考慮した Cess and Chen のモデルと AH (1984) のモデルとのそれぞれの結果がよく一致しているという理由である. 結局のところこの問題は重要な問題では無いと考えられる.

2.4 エアロゾル加熱

AH (1984) は木星型惑星の大気の温度は大気中に存在する微粒子の影響を受けている可能性を考慮している. 惑星のアルベドの観測によると, 惑星の大気中に入射してきた光を吸収する微粒子が存在する可能性があることがわかった (Wallace, 1972). なぜならばアルベドの観測値が, ちりの無いレイリー散乱をする大気のアルベドと比べて小さかったからである. Axel (1972) によってちりは木星の UV のアルベドを低下させることが提唱された. このちりによって木星の成層圏の温度構造に重要な影響を与えることが Wallace et al. (1974) の放射平衡モデルを用いたテストによってわかった.

ガリレオ衛星による木星の食の観測から Smith (1980) はエアロゾルが衛星の探査した場所全てで存在すると結論づけた. Smith (1980) によると, エアロゾルは木星の NH₃ の雲より上に存在し, その濃度は希薄であり, 対流圏界面より下にゆく程に急激に上昇することがわかった. エアロゾルがあることにより, 木星の周縁部が暗くなることが観測されている. これらの結果より, 大気中の微粒子の存在によって日射の 10 % が吸収されていると予測されている. パイオニアやヴォイジャーの木星の観測からエアロゾルの層は高度が 3.5 mb よりも高いところに存在することが示された. エアロゾルの光学的深さは緯度 40°N,

48°S で極向きに増加することも示された。

木星の成層圏では CH_4 が大気の加熱に寄与していて、木星大気の研究初期にはエアロゾルの加熱は考慮に入れる必要がないとされてきた。しかし、 C_2H_6 と C_2H_2 が成層圏の冷却に寄与していることがわかり、成層圏のエネルギーバランスを保つためには、成層圏に日射を吸収する物質が存在しなければならないことがわかってきた。この吸収物質は “Axel-Danielson” dust と呼ばれる。

こうしてエアロゾルの加熱が木星の成層圏で影響を与えることがわかった。そこで、エアロゾル加熱を以下の式で与えることにする。

$$\left(\frac{dF}{dz}\right)_{aerosol} = \frac{1}{4}yS_{\odot}W(Z). \quad (2.16)$$

ここで、 $1/4$ は全球平均を表す。 y は全エアロゾル加熱をモデルにたいして当てはめるためのパラメータである。AH (1984) のモデルでは、 $y = 0.15$ を用いている。 S_{\odot} は惑星軌道上における太陽定数。木星の場合は $S_{\odot} = 5.06 \times 10^4 \text{ erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ である。 $W(z)$ は吸収されたエネルギーの高度分布である。モデルでエアロゾルの加熱を考慮する場合、この式を (2.11) の左辺に入れて計算する。もしエアロゾルが高度ごとに一様に分布しているならば $W(z)$ は、静水圧平衡が成り立って、 $W(z) = -\rho g/P_c$ と表される。ここで、 P_c は木星の雲の上端の圧力である。 P_c は全てのモデルで対流領域の上端に当てはめられる。したがって、反復計算の中で P_c は変化する。また、エアロゾル加熱が一様でないとする、 $W(z)$ は規格化されたガウス関数で表される。

木星の成層圏のエアロゾルには質量がある。したがって、木星の重力に引きよせられて、エアロゾルが鉛直下向きに降下してゆくはずである。すると、成層圏のエアロゾルはなくなってしまいそうである。しかし、実際は成層圏のエアロゾル濃度がだんだん小さくなっているという観測事実はない。つまり、どこかにエアロゾルを供給するものがあると推測される。それは現在はっきりとはわかっていないが、惑星外から、または木星の輪から供給されている可能性もある。

第3章 Appleby and Hogan (1984) のモデル計算の結果

3.1 モデルパラメータの設定

モデルの計算を行うときに、モデルの結果を左右するものは大気の組成と赤外放射フラックス (大気上端で惑星が射出するフラックスの総量) である。大気の組成は、モル分率を用いて表現される。まずは大気の主要成分である、 H_2 と He のモル分率と有効温度 T_e の決定をする必要がある。

AH (1984) では $[He]/[H_2] = 0.11$ としている。ヴォイジャーの IRIS 観測によると、 $[He]/[H_2] \simeq 0.115$ である。また、RSS によると、 $[He]/[H_2] \simeq 0.136$ である。過去の研究では $[He]/[H_2] \simeq 0.11$ と仮定している。さらに、 $[CH_4]/[H_2]$, $[C_2H_6]/[H_2]$, $[C_2H_2]/[H_2]$ についても IRIS のデータを用いて、決定された。有効温度 T_e は AH (1984) では $T_e = 124.4$ K としている。有効温度についても以前から観測が進められている。地上観測では、 $T_e = 134 \pm 3$ K とした。その後パイオニア 10,11 号による観測で、 $T_e = 125 \pm 3$ K (Ingersol et al., 1976)、ヴォイジャーの IRIS では、 $T_e = 124.4 \pm 0.3$ K (Hanel et al., 1981) という結果が出ている。これと比較して、木星大気を熱平衡と仮定した場合、 $T_e = 109.5$ K となる。また、木星が放射するエネルギーと日射の比などを考慮した結果、多くの木星大気のモデルでは、 $T_e = 124.4$ K としている。

もう 1 つ決めるべきなのは木星の重力加速度である。これは $g = GM/R^2$ から計算している。AH (1984) では、 $GM = 1.267 \times 10^8 \text{ km}^3/\text{sec}^{-2}$ (Null, 1976) を用いた。赤道域では、ヴォイジャー 1 号の掩蔽観測から、 $R = 71,450$ km という値がわかっていて、 $g = 2482 \text{ cm}/\text{sec}^2$ となる。一方、高緯度では、ヴォイジャー 2 号の掩蔽観測から、 $R = 67,370$ km であり、 $g = 2797 \text{ cm}/\text{sec}^2$ となる。これらの各パラメータの値をまとめたものが表 3.1 である。

3.2 木星大気の温度分布の計算

モデルの計算によって得られた温度分布はヴォイジャー 1 号,2 号の観測から得られた温度分布と直接比較された。図 3.1, 図 3.2, 図 3.3 にはモデルから算出した温度分布とヴォイ

表 3.1: 木星大気の放射対流平衡モデルで用いた, パラメータ. 重力加速度の欄にある, V1, V2 はそれぞれヴォイジャー 1 号, ヴォイジャー 2 号による観測であることを表している. 表の数値は AH (1984) の TABLE 1 に対応している.

