

地球環境システムの仕組みを学習するためのトイモデル

木村 龍治*

1. はじめに

絵を描くときに、最初から細部まで細かく描くことはしない。まず、基本的な構図を定める。次にラフな描像を描き、次第に細部まで描くという手順を踏む。地球環境システムの仕組みを学ぶ場合も、同じような手順を踏む方法がないだろうか。

現実の地球環境システムは非常に複雑で、全体像を理解するのは容易でない。そこで、最初から精密な地球環境システムを学習するのではなく、まず、地球環境システムのラフな描像を学習するという方法である。

ラフな描像とは何か。地球環境を構成する無数の要素から基本的な要素だけを抽出して、基本的な要素だけで地球環境を描くことである。それをトイモデルと呼ぶことにしよう。

トイモデル構築のためには、何が基本的な要素で、何が細部の要素なのか、見極める必要がある。その選び方によって、地球環境のイメージが異なってくる。ここでは、基本的な要素として、グローバル平均（空間的には全球、時間的には1年）して残るかどうかという点に着目する。着目する要素は、

- A 地球環境を駆動するエネルギー源としての太陽放射
- B 地球から宇宙にエネルギーを逃がす地球放射（赤外線）
- C 大気圏の中のエネルギーを循環させる大気（窒素+酸素+アルゴン）
- D 地球環境の熱溜めである海洋
- E 潜熱の解放で大気を加熱する水蒸気
- F 温室効果気体（主に水蒸気）

である。気象を特徴づける

- G 海陸風や季節風を生む大陸の存在
- H 日変化や季節変化を生む地球の自転や公転
- I 緯度による気候の変化を生む太陽放射量の緯度変化（地球の球面効果）
- J 偏西風やそれに伴う高低気圧の発生
- K 大規模な大気循環を支配するコリオリの力
- L 地上付近の風に影響を与える地形

などは、細部の要素なので、ラフな描像には描かれない。私たちは、地球環境の細部に生きているから、私たちが日常生活で接する気象は、ほとんど細部の要素である。それに目を奪われると、地球環境システムの基本的な構図がみえない。

2. トイモデルの構築

地球に侵入した太陽放射エネルギーは、最後は赤外線になって宇宙に逃げる。トイモデルの基本的構図とは、地球環境内部の熱エネルギーの道筋をたどることに他ならない。

宇宙から見ると、地球は、温度一定の惑星に見える。地球に吸収された太陽放射エネルギーと同量の熱エネルギーが赤外線として地球から放射されて、太陽放射と地球放射のバランス（放射平衡）が成立しているのである。定常性は、地上でも分かる。第1図は、全球平均の海面温度と、夜間の海面気温の経年変化を示した図である。縦軸は温度であるが、絶対値は示されていない。0.0°Cは、後述するように、約15°Cである。この図は、2つの特徴を物語っている。すなわち、

- ①海面上の夜間の気温と海面水温の差は、非常に小さい。しかも、連動して変化している。これは、（グローバルに平均すれば）海面と大気下層が熱平衡の状態であることを物語っている。
- ②海面温度の100年間の変動は、±1°C以内である。こ

* Ryuji KIMURA, 元放送大学.

mfrk@jcom.home.ne.jp

© 2020 日本気象学会

それは、グローバルに平均した海面温度の定常性を物語っている。

そこで、大気と海洋が熱平衡の状態にあり、かつ、定常状態が維持されているトイモデルの構築を考える。

まず、実際の地球環境におけるグローバルな熱収支に着目する。第2図は、グローバルに平均した地球の熱収支を模式的に示した図である。高校理科の「地学基礎」の教科書には、どの出版社の教科書にも、この図と同じ内容の図が掲載されている。

この図は、一見、水平方向の広がりを表現している

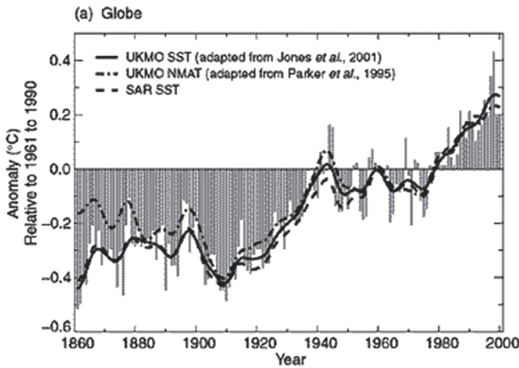
ように見えるが、実は、そうではない。水平方向にはグローバルに平均してあるので、鉛直方向だけを区別した1次元の図である。さらに、この図には、時間変化する要素がどこにもない。グローバルにみた地球環境は定常状態であることを示している。

第2図によれば、大気には、太陽放射から直接20%のエネルギーの注入がある。地表面（海面）から上向きの（正味の）放射で114-95=19%、潜熱・顕熱の形で30%の熱エネルギーの注入がある。それらの熱エネルギーが合わさって、69%の熱エネルギーが赤外線になって宇宙に逃げる。

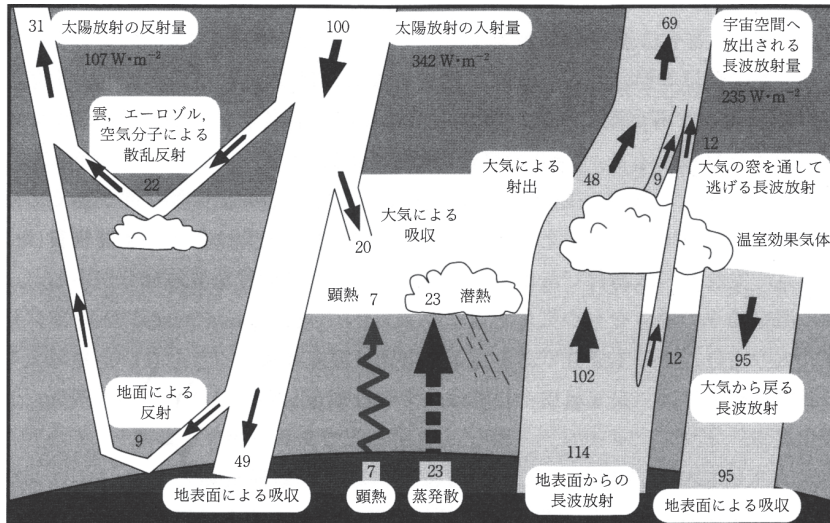
この図が分かりにくいのは、違う形で大気に注入された熱エネルギーがすべて合わさって宇宙に逃げてしまうことである。ここでは、大気中でどのような現象が起こっているのか分からない。

本稿の目的は、大気中における熱エネルギーの挙動を理解することである。そこで、多少厳密さを犠牲にして、第2図を改変する。

第3図は、トイモデルで扱う熱収支の模式図である。第2図は、グローバルな平均像であるが、トイモデルは、水平方向で熱収支の変化がないので、第3図はトイモデルのあらゆる場所で成り立つ。地表面は、すべて海面なので、第2図の「地表面」は、「海面」と読み替える。地球の球面効果もないので、緯度による日射量の変化もない。そこで、トイモデルの大気環境



第1図 全球平均した NMAT（夜間海面気温）と SST（海面温度）の経年変化。気候変化に関する政府間パネル（IPCC）第3次評価報告書（IPCC 2001）Fig.2.5（a）を引用。



第2図 1年間で平均した大気圏のグローバルな熱エネルギー収支。大気圏外に降り注ぐ太陽の放射エネルギーを100 (=342W m⁻²)として示してある。（浅野(2010)から引用。原図は Kiehl and Trenberth (1997)）

