

暴走温室状態の長時間積分

北大・地球環境 石渡 正樹 (Masaki Ishiwatari)
九大・理 中島 健介 (Ken-suke Nakajima)
東大・数理科学 林 祥介 (Yoshi-Yuki Hayashi)

1. はじめに

入射エネルギーが増大した場合の大気の状態はこれまで主に惑星進化の観点から調べられてきた (Abe and Matsui, 1988 ; Kasting, 1988 など). それらの研究によって, 入射エネルギー量が増大すると暴走温室状態が発生することが示唆されている. 暴走温室状態については, これまで次のような議論がなされてきた. 1 次元平衡モデルを用いた計算によれば, 大気が射出できる放射量には上限値が存在する. これを射出限界と呼ぶ. 惑星へ入射する放射量がこの射出限界を越えてしまうと大気海洋系の平衡状態は存在せず, 温度も大気中の水蒸気量も際限なく増加していくものと想像される. この状態が暴走温室状態と定義されていた.

射出限界がどのようにして決まるかということは, 灰色大気についてはよく調べられている (Nakajima *et al*, 1992). 灰色大気の上端から出る放射量 F には次の制約がある. まず, F は下端で飽和した, 水蒸気の実分率が一定の放射平衡にある成層圏が射出できる放射量の上限値 (Komabayashi, 1967 ; Ingersoll, 1969) を越えられない. 更に, 対流圏の温度勾配の大きさには限界があるので, 対流圏が射出できる上向きフラックスには上限値が存在する. 上記の 2 つの上限で決まる F のうち小さい方が射出限界を与えることになる.

ここまで述べたように, 暴走温室状態についてこれまで調べられてきたことは, 1 次元平衡解の存在条件のみである. 3 次元系の時間発展問題として扱った場合でも暴走温室状態が発生するのか, 暴走温室状態が発生するとすれば暴走限界はいくつでどのようにして決まるのか, などの問題はこれまでにまったく調べられてこなかった. 本研究は, 入射放射量が増大した場合についても計算可能な大気モデルの設計・構築, 3 次元系において暴走温室状態が発生する臨界値の決定・暴走温室状態における循環構造の解明を行うものである.

2. モデル

用いる系は, Nakajima et al (1992) の 1 次元灰色放射対流平衡モデルに運動を組み込んだものである. 大気は水蒸気と乾燥空気から成り, ともに理想気体であるとする. 簡単のため, 水蒸気と乾燥空気の分子量が等しい仮想的な場合を考える. 静水圧平衡を仮定し 3 次元のプリミティブ方程式を用いる. 放射吸収物質は水蒸気のみであり, オゾン, CO_2 などは考慮しない. 水蒸気は長波のみを吸収し, 吸収特性は波長によらない(いわゆる灰色)とする. 放射計算については, 任意の光学的深さ分布に対して計算可能なスキーム(石渡・林, 1994)を用いて行う. 鉛直方向には, 地表面から圧力が $10^{-6}p_s$ (p_s は地表面気圧) となるレベルまでを 32 に分割する. 最上層の位置は, 現在の地球大気では高度約 100 km, すなわち中間圏界面付近に対応する. このようにモデル領域を高くするのは, 暴走温室状態が発生するとこの付近まで対流圏界面が達する可能性があるからである. 上記の鉛直グリッド及び我々の放射スキームを用いると, 灰色大気の放射計算を 5 W/m^2 程度の精度で実行できる(石渡・林, 1994). 通常の大気モデルとは異なり, 最上層から 7 層まで水平風 u, v を 0 に近付けるようなレイリー摩擦, 温度 T を東西平均に近づけるようなニュートン冷却型の smoothing を入れてある. 加えて, u, v, T について鉛直方向にフィルター(Shapiro, 1971)をかけた. ただし, T については全体の内部エネルギーが保存するような形を採用している. このような「手当て」を行わないと, 暴走温室状態では鉛直方向に生じる 2-grid noise のため計算不安定が発生し長時間の積分が実行できない. 対流過程は湿潤対流調節スキーム, 乱流拡散は Yamada and Mellor (1974) の level 2 のクロージャーモデルを用いて評価した. また, 地表面の比熱は 0 として常に熱バランスが成り立つものと仮定した. 水平方向には球面調和展開し全波数 21 の三角形切断を行なった.