T_e (K)	124.4
$[\text{He}]/[\text{H}_2]$	0.11
$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$	1.95×10^{-3}
$[\text{C}_2\text{H}_6]/[\text{H}_2]$	5.56×10^{-6}
$[\text{C}_2\text{H}_2]/[\text{H}_2]$	3.34×10^{-8}
g (cm/sec ⁻²)	2482 (V1), 2792 (V2)

ジャーの観測から得られた温度分布を示した図である. まず, 赤道域でエアロゾル加熱を取り入れていないモデルの計算結果と大気組成のモル分率を変えたときの温度分布の変化を示した (図 3.1). 次に赤道域でエアロゾル加熱を取り入れたモデルと取り入れていないモデルの温度分布の変化を示した (図 3.2). 最後に高緯度域でエアロゾル加熱を取り入れたモデルと取り入れていないモデルの温度分布の変化を示した (図 3.3).

図 3.1 にある, 波うった温度分布は, ヴォイジャー 1 号の RSS 観測による温度分布である. ヴォイジャーが地球から見て木星に隠れる時の観測である, INGRESS (図 3.1 の破線の温度分布) とヴォイジャーが木星の影から現れる時の観測である, EGRESS (図 3.1 の一点鎖線の温度分布) が示されている. 先に CH_4 の濃度を変化させた場合の温度分布を考察する. 図 3.1 (a) の分布は表 3.1 にあるパラメータのうち, CH_4 のモル分率 $f_m = [\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$ だけを $f_m = 9.4 \times 10^{-4}$ に減少させて数値計算した分布である. この f_m は太陽での C/H 比から算出される値である. 宇宙探査機による観測が行われる以前のモデル計算では, モデル大気の温度分布は有効温度を, $T_e \simeq 134$ K としていたためにこの図 3.1 (a) の分布よりも温かい分布になっていた. 例えば (a) の分布での対流圏界面の温度は 108 K であるが, 以前のモデルでは, 115–120 K であった. 図 3.1 (b) の分布は表 3.1 にあるパラメータを用いて数値計算したときの温度分布である. (a) の分布よりも (b) の分布の方が温かい温度分布になっているのは CH_4 による加熱の影響である. 図 3.1 中に, 点線で示された (b) の分布より温かい分布は, $f_m = 2.17 \times 10^{-3}$ を用いて数値計算した分布である. また, 点線で示された (b) の分布より冷たい分布は, $f_m = 1.73 \times 10^{-3}$ を用いて数値計算した分布である. 以上より, f_m の値が大きいほど, 算出される温度分布が温かくなっていることが示された.

C_2H_6 や C_2H_2 の放射冷却を考慮すると温度分布にも変化があると推測される. 図 3.1 中の二点長鎖線で示された (b) の分布より温かい, 分布は C_2H_6 のモル分率 $f_e = [\text{C}_2\text{H}_6]/[\text{H}_2]$ を $f_e = 1.11 \times 10^{-6}$ とし, C_2H_2 のモル分率 $f_a = [\text{C}_2\text{H}_2]/[\text{H}_2]$ を $f_a = 6.67 \times 10^{-9}$ をとって数値計算した分布である. また, 二点長鎖線で示された (b) の分布より冷たい分布は $f_e = 2.78 \times 10^{-5}$ とし, $f_a = 1.67 \times 10^{-7}$ として数値計算した分布である. 以上より, C_2H_6 や C_2H_2 は冷却に寄与していることが示された. ただし, 高度が 30 mb より下の領域では, C_2H_6 や C_2H_2 の冷却の影響を温度分布から確かめることができない.

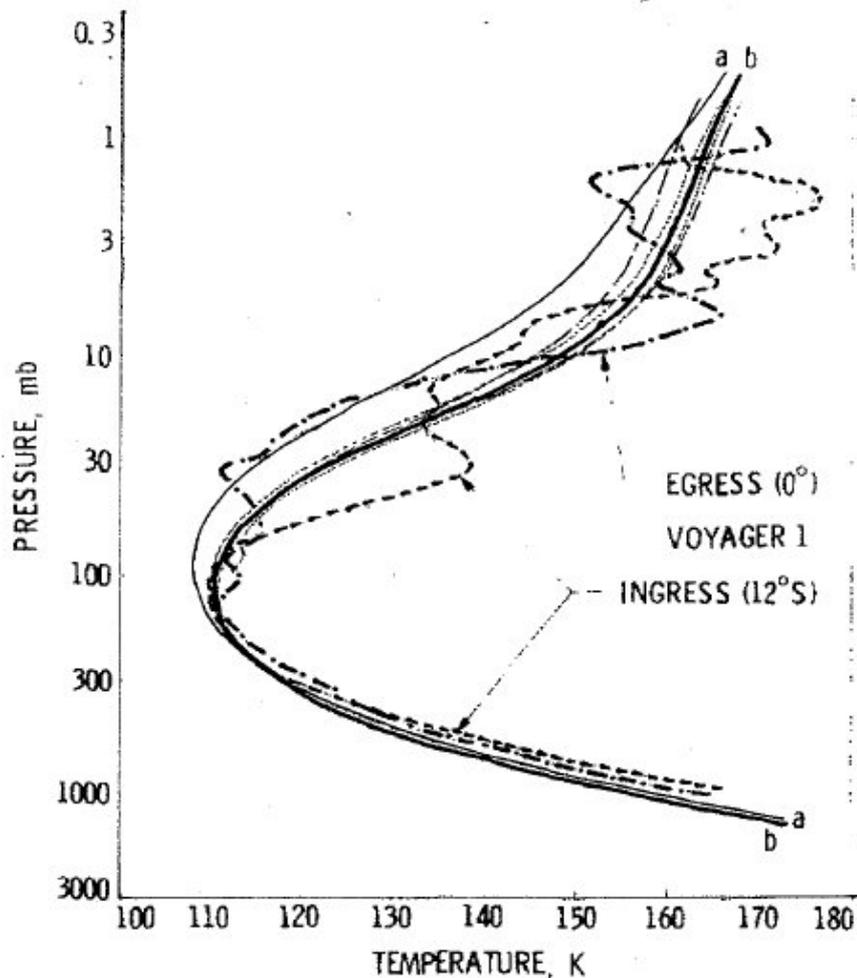


図 3.1: エアロゾル加熱が無いと仮定したときのモデルで数値計算した温度分布とヴォイジャーの観測値。縦軸が木星大気の圧力 (mb) で対数で表している。また、横軸が温度 (K) である。図中の実線で示された (a), (b) の分布と点線で示された分布はそれぞれの CH_4 のモル分率を変化させた場合の計算結果である。図中の二点長鎖線で示された分布は (b) の分布における C_2H_6 と C_2H_2 のモル分率を変化させた場合の計算結果である。(AH, 1984: FIG. 1)

