

大気はなぜ水蒸気で飽和しないのか—水蒸気大気からの考察

木村 龍治*

地球大気的主要成分は窒素と酸素である。微量成分として水蒸気を含むが、濃度の変動が大きく、気象学では大気組成とは別扱いにすることが多い。しかし、大気中の水蒸気は、降水、反射率、温室効果など、気象のさまざまな局面で重要な役割を果たしている。

一方、地球表面の7割は海面である。海水はほとんど無尽蔵の水蒸気の供給源といってよいだろう。大気は海面に接しているにもかかわらず、比較的乾燥した状態が維持されている。絶えず海面から水蒸気が大気に供給されているが、大気全体が水蒸気で飽和することはない。それは主要成分の存在による。本稿の目的は、その具体的な作用を考察することである。

現実の大気を、水蒸気だけから構成される水蒸気大気に主要成分が加わった混合気体であると考え、まず、水蒸気大気の構造を考察する。次に、そこに主要成分が加わると、水蒸気大気の構造がどのように変形されるか考察する。考察の結果は、以下の4項にまとめられる。

- 1) 海面に主要成分の重さがかかる。その圧力(外圧)が沸点を決める。外圧のかからない水蒸気大気の場合は、海面温度が沸点になる。
- 2) 静力学平衡の主体が主要成分になる。その結果、水蒸気は静力学平衡の制約から解放される。
- 3) 主要成分が気温減率を決める。その結果、大気中の水蒸気存在可能量(=最大可降水量)が主要成分に支配される。
- 4) 主要成分の大気循環が除湿作用を生む。絶えず、海面から水蒸気が蒸発し、同じ量の水蒸気が降水として大気中から排除される。除湿作用の結果として、平均的な可降水量が決まる。

1. はじめに

容器の中に半分水を入れてフタをする。水面から水が蒸発して、水面上の空気は湿ってくる。しかし、容器の中の水蒸気が飽和水蒸気圧に達すると蒸発は止まる。その状態が熱力学的な平衡状態である。一方、地球大気を考えると、下面の7割は海面でおおわれている。そこから、水が蒸発する。しかし、地球大気の場合は、大気全体が水蒸気で飽和することはない。絶えず、水面から水が蒸発している。容器の場合は飽和し、大気の場合は飽和しない。その違いはどこから来るのであろうか。大気の場合は、熱力学的な平衡状態になっていないからである。しかし、その答では理解した気分にはならない。平衡状態にならない理由は何か。不文にしてそれについて書いてある本を知らない。自分で考えても、考察の手がかりを見つけないことができなかった。

ある時、水蒸気だけから構成される仮想的な大気に着目したら、その理由が分かるのではないかと思った。現実の大気を、水蒸気だけから構成される水蒸気大気に窒素、酸素などの主要成分が加わった混合気体であると考え、まず、純粋な水蒸気大気の構造を調べ、次に、そこに主要成分が加わると、純粋な水蒸気大気の構造がどのように変形されるか調べることにより、具体的な理由が分かるのではないかと思った。本稿は、その考察の記録である。

1節～6節で1次元の水蒸気大気モデルを考察する。7節で、地球全体を水蒸気大気が覆った場合の状態を推測する。この部分を深く考察すれば、水蒸気大気的气象学になるが、本稿では、そこまで立ち入らない。8節で現実大気との比較を行う。1次元モデルでは、静力学平衡、放射平衡、凝結過程が重要になる。水蒸気大気鉛直構造は、それらの効果が合わさって決まる。その構造を求めるには、数値シミュレーションが必要であろう。ここでは、総合的な構造を求めることはしない。個々の要素の特性を調べることで満足

* Ryuji KIMURA, 元放送大学。

mfrk@jcom.home.ne.jp

© 2016 日本気象学会

することにする。

考察の最初の段階では、海面に対する外圧の効果に気がつかなかった。編集担当者からのコメントで気がついたのである。大気中の水蒸気は、主要成分の内部に存在するから、主要成分の圧力がいくら大きくなっても、その影響を受けて、水蒸気が圧縮されることはない（私たちが、大気圧によって圧縮されないのと同じである）。しかし、海洋は主要成分の外側に存在するために、その重さをまともに受ける。その効果が海面付近の海水の沸点を決めている。もしも、外圧がなければ、沸点は海面上の水蒸気圧によって決められる。その時の大気の構造は、現実の大気とあまりに異なるので、考察の目的である現実大気との比較が困難になる。そこで、本稿では、海面に1気圧の外圧をかけるモデルを考察することにする。

実は、過去に水蒸気大気を扱った研究がないわけではない。Komabayasi (1967) は、暴走温室効果の可能性を検討するために、海水と海面上の水蒸気からなる仮想的な惑星を考察した。しかし、そこでの水蒸気大気は、温室効果のモデルである。凝結熱や雲の存在は無視している。それに対して、本稿の興味は、水蒸気大気と現実の大気を比較することである。放射過程のみならず、静力学平衡や凝結過程を問題にする。以下、外圧の効果、静力学平衡、放射平衡、凝結過程の特徴を述べる。

2. 外圧の効果

簡単のために、水平方向に条件が一様で、高さ方向のみに物理量に変化する1次元モデルを考える。問題設定として、熱帯海洋上を想定し、その上に、水蒸気だけが存在する場合の鉛直構造に着目する。

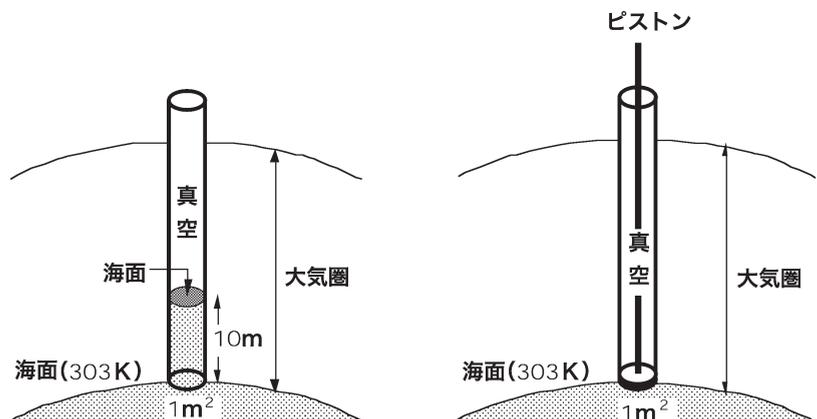
具体的には、海面水温 303 K ($=30^\circ\text{C}$) の水面に、断面積が 1 m^2 の筒を垂直方向に差し入れることを考える。筒は十分に長いとして、上端は真空の宇宙に接続している（第1図 a）。下端を海中に差し入れた後に、筒の内部の空気を抜いて真空にしてしまう。

その後、どのような現象が筒内で生じるか想像してみよう。

この操作によって、筒内部の海面気圧は0気圧になり、筒の内部の水面は約10 m 上昇する。水面の気圧が0気圧になると、海面近く of 海水は沸騰して、気化熱によって、海面水温は低下する。同時に、海面上に水蒸気が供給されて、海面気圧が上昇する。海水の冷却量と、大気中に蓄積される水蒸気の量は運動している。簡単な見積もりにより、水の三重点（付録 A 参照）の圧力（ $=611\text{ Pa}$ ）に達するはるか以前に、潜熱の放出によって海面が凍結してしまう。これでは、現実の大気環境とあまりに異なって面白くない。

現実の海面気圧が1気圧なのは主要成分の重さによる。その結果、沸点が 373 K ($=100^\circ\text{C}$) に保たれているのである。主要成分が無くなれば、沸点は飽和水蒸気圧に応じて決まる。それを避けるために、本稿では、真空ではあるが、水面には1気圧の外圧がかかっているという仮想的な状態を想定する。すなわち、第1図 b のように、筒の内部にピストンを入れて、海面に外圧をかけ、もとの海面高度まで押し戻す。但し、このピストンの材質は、海面からの自由な蒸発を許すものとする（浄水器や人工透析に使われる中空糸のイメージ）。そうすれば、海面が0気圧でも沸点は 373 K を維持することができる。なお、筒の側壁は断熱壁で、内側の壁は赤外線に対して吸収率ゼロの鏡になっていると考える。いわば、魔法瓶の内側のようなものである。

