

特集「惑星大気」

暴走温室状態の発生条件

石渡正樹¹

1. 暴走温室状態とは

暴走温室状態は海洋が惑星の表面に存在できる条件を考える上で重要な概念である。これまで暴走温室状態は大気の1次元放射対流平衡モデルを用いて以下のように定義・議論されてきた。鉛直1次元モデルにより平衡解（定常解）を求めると、海洋と共存する大気が惑星外に射出する放射量には上限値が存在することがわかる（これについては次節で詳しく述べる）。この射出放射量上限値を超えたエネルギーフラックスが大気に与えられた場合を想定すると、大気中にエネルギーが蓄積されていくので平衡状態に達することができないであろう。大気の温度は時間とともに上昇していき、海洋が存在していた場合には海洋が蒸発してしまうだろうと想像される。このような状態が暴走温室状態である（Ingersoll, 1969; Nakajima *et al.*, 1992）。

過去の金星や原始地球大気においては入射上限値を超えたエネルギーフラックスが大気に与えられていたため暴走温室状態が発生したと考えられている（Pollack, 1971; Abe and Matsui, 1988; Kasting, 1988など）。暴走温室状態に関する過去の研究はいずれも1次元モデルを使用したものであり、3次元モデルを用いた研究は全くなされてこなかった。しかし、我々の数値計算によって3次元大気において暴走温室状態が発生する条件が明らかになりつつある。以下では、その結果の一部を紹介したい。

2. 1次元モデルにおける放射量上限値

1次元系における暴走温室状態に関する概念は Nakajima *et al.* (1992, 以下NHA92と略す) によって整理されている。本節では彼らの議論を簡単にレビューしておくことにする。NHA92は、凝結性成分（以下水蒸気と呼ぶことにする）と非凝結性成分（以下乾燥空気と呼ぶことにする）から成る理想気体の大気を扱った。彼らは、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た。放射吸収物質は水蒸気のみとし、オゾン・CO₂などは考慮しない。水蒸気は惑星赤外放射のみを吸収し、吸収特性は波長によらないとする（いわゆる灰色）。雲の効果、放射の散乱プロセスは無視する。彼らは、大気構造として放射平衡にある成層圏と湿潤断熱曲線によって構造が定まる飽和した対流圏を

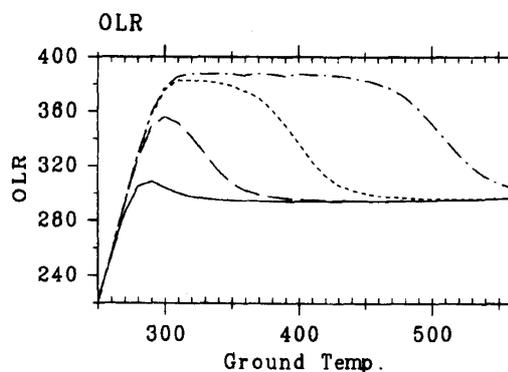


図1. 平衡解の表面温度 T_s (K) と外向き赤外放射量 OLR (W/m^2) の関係。実線、破線、点線、一点鎖線はそれぞれ地表面における乾燥空気の分圧 p_{d0} を 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 Pa としたときの結果である。

¹ 北大 地球環境

仮定し、1次元放射対流平衡解を求めた。

図1はNHA92が得た平衡解の表面温度 T_s と大気上端における外向き赤外放射量（以下OLRと表記する）の関係である。この図には地表面における乾燥空気の分圧 p_{n0} を様々に変化させた場合の結果が示されており、いずれの場合にもOLRには上限値が存在することがわかる。OLRの上限値を超えた入射エネルギーフラックスが大気に与えられた場合には暴走温室状態が発生することになる。