図 3.2 はエアロゾルの影響を考慮して計算した温度分布とヴォイジャー 1 号の観測値を示している。図 3.2 の (b) の分布は図 3.1 の (b) の分布と同じ分布である。(b) の分布と RSS の侵入による分布を比べてみると、RSS の分布の平均値と (b) の分布は高度 1–100 mb の範囲でよく一致していることが示されている。図 3.2 (c) の分布は一様なエアロゾル加熱を考慮して計算した分布である。これはエアロゾル加熱を考慮したモデルとしては一番単純なモデルである。この分布は成層圏での RSS の分布よりもずっと温かい。

Appleby (1980) は図 3.1 (a) の計算とよく似たパラメータで、晴れた木星大気での温度分布を計算した。その結果、Appleby (1980) のモデルの温度分布は、RSS の分布よりも全ての圧力で冷たかった。この原因はエアロゾルの加熱の影響が考慮されていないためであると推測される。一様なエアロゾルの加熱と高度ごとのエアロゾルの影響を考慮してモデルの計算を行うと大気におけるエネルギーの降下は UV 吸収体や “Axel-Danielson dust” による加熱の見積りと一致しているはずである。また、平均の日射を考慮すると、エネルギーの降下は West (1981) の観測結果とよい一致を示す。West (1981) はヴォイジャー 2 号の 2400 Å での望遠写真偏光計¹⁾、パイオニア 10 号の近赤外、可視光の観測、地上観測に基づいて、高度 100 mb より上の大気中で起きる、太陽光の吸収量を見積もった。そこで、高度 100 mb で 1 % 以下の太陽光の吸収があると結論づけられている。また、West (1981) ではエアロゾルの濃度が高緯度ほど高くなり、緯度 65° で最大となることを発見した。

West (1981) の観測結果は、成層圏でエアロゾルが存在し、日射を吸収しているということを示している。すると、一様なエアロゾル加熱を考慮した、図 3.2 (c) の分布は RSS 観測による分布とよく一致しているはずである。一方で、(c) の分布は特に成層圏で RSS より温かい。この事実は、エアロゾルは単に大気を温めるだけでなく、ある高度では加熱、また別の高度では冷却に寄与していることを示唆している。

図 3.2 の (d) の分布は、エアロゾルの加熱と冷却を考慮した温度分布である。エアロゾルは高度 3 mb, 30 mb 付近では加熱、10 mb 付近では冷却に寄与しているとしている。大気のエネルギーバランスを考えると、一様な加熱を考慮している (c) の分布よりも (d) の分布の方が、加熱率が大きくなっている。例えば、30 mb 高度では (c) の分布が 15 % の日射を吸収しているのに対し、(d) の分布では 41 % の日射を吸収している。これらのエネルギーバランスを考察すると、100 mb 以上の高度でのエアロゾルの粒径はミクロンサイズ以下であると推定できる。もしそうであるなら、エアロゾルは日射をよく吸収し、逆に赤外放射にたいしてはエアロゾルの影響は無いと考えられる²⁾。(d) の分布はヴォイジャー 1 号の RSS 観測の INGRESS の分布とよく一致している。

ヴォイジャー 1 号の温度分布は鉛直方向に波状の構造を持っている。これを (b) の分布を基準状態とする波であると考え、高度 3–30 mb において鉛直波長 $\lambda = 56$ km で振幅が 15 K 程の波であることになる。Allison (1981) はこの波状構造について解析した。Allison

¹⁾Photopolarimeter のこと。大気中のエアロゾルの分布を調べることができる。ここでは直径 2400 Å 程度エアロゾルの検出を行う。

²⁾エアロゾルによる光の吸収は、光の波長とエアロゾルの粒径が同程度の大きさであるときに起きる。粒径がミクロンサイズであるとする、赤外放射の波長はエアロゾルの粒径よりも十分に長いとみなせるので、吸収は起きない