では、あらゆる場所に、 342W m^{-2} の太陽放射エネルギーが降り注ぐと考える。

第3図の大気圏内部の熱エネルギーの変化は、第2図とほとんど同じである。しかし、太陽放射エネルギーの変化を(途中で合体させることなく)4つに分類した。31%は、大気圏外での反射で、地球環境システムに影響を与えない。20%は、直接大気に吸収される太陽放射エネルギーで、対流圏の構造に、本質的に重要な作用を及ぼさないと考え、このトイモデルでは考察しない。19%は、海面から(正味に)逃げる赤外線エネルギーで、海面温度の決定に関わる部分と考える。残りの30%は、すべて、潜熱の形で、大気に渡されるものとする。第2図によれば、残り30%の内訳は、23%が潜熱、7%が顕熱である。顕熱による熱輸送が生じるのは、海面温度と海面気温が等しくないからである。グローバル平均すると、その差がなくなるので、残り30%はすべて潜熱と考える。

海洋に吸収された太陽放射エネルギー49%は、海洋から大気に渡され、大気循環や気温分布の原動力になるのだが、このトイモデルでは、あえて、49%を19%と30%に分離し、それぞれの作用を別々に考察する。

第4図に、トイモデルの大気圏を示す。地球全体が、海面温度一定(15°C)の海面で覆われている。その上には、海面気圧1気圧の大気(窒素+酸素+アルゴン)が覆っている。現実の大気には上端がないが、このトイモデルは対流圏だけを扱うので、高度10kmの上端にフタを設ける。フタの役割は、対流圏で発生した上昇気流が対流圏上部で水平に広がる効果を表すためである。現実の大気では、成層圏の安定層の存在によって、対流圏の上昇気流は浮力を失い水平方向に広がる。トイモデルでは、成層圏を扱わないので、対流圏

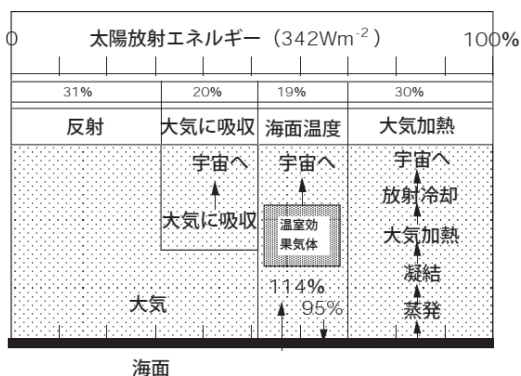
を有限の厚さにするために、フタが必要になる。

3. 海面温度について

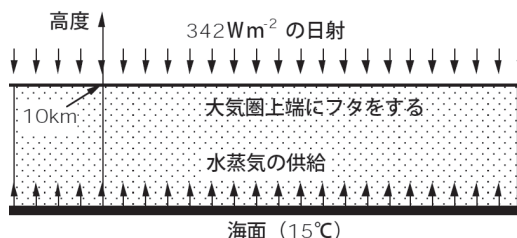
第2図によれば、海面から 342W m^{-2} の114%($=390\text{W m}^{-2}$)の赤外放射エネルギーが放出されている。この赤外線は、いわゆる熱放射である。熱放射とは、物体(正確には、黒体。海水は、ほとんど黒体とみなしてよい)の表面から、温度に応じた電磁波が放射される現象である。単位面積当たり放射されるエネルギーを Q^{\uparrow} (W m^{-2})、海面温度を T_s (K)とすれば、 $Q^{\uparrow} = \sigma T_s^4$ の関係があることが知られている(シュテファン・ボルツマンの法則)。ここで、 σ は定数(シュテファン・ボルツマンの定数)で、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ である。 $Q^{\uparrow} = 390\text{W m}^{-2}$ であれば、 $T_s = 288\text{K}$ (15°C)であることを確認していただきたい。すなわち、トイモデルにおける海面温度は、15°Cである。

海の温度が15°Cに維持されているメカニズムを考察してみよう。海水は、海水に吸収された太陽放射エネルギー(342W m^{-2} の49% $=167.6\text{W m}^{-2}$)によって加熱されている。仮に、 167.6W m^{-2} のエネルギーを吸収した物体が、同じ 167.6W m^{-2} の赤外線のエネルギーを放出して放射平衡の状態にあると考えてみよう。シュテファン・ボルツマンの法則によれば、その温度は、233K(-40°C)である。水であれば、液体でいられない。実際は、放射平衡温度よりもはるかに高温な状態が維持されている。それは、なぜだろうか。

これとよく似た現象が日常生活の中にある。魔法ビンの中の湯である。魔法ビンの中の湯が高温状態に保たれているのは、湯の表面から放射される赤外線が、魔法ビンの壁面で全て反射して、また、湯にもどってしまうからである(そのために、魔法ビンの内側は鏡



第3図 トイモデルにおける熱収支。



第4図 トイモデルの大気圏。水平方向は地球全体(4万km)。下面是、海面水温15°Cの海面に接している。高度10kmに上端がある。そのため、上昇気流は、高度10km以上に上昇できない。大気圏には、一様に、 342W m^{-2} の日射がある。

面になっている). その結果, 魔法ビンの中に, 熱エネルギーを蓄積することが可能なのである.

地球環境のトイモデルには, 一見して, 海面を覆う鏡面の壁はない. しかし, 目にはみえない鏡面の壁があって, 海面から放射された赤外線海面に送り返す現象が起こっている. その結果, 海水は, あたかも魔法ビンの中の湯のように, 熱エネルギーが蓄積されている.

しかし, 断熱効果は不十分である. 114%の流出に対して, もどってくる赤外線は95%である. 正味19%の熱エネルギーは, 海面から流出している. ところが, 海面が吸収する太陽放射エネルギーは49%であるから, 放射過程だけでは, エネルギー収支が成り立たない. それを補って, 海面温度を定常状態に保っているのは, 30%の蒸発である. すなわち, 海水に吸収された太陽放射エネルギーは, 放射と蒸発という2つの物理過程を通じて, 外部に逃げていることが分かる.

4. フライパンモデル

トイモデルの海洋は, 一定の熱量が与えられる一方, 水面から放射と蒸発で熱が逃げ, 結果として, 定常状態が維持されている. この様子は, フライパンに水を入れて, 弱く加熱した場合と似ている. フライパンを下から一様に加熱するとして, 単位面積当たりの加熱量を Q (W m^{-2}) とする. 一方, 水面から水温 T_s に応じた熱放射が生じる. その量は, 単位面積当たり, σT_s^4 (W m^{-2}) である. 同時に, 水面からの蒸発によって熱が奪われる. その量は, 恐らく温度に関係している. そこで, 蒸発による熱量を $Q_E(T_s)$ (W m^{-2}) と置く. 定常状態では,

$$Q = \sigma T_s^4 + Q_E(T_s) \quad (1)$$

が成り立つ. (1) より

$$Q - Q_E(T_s) = \sigma T_s^4 \quad (2)$$

を得る. この式は, 水温は, $Q - Q_E(T_s)$ の放射量が水に与えられたときの放射平衡温度と読み替えることができる.

トイモデルの場合, 大気に侵入した太陽放射エネルギーのうち海面に吸収される熱エネルギー49%のうち, 30%は蒸発に使われるので, 海面温度は, 残りの19%の太陽放射エネルギー (65W m^{-2}) に放射平衡状態の放射平衡温度と考えることができる.

しかし, (65W m^{-2}) に対応する放射平衡温度は, ト

イモデルの海面温度 (15°C) よりはるかに低い. この現象は, どのように説明したらよいだろうか.

フライパンモデルの場合, (2) 式で決まる T_s よりも, 水温が高い状態で維持することはできないだろうか. それには, フライパンにフタをすればよい. フタの裏側が, 赤外線を100%反射する材料でできているとすると, 水面から上向きに放射された赤外線は, フタの裏側で反射して, 水面に戻ってくる. その結果, 赤外線冷却することはできない. 水面の温度は蒸発のみによって決まる. そのときの水温は T_s よりも高い.