NHA92は図1をもとに大気中の放射フラックスに関して以下の2つの制約条件が存在することを示した。その1つは $p_{n0} = 10^7 \text{ Pa}$ の場合において実現されているものである。 p_{n0} 増加させていくとOLRの値は 385 W/m^2 で頭うちとなる（ $p_{n0} = 10^7 \text{ Pa}$ の場合の $T_s \sim 350 \text{ K}$ 付近においてその傾向が顕著にあらわれている）。この 385 W/m^2 という値は、既にKomabayashi (1967), Ingersoll (1969) によって得られていた成層圏モデルのOLR上限値に対応するものである。Komabayashi (1967) らの成層圏モデルとは、対流圏界面において水蒸気に飽和していること及び放射平衡にあることだけが仮定された非常に簡単なものである。以上より放射フラックスに関する第一の条件は、「成層圏が射出できる放射フラックスには上限値が存在する」とまとめることができる。この制約条件によって与えられるOLR上限値をKomabayashi - Ingersoll限界と呼ぶことにする。

一方、 $p_{n0} \leq 10^6 \text{ Pa}$ の場合のOLRはKomabayashi - Ingersoll限界よりも小さい値となっている。これは、OLRの値が対流圏界面における上向き放射フラックスの大きさによって制約されてしまうことによる。対流圏界面における上向き放射フラックスは対流圏の温度構造と水蒸気分布によって決まっている。この両者の兼ね合いによって、圏界面における上向き放射フラックスは最大値を持つことになり、これに応じてOLRの値も制約されてしまう。大雑把に言うと放射フラックスは温度勾配が大き

い程大きくなるので、乾燥空気量が少なくなるほど対流圏界面における上向き放射フラックスが小さくなる。乾燥空気量が少なければ温度勾配が湿潤断熱勾配に近くなるからである。このため p_{n0} が小さい極限（大気成分が水蒸気のみ）では、OLR最大値は湿潤断熱温度勾配によって規定される値 300 W/m^2 に漸近する。以上の制約条件をまとめると「対流圏が放出できる放射量には最大値が存在する」と言うことができるだろう。

これまでの議論よりOLRの最大値は、成層圏が射出できる放射量に関する制約から定まる値（Komabayashi-Ingersoll限界）と対流圏が放出する放射量に関する制約から定まる値のうち小さい方になることがわかる。 $p_{n0} = 10^6 \text{ Pa}$ の場合におけるOLR最大値は、対流圏界面における上向き放射フラックスの最大値によって規定されており、その値は 350 W/m^2 になる。ちなみに、Pollack (1971), Abe and Matsui (1988), Kasting (1988) などの非灰色放射計算で現れたOLRの上限値は、水蒸気大気の極限において得られるOLR上限値に対応するものである。

3. 3次元大気における暴走温室状態の発生

暴走温室状態に関する過去の研究はいずれも1次元モデルを用いたものであり、3次元系における考察はなされてこなかった。そのため、3次元系においてもOLRの上限値が存在するかどうか、つまり1次元系と同様の意味で暴走温室状態を定義することができるのかどうかさえ確かめられずにいた。また3次元系では循環により南北熱輸送が起きている。このためOLRの上限値は1次元系とは異なるメカニズムで決まってくる可能性もある。

以上の問題意識をもとに、我々はNHA92と同様の系に大気の3次元運動を組み込んだ系を用いて考察を行った。 $p_{n0} = 10^6 \text{ Pa}$ とし、水蒸気と乾燥空気の

分子量が等しいことを仮定する。使用したモデルは地球流体電脳倶楽部版AGCM5（地球流体電脳倶楽部，1997）である。水平方向には球面調和関数展開を行い，全波数21の三角形切断を行った（これはおおむね1000kmの格子点間隔に対応する）。鉛直座標には σ 座表系（ $\sigma = p/p_s$ ， p は気圧， p_s は表面気圧）を用いる。鉛直乱流拡散はMellor and Yamada（1974）により評価し，湿潤対流は対流調節スキーム（Manabe *et al.*, 1965: 対流不安定が発生すると温度分布・水蒸気分布を湿潤断熱構造に調節するというもの）を用いてパラメタライズしている。地表面は常に熱バランスしているものと仮定し表面の比熱は場所によらず0とした。また地表面から大気への水蒸気の供給は枯渇することがないものと仮定する。なおモデルの詳細に関しては石渡ら（1998）を参照されたい。

このモデルを用いて太陽定数 S を様々に変えて数値計算を行った結果を図2に示す（石渡ら，1998；Ishiwatari *et al.*, 1998）。これは入射放射エネルギーの全球平均値と1000日あるいは2000日の段階におけるOLRの全球平均値の関係を示したものである。