3. 暴走に至る様相

以上の設定のもとで暴走温室状態の 1000 日積分を行った結果を図 1, 2 に示す. これらの図は平均太陽入射フラックスとして 450 W/m^2 (現在の地球における値の 1.3 倍) を与えた場合の OLR (Outgoing Long-wave Radiation: 大気上端における赤外放射フラックス) 及び地表面温度の全球平均の時間変化である. 初期条件は, 静止・等温 (280K) ・比湿一様 (10^{-5}) とした. 図 1 に示されているように, 入射 450 W/m^2 に対して大気が射出

する放射量は時間とともに減少し 1000 日の段階で 330 W/m^2 程度しか射出できなくなる。この理由は大気中の水蒸気量が増大するためである。水蒸気量が増加すると大気が光学的に厚くなるため、OLR は光学的深さ τ が 1 となる高度の温度構造で決まってしまう。その上、鉛直温度構造が飽和水蒸気曲線で決まる形に近付いていくので $\tau = 1$ 付近の温度構造は表面温度に依存しなくなる。図 1 ではこのようにして決まる OLR の値に漸近している状態にある。実際、この計算では 1000 日の段階で比湿の全球平均値は 0.2 まで、光学的深さは約 20 にまでそれぞれ増加している。入射する放射量に比べてずっと少ない放射しか射出できないため温度は時間的に増大し、1000 日では 370 K までに達する (図 2)。この状態は 1 次元放射対流平衡モデルで議論された暴走温室状態に対応するものであると考えられる。これにより、3 次元系においても暴走温室状態が発生することが確認された。

