

目次

1	基本概念	2
1.1	惑星大気	2
1.2	温度平衡	3
1.3	静水圧方程式	6
1.4	断熱温度減率	8
1.5	Sandström の法則	10

1 基本概念

1.1 惑星大気

惑星大気とは、惑星を取り囲む気体である。

TABLE 1.1¹に示したよく似た近隣の惑星大気についての情報からも見て取れるように、異なる惑星の大気の間には、化学組成や物理構成の間に大きな違いが存在する。

	Mean surface temperature (K)	Surface pressure (atm) ^a	Accn due to gravity (m s ⁻²)	Main constituents	
Venus	750	90	8.84	CO ₂ 96% N ₂ 4%	Deep clouds complete cover
Earth	280	1	9.81	N ₂ 78% ^b O ₂ 21%	~50% cover H ₂ O clouds
Mars	218	0.006	3.76	CO ₂ 95% N ₂ 3%	Some very thin H ₂ O clouds
Jupiter	134 ^c	2 ^c	26	H ₂ , He	NH ₃ clouds

^a 1 atm is mean pressure at earth's surface = $1.013 \times 10^5 \text{ Pa} (\text{Nm}^{-2}) = 101.3 \text{ kPa} = 1013 \text{ millibars (mb)}$.

^b See appendix 3 for detailed composition of earth's atmosphere.

^c At cloud top.

図 1.1: TABLE 1.1

大気を完璧に理解するためには、その質量や化学組成を決定づける進化過程を知る必要がある。また、物理構成や密度分布、大気の運動についても知る必要がある。

非常に詳細な情報がある地球の場合は、数日もしくは数週間後までの状態を予測することができる。さらに、気候変動と関連するためには、数年もしくは数世紀を越える大気の平均状態を決定づける要因を理解することが必要である。

この本の議論では、大気の学の中で物理法則の記述に関し、主に地球大気に応用しつつ焦点をあてる。熱力学、放射伝達や流体力学の物理の基本原則を用いながら、大気構造やその振る舞いの主な特徴を理解するのに役立つ単純なモデルを最初に展開していこう。後の章では大気の観測方法を解説し、現在の大気科学において取り組まれている主な問題点について示す。

¹大気をもつ地球型惑星及び木星の大気の基本パラメータ。Probe によって直接計測された値。木星の化学組成は、H₂ が 90 % を占める。

1.2 温度平衡

惑星表面の有効温度 T_e の概算は、以下の太陽放射吸収と赤外放射の平衡によって求められる。²

$$4\pi a^2 \sigma T_e^4 = \pi a^2 (1 - A) F / R^2 \quad (1.1)$$

ただし、 σ はステファン-ボルツマン定数 (*Stefan-Boltzmann constant*), a は太陽からの距離 R (天文単位) における惑星の半径, F ($=1370 \text{ Wm}^{-2}$) は標準的な太陽光線の場合の地球付近 (すなわち, $R=1$) の表面の太陽フラックス, A はアルベド, すなわち惑星全体での入射太陽エネルギーの反射率である. (3) の右辺は太陽放射の吸収, 左辺は温度 T_e の黒体において推測される惑星放射である. Table 1.2 は, いくつかの惑星の様々なパラメータの値を並べ, 図 1.3 から計算した有効温度とおよその観測値 T_m を比較した.³ 木星を除いて二つの値はほぼ一致した. 木星の太陽エネルギーの入射は, 観測された温度を保つために必要な量のおよそ半分でしかなかった; 残りの半分はそれゆえに内部から発生しているに違いない.^{4 5}

	R	A	$T_e(\text{K})$	$T_m(\text{K})$	M_r	Period of rotation (days)
Venus	0.72	0.77	227	230	44	243
Earth	1.00	0.30	256	250	28.8	1.00
Mars	1.52	0.15	216	220	44	1.03
Jupiter	5.20	0.58	98	130	2	0.41

図 1.2: TABLE 1.2

²式の導出は Appendix を参照

³ R : 惑星半径, 観測値, ただし木星は 1 [atm] の半径. A : アルベド, 全球の平均反射率, 惑星から出て行く短波放射を観測して算出. T_e : 有効放射温度, より算出, 太陽から受け取るエネルギーを放出する過程に基づく. T_m : 表面温度, 惑星から出て行く長波放射を観測して観測. M_r : 平均分子量, プロープに搭載した質量分析計 (*mass-spectrometer*) で観測 ??