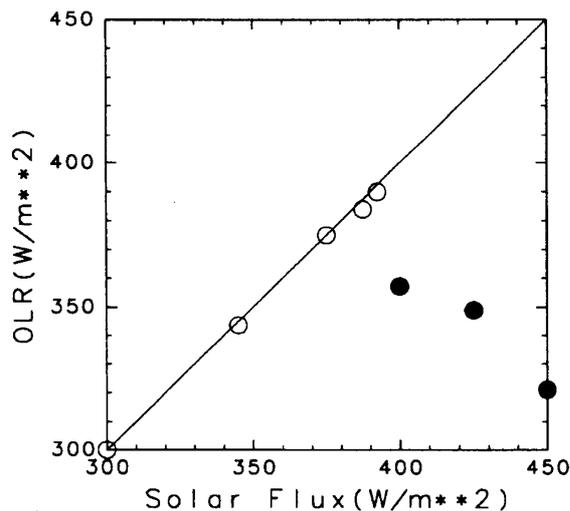


図2. 入射放射全球平均値に対するOLR全球平均値。白丸は平衡状態が得られた場合の結果を，黒丸は熱的な暴走状態が発生し平衡状態が得られなかった場合の結果をあらわす。 $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の場合については2000日における値を示してある。それ以外は1000日における値である。

初期条件として，いずれの場合においても，280Kの等温・静止状態から計算を開始した。 $S \leq 1600 \text{ W/m}^2$ （全球平均入射量が 400 W/m^2 未満）を与えた実験では全て，OLRの全球平均値と入射放射全球平均値がほぼ等しくなっており平衡状態に達する。 $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ の場合（全球平均入射量が 400 W/m^2 以上の場合）では，入射放射に比べてOLRの値は小さくなっている。これらの場合ではOLRは時間とともに減少・表面温度は増大しており（図は示さない），熱的な暴走状態が発生する。

以下では，太陽定数が 1600 W/m^2 を超えた場合に熱的な暴走状態が発生する理由について考察を行う。平衡状態に達することができる $S \leq 1570 \text{ W/m}^2$ の5つの場合における T_g 東西平均値の南北分布を図3（a）に示す。太陽定数が増加するに従い T_g が増加しているが，温度の増加率は緯度によって異なっている。赤道付近における温度上昇よりも高緯度

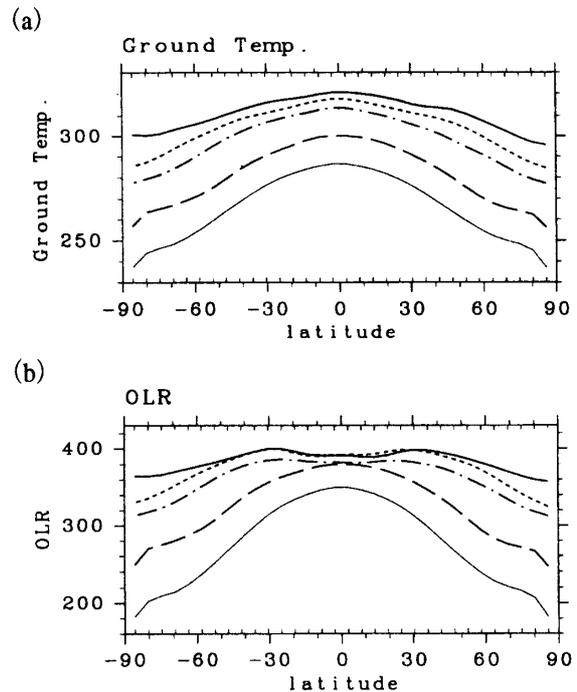


図3. 平衡状態における（a）東西平均表面温度（K）の南北分布と（b）東西平均OLR（ W/m^2 ）の南北分布。太実線，点線，一点鎖線，破線，細実線はそれぞれ太陽定数 S が 1570 W/m^2 ， 1550 W/m^2 ， 1500 W/m^2 ， 1380 W/m^2 ， 1200 W/m^2 の場合の結果を示す。