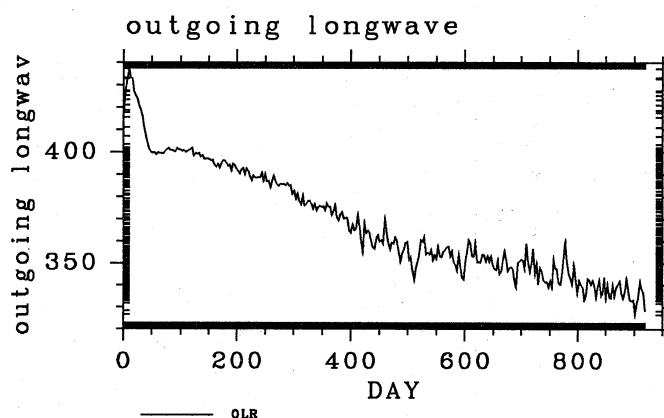


図 1 暴走温室状態における OLR 全球平均値の時間変化。

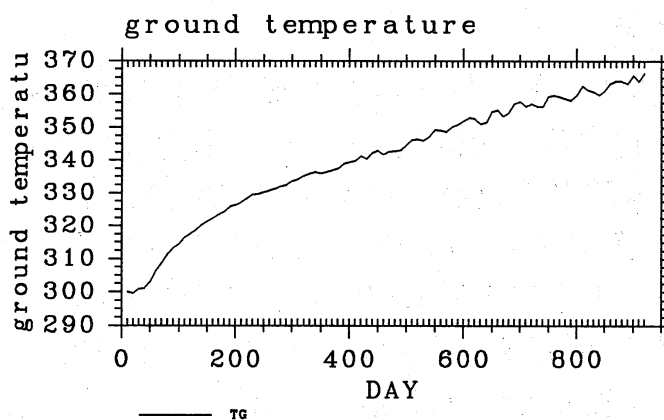


図 2 暴走温室状態における表面温度全球平均値の時間変化。

4. 暴走限界の値

3次元系における暴走限界の値を決定するために種々の入射太陽放射を与えて計算を行った。その結果を図3に示す。これは、横軸に入射放射の全球平均値を、縦軸に1000日程度走らせたときのOLRの全球平均値をプロットしたものである。いずれの場合においても、初期条件は静止・等温(280K)・比湿一様(10^{-5})とした。入射放射が 392.5 W/m^2 以下の場合では、OLRはほぼ入射放射量と等しくなっているのに対して、入射放射が 400 W/m^2 以上になるとOLRは 350 W/m^2 以下になる。入射量が 400 W/m^2 以上であるいずれの場合においても、3節で述べたように表面温度、水蒸気量はともに時間的に増大しており、暴走温室が発生している。これより、灰色大気の3次元暴走限界の値は 400 W/m^2 弱であることがわかる。

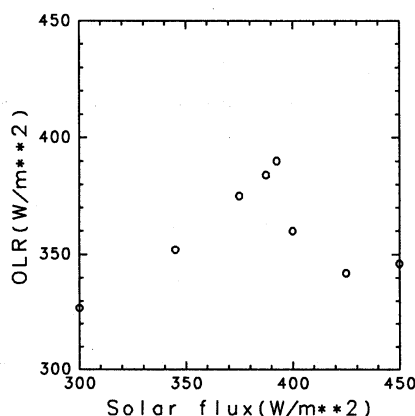


図3 入射放射全球平均値に対するOLR全球平均値。

5 平衡状態の熱収支

ここでは、入射エネルギー量を増加させた場合に平衡状態の熱力学的状態がどのように変化するかを概観する。図4に暴走温室状態が発生しない場合(入射放射の全球平均値が 300 W/m^2 , 345 W/m^2 , 375 W/m^2 , 387.5 W/m^2 , 392.5 W/m^2 の5つの場合)のOLRの東西平均値の緯度分布を示す。これからわかるように入射放射が増えてくると赤道付近のOLRの値はほとんど変化せず 400 W/m^2 弱で頭打ちとなる。中・高緯度のOLRは入射放射が増えるに従って徐々に増加し、 400 W/m^2 弱に漸近している。表面温度の東西平均の緯度分布(図5)でも、赤道付近における温度上昇よりも高緯度における温度上昇の方が大きくなる。以上より、入射放射量が増

大すると OLR, 表面温度の南北分布は平坦化することがわかる. OLR の値は緯度によらず 400 W/m^2 弱に漸近する.

OLR, 表面温度の平坦化が起こる理由を理解するため, 入射放射量が 345 W/m^2 の場合 (現在の地球における値) と 392.5 W/m^2 の場合 (暴走限界よりわずかに小さい値) のエネルギーフラックスの南北分布の比較を行う (図 6 と 図 7). まず地表面フラックスについて考える. 入射放射量が増大すると大気が光学的に厚くなるため, 表面放射フラックスは減少する. そのため蒸発フラックスが増大する. 特に赤道域では蒸発フラックスが卓越するようになる. 蒸発プロセスは表面温度の変化に対して負のフィードバック効果をもたらすので図 5 に示されたように赤道域の表面温度の増加量は高緯度域に比べ小さくなる. 一方, 大気にとって熱源となる降水フラックスは, 赤道域及び緯度 60 度付近におけるピークが目立つようになる. 緯度 60 度付近において増加した凝結熱によって高緯度域を加熱する. 大気の熱的状态が上述のように変化するため表面温度そして OLR の南北差が減少すると考えられる.