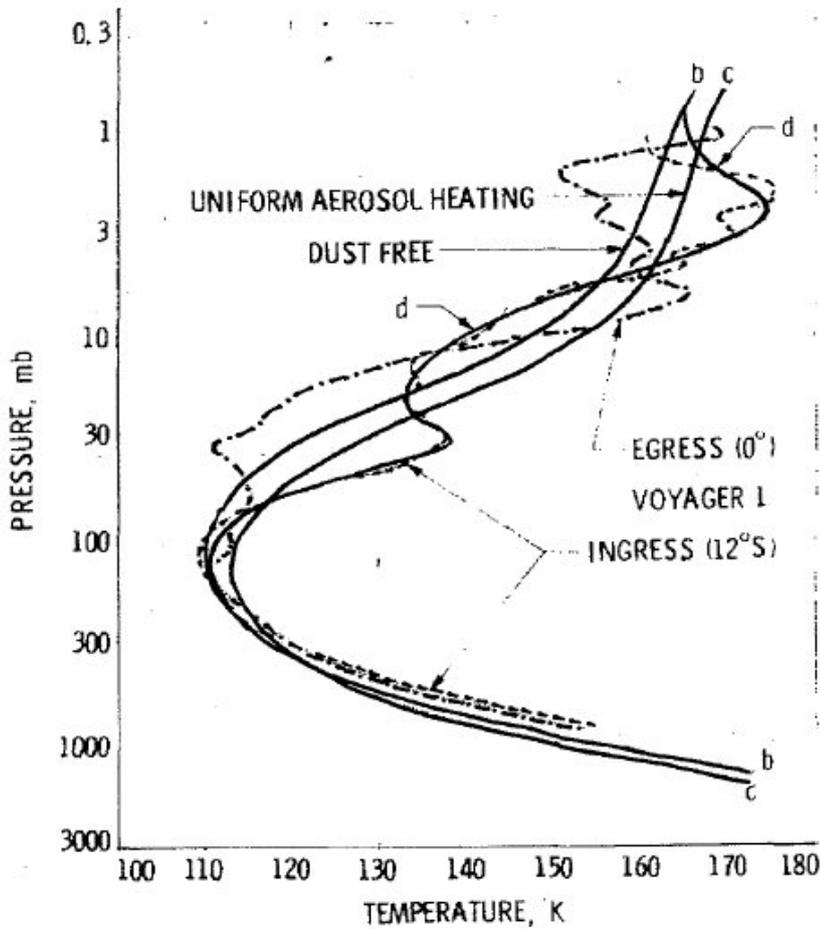


図 3.2: 低緯度におけるヴォイジャーの観測値とモデルの計算結果との比較. 図中の (b) の分布は図 3.1 の分布と同じ分布である. 図中の (c) の分布は一様なエアロゾル加熱を取り入れたモデルでの計算結果である. 図中の (d) の分布はエアロゾルの加熱と冷却を取り入れたモデルでの計算結果である. ヴォイジャー 1 号の観測値は図 3.1 のものと同じである. (AH, 1984: FIG. 2)

(1981) はヴォイジャーの画像データ, IRIS 観測, 掩蔽観測の解析を行った. 彼の波の力学に基づく解析の結果, 赤道ロスビー波だけが波数 n に上限をもつことを確かめた.

彼はロスビー波, ケルビン波, 内部重力波について, 9°N での上昇流の成長率を見積もった. すると, ロスビー波だけが成長可能な波の東西波数に上限値があることを発見した. そのなかで最も成長率が大きくなるのは $n \approx 11$ のときであることを示した. また, ロスビー波の鉛直構造が RSS の分布の波状構造とよく一致することを発見した. Hunt et al. (1981) によって対流圏での潜熱の放出が赤道域の上昇流を生み出しているということが提唱されている.

図 3.2 の温度分布でまだ考察が必要な事は, 高度 P が $P \gtrsim 300$ mb であるときに RSS の温度分布よりモデルの温度分布の方が冷たい事である. Hunten et al. (1980) は木星の雲の不透明度をモデルに取り入れることでこの問題の解決につながるとした. しかし, 後に Orton et al. (1982) によって NH_3 の雲が木星大気に与える影響を調べた結果, 雲を取り入れたモデルは対流圏において, 放射平衡モデルとも観測事実とも適合しないことがわかった.

図 3.3 はヴォイジャー 2 号による高緯度での観測値とモデルの結果を描いた図である. 図 3.3 のヴォイジャーの観測による温度分布 (図の一点鎖線) は RSS の EGRESS による観測によるものである. この図 3.3 のヴォイジャー 2 号の観測によって得られた温度分布は図 3.1 や図 3.2 のヴォイジャー 1 号によって得られた温度分布に比べ, なめらかである. これは図 3.2 の温度構造に見られるような振動数と東西波数をもつ波はシアが無い状態では鉛直伝搬しないためであると予想される.

図 3.3 (e) の分布はエアロゾル加熱のない温度分布で, 図 3.2 の (b) の分布とほぼ同じである. ただし, 緯度の違いのため, (e) の分布の方が太陽放射が $\pi/4$ 小さく, 重力加速度が 12 % 大きい. 図 3.3 (f) の分布は一様なエアロゾル加熱を考慮した分布である. この分布はヴォイジャー 2 号の温度分布とよく一致している. これは低緯度に比べ高緯度ではエアロゾル濃度が高いために一様なエアロゾル加熱が起きるためであると考えられる.

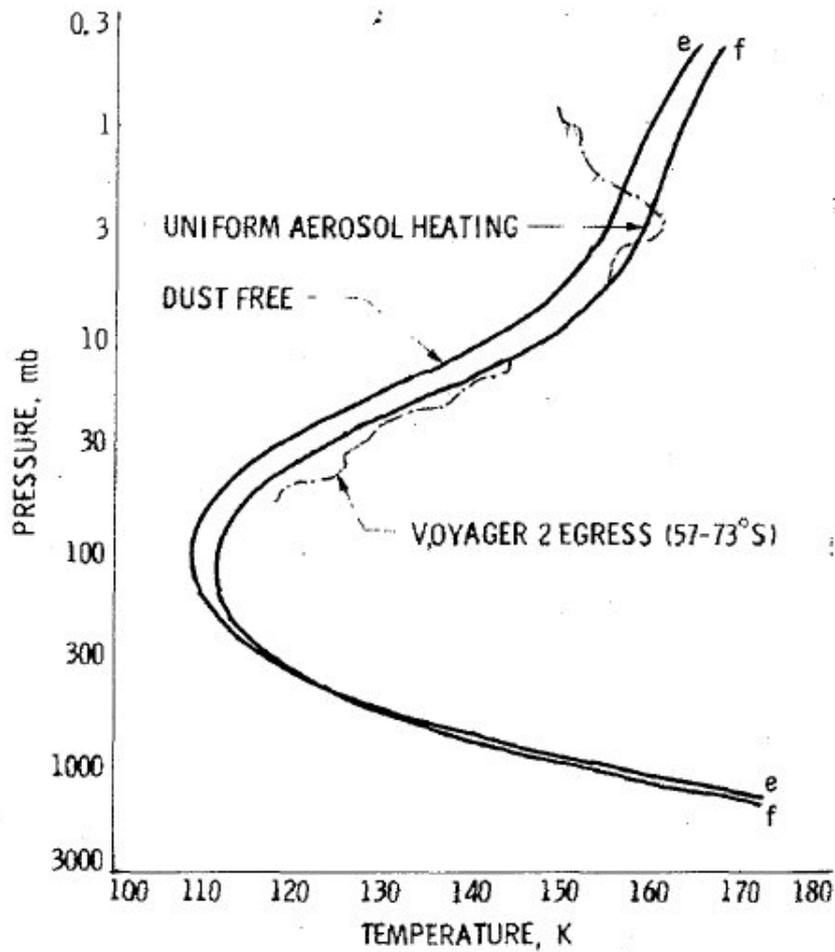


図 3.3: 木星の高緯度におけるヴォイジャー 2 号の観測値とモデルの計算結果. ヴォイジャー 1 号の観測値と違い, ヴォイジャー 2 号の観測による温度分布 (一点鎖線) は波うっていない. 図中の (e) の分布はエアロゾルの加熱がないとしたモデルでの計算結果. 図中の (f) の分布はエアロゾルを取り入れたモデルでの計算結果. (AH, 1984: FIG. 3 を引用)