における温度上昇の方が大きくなっており、太陽定数が増大すると表面温度の南北差が減少することがわかる。この傾向はOLRでは更に顕著に現れる(図3(b))。太陽定数が $S \geq 1500 \text{ W/m}^2$ になると赤道付近のOLRの値は 400 W/m^2 弱で頭打ちとなりほとんど変化しなくなるのに対して、中・高緯度のOLRは徐々に増加する。結果として、入射放射量が増大するとOLRの南北分布は平坦化し、OLRの値は緯度によらず 400 W/m^2 弱に漸近するよう見える。したがって、大気が射出できる放射量は 400 W/m^2 弱で頭打ちになると考えられるので太陽定数が 1600 W/m^2 を超えると熱的な暴走状態が発生すると解釈できる。

では、なぜOLRの漸近値が 400 W/m^2 になるのだろうか？この問題について考えるため、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合(平衡状態に達することのできるギリギリの場合)の赤道域におけるOLRがどのようにして決まっているのかについて詳しく調べてみた。OLRを決定する上でもっとも重要なレベルを見極めるため、図4に赤道域におけるOLRに対する各レベル(ただし大気の上端を除く)からの寄与を示す。この図に示された値と大気の上層が射出する放射量を足し合わせるとOLRに等しくなる。これを見るとわかるように、赤道域のOLRの値は、 $\sigma \sim 10^{-0.5} \sim 0.32$ の温度構造、すなわち対流圏の温度構造によって規定されていることがわかる。そのレベルの温度勾配を湿潤断熱勾配と比較してみ

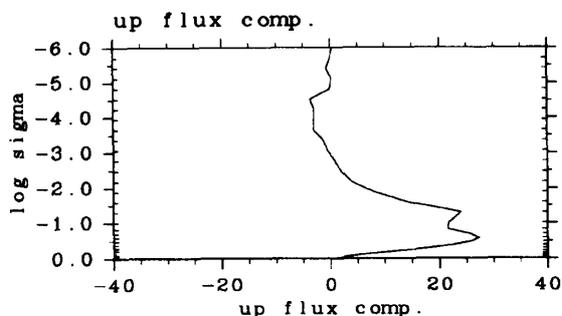


図4. $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の赤道域OLRに対する各レベル(大気上端を除く)からの寄与。単位は W/m^2 。

るとほぼ等しいものとなっている(図は示さない)。これらの結果は、OLRの漸近値が第2節で議論した対流圏が放出する放射量に関する条件によって制約されていることを強く示唆している。

そこで3次元計算結果とNHA92と同様な1次元放射対流モデルの結果との比較を試みることにする。NHA92では飽和した対流圏を仮定することにより $p_{no} = 10^5 \text{ Pa}$ の場合のOLRの最大値として 350 W/m^2 という値を得ていた。しかし、この値と3次元計算で得られたOLR漸近値とを直接比較するわけにはいかない。3次元計算で得られた対流圏は飽和していないからである。相対湿度の値が小さくなると大気は光学的に薄くなるのでOLRの値は増加するはずである。このため相対湿度の値を様々な値に固定して1次元平衡解を求めてみた。その結果を図5に示す。 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ における3次元計算結果では熱帯対流圏の相対湿度の典型的な値は約60%である。図5は、相対湿度が60%の場合に1次元平衡解のOLRの上限値が 390 W/m^2 程度になることを示している。この値は3次元計算で得られたOLR漸近値とほぼ等しい。図5には、3次元計算で得られた T_s 、全球平均値とOLR全球平均値もプロットしてある。

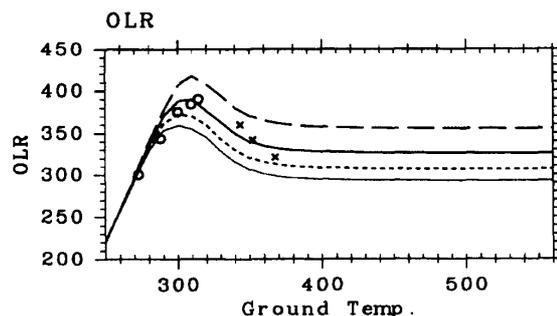


図5. T_s (K) とOLR (W/m^2) の関係。曲線は相対湿度を様々な値に変化させた場合の1次元放射対流平衡解における表面温度とOLRの関係。細実線は相対湿度を100%とした場合(NHA92の結果と同一のもの)、点線は80%とした場合、太実線は60%とした場合、破線は40%とした場合である。マークは、3次元計算で得られた全球平均表面温度と全球平均OLRの関係。白丸は3次元計算において平衡状態が得られた場合の結果を、バツ印は平衡状態が得られなかった場合の1000日あるいは2000日の段階における結果を示す。