フタが完全に水面を塞ぐのではなく, 一部に穴があったときはどうだろうか. 穴の大きさに応じて, 放射冷却が可能になる. フライパンの面積を A として, rA (r は $0 \sim 1$ の間の数) が穴の面積であるとすれば, (2) の代わりに,

$$Q - Q_E(T_s) = r\sigma T_s^4 \quad (3)$$

が成立する. フタから水面にもどる赤外線エネルギーは $(1-r)\sigma T_s^4$ であるから,

$$\text{下向きの放射} / \text{上向きの放射} = 1 - r \quad (4)$$

である. この比を断熱率と定義しよう.

トイモデルの場合, 海面から上向きに放射される赤外線のエネルギーを Q^\uparrow , 下向きに放射される赤外線エネルギーを Q^\downarrow とするとき, 断熱率は,

$$D = Q^\downarrow / Q^\uparrow \quad (5)$$

と書ける. フライパンのフタの穴の面積比 r は $1 - D$ に対応する. そこで, 大気に吸収された太陽放射エネルギーのうち海洋に吸収された熱エネルギーを Q , 蒸発による熱流量を Q_E とすれば,

$$Q - Q_E = (1 - D)\sigma T_s^4 \quad (6)$$

の関係が得られる. このトイモデルでは, 左辺が 65W m^{-2} , T_s は 288K であるから,

$$65\text{W m}^{-2} = (1 - D)\sigma \times (288\text{K})^4 \rightarrow D = 0.833 \quad (7)$$

を得る. トイモデルの海洋の断熱率は 0.833 である. なお, $95\%/114\% = 0.833$ であることに注意しよう. この 95% は, 次節で述べるように, ほとんど海面から出た赤外線が海面に戻ってきたものである. フライパンモデルでいえば, フタに反射して戻ってきた赤外線に対応する. 温室効果気体が, 断熱材の役割を果たしているのである.

5. 断熱率と温室効果

海水が保温されているのは、大気中に含まれる温室効果気体による温室効果による。温室効果について、気象学の入門的教科書（例えば、小倉（1999）、松田（2014））に、以下のような説明がある。

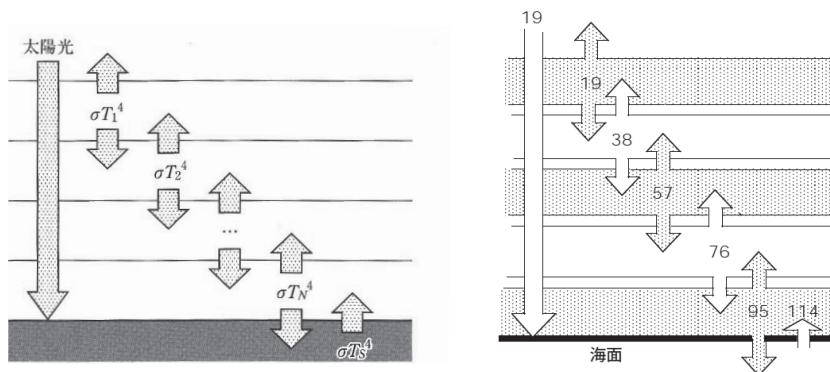
第5図左図のように、それぞれ等温の黒体の層が N 層積み重なっている大気層の上から、地表面に向けて太陽放射（ S (W m^{-2} ））が与えられるとする。太陽放射は、大気層を透過し、地表面に吸収される。一方、大気層の各層から、温度 T_n ($n=1 \sim N$) の熱放射が上下の層に放射されるとする。そのとき、地表面の温度 T_s は、 $\sigma T_s^4 = (N+1)S$ で与えられる（小倉（1999）の5.7節、松田（2014）の2.8節参照）。

断熱率を D とすれば、

$$S = (1 - D)\sigma T_s^4 \rightarrow D = 1 - S / (\sigma T_s^4) = N / (N + 1) \quad (8)$$

を得る。これから N が多くなるほど、 D は1に近づく。ここでは海面温度の放射平衡に関わる太陽放射の部分だけが問題になるので S は $Q - Q_e$ である。 $D = 0.833$ のとき、 $N = 4.99$ であるから、このトイモデルは5層の黒体モデルで近似できる。第5図右図に、トイモデルに黒体モデルを当てはめたときの各層から放射される放射量（ 342 W m^{-2} を100とする）を示す。各層の放射収支が成り立っていることを確認していただきたい。

第5図は、縦軸の高度が示されていない。黒体は赤外線を透過しないので、宇宙から赤外線で見ると、



第5図 左図： N 層の黒体の層からなる大気の放射平衡。松田（2014）の図2.6を引用。（小倉（1999）の図5.17と同じ）右図：5層の黒体の層からなる大気の放射平衡。各層の放射量は、 342 W m^{-2} を100とする単位で示した。右図の海面に達する19は、海面が吸収する太陽光のうち、海面温度の放射平衡に関わる部分（ $Q - Q_e$ ）：(6)式参照）。

と、黒体大気の上面が見える。その温度は有効放射温度（255K）である。255Kは、海面温度が 15°C の場合、高度約5 kmの気温（ -18°C ）である。それ故、5層モデルでも、5層目の上面を高度5 kmに設定するのが妥当であろう。

第6図は、5層目の上面を高度5 kmとしたときの温度分布である。比較のために、トイモデルの気温分布（気温減率 6.5 K km^{-1} ）も示した。対流圏中層では、気温のほうが放射平衡温度よりはるかに高い。放射平衡温度は、海面から上向きに照射された114の赤外線による加熱である。一方、対流圏中層では、次節で述べるように、潜熱による大気の加熱が生じる。放射平衡温度と気温との差は、海面以外の加熱の大きさを示している。その加熱に伴う下向きの赤外線フラックス（＝単位面積当たり単位時間当たりの赤外線エネルギーの通過量）が生じるわけだが、第6図上図をみると、その大きさ（気温差で示している）は、下層にいくほど小さくなり、海面では、ほとんどゼロである。これは、海面における下向き赤外線フラックスは、海面から上向きに照射された赤外線フラックスが方向を変えて、海面に返ってきたものと解釈される。換言すれば、海面付近の気温は、放射平衡温度である。

しかし、上空に行くに従って、気温は、海面からの赤外線による放射平衡温度から外れていく。その原因は、潜熱として大気と与えられる熱源である。次に、潜熱の作用を考察しよう。

6. 潜熱の作用で作られる大気循環

初期に、大気が静止していたとする。仮に、大気が静止状態を続けるとすれば、そのときの大気内部の温度分布は、入射する太陽放射エネルギーと温室効果気体から放出される赤外線エネルギーが、大気のあらゆる場所でバランスした状態で、定常状態になる。第6図上図は、その結果であるが、5層の黒体モデルは正

しい高度が分からないので、トイモデルとよく似た設定条件で計算が行われた Manabe and Strickler (1964) の結果を引用しよう (第6図下図)。その結果によれば、対流圏の鉛直温度分布は、静力学的に不安定になる。不安定な温度分布は対流によって解消されると考えて、この図には、対流圏の標準的な温度分布も示されている。

