



Title	大気構造の太陽定数依存性：暴走限界の決定と暴走温室状態の数値計算
Author(s)	石渡, 正樹
Citation	東京大学. 博士(理学)
Issue Date	1997
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/20115
Type	theses (doctoral)
File Information	ishiwatari.pdf



[Instructions for use](#)

学位論文

大気構造の太陽定数依存性

: 暴走限界の決定と暴走温室状態の数値計算

The dependency of the atmospheric structure
on the solar constant
: the determination of the runaway limit
and the long term integration of the runaway
greenhouse states.

北海道大学大学院地球環境科学研究科

大気海洋圏環境科学専攻

石渡 正樹

学位論文

大気構造の太陽定数依存性

: 暴走限界の決定と暴走温室状態の数値計算

The dependency of the atmospheric structure
on the solar constant
: the determination of the runaway limit
and the long term integration of the runaway
greenhouse states.

平成 8 年 10 月 博士 (理学) 申請

北海道大学大学院地球環境科学研究科

大気海洋圏環境科学専攻

石渡 正樹

目次

要旨	vi
1 研究の背景と目的	1
1.1 惑星大気統一理論の試み	1
1.2 暴走温室状態	2
1.2.1 暴走状態に対する素朴なイメージ	2
1.2.2 暴走状態に対する理解の現状	3
1.2.3 惑星大気形成論	3
1.3 問題の設定	4
1.3.1 本論文で考察する問題	4
1.3.2 モデルの階層性・系の設定	5
1.4 本論の構成	6
2 モデル	7
2.1 設定及び仮定	7
2.2 基礎方程式	7
2.3 物理定数	9
2.4 数値計算法	9
2.5 入射太陽放射	10
2.6 必要な計算機資源	10
3 パラメータスタディの結果	13
3.1 3次元暴走限界の値	13
3.2 全球平均値の太陽定数依存性	13
4 平衡状態の大気構造	17
4.1 全球平均量の時間変化	17
4.2 対流圏の子午面構造	21
4.3 上層の子午面構造	22
4.4 エネルギーフラックス南北分布	22
4.5 南北エネルギー輸送量	32

4.6	中緯度擾乱	37
5	3次元暴走限界の記述	43
5.1	OLR, 表面温度 南北分布	43
5.2	OLR 漸近値の解釈	45
5.2.1	成層圏フラックス通過条件についての検討	45
5.2.2	対流圏フラックス放出条件についての検討	45
5.3	2ボックスモデルによる記述	48
5.3.1	3次元計算結果再検討	48
5.3.2	簡単モデル	50
5.3.3	ボックス境界が緯度 45° の場合の結果	52
5.3.4	パラメータを変えた場合の結果	53
5.4	水蒸気の吸収係数を 0 にした実験	54
5.4.1	目的	54
5.4.2	結果	54
5.5	まとめ	55
6	暴走温室状態の大気構造	64
6.1	計算設定	64
6.2	全球平均量の時間変化	64
6.3	子午面構造	65
6.4	上層の子午面構造	69
6.5	エネルギー収支	69
6.6	南北エネルギー輸送	69
7	結論と議論	76
7.1	結論	76
7.2	計算結果より得られる示唆	77
7.3	計算結果の検証可能性について	79
7.4	今後の課題・問題点・将来性	79
7.4.1	結果の一般性についての検討	79
7.4.2	解析されるべき問題	80
7.4.3	問題点	81
7.4.4	将来的なご利益	82
	謝辞	83
A	1次元問題のまとめ	84
A.1	1次元平衡解の OLR に対する条件	84
A.1.1	成層圏モデル	84
A.1.2	平衡解の決定	85

A.1.3	平衡解の存在条件	85
A.2	1次元放射対流平衡解の構造	87
A.2.1	計算手順	87
A.2.2	$p_{n0} = 10^5$ Pa の場合	88
A.2.3	p_{n0} を変化させた場合	93
A.3	相対湿度を考慮した放射対流平衡解	94
A.3.1	成層圏フラックス通化条件	94
A.3.2	放射対流平衡解	96
B	放射計算スキーム	97
B.1	放射フラックスの差分表現	97
B.2	$C_{\Delta\tau}$ を大きくした場合	98
B.3	$C_{\Delta\tau}$ を小さくした場合	99
B.4	まとめ	102
C	鉛直分解能についての検討	104
C.1	鉛直レベルの位置	104
C.2	Tg -OLR 関係	104
C.2.1	$p_{n0} = 10^5$ Pa とした場合	105
C.2.2	p_{n0} を変化させた場合	107
C.3	鉛直構造	107
D	多量の水蒸気に対する対応	110
D.1	蒸発・凝結による p_s 変化	110
D.1.1	p_s 変化の計算	110
D.1.2	比湿の補正	111
D.2	湿潤対流調節スキーム	111
D.2.1	1次元問題における断熱線の引き方	112
D.2.2	湿潤対流調節スキーム	112
E	長時間積分を行なうための方策	114
E.1	通常モデルの結果	114
E.2	上層減衰層	117
E.3	鉛直フィルター	117
F	減衰・フィルターをいれない場合	119
F.1	対流圏の子午面構造	119
F.2	上層の子午面構造	122
F.3	エネルギーフラックス南北分布	122
F.4	南北エネルギー輸送量	122
F.5	まとめ	125

G 図集

127

参考文献

136

図目次

2.1	入射太陽放射緯度分布.	12
3.1	入射太陽放射全球平均値に対する OLR 全球平均値.	14
3.2	入射太陽放射全球平均値に対する表面温度全球平均値.	15
3.3	入射太陽放射全球平均値に対する降水量全球平均値.	15
3.4	入射太陽放射全球平均値に対する表面気圧全球平均値.	16
4.1	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均量の時間変化.	18
4.2	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均量の時間変化.	19
4.3	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均量の時間変化.	20
4.4	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	23
4.5	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	24
4.6	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	25
4.7	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	26
4.8	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	27
4.9	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	28
4.10	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の上層の子午面構造.	29
4.11	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の上層の子午面構造.	30
4.12	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造.	31
4.13	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の表面温度とエネルギーフラックス南北分布.	33
4.14	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の表面温度とエネルギーフラックス南北分布.	34
4.15	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の表面温度とエネルギーフラックス南北分布.	35
4.16	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送.	38
4.17	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送.	39
4.18	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送.	40
4.19	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の降水量の水平分布.	41
4.20	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の降水量の水平分布.	42
5.1	暴走温室状態が発生しない場合の OLR 東西平均の南北分布.	44
5.2	暴走温室状態が発生しない場合の地表面温度東西平均の南北分布.	44
5.3	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の温度の鉛直分布.	46
5.4	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の相対湿度鉛直分布.	46

5.5	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の光学的深さ鉛直分布.	47
5.6	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の OLR に対する各レベルからの寄与.	47
5.7	3次元計算で得られた温度鉛直構造と1次元放射対流平衡解の鉛直温度構造	48
5.8	2ボックスモデルで考える系.	51
5.9	2ボックスモデルで得られた表面温度.	52
5.10	2ボックスモデルにおける高緯度表面熱収支.	53
5.11	$\kappa_v = 0$ の場合の南北温度差.	55
5.12	$\kappa_v = 0, S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	56
5.13	$\kappa_v = 0, S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	57
5.14	$\kappa_v = 0, S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	58
5.15	$\kappa_v = 0, S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	59
5.16	$\kappa_v = 0, S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	60
5.17	$\kappa_v = 0, S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	61
5.18	$\kappa_v = 0, S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送.	62
5.19	$\kappa_v = 0, S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送.	63
6.1	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の T_g と OLR の時間変化.	66
6.2	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の潜熱エネルギー全球平均値の時間変化.	67
6.3	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の表面気圧の時間変化.	67
6.4	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均降水量と全球平均蒸発量.	68
6.5	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の運動エネルギー全球平均値の時間変化.	68
6.6	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布.	70
6.7	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場.	71
6.8	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の光学的深さ.	72
6.9	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の上層の子午面構造.	73
6.10	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の表面温度とエネルギーフラックス南北分布.	74
6.11	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送.	75
7.1	太陽定数の時間的空間的变化.	78
A.1	放射平衡解と露点温度の鉛直構造.	86
A.2	飽和した対流圏を持つ大気の T_g - OLR.	89
A.3	1次元平衡解の表面気圧.	90
A.4	1次元平衡解の温度鉛直分布.	90
A.5	1次元平衡解の比湿鉛直分布.	91
A.6	1次元平衡解の光学的深さ鉛直分布.	91
A.7	1次元平衡解の放射フラックス鉛直分布.	92
A.8	1次元平衡解の放射加熱量鉛直分布.	92
A.9	1次元平衡解の圏界面圧力.	93
A.10	p_{n0} を変化させた場合の T_g - OLR 関係.	94
A.11	相対湿度を考慮した場合の成層圏の射出限界.	95

A.12	相対湿度を考慮した場合の T_g -OLR 関係.	96
B.1	$C_{\Delta\tau} = 10^6$, L1000 の場合の放射フラックス, 放射加熱率鉛直分布	100
B.2	$C_{\Delta\tau} = 10^6$, L32 の場合の放射フラックス, 放射加熱率鉛直分布	101
B.3	$C_{\Delta\tau} = 0.0$ の場合の上向き放射フラックス, 下向き放射フラックス鉛直分布	103
C.1	$C_{\delta\tau} = 0.1$ の場合の OLR.	105
C.2	L21 の場合の T_g -OLR 関係.	106
C.3	L16 の場合の T_g -OLR 関係.	107
C.4	L32 の場合の T_g - OLR 曲線の p_s 依存性	108
C.5	L32 の場合の 1 次元平衡解温度鉛直分布	109
C.6	L32 の場合の 1 次元平衡解放射フラックス鉛直分布	109
E.1	通常の大気モデルによって得られた暴走温室状態における全球平均値の時間 変化.	115
E.2	通常の大気モデルによって得られた暴走温室状態における鉛直構造.	116
F.1	フィルター無し・減衰 1 層の場合の温度, 水蒸気分布.	120
F.2	フィルター無し・減衰 1 層の場合の循環場.	121
F.3	フィルター無し・減衰 1 層の場合の上層の子午面構造.	123
F.4	フィルター無し・減衰 1 層の場合の表面温度とエネルギーフラックス南北分布	124
F.5	フィルター無し・摩擦最上層のみの場合の南北エネルギー輸送.	126
G.1	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	128
G.2	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	129
G.3	$S = 1500 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	130
G.4	$S = 1550 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	131
G.5	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	132
G.6	$S = 1600 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	133
G.7	$S = 1700 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	134
G.8	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造, エネルギーフラックス	135

表目次

1.1	主な惑星大気の外部パラメータ.	1
2.1	計算で用いた諸量の値.	9
2.2	鉛直格子点の位置.	11
2.3	計算で与える太陽定数の値.	12
4.1	平衡状態における物理量の全球平均値.	21
5.1	$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の 2 ボックス収支.	49
5.2	$S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の 2 ボックス収支.	49
5.3	$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の 2 ボックス収支.	50
6.1	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合に用いたタイムステップの値.	64
C.1	1 次元平衡解の OLR の値 (曲線の裾野付近).	105
C.2	1 次元平衡解の OLR の値 (曲線のピーク付近).	106
E.1	減衰層における緩和時間.	117

要旨

1 次元放射対流平衡モデルを用いた計算により、惑星へ入射する放射量がある臨界値を超えてしまうと大気海洋系の平衡状態は存在しなくなることが知られている (Nakajima *et al.*, 1992). 臨界値を超えた放射エネルギーが供給されたとすると、大気は平衡状態に達することができずに温度が際限なく増加していくものと想像され、暴走温室状態の発生と呼ばれている。暴走温室状態については、これまで惑星進化の観点から主に 1 次元の平衡モデルを用いて研究されてきた。本研究は次の 3 つの問題を考察するために暴走温室状態へ至る過程を計算できる大気モデルの設計・数値実験を行なったものである。

1. 南北温度差、循環が存在する 3 次元系においても暴走温室状態が発生するのか?
2. 暴走温室状態が発生するとしたら、その臨界値 (暴走限界) はいくつになるか? 更にその値はどのようにして決まるのか?
3. 入射放射量が増大した場合に循環構造はどのように変わるのか?

太陽定数が増大した条件下における大気の状態を 3 次元時間発展問題として扱った研究は過去にはなく、本研究が最初の一步ということになる。

用いるモデルは Nakajima *et al.* (1992) の系に運動を組み込んだものである。大気中の吸収物質は水蒸気だけであるとし、太陽放射に対しては透明、長波放射に対しては灰色とする。基礎方程式としてはプリミティブ方程式を用いる。乱流拡散・湿潤過程 (対流調節) なども考慮する。地表面は常に熱バランスしているものとする。これに加えて、上層にスポンジ層、全層に水平風及び温度の鉛直フィルターを導入する。入射放射量を増加させた場合に生じる鉛直 2-grid noise を消去するためである。

上記のモデルを用いてパラメータスタディを行なったところ、3 次元系においても太陽定数 S が 1600 W/m^2 を越えると暴走温室状態が発生することがわかった。暴走温室状態が発生すると、入射放射量のほとんど全てが蒸発フラックスに変換される。このうち大部分が凝結し大気を加熱し、残りの 3 割弱が大気中に蓄積される。 $S = 1800 \text{ W/m}^2$ を与えた場合、1000 日の段階で大気量は表面気圧にして 1270 Pa まで増加する。循環形態に関しては、ハドレー循環の背が高くなる (上端は約 50 km) ことが特徴的である。ハドレー循環の緯度幅はほとんど変化しない。

平衡状態に達することができる $S < 1600 \text{ W/m}^2$ の場合については、太陽定数が増加するに従い南北温度差が減少することが示された。この理由は、太陽定数が増大すると赤道域に

おける長波放射射出量が抑制され南北エネルギー輸送量が増大せざるを得ないためである。エネルギー輸送のうち潜熱輸送量が増加し、その結果中高緯度における凝結加熱が増加し、高緯度の大気を加熱することになる。循環強度は太陽定数が増加するに従い弱くなるが、ハドレー循環の幅はほとんど変わらず緯度にして 30° のまま保たれる。

暴走限界の決まり方については以下のように解釈される。入射放射量が増加すると低緯度の OLR (大気上端における長波放射) の値は約 400 W/m^2 で抑えられるようになる。この値は対流圏が射出できる放射フラックスの上限値によって決まっており、相対湿度を考慮した 1 次元平衡解によって記述される。上で述べたように太陽定数が増加すると南北エネルギー輸送及び高緯度域における凝結加熱が増大するため、温度及び OLR の南北差は減少し、全球に渡って OLR の値は 400 W/m^2 に漸近する。結局、3 次元系において暴走状態が発生するか否かは、全球平均入射放射量が平衡解の OLR の上限値を超えるかどうかで決められることになる。ただし、暴走限界の値そのものは相対湿度分布に依存するので 3 次元計算を実行しなければわからない。

第 1 章 研究の背景と目的

本論文は惑星大気的一般論を目指す一歩として太陽定数が変化した場合の大気の循環形態及び熱力学的状態を調べるものである。太陽定数が変化した場合にあらわれるもっとも顕著な構造変化は暴走温室状態の発生である。この章では暴走温室状態に関する過去の研究の問題点を指摘し、考察すべき問題を提示する。

1.1 惑星大気統一理論の試み

太陽系内には地球以外にも金星・火星・木星・土星など大気を持つ惑星が存在する。表 1.1 に示すようにこれらの大気は惑星によって非常に異なる条件下にあると言える。そのためそれぞれの惑星に固有な循環構造や大気現象が存在しており、従来の研究も個々の惑星の特異性に注目するものが主流であった。しかし、表 1.1 で示した条件を外部パラメータと考え、それぞれの大気をパラメータ空間における 1 点であるとみなせば統一的な視点で惑星大気を理解、記述することも可能であるように思われる。このような惑星大気的一般論を展開することができれば現在の惑星に対する理解を深めることのみならず、過去あるいは未来の惑星の姿、更には太陽系外惑星の姿さえも予測することが可能となるに違いない。

惑星名	半径 (km)	大気主成分	太陽定数 (W/m^2)	自転傾斜角 ($^{\circ}$)	自転周期 (日)	重力加速度 (m/sec^2)
金星	6052	CO ₂ (96 %)	2617	177.4	243.02	8.9
地球	6378	N ₂ (78 %), O ₂ (21 %)	1380	23.4	0.9973	9.8
火星	3397	CO ₂ (95 %)	589	25.2	1.0260	3.7
木星	71492	H ₂ (89 %), He (11 %)	51	3.1	0.414	23.2
土星	60268	H ₂ (96 %)	15	26.7	0.444	9.2

値は理科年表 (1995) による。

表 1.1: 主な惑星大気の外部パラメータ。大気組成は、金星・地球・火星については体積百分率を、木星・土星についてはモル分率を示している。

上に述べたような視点から惑星大気の記述を試みたものに Golitsyn (1970) がある。それは先見的な仮定をもとに惑星大気の相似則を導出したものである。Golitsyn (1970) の議論は惑星大気の一般論であることには違いないが、残念ながら0次近似的なものに留まっていると言わざるを得ない。だが、計算機環境が大きく発展した今日では Golitsyn (1970) の議論を一步進めることができる状況にあると言える。つまり、大気大循環モデル (GCM) を比較的手軽に走らせることができるようになったので、それぞれの外部パラメータがどのように効いているか、すなわち他の条件を固定し注目するパラメータだけをふり大気の熱力学的状態や循環構造がどのように変化するか、というパラメータスタディが可能となった。それらの結果を解析することにより Golitsyn (1970) など過去の理論を検証し改良する、あるいは新たな理論を構築することに道が開けたのである。

そのような観点から GCM 実験を行なった研究には Williams (1988a,b) などあるが、まだまだ少数しか例がない。Williams (1988a,b) は回転角速度・日射分布・水蒸気の有無の違いによる循環構造の相違を調べてはいるが、表 1.1 に挙げたパラメータに対する大気構造の依存性を調べ尽くすには至っていない。中でも太陽放射は大気循環を駆動するエネルギー源でありその強さの違いによる循環構造あるいは海洋の有無を含めた表層状態の相違はまず第一に調べられるべきものであろう。しかし、次節で述べるように、大気構造が太陽定数にどのように依存するかという問題については、これまでのところ入射量が増大すれば暴走温室状態が発生するという議論しかなされていない。本研究では、暴走温室状態を含め太陽定数が変化した場合における大気構造の相違を理解・整理することを目指す。

1.2 暴走温室状態

惑星大気構造の太陽定数依存性の問題に関しては、惑星に入射するエネルギーフラックスが増大すると大気海洋系は平衡状態に達することができなくなる、という議論がなされてきた。これは暴走温室状態の発生と呼ばれ、主に大気進化の観点から議論されてきた。本節では暴走温室状態に関する過去の研究を簡単に振り返りその問題点を指摘する。

1.2.1 暴走状態に対する素朴なイメージ

暴走温室状態の概念は次のような動的なイメージをもった定性的な議論からスタートした。惑星に入射する太陽放射が少し増加した場合を考える。すると表面温度が上昇するため表面からの水蒸気の蒸発が増える。大気中の水蒸気が増大すると温室効果により更に表面温度が上がる。このような正のフィードバック効果によって表面温度及び大気中の水蒸気量は増加し続ける可能性がある、というものである (Simpson, 1927; Gold, 1964 など。Goody and Young, 1989 のレビューによる)。しかし、次節で述べるように、このような暴走温室状態の動的なイメージに反して過去の研究のほとんどは平衡モデルを用いた議論しか行っていない。