1次元平衡解と3次元計算結果は良い対応を示していると言える。

以上の結果は、3次元計算で得られたOLR漸近値は1次元モデルを用いて記述可能であること、3次元灰色大気が射出できる放射量には上限値が存在すること、を示している。これにより3次元系においても射出放射量の上限値を超えた入射エネルギーフラックスが大気に与えられると平衡状態が存在しなくなることが確認された。この意味で我々が得た熱的な暴走状態はNHA92で定義された暴走温室状態に対応する状態であると言える。これより、3次元大気においても暴走温室状態は発生する、そして暴走温室状態が発生する太陽定数の値は 1600W/m^2 弱である、という結論が得られた。

4. 暴走温室状態の様子

ここでは、暴走温室状態の大気構造を概観する。 $S = 1380\text{W/m}^2$ の場合（現在の地球の太陽定数を与えた場合に相当する） $S = 1800\text{W/m}^2$ の場合（暴走温室状態が発生する場合）の比較を行うことにする（図6と図7）。これらの図は50日の時間平均東西平均分布を示している。暴走温室状態においては各物理量が時間的に変化していくので時間平均を取ることには問題はあるが、瞬間値に現れるノイズを除去するため時間平均値を示すことにする。ただし、時間変動は非常に激しく各時間においてここで示す図と同様の状態が得られているわけではないことを注意しておく。

暴走温室状態の温度分布（図6 (b)）は、平衡状態（図6 (a)）と比較して値自体が高いだけでなく、南北温度差がほとんど消失する。同じ σ 面内で見ると赤道とは限らない。 $\sigma = 0.8$ より上では熱帯と極で温度が高くなっており、下層では中緯度で温度が高くなっている。こ

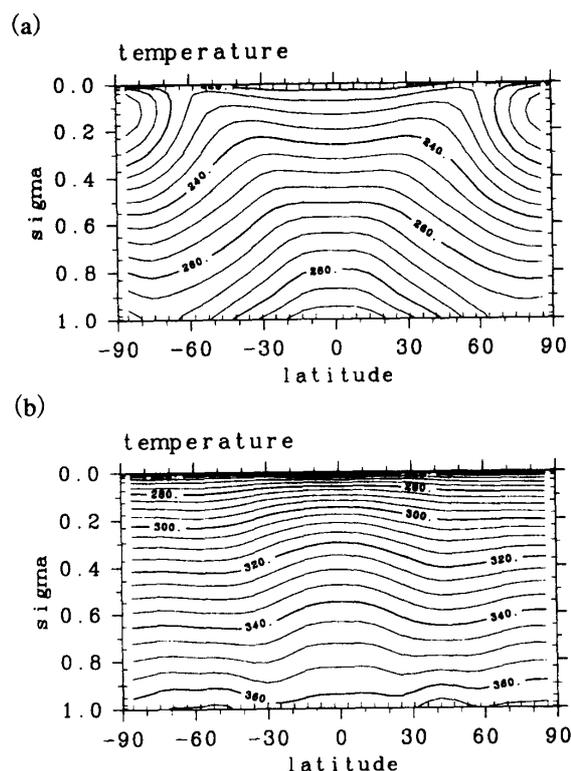


図6. 温度の緯度高度面分布。(a) $S = 1380\text{W/m}^2$ の場合と (b) $S = 1800\text{W/m}^2$ の場合。等値線間隔は 5K 。