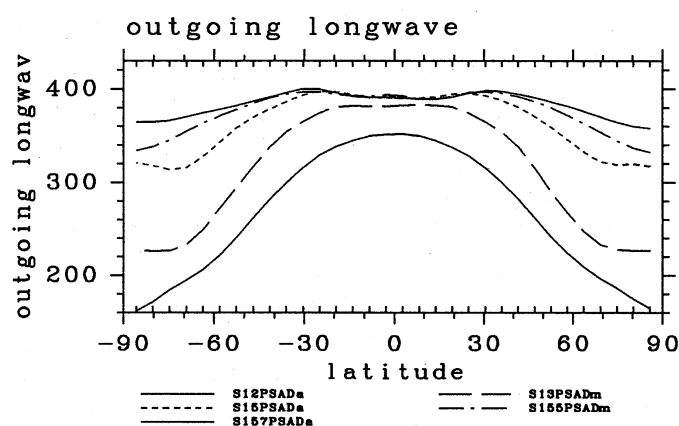


図 4 種々の入射放射量における OLR の南北分布. 与えた入射エネルギーの全球平均値は, 上から順に, 392.5 W/m^2 , 387.5 W/m^2 , 375 W/m^2 , 345 W/m^2 , 300 W/m^2 である.

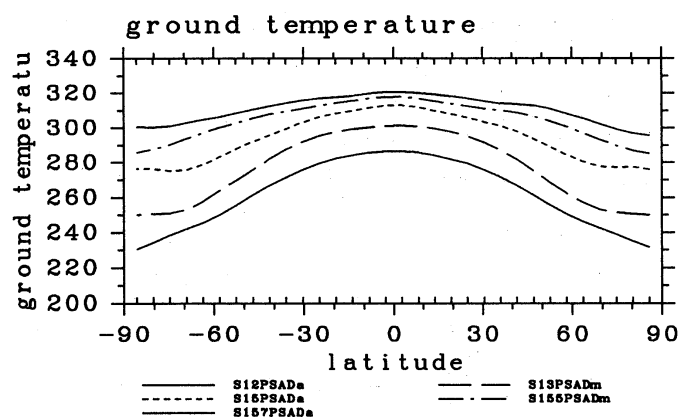


図5 種々の入射放射量における表面温度の南北分布.

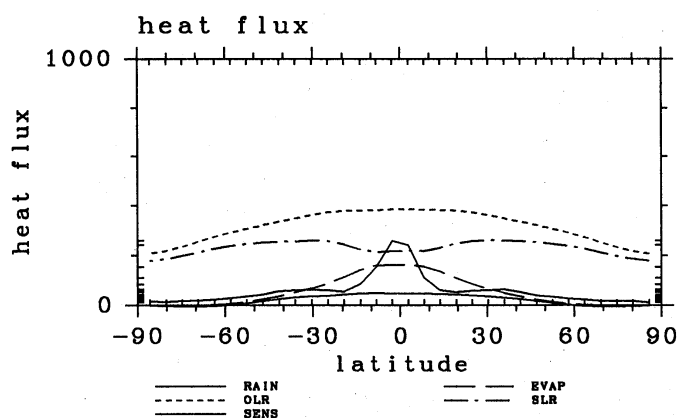


図6 345 W/m^2 の場合のエネルギーフラックス南北分布. RAIN が凝結熱, EVAP は蒸発フラックス, OLR が大気上端から射出する放射フラックス, SLR が地表面正味放射フラックス, sens が顕熱フラックスを表す.