1.2.2 暴走状態に対する理解の現状

前節で述べた議論は定性的な「お話」に過ぎなかったが、Komabayashi (1967), Ingersoll (1969) によって初めて暴走温室状態が定量的に議論された。彼らは下端で飽和した放射平衡にある成層圏を考え、大気上端から射出される放射量には上限があることを示した。この上限値は Komabayashi-Ingersoll 限界と呼ばれる。更に Nakajima *et al.* (1992) は対流圏も考慮し、1次元灰色放射対流平衡解が射出できる放射量の限界値(射出限界)についての考察を行った。その結果、乾燥空気量や比熱の値などを地球に近いものを選ぶと、大気が射出できる放射量の最大値は 350 W/m^2 であることが示された。太陽入射フラックスがこの値を越えたとすると、大気は平衡に達することはできずに温度が増加し続けていくと想像される。これを「暴走温室状態の発生」と彼らは定義している。以上の議論の詳細については、付録Aにまとめてあるのでそちらを参照されたい。

灰色大気ではなく、もう少し正確な放射計算を行ない、かつ雲の存在を考慮した場合の計算が Pollack (1971) によってなされた。その場合でも大気が射出する放射量には上限値があることが確認されている。更に、原始大気を意識したものではあるが、Abe and Matsui (1988) 及び Kasting (1988) の結果は、放射過程などを非常に精緻に取り扱った場合でも暴走温室状態が発生することを示唆している。

暴走温室状態が発生するかどうかは積雲対流の扱い方に大きく依存する可能性がある。大気が射出する放射量は温度構造と水蒸気分布によって決まっており、更にそれは積雲対流によって影響を受けるからである。この効果についてはある程度の考察はなされている。Lindzen *et al.* (1992) は対流モデルによっては暴走温室状態の発生が抑制される可能性を示唆している。また、Vardavas and Carver (1985) は1次元平衡解を求めることにより、そして Rennó *et al.* (1994) は時間発展問題を解くことにより、積雲パラメタリゼーションスキームによって暴走温室状態が発生する入射放射量(これを暴走限界と呼ぶことにする)が変わることを示している。

しかし、これらの研究はいずれも1次元モデルを用いたものであり、3次元系ではどうなるか、という考察は全くなされてこなかった。更に、Rennó *et al.* (1994) 以外では平衡解だけを考察の対象としており、Simpson (1927) や Gold (1964) などの暴走温室状態の動的なイメージとはかなり距離のある議論にとどまっている。

1.2.3 惑星大気形成論

暴走温室問題は、これまで惑星進化の問題において主に論じられてきた。その議論の概要は以下のようなものである。

古くは、金星大気の進化に関連して Ingersoll (1969), Rasool and deBergh (1970), Pollack (1971) などが暴走温室状態の議論を行なっている。それは、過去の金星は暴走温室状態にあり水蒸気が大気中に留まっていたため、大気上層における水蒸気の光分解、水素の消散が進み現在の金星大気が形成された、とするものである。

現在では、金星に限らず地球型惑星の大気の形成・進化には暴走温室状態の発生が重要な役割を果たしていると考えられている。地球型惑星の形成期には、激しい微惑星衝突のため水

蒸気などの揮発性成分が脱ガスし原始大気が存在していた (Abe and Matsui, 1985 など). Abe and Matsui (1988) が1次元放射対流平衡モデルを用いて行なった計算によると, 太陽放射及び微惑星衝突によって大気に供給される全エネルギー量 ($960 \sim 1260 \text{ W/m}^2$) は海洋を持つ大気が射出可能な量を越えており, 暴走温室状態が実現されていたらしい. このため, 海洋は存在できず, 数百気圧の厚い大気が原始惑星を覆っていたと考えられる. Abe and Matsui (1988) と同様な系を用いて精緻な放射計算を行なった Kasting (1988) によれば, 大気に与えられるエネルギーフラックスが現在の地球における太陽定数の1.4倍になると暴走温室状態が引き起こされるという. この結果が正しいとすれば微惑星衝突の頻度が減少する惑星形成末期には大気へのエネルギー供給量も減少し, 海洋が形成されることになる. 惑星形成終了後, 地球・金星・火星の各惑星は太陽定数の大小に応じて進化を遂げ, 地球では海洋が安定に存在する状態が (Tajika and Matsui, 1990), 金星では水が消散し乾燥した状態が, 火星では水蒸気がほとんど凍り付いてしまう状態が実現されたと考えられる.

以上の惑星大気進化論もまた1次元モデルを用いた議論であり3次元性を考慮した場合でもその議論の変更を迫られることはないのかを確認しておく必要はあろう. また, 将来的に惑星進化論を更に定量的につめるため地球における海洋形成年代あるいは金星における海洋消失年代を決定しようとするならば, 暴走限界の値も正確に求めることも必要となるであろう.

1.3 問題の設定

暴走温室状態の発生は, 太陽定数が変化した場合に起こる最も顕著な構造変化である. 本研究は, 暴走温室状態を軸にして大気構造を概観することを目的とし, 次に提示する問題を考察する.

1.3.1 本論文で考察する問題

過去の暴走温室状態に関する研究は主に1次元の平衡モデルを用いて行なわれており, もともとの暴走温室状態の発想の元になった動的なイメージを実現した研究は Rennó *et al.* (1994) 以外には無い. その Rennó *et al.* (1994) にしても1次元モデルであり, 3次元系において考察した例は全く無い. そのため, 実際に3次元の時間発展問題として考えた場合に本当に暴走温室状態が発生するかどうかは確認されていない状況にある. 以上の問題点を踏まえて本論文では次の問題を考察する.

0. 太陽定数増大時の計算可能性

これまでに太陽定数を増大させた場合の水蒸気大気の運動を計算した研究は無い. そのため, 現在の地球大気の循環を再現するために作られた大気モデルによって太陽定数が変化した場合の計算が可能なかどうかということすら明らかではない. まずは太陽定数増大時にも GCM は走るのか, 走らない場合にはどのような方策をとれば良いのか, を検討しなければならない. GCM の限界を見極めるという意味でも, これは貴重なパフォーマンステストとなるはずである.

1. 3次元世界でも「暴走」することの確認

1次元放射対流平衡モデルを用いたこれまでの研究は入射放射を必要なだけ増大させれば必ず暴走温室状態が発生することを示している。しかし、3次元的な運動および南北温度差を考慮した場合その結論が変わらないという保証はない。本研究では3次元系における暴走温室状態の発生を確認することを第一の目的とする。

2. 3次元系の暴走限界は、いくつになるのか、どのようにして決まるのか

3次元系において暴走温室状態が発生したとしても、暴走限界は、極域と赤道域間の熱輸送と物質循環のために1次元計算をもとに得られた値とは大きく異なる可能性がある。本研究では、暴走限界の値を決定するために太陽定数の値を変化させたパラメータスタディを行なうことにする。この結果をもとに、循環によるエネルギー輸送の効果も考慮に入れて暴走限界がどのようにして決まるのかについての考察も行なう。この問題は、逆に地球の平衡状態はどのようにして決まっているのかという問いかけにもつながるものである。なぜならば、現在の地球大気においても、赤道では暴走条件を満たしているので(図2.1を参照)、地球はなぜ平衡でいられるのか、を考察することにもなるからである。

3. 太陽定数が変化した場合に平衡状態はどう変わるか。

太陽定数が暴走限界以下で平衡状態に達することができる場合についても、太陽定数の値によって大気構造がどのように変わってくるのかということはこれまでに調べられていない。しかしこれは統一的な視点から惑星を理解するという試みの上では是非やっておかなければならない問題である。上で述べたパラメータスタディの結果をもとにこの問題の考察を行なうことにする。

4. 暴走温室状態の大気構造はどのようなものか

3次元系において暴走温室状態が発生するとすれば、その3次元構造はどのようなものになるかという疑問も生じる。どのような時間発展を示すのか、エネルギー輸送・水蒸気輸送は平衡状態にある場合とどのように違うのかを調べる必要がある。これらの結果は原始大気の状態を示す1つの指標となるであろう。

1.3.2 モデルの階層性・系の設定

本論文では以上の問題を理解のしやすい簡単な系で考察する。そこで、基本的に Nakajima *et al.* (1992) のモデルに運動だけを組み入れた系を用いることにする。雲の効果を全く考慮しないことも含め第2章で述べるように仮想的な世界を考えることになる。

上記の設定における考察は自然なステップアップである。Nakajima *et al.* (1992) は Komabayashi(1967), Ingersoll (1969) の結果を含んだ成層圏・対流圏モデルを構築した。ここでは、1次元系に落せば Nakajima *et al.* (1992) と同じ系になる3次元系を考えることにするわけである。自然な拡張を行なうことにより従来の結果との比較、従来の結果を用いた記述が可能となる。その代わり第7章で述べるような数多くの問題点を残すことになるが、

まずは記述可能な系の振る舞いを掌握するべきであろう。少なくとも上記の設定で1.3.1節に挙げた問題を解決した後でなければより現実的な系に進むことはできないはずである。

1.4 本論の構成

本論文は以下の章から成る。

第2章ではモデル及び実験設定の解説を行なう。用いたモデルは Numaguti and Hayashi (1991) のものと基本的に同じであるので、ここでは簡略を記すにとどめる。詳細は沼口 (1992) を参照されたい。ただし、太陽定数が増大した場合についても対応するために放射スキームの変更、鉛直フィルター・減衰層の導入を行なった。これらの変更点については付録 B, 付録 D, 付録 E にまとめてある。鉛直フィルター・減衰層を導入した場合のデメリットについては付録 F でふれる。また、付録 C では鉛直分解能についての検討をおこなった。

第3章から第6章で数値計算の結果を記述する。最初に第3章において数値計算結果のまとめを示す。そこでは、3次元系においても暴走温室状態が発生すること更に3次元系における暴走限界の値を示す。以後の章は各論となる。第4章では、モデルの基本的な振舞いを概観するとともに太陽定数が増大した場合に平衡状態がどのように変化するかを論じる。特に、全球的な熱収支・水蒸気収支に注目する。次に、第5章では3次元灰色大気における暴走限界の値がどのようにして決まっているのかを、1次元系で得られた結果を元に論じる。1次元系による暴走温室状態の議論については付録 A にまとめてあるのでそちらを参照されたい。またこの章では簡単な2ボックスモデルを用いた記述も紹介する。第6章では暴走温室状態が発生する $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合について詳しい解析結果を紹介する。第4章と同様に熱収支解析・水蒸気収支解析の結果を示す。また、3次元循環構造についても触れることにする。なお本文中ではふれない場合も含めて、数値計算で得られた主要な図は付録 G にまとめた。

最後に第7章では議論の結果をまとめ、その応用、検証可能性、問題点を議論し将来的な課題を論じる。

第2章 モデル

本章では数値計算を行なうためのモデルの概要を述べる。用いるモデルは、基本的に Nakajima *et al.* (1992) の1次元系に運動を組み込んだだけの非常に簡単なものである。このモデルを用いて、太陽定数の値だけを変化させて、年平均・日平均日射を与え続けた場合の計算を行なうことにする。

2.1 設定及び仮定

以下のような系を考える。

大気は乾燥空気、水蒸気から成るものとする。ともに比熱一定の理想気体であるとする。水蒸気と乾燥空気の分子量は等しいものとする。この仮定を用いると仮温度を使わなくて済むというメリットがある。更に、簡単のため水蒸気と乾燥空気の比熱も等しいとする。

大気は入射太陽放射(短波放射)を全く吸収しないものとする。長波放射は水蒸気だけが吸収・射出をし吸収係数は波長によらず一定とする。いわゆる灰色大気を考える。

基本的に雲は考えない。水蒸気がどんなに凝結しても放射には何の影響も及ぼさないとする。また雨滴の蒸発などの雲物理プロセスも一切考えない。

地表面は、全球海洋であるとする。ただし、常に熱バランスした海洋を考え、表面の比熱は0とする(swamp条件)。海洋の運動は考慮せず、海洋による熱輸送あるいは物質輸送の効果をすべて無視する。また地表面温度がどんなに低下しても氷床の形成は起こらないものとする。地表面アルベドは常に0とする。

惑星の大きさと自転角速度は一定とする。

2.2 基礎方程式

Numaguti and Hayashi (1991) と同様の系を考える。詳しくは沼口 (1992) を参照された。基礎方程式として、3次元球面プリミティブ系を用いる。水平方向には緯度・経度座標(λ, φ)、鉛直方向には σ 系を用いる。運動方程式、連続の式、静水圧の式、水蒸気の式、熱力学の式、地表面のエネルギーバランスの式は次のようになる。

$$\frac{du}{dt} - fv - \frac{uv}{a} \tan \varphi = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{RT}{a \cos \varphi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_u^{vdf}}{\partial \sigma} + F_\lambda^{diff}, \quad (2.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{u^2}{a} \tan \varphi = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} - \frac{RT}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} + \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_v^{vdf}}{\partial \sigma} + F_\varphi^{diff}, \quad (2.2)$$

$$\frac{d\pi}{dt} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma}, \quad (2.4)$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_q^{vdf}}{\partial \sigma} + F_q^{vdf} + S_q^{cond}, \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} = \frac{RT}{c_p} \left\{ \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right\} \\ + \frac{1}{c_p} \left(\frac{g}{p_s} \frac{\partial F_T^{vdf}}{\partial \sigma} + \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_{rad}^{vdf}}{\partial \sigma} \right) + F_T^{diff} + L S_q^{cond}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = q_{rad} + q_{vdfT} + q_{vdfq}. \quad (2.7)$$

ここで,

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma} \quad (2.8)$$

$$\Phi \equiv gz, \quad (2.9)$$

$$\pi \equiv \ln p_s. \quad (2.10)$$

u, v は水平風速, $\dot{\sigma}$ は σ 座標における鉛直速度, T は温度, q は比湿, p_s は表面気圧, T_g は表面温度, Φ はジオポテンシャルである. f はコリオリパラメータ, a は惑星半径, g は重力加速度, R は大気的气体定数, c_p は大気 of 定圧比熱, L は水蒸気の潜熱である. F_λ^{diff} , F_φ^{diff} , F_T^{diff} , F_q^{diff} は水平拡散項, F_u^{vdf} , F_v^{vdf} , F_T^{vdf} , F_q^{vdf} は鉛直拡散フラックスである. S_q^{cond} は凝結による比湿ソース項, C_g は表面の比熱であり, 実際には 0 とする. q_{rad} , q_{vdfT} , q_{vdfq} はそれぞれ表面の正味放射フラックス, 顕熱フラックス, 潜熱フラックスである.

積雲対流は大規模凝結及び対流調節を用いて評価する. いわゆる浅い積雲対流は考慮しない. 対流調節スキームは基本的に Manabe *et al.* (1965) を用いるが, 通常の GCM と異なり水蒸気が少ない, $q \ll 1$ という近似は行っていない. 詳しくは D.2 節で述べる. 乱流による鉛直方向の拡散は Mellor and Yamada (1974) の level 2 のモデルを用いて評価する. 放射は, 付録 B で述べる放射スキームを用いて計算する. 蒸発・凝結による質量効果は, p_s に対する補正という形で取り入れた. その詳細は D.1 節を参照されたい. 上層の 7 層には減衰層を導入し, 更に全層にわたって u, v, T に鉛直フィルターをかけた. 詳細については付録 E を参照のこと. モデルの最上層において $\dot{\sigma} = 0$ とする. 地表からの顕熱フラックス及び潜熱フラックスはバルク法によって見積もる.

飽和蒸気圧は, Nakajima *et al.* (1992) と同様

$$p_v^*(T) = p_0^* \exp\left(-\frac{L}{RT}\right) \quad (2.11)$$

で与えられるものとする.

本論で示す全ての計算の初期状態は全球 280K の一様温度, 10^{-5} の一様比湿, 静止の状態である.

2.3 物理定数

表 2.1 に示したような値を用いた. 水蒸気の吸収係数 κ_v については, Yamamoto (1952) の図 2 における 1000 cm^{-1} での値を参考にして決定した. L, p_0^* は Nakajima *et al.* (1992) と同じ値をとった.

物理定数	
普遍気体定数	$R^* = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
重力加速度	$g = 9.8 \text{ ms}^{-2}$
Stefan-Boltzmann 定数	$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
モデルパラメーター	
乾燥空気の分子量	$m_n = 18 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$
水蒸気の分子量	$m_v = 18 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$
乾燥空気の気体定数	$R_n = 461.9 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
水蒸気の気体定数	$R_v = 461.9 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
乾燥空気の定圧比熱	$c_{pn} = 4R = 1616.6 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
水蒸気の定圧比熱	$c_{pv} = 4R = 1616.6 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
水蒸気の潜熱	$L = 2.4253 \times 10^6 \text{ J Kg}^{-1}$
飽和水蒸気圧曲線を決める定数	$p_0^* = 1.4 \times 10^{11} \text{ Pa}$
大気中の非凝結性成分の質量	$p_{n0} = 10^5 \text{ Pa}$
水蒸気の吸収係数	$\kappa_v = 0.01 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$
乾燥空気の吸収係数	$\kappa_n = 0 \text{ m}^2 / \text{kg}^{-1}$
惑星半径	$a = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$

表 2.1: 計算で用いた諸量の値.

2.4 数値計算法

空間差分は, 水平方向には擬スペクトル法, 鉛直方向には Arakawa and Suarez (1983) の差分を用いる. 水平スペクトルは全波数 21 の三角形切断 (T21) を行なう. 水平分解能

は、高気圧・低気圧を表現することができる最低限を選ぶことにし、T21とした。大気全層の $\sigma = 0$ から $\sigma = 1$ までを 32 に分割し、 σ レベルは表 2.2 のように取る。最上層は、現在の地球大気では中間圏界面に相当する。付録 C で述べるようにこの鉛直座標であれば放射計算は 5 W/m^2 の精度で行なうことができる。物理過程の項は後退スキーム、重力波項は semi-implicite 法、Newton 冷却・レイリー摩擦・水平拡散は Euler スキームで時間積分を行なう。それ以外は leapfrog スキームにより時間積分する。タイムステップは基本的に 20 分とする。Asselin (1972) のタイムフィルターを用いて計算モードの除去を行った。その係数は 0.1 とした。

2.5 入射太陽放射

太陽定数 S の値として表 2.3 に挙げた値を与え、それぞれの場合について 1000 日以上 of 積分を行なう。

考える惑星は現在の地球と全く同じ軌道要素を持つものとして、年平均・日平均の日射分布を与えた続けた場合の計算を行なう。いわゆる perpetual annual mean run である。以上の設定のもとで仮想的に太陽定数だけが増減することを考える。従って、与える入射放射南北分布は図 2.1 の曲線のようになる。太陽放射分布を変化させた場合や日変化も考慮した場合についても興味ある問題であるが、本論ではそのような場合の議論は行なわない。

2.6 必要な計算機資源

数値計算の実行は国立環境研究所地球環境情報センターの NEC SX-3 を用いて行なった。必要な計算機資源は、主記憶約 81.8 メガバイトであり、タイムステップを 20 分として 1000 日積分すると CPU 時間は約 20 時間である。

k	σ	z (m)
0	1	0
1	0.995	42
2	0.980	169
3	0.950	428
4	0.900	875
5	0.830	1537
6	0.745	2409
7	0.650	3493
8	0.549	4792
9	0.454	6230
10	0.369	7761
11	0.294	9396
12	0.229	11137
13	0.174	13002
14	0.124	15310
15	7.40×10^{-2}	18883
16	3.72×10^{-2}	23607
17	1.89×10^{-2}	28259
18	9.61×10^{-3}	32900
19	4.90×10^{-3}	37529
20	2.49×10^{-3}	42161
21	1.27×10^{-3}	46783
22	6.44×10^{-4}	51396
23	3.28×10^{-4}	55999
24	1.67×10^{-4}	60602
25	8.48×10^{-5}	65242
26	4.30×10^{-5}	69964
27	2.19×10^{-5}	74815
28	1.15×10^{-5}	79880
29	5.66×10^{-6}	85227
30	2.88×10^{-6}	90972
31	1.47×10^{-6}	97225
32	4.15×10^{-7}	108875
33	0	

表 2.2: 鉛直格子点の位置. k は鉛直格子番号. 地表から順に 0, 1, 2, ... とする. σ は σ 座標値. z は $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合に得られたジオポテンシャル高度の全球平均値 (m).