第4章 まとめ

AH (1984) のモデルの計算結果から以下に示すことが推測される。

木星大気の温度分布を決める要素は、大気中に存在する分子やエアロゾルによる光の吸収、放射である。木星大気において、温度分布に影響を及ぼすものは主に、 H_2 、 He 、 CH_4 、 C_2H_6 、 C_2H_2 である。これら以外の分子が温度分布に全く寄与しないわけではないが、その影響は無視できる程小さい。木星大気の温度分布は緯度によって変化し、赤道域では温度分布は鉛直方向に波のような形になる。一方、極域では温度分布はなめらかな曲線になる。高度ごとに平均した温度分布はなめらかな分布になる。温度分布は日射を吸収するエアロゾルによる大気の加熱、冷却の影響を受けていてその影響を考慮するにはエアロゾルの鉛直分布を考える必要がある。また温度分布は木星の可視雲よりも下方にある対流の影響を受けている。

また、木星に関する知識だけでなく、AH (1984) の木星大気の放射対流平衡モデルから、モデル化の手法も学ぶことができる。AH の計算結果は木星大気の温度分布の観測値と一致している。したがって、AH の放射対流平衡モデルは木星大気の基本的な構造を記述していると言える。

AH (1984) のモデルでは木星大気の構造を記述するには足りない要素もある。計算では木星の対流圏による木星大気への影響をほとんど考慮していない。木星の対流圏の運動が木星大気の温度分布に影響を及ぼす可能性は十分にあり得る。また、水蒸気などの AH (1984) では取り扱われていなかった分子の影響や、吸収帯など、まだ木星大気について知られていない事柄がある。また、AH が述べている、対流圏ではエアロゾルを考慮したモデルでの温度が観測値よりも低くなってしまおうといった問題もある。

近年では、Birnbaum et al. (1996) では AH (1984) で取り扱われていた $\text{H}_2 - \text{H}_2$ の衝突誘起吸収帯を $1.6 \mu\text{m}$ まで拡張して計算している。他にも、Carlson et al. (1992) では水蒸気の雲をモデルに取り入れている。Sugiyama (2006) では木星大気の下部 $P \gtrsim 100$ での木星大気成分の凝結に伴う雲対流を数値計算している。

今後、AH のモデル化の手法を基盤として、木星の対流圏のさらに現実に近い木星大気の放射対流平衡モデルの作成をする予定である。

謝辞

この論文を作成するにあたり、惑星物理学研究室の小高正嗣助教には、本研究の主題を決めるところから、論文の校正まで幅広い御指導をしていただき、深く感謝いたします。惑星物理学研究室の石渡正樹準教授、倉本圭教授、光田千紘氏、九州大学の杉山耕一朗助教は大気物理学の基礎勉強の御指導や、著者の疑問点に対して丁寧に教えてくださいました。

惑星物理学研究室の山下達也氏は論文の校正や多くの質問に答えてくださいました。惑星物理学研究室の土屋貴志氏をはじめとして多くの方々に助言や励ましのお言葉を頂きました。御協力いただいた皆様に心より感謝申し上げます。

付録 A 静水圧平衡

ここでは、大気の静水圧平衡について解説する。静水圧平衡とは、大気の圧力傾度力と重力との釣合いの状態のことをいう。

図 A-1 に示すように大気中に単位底面積の気柱があるとする。その気柱のなかの高さ z の部分からそれより少し高い $z + \Delta z$ の間にある直方体を考える。この直方体の底面積は 1 なので、体積は Δz である。よって、気体の密度を ρ とすると、この直方体の質量は $\rho\Delta z$ と表される。重力加速度を g とすると、この直方体に働く重力は $g\rho\Delta z$ である。

この直方体にかかる圧力を考える。直方体の下からかかる圧力を p とすると、直方体の上からかかる圧力は $p + \Delta p$ と表される。ここで $\Delta p < 0$ である。

この圧力傾度力と重力がつり合っているとき、この大気は静水圧平衡の状態にあるといい、

$$\Delta p = -g\rho\Delta z \quad (\text{A-1})$$

という式が成り立つ。

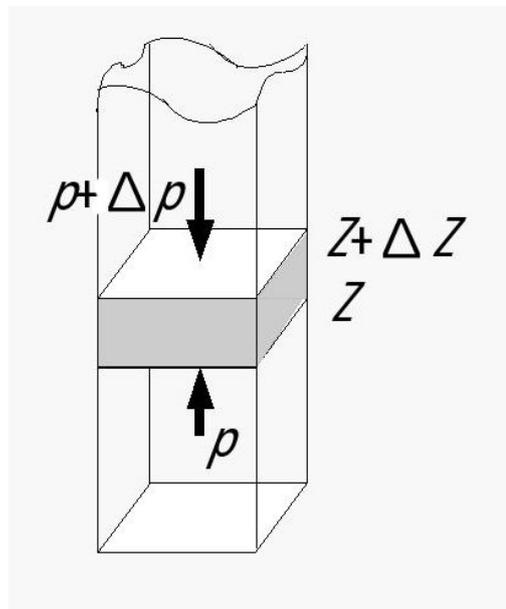


図 A-1: 静水圧平衡

付録B 光学的深さ

ここでは,2章で論じている光学的深さについて解説する.

光を吸収する物質が含まれる大気層に垂直に強度が I の光が入射してきたとする. 吸収物質の密度を ρ であるとし,ここで扱っている鉛直座標を z とすると,大気層の厚さを dz と置くことができる.すると,この大気層の単位断面積あたりの吸収物質の量は ρdz になる.この大気層に入射してきた光が大気に吸収される量 dI は吸収物質の量と入射してくる光の強度に比例する.よって dI は,吸収係数を k とすると,

$$dI = -I k \rho dz \quad (\text{B-1})$$

と表される.これを積分すると,

$$I = I_0 \exp\left(-\int k \rho dz\right) \quad (\text{B-2})$$

と表される.ここで, I_0 は大気層に入射してくる光の強度, I は大気層を通過した光の強度である.ここで (B-2) 中の $\int k \rho dz$ は光の大気に対する不透明さを表すもので,光学的深さとよぶ.

付録C Newton-Raphson 法

ここでは2章で登場する Newton-Raphson 法について解説する.