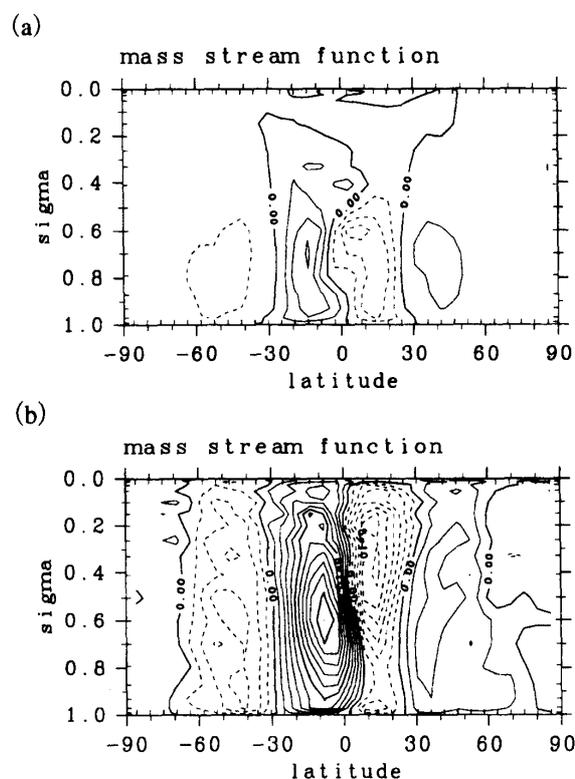


図7. 子午面循環の質量流線関数。(a) $S = 1380\text{W/m}^2$ の場合と (b) $S = 1800\text{W/m}^2$ の場合。等値線間隔は $1.0 \times 10^{10}\text{Kg/sec}$ 。

のように暴走温室状態において南北温度差が減少するのは、高緯度における降水量の増加が高緯度大気を強く加熱しているためであると我々は考えている。

次に暴走温室状態の循環場（図7 (b)）を平衡状態のもの（図7 (a)）と比較する。この図は質量流線関数を示したものである。ハドレー循環の幅は平衡状態と変わらず、セルの背は高くなっている。セルの中心も高いレベルに位置している。これに対応して凝結による加熱域も非常に高くなっている（図は示さない）。質量流線関数のピーク値は平衡状態に比べ増大する。これには、循環自体の強化に加えて、大気量の増大も貢献していると思われる。

水蒸気分布や凝結加熱分布に関する議論はここでは省略する。それらを含めて大気構造の太陽定数依存性に関しては石渡ら（1998）を参照して頂きたい。

ここで得られた暴走温室状態はAbe and Matusi (1988) が議論した原始地球大気の状態とは異なるものであることを注意しておく。我々が3次元計算で得た状態は、いわば「暴走し始めた」状態に過ぎない。Abe and Matusi (1988) は、原始地球大気の状態として H_2O が全て大気に存在する「暴走しきった」状態を得ている。原始地球大気中の水蒸気質量は約 10^{21} Kg（現在の海洋質量に相当する）であったという見積りに対して、我々の数値計算における大気中の水蒸気質量は 4×10^{17} Kgに過ぎない。実際に原始惑星大気の3次元構造を再現するには膨大な計算機資源が必要であろう。

5. 熱的な南北コントラストに関する検討：自転角速度を0にした場合

第3節で議論したように3次元系の暴走温室状態発生条件を解釈する上では、太陽定数増大時にお

ける熱的な南北コントラストの減少が重要なポイントである。熱的な南北差が減少する直接の理由は、図8に示すように中・高緯度における降水が増加するためである。多量の降水によってもたらされた凝結熱が高緯度の大気を加熱し南北温度差を減少させるように働く。高緯度における降水増加に伴い、中緯度の擾乱（台風あるいは温帯低気圧に対応するもの）による南北方向潜熱輸送量も増加する。つまり熱的な南北差の減少は、南北方向の潜熱輸送量の増大及び高緯度における降水の増大によってもたらされている。

しかし、以上の描像は南北方向のエネルギー輸送形態が変化した場合には変更を迫られる可能性がある。例えば、自転角速度を0とした場合には台風や低気圧など惑星の自転が本質的である擾乱は発生しない。擾乱によって潜熱輸送を行うことは