⁴ $T_e < T_m$ の場合, そのエネルギー差異は基本的に内部熱源であると考えられる. 木星は太陽から受けたエネルギーと同程度内部から熱を発生させており, 太陽程ではないが若干自分で光っていると言える. これが恒星太陽になると, $T_e = 3[\text{K}]$ (= 銀河の背景放射の温度) であるのに対し, $T_m = 5.78 \times 10^3[\text{K}]$ となり, 受け取るエネルギーはほぼ無視できる程度となる.

⁵木星とは逆に $T_e > T_m$ の状態を考える. これは太陽から放射エネルギーを受けると, それが惑星の内部エネルギー (熱, 運動など) へと変換されるか, 惑星外部へ放射エネルギー以外のエネルギーで放出されることを意味する. 前者の場合, どんどん内部エネルギーが取り込まれる為に平衡状態にはなり得ない. 後者の場合でもあまり大きなエネルギーを許容できないであろう. よって $T_e > T_m$ は成立しづらい.

Table 1.2 における金星の有効温度は, Table 1.1 での地表面温度と大きく異なっている. 非常に濃密な大気と金星全体を覆う雲によって およそ 1mm よりも短い波長⁶の放射が実質的に遮断される. これらの雲は, 太陽放射は少ししか透過しないが, 下層大気からのほぼ全ての放射エネルギーの放出を防ぐ放射の毛布の役割をする (1.5 章参照). このプロセスは地表面温度を上昇されることから温室効果⁷として知られている (図 1.3) 平均地表面温度が 290 K に届く地球も, 金星よりも限られた程度ではあるが影響を受けている.

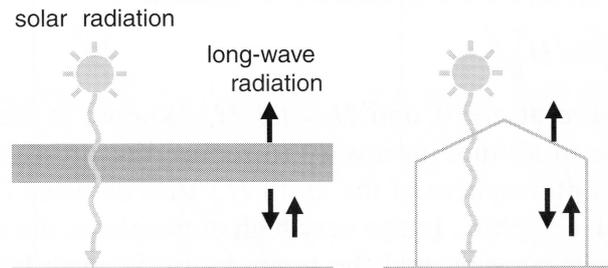


図 1.3: 赤外放射よりも太陽放射のほうが透明であるという惑星大気における温室効果の図. 惑星地表面から放射する赤外放射は, H_2O , CO_2 , CH_4 のような温室効果ガス及び雲によって吸収される. 温室におけるガラスは, 太陽放射をに対しては透明であり赤外放射に対しては不透明であるという同様の光学的性質を持つ. '温室効果'として知られているけれども, ガラスは温室を温めるのにあまり貢献しておらず, 内部の大気の運動を抑制する役割のほうが大きい.

Appendix (1.1) 導出

左辺: σT_e^4 は, 単位面積あたりの温度 T_e [K] の黒体放射エネルギー. a [km] は惑星半径であることから, $4\pi a^2$ が表面積. $4\pi a^2 \sigma T_e^4$ は半径 a [km], 温度 T_e [K] の惑星の放射エネルギー

右辺: 太陽の半径を a_\odot [km], 表面温度を $T_{e\odot}$ [K] とすると, 太陽の放射エネルギーは, $4\pi a_\odot^2 \sigma T_{e\odot}^4$. 太陽 - 惑星間の距離を r [km] とすると, 惑星が受け取るエネルギーは,

$$(1 - A) \frac{4\pi a_\odot^2 \sigma T_{e\odot}^4}{4\pi r^2}$$

ここで, 太陽 - 地球間の距離を r' [km] と置くと, 上式は,

$$(1 - A) \frac{4\pi a_\odot^2 \sigma T_{e\odot}^4}{4\pi r'^2 (r/r')^2}$$

$4\pi a_\odot^2 \sigma T_{e\odot}^4 / 4\pi r'^2$ は, 地球が単位面積あたりに太陽から受けるエネルギーであり, これ

⁶短波放射のみならず, 長波放射までも含む.

⁷温室効果が, 温度をどんどん上昇させる訳ではなく, 平衡点をずらすということに注意.