とはいえ、このようなことは、実現不可能であ



第1図 (a) 海面に筒を入れて、その内部の空気を抜く。(b) 筒にピストンを入れて、海面をもとの高さにもどす。

る。査読者から、「(実現不可能で) 理解がきわめて困難」というコメントをいただいた。多くの読者の意見を代表していると思ってよいであろう。理解の助けになることを期待して、本稿の構想の背景にある考え方を付録 D に記す。

3. 拡散過程—静力学平衡

303 K の海面から水蒸気が蒸発して、次第に海面気圧が上昇する。蒸発した水蒸気は、常に、静力学平衡の状態にある。すなわち、高度 z (m) の気圧を $p(z)$ (Pa)、密度を $\rho(z)$ (kg/m^3) とすれば、

$$\frac{dp(z)}{dz} = -\rho(z)g \quad (1)$$

が成り立つ。また、 p 、 ρ 、温度 T (K) の間には、水蒸気に対する理想気体の状態方程式：

$$p = \rho R_v T \quad (2)$$

が成立する。ここで、 R_v は水蒸気に対する気体定数で、 $R_v = 462 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{kg})$ である。

真空中への分子の拡散は等温過程なので、 $T = 303 \text{ K}$ の等温大気を考える。このとき、式(1)と(2)より、

$$p(z) = p_0 \exp\left[-\frac{g}{R_v T} z\right] \quad (3)$$

を得る。ここで、 p_0 は海面気圧である。

$$H = \frac{R_v T}{g} = \frac{462 \times 303}{9.8} = 14.28 \text{ km} \quad (4)$$

は海面温度 303 K の水蒸気大気のスケールハイトである。

水の蒸発と共に海面気圧は増加するが、海面水温 303 K に対する飽和水蒸気圧 (= 4243 Pa) まで蒸発すると、蒸発は止まる。すなわち、 $p_0 = 4243 \text{ Pa}$ である。海面における水蒸気は飽和しているが、上空の水蒸気は未飽和の状態にある (第 2 図)。

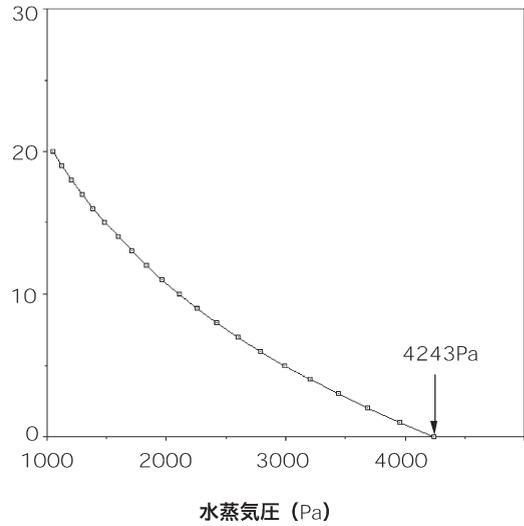
このときの海面高度の水蒸気の密度は、

$$\rho_0 = \frac{p_0}{R_v T} = \frac{4243}{462 \times 303} = 0.0303 \text{ kg}/\text{m}^3 \quad (5)$$

である。密度の高度分布は

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (6)$$

高度 (km)



第 2 図 303 K の等温水蒸気大気の水蒸気圧の高度分布。

で与えられる。

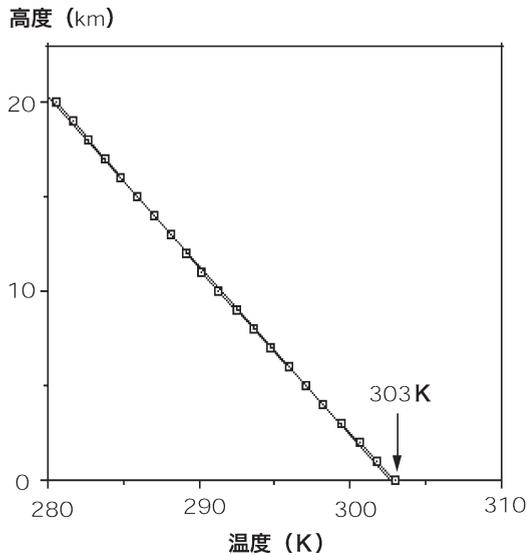
等温大気では、海面が飽和していても、上空の水蒸気圧は未飽和である。しかし、等温過程が維持されるのは、加熱・冷却が全くない場合に限られる。水蒸気の放射過程 (赤外線吸収や放射) が存在する場合は、大気は、もはや、等温状態ではいられない。放射冷却によって上空の気温が低くなれば、上空も飽和する。どれほど気温が低くなったら、大気全体が飽和するのだろうか。

飽和水蒸気圧と温度の関係が分かれば、第 2 図の水蒸気圧が飽和水蒸気圧となるような温度を求めれば、それがすなわち露点の高度分布となる。飽和水蒸気圧と温度の関係は多くの気象学の教科書に掲載されているが、書物によって、数値が多少異なる。ここでは、近藤 (2000) の付録にある 0.1 K 刻みの表を引用した。結果は、第 3 図に示すように、280 K から 303 K の範囲では、

$$T = -0.00112z + 303 \text{ (K)} \quad (7)$$

の直線によく乗っている。気温減率は、1.12 K/km である¹⁾。これより気温減率が大きくなると、静力学平衡が成立しない。

蛇足であるが、第 2 図、第 3 図は、高度 z をパラメータとして、飽和水蒸気圧と温度の関係 (蒸発曲線) をグラフ化したものと考えることができる。飽和

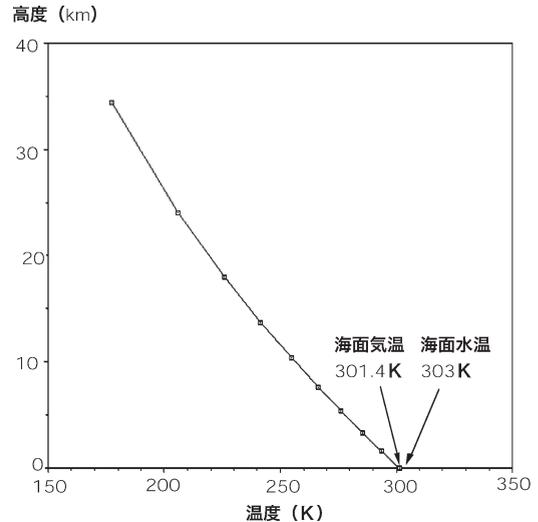


第3図 露点の高度分布。点は飽和蒸気圧表による。直線は回帰直線。

水蒸気圧と温度の関係は、280 K～303 K では、意外に単純な式が当てはまるわけである。この問題は本論からずれるので、付録 B で考察した。

4. 放射過程

水蒸気分子は赤外線吸収したり放射したりする。いわゆる温室効果気体である。本稿で扱う問題では、海面温度を303 K に固定した（日射の効果は海面水温に集約されている）。このとき、海面から上向きに放射される赤外線が水蒸気を加熱する。一方、水蒸気は赤外線を放出して冷却される。このような放射過程によって決まる温度を放射平衡温度という。山本(2013)は、日射エネルギー Q (W/m^2) が大気を素通りして地表を加熱したときの放射平衡温度の高度分布と地表面温度を求めた。放射平衡温度の特徴は、地



第4図 灰色大気を仮定したときの放射平衡温度。

表面温度と地上気温の間にギャップが生じることである。本稿の問題に当てはめる場合、地表面温度（＝海面水温）が303 K になるように Q を与えると、地上気温（＝海面気温）は301.4 K になる。実際の温度分布では、海面水温と海面気温にギャップが生じれば、顕熱輸送が生じて、そのギャップは解消される。放射伝達方程式は、放射過程のみを扱うので、その効果は表現されていない。