Newton-Raphson 法は関数 $f(x)$ が単調連続で変曲点がなく, 導関数 $f'(x)$ が数値的に求められるときに $f(x) = 0$ となる x を求めるために用いられる数値解法である. その計算の仕方を以下に示す.

まず最初に, 関数 $f(x)$ 上の点 $(x_0, f(x_0))$ を任意に決める. この点での接線と x 軸との交点を $(x_1, 0)$ とすると,

$$x_1 = x_0 - \frac{f(x_0)}{f'(x_0)} \quad (\text{C-1})$$

が成り立つ. 次に, $(x_1, f(x_1))$ での接線と x 軸との交点を $(x_2, 0)$ とすると,

$$x_2 = x_1 - \frac{f(x_1)}{f'(x_1)} \quad (\text{C-2})$$

である. 同様にして n 番目の値は

$$x_n = x_{n-1} - \frac{f(x_{n-1})}{f'(x_{n-1})} \quad (\text{C-3})$$

となる. これを繰り返して, 漸近解を得る. 図 C-1 にこれらの手順の概念図を示す. 図から x_n が求めたい解に近付いているのがわかる.

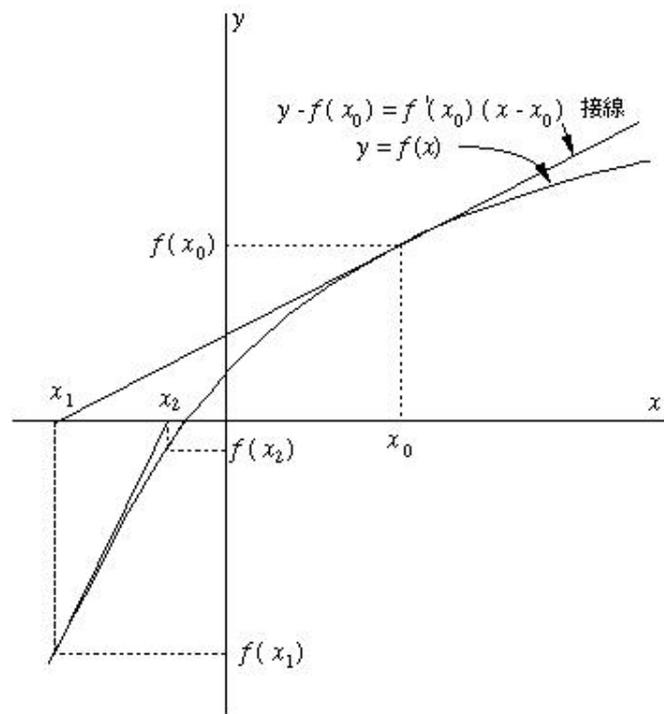


図 C-1: Newton-Raphson 法 の 概 念 図 . 熊 本 大 学 (<http://www.arch.kumamoto-u.ac.jp/>)

付録D (2.1)~(2.4) 式の導出

(2.1)~(2.4) 式の導出を行う。この付録は Goody and Yung (1989) の p43-p49 を参考にしている。

A (2.1)~(2.3) 式の導出

いま、図 D-1 のように高度が z であるところに大気上端からの光学的深さが τ である大気層がある。このとき、この大気層に入射してくる放射を調べたい。

Schwarzschild の方程式は、

$$\frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \xi)}{d\tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \xi) - B_\lambda(\tau_\lambda, \xi) \quad (\text{D-1})$$

と表される。ここで、 I_λ は任意の波長 λ の光の放射強度、 τ_λ は光路に沿った光学的深さ、 B_λ はプランク強度であり大気層から放出される放射強度を表す。 ξ は $\xi = \cos \zeta$ と表され、 ζ は天頂角である。

高度 z の大気層に入射してくる放射は、大気中の任意の高度 z' からの放射、大気下端 (高度 z'') からの放射、太陽放射である。図 D-1 より、それぞれの高度から無限遠までの鉛直の光学的深さ $\tau_{v,\lambda}$ は、

$$\begin{aligned} \tau_{v,\lambda}(z', \infty) &= t \quad 0 \leq t \leq \tau_s, \\ \tau_{v,\lambda}(z, \infty) &= \tau, \\ \tau_{v,\lambda}(z'', \infty) &= \tau_s \end{aligned} \quad (\text{D-2})$$

である¹⁾。太陽放射の光学的深さは 0 である。

図 D-1 より、光が天頂角 ζ で入射してくるとすると、鉛直の光学的深さ $\tau_{v,\lambda}$ を任意の高度 z' から高度 z までの光路に沿った光学的深さに置き換えると、

$$\tau_\lambda = \frac{t - \tau}{\xi} \quad (\text{D-3})$$

¹⁾ 図には大気下端の光学的深さは τ_1 となっているが、AH で記述されている文字と合わせて τ_s としている。

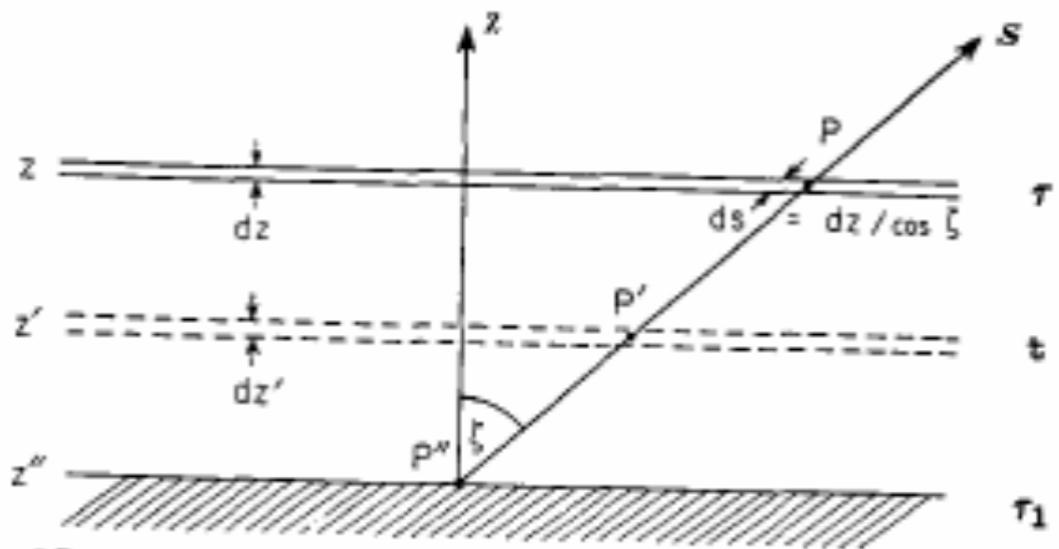


FIG. 2.7. A stratified atmosphere.