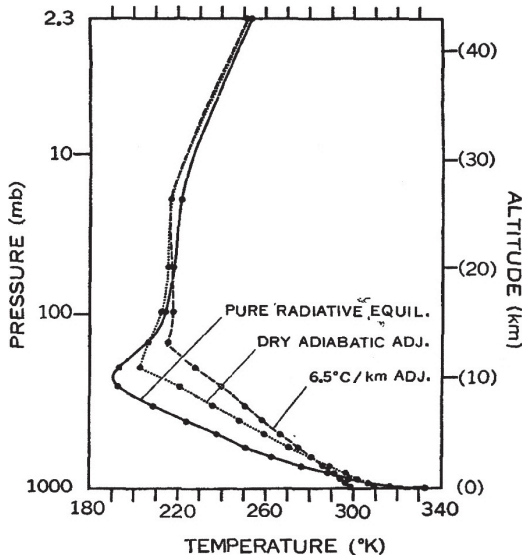
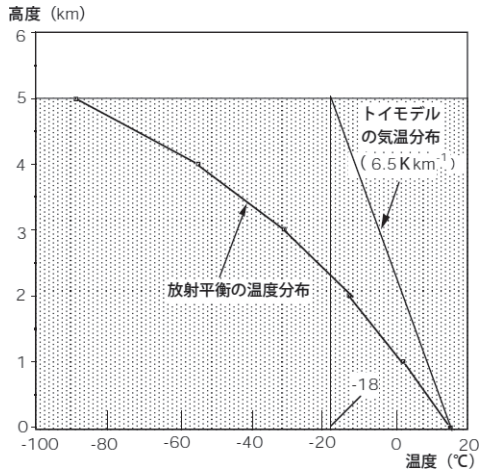
トイモデルの大気圏にこの温度分布を当てはめると、トイモデルの大気圏は、水平方向に一樣に静力学的な不安定な状態になる。その不安定は対流によって解消される。その対流は、いわゆるベナール・レーリー型の細胞状の対流になることが知られている (浅井 (1983) の第2章参照)。そこでは、上昇流と下降流が一定の間隔で繰り返される。もしも、大気が乾燥していると、トイモデルの大気圏は、細胞状の対流に覆われた状態で定常状態になることが予想される。

ところが、トイモデルの大気圏は、それだけで取まらない。海面からの蒸発によって大気に供給された水蒸気が、対流の上昇域に輸送され、そこで、凝結して、潜熱が放出される。その結果、大気圏では、上昇域で加熱が生じる。気象学では、このような対流を積雲対流と呼ぶ (浅井 (1983) の第4章参照)。積雲対流の性質は、ベナール・レーリー型対流とかなり異なっている。ベナール・レーリー型対流では、上昇域も下降域も静力学的に不安定であるが、積雲対流は、下降域の成層は静力学的に安定なのである。その結果、多くの場合、細胞状の対流にならない。対流層の内部のところどころに上昇域が生じ、それ以外の広い範囲は下降域になる。

ここで考察の対象とするトイモデルでは、どのような積雲対流が発生するのだろうか。幸いなことに、このトイモデルときわめて似た設定の下に積雲対流を扱った研究がある。

Nakajima and Matsuno (1988) は、2次元の数値モデルで、熱帯海洋上の積雲対流の発生の様子を調べた。積雲の組織化を調べるのが目的なので、水平方向には、約500kmの計算領域を設定した。下面は温度一樣 (29°C) の海面で、そこから、顕熱、潜熱が供給される。高度22.6kmに固体壁を仮定した。放射冷却を想定した内部冷却を導入してある。細かな条件を変えて5種類の計算を行ったが、トイモデルと関連するのは、case-Rである。case-Rは、積雲の内部で凝結した水蒸気を雨にして落下させるモデルである。

case-Rにおける大気圏の循環の特徴は、次の2点に



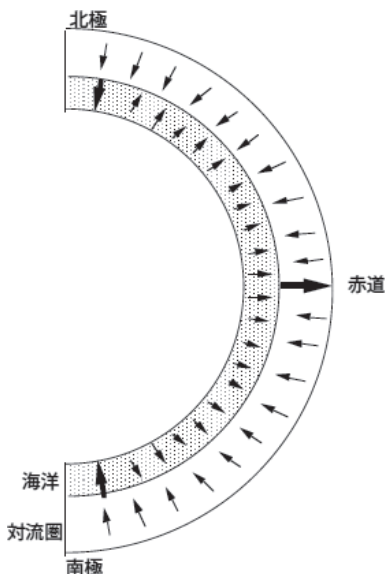
第6図 上図：5層黒体モデルによる気温の鉛直分布 (黒体モデルの上端は5 kmとした)。下図：1次元放射対流平衡理論 (Manabe and Strickler 1964) による気温の鉛直分布。純粋な放射平衡による気温の鉛直分布を乾燥断熱減率と6.5K km⁻¹の気温減率の各気温分布と比較した。

まとめられる。

- ①定常状態になる。
- ②幅の狭い上昇域（積乱雲）と、幅の広い下降域（積乱雲の補償下降域）に仕分けされる。具体的な循環の形は、木村（2017）に引用した。なお、降水がない場合（case-NR）は、細胞状対流になる。

7. 海洋の鉛直面内の循環（熱塩循環）とのアナロジー

第7図は、現実の海洋の鉛直面内の海水の循環の様子を模式的に示したものである。海洋は、海面が日射で加熱されるため、安定な密度成層が形成される。そのような流体層は、対流が起こることはないようにみえるが、実際は、鉛直面内の循環が生じている。その理由は、極地の海水温が低くなり、海面から海底まで沈降する流れが生じるからである（底層水の形成）。その補償流として、世界中の海域で、弱い上昇流（湧昇）が生じている。上昇流の速度はきわめて微弱で、観測にかかるようなものでないが、海洋の研究者は、その存在を疑う人はいない。なぜなら、深さ1 km程度の深さに形成される水温傾度の大きな層（永久水温躍層）の説明に上昇流が必要だからである（湧昇がなければ、下向きの熱輸送が海底まで及び、海洋の中層に大きな鉛直温度勾配を定常状態で維持することができない）。



第7図 現実の海洋の鉛直面内の循環の模式図とトイモデルにおける大気圏の鉛直面内の模式図。

Nakajima and Matsuno (1988) の case-R の結果は、このトイモデルの大気中でも、せまい範囲で上昇流、広い範囲で下降流が生じていることを示唆する。第7図には、その模式図を海洋循環の図に重ねて描いた。この図では、赤道に上昇流を描いたが、トイモデルは南北の温度差がないので、赤道に上昇流が生じる必然性はない。また、Nakajima and Matsuno (1988) では、上昇域は1つだけであるが、1つだけという結果と、計算領域が約500kmであることとは関連があるかもしれない。トイモデルの水平の広がり4万 kmに及ぶ。この場合は、複数の上昇域が存在するかもしれない。しかし、ここでは、大気圏の鉛直面内の具体的な循環のパターンには興味がない。上昇域を総合した面積と下降域の面積比だけが重要なので、トイモデル全域を上昇域と下降域の2つに仕分けして考えることにする。

海洋全域に微弱な湧昇が生じるのは、海洋が安定な密度成層の状態にあることと関係している。トイモデルの大気圏が、同じ構造（上下逆さまであるが）を取るの、やはり、大気圏が安定な密度成層をしているためである。事実、現実の対流圏は、条件付き不安定な状態にあり、静力学的に安定な状態を保っている。

これは、伝熱工学的な視点からみると、実に不思議な現象である。ベナール・レーリー対流の常識からいえば、下から加熱されている流体層のほとんど全域で不安定成層になる。対流の結果、中立成層になることはあっても、安定成層になることはない。それでは、トイモデルの大気圏内部で、なぜ、安定成層が形成されるのであろうか。海洋の場合は、上から加熱されるので、安定成層が形成された。トイモデルの大気圏は大気内部で（潜熱の解放により）加熱が行われるが、加熱された高温の大気が大気圏上部に堆積するために、安定な密度成層が形成されるのである。次にこのメカニズムについて説明する。

8. トイモデルにおける大気循環の概念モデル

このような鉛直面内の循環は、第8図に示すような簡単なシステムで再現できる。幅の狭い細長い水槽に水を入れる。側壁の下部から水を吸い出し、ボイラーで加熱して、側壁の上部から水槽に流出させる。このとき、ボイラーで加熱された水（＝湯）は軽いので水面を広がる。その結果、湯は水面全体を覆う。一方、ボイラーに水が吸い出されるので、水槽内部には下降流が生じ、水面の湯は、等温面が水平の構造を保った