S (W/m^2)	$\overline{\text{SSR}}$ (W/m^2)	補足・結果
1200	300.0	
1380	345.0	現在の地球の値に相当
1500	375.0	
1550	387.5	
1570	392.5	これより暴走温室状態
1600	400.0	
1700	425.0	
1700	425.0	
1800	450.0	

表 2.3: 計算で与える太陽定数の値. S は太陽定数. $\overline{\text{SSR}}$ は全球平均入射フラックス. $\overline{\text{SSR}} = S/4$ である.

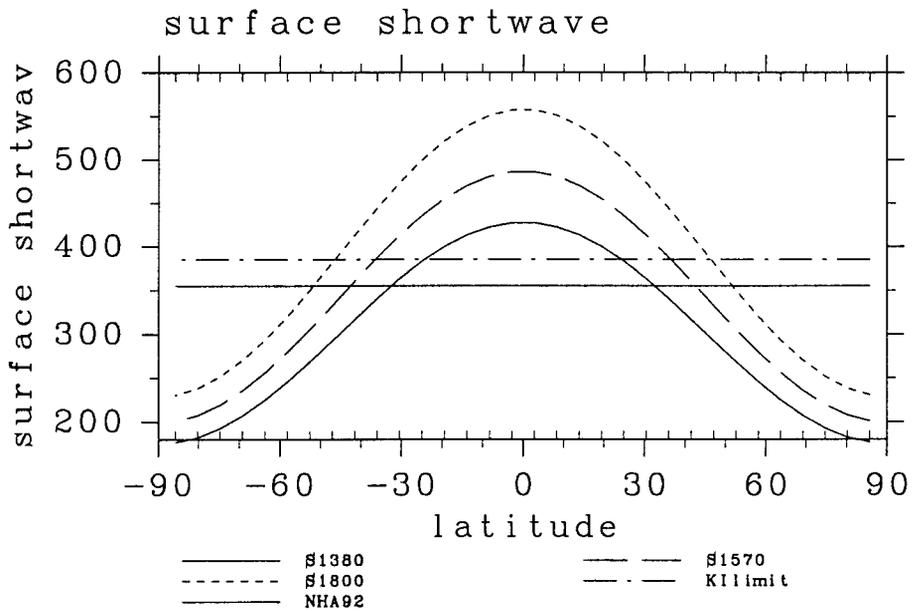


図 2.1: 入射太陽放射緯度分布. 曲線は上から順に $S = 1800 \text{ W}/\text{m}^2$, $S = 1570 \text{ W}/\text{m}^2$, $S = 1380 \text{ W}/\text{m}^2$ の場合の入射放射の南北分布を示す. 一点鎖線の直線は Komabayashi-Ingersoll 限界の値 ($385.2 \text{ W}/\text{m}^2$) を, 実線の直線は Nakajima *et al* (1992) で得られた 1 次元平衡解の射出限界の値 ($355.0 \text{ W}/\text{m}^2$) を示す

第3章 パラメータスタディの結果

本章では太陽定数の値を変化させたパラメータスタディの結果の概略を示す。これにより3次元系においても、太陽定数が 1600 W/m^2 を越えると暴走温室状態が発生することが示される。

3.1 3次元暴走限界の値

表2.3に示す太陽定数を与え1000日以上積分を行った。それぞれの場合について、与えた入射放射の全球平均値とOLRの全球平均値をプロットしたものを図3.1に示す。この図で示したOLRの全球平均値は $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の場合(入射放射全球平均値が 400 W/m^2 の場合)を除いて950日から1000日までを時間平均したものである。 $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の場合だけは、1950日から2000日までの時間平均値を示してある。

太陽定数が 1570 W/m^2 (入射放射全球平均値が 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、太陽定数が 1600 W/m^2 (入射放射全球平均値が 400 W/m^2) 以上になるとOLRは 350 W/m^2 以下になる。第6章で述べるように、 $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ の場合では系は平衡状態に達することはできずOLRは時間とともに減少し、表面温度 T_g は時間とともに増加している。これら $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ の場合では1次元系で議論された暴走温室状態が発生していると考えられる。なお、図3.1で示したのは1000日あるいは2000日における値というだけで、 $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ の場合にプロットされた値自体はあまり意味がないものであることに注意されたい。時間が経過すればOLRの値は更に減少するはずである。それに対して、 $S \leq 1570 \text{ W/m}^2$ の場合では、系は平衡状態に達しており入射放射と同程度の射出をしている。以上の結果より3次元系においても暴走温室状態が発生すること、そして3次元系における暴走限界は $S = 1600 \text{ W/m}^2$ 弱であることがわかった。

平衡に達することができる場合の大気構造の変化、3次元暴走限界についての解釈、暴走温室状態の大気構造については、次章以降で詳しく述べる。

3.2 全球平均値の太陽定数依存性

大気構造を詳しく見る前に、ここでは全球平均値が太陽定数の値によってどのように変化するかを見ておく。

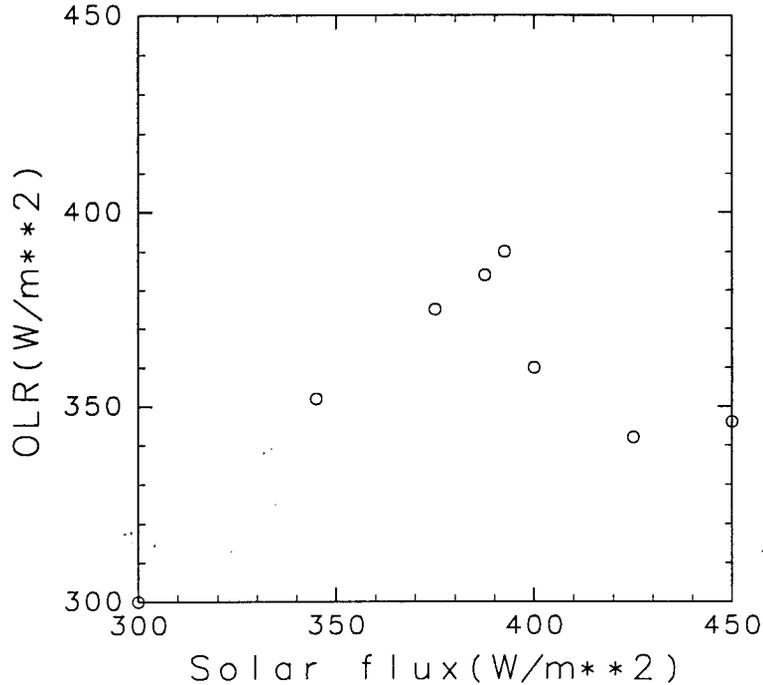


図 3.1: 入射太陽放射全球平均値に対する OLR 全球平均値.

図 3.2には表面温度の入射放射依存性を示す. 図 3.1と同様, $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ の場合は平衡状態に達していないので, 1000 日あるいは 2000 日の段階の値であるに過ぎない. これらの場合は暴走温室状態にあるので, 表面温度は時間とともに増加し続けていくことになる. 一方, 平衡状態にある場合では入射放射が増えるに従い表面温度も増加する. 非常に粗い近似であるが, この依存性を直線で近似すれば, その傾きは

$$\frac{\Delta T_g}{\Delta SSR} \sim 0.45 \text{ K}/(\text{W/m}^2) \quad (3.1)$$

となる. ただし, 正確には入射放射が大きいほど表面温度の増加率は大きくなっている. これは第 4章で述べるように高緯度域での昇温率が大きくなるためである.

降水量も入射放射が増えるに従い増加する (図 3.3). この場合は増加率も増加する様子が顕著に見てとれる. 粗いながらも直線近似した場合, 平衡状態の降水量増加率は

$$\frac{\Delta P}{\Delta SSR} \sim 2.2 (\text{W/m}^2)/(\text{W/m}^2) \quad (3.2)$$

という値になっている.

表面温度が増加すれば大気中の水蒸気量も増加する. そのため表面気圧も入射放射とともに増大する. その依存性を図 3.4に示す. $S = 1500 \text{ W/m}^2$ から表面気圧の上昇が見られるようになり, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ になると $p_s = 1016.5 \text{ mb}$ となる. 暴走温室状態になれば, 大気中の水蒸気量も時間とともに増加し続けるようになる. $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合では 1000 日の段階で $p_s = 1270 \text{ mb}$ に達する.

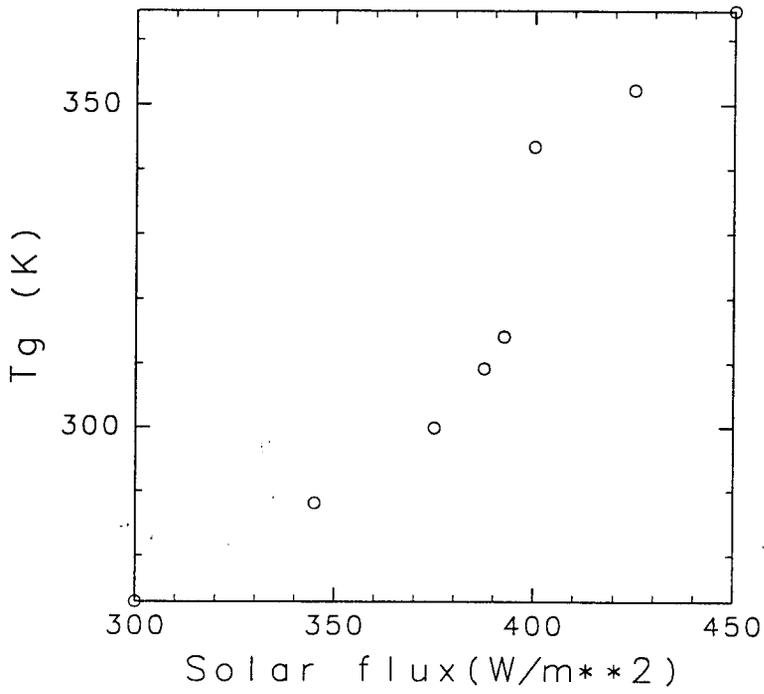


図 3.2: 入射太陽放射全球平均値に対する表面温度全球平均値.

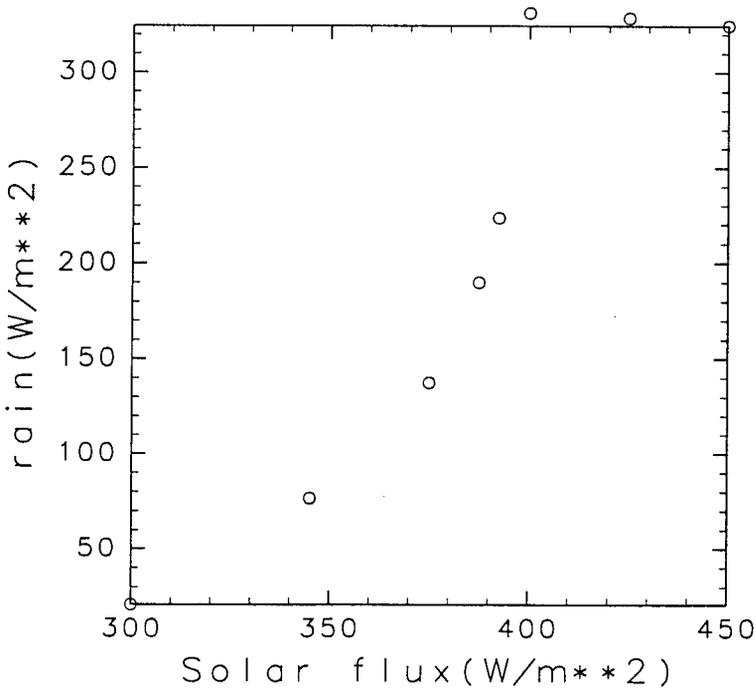


図 3.3: 入射太陽放射全球平均値に対する降水量全球平均値.

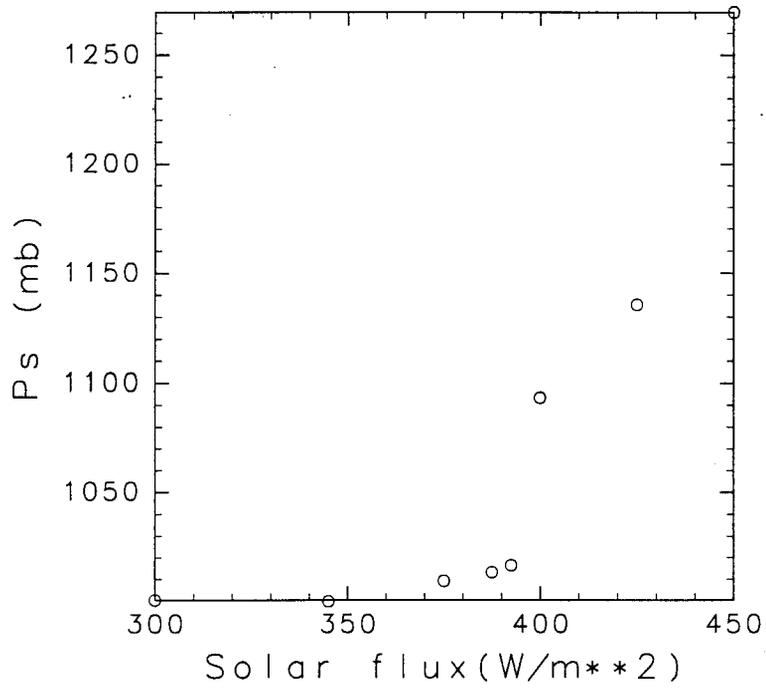


図 3.4: 入射太陽放射全球平均値に対する表面気圧全球平均値.

第4章 平衡状態の大気構造

本章では暴走温室状態が発生しない場合において、太陽定数が増加するに従い大気構造がどのように変化するかを調べる。太陽定数が 1380 W/m^2 (現在の地球における値), 1570 W/m^2 (暴走限界よりわずかに小さい値), 1200 W/m^2 の3つの場合について比較検討を行なう。太陽定数が増加するに従い、南北エネルギー輸送が増大しその結果南北温度差が減少することが示される。

4.1 全球平均量の時間変化

$S = 1380 \text{ W/m}^2$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$, $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の3つの場合の OLR 及び表面温度の全球平均値の時間変化を図 4.1 ~ 図 4.3 に示す。 $S = 1380 \text{ W/m}^2$, $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合では、約 500 日で OLR の値が入射放射の全球平均値にほぼ等しくなる (図 4.1(a))。しかし、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合では 1000 日程度要することがわかる。全球 280 K の一様温度を初期条件として与えたので大気全体を加熱するのに時間がかかるためだと思われる。なお正確には、いずれの場合でも OLR の値は入射放射量に比べて 3 W/m^2 程度小さくなっている。この誤差は地表面フラックスを計算する際に生じるものである。

どの場合においても表面温度は 1000 日の段階でもまだわずかに時間変化している。特に、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合、表面温度は増加傾向にありこの図だけ見ると暴走温室状態が発生している場合と区別がつかない。しかし、OLR の値は約 390 W/m^2 になっておりほぼ平衡状態に達していると考えられる。上で述べたように地表面フラックスの計算部分で約 3 W/m^2 の誤差が生じているからである。従ってこの場合の表面温度はいずれ一定値に落ち着くものと思われる。どの場合においても表面温度の時間変化率は小さいので 1000 日の段階ではほぼ平衡状態に達しているものとみなして以後の解析を行なうことにする。

平衡に達したと思われる 1000 日の段階における種々の物理量の全球平均値を表 4.1 に示しておく。この表で特に顕著であるのは、 $S = 1200 \text{ W/m}^2$ から $S = 1380 \text{ W/m}^2$ への変化に比べて、 $S = 1380 \text{ W/m}^2$ から $S = 1570 \text{ W/m}^2$ への変化の方が非常に大きいという点である。表面気圧と比湿の値の変化は $S = 1570 \text{ W/m}^2$ になると水蒸気量が急激に増大することを示している。それに従い、表面温度と降水量も $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合にはかなり大きな値となる。

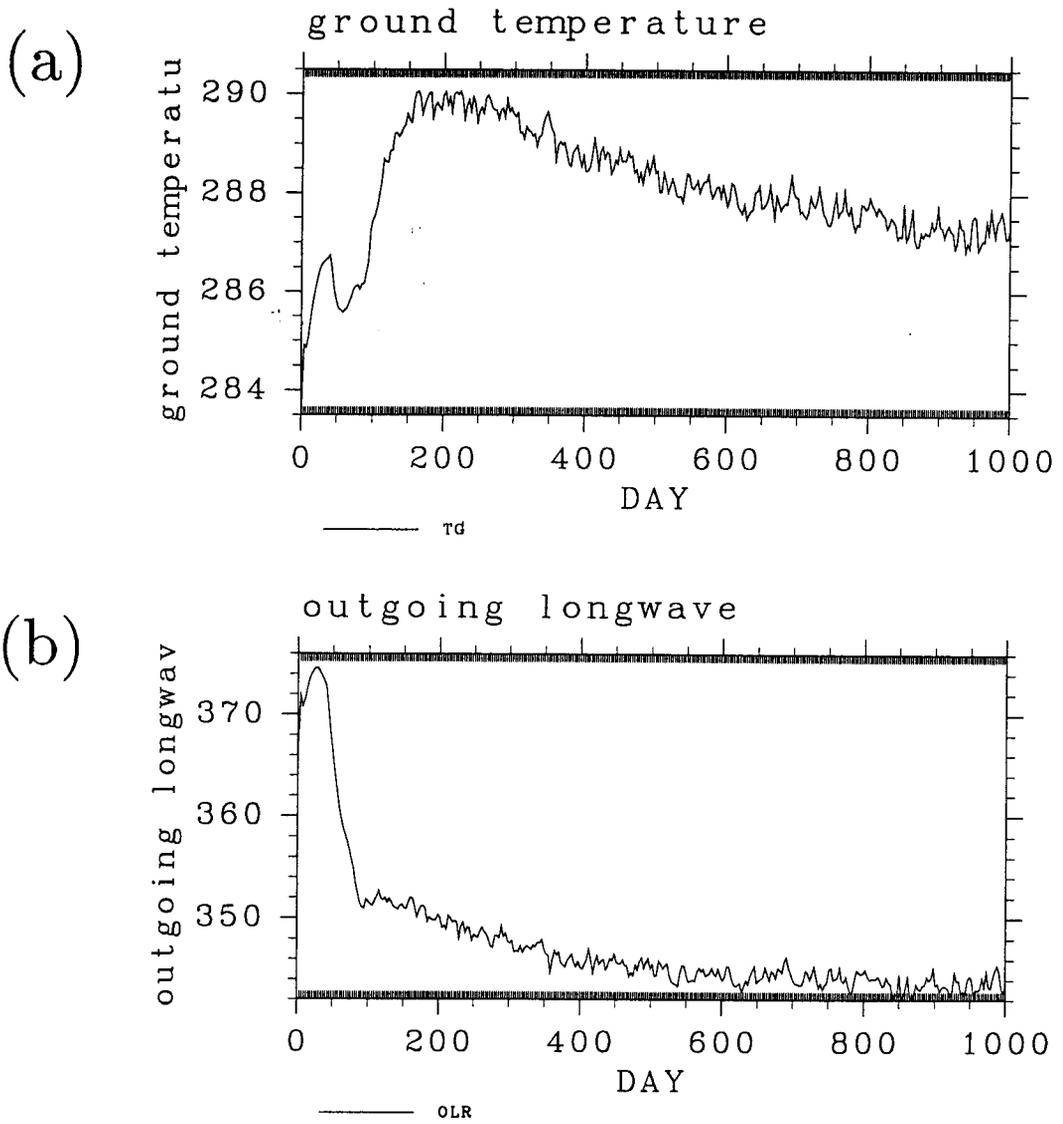


図 4.1: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均量の時間変化. (a): 地表面温度. (b): OLR.