海面水温が303 K の放射平衡温度を第4図に示す（計算手順は付録 C を参照）。しかし、等温の水蒸気大気が放射冷却によって、第4図の温度分布まで変化することはない。第3図の状態からさらに冷却が生じると、水蒸気の凝結による大気の加熱が生じるからである。

5. 湿潤過程

水蒸気大気の静力学的安定性を考察するまえに、現実大気の静力学的安定性を確認しておく。現実大気では、3種類の気温減率が安定性に関して重要である。乾燥断熱減率、湿潤断熱減率、観測される気温減率である。乾燥断熱減率（約10 K/km）は、乾燥空気の上下運動に対して中立な成層を与える。湿潤断熱減率（約5 K/km）は、空気塊が水蒸気で飽和しながら上昇するときの中立成層を与える。観測される気温減率（約6.5 K/km）は、乾燥断熱減率と湿潤断熱減率の中間で、乾燥空気に対しては安定であるが、凝結しな

^{†1} 気温が変化すれば、水蒸気圧の高度分布は変化し、気温減率も変わる。例えば、1.12 K/km の気温減率の大気では、10 km 上空の気温は292 K である。もしも、292 K の等温大気があったとすると、スケールハイトは13.8 km である。303 K の等温大気を仮定した第2図のスケールハイトは14.3 km なので、292 K を仮定した等温大気の気温減率は1.12 K/km より多少大きくなる。なお、この気温減率は代表的な温度を T (K) とするとき、近似的に gT/L で与えられる。 g は重力加速度、 L は気化熱である。導出は付録 B を参照。

がら上昇する湿潤空気に対しては不安定である。故に、条件付き不安定という。さて、同様な議論が水蒸気大気に対してもできるだろうか。

水蒸気大気でも、露点より気温が高い状態では、相変化を伴わないので、上下運動は断熱過程と考えてよい。その場合、空気塊が上下に動くと、乾燥断熱減率に従って気温が変化する。水蒸気大気で“乾燥”というのはおかしいが、凝結を伴わない上下運動によって生じる気温減率を慣例で乾燥断熱減率と呼ぶことにしよう。

乾燥断熱減率は、

$$\Gamma_d = \frac{g}{C_p} \quad (8)$$

で与えられる。 g は重力加速度、 C_p は定圧比熱である。乾燥空気の定圧比熱は $1.006 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ であるが、水蒸気の定圧比熱は 273 K で $1.850 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 、 373 K で $2.015 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ なので、乾燥断熱減率は約 $5 \text{ K}/\text{km}$ である。凝結しない状態では、水蒸気大気であっても乾燥断熱減率が中立な成層を与える。

凝結が発生すると、水蒸気大気の挙動を現実の大気のアナロジーで考えることはできない。なぜなら、現実大気では、大気中に含まれている水蒸気量が少ないので、空気塊の質量はほぼ保存し、凝結の効果は、もっぱら空気塊の加熱をもたらすだけである。ところが、水蒸気大気では、空気塊が凝結すると、凝結に関わったすべての水蒸気は液体または固体になり、気体の体積はゼロになってしまう。

さらに、凝結は問題を複雑にする。凝結には、均一凝結と不均一凝結がある。均一凝結 (homogeneous condensation) は、気体の分子どうしが衝突することによって凝結が始まるものであるが、これには大きな過飽和度が必要である。現実の大気は、湿度が 100% になると、すぐに凝結が始まる。それは、空気中に存在するエアロゾル (塵など) のまわりに水蒸気が凝結するからである。このような凝結を不均一凝結 (inhomogeneous condensation) という。雲粒の芯になる物質を凝結核という。凝結核の種類によって、生成される水滴 (気温が 273 K 以下であれば氷晶) の大きさや数に変化する。それ故、一般的な凝結モデルを構築することはむずかしい。もっとも簡単なモデルは、非現実的であるが、凝結した水蒸気を瞬間的に系から消去することである。実際は、雲粒になり、しば

らく、空気といっしょに運動し、再び、蒸発するか、またはさらに成長して雨粒 (または雪) となって落下する。降水粒子は落下の途中の空気を加湿するが、落下速度が大きいと、地表面に到達する以前に蒸発しきれないで地面に落ちる。この過程は、かなり複雑である。

ここでは、非現実ながら、凝結した水蒸気を瞬間的に消去してしまうことを考える。凝結によって大気の質量が減少するわけである。現実大気では、凝結によって空気塊は膨張するが、水蒸気大気では、凝結によって空気塊が消滅する。そこが、現実の大気と大きく異なる点である。

大気が消滅した結果、地上気圧が低下し、海面上の大気は未飽和になる。すると、短時間のうちに蒸発が生じて、海面気圧は飽和蒸気圧にもどるだろう。結果として、凝結が生じて、大気は元の状態と同じであるといえる。

仮に、未飽和の水蒸気大気の空気塊が乾燥断熱減率に従って上昇し、ある高度で凝結したとしよう。その空気塊は消滅し、熱だけを周囲の未飽和の空気に与える。その結果、凝結した高度の気温が上がる。凝結した高度の周囲の水蒸気が飽和していたとすれば、気温の上昇によって未飽和の状態になる。

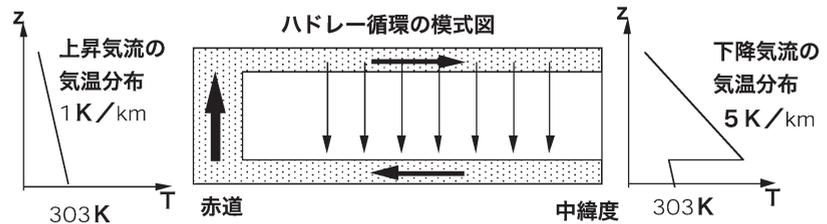
6. 定常状態の気温分布

現実大気は、 $6.5 \text{ K}/\text{km}$ の気温減率でほぼ定常状態になっている。水蒸気大気の場合はどのような気温減率で定常になるのだろうか。

拡散過程では、大気は 303 K の等温である。海面気圧が飽和水蒸気圧に達すると、拡散は止まる。気圧が静力学平衡の状態にあるので、上空ほど水蒸気圧は低下し、未飽和の状態である。次の段階で、大気全体は赤外線の放射によって冷却し、気温は低下する。その結果、全ての高度で水蒸気圧は飽和する。そのときの気温減率は、第3図に示すように、約 $1 \text{ K}/\text{km}$ である。乾燥断熱減率は、約 $5 \text{ K}/\text{km}$ なので、全層飽和の状態は安定成層である。故に、大気は静止状態を維持する。

定常状態でも放射冷却は存在する。少しでも過飽和になれば、潜熱が解放され、大気は加熱されて飽和状態に戻る。放射冷却率と潜熱による加熱率はバランスするであろう。現実大気では、放射冷却による不安定が対流によって解消されるが、水蒸気大気では、凝結によって解消される。放射対流平衡ならぬ“放射凝結

平衡”によって定常状態が維持される。凝結によって消えた空気は、海面からの蒸発によって補われ、常に、大気全層が飽和状態に維持される。



第5図 水蒸気大気のハドレー循環の模式図。影部は飽和、白は未飽和。

7. 水蒸気大気の流れ

ここまで、下面が303 K

に固定されたときの1次元の水蒸気大気の構造について考察した。現実の地球大気と同じように、水蒸気大気が地球全体を覆っている世界を想像すると、太陽放射の南北差による地表面加熱の差(差分加熱)によって、大気大循環が発生することが予想される。現実大気の場合、熱帯・亜熱帯の緯度帯には、ハドレー循環と呼ばれる大気循環が形成される。赤道に近い熱帯収束帯の内部で上昇し、隣接する亜熱帯高圧帯で下降する。仮想的に、水蒸気大気において、強制的な上昇気流と下降気流が与えられたとき、水蒸気大気の構造はどのように変形するのであろうか。