まま、下降する。下降しながら、側面から熱が逃げるので、温度は下がる。その結果、内部には、安定な密度成層が形成される。鉛直の温度勾配を dT/dz とすれば、熱伝導の式から、定常状態で、

$$w dT/dz = -\beta \quad (9)$$

の関係が成り立つ。ここで、 w は鉛直流（上向きが正）、 β は側面からの熱の冷却率（単位は、毎秒あたりの温度低下量： $^{\circ}\text{C s}^{-1}$ ）である。その結果、

$$dT/dz = -\beta/w \quad (10)$$

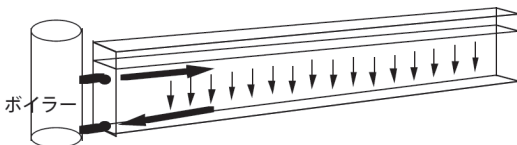
を得る。 β と w が一定であれば、温度勾配は深さによらず一定である。

9. トイモデルにおける下降気流の流速の推定

第9図は、単位面積の空気柱が放射冷却で冷却される様子を模式的に示したものである。大気中を透過し海洋に吸収された太陽放射エネルギーのうち、一部は赤外線になって大気に吸収されるが、それ以外は、潜熱に変化し、大気中で潜熱が解放され、対流圏の上部に運ばれる（第2図によれば、7%が顕熱、23%が潜熱の形で大気に渡されるが、トイモデルでは、30%が潜熱の形で大気に渡されることに注意（第3図参照））。

その結果、海面から大気に与えられた熱エネルギーは、対流圏上部から大気圏に侵入することになる。その熱エネルギーは、空気柱の内部に含まれる温室効果気体の赤外放射によって、一様に、宇宙に逃げる。

さて、大気圧は静力学平衡にあるので、気圧 p は、その上に積もった空気の重さである。その空気の質量を M (kg m^{-2})、重力加速度を g とすれば、 $p=Mg$ の関係がある。但し、 p の単位は Pa（パスカル）である。地上気圧を1000hPa、高度10kmの気圧を200hPa



第8図 大気循環の概念モデル。厚さの薄い水槽内の水をボイラーで加熱する。水は下部からボイラーに入り、上部から水槽に流入する。加熱された水は水平に広がり、上部に堆積する。そして、ゆっくり下降しながら、側面から冷却される。その結果、水槽内部には、安定な密度成層が形成される。

とすれば、地上から高度10kmまでの単位面積当たりの大気の重さは、 $Mg=100000-20000=80000$ である。重力加速度を 10m s^{-2} と近似すれば、 $M=8000$ である。

単位質量当たりの放射冷却率を α (W kg^{-1}) とする。上から入射するエネルギーを Q ($0.3 \times 342=102.6\text{W m}^{-2}$) とすれば、

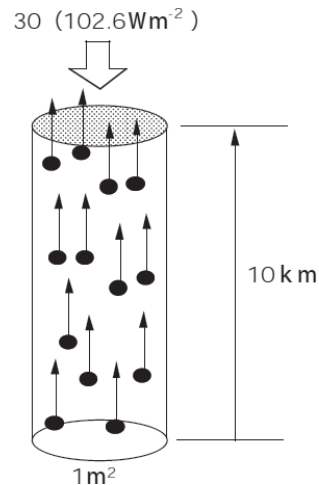
$$\begin{aligned} Q &= \alpha M \\ \rightarrow \alpha &= Q_E/M = 102.6/8000 \\ &= 0.0128 (\text{W kg}^{-1}) \end{aligned} \quad (11)$$

である。単位時間当たりの温度低下量を γ (K s^{-1}) とすれば、

$$\begin{aligned} C_p \gamma &= 0.0128 \text{W kg}^{-1} \\ \rightarrow \gamma &= 0.0128/1004 \\ &= 1.275 \times 10^{-5} (\text{K s}^{-1}) \end{aligned} \quad (12)$$

である。ここで、 C_p ($=1004\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$) は空気の定圧比熱である。一日の温度低下量は、 $86400(\text{s day}^{-1}) \times 1.275 \times 10^{-5} (\text{K s}^{-1}) = 1.1 (\text{K day}^{-1})$ である。

単位質量の空気塊が、高度 H から海面まで、気温減率 Γ (K km^{-1}) で降下するものとする。もしも、放射冷却がなければ、気温減率は乾燥断熱減率 ($\Gamma_d=9.8\text{K km}^{-1}$) になるはずである。実際は Γ_d より小さい Γ である。それは、下降の途中で、放射冷却により、空気塊が冷却されたからである。その結果として、下降域の



第9図 トイモデルにおける空気柱。厚さを10kmと仮定する。上部からエネルギーが入射し、内部の温室効果気体（黒丸）からの赤外線（●の上につけた矢印）によって、そのエネルギーが宇宙に逃げる。

温度減率は $\Gamma = 6.5 \text{ K km}^{-1}$ になる。

空気塊が対流圏上部から海面まで降下する時間を τ (s) とすれば、その間に、放射冷却で失う熱量は、 $\alpha\tau$ (J kg^{-1}) である。故に、

$$\alpha\tau = C_p H(\Gamma_d - \Gamma) \quad (13)$$

の関係を得る。一方、下降気流の流速（高度によらず一定を仮定）を w^{\downarrow} とすれば、

$$\begin{aligned} w^{\downarrow} &= H/\tau = \alpha/[C_p(\Gamma_d - \Gamma)] \\ &= 0.0128/[1004(9.8 - 6.5)] (\text{km s}^{-1}) \\ &= 0.00386 (\text{m s}^{-1}) \end{aligned} \quad (14)$$

である。トイモデルの大気圏の内部には、約 4 mm s^{-1} の流速の下降気流が、対流圏全体をおおっている。なお、空気柱の高さ H は結果に関係しない。

10. 気温の鉛直分布

上昇域の気温減率は湿潤断熱減率である。湿潤断熱減率は、以下の手順で求めることができる。

海面に接した空気塊は、海面水温 (15°C) になじみ、 15°C の飽和水蒸気混合比 q_s になるまで、水蒸気を吸収する。この空気塊は、積乱雲内部を上昇する。

積乱雲内部を上昇する 1 kg の空気塊に着目する。温度 T (K)、高度 z (m) にある空気塊に対して、

$$h_s = C_p T + g z + L q \quad (15)$$

を定義すると、 h_s は、空気塊が積乱雲の内部で上昇しても保存することが知られている（浅井ほか (2000) の式 (3.30) 参照）。 h_s を湿潤静的エネルギーと呼ぶ。ここで、 q は、空気塊に含まれる水蒸気混合比、 L は水蒸気の凝結熱 ($L = 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$) である。

空気塊が地表面から高度 H の対流圏上部まで上昇したときの地表面と対流圏上部で h_s を比較する。空気塊は、海面では、 15°C の飽和水蒸気混合比 $q_s (= 12.83 \text{ g kg}^{-1})$ であるが、高度 H で、すべての水蒸気が凝結すると仮定する。それ故、

$$C_p T(0) + L q_s = C_p T(H) + g H \quad (16)$$

を得る。この式を変形すると、

$$\Gamma_w = \Gamma_d - L q_s / C_p H \quad (17)$$

を得る。 Γ_w は（高度方向に平均した）湿潤断熱減率である。ここで、乾燥断熱減率 $\Gamma_d = g/C_p$ の関係を使った。

一方、下降域の気温減率 (Γ) は、以下の手順で求めることができる。

蒸発の際に海水からうばわれた潜熱は大気に与えられ、空気を加熱する。加熱された空気は、対流圏上部から海面に降下する過程で、放射冷却により冷やされ、再び、海面で 15°C にもどる。