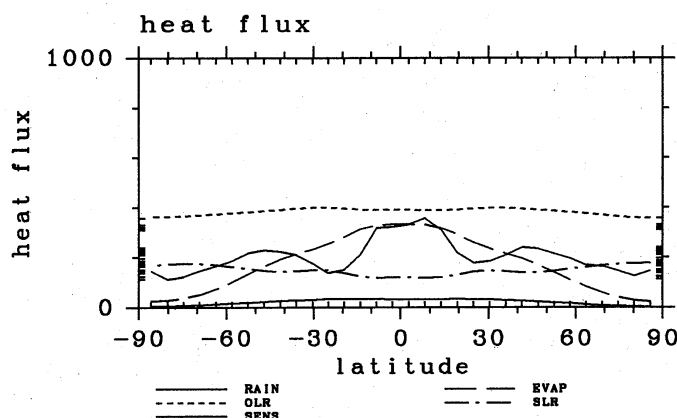


図 7 392.5 W/m^2 の場合のエネルギーフラックス南北分布

6 暴走限界の決まり方

5 節で示したように, 入射放射量が増大すると, OLR の値は緯度によらず, 400 W/m^2 に近づく. 従って, 暴走温室状態が発生するかどうかは入射放射量の全球平均値が, この漸近値を越えるかどうかで決まることになる. ここでは OLR の漸近値が 400 W/m^2 弱になる理由について簡単な考察を行う.

図 8 に, 入射太陽放射として 392.5 W/m^2 を与えた場合の OLR に対する各レベルからの寄与を示す. これをみるとわかるように, OLR の値を決めるのに一番重要なのは, $\sigma \sim 10^{-0.5}$ 付近の温度構造である. そのレベルの温度勾配は湿潤断熱勾配にほぼ等しくなっている (図 9). これより赤道域における OLR の漸近値は放射対流平衡解を用いて記述できる可能性がある. ただし, 3 次元計算の場合対流圏は飽和しているわけではないので相対湿度の値も考慮する必要がある. 入射太陽放射が 392.5 W/m^2 である場合の 3 次元計算の結果では熱帯対流圏の相対湿度は約 65 % になっている (図 10). この値を用いて 1 次元平衡解を求めると, その OLR の上限値は 390 W/m^2 程度になり, 3 次元系の暴走限界の値とほぼ一致することがわかった (図 11). 図 11 において OLR の上限値が存在するのは $\tau = 1$ 付近の温度構造が断熱減率で決まる構造になってしまうため対流圏上端における放射フラックスに上限が存在するためである. 結局, 3 次元系の暴走限界は相対湿度を考慮した 1 次元放射対流平衡解の存在条件で決まってしまうことになる.

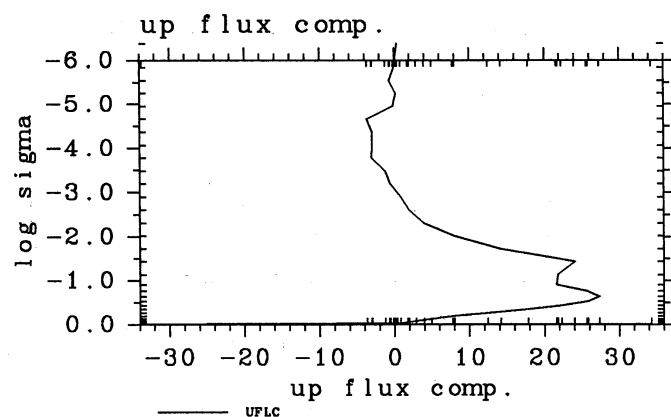


図 8 392.5 W/m^2 の場合の OLR に対する各レベルの寄与.

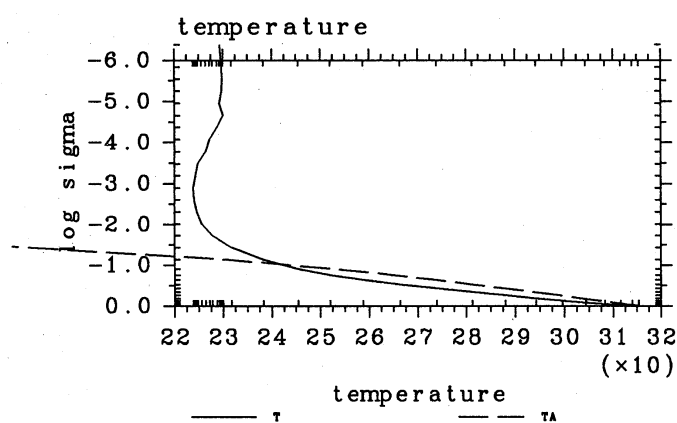


図 9 392.5 W の場合の赤道付近の温度構造と断熱温度構造. 実線は計算で得られた赤道付近の鉛直温度構造. 破線は大気の下層から湿潤断熱線を引いたもの.