図 D-1: 層状の大気. いま高度が z で鉛直の光学的深さが τ である大気層に入射してくる放射を考える. (Goody and Yung, 1989 Fig.2.7 より抜粋)

と表される.

(D-1) 式の両辺に透過関数 $e^{-\tau_\lambda}$ を掛けると,

$$\frac{d\{I_\lambda(\tau_\lambda, \xi)e^{-\tau_\lambda}\}}{d\tau_\lambda} = -B_\lambda(\tau_\lambda, \xi)e^{-\tau_\lambda} \quad (\text{D-4})$$

と表される. この式に (D-3) 式を代入すると,

$$\xi \frac{d\{I_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi}\}}{dt} = -B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} \quad (\text{D-5})$$

となる.

下部境界条件は, 以下のように与えられる. 大気の下端からの放射 $I_\lambda(\tau_s, \xi)$ は, 木星を黒体と考えて, 下部境界での黒体温度を T_s とすると,

$$I_\lambda(\tau_s, \xi) = B_\lambda(T_s) \quad 1 \geq \xi > 0 \quad (\text{D-6})$$

である. また, 上部境界条件は以下のように与えられる. 大気の上端からの放射 $I_\lambda(0, \xi)$ は

$$I_\lambda(0, \xi) = 0 \quad -1 \leq \xi < 0. \quad (\text{D-7})$$

高度が z の大気層に入ってくる上向きの放射は, (D-5) 式を τ から τ_s まで積分すると求められる. すなわち,

$$\begin{aligned} \int_\tau^{\tau_s} \xi d\{I_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi}\} &= - \int_\tau^{\tau_s} B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} dt, \\ \xi I_\lambda(\tau_s, \xi)e^{-(\tau_s-\tau)/\xi} - \xi I_\lambda(\tau, \xi) &= - \int_\tau^{\tau_s} B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} dt, \\ I_\lambda(\tau, \xi) &= I_\lambda(\tau_s, \xi)e^{-(\tau_s-\tau)/\xi} + \int_\tau^{\tau_s} B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} \frac{dt}{\xi} \end{aligned} \quad (\text{D-8})$$

となる. 境界条件, (D-6) 式より,

$$I_\lambda(\tau, \xi) = B_\lambda(T_s)e^{-(\tau_s-\tau)/\xi} + \int_\tau^{\tau_s} B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} \frac{dt}{\xi} \quad (\text{D-9})$$

となる. ただし, $1 \geq \xi > 0$ である. 同様に大気層に入ってくる下向きの放射は, (D-5) 式を 0 から τ まで積分して,

$$\begin{aligned} \int_0^\tau \xi d\{I_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi}\} &= - \int_0^\tau B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} dt, \\ \xi I_\lambda(\tau, \xi) - \xi I_\lambda(0, \xi)e^{\tau/\xi} &= - \int_0^\tau B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} dt \end{aligned} \quad (\text{D-10})$$

となり, 境界条件, (D-7) 式より,

$$I_\lambda(\tau, \xi) = - \int_0^\tau B_\lambda(t, \xi)e^{-(t-\tau)/\xi} \frac{dt}{\xi} \quad (\text{D-11})$$

となる. ただし, $-1 \leq \xi < 0$ である.

鉛直方向のフラックスは放射強度 I_λ に ξ を掛け, 全立体角で積分すると得られる. よって, 上向きの放射は,

$$\begin{aligned} F_\lambda^\uparrow(\tau) &= \int I_\lambda(\tau, \xi) \xi d\omega, \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\tau, \xi) \xi \sin \zeta d\zeta d\phi, \\ &= 2\pi \int_0^1 I_\lambda(\tau, \xi) \xi d\xi \end{aligned} \quad (\text{D-12})$$

となる. ここで, $\xi = 1/w$ とおくと, $d\xi = -dw/w^2$ より,

$$F_\lambda^\uparrow(\tau) = 2\pi \int_1^\infty \left\{ \frac{B_\lambda(T_s) e^{-w(\tau_s - \tau)}}{w^3} + \int_\tau^{\tau_s} \frac{B_\lambda(t, \xi) e^{-w(t - \tau)}}{w^2} dt \right\} dw \quad (\text{D-13})$$

となる.

ここで, 指数積分 $E_n(x)$ を定義する.

$$E_n(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-wx}}{w^n} dw. \quad (\text{D-14})$$

(D-14) 式より, (D-13) 式の w に関する積分を E_n で置き換えることができ,

$$F_\lambda^\uparrow(\tau) = 2\pi B_\lambda(T_s) E_3(\tau_s - \tau) + 2\pi \int_\tau^{\tau_s} B_\lambda(t, \xi) E_2(t - \tau) dt \quad (\text{D-15})$$

となる. この式の第 1 項が下部境界からのフラックス F_λ^s , 第 2 項が上向きのフラックス F_λ^\uparrow である.

同様に, 下向きの放射は,

$$\begin{aligned} F_\lambda^\downarrow(\tau) &= \int I_\lambda(\tau, \xi) \xi d\omega, \\ &= \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^0 I_\lambda(\tau, \xi) \xi \sin(\zeta) d\zeta d\phi, \\ &= 2\pi \int_{-1}^0 I_\lambda(\tau, \xi) \xi d\xi \end{aligned} \quad (\text{D-16})$$

となり, $\xi = -1/w$ とおくと, $d\xi = dw/w^2$ より,

$$F_\lambda^\downarrow(\tau) = 2\pi \int_1^\infty \left\{ - \int_0^\tau \frac{B_\lambda(t, \xi) e^{-w(\tau - t)}}{w^2} dt \right\} dw \quad (\text{D-17})$$

となる. よって, (D-14) 式より,

$$F_\lambda^\downarrow(\tau) = -2\pi \int_0^\tau B_\lambda(t, \xi) E_2(\tau - t) dt \quad (\text{D-18})$$

となる.