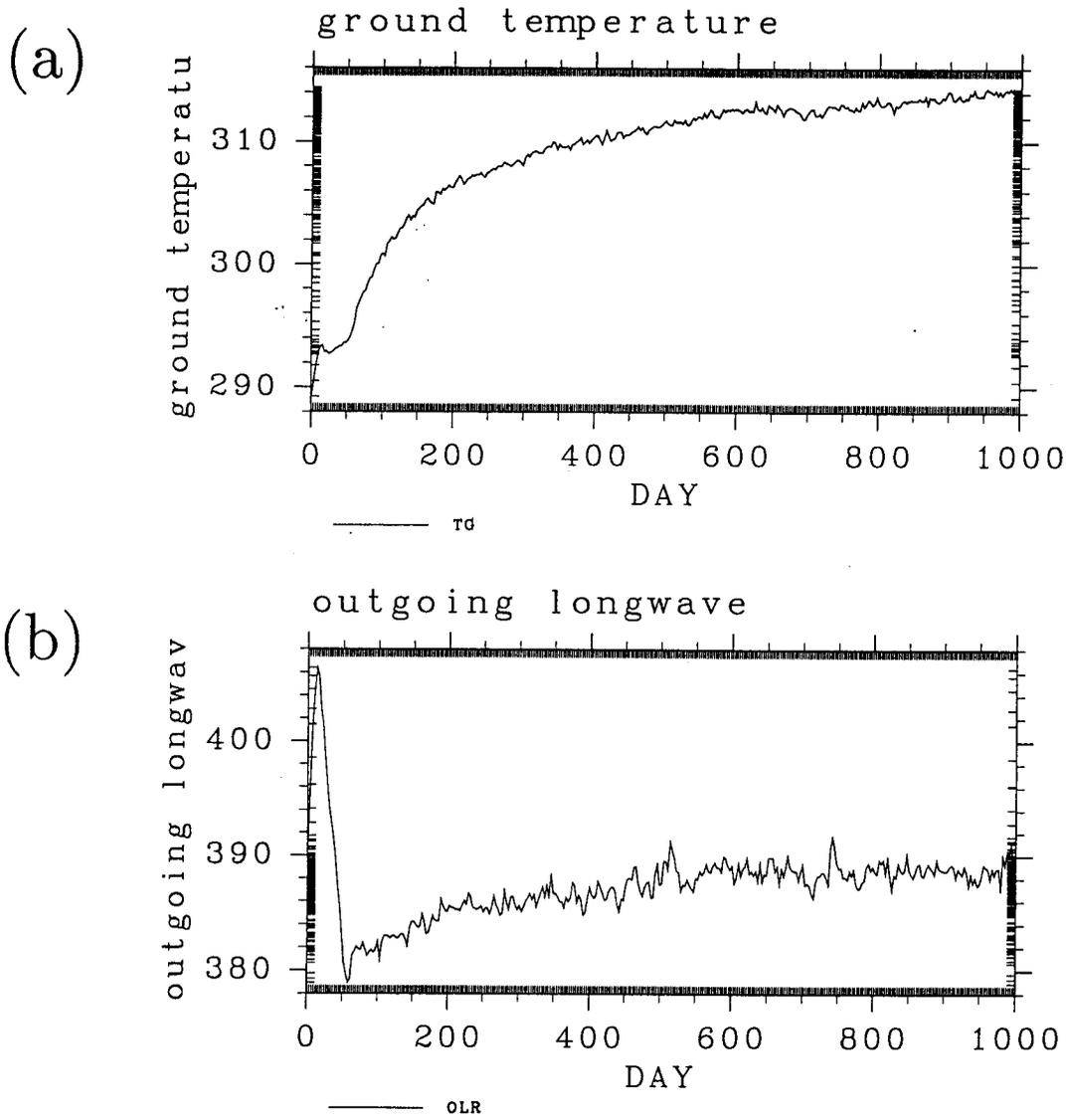


図 4.2: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均量の時間変化. (a): 地表面温度. (b): OLR.

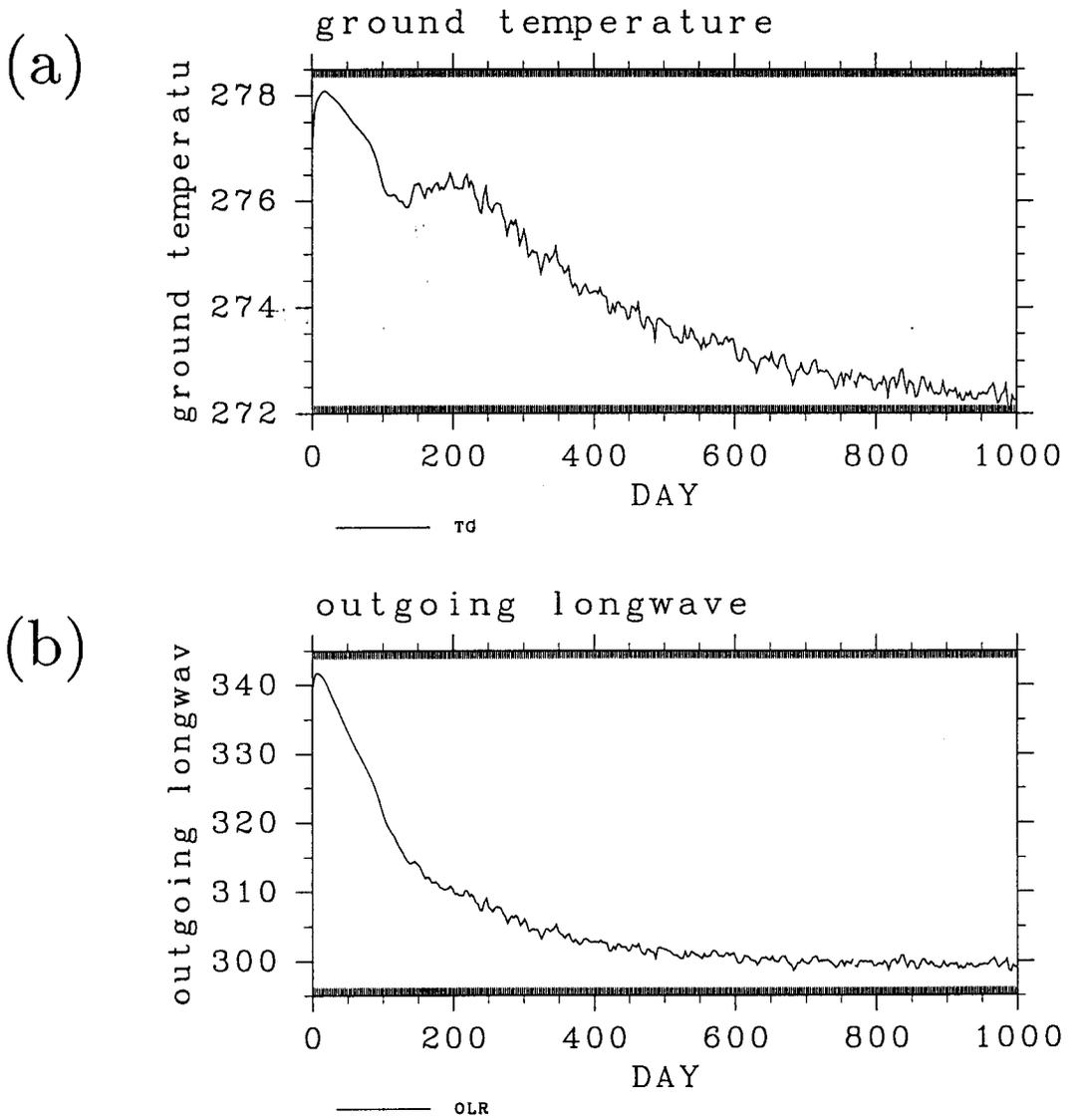


図 4.3: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均量の時間変化. (a): 地表面温度. (b): OLR.

太陽定数 (W/m^2)	p_s (mb)	T_g (K)	q (Kg/Kg)	P (W/m^2)	KE (J/m^2)	SE (J/m^2)	LE (J/m^2)
1200	1000.54	272.9	1.47×10^{-3}	20.9	1.15×10^6	4.72×10^9	3.61×10^7
1380	1002.41	288.1	4.52×10^{-3}	76.6	1.50×10^6	4.98×10^9	1.11×10^8
1570	1016.47	314.2	1.51×10^{-2}	223.6	2.11×10^6	5.41×10^9	3.76×10^8

表 4.1: 平衡状態における物理量の全球平均値. いずれの値も最後の 50 日平均の値. P は降水量, KE は運動エネルギー, SE は乾燥静的エネルギー, LE は潜熱エネルギーである.

4.2 対流圏の子午面構造

平衡状態における温度, 水蒸気分布, 循環場の子午面分布を図 4.4 ~ 図 4.9 に示す.

まず温度構造について見てみると, $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合は値・パターンともにフィルター及び減衰層を導入しない場合と同じような状態が得られている. ただし, 圏界面はフィルターのため明瞭さに欠けている. $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合には $S = 1380 \text{ W/m}^2$ と似た構造を示すが, 温度の値自体は低くなる. $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合でも一見パターンは良く似たものであるように見える. しかし, この場合では中緯度における温度の等値線の傾きはずっと小さくなっており, 大気の南北温度差は対流圏全層に渡って減少している. 圏界面の高さの変化については, これらの図からは良くわからなくなっている. 圏界面レベルについては 4.3 節において比較を行なう.

比湿の分布については, $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合赤道域で特に高く, そこから回りに染み出したようなパターンを示している. これは赤道域における積雲対流による上層への水蒸気輸送そしてハドレー循環による水平輸送の結果である. $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合には赤道域において水蒸気量が大きい領域の背は低くなる. これは図 4.9 に示すようにハドレー循環の背が低くなるためである. $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合はハドレー循環の背が高くなるため赤道における湿潤領域も上方に伸びる. 更に $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合と異なるのは高緯度領域の下層においても水蒸気が増加している点である. この結果は太陽定数が増大すると全球的に水蒸気量が増加することを示している. 相対湿度で見ると, 比湿の場合に比べて南北差が明瞭に現れる. そのパターンはどの場合でも, 南北 30° 内のハドレー循環域で高く, その外側の亜熱帯域で減少し極域でまた高くなる. ハドレー循環域では循環の効果のため相対湿度の値はほぼ一様になる. 亜熱帯域ではハドレー循環の下降流によって乾燥化が起こっていると考えられる. 以上の構造は, 太陽定数の値によらず安定なものであるらしい. 相対湿度のパターンはどの場合も似たようなものであるのに対して, 値は入射放射量が増えるほど小さくなる. 現在のところその理由は良く解析されていない. 今後の課題である.

次に循環構造を見る. 基本的にどの場合でも赤道域で東風, それ以外の領域では西風というパターンを示す. $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合では, 緯度 30° の $\sigma = 0.4$ レベルで西風のジェットが張り出しているように見える部分がある. これは, 現実の地球における亜熱帯ジェットに対応するものであると考えられるが, 鉛直フィルターをかけているために潰れてしまっ

た形になっている。太陽定数が増えるに従って、この亜熱帯ジェットに対応すべき張り出しは高いレベルに位置するようには見える ($S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合は $\sigma = 0.5$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合は $\sigma = 0.3$)。しかし、この結果においてジェットの軸を同定することは難しく、これ以上の議論は行なわないことにする。

質量流線関数で特徴的なのは太陽定数の値が変化してもハドレー循環の幅はほとんど変化しない点である。ハドレー循環の幅は角運動量輸送のバランスで決まってしまうために (Sato, 1994), 地表面からのフラックス分布が変化しても影響を受けないためと推測される。流線関数のピークの値は太陽定数が増えるに従って増加する。しかしこれは循環強度が増加したことを意味するものではない。南北流の値で見ると、わずかではあるが太陽定数が増えた場合に減少傾向にある。つまり循環自身は弱くなっている。流線関数のピーク値が増加したのは主に水蒸気量の増加により質量フラックスが増加したためである。

4.3 上層の子午面構造

本論で主に注目したいのは対流圏の構造だけであるので、前節では計算領域の下の部分を強調した図を示した。しかし、第6章における議論との比較を行なえるよう、計算領域の全層に渡った図も見ておくことにする。4.2節で比較を行なった3つの場合の上層の子午面温度分布、東西風分布を図4.10から図4.12に示す。これらは、鉛直座標として $\log_{10} \sigma$ をとったものである。

温度分布の図では、図4.4などに比べて圏界面が良く見えるようになっている。圏界面のレベルは、付録Aに示した1次元解の鉛直構造図A.4と同様に、太陽定数が増大するに従い高くなり、ハドレー循環の背が高くなること(図4.5～図4.9)に対応している。対流圏界面よりも上層では、オゾンなどの吸収物質が存在しないため、温度はほぼ一樣になる。

東西風については、赤道地表付近における東風、亜熱帯ジェット、極夜ジェットなど現実の地球大気と対応すると思われる構造が現れている。ただし、鉛直フィルターをかけているため亜熱帯ジェット及び極夜ジェットの軸がぼやけてしまい位置・強度はよくわからなくなっている。この図で特徴的な点は、赤道の上空で西風、中緯度の上空で東風のパターンが形成されることである。しかも太陽定数が増えた場合には赤道上空の西風が強くなっている。これはおそらく赤道上空においては中緯度帯に向けてのロスビー波の射出が起こっているためであると想像される。中緯度の東風の成因には、赤道域から伝搬するロスビー波に加えて中緯度対流圏からの重力波の鉛直伝搬の効果も無視できないと思われる。これらの結果はオゾンなどが存在しない、最もプリミティブな中層大気の状態を表しているはずである。中層大気の一つの基本場を与えるモデル状態として興味の湧くところであるが本論ではこれ以上の解析も行なわないものとし、今後の課題とする。