7.1 上昇気流内部の構造

上昇する乾燥空気塊は断熱減率に従って気温が低下する。気温が低下するという意味で、放射冷却の効果と似ている。水蒸気大気でも同じで、強制上昇の存在は、空気の冷却を放射冷却以上に加速することに他ならない。その分、凝結量が増加し、加熱量も増加する。上昇気流の気圧の高度分布も、気温の高度分布も、定常状態の1次元大気と変わるところがない。但し、上昇気流の増加に伴って、凝結量(降水量)が増加するわけである。

7.2 下降気流内部の構造

下降気流では構造が変化する。空気塊が下降すると、断熱減率(5 K/km)に従って昇温するので、現実大気と同様、未飽和になる。その場合は、ハドレー循環の全層で乾燥断熱減率(約5 K/km)になる。現実大気の場合、乾燥断熱減率に従って下降する空気塊が放射冷却の影響を受けて冷却され、観測される温度減率(6.5 K/km)が維持されている。水蒸気大気の場合は、放射平衡によって実現する温度減率は、第4図に示されるように、偶然にも約5 K/kmの気温減率をもつので、放射冷却が存在しても、下降気流の乾燥断熱減率は維持される。その結果、ハドレー循環の上端の気温が、上昇域でも下降域でも同じであれば、海面上の気温は、下降域の気温の

ほうが高くなる。下降気流の内部の気圧は上昇気流と同じ静力学平衡の状態にあるが、気温が高くなるので、全層の水蒸気密度が小さくなり、海面気圧が低下する。海面上の気温は、海面水温よりも高くなる。その結果、現実大気の貿易風逆転層と同様の構造が形成される。すなわち、海面付近には、海面温度に近い飽和した大気の境界層が形成され、その上に、密度の小さい暖気が積もるといった構造である(第5図)。

7.3 ハドレー循環の維持

このような構造は現実大気の場合と同様に似ている。しかし、現実大気では、ハドレー循環の上昇域(熱帯収束帯; ITCZ)の内部の空気は凝結熱で加熱され、地上気圧は下降域よりも低くなる(赤道低圧帯)。下降気流は亜熱帯高圧帯を形成する。水蒸気大気では、下降域の大気のほうがITCZ内の空気よりも高温になり、“亜熱帯低圧帯”になってしまう。その結果、浮力によるハドレー循環は維持できない。差分加熱による大気循環は、負のフィードバックがかかり、非常に弱い循環か、場合によっては、循環ができない状態が維持されることが予想される。なお、ハドレー循環が水蒸気大気のどの高度にまで及ぶのかという問題は以上の議論からは未定である。高度が高くなればなるほど負のフィードバックは大きくなるから、海陸風循環のように、下層大気だけにハドレー循環が集中することも考えられる。

7.4 グローバルな大気循環

海面温度は高緯度ほど低下する。海面気圧は温度に応じた飽和水蒸気圧であるから、大気が静止していても、海面気圧が緯度によって変化する。単位面積当たりの気柱の質量は高緯度ほど小さい。そこが現実大気と異なる点である。その結果、低緯度から高緯度に向かって水蒸気の輸送が行われる。現実の大気では、質量は保存されるから、等緯度圏を通過する大気のフラックスはゼロである。しかし、水蒸気大気では、一方的に質量が高緯度の方向に輸送される。しかし、高

緯度向きの輸送によって水蒸気が凝結し、質量の南北差は維持される。凝結した分だけ海面気圧が低下するが、海面からの蒸発で海面気圧は飽和状態に維持される。

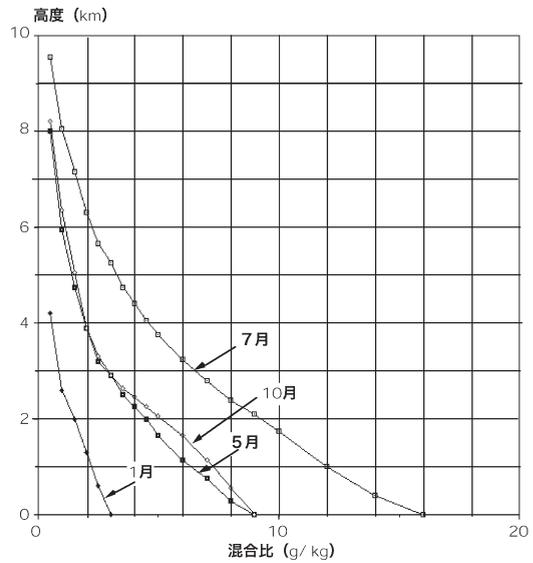
凝結によって潜熱が解放され、大気は加熱される。また、高緯度向き輸送の気流にコリオリの力が作用すれば、輸送量は変化する。かなり複雑な現象が生じることが予想されるが、本稿では、これ以上深入りしない。

8. 現実の大気との比較

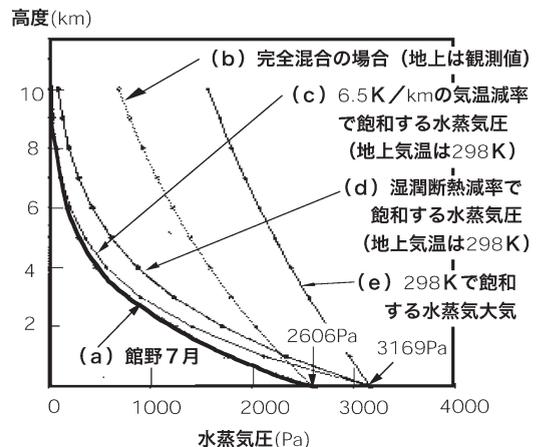
分圧の法則によれば、混合気体の圧力分布は、各成分の気体が単独で存在する圧力分布の和で与えられる。それぞれの気体成分の圧力分布は、他の気体分子の存在の影響を受けない。もしそうであるなら、本稿で考察した水蒸気圧の分布（静力学平衡にある水蒸気の分布）が、現実の大気でも成り立っているはずである。その場合、大気は、完全に水蒸気で飽和する。実際はどうか。第6図に、館野の高層気象観測のデータを用いた10年間（1990～1999）の月平均水蒸気混合比の高度分布（1月、5月、7月および10月）を示す（中田 隆氏の解析による）。館野における水蒸気量は、季節によって大きく変化することが分かる。冬季に少なく、夏季に多い。ここでは、7月の水蒸気量に着目しよう。第7図は、館野の7月の平均混合比を水蒸気圧に変換して、さまざまな水蒸気圧の高度分布と比較したものである。

館野の7月の平均気温は約298 Kである。298 Kで飽和する水蒸気圧は3169 Paである。館野の7月の地上の平均的な水蒸気圧は2606 Paであるから、地上の相対湿度は82%である。第7図では、比較のために、298 Kの飽和水蒸気大気（等温）の静力学平衡にある状態の水蒸気圧の高度分布を示した（曲線e）。観測結果（曲線a）は、曲線eと全く異なっている。すなわち、水蒸気に関する限り、分圧の法則は成り立っていない。それでは、観測された水蒸気圧の高度分布（曲線a）は、どのような理由によって成立しているのだろうか。

現実の大気では、水蒸気の存在量に比べて主要成分の存在量が圧倒的に多い。7月の館野においては、地上の水蒸気の組成は約2.6%である。もしも、水蒸気がアルゴンのように完全に混合されていたとすると、混合比は高さによらず一定になるはずである。その場合は、曲線bのような高度分布になる。ところが、



第6図 館野における月平均混合比の高度分布（1990～1999）. 中田 隆氏の解析による（日本気象予報士会編 2008）.



第7図 館野の7月の平均的水蒸気圧の高度分布（曲線a）.（曲線b）～（曲線e）は比較のための水蒸気圧の高度分布.