対流圏上部から海面に至るまでに、 1 kg の空気塊が経験する放射冷却による温度低下は、 $H(\Gamma_d - \Gamma)$ であるが、その温度変化は、海面から与えられた潜熱に等しい。そこで、

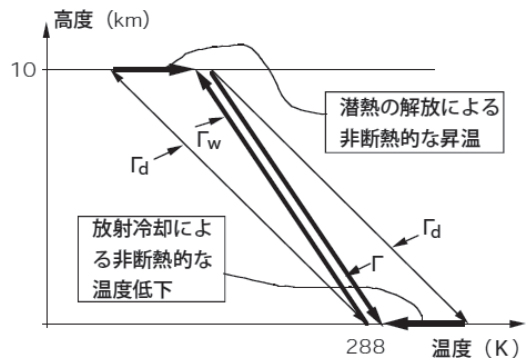
$$L q_s = C_p H(\Gamma_d - \Gamma) \quad (18)$$

の関係が成り立つ。これから、下降域の温度減率は、

$$\Gamma = \Gamma_d - L q_s / C_p H \quad (19)$$

である。(19) の右辺は、(17) の右辺に等しい。下降域の気温減率は、湿潤断熱減率に等しいことを示している。第10図に示すように、上昇する過程の（凝結潜熱の放出など）非断熱的な昇温と下降する過程の非断熱的冷却量が同じであれば、上昇時の気温減率と下降時の気温減率が同じなのは当然である。しかし、空気塊が上昇する過程と下降する過程で、同じ温度変化を経験するのであれば、上昇域と下降域で温度差が生じない。温度差が生じなければ、上昇域内で浮力は生まれず、上昇気流を維持できない。積雲対流が生じるためには、上昇域の気温減率が下降域の気温減率より小さいことが必要である。小さくなる理由は、2つ考えられる。

①第10図をみると、湿潤断熱減率は下降域の温度減率と同じであるが、ここで求めた湿潤断熱減率は、単

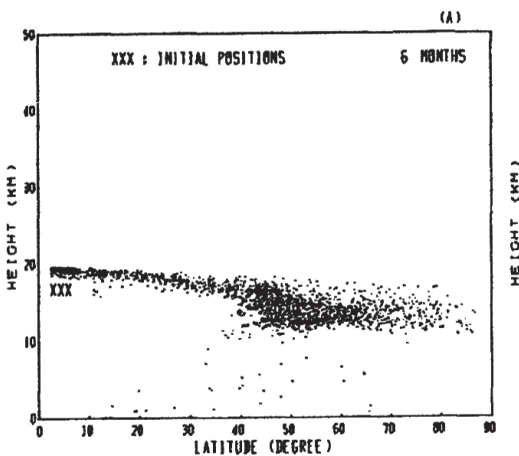


第10図 空気塊の上昇する過程の気温減率 (Γ_w) と下降する過程の気温減率 (Γ) の比較。 Γ_d は乾燥断熱減率。

に、下層の気温と高度10kmの気温差を直線近似したものである。しかし、現実の湿潤断熱減率は、気圧と気温で変化する（浅井ほか（1981）の表2.5によれば、1000hPa、15°Cで4.73K km⁻¹、200hPa、-50°Cで9.4K km⁻¹）。一方、下降域の気温減率は、放射冷却量が高さによらないために、高さによらず一定である。

②第10図では、上昇気流内部の昇温量と、下降気流の冷却量が同じように描かれているが、現実には、下降域の放射冷却量は、上昇域の潜熱による加熱量よりも少ないことが推測される。その理由は、積乱雲内で生成された暖気が、大気圏上部で水平に広がる過程で放射冷却が起こるからである。第11図は、赤道上空高度17km付近（図中のXXX点）から放出された粒子が、大気循環によって移流される様子をGCM (General Circulation Model, 大循環モデル)でシミュレーションした結果である（Kida 1983）。この図は、XXX点で放出してから半年後の拡散の様子を示している。ほとんどの粒子が、下部成層圏を水平に拡散していることが分かる。この図は、空気塊が、長時間、対流圏上部に留まっていることを示している。

本稿で扱うトイモデルは、対流圏上部の構造を記述する力がない。そこで、近似的に、下降域の温度減率は（直線近似した）湿潤断熱減率と同じと考えることにする。（19）に数値を代入すると、



第11図 赤道上空高度約17kmのXXX点から放出した粒子の、半年後の拡散の様子（Kida 1983）。GCMによるシミュレーションの結果。

$$\begin{aligned} \Gamma &= 9.8(\text{K km}^{-1}) - 2.5 \times 10^6 (\text{J kg}^{-1}) \times 12.83 \\ &\quad \times 10^{-3} (\text{kg kg}^{-1}) / [1004 (\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}) \times 10 (\text{km})] \\ &= 6.6 \text{K km}^{-1} \end{aligned} \quad (20)$$

を得る。トイモデルの気温減率は、現実の対流圏の気温減率ときわめて近いことが分かる。

以上の考察をまとめると、次ようになる。

- ①海面気温と海面温度は、熱平衡の状態にある。このとき、海面気温は海面温度に等しい。現実の海面気温も、グローバルに平均すると、海面温度ときわめて近い（第1図）。
- ②対流圏の下層の気温は、主に、海面から上向きに照射された赤外線に支配される。気温の鉛直分布は、放射平衡の状態に近い（第6図）。
- ③対流圏の中・上層の気温は、主に、潜熱の解放による加熱に支配される。積乱雲の外側の気温減率は、空気塊の下降に伴う断熱圧縮による昇温と放射冷却のバランスによって決まる。対流圏上部では、放射平衡温度よりも高いが、下部では、放射平衡温度に近い（第6図）。

11. 1次元放射対流理論とトイモデルの比較

1次元放射対流理論は、気象学の教科書では、「大気の鉛直方向の構造」の章で扱われる。ここでは、岸保ほか（1982）の「2.4 放射過程と温度場」の記述を要約する。

「大気中の任意の高度 z での放射エネルギーの正味流束 $F(z)$ に対して、その鉛直勾配が温度の時間変化を与えるから、定常状態では $F(z) = \text{一定}$ である。この状態を放射平衡という。放射平衡の状態にある赤外放射の射出量は、大気の赤外線吸収物質の高度分布と気温分布で決まるので、吸収物質の高度分布が与えられると、気温の鉛直分布が求まる（第6図下図）。

対流圏についてみると、放射平衡温度は標準大気の気温分布に比べてはるかに低い。しかも、超断熱減率なので、静力学的に不安定である。定性的には、放射過程が大気層を冷却して大きな気温減率を作る不安定化作用と、大小さまざまな規模の湿潤・乾燥対流が熱を上向きに輸送することによる安定化作用のつりあいの結果として現実の気温減率が生成されると理解される。しかし、6.5K km⁻¹という温度減率を定量的に説明することは容易でなく Manabe and Strickler(1964)は、6.5K km⁻¹を臨界温度減率として採用し、気温減率がこの値を超えた場合には、自動的に6.5K km⁻¹に

置き換えるという便宜的な方法が取られている。この操作を対流調節と呼んでいる。放射平衡モデルに対流調節を加えたモデルを放射対流モデルという。」

1次元放射対流理論に関する研究は膨大である。Ramanathan and Coakley (1978) のレビューは、1次元放射対流理論を使った気候モデリングに関する論文を93編紹介している。

1次元放射対流理論の中でも、Satoh and Hayashi (1992) の対流調節モデルは、ここで紹介したトイモデルとよく似ているので、詳しく比較してみよう。