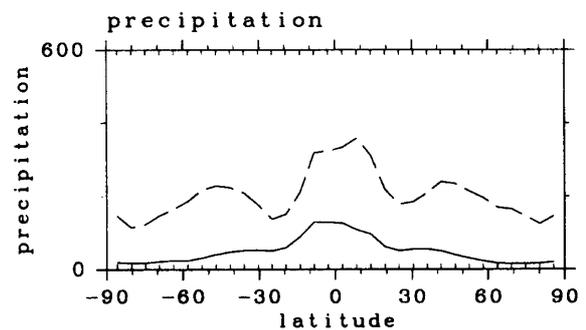


図8. 凝結加熱率の南北分布。単位は W/m^2 。1 W/m^2 は約0.035 mm/dayの降水量に対応する。実線が $S = 1380 W/m^2$ 、破線が $S = 1570 W/m^2$ の結果を表す。

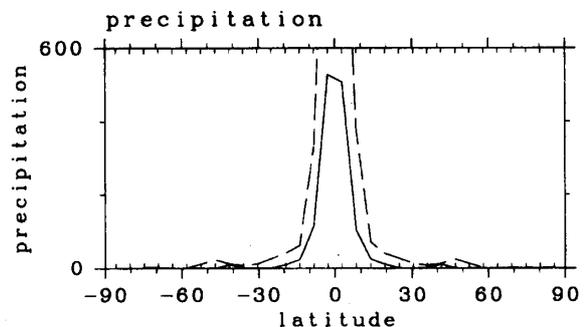


図9. 自転角速度が0の場合の凝結加熱率の南北分布。単位は W/m^2 。実線が $S = 1380 W/m^2$ 、破線が $S = 1550 W/m^2$ の結果を表す。 $S = 1550 W/m^2$ の場合では赤道で最大値1322 W/m^2 を持つ。

できないので太陽定数が増加しても熱的な南北差は減少しないのだろうか？この疑問に答えるため、自転角速度を0として太陽定数を変化させた数値計算を行ってみた。その結果、太陽定数が増大するとOLRの平坦化はやはり発生し、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ で暴走温室状態が発生することが確認された。この場合において南北コントラストの減少をもたらしたものは潜熱輸送量・高緯度における凝結加熱の増大ではなかった。降水分布(図9)は惑星が自転している場合(図8)とは異なり、太陽定数によらず赤道域のみで鋭いピークを持つ。ハドレー循環が赤道から極まで広がった1セル型になっておりハドレー循環の上昇域だけで降水が起こるからである。太陽定数が増大した場合には、赤道域における凝結加熱量が増大し、この熱がハドレー循環によって高緯度側に輸送される。乾燥静的エネルギー(エンタルピーと位置エネルギーの和)の南北輸送量の増大によって熱的な南北コントラストが減少していたのである。

結局、我々がこれまでに行った太陽定数増大実験においては、常に南北エネルギー輸送の増大(輸送形態は場合によって異なる)に伴う熱的な南北コントラストの減少が発生した。このため暴走温室状態の発生条件を1次元系で記述することができた。これらの性質が惑星大気一般に成り立つものであるか否かについては今後の課題である。自転角速度だけではなく、放射分布など他の条件も変えたパラメータスタディを行い検討を重ねる必要があるだろう。

6. 1次元平衡解の安定性

これまでの議論により、太陽定数が 1600 W/m^2 を超えた場合には平衡状態が存在しなくなることが示された。逆に、太陽定数が 1600 W/m^2 よりも小さければ必ず平衡状態が得られるかというところで

はない。これまでに示した結果では太陽定数が 1600 W/m^2 よりも小さい場合には平衡状態が得られていた。しかし、初期条件を変えた数値計算を行ってみると、同じ太陽定数を与えていても平衡状態が得られる場合とそうでない場合とがあることがわかった。太陽定数として 1600 W/m^2 を与えて得られた暴走温室状態において、突然太陽定数を 1470 W/m^2 に下げた実験を行ってみた。その結果、太陽定数を減少させたにもかかわらず、OLRは減少を、表面温度は上昇を続け平衡状態は得られなかった。つまり太陽定数が 1600 W/m^2 以下であっても初期状態によっては熱的な暴走状態が発生するのである。この熱的な暴走状態はNHA92が定義した暴走温室状態とは、厳密な意味では異なるものであると考えられる。HNH92の定義に正しく従えば、暴走温室状態は平衡解が存在しない条件下で得られる状態である。ところが、この節で紹介した熱的な暴走状態は、「平衡解が存在するパラメータのもとで得られた平衡状態には達することのできない状態」である。以上の結果を図1に即して見直してみると、第3節で得た平衡状態は、NHA92が得た2つの平衡解(図1にあるグラフの「山」の部分の左側の解:低温側の解と右側の解:高温側の解)のうち、低温側の解に属していることになる。一方、本節で得られた熱的に暴走する解は、高温側の平衡解から出発した状態とみなすことができるだろう。以上より、NHA92が得た2つの平衡解のうち、「山」の左側は安定・「山」の右側の解は不安定であると予想される。平衡解の安定性については更に多くの実験によって確認していく必要がある。今後の課題としたい。