第6図の混合比は明らかに上空ほど少ない。

第7図には、地上気温298 Kで飽和した大気が、6.5 K/kmの気温減率に従って上空まで飽和している場合（曲線c）、湿潤断熱減率の気温減率に従って上空まで飽和している場合（曲線d）も示した。混合比が一定であれば、高度約1 kmで飽和してしまう。従って、水蒸気に関する限り、組成が高度によって一

定になることはない。観測された水蒸気圧の高度分布にもっとも近いのは、6.5 K/kmの気温減率で飽和した場合である。しかし、地上では相対湿度82%で、上空にいくほど、相対湿度は大きくなり、高度10 km近くで、ほぼ100%になる。すなわち、対流圏に着目する限り、対流圏上部は飽和しているが、下層にいくに従って、大気は乾いていく。7節の考察を思い返すと、この結果は、対流圏全体における下降気流の存在を示唆する。水蒸気の上空への拡散と下降気流による下向き移流がバランスしているように思えるのである¹²。

高度 z における混合比を $\sigma(z)$ とすれば、風速 w m/s の下降気流の存在の下での混合比の拡散は、定常状態で、

$$-w \frac{d\sigma}{dz} = K \frac{d^2\sigma}{dz^2} \quad (9)$$

と表される、ここで K は拡散係数で、自由大気中では $1 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度である。

w を定数と仮定してこの式を積分すれば、

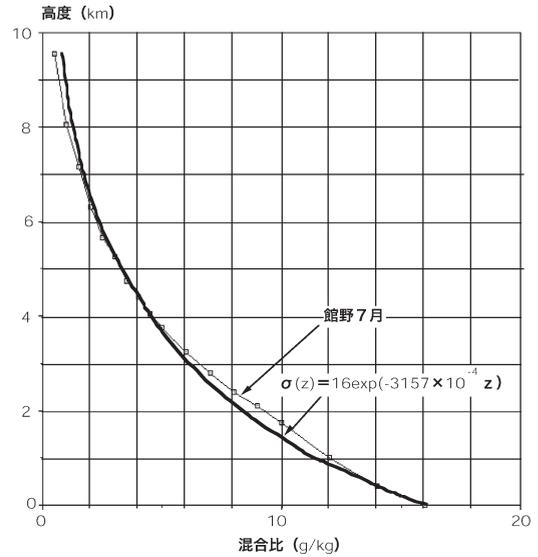
$$\sigma(z) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{w}{K}z\right) \quad (10)$$

を得る。地上の混合比を 16 g/kg 、 5 km の混合比を 3.3 g/kg の観測値を利用して、 σ_0 と w/K を決めると、

$$\sigma(z) = 16 \exp(-3.157 \times 10^{-4}z) \quad (11)$$

を得る。但し、 $\sigma(z)$ と z の単位は g/kg と m である。第8図は、この式を観測値（第6図）と比較したものである。必ずしもよく似ているとはいえないが、その理由は、おそらく、1ヶ月平均で、水平方向の不均一効果が取り切れていないからであろうと推定される。このことは、他の月の平均混合比分布をみてもうかがえる（第6図参照）。

なお、この式では、 w と K を分離できない。もしも、 $K = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ であれば、 $w = 0.03 \text{ cm/s}$ である¹³。観測にかからないほど小さい。しかし、この小さい下降気流が、対流圏の水蒸気分布を特徴付けていると考えられる。



第8図 館野7月の平均的混合比を拡散モデルと比較する。図中の式の z の単位は km 。式(11)と z の単位が異なるので注意。

9. 結論：大気中の水蒸気の動態

もしも、大気が主要成分を含まなければ、海面から蒸発した水蒸気は、静力学平衡を保ったまま上空に拡散する。海面温度が 303 K の場合、海面の水蒸気圧が 4243 Pa になると拡散は止まる。拡散過程は等温なので、海面で水蒸気が飽和しても、上空は未飽和である。しかし、放射冷却によって次第に気温が下がり、大気全層が飽和水蒸気圧になる。そこまで冷却されると、潜熱が放出されて、放射冷却をキャンセルし、定常状態に落ち着く。潜熱が放出されるためには凝結が必要であるが、(本稿の設定では)凝結した水蒸気は降水で排除され、(その分、海面気圧が下がるので)同じ量の水が、海面から供給される。その結果、「放射凝結平衡」というべき状態が実現するのである。気温減率は約 1 K/km である。水蒸気大気の乾燥断熱減率（あまり適切な言葉ではないが）は 5 K/km なので、安定な成層が維持される。

現実の大気は、主要成分の割合が水蒸気量に比べて圧倒的に大きい。静力学平衡の圧力場は、主に主要成

¹² もちろん、実際の大気中では、水蒸気の分布は鉛直方向のみならず水平方向にも変化し、水蒸気の水水平移流の効果は大きいのであるが、1次元モデルでは、水平移流の効果も、鉛直拡散で表現することになる。

¹³ 第8図に示した観測結果は館野に限定されている。一般的には水蒸気圧の高度分布のスケールハイトは 2 km 程度といわれる（松田 (2014) 参照）。その場合、 $K/w = 2000 \text{ m}$ 。故に、 $K = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ であれば、 $w = 0.05 \text{ cm/s}$ である。

分が決めている。その結果、現実大気の気温減率は 6.5 K/km で、水蒸気大気の気温減率よりもはるかに大きい。大気は十分攪拌されているので、大気組成の重力分離は起こらず、保存性のある気体であれば、大気成分の混合比は高さによらず一定になる¹⁴。

しかし、水蒸気は保存性がない。飽和水蒸気圧の制限条件のために、水蒸気圧は 6.5 K/km の気温減率によって律則される。6.5 K/km の気温減率は条件付き不安定である。すなわち、現実大気は潜在不安定の状態が維持されている。もしも潜在不安定が顕在化しなければ、地上の水蒸気圧は飽和するだろう。現実大気では、潜在不安定は適当に顕在化し、積乱雲が発生し、その内部を通じて、大気下層の水蒸気は対流圏上層まで輸送される。上昇気流の内部は湿潤断熱減率の状態が維持される。上昇域は水蒸気で飽和する。それ以上の水蒸気量が下層から輸送されると、あまった水分は降水として、大気から排除される。その際に解放される潜熱が不安定を維持する。

大気中の水蒸気量は季節によって大きく変化する(第 6 図参照)。その理由は複合的である。海面温度の季節変化は、海面上の飽和混合比の季節変化を生む。気温の季節変化は、大気が保持できる水蒸気量(最大可降水量)の季節変化を生む。季節による大気循環の変化は、除湿効果の季節変化を生む。

水蒸気大気では、潜熱が解放されても上昇流の発生にはつながらない。潜熱の発生は質量の消滅を伴うからである。ところが、現実大気では、凝結による水蒸気の消滅はあまり重要ではない。その際に発生する熱が主要成分を加熱して、消滅とは反対に空気塊を膨張させる。

上昇気流の発生は、同じ質量フラックスの下降気流を伴う。しかし、下降域は安定成層なので、狭い領域で下降することができない。大気全体にわたって弱い下降気流が形成される。上昇気流の面積は下降気流の面積に比べてはるかに小さいから、下降気流は非常に弱い。しかし、弱いながらも、下降気流は対流圏上層の大気を下層に輸送する。断熱的に輸送される場合は、乾燥断熱減率に従って温度は上昇し、その内部の水蒸気は未飽和になる。しかし、下降する過程で空気塊は放射冷却で温度が下がり、6.5 K/km の気温減率が維持される。一方、下層大気の水蒸気は、大気循環に伴って上方に拡散する。拡散と下降気流のバランス

によって、下降気流内部の水蒸気圧が決まる。このようなプロセスによって大気層は、下面の 7 割が水面であるにもかかわらず、水蒸気の未飽和の状態を維持しているのである。