4.4 エネルギーフラックス南北分布

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エネルギー収支がどのように変化するかを概観する。

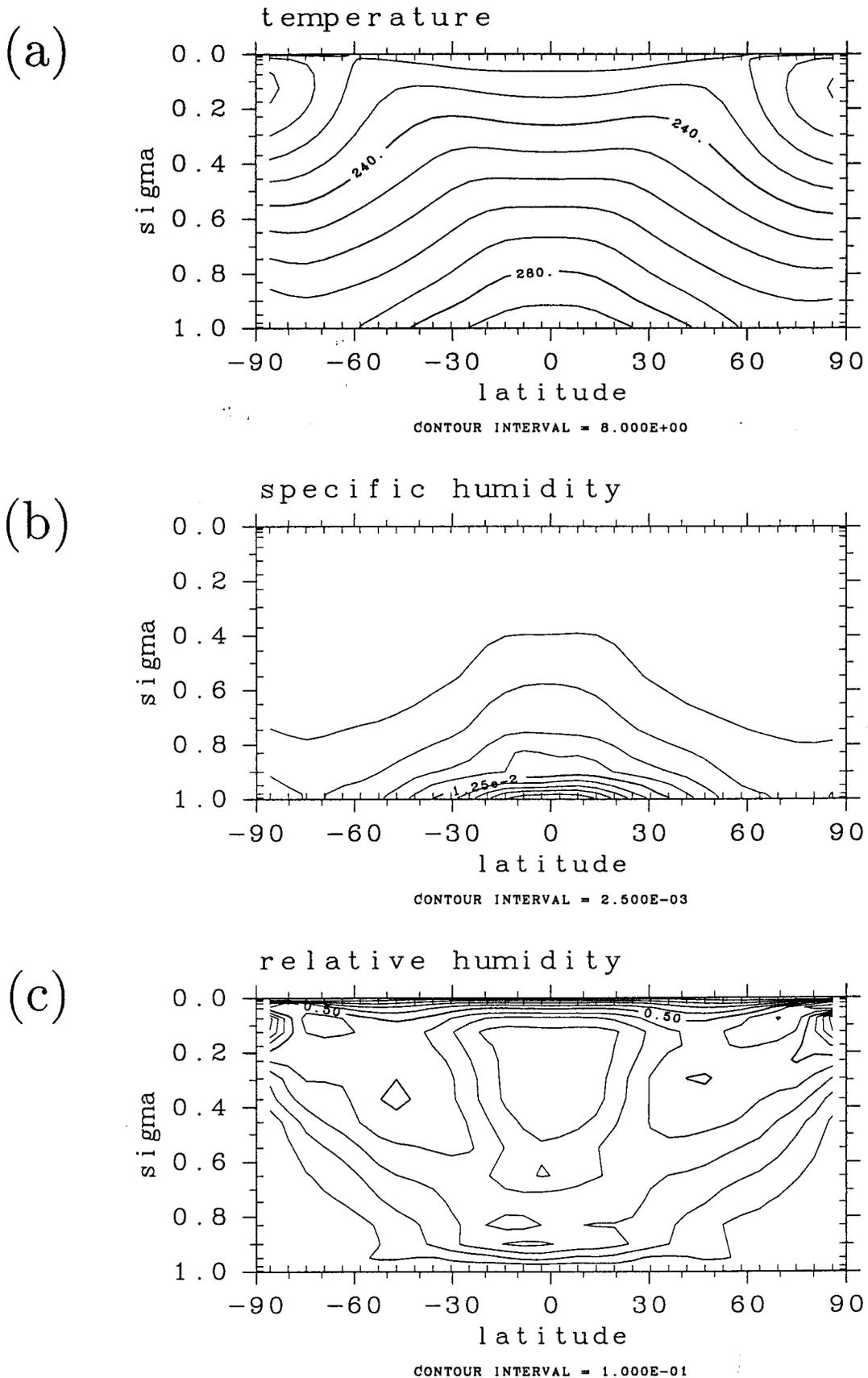


図 4.4: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

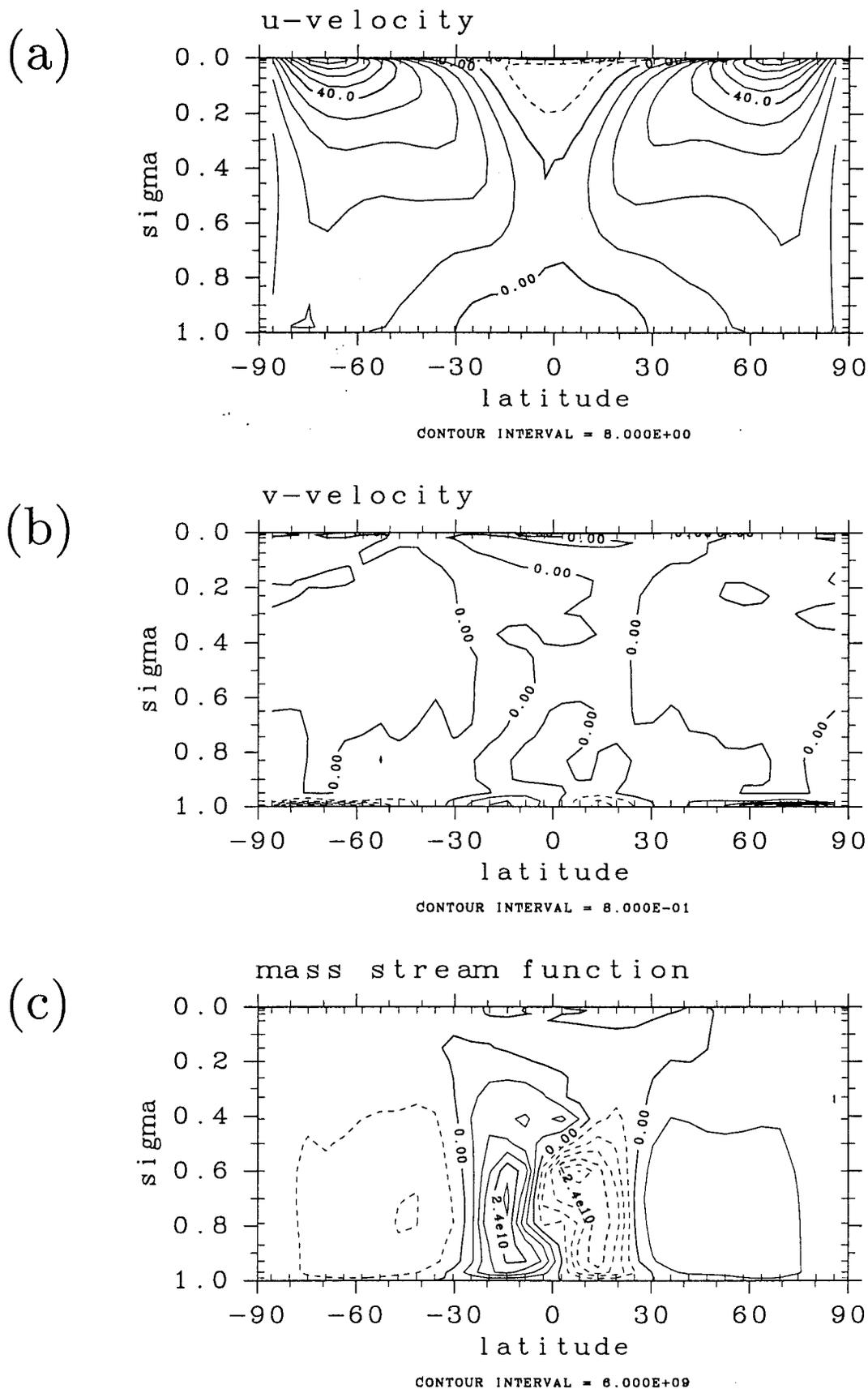


図 4.5: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

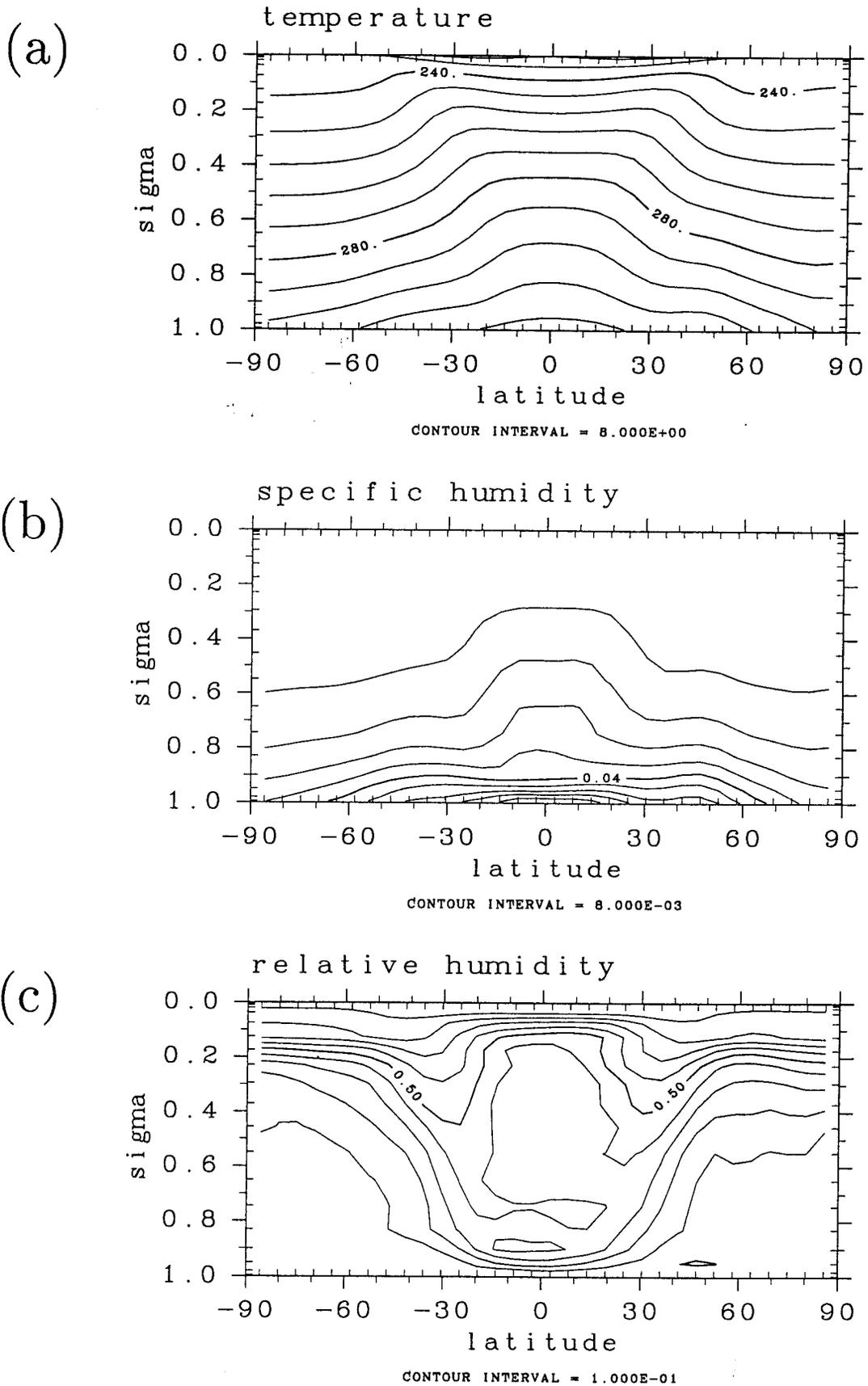


図 4.6: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

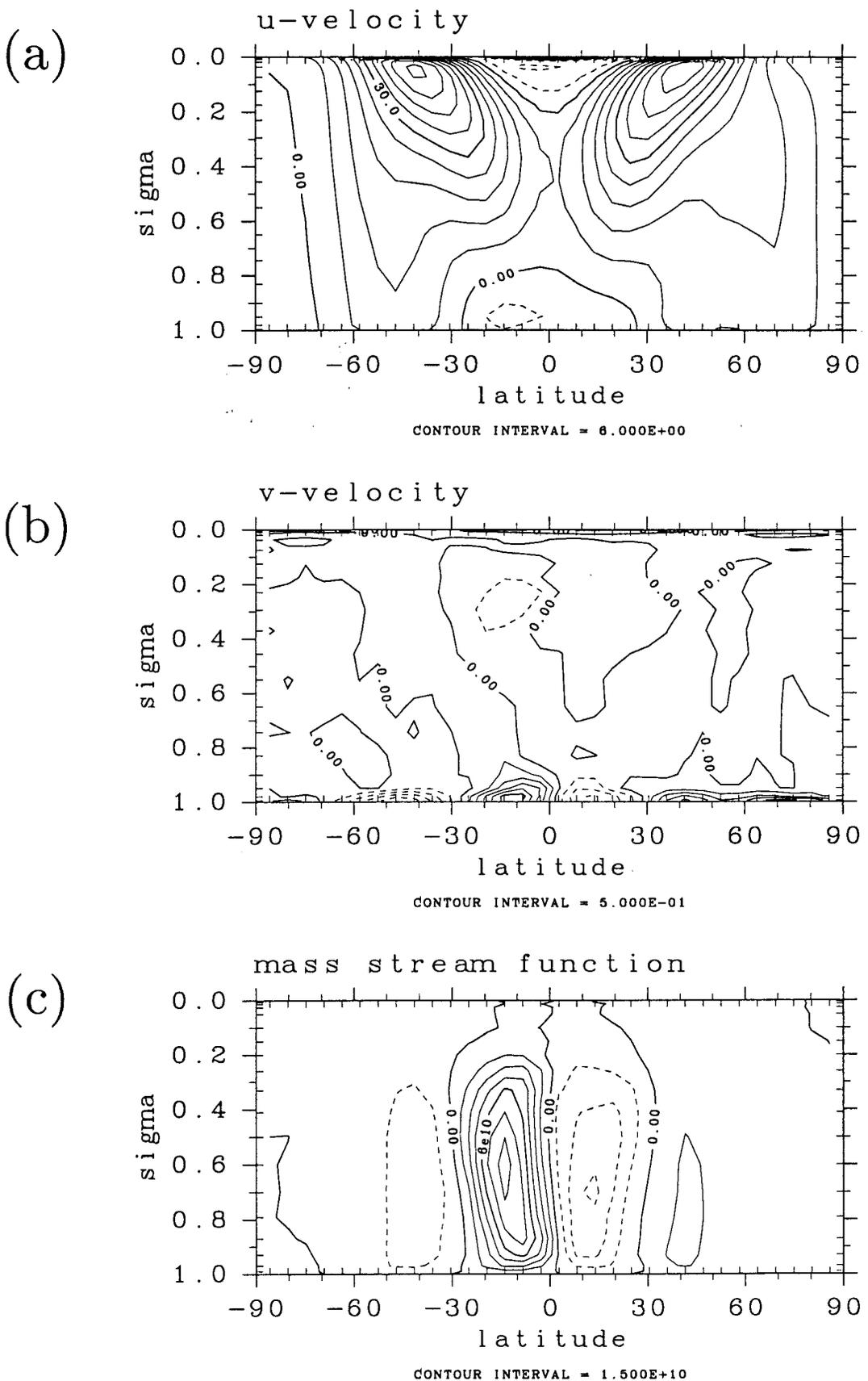
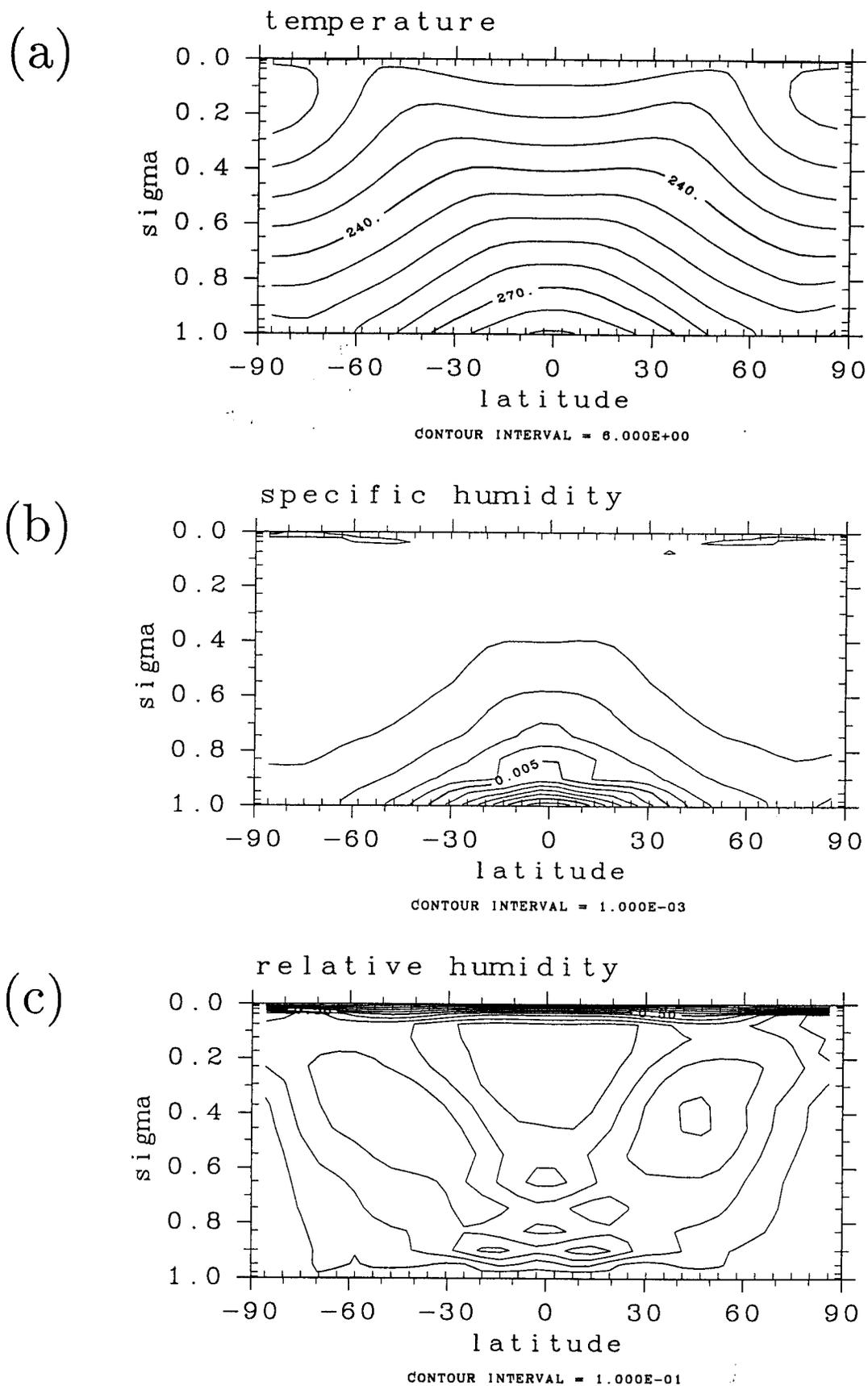


図 4.7: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

図 4.8: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

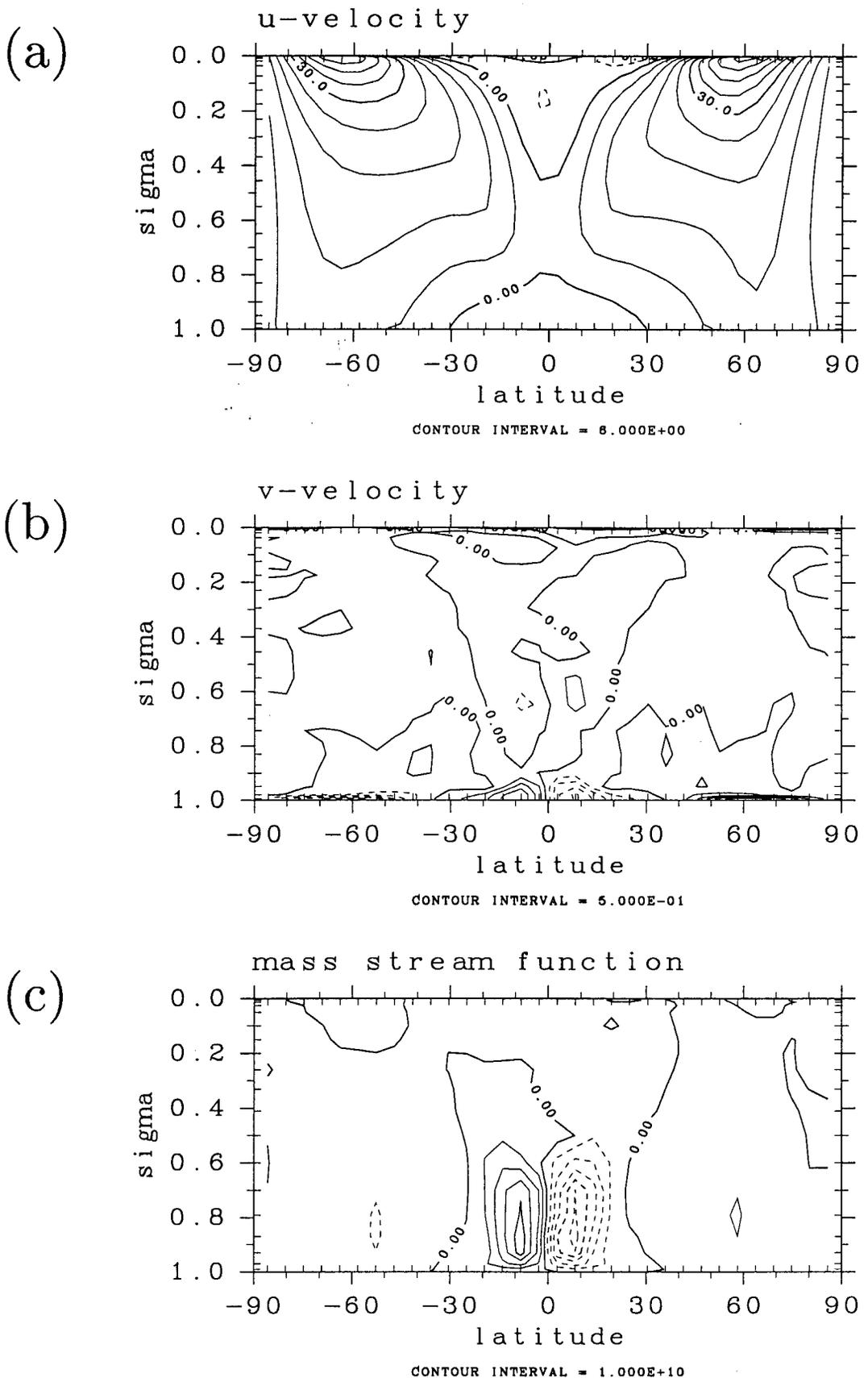


図 4.9: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

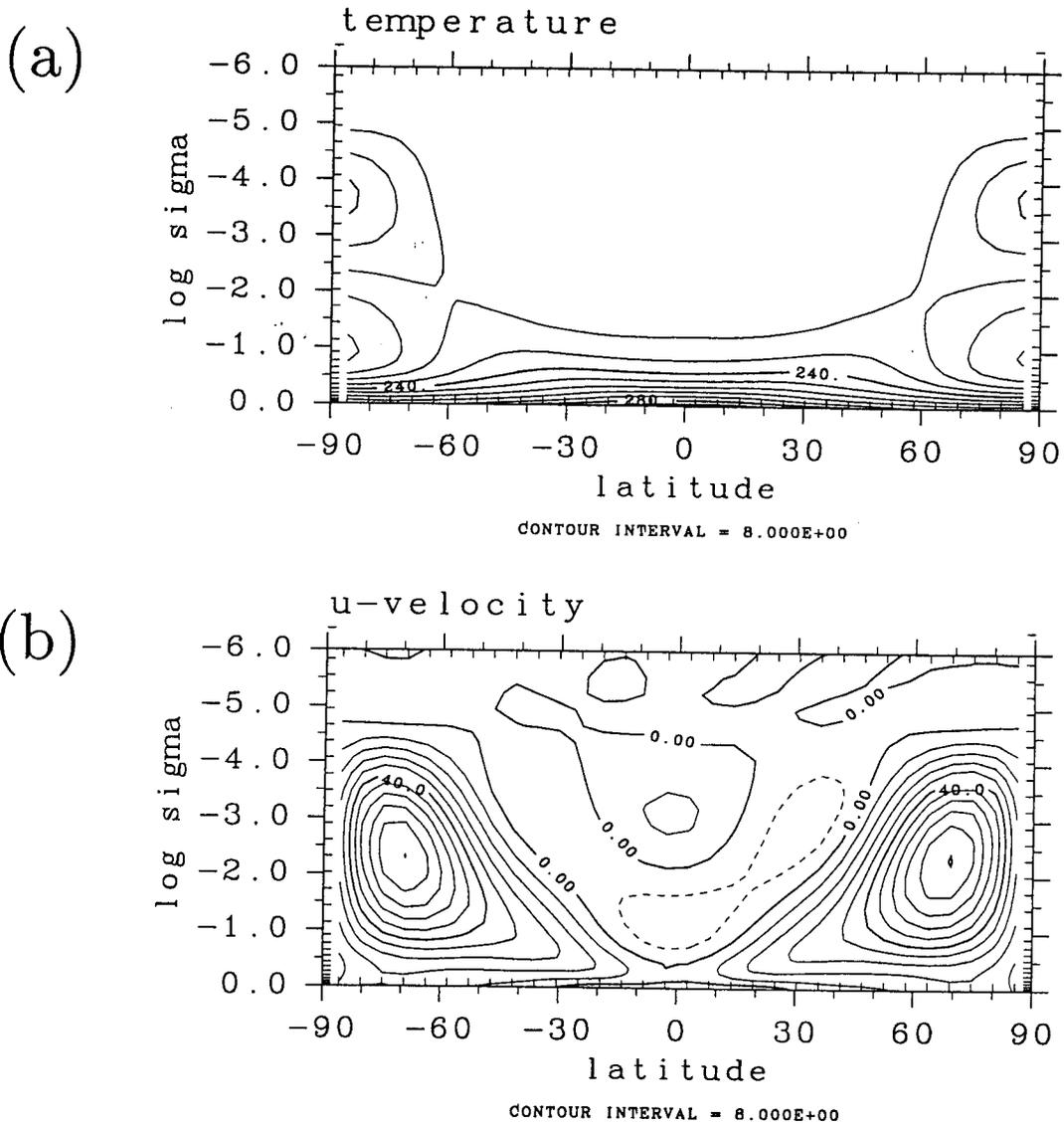


図 4.10: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の上層の子午面構造. (a): 温度. (b): 東西風. 負の領域が東風をあらわす.