7. まとめ

灰色大気の3次元大気大循環モデルを用いた数値計算を行う事により、次の結果が得られた。太陽

定数 S が 1600W/m^2 以上になると大気が熱的に暴走する状態が発生する。この太陽定数の臨界値 1600W/m^2 は1次元放射対流平衡モデルで得られる OLR 最大値に対応するものとなっており、 $S \geq 1600\text{W/m}^2$ の場合には平衡状態が存在しない。したがって、太陽定数が 1600W/m^2 を超えた場合に得られた熱的に暴走する状態は NHA92 が言うところの暴走温室状態に対応するものである。以上の結論は、自転角速度が変わった場合でも成り立つものであると思われる。太陽定数が 1600W/m^2 以下の場合においては定常に達する場合と定常に達せず表面温度の増大・水蒸気量の増大で特徴づけられる熱的な暴走状態が得られる場合がある。これは、NHA92 で得られた2つの平衡解のうち低温側の解は安定であり、高温側の解は不安定であることを示唆している。

本研究において1次元モデルの有効性が示されたわけではあるが、暴走温室状態が発生する太陽定数の値を1次元系で予言することはできていない。暴走温室状態が発生する太陽定数の臨界値は相対湿度に大きく依存するが、相対湿度の値はあらかじめ知ることはできないからである。今のところ、3次元計算をおこなわなければ暴走限界の値はわからないという状況にある。相対湿度分布を記述できるような理論、モデルの構築が望まれる。また太陽定数が増大した場合の大気構造に関してはまだ十分に調べられていない。大気の南北温度差がどのようにして決まっているのか、循環構造の相違の理由、エネルギー輸送形態の変化など問題が山積みとなっている。これらも今後の課題である。

謝辞

本研究で示した数値計算は国立環境研究所スーパーコンピュータ SX-3, SX-4 を用いて行った。査読

者には有益なコメントを多数頂いた。ここに感謝の意を表するものである。

参考文献

- [1] Abe, Y., and T. Matsui, 1988: Evolution of an impact-generated $\text{H}_2\text{O}-\text{CO}_2$ atmosphere and formation of a hot proto-ocean on earth. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3081-3101.
- [2] Ingersoll, A. P., 1969: The runaway greenhouse: A history of water on Venus. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1191-1198.
- [3] Ishiwatari, M. Nakajima, K., Takehiro, S. and Hayashi, Y.-Y., 1998: A numerical study on the appearance of runaway greenhouse state in a three-dimensional gray atmosphere. to be submitted *J. Atmos. Sci.*
- [4] Kasting, J. F., 1988: Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus. *Icarus*, **74**, 472-494.
- [5] Komabayashi, M., 1967: Discrete equilibrium temperatures 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.
- [6] Manabe, S., Smagorinsky, J. and Strickler, R. F. 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Weather Rev.*, **93**, 769-798.
- [7] Mellor, G., and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- [8] Nakajima, S., Y.-Y. Hayashi and Y. Abe, 1992: A study on the "Runaway Green-house

- Effect" with a One-dimensional radiative-convective equilibrium model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2256-2266.
- [9] Pollack, J. B., 1971: A nongrey calculation of the runaway greenhouse: Implications for Venus' past and present. *Icarus*, **14**, 295-306.
- [10] 石渡正樹, 中島健介, 竹広真一, 林祥介, 1998: 3次元灰色大気構造の太陽定数依存性と暴走温室状態, ながれマルチメディア投稿中
- [11] 地球流体電脳倶楽部, 1997: 地球流体電脳倶楽部版AGCM5. URL: <http://dennou-t.ms.u-tokyo.ac.jp/>.