圧縮機型の除湿器では、低温で結露させた空気を昇温させて未飽和の状態を作る。大気中の上昇流と下降流は、同じ原理で大気層の除湿を行っているともいえる。上昇流が低温過程、下降流が昇温過程である。一方で、地表面(海面+地面)からたえず水蒸気が供給されている。水蒸気供給と大気循環による除湿の兼ね合いで、大気中の平均的な湿度が決まると考えてよいであろう。

地球大気は温室効果気体の存在のために、地上気温は有効放射温度(255 K)より 33 K 程度上昇している(例えば、会田(1982)の 1.2 節参照)。地球大気は下面の 7 割が水面で占められ、水蒸気をほぼ無限に供給できる環境にあるにもかかわらず、温室効果が 33 K に抑えられているのは、対流圏の大気循環が除湿を行っているからである。この作用がなければ、地球環境は、水蒸気による温室効果で、実際よりもはるかに高温の環境になっているはずである。

10. まとめ

本稿の考察の結果は、以下のようにまとめられる。

- 1) 海面に大気的主要成分の重さがかかる。その圧力(外圧)が沸点を決める。外圧のかからない水蒸気大気の場合は、海面温度が沸点になる。
- 2) 静力学平衡の主体は大気的主要成分である。その結果、現実大気では水蒸気は静力学平衡の制約から解放される。
- 3) 主要成分が気温減率を決める。その結果、大気中の水蒸気存在可能量(=最大可降水量)が、主要成分に支配される。
- 4) 主要成分の大気循環が除湿作用を生む。その結果、絶えず、海面から水蒸気が蒸発し、同じ量の水蒸気が降水として大気中から排除される。除湿作用の結果として、平均的な可降水量が決まる。

謝辞

編集担当者(萩野谷成徳氏)と査読者のコメントによって、本稿の内容がかなり改善されました。深く感謝いたします。水蒸気大気の発想は、日本科学協会の気象関連事業の中から生まれました。事業を発案された鳥越事業部長、5 年間にわたって、多忙な本務の傍

¹⁴ 重力分離については、松田(2014)参照。

ら、月に一度、気象用語委員会に参加していただいた宮田元靖氏（放送大）、松山 洋氏（首都大学東京）、酒井 敏氏（京大）、松田佳久氏（学芸大）、森 厚氏（桜美林大）、名越利幸氏（岩手大）、藤田貢崇氏（法政大）に深く感謝いたします。

付録 A：熱力学におけるラグランジュ的視点とオイラー的視点

水は、(臨界点以下では) 圧力と温度によって、固体、液体、気体のどれかの状態を選ぶ。その区分を示したのが、水の相図(状態図)である(第 A1 図)。相図とはどのようなものであろうか。

流体力学では、ラグランジュ的視点とオイラー的視点を区別する。前者は、特定の流体粒子に着目して、その速度や温度の時間変化を追う視点である。後者は、速度分布や温度分布の時間変化を見る視点である。熱力学ではその区別が明示されていない。しかし、暗黙のうちに、相図はラグランジュ的視点で描かれている。すなわち、第 A1 図に、ループを描く曲線を書いたが、着目する水の塊の温度と圧力が A という状態からループを辿って B という状態に変化する経路を描いたつもりである(ラグランジュ的視点)。水塊の相は、温度と圧力を与えられると経路の形によらず決まる。その境目が相図に描かれている。液体と気体の境目を蒸発曲線という。水の塊が蒸発曲線を越えるとき、温度と圧力は連続的に変化する(体積は不

連続に変化する)。

一方で、熱力学の教科書には、蒸発曲線上で、固体と気体が共存すると書いてある。これは、オイラー的な視点である。気象学の教科書にも相図が載っている(例えば、浅井ほか(1981)の図 2.1)。気象学の教科書であれば、液体は海(または雲粒)、気体は水蒸気と考えたくなる。これもオイラー的な視点である。この場合、相図に示された蒸発曲線上の圧力は、(外圧がかかっている)液相に関しては意味がない。蒸発曲線は飽和水蒸気圧と温度との関係を示していると解釈すべきである。

付録 B：蒸発曲線について

相図上の蒸発曲線は、飽和水蒸気圧と温度の関係を示している。その関係は、(ループ AB のように蒸発曲線を横切るのではなく)蒸発曲線上に沿った経路の水塊または水蒸気塊(以下水塊と呼ぶ)の圧力と温度の変化に着目すると得られる。すなわち、水塊のもっている物理量で、相変化に関係なく、圧力と温度だけでその大きさが決まる量を熱力学的ポテンシャルという。圧力(p)と温度(T)を独立変数とする熱力学ポテンシャルはギブスの自由エネルギーで、

$$G = U + pV - TS \quad (B1)$$

と書ける。ここで、 U は水塊の内部エネルギー、 V は体積、 S はエントロピーである。

相変化は可逆変化なので、相変化する水塊の内部エネルギーの変化は、

$$dU = TdS - pdV \quad (B2)$$

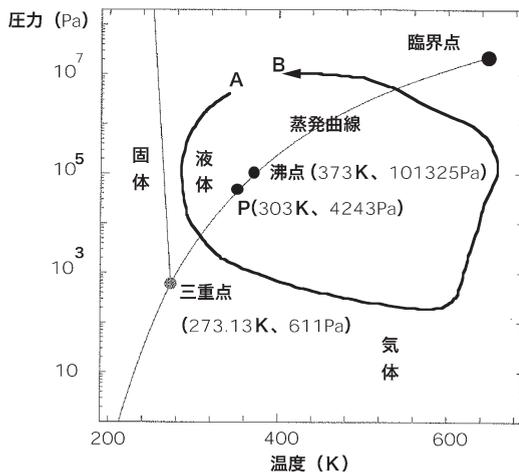
と書ける。故に、

$$dG = Vdp - SdT \quad (B3)$$

である。蒸発曲線上で圧力 p と温度 T が変化する液相の体積とエントロピーをそれぞれ V_L , S_L 、気相の水塊の体積とエントロピーをそれぞれ V_G , S_G とするとき、蒸発曲線上の気相の G の変化量と液相の G の変化量が等しいことから、

$$V_L dp - S_L dT = V_G dp - S_G dT \rightarrow \frac{dp}{dT} = \frac{S_G - S_L}{V_G - V_L} \quad (B4)$$

を得る。この関係をクラウジウス・クラペイロン(Clausius-Clapeyron)の式という。



第 A1 図 水の相図(高塚・田中(2014)の図 5.1と浅井ほか(1981)の図 2.1を基に作製)。図中の P 点は、本文で考察した水蒸気大気の上気温と気圧。

L を気化熱として、

$$V_G \gg V_L, S_G - S_L = L/T \quad (B5)$$

を利用すれば、水蒸気の状態方程式（本文の式(2)）を使って、

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{V_G T} \rightarrow \frac{d \ln p}{dT} = \frac{L}{R_v T^2} \quad (B6)$$

という近似式が得られる。

一方で、水蒸気大気の構造から、温度減率を Γ_v （絶対値）とすると、

$$\frac{dp}{dT} = \frac{dp}{dz} / \frac{dT}{dz} = \frac{\rho g}{\Gamma_v}$$

であるから、この関係を式(B6)に代入して、

$$\Gamma_v = \frac{\rho g V_G T}{L} = \frac{g T}{L} \quad (B7)$$

を得る（単位質量を考えているので、 $\rho V_G = 1$ ）。但し、この式の T は高度によって変化するが、着目する温度範囲（280～303 K）では変化量は小さく、本文の式(7)のように露点の高度分布を直線で近似できる。 $G = 9.8 \text{ m/s}^2$, $T = 292 \text{ K}$, $L = 2.5 \times 10^6 \text{ J/kg}$ とすると、 $\Gamma_v = 1.145 \text{ K/km}$ を得る。本文の式(7)をかなりよく説明する。

付録 C：放射平衡の気温

赤外線による加熱・冷却で気温が決まる場合、気温の時間変化は、条件が水平方向に一樣であれば、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C_p \rho} \frac{\partial (Fu - Fd)}{\partial z} \quad (C1)$$