は太陽定数に他ならない。また, (r/r') は, 地球を基準 (=1) とした太陽 – 惑星間の距離であり, $(r/r') = R$ である。よって, (1.2) は成立する。

1.3 静水圧方程式

惑星大気はその惑星の重力場に存在するので、その密度は高度の増加するにつれて減少する。鉛直運動は一般的に非常に小さいので、静力学平衡⁸を仮定するのはよい発想である。もし高度 z において密度 ρ と圧力 p が観測されたならば以下の式を使うことができる。⁹

$$dp = -g\rho dz \quad (1.2)$$

惑星大気の全体の厚さは惑星半径と比較して一般的に薄いために、大気領域の重力加速度 g は一定とする。¹⁰

分子量 M_r と温度 T の理想気体の状態方程式¹¹より

$$\rho = \frac{M_r p}{RT} \quad (1.3)$$

ただし、 R は 1 mol あたりの気体定数である。

式 (1.2) はそれゆえに以下のように変形できる。

$$dp/p = -dz/H \quad (1.4)$$

高度 z における圧力を p として積分形に変形すると

$$p = p_o \exp \left\{ - \int_0^z dz/H \right\} \quad (1.5)$$

ただし、 p_o は地表面での圧力であり、スケールハイト¹²として知られている $H = RT/M_r g$ は、圧力が $1/e$ になるために必要な高度の増加分である。

地球の下層大気において H は 温度 210 K での 6km から 温度 290 K での 8.5 km まで変化する。超高層では平均分子量はもはや一定ではなく温度も非常に高い。より詳細な議論は 5.2 章にて行う。

Appendix 1 静水圧平衡の導出

水平方向には単位面積、鉛直方向には dz の気塊を考える。この場合、鉛直方向に下からかかる圧力を P とすると、上からかかる圧力は $P + dP$ 。気塊の質量 ρdz を考慮すると、

⁸静水圧平衡は流体が鉛直方向に動かないものの平衡を指すのに対し、静力学平衡は流体ないし方向に限らず止まっているものの力学平衡を指す。

⁹Appendix 1 参照

¹⁰一定でない場合は、万有引力より重力の値を求める。詳しくは Appendix 2 参照

¹¹状態方程式は、 $P = nkT$ と覚えておくと気体の種類によらずに用いることができる。なお n は数密度、 k はボルツマン定数 ($k = R/N_A$) である。

¹²スケールハイトには意味が二つある。一つ目は本文の圧力が $1/e$ になる高度差であり、もう一つは $mgH = kT$ より位置エネルギーと熱エネルギーが成り立つということである。

この気塊の力学の釣合は,

$$P - (P + dP) = -\rho g dz$$

より, (1.2) は成立する.

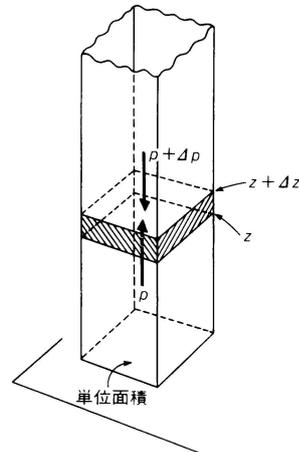


図3.1 鉛直方向の気圧傾度力

図 1.4: 静水圧平衡の概念図 (小倉義光, 1984: 一般気象学, 東京大学出版, 図 3.1)

Appendix 2 重力加速度の変化

重力加速度を一定としない場合, 万有引力によって重力加速度 $g(r)$ を算出する.

$$\frac{GM(r)m}{r^2} = mg(r)$$

ただし, G は万有引力定数, M は惑星半径, m は気塊の質量, r は気塊の惑星中心からの距離とする. これを $g(r)$ にしたがって解くと,

$$g(r) = \frac{GM(r)}{r^2}$$

密度 ρ が一定でない場合, 半径 r までの惑星の質量は以下の式で与えられる.

$$M(r) = \int_0^r \rho(r') 4\pi r'^2 dr'$$

ただし, 通常は以下の微分形で求められる.