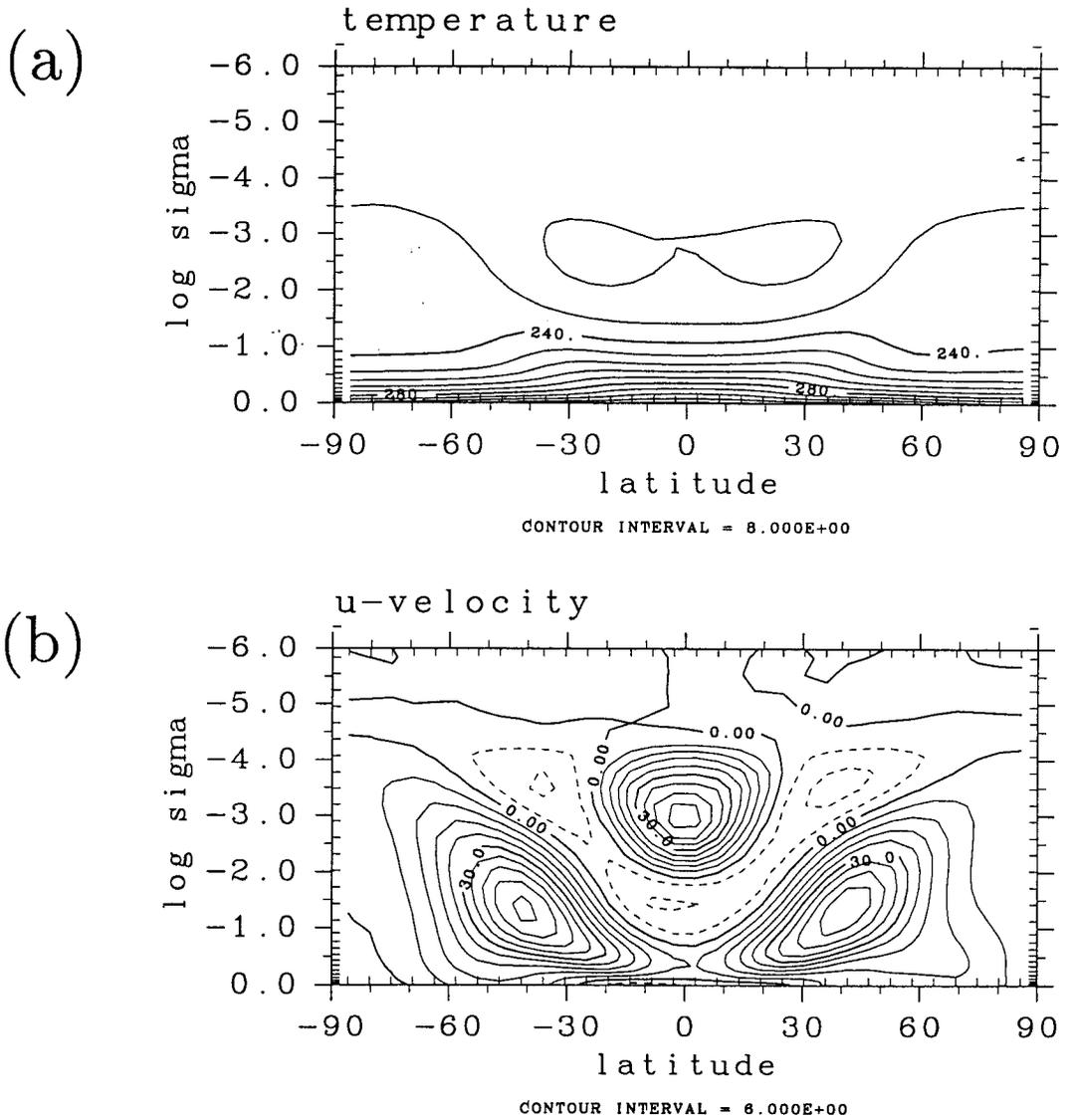


図 4.11: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の上層の子午面構造. (a): 温度. (b): 東西風. 負の領域が東風をあらわす.

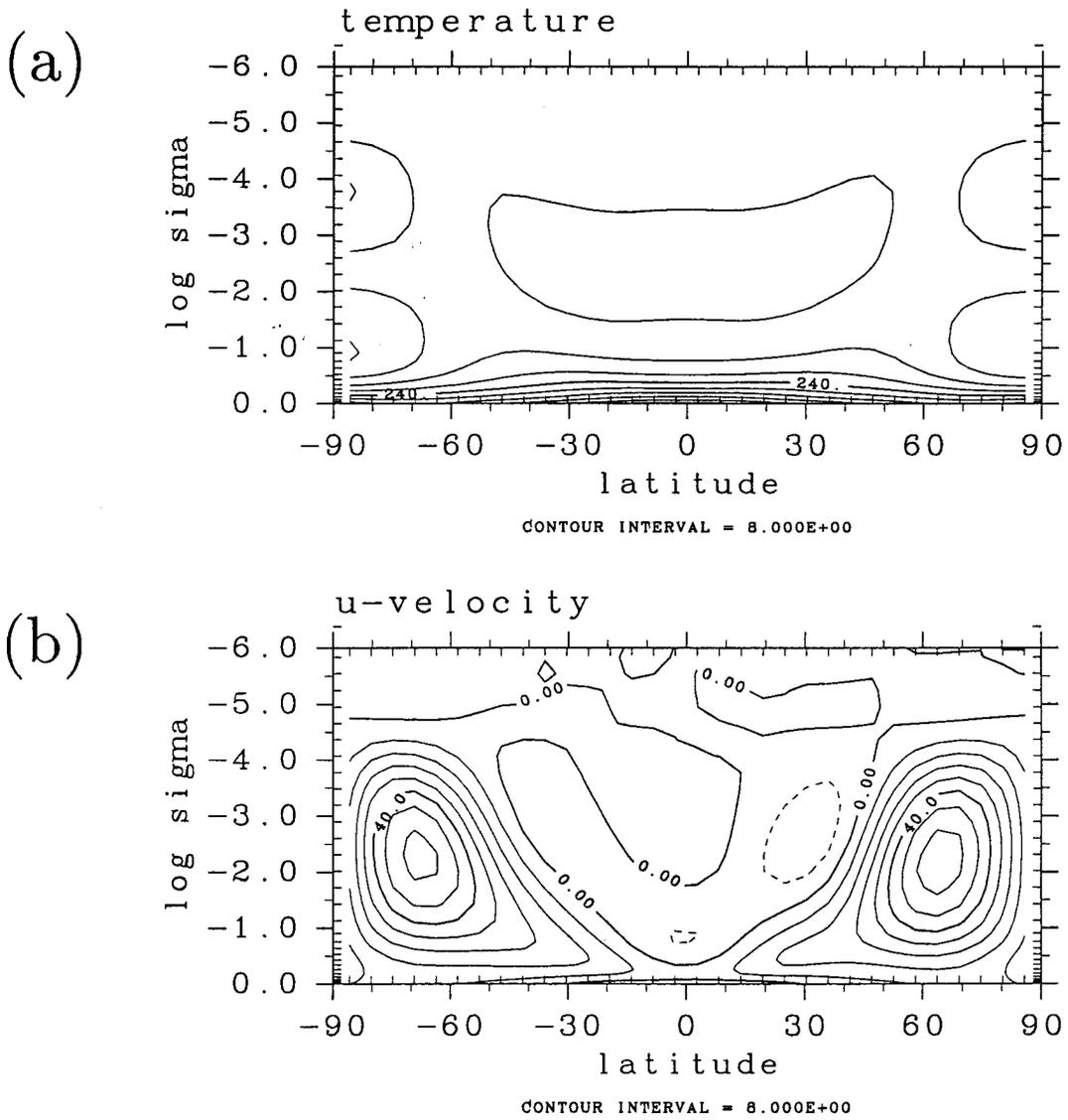


図 4.12: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の子午面構造. (a): 温度. (b): 東西風. 負の領域が東風をあらわす.

図 4.13 は $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合における表面温度とエネルギーフラックスの南北分布を示したものである。表面温度の南北差はもっとも高い赤道域ともっとも低い極域で取ってみると約 45K になっている。地表面から大気に出ていくエネルギーフラックスのうちわけは、熱帯においては地面放射フラックス (図中の SLR) と蒸発 (図中の EVAP), それ以外の領域ではほとんど地面放射フラックスのみ、と言える。大気の熱収支で見れば、熱帯では凝結による加熱と正味の放射冷却 (OLR から SLR を引いたもの) がつりあっている。高緯度の気では、OLR と SLR がほぼ等しく放射でバランスしていると言える。この図において水蒸気の収支に着目すると、赤道域では蒸発と降水がほぼバランスしてしまっている。降水・蒸発ともに図 F.4 に比べて減少している。この理由は先に述べたように、フィルターを導入したことによりハドレー循環の強度が弱くなり、蒸発量及び水蒸気収束が弱くなったためであると考えられる。

次に太陽定数が増加した場合を見てみる (図 4.14)。対流圏温度の南北差が減少する (図 4.6) のと同様、地表面温度の南北差も減少する。この場合、地表面温度差は 20 K になっている。エネルギーフラックスの分布では $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合に比べて、OLR の南北差も減少する、SLR が減少し熱帯の表面フラックスの収支では蒸発が卓越する、などの違いが現れている。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、地面放射フラックスは減少する。それに応じて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° 付近におけるピークが目立つようになる。緯度 60° 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。大気のエネルギー的な状態がこ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。水蒸気収支の様子は $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合とはさほど変わらない。ただし、高緯度において降水が蒸発を大きく上回るようになる。高緯度における水蒸気の不足分は緯度 30° 付近で蒸発した水蒸気が輸送されてくることにより補われる。

$S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合表面温度の南北差は 50K 程度である (図 4.15)。エネルギーフラックスの分布は $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合と様子が異なり、蒸発、降水の効果は非常に小さくなる。表面からのフラックスのほとんどは地面放射フラックスの形で出ておりそれは大気における放射冷却とほぼつりあっている。エネルギー収支は放射だけで決まっており、水蒸気存在しない乾燥大気の様相を呈している。

4.5 南北エネルギー輸送量

図 4.16 ~ 図 4.18 に 3 つの場合の乾燥静的エネルギー南北輸送量、潜熱エネルギー南北輸送量の分布を示す。いずれの図においても、全輸送量、平均子午面循環による輸送量、停滞性擾乱による輸送量、非正常擾乱による輸送量を示してある。物理量 X の全輸送量は

$$\int_0^1 [\overline{X \cdot v}] d\sigma \quad (4.1)$$

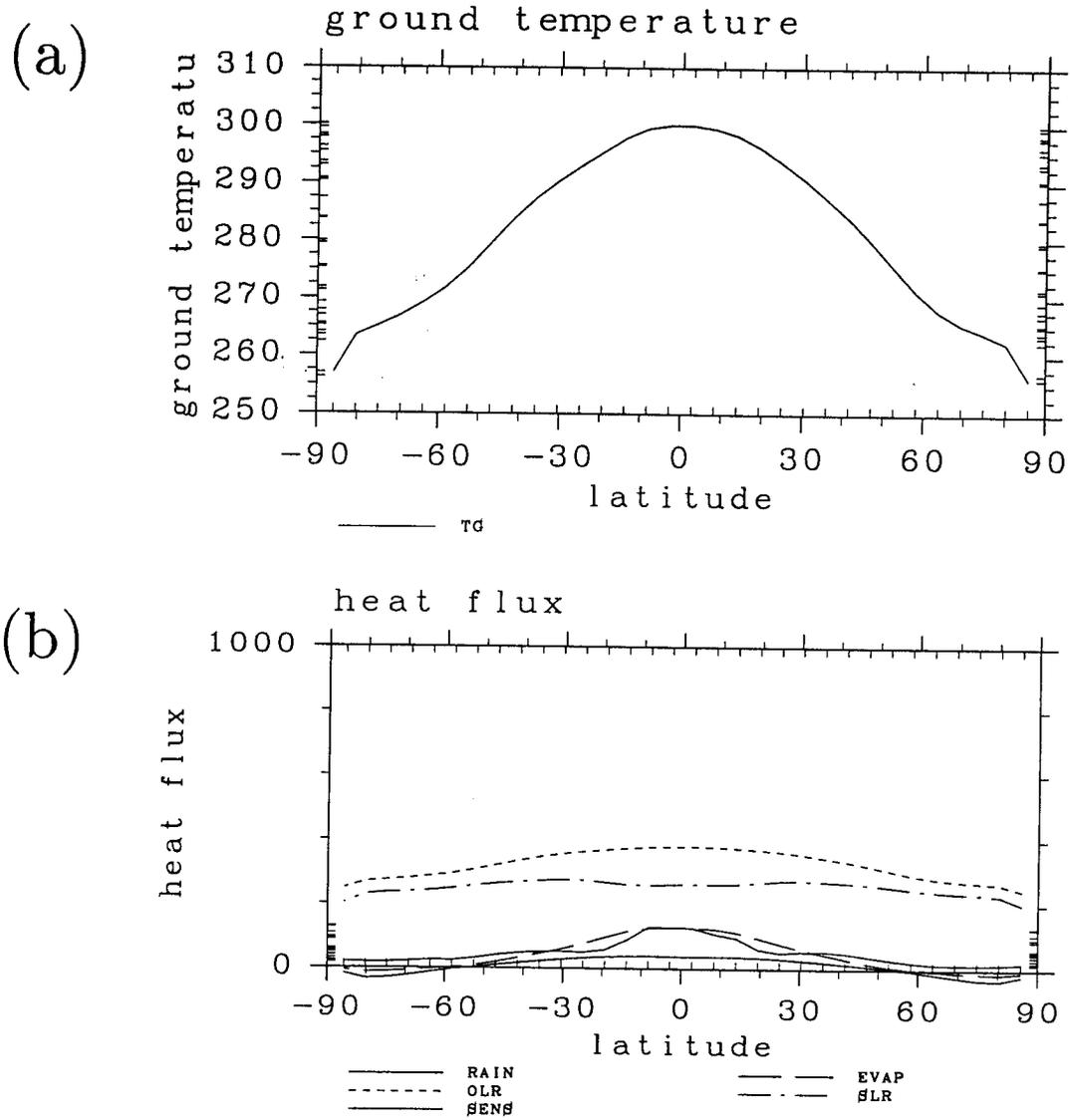


図 4.13: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の (a): 表面温度の南北分布と (b): エネルギーフラックスの南北分布. RAIN が凝結熱, EVAP は蒸発フラックス, OLR が大気上端から射出する放射フラックス, SLR が地表面正味放射フラックス, sens が顕熱フラックスを表す.

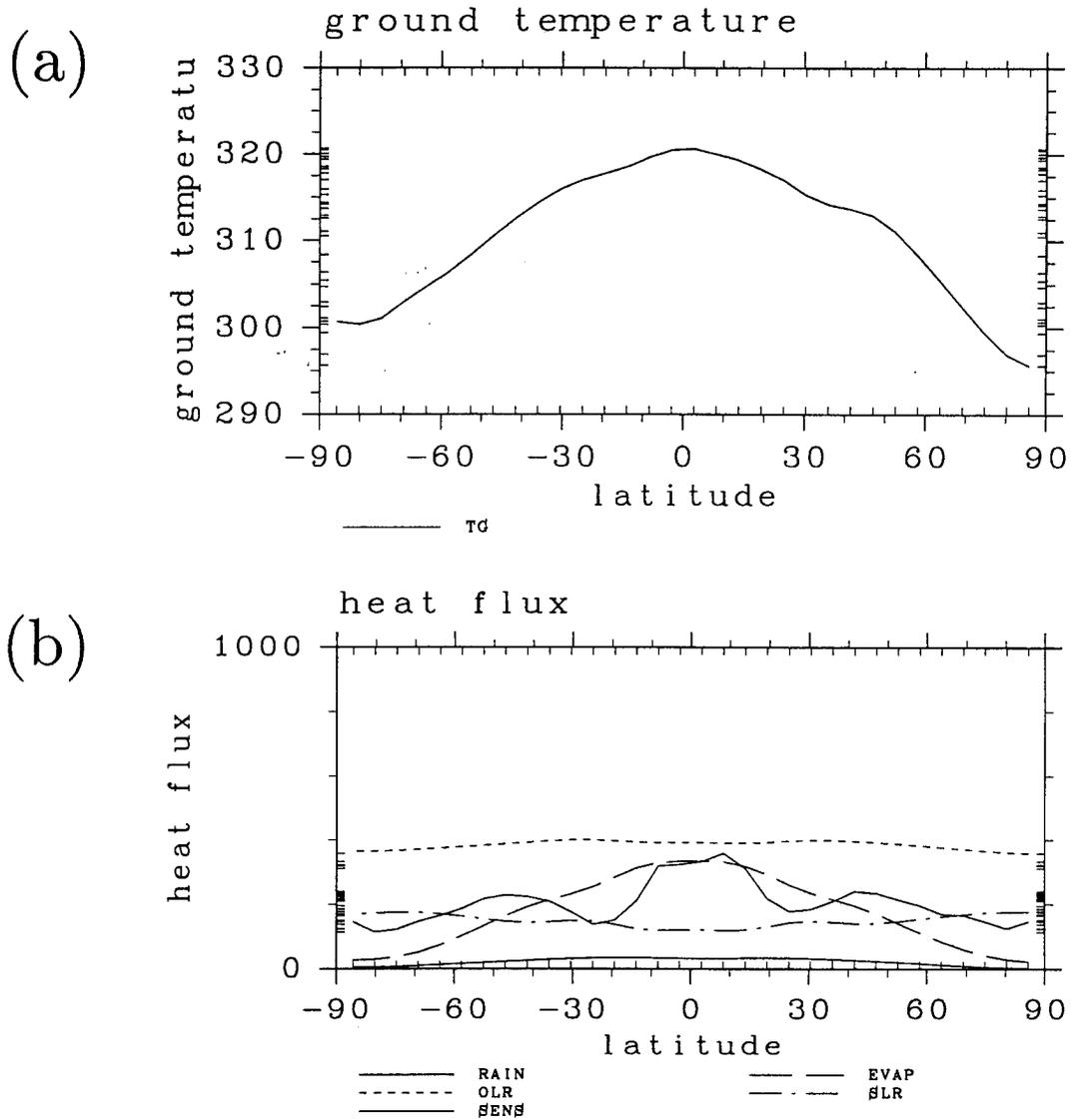


図 4.14: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の (a): 表面温度の南北分布と (b): エネルギーフラックス南北分布. RAIN が凝結熱, EVAP は蒸発フラックス, OLR が大気上端から射出する放射フラックス, SLR が地表面正味放射フラックス, sens が顕熱フラックスを表す.