で与えられる。ここで、気温 T は時間 t と高度 z の関数である。 ρ は水蒸気の密度、 C_p は定圧比熱である。 Fu , Fd は、それぞれ、上向き、下向きの赤外線フラックスである。吸収率が光の波長によらず一定と仮定する灰色大気の近似では、 Fu と Fd は、水蒸気の吸収係数 k (m^2/kg) で表現できる。定常状態では、

$$\frac{\partial (Fu - Fd)}{\partial z} = 0 \quad (C2)$$

が成り立つ。定常状態の気温を放射平衡温度という。放射平衡温度に関する詳しい解説は、松田・高木

(2008) を参照していただきたい。

山本 (2013) は、加熱源として太陽放射を考え、単位面積当たりの放射エネルギーフラックス Q (W/m^2) が大気を素通りして、地表面に吸収されたときの放射平衡温度を求めた。その結果を第 C1 図に引用する。

この図の縦軸は光学的厚さであるから、正確にいえば、光学的厚さと放射平衡温度との関係というべきであろう。高度分布を求めるには、この図の縦軸を高度 z に変換する必要がある。

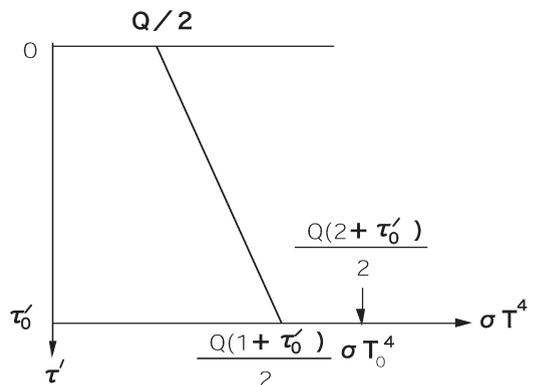
τ' は大気的光学的厚さで、

$$k \rho dz = -d\tau' \quad (C3)$$

で定義される。ここで、右辺にマイナスの記号を付けたのは、 z 軸は地上を原点として上向きに定めるが、 τ' 軸は大気上端を原点にして、下向きに定めたためである。

式(C3)を見れば分かるように、密度の高度分布が分からないと、変換はできない。しかし、密度の高度分布は放射平衡温度の関数であるから、放射平衡温度と関係なく、縦軸を z に変換することはできない。一方、放射平衡温度も、ケルビン (K) の単位で示されているわけではなく、大気全層の光学的厚さ (τ'_0) の関数で示されている。大気全層の光学的厚さも密度の高度分布に関係している。従って、放射平衡温度を高度の関数で表すことは簡単ではない。

等温大気の場合は、密度の高度分布は指数関数で表される。その場合は、話は少し簡単になる。一応、等温大気であることを忘れて、密度の高度分布が式(6)



第 C1 図 放射平衡温度の高度分布（山本 (2013) を引用）。 T_0 は地表面温度を示す。

で表される場合は、 τ' と z の関係が

$$\tau' = k\rho_0 H \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (C4)$$

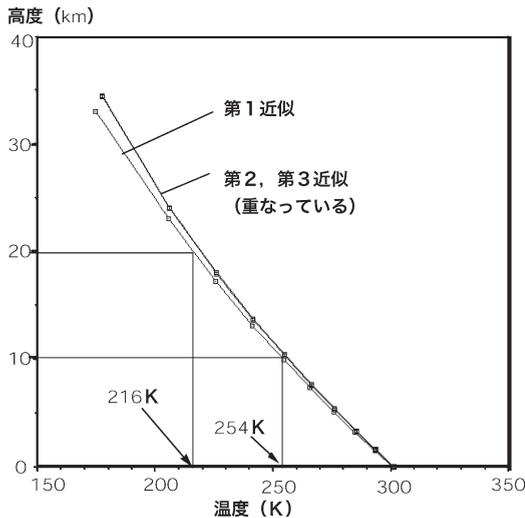
と書ける。 H は温度303 K の等温水蒸気大気のスケールハイトである。この式から、放射平衡温度の高度分布は、大気全層の光学的厚さ：

$$\tau_0' = k\rho_0 H \quad (C5)$$

とスケールハイトに支配されることが分かる。水蒸気の吸収係数 k は、実際は赤外線の波長によって激しく変化する。その様子は、松田 (2000) の第1.6図に示されている。ここでは、ごく大雑把な平均として $k=0.1 \text{ m}^2/\text{kg}$ を採用することにする。

第1近似として303 K の等温大気では、 $\rho_0=0.0303 \text{ kg/m}^3$ 、 $H_1=14.3 \text{ km}$ なので、 $\tau_0'=\tau_{01}'=43.33$ である。その場合の、 z と T に変換した結果を第C2図に示す。

第1近似は、等温大気の密度分布を与えた結果である。結果は等温でないので、密度分布は等温大気の密度分布と異なり、結果に整合性がない。整合性のある結果を求めるためには、温度変化がある場合の密度の高度分布を特徴付けるスケールハイトが必要になる。



第C2図 303 K の等温大気に対応する密度分布を与えたときの水蒸気大気の放射平衡温度分布 (=第1近似) と第2, 第3近似の解。254 K と216 K は、それぞれ第1近似の高度10 km と20 km の放射平衡温度。

しかし、等温大気でないと密度分布は指数関数にならない。従って、厳密な意味のスケールハイトは定義できない。仮に、「密度が地上の $1/e$ になる高度をスケールハイトとする」というような定義を行っても、その高さを解析的に求めることはできない。そこで、次善の策として、逐次近似で近似解を求めてみよう。式(1)と式(2)を使うと、

$$-\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{g}{R_0 T} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \quad (C6)$$

の関係が得られる。一方、等温大気では式(6)より

$$-\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{H_1}$$

と表すことができる。そこで、第2近似の密度の高度分布のスケールハイトを

$$\frac{1}{H_2} = \frac{g}{R_0 T_1} - \frac{\Gamma_1}{T_1} \quad (C7)$$

と定義してみよう。ここで、 Γ_1 は第1近似の気温減率である。第C2図をみれば分かるように、気温の高度分布は直線的に変化するわけではない。そこで地上から高度20 km までの平均的な気温減率を採用することにする。また、 T_1 は温度の代表値である。恣意的であるが、高度10 km の気温で代表させることにする。すると、第2近似のスケールハイト H_2 が確定する。このスケールハイトを使って、第2近似の τ_0' を求めることができる。同様な操作を繰り返して、第3近似以降の近似解を求めることができる。

第2近似のスケールハイトを求めるためには、 $T_1=254 \text{ K}$ 、 $\Gamma_1=4.2 \text{ K/km}$ を式(C7)に代入して、 $H_2=14.93 \text{ km}$ を得る。第2近似の全層の光学的厚さは、

$$\tau_{02}' = k\rho_0 H_2 = 0.1 \times 0.0303 \times 14930 = 45.24 \quad (C8)$$

である。第C1図より、地表面温度 (=海面水温) が303 K になる太陽放射量 Q_2 は 20.2 W/m^2 、海面気温 T_{a2} は301.4 K であることが分かる。これらのパラメータを使用して、第2近似の放射平衡温度を計算した。その結果から、 $\Gamma_2=4.1 \text{ K/km}$ 、 $T_2=256 \text{ K}$ を得る。この値から、第3近似のスケールハイト $H_3=14.96 \text{ km}$ を得る。第3近似の全層の光学的厚さは、

$$\tau_{03}' = k\rho_0 H_3 = 0.1 \times 0.0303 \times 14960 = 45.33 \quad (C9)$$

である。海面水温303 K に対応する Q_3 は 20.2 W/m^2 である。海面気温 T_{a_3} は、301.4 K である。これらのパラメータを使用して、第3近似的放射平衡温度を計算した。第2近似と第3近似的解は、第C2図に示すように、ほとんど重なっている。すなわち、解が収束しているわけで、密度場と温度場が整合的になっていることを示している。本文では、第3近似的グラフを示した。