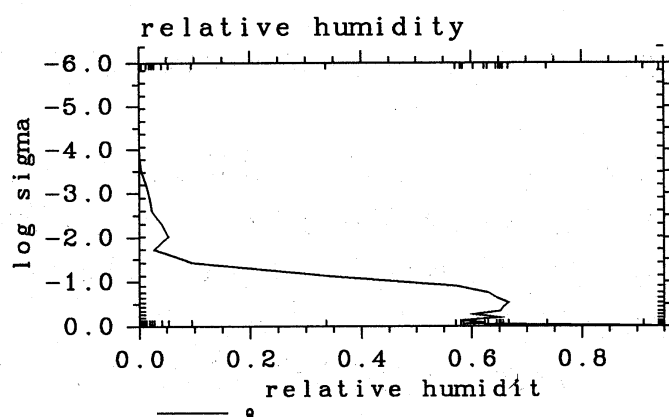


図 10 392.5 W の場合の赤道付近の相対湿度の鉛直分布.

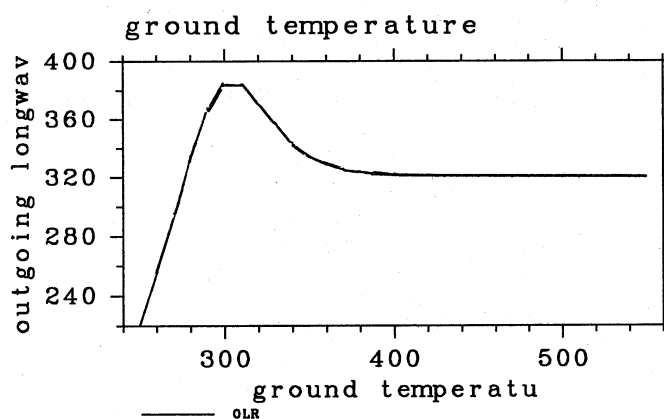


図 11 相対湿度を 65 % とした場合の平衡解の OLR.

5. まとめ

暴走温室状態まで含め太陽定数の広い範囲にわたって 3 次元計算を行うためには上層における減衰・鉛直フィルターの導入が不可欠である。これ

は重力波によって生じる 2-grid noise のため計算不安定が発生してしまうからである.

上述の減衰層・鉛直フィルターを導入し計算を行うことにより 3 次元系でも暴走温室状態が発生することが確認された. 灰色 3 次元大気の暴走限界の値は入射放射量の全球平均値にして 400 W/m 弱である. 入射放射量が増大すると, 表面温度も OLR もその南北分布は平坦になる. そのため, 暴走温室状態が発生する限界は入射放射量の全球平均値で決まってしまう. 更に暴走限界の値は相対湿度を考慮した場合の 1 次元放射対流平衡解の存在条件によって決定されることも明かとなった. ただし, その値は相対湿度分布に依存するので実際に 3 次元計算を行ってみなければわからない.

引用文献

- Y. Abe and T. Matsui, 1988: *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3081.
- A. P. Ingersoll, 1969: *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1191.
- J. Kasting, 1988: *Icarus*, **74**, 472
- M. Komabayashi, 1967: *J. Met. Soc. Japan*, **45**, 137
- G. Mellor and T. Yamada, 1974 : *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791.
- S. Nakajima, Y.-Y. Hayashi, Y. Abe, 1992: *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2256.
- R. Shaprio, 1971: *J. Atmos. Sci.*, **28**, 523.
- 石渡・林, 1994: 日本気象学会 1994 年秋季大会予稿集, D308.