この論文では、放射平衡温度の不安定を解消するために、積乱雲による鉛直の熱輸送を利用する。1次元モデルなので、水平方向の広がりには考えない。といっても、積雲対流は鉛直面内の循環を伴うので、暗黙のうちに、ある程度の広がりを考えている。おそらく、50km×50km くらいで、数値モデルの格子間隔程度ということだと思う。この範囲で、循環は閉じているとする(第12図)。1次元の放射対流平衡理論では、積雲対流がカバーする範囲の積雲対流の効果を平均して、断面積 1 m² の空気柱の積雲対流の効果に着目する。

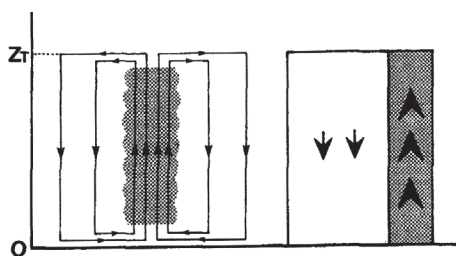
1 m² の面積の中で、上昇流が占める割合を σ とすれば、下降流の占める割合は $1 - \sigma$ である。Satoh and Hayashi (1992) は、その上で、 σ が非常に小さいとして、全域、下降流が占めると考える。

全域、下降流が占める点はトイモデルに似ている。ところが、1次元モデルなので、下降流は許されない。それで、無限小の範囲に上昇域を忍ばせて、その平均を取ることで、下降流が、あたかも存在しない扱いになっている。

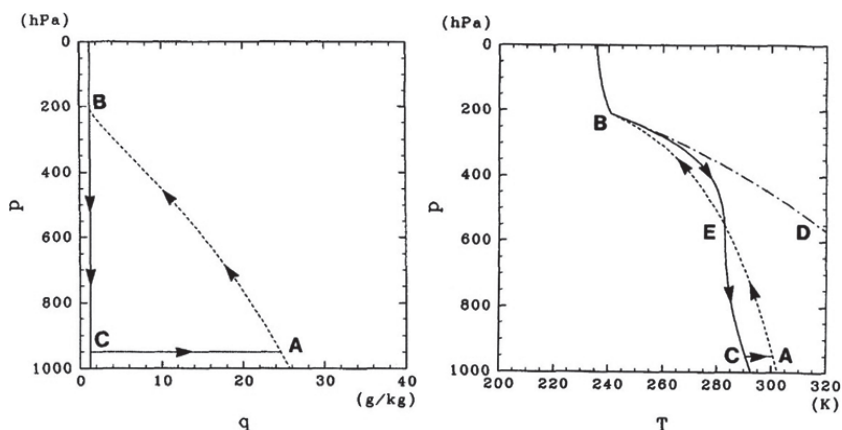
ところが、エネルギー変換に関わる大気層は下降域だけなのである。この点で、トイモデルの扱いと同じである(トイモデルでは、上昇域をボイラーとして扱い、対流圏から除外した扱いになっている)。Satoh and Hayashi (1992) では、下降流がないのに、下降流が気温分布を決めている。

第13図は、Satoh and Hayashi (1992) における混合比の変化(左図)と気温分布(右図)である。空気塊の動きは、トイモデルと同じである。空気塊は湿潤断熱減率で上昇する(右図のAB)。下降域は(大気が温室効果気体を含まなければ)乾燥断熱減率に従って下降する(右図のBD)。しかし、放射冷却の影響を受けて、右図のBCに示す温度分布になる。

下降域の温度分布は、上昇域の温度分布に近いことに注意していただきたい。トイモデルでは、下降域の温度分布は、上昇域の温度分布(湿潤断熱減率)と同じであった。一方、Satoh and Hayashi (1992) では、わずかに変化しているが、それは、日射と地表面から



第12図 左図：積雲対流に伴う循環。右図：上昇域と下降域を区別する。Satoh and Hayashi (1992)。



第13図 左図：積雲対流の循環に伴う混合比の変化。右図：気温分布。AB=湿潤断熱線、BD=乾燥断熱線、BC=下降域の温度線。Satoh and Hayashi (1992)。

放射される上向き赤外線の影響である。

1次元放射対流理論では、基本的に放射平衡が成り立ち、対流による鉛直熱輸送が、その温度分布を修正するという発想である。ところが、Satoh and Hayashi (1992) の結果を見ると、対流圏の気温分布は、基本的に下降流による断熱昇温と放射冷却で決められていることが分かる。日射の影響は、断熱温度分布を修正しているに過ぎない。一方、トイモデルは、基本的に、断熱昇温が気温を決めていると考える。図らずも、Satoh and Hayashi (1992) の結果はトイモデルの妥当性をサポートしている。

なぜ、気象学の教科書では、「大気鉛直構造」の説明に、1次元放射対流理論を紹介するのであろうか。私見であるが、「グローバル平均した大気は、鉛直気流がない」という事実があるからではないだろうか。静止した大気における温度分布は、放射平衡以外に平衡状態になるメカニズムはない。従って、必然的に、放射平衡が鉛直温度分布を決めるという発想が生まれる。一方、本稿で扱うトイモデルは、グローバルなモデルであるにも関わらず、対流圏全体に、約 4 mm s^{-1} の下降気流が存在する ((14) 式参照)。その場合は、断熱昇温と放射冷却のバランスという別の平衡状態が可能になるのである。

トイモデルの対流圏の温度構造は、グローバルスケールが、ローカルな温度分布を決めている。それでは、現実の対流圏の温度構造はどうか。下降気流の大きさは非常に小さい上に、高低気圧に伴う鉛直流のような(おそらく)一桁大きい鉛直流が存在する。その平均として、グローバルな下降気流が存在するはずである。その検証が望まれる。

12. トイモデルの気候感度

気候感度とは、大気中の二酸化炭素濃度を2倍にしたまま一定に保ち、気候システムが平衡状態になったときの全球・年平均した地表面温度の変化で定義される。吉森ほか(2012a, b, c)の解説(筆者の数が15名)では、引用された論文が、Part 1(気候フィードバックの概念と理解の現状) 139, Part 2(不確実性への低減への努力) 103, Part 3(古環境からの検証) 63に及ぶ。これだけ多くの研究が行われているということは、地球環境システムの気候感度がいかに難しい問題であるか、ということの意味しているのであろう。それと対照的に、トイモデルは気候システムの構造が単純なので、気候感度は簡単に計算できる。といって

も、トイモデルでは、二酸化炭素の作用を明示的に扱っているわけではない。トイモデルでは、温室効果気体の増加は、断熱率 D の増加(下向き赤外放射量の増加)として扱われる。従って、断熱率の増加に伴う海面温度の上昇が気候感度ということになる。

断熱率 D が増加すると、海面温度は上昇する。海面温度の上昇は蒸発率を増加させる。海面に吸収される太陽放射エネルギー Q は、海面水温の加熱 (Q_R) と蒸発 (Q_E) に分配される。第2図によれば、 $Q_R:Q_E$ は、約2:3である。蒸発率が増加すると Q_E が増加し、(Q が一定であるから) Q_R が減少する。減少した Q_R と海面温度から断熱率が決まる。断熱率が求まると、下向きの放射量の増加(放射強制力)が求まる。従って、放射強制力の増加と海面温度の増加の関係が求まる。

この計算には、海面温度と蒸発量との関係が必要である。一般に、蒸発量 $E(\text{g m}^{-2} \text{ s}^{-1})$ は、

$$E = \rho \beta C_H U (q_s - q) \quad (21)$$

の式で記述される(近藤(2000)の(5.8)式)。ここで、 ρ は空気の密度 (kg m^{-3})、 β は蒸発効率(水面では $\beta \sim 1$)、 $C_H U$ は顕熱輸送の交換速度、 q_s は飽和混合比 (g kg^{-1})、 q は海面に接した空気の混合比である。