$$\frac{dM}{dr} = \rho(r) 4\pi r^2$$

1.4 断熱温度減率

作成可能である最も単純な惑星大気モデルでは、全ての放射が輸送されること、蒸気を含まないこと、そして下の境界である惑星地表面の平均温度は § 1.2 の簡単な計算から算出されることが想定されている。圧力 p 、温度 T 、体積 V の気塊の鉛直運動を考える。大気を (1.2) で書かれた静水圧平衡であると仮定しよう。それゆえに重力と浮力は平衡しており、以下に示す単位体積当たりの熱力学第 1 法則の式¹³において、両方とも明白に含まれる必要はない。

$$dq = c_v dT + p dV \quad (1.6)$$

ただし、 c_v は定積比熱である。気塊への熱の出入りは考えず、運動は断熱、熱量 dq は 0 の仮定を与える。

状態方程式 (1.3) (ただし、 $1/V = \rho$ である) を変化させる¹⁴と、以下の式が与えられる。

$$\begin{aligned} p dV + V dp &= R dT / M_r \\ &= (c_p - c_v) dT \end{aligned} \quad (1.7)$$

理想気体において $c_p - c_v = R/M_r$ となるため¹⁵であり、 c_p は定圧比熱である。(1.7) から (1.6) において $p dV$ を置き換えると以下の式が得られる。

$$c_p dT - V dp = dq = 0 \quad (1.8)$$

ただし、(1.2) から以下のように置き換える。¹⁶

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_d \quad (1.9)$$

Γ_d は、乾燥大気の断熱減率として知られている。地球大気の場合、 $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 、 $\Gamma_d \simeq 10 \text{ K km}^{-1}$ である。

もし大気は、それゆえに、地表面から加熱され、鉛直運動がその結果生じた場合、高度において 10 K km^{-1} の一様な温度勾配が期待される。

図 1.5 での直線 b の温度勾配をもつ大気の鉛直運動に関連する安定性を考えることは有益である。もし、気塊が初期値 X から断熱的に上昇すると、乾燥断熱減率 a に沿って X' まで動く。この場合、状態 X'' にある大気に囲まれる。すなわち気塊は周りの空気よりも暖かくなり、上昇し続ける。曲線 b に沿う点 X はそれゆえに不安定である。同様の理論によると点 Y は安定である。与えられた温度勾配 dT/dz は $-dT/dz$ が Γ_d に比べて $<$ もしくは $>$ であることによって安定もしくは不安定状態を表す。

¹³熱力学第一法則の式は、 $dq = dU + dW$ (ただし、 q は気体に与えられた熱量、 U は気体の内部エネルギー、 W は気体が外部に対して行う仕事量) で示される。気体にかかる圧力を p 、ピストンの面積を S 、ピストンの動いた距離を dh とすると、 $dW = p S dh = p dV$ と変形される。また体積一定とした場合の内部エネルギーの変化量は $dU = c_v dT$ となる。よって以上を用いると、(1.6) は成立する

¹⁴全微分を取る

¹⁵Appendix 参照

¹⁶(1.8) に (1.2) を単に代入すると、 $\frac{dT}{dz} = -\rho V g / c_p$ となる。 ρV は体積 V の気塊の重さであり、この節では単位質量当たりの気塊を考えているためにその値は 1 となり、 $-g/c_p$ が導出される。

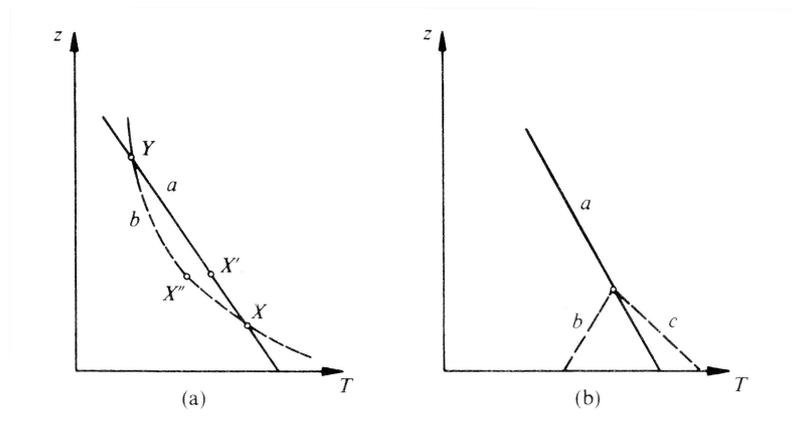


図 1.5: (a) 温度分布 b の静的安定の図. (b) 断熱温度減率 a ; 反転状態 b , いわゆる高さに伴う温度増加によって反転が生じる. たとえば地表面が大気よりも急速に冷える場合; 超断熱状態 c は長時間持続できず, 長いスケールでは生じることはない.