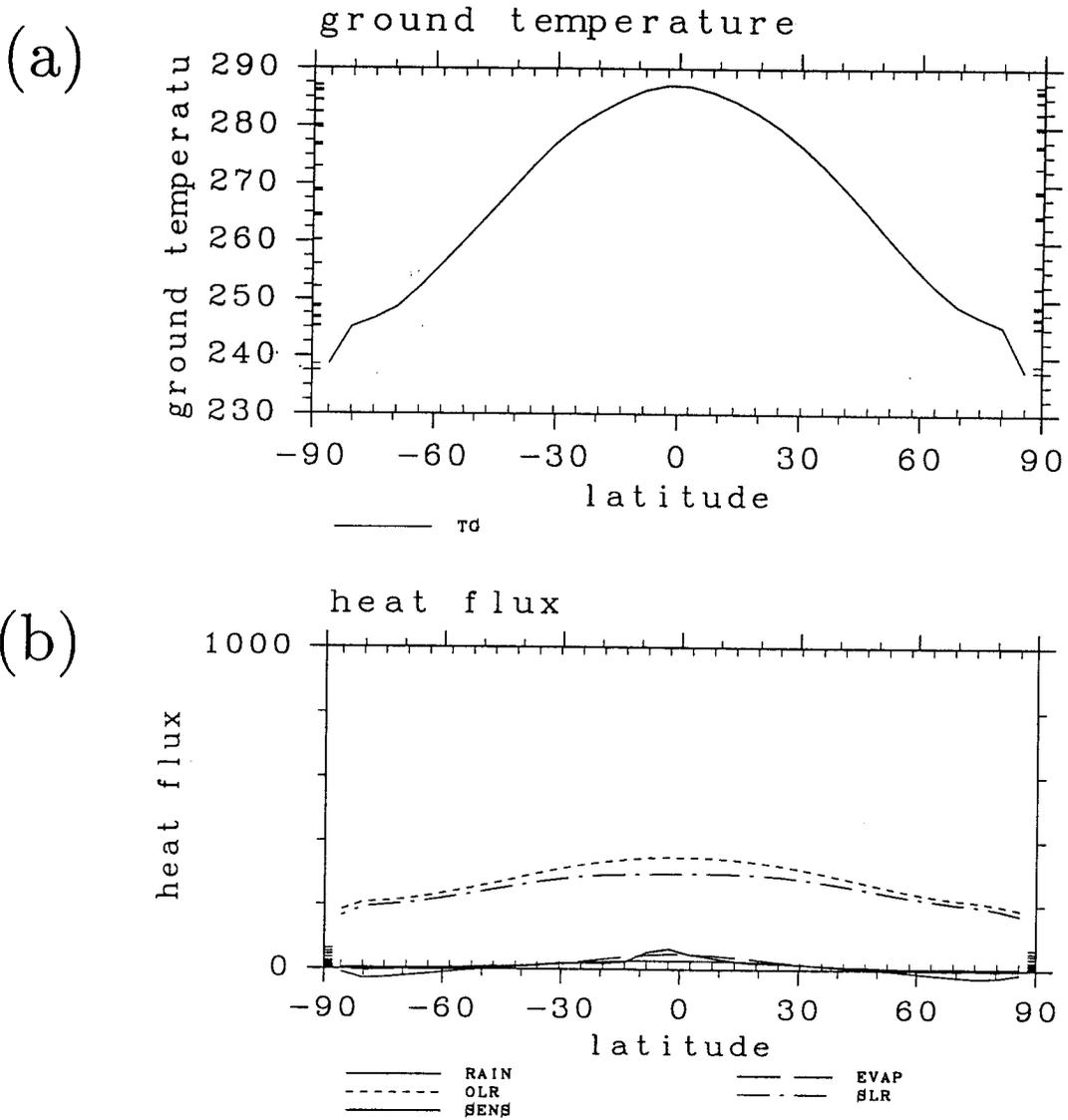


図 4.15: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の (a): 表面温度の南北分布と (b): エネルギーフラックス南北分布. RAIN が凝結熱, EVAP は蒸発フラックス, OLR が大気上端から射出する放射フラックス, SLR が地表面正味放射フラックス, sens が顕熱フラックスを表す.

で定義される。ここで v は南北風, $-$ は時間平均, $[\]$ は東西平均を表す。物理量 X の平均子午面循環による輸送量は

$$\int_0^1 [\bar{X}] [\bar{v}] d\sigma \quad (4.2)$$

で定義される。物理量 X の停滞性擾乱による輸送量は

$$\int_0^1 [X^* v^*] d\sigma \quad (4.3)$$

で定義される。ここで $*$ は X の東西平均からのずれを表す。物理量 X の非定常擾乱による輸送量は

$$\int_0^1 [X' \cdot v'] d\sigma \quad (4.4)$$

で定義される。ここで $'$ は時間平均からのずれを表す。

$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合、エネルギー輸送量の大きさは乾燥静的エネルギーと潜熱エネルギーで同程度である (図 4.16)。乾燥静的エネルギーの輸送では平均子午面循環による輸送と非定常擾乱による輸送がほぼ同程度の寄与をしている。全潜熱エネルギー輸送の分布は E-P が最も大きくなっている緯度 20° 付近から高緯度側に水蒸気が輸送されていることを示している。高緯度向きの輸送の中では非定常擾乱成分が最も大きく傾圧不安定が輸送を担っていると思われる。緯度 20° より低緯度側では平均子午面循環成分が赤道向きに、移動性擾乱が極向きに輸送を行い全体では極向き輸送となる。

太陽定数を増大させた場合には潜熱エネルギー輸送量が乾燥静的エネルギー輸送量を大きく上回る (図 4.17)。これは大気温度が上昇し大気中の水蒸気量が増加したことによると思われる。この場合、南北温度差は減少するのに対して (図 4.14(a)), 大気を持つ潜熱エネルギーの南北差は増大することになる (5.3節における議論を参照)。乾燥静的エネルギー輸送では緯度 45° 付近の輸送において平均子午面循環成分が卓越する。これは、中高緯度においては東西方向にも温度差が減少しており (図は示さない) 乾燥静的エネルギーの輸送に関しては擾乱による寄与が小さくなってしまったためであると想像される。しかし、この問題について正確に答えるためには擾乱構造の解析をしなければならないであろう。

潜熱エネルギー輸送を見てみると赤道域においては全輸送量は相対的に小さくなる。平均子午面循環で運び込んだ分は非定常擾乱によって運び出されキャンセルしてしまう。その結果、図 4.14 では熱帯域では蒸発と降水がつりあい熱帯域の中で閉じてしまっているように見えている。潜熱エネルギー輸送量が最大となる緯度 40° 付近においては、 $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合と同様非定常擾乱成分が卓越する。緯度 40° 付近における擾乱は、4.6節で述べるように、地球における台風と似た特徴も持っている。現在の段階では傾圧不安定擾乱である可能性も否定はできないが、南北温度差が減少していることも合わせて考えれば、CISK で駆動されているのではないかと想像される。しかし、この問題についてもコンジット解析など擾乱の構造を子細に検討する必要がある、今後の課題とする。

太陽定数を減少させた場合は乾燥静的エネルギー輸送量の方が潜熱エネルギー輸送量よりも大きくなる (図 4.18)。乾燥静的エネルギー輸送については、 $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合に比べて輸送量の値は小さくなるが、その内訳はほとんど同じである。潜熱エネルギー輸送

は、大気中の水蒸気量が非常に減少するため $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合に比べておよそ 1 桁小さい。緯度 20° を境にして低緯度帯では赤道向きへの水蒸気輸送が高緯度帯では極向きへの水蒸気輸送が明瞭にあらわれており全輸送量で見れば 2 つのピークが存在している。図 4.16(b) と比べてみると赤道域における子午面循環成分が顕著になっている。このような違いが発生する理由については残念ながらまだよく解析されていない。

4.6 中緯度擾乱

図 4.16 ~ 図 4.17 で示したように太陽定数が増大するに従い、南北エネルギー輸送量も増大する。ここでは低緯度側から高緯度側へのエネルギー輸送を担うものは何であるかを簡単に見てみることにする。

図 4.19, 図 4.20 はそれぞれ $S = 1380 \text{ W/m}^2$ と $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合における緯度経度降水分布である。ともにほぼ平衡に達したと思われる状態で 4 日毎の降水分布の瞬間値を示してある。

$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の特徴は、中緯度帯に傾圧不安定によって生じていると考えられる東進擾乱が存在し、時として赤道域から渦状擾乱が中高緯度に移動してくることである。渦状擾乱の例としては、1059 日目に緯度 10 度、経度 20 度に存在する降水帯が挙げられる。この擾乱は 1063 日目には緯度 30 度、経度 40 度に、1067 日目には緯度 70 度、経度 110 度に移動する。赤道から中高緯度に移動して来る擾乱は常に存在するわけではなく緯度 40 度付近における降水のほとんどは傾圧不安定擾乱によってもたらされていると推測される。

それに対して、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合には、緯度 40 度付近で最も活発な擾乱は赤道域で発生し中緯度に移動してくる渦状擾乱である。例えば、1008 日目に緯度 15 度、経度 220 度付近に存在する擾乱は 1012 日目には緯度 25 度、経度 260 度に、そして 1016 日目には緯度 40 度、経度 315 度に移動する。その後は更に高緯度側に移動しほぼ緯度 60 度に沿って東進し、1026 日目に消滅する。緯度 40 度付近の降水のほとんどはこのような擾乱によってもたらされている。ここでは図は示さないが、この擾乱は渦状の構造を持っており現実の地球において対応物を求めるとすると「台風」が一番近いと思われる。

また 60 度よりも高緯度の領域に注目すると緯度幅にして 100 度にも渡るような広い降水帯が存在する。この降水帯は東進し 10 日から 20 日の寿命を持つ。傾圧不安定によって発生していると思われるが、循環構造の解析をおこなっていないので現在のところ断定はできない。

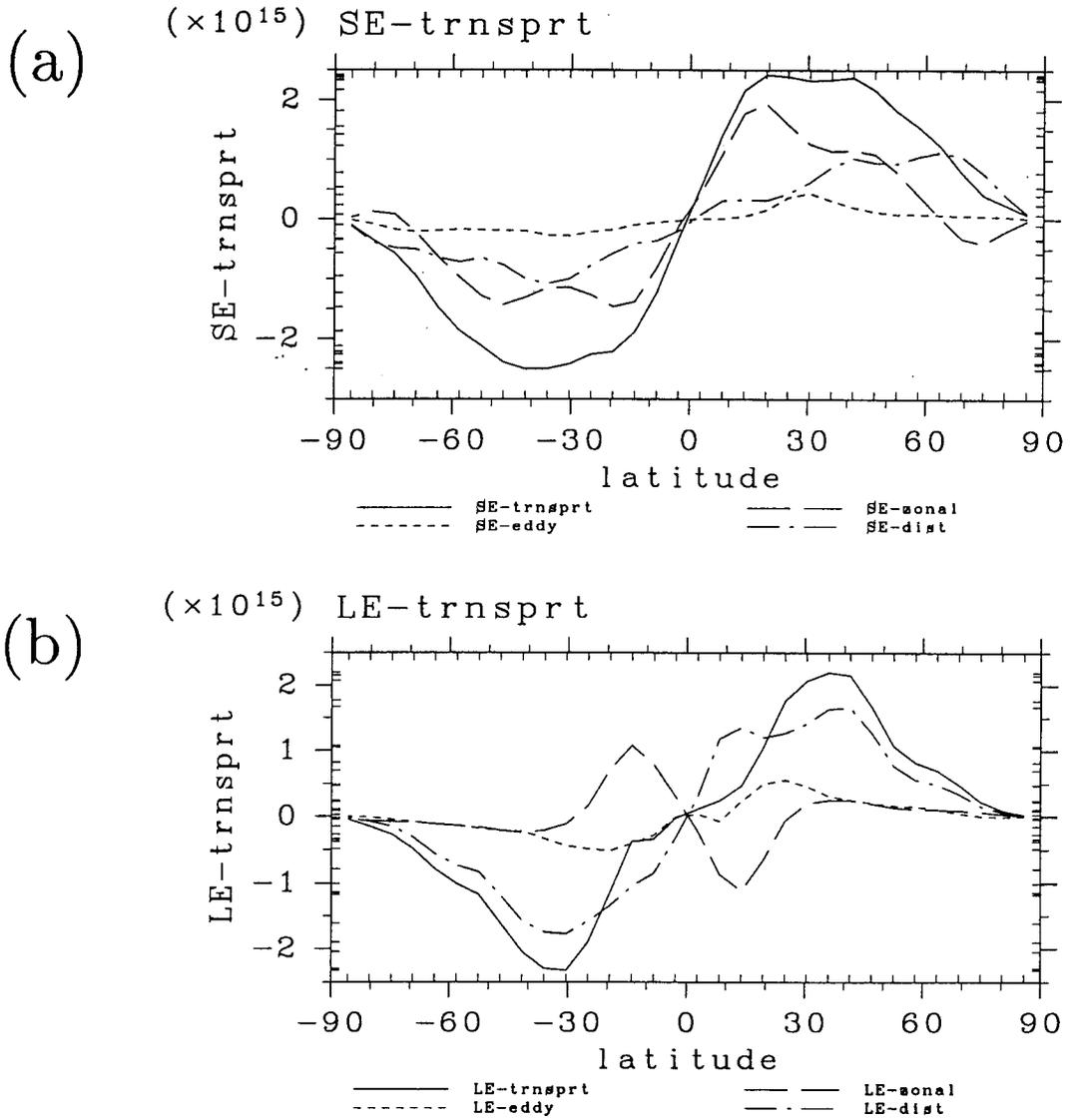


図 4.16: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送. (a): 乾燥静的エネルギー輸送. (b): 潜熱エネルギー輸送. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱による輸送を表す.

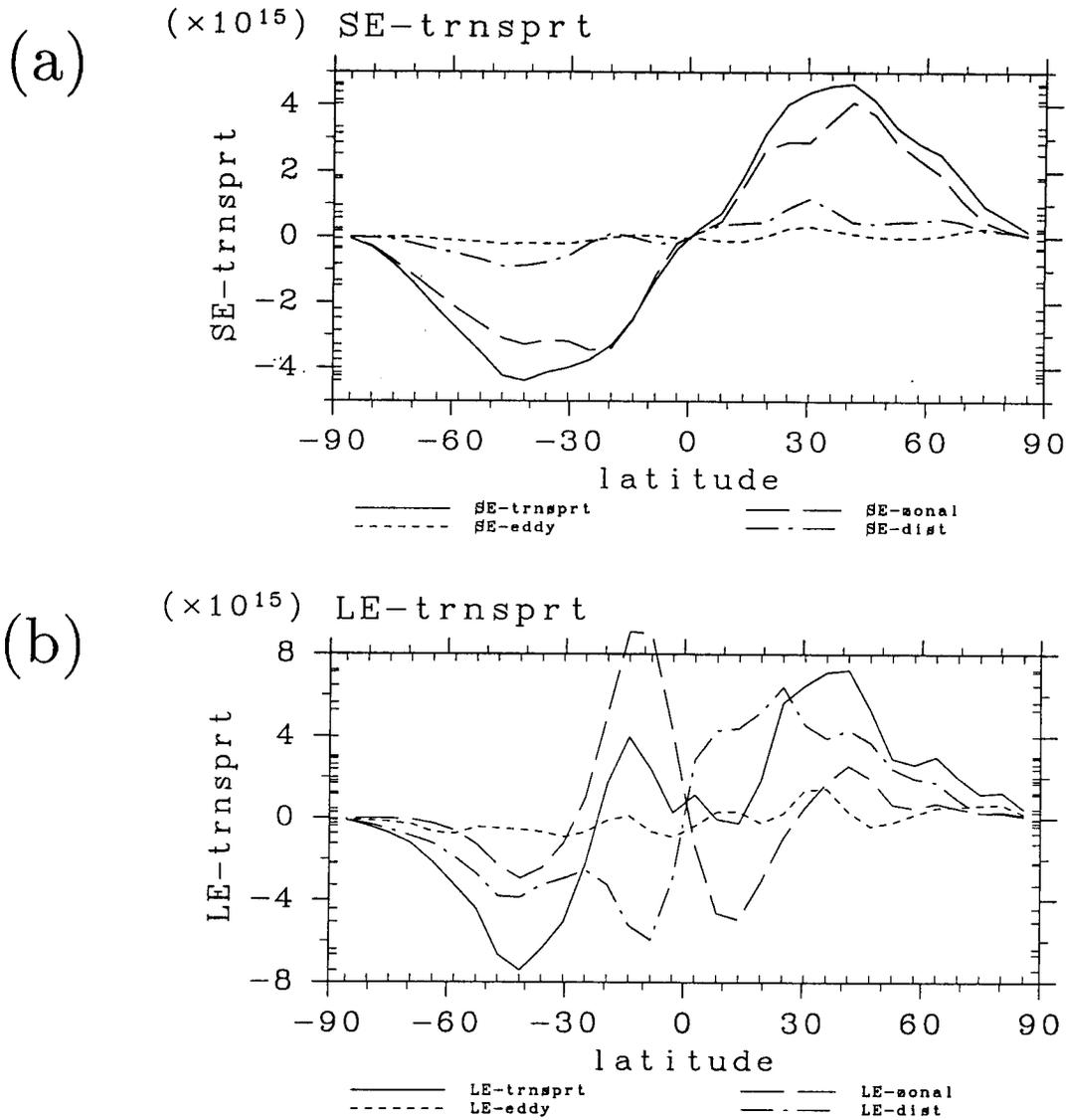


図 4.17: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送. (a): 乾燥静的エネルギー輸送. (b): 潜熱エネルギー輸送. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱による輸送を表す.

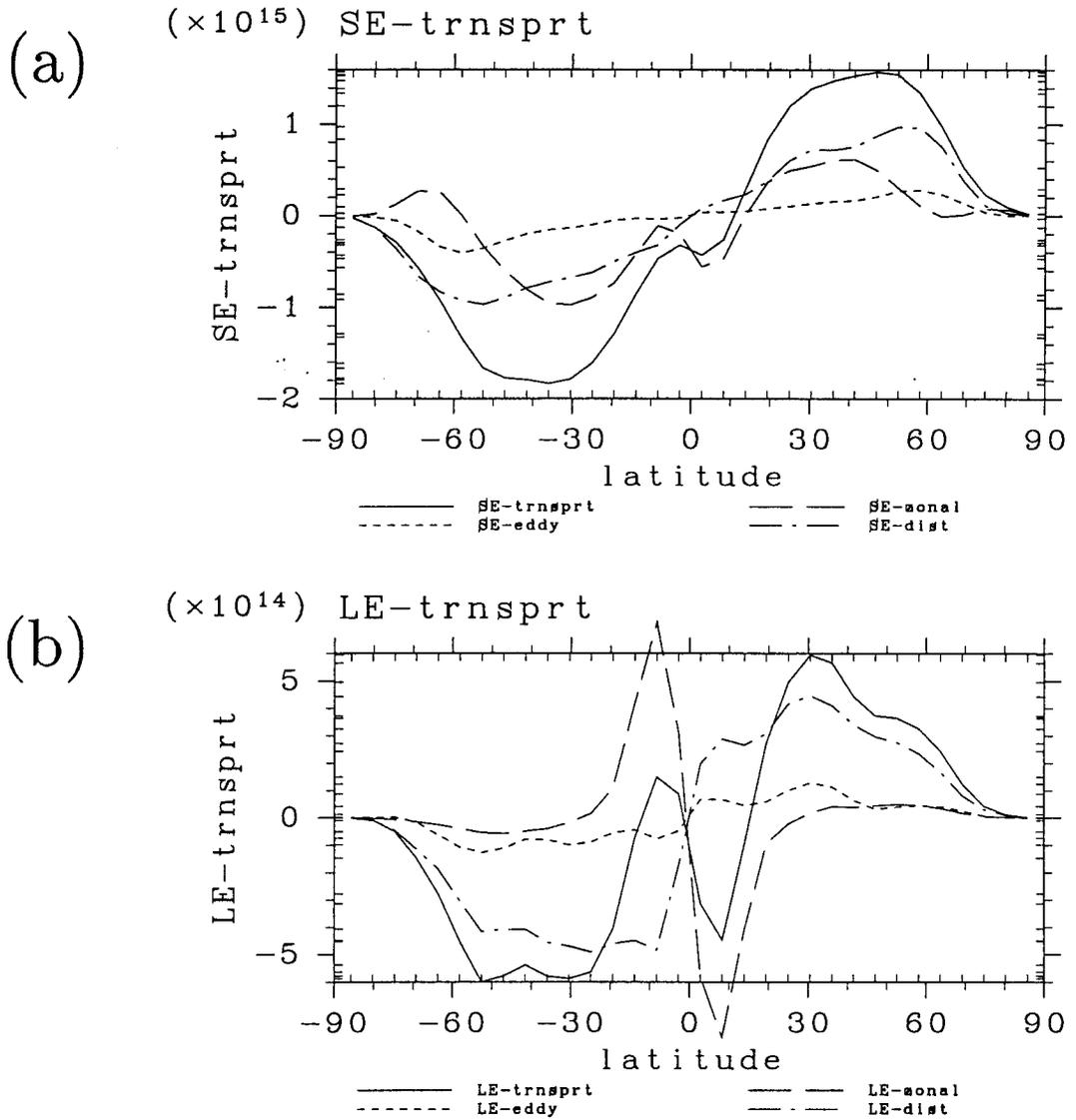
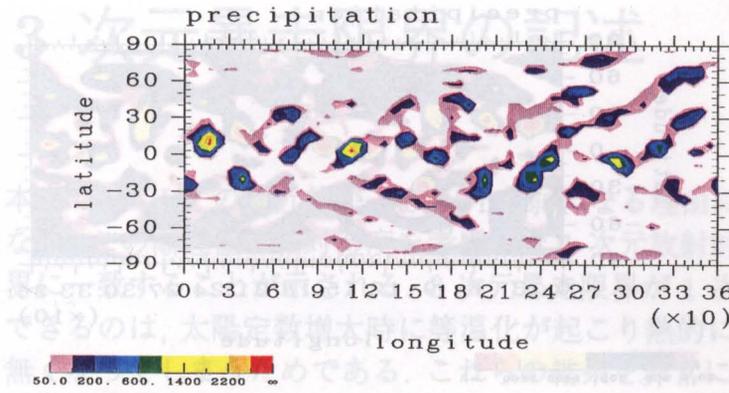


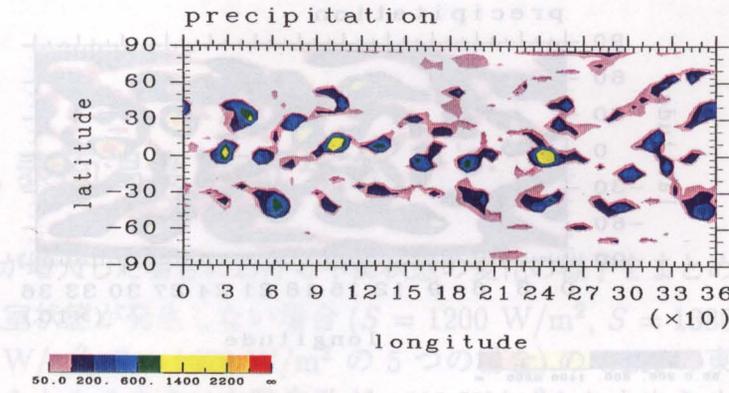
図 4.18: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送. (a): 乾燥静的エネルギー輸送. (b): 潜熱エネルギー輸送. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱による輸送を表す.