なお、近似を上げるごとに、計算に使うパラメータが変化していく。第C1表にパラメータの変化の様子を示した。

現実の大気では、水蒸気のスケールハイトは2 km といわれる(松田(2014)の図2.3参照)。現実大気の水蒸気の地上密度を $\rho_0 = 0.01 \text{ kg/m}^3$ とすれば、現実大気の水蒸気の光学的厚さは2ということになる。一方、海面水温303 K の等温水蒸気大気の場合は45.3 である。水蒸気大気の温室効果の程度は大きい。海面温度が303 K になるのが太陽放射によるとすれば、そのときの太陽エネルギーフラックスは、 20.2 W/m^2 である。水蒸気大気に覆われた地球が現実の太陽放射をまともに受けた場合、海面温度は、現実の海面温度よりもはるかに上昇する。水蒸気大気は、温室効果が暴走する可能性もある(Nakajima *et al.* 1992)。ここでは、海面温度を303 K に設定して、この問題を避けた。なお、暴走温室効果に関しては、松田(2014)の解説を参照していただきたい。

付録D：「可能世界」と「空想気象学」

水蒸気大気は熱力学の演習問題に他ならない。読者が水蒸気大気の設定に違和感を持つのであれば、おそらく、気象学の文脈の中で提示したからである。同じ設定を熱力学の問題として書けば、以下のようになるだろう。

第C1表 逐次近似によるパラメータの変化。

	第1近似	第2近似	第3近似
気温減率	$\Gamma_1 = 4.2 \text{ K/km}$	$\Gamma_2 = 4.1 \text{ K/km}$	$\Gamma_3 = 4.1 \text{ K/km}$
高度10 km の気温	$T_1 = 254 \text{ K}$	$T_2 = 256 \text{ K}$	$T_3 = 256 \text{ K}$
スケールハイト	$H_1 = 14.28 \text{ km}$	$H_2 = 14.93 \text{ km}$	$H_3 = 14.96 \text{ km}$
光学的厚さ	$\tau_{01}' = 43.33$	$\tau_{02}' = 45.24$	$\tau_{03}' = 45.33$
太陽放射	$Q_1 = 21.1 \text{ W/m}^2$	$Q_2 = 20.2 \text{ W/m}^2$	$Q_3 = 20.2 \text{ W/m}^2$
海面気温	$T_{a_1} = 300.3 \text{ K}$	$T_{a_2} = 301.4 \text{ K}$	$T_{a_3} = 301.4 \text{ K}$

重力場の中にある温度303 K の水面に対して熱平衡にある水蒸気の熱力学的な状態を以下の条件の下に考察せよ。

- 1) 簡単のために、水面は沸騰しない。
- 2) 水蒸気は蒸発曲線に従って相変化を行う。
- 3) 相変化に伴って潜熱の出入りがある。
- 4) 水面から上向き熱放射(赤外線)があり、水蒸気は赤外線の吸収・放射を行う。但し、簡単のために、水蒸気の赤外線吸収率は波長によらないものとする(灰色大気モデル)。

気象学は実在する自然環境を研究対象とする。昔は経験的知識が主であった。近代になり、物理学の枠組みの中で自然の仕組みを理解できることが認識され、物理法則に立脚した気象学が体系化された。その典型的な応用が数値シミュレーションである。高速数値計算機の実現と微分方程式の数値計算法の進歩により、自然界とかなり似た状態を初期値・境界値問題の解として再現することが可能になった。

しかし、気象学と物理学では基本的な考え方が異なる。物理学の立脚点は物理法則である。経験的知識ではない。理論的に存在が予言され、後から実在が実験で確認されることもまれではない。特に素粒子の分野では、理論が実験よりも先行することが多い。そこで、実在・非実在を問わず、物理法則を満足する世界を(実現する可能性をもつ、という意味で)「可能世界」と呼ぶことにしよう。

「可能世界」の範囲は広い。物理学的視点からみると、気象学が物理学の枠組みに入るということは、地球環境を物理法則が支配する可能世界のなかで実現した例と考えることができる。そうであれば、地球環境

と似ているが、この世に存在しない架空の可能世界と現実の世界を比較することは、現実世界を理解するために有効ではないだろうか。架空といっても、私たちの経験的知識の枠内になんかということ、将来、系外惑星など地球と環境の異なる条件下では実現する可能性をもつ。

筆者は、水蒸気と海水の熱力学的な平衡状態を現実の地球環境と比較することに意味があると思った。このように、現実世界との比較を目的として、物理法則に立脚した架空の世界について考察するアプローチを個人的に「空想気象学」と呼んでいる。

室内実験も現実の気象と比較する素材として使われる。しかし、室内実験は、気象ではないが、実在の現象である。それ故、空想気象学ではない。数値実験は、室内実験と似ているが、あくまで仮想現実である。架空世界も表現するので、空想気象学と関連が深い。物理法則¹⁵は一般性が大きいので、可能世界全体をカバーする。現実世界の表現には、初期条件、境界条件、外力の条件などのパラメータに負うところが多い。

初期の数値シミュレーションは、見ただけでシミュレーションであることが分かった。ところが、今日のように高度なシミュレーションが可能になると、架空の現象なのか観測された事実なのか、外見では区別がつかないことも多い。例えていえば、初期のSF映画の恐竜と「ジュラシックパーク」以降の恐竜の違いのようなものである。娯楽映画の場合は、映像化された恐竜が本物の再現なのか架空の動物なのか、どうでもよいことである。しかし、気象学は現実世界にこだわる。時間積分によって得られた結果が、現実世界の未来予測か、現実世界と比較すべき架空世界なのか、区別が必要である。

天体の運行の場合は、それに関わる物理法則の数が限られ、条件設定も単純であるため、大きな天体の場合、解はユニークに決まる。その結果、物理法則は、遠い将来の現実世界を正確に再現する。ところが、系

が複雑になると、未来予測が自明でなくなる。そこで、計算結果を現実と比較して、確かに未来予測能力があることを担保する必要が出てくる。数値予報の場合は、絶えず観測結果との比較（＝予報精度の検証）が行われ、ある程度の予言能力が保証されている。

現実世界の未来予測能力が担保されていれば、数値シミュレーションの結果は現実世界の予測である。それに対して、未来予測能力が担保されていなければ、コンピュータが生成した架空の可能世界といえるだろう。その場合は、私の定義では「空想気象学」に分類される。

参考文献

- 会田 勝, 1982: 大気と放射過程. 東京堂出版, 280pp.
 浅井富雄, 武田喬男, 木村龍治, 1981: 大気科学講座 2. 雲や降水を伴う大気. 東京大学出版会, 249pp.
 Komabayasi, M., 1967: Discrete equilibrium temperature of a hypothetical planet with the atmosphere and the hydrosphere of one component-two phase system under constant solar radiation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 45, 137-139.
 近藤純正, 2000: 地表面に近い大気の科学. 東京大学出版会, 324pp.
 松田佳久, 2000: 惑星気象学. 東京大学出版会, 204pp.
 松田佳久, 2014: 気象学入門. 東京大学出版会, 240pp.
 松田佳久, 高木征弘, 2008: 金星大気の温室効果の特徴—地球大気と比較して. *天気*, 55, 887-899.
 Nakajima, S., Y.-Y. Hayashi and Y. Abe, 1992: A study on the "runaway greenhouse effect" with a one-dimensional radiative-convective equilibrium model. *J. Atmos. Sci.*, 49, 2256-2266.
 日本気象予報士会編, 2008: 気象予報士ハンドブック. オーム社, 896pp.
 高塚和夫, 田中秀樹, 2014: 分子熱統計力学. 東京大学出版会, 220pp.
 山本 哲, 2013: 温室効果気体はどのようにして大気を温めているのか. *天気*, 60, 385-389.

¹⁵ 具体的には、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則、状態方程式、化学反応方程式などを指す。