Appendix マイヤーの関係式の類似式導出

$c_p - c_v = R/M_r$ を導出する. 定積比熱 c_v はその定義から,

$$c_v \equiv \left(\frac{dq}{dT} \right)_v = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v$$

理想気体の場合, 定積変化であるかどうかに関わらず気体の比熱は等しい¹⁷ため $c_v = \frac{dU}{dT}$ と変形することが可能である. 次に, 微小変化に対する熱力学第一法則は,

$$dU = c_v dT = -pdV + dq$$

ここで, 単位質量当たりの理想気体の状態方程式 $pV = RT/M_r$ の微分をとると

$$pdV + Vdp = RdT/M_r$$

上二式から pdV を消去すると

$$(c_v + R/M_r)dT - Vdp = dq$$

ここで, 定積比熱はその定義から

$$c_p \equiv \left(\frac{dq}{dT} \right) = c_v + R/M_r$$

よって, $c_p - c_v = R/M_r$ となる.

¹⁷単位質量当たりの気体の内部エネルギーは, $U = v^2/2 = RT/M_r$ 表される. ただし v は分子の平均速度である

1.5 Sandström の法則

放射に対して完全に透明な大気にかわり、強く吸収するような大気をを想定する。それは、例えばとても厚い雲が絶え間なく存在する金星大気のように、入射太陽エネルギーは上層大気で貯蓄される。その下の層ではどんな鉛直温度構造が想定されているだろうか？高度に伴って温度が上昇するため、大気は非常に安定状態 (§ 1.4) で鉛直運動は生じないだろう；気体の中の伝導や放射輸送によって下層大気は等温状態になるだろう (図 1.6)。

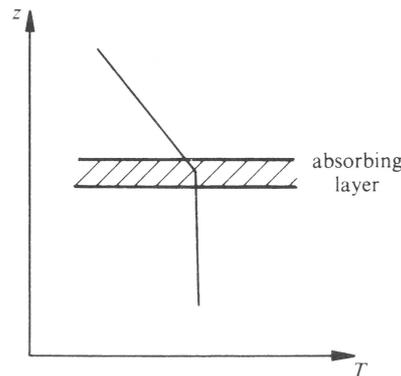


図 1.6: 吸収層の上の断熱温度減率及び下にある等温状態の図

この状態は、Sandström 理論を図化したものであり、熱の湧き出しと吸い込みからなる熱力学エンジンの作用によって大気の上昇運動を考えている。単純な力学循環 (図??) では、エネルギーはやじるし方向に循環されることによって放出される。エネルギーの湧き出しが吸い込みよりも高温であるだけでなく、気体が体積一定の場合、圧力は温度に比例するため、高圧でもある場合でも可能である。それゆえに閉じた定常循環である Sandström 理論は熱の湧き出しが吸い込みよりも高圧定常状態である場合、大気は一定に保たれることが可能であることを示している。

実際には、熱は周辺の大気や大気自身の運動によって構成される湧き出しや吸い込み貯蓄されるその場で生成されているため、理論とは異なる正確な解釈が Jeffreys(1925) で示された。しかしながら、Sandström 理論が満たされない場合、強い循環は発達出来ないことは真実である。

金星の地表面温度は、観測された地表面から雲頂レベルまでの断熱温度減率によって推測される驚異的な高温 750 K であるのは事実なのか？ 私達は、等温分布を作る傾向にある対流や放射の影響を圧倒し、鉛直運動を発達させるに十分な量太陽エネルギーが地表面まで到達している場合、温度を減少させることが出来るであろう。 - この推測は実際にロシアの Venera プローブによって計測された、金星の地表面着陸時のプローブへ入射したごく少量の太陽光から推測されている。

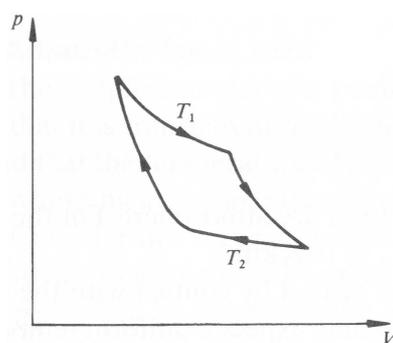


図 1.7: 熱力学循環は, 温度 T_1 での熱の湧き出しの場合よりも, 温度 T_2 での吸い込みの場合の方がエネルギーを放出する.