第5章

(a)



(b)



(c)

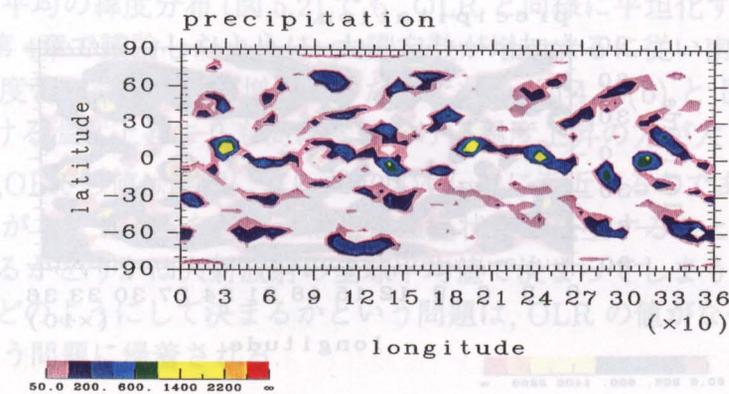


図 4.19: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の降水量水平分布の時間変化. (a): 1059 日目の降水分布. (b): 1063 日目の降水分布. (c): 1067 日目の降水分布.

第 5 章 3 次元暴走限界の記述

本章では OLR の漸近値が 400 W/m^2 弱になる理由についての考察を行なう。この漸近値は相対湿度を考慮した 1 次元放射対流平衡解の射出限界に一致することが示される。3 次元暴走限界が 1 次元系によって記述できるのは、太陽定数増大時に等温化が起こり熱的には南北方向に差が無くなってしまうためである。これらの結果を非常に簡単な 2 ボックスモデルによって記述することも試みる。また最後に水蒸気の吸収係数が 0 である場合の数値計算結果を用いて等温化をもたらす要因について考察を行う。

5.1 OLR, 表面温度 南北分布

ここで太陽定数が増大した場合における平衡状態の変化の様子をまとめておくことにする。

図 5.1 に暴走温室状態が発生しない場合 ($S = 1200 \text{ W/m}^2$, $S = 1380 \text{ W/m}^2$, $S = 1500 \text{ W/m}^2$, $S = 1550 \text{ W/m}^2$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ 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太陽定数が 1500 W/m^2 よりも大きくなると赤道付近の 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 も入射放射が増えるに従って徐々に増加し、 400 W/m^2 弱に漸近する。以上より、入射放射量が増大すると OLR の南北分布は平坦化することがわかる。

表面温度の東西平均の緯度分布 (図 5.2) でも、OLR と同様に平坦化する傾向があらわれている。これは、第 4 章で議論したように、太陽定数が増加するに従い南北潜熱エネルギー輸送が増大し高緯度帯で凝結加熱が増大するためである (図 4.13(b) と 図 4.14(b))。その結果、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。

以上の結果より、OLR の値は緯度によらず 400 W/m^2 に漸近するのであるから入射フラックスの全球平均値が 400 W/m^2 を超えれば暴走温室状態が発生することになると予想できる。つまり暴走するかどうかは入射放射の全球平均値で決まってしまうことになる。結局、3 次元暴走限界はどのようにして決まるかという問題は、OLR の値がなぜ 400 W/m^2 に抑えられるのかという問題に帰着される。

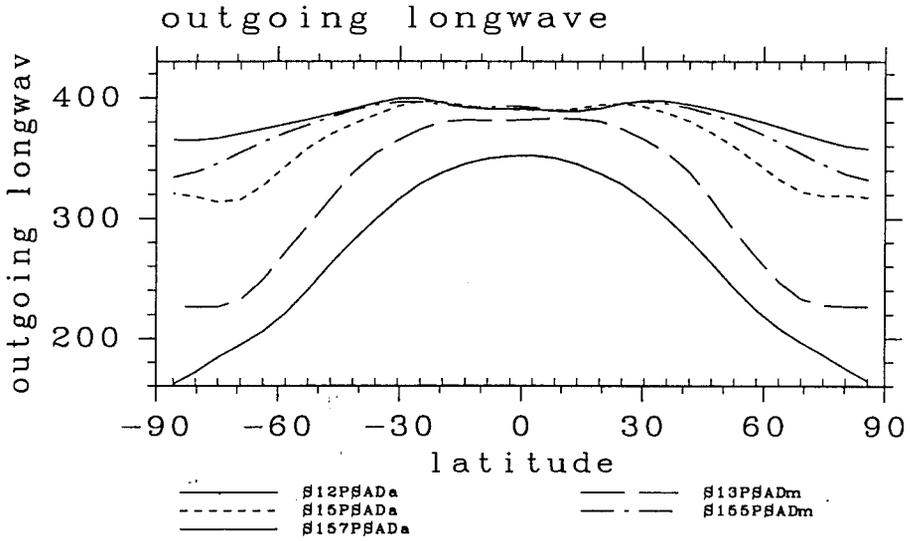


図 5.1: 暴走温室状態が発生しない場合の OLR 東西平均の南北分布. 上から順に, $S = 1200 \text{ W/m}^2$, $S = 1380 \text{ W/m}^2$, $S = 1500 \text{ W/m}^2$, $S = 1550 \text{ W/m}^2$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の 5 つの場合.

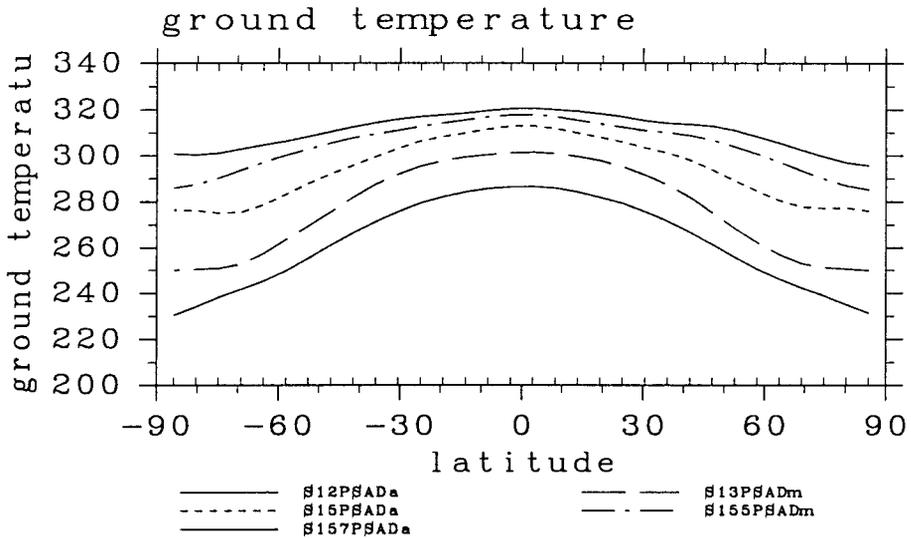


図 5.2: 暴走温室状態が発生しない場合の地表面温度東西平均の南北分布.

5.2 OLR 漸近値の解釈

ここでは 3 次元系における OLR の漸近値が何故 400 W/m^2 弱になるのか簡単な考察を行う。前節で示したように、入射エネルギー量が増加すると、表面温度、OLR とともに平坦化が起こる。この結果は南北方向の差が非常に小さくなることを示唆しており、1 次元平衡解を用いて暴走限界の値を記述することができそうである。付録 A でまとめたように、1 次元解における OLR の最大値は、成層圏フラックス通過条件か対流圏フラックス放出条件で規定される。以下ではこの 2 つの条件それぞれについて検討を行なう。

5.2.1 成層圏フラックス通過条件についての検討

OLR の漸近値 400 W/m^2 は付録 A にある成層圏フラックス通過条件から決まる Komabayashi-Ingersoll 限界に非常に近い。しかし、 385 W/m^2 という Komabayashi-Ingersoll 限界は圏界面が飽和している場合の限界である。3 次元計算で得られた結果では圏界面は飽和しておらず、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合では圏界面における相対湿度の値はせいぜい 0.1 である (5.2.2 節の議論参照。特に図 5.4)。圏界面における相対湿度が 0.1 の場合、成層圏フラックス通過条件で決まる射出限界は約 600 W/m^2 である (図 A.11)。これより 3 次元計算で得られた OLR の漸近値は成層圏フラックス通過条件で決まっているものではないことがわかる。従って、1 次元平衡解による記述が可能であるならば、OLR の漸近値は対流圏フラックス放出条件によって規定されているはずである。以下ではその可能性について検討する。

5.2.2 対流圏フラックス放出条件についての検討

対流圏フラックス放出条件について考えるので、暴走しないぎりぎりの状態である $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の熱帯域の鉛直構造を詳しく見ていくことにする。

温度の鉛直分布 (図 5.3) からは対流圏界面はおおよそ $\sigma \sim 0.01$ のレベルにあることがわかる。対流圏界面の上ではほとんど等温である。

図 5.4 には $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の赤道付近における相対湿度の鉛直分布を示す。上でも議論したように、1 次元系における各種射出限界の値は相対湿度に依存するのでこの分布が OLR を決める上でのポイントとなる。相対湿度は対流圏中層まではおおよそ 0.65、そこから圏界面まで減少し、0.1 となる。

次に OLR に対する各レベルの寄与を示す (図 5.6)。これは、各層から大気の上端まで到達する上向き放射フラックスの大きさの分布を示したものである。地表付近から出る放射は中層でほとんど吸収されてしまうので OLR にはほとんど寄与していない。この図の曲線が最大となるレベル、つまり、 $\log_{10} \sigma = -0.5$ 付近が OLR を決める上で最も重要なレベルであることがわかる。光学的深さ分布 (図 5.5) とも比較して見ると、 $\tau = 1 \sim 0.1$ の間のレベルからの寄与がもっとも大きいことがわかる。

以上の結果をもとに、相対湿度の値を 3 次元計算で得られた値 65 % 固定した 1 次元平衡解 (付録 A) と 3 次元計算結果とを比較してみることにする。図 5.7 は 3 次元計算結果と平衡解の鉛直温度構造を重ねて書いたものである。 $\tau = 1$ となるレベル付近の温度構造は、

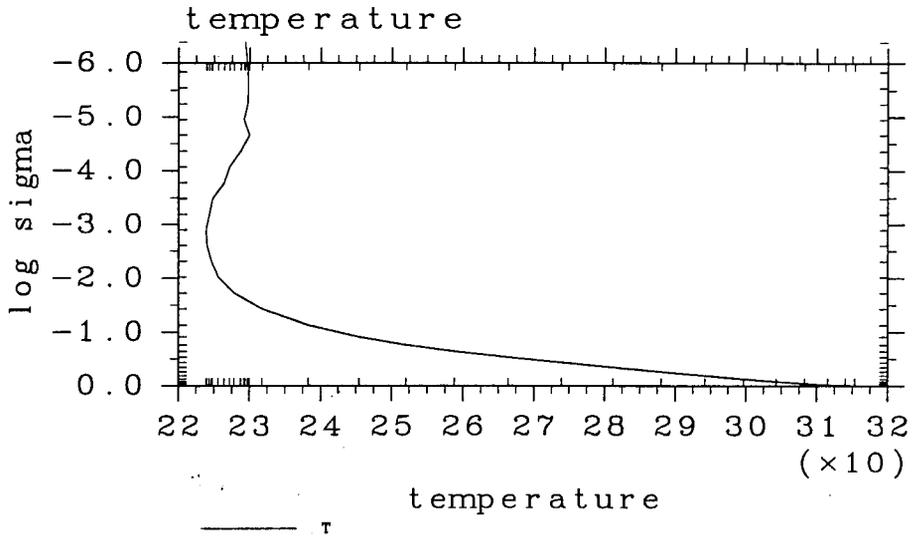


図 5.3: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の緯度 2.77 における温度の東西平均の鉛直分布. 950 日から 1000 日の積分.

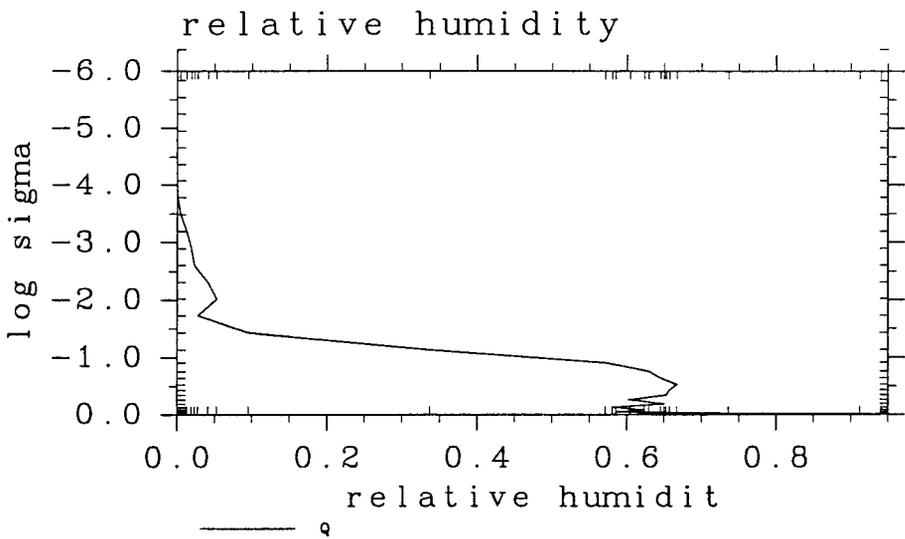


図 5.4: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の緯度 2.77 における相対湿度の東西平均の鉛直分布. 950 日から 1000 日の積分.

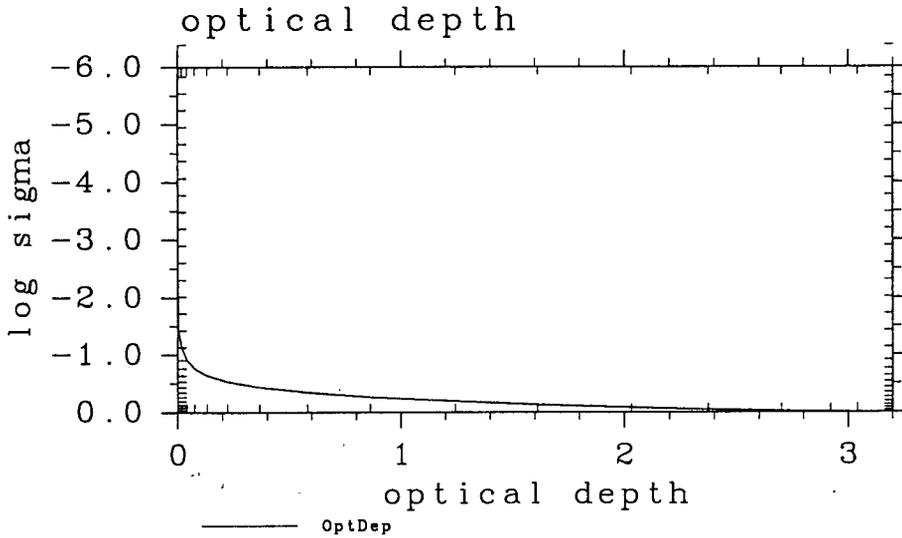


図 5.5: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の緯度 2.77 における光学的厚さの東西平均の鉛直分布. 950 日から 1000 日の積分.

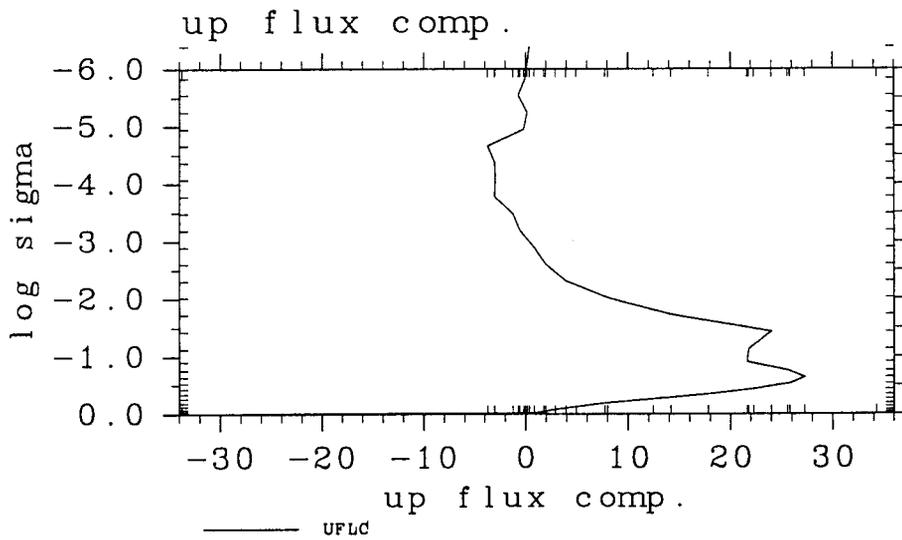


図 5.6: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の緯度 2.77 における OLR に対する各レベルの寄与. 950 日から 1000 日の積分.

ほとんど湿潤断熱温度勾配で決まっていることがわかる。また、平衡解の OLR の上限値は 390 W/m^2 程度になり (図 A.12), 3次元系の暴走限界の値とほぼ一致する。1次元計算で 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対流圏フラックス放出条件で決まってしまうことになる。