トイモデルでは、 $q = 0$ と考え、蒸発量が飽和水蒸気量に比例するとして計算した(第1表)。なお、 $Q_E = LE$ である。海面温度が 1°C 上昇するごとに、太陽放射量の入射量に対する Q_E の比率は2%ずつ上昇する。海面温度と蒸発量の関係が第1表で与えられるとき、トイモデルの気候感度は第2表のようにまとめられる。

第2表によれば、海面温度が 1°C 上昇するごとに、断熱率は約0.02上昇する。下向き放射量は約 12.5 W m^{-2} 増加する。降水量は、 15°C で 1294 mm 年^{-1} であるが、海面水温が 1°C 上昇するごとに約 80 mm 年^{-1} 増加する。

断熱率は、温室効果気体の量で決まる。海面温度が変化しても、温室効果気体の量が変化しないのであれば、海面温度が一時的に昇温しても、熱収支のバランスがくずれて元に戻る。すなわち、気候システムは安定である。

もしも、温室効果気体の主体が水蒸気で、海面温度の上昇と共に、断熱率が増加したとすると、気候システムは不安定になる可能性がある(水蒸気フィードバック。吉森ほか(2012a)参照)。第2表は、海面温度の関数として断熱率が計算してある。この断熱率は、気候システムの安定性が中立の場合の計算であ

第1表 海面温度と潜熱の関係

海面温度 (T_s) (°C)	飽和混合比 (q_s) (g kg^{-1})	潜熱 (Q_E) (W m^{-2})	Q_E の比率 (%)
15	12.83	102.6	30.0
16	13.63	109.0	31.9
17	14.48	115.8	33.9
18	15.37	122.9	35.9
19	16.31	130.5	38.2
20	17.30	138.4	40.5

第2表 トイモデルの気候感度. 海面温度が1°C上昇すること
 の変化量. T_s : 海面温度 (°C), $Q^\uparrow = \sigma T_s^4$: 上向き放
 射量 (W m^{-2}), Q^\downarrow : 下向き放射量 (W m^{-2}), D : 断
 熱率, Q_R : 海面温度の加熱量 (W m^{-2}), ΔQ^\downarrow : 下向
 き放射の増加量 (W m^{-2}), Pr : 降水量 (mm 年^{-1}),
 ΔPr : 降水量の増加量 (mm 年^{-1}).

T_s	σT_s^4	Q^\downarrow	D	Q_R	ΔQ^\downarrow	Pr	ΔPr
15	390	324.9	0.833	65.0	0.0	1294	0
16	396	337.4	0.852	58.6	12.5	1374	80
17	401	349.3	0.871	51.8	24.4	1460	166
18	406	361.3	0.890	44.7	36.4	1550	256
19	412	374.9	0.910	37.1	50.0	1656	362
20	418	388.7	0.930	29.2	63.8	1746	452

る。中立であれば、海面温度が15°Cに維持されている必然性はない。海面が何度であっても、熱収支は満足される。現実の地球環境の海面温度が15°Cに維持されているのは、気候システムの安定化作用があるからである。そのためのフィードバック機構は沢山ある（吉森ほか 2012a）。このトイモデルの枠組みの中で安定化作用を考えるとすれば、水蒸気フィードバックによる断熱率の増加が第2表より小さい、ということである。

13. おわりに

本稿で紹介したトイモデルを、論文の体裁にして、2018年9月に「天気」に投稿したところ、「新規性なし」という理由（他にも、理由はいろいろあるが）で不採用になった。もともと、トイモデルは、気象教育の道具なので、新規性がないのは当然である。論文として不採用になるのは、致し方ない。私が危惧したのは、このトイモデルは地球環境のメカニズムと本質的に異なっているといわれることであった。なぜなら、このトイモデルでは、対流圏に一樣な下降流を仮定したり、煙突のような積乱雲を導入した。トイモデルの結果も、(温室効果気体によって保温されているのは海洋であって、大気は海水の冷却装置であるというような) 気象学の教科書には書かれていないものであった。論文は、5名の査読者によって、8か月間か

け、丁寧に査読された。しかし、トイモデルを全面的に否定する査読者はいなかった。コメントの中には、このトイモデルは、Sato and Hayashi (1992) とほとんど同じ内容である、という指摘もあった。どこが似ていて、どこが異なっているのか、本稿で、詳しく述べた通りである。コメントの中には、「この論文は、論文としては不適當であるが、『気象談話室』の話題にはなる」という指摘もあった。そのコメントに従って、論文を全面的に改稿し、「気象談話室」に投稿する次第である。

謝辞

論文を査読された5名の査読者に深く感謝します。多くのコメントと私の知らない多くの文献を教えていただいた。本稿に査読者のコメントが反映されていることは、いうまでもない。本稿の作成過程で、森 厚氏（桜美林大学）から多くの助言を得た。編集担当の萩野谷成徳氏には内容を丁寧にチェックしていただいた。また、論文構想の段階で廣田 勇氏（京大名誉教授）、新野 宏氏（東大名誉教授）、松田佳久氏（学芸大名誉教授）から貴重なコメントをいただいた。記して、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 浅井富雄, 1983: 大気対流の科学—大気運動の素過程を探る. 東京堂出版, 220pp.
- 浅井富雄, 武田喬男, 木村龍治, 1981: 雲や降水を伴う大気. 大気科学講座 2, 東京大学出版会, 249pp.
- 浅井富雄, 新田 尚, 松野太郎, 2000: 基礎気象学. 朝倉書店, 202pp.
- 浅野正二, 2010: 大気放射学の基礎. 朝倉書店, 267pp.
- 岸保勘三郎, 田中正之, 時岡達志, 1982: 大気の大循環. 大気科学講座 4, 東京大学出版会, 256pp.
- IPCC, 2001: Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (Houghton, J. T. *et al.* eds.). Cambridge University Press, 881pp.
- Kida, H., 1983: General circulation of air parcels and transport characteristics derived from a hemispheric GCM. Part 2. Very long-term motions of the air parcels in the troposphere and stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 510-523.
- Kiehl, J. T. and K. E. Trenberth, 1997: Earth's annual global mean energy budget. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 197-208.
- 木村龍治, 2017: 対流圏の気温減率はなぜ 6.5K km^{-1} なのか—エネルギー収支からの考察. *天気*, **64**, 147-156.
- 近藤純正, 2000: 地表面に近い大気科学. 東京大学出版会, 324pp.
- Manabe, S. and R. F. Strickler, 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385.
- 松田佳久, 2014: 気象学入門. 東京大学出版会, 240pp.
- Nakajima, K. and T. Matsuno, 1988: Numerical experiments concerning the origin of cloud clusters in the tropical atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 309-329.
- 小倉義光, 1999: 一般気象学 [第2版]. 東京大学出版会, 314pp.
- Ramanathan, V. and J. A. Coakley, Jr., 1978: Climate modeling through radiative-convective methods. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 465-489.
- Satoh, M. and Y. Hayashi, 1992: Simple cumulus models in one-dimensional radiative convective equilibrium problems. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1202-1220.
- 吉森正和, 横昌徳太, 小倉知夫, 大石龍太, 河宮未知生, 塩竈秀夫, 對馬洋子, 小玉知央, 野田 暁, 千喜良 稔, 竹村俊彦, 佐藤正樹, 阿部彩子, 渡部雅浩, 木本昌秀, 2012a: 気候感度 Part 1: 気候フィードバックの概念と理解の現状. *天気*, **59**, 5-22.
- 吉森正和ほか, 2012b: 気候感度 Part 2: 不確実性の低減への努力. *天気*, **59**, 93-102.
- 吉森正和ほか, 2012c: 気候感度 Part 3: 古環境からの検証. *天気*, **59**, 143-150.