B (2.4) 式の導出

太陽放射のフラックスは,

$$\begin{aligned} F_{\odot\lambda}(\tau) &\equiv \frac{\int_0^{-1} F_{\lambda}^{\odot}(\tau, \xi) d\xi}{\int_0^{-1} d\xi}, \\ &= \int_0^{-1} d\xi \xi S_{\lambda, \odot} e^{\tau/\xi} \end{aligned} \quad (\text{D-19})$$

となり, $\xi = 1/w$ とおくと, $d\xi = -dw/w^2$ より,

$$F_{\odot\lambda}(\tau) = - \int_1^{\infty} S_{\lambda, \odot} \frac{e^{w\tau}}{w^3} dw \quad (\text{D-20})$$

となり, E_n を用いて,

$$F_{\lambda}^{\odot}(\tau) = -S_{\lambda, \odot} E_3(\tau) \quad (\text{D-21})$$

と表される. ここで, S は木星での太陽定数である.

参考文献

- Allison, M. D. 1981: Dynamics of the Jovian atmosphere: Voyager Infrared Observations and Diagnostic Wave Theory. Ph.D. *dessertation, Rice University, Houston tex.*
- Appleby, J. S. 1980: Atmospheric Structures of the Giant Planets from Radiative-Convective Equilibrium Models. Ph.D. thesis, *State University of New York at Stony Brook.*
- Appleby, J. S., J. S. Hogan, 1984: Radiative-Convective Equilibrium Models of Jupiter and Saturn. *Icarus*, **59**, 336–366.
- Axel, L. 1972: Inhomogeneous medels fo the atmosphere of Jupiter. *Astrophys. J.* **173**, 451–468.
- Bachet, G., E. R. Cohen, P. Dore, and G. Birnbaum 1983: The translational-rotational absorption spectrum of hydrogen. *Canad. J. Phys.*, **61**, 591–603.
- Birnbaum, G. 1978: Far-infrared absorption in H₂ and H₂-He mixtures. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **19**, 51–62
- Cess, R. D., and S. C. Chen 1975: The influence of the Jovian atmosphere. *Icarus*, **26**, 444–450.
- Cess, R. D., and S. Khetan 1973: Radiative transfer within the atmospheres of the majour planets. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **13**, 995–1009.
- Carlson, B. E., A. A. Lacis, and W. B. Rossow, 1992; The abundance and distribution of water vapor in the Jovian troposphere as inferred from Voyager IRIS obsevation. *Astrophys. J.*, **388**, 648–668.
- Fox, K. 1974: Analysis of Vibration-Rotation Spectra of Methane. *Final Report AFCL TR-73-0738, University of Tennessee. Knoxville.*
- Fox, K., M. J. Reinfeld, and R. S. Mcdoewll 1979: Tunable diode laser measurements of line strengths in the ν_4 band of CH₄. *J. Chem. Phys.*, **71**, 1058–1061.
- Fink, U., D. C. Benner, and K. A. Dick 1977: Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500 Å. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **18**, 447–457.

- Goody, R. M. and Y. L. Yung 1989: Atmospheric Radiation. Second Edition. *Oxford Univ. Press, New York*.
- Hogan, J. S., S. I. Rasool, and T. Encrenaz 1969: The thermal structure of the Jovian atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 898–905.
- Houghton, J. 2002: The Physics of Atmosphere, *Cambridge Univ. Press*.
- Hunt, G. E., B. L. Conrath, and J. A. Pirraglia 1981: Visible and infrared observations of Jovian plumes during the Voyager encounter. *J. Geophys. Res.*, **86**, 8777–8781.
- Hunten, D. M., M. Tomasko, and L. Wallace 1980: Low-latitude thermal structure of Jupiter in the region 0.1–0.5 bar. *Icarus*, **43**, 143–152.
- Irvine, W. M., T. Simon, D. H. Menzel, C. Pikoos. and A. T. Young 1968: Multicolor photoelectric photometry of the brighter planets. III. Observations from Boyden Observatory. *Astron. J.*, **73**, 807–828.
- Kuiper, G. P. 1952: The Atmospheres of the Earth and Planets. *Univ. of Chicago Press Chicago*.
- Lasker, B. M. 1963: Wet adiabatic model atmospheres for Jupiter. *Astrophys. J.*, **138**, 709–719.
- 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.
- Massie, S. T., and D. M. Hunten 1982: Conversion of para and ortho hydrogen in the Jovian planets. *Icarus*, **49**, 213–226.
- Orton, G. S., J. F. Appleby, and J. V. Martonchik 1982: The effect of ammonia ice on the outgoing thermal radiance from the atmosphere of Jupiter. *Icaus*, **52**, 94–116.
- Orton, G. S., and H. H. Aumann 1977: The abundance of acetylene in the atmosphere of Jupiter. *Icaus* **32**, 431–436.
- Orton, G. S. and A. G. Robiette 1983: Errata: A line parameter list for the ν_2 and ν_4 bands of $^{12}\text{CH}_4$ and $^{13}\text{CH}_4$, extended to $J' = 25$ and its application to planetary atmospheres. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **29**, 283–284.
- Smith, W. H. 1978: On the ortho-para equilibrium of H_2 in the atmospheres of the Jovian planets. *Icarus*, **33**, 210–216.
- Trafton, L. M. 1967: Model atmospheres of the major planets. *Astrophys. J.*, **147**, 765–781.

- Trafton, L. M. 1973: On the He-H₂ thermal opacity in planetary atmospheres. *Astrophys. J.*, **179**, 971–976.
- Trafton, L. M., and P. H. Stone 1974: Radiative-dynamical equilibrium states for Jupiter. *Astrophys. J.*, **188**, 649–655.
- Varanasi, P., and G. D. T. Tejwani 1972: Experimental and theoretical studies on collision-broadened lines in the ν_4 -fundamental of methane. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **12**, 849–855.
- Varanasi, P., S. Sarangi, and L. Pugh 1973: Measurement on the infrared lines of planetary gases at low temperatures. I. ν_3 -fundamental of methane. *Astrophys. J.*, **179**, 977–982.
- Wallace, L 1972: Rayleigh and Raman scattering by H₂ in a planetary atmosphere. *Astrophys. J.*, **176**, 249–257.
- Wallace, L., M. Prather, and M. J. S. Belton 1974: The thermal structure of the atmosphere of Jupiter. *Astrophys. J.*, **193**, 481–493.
- Warren, S. G. 1984: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, **23**, 1206–1225.
- West, R. A. 1981: Sunlight absorption by aerosols in Jupiter's upper atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 847–849.
- 小倉義光, 1999: 一般気象学 第2版, 東京大学出版会.
- 松田佳久, 2000: 惑星気象学, 東京大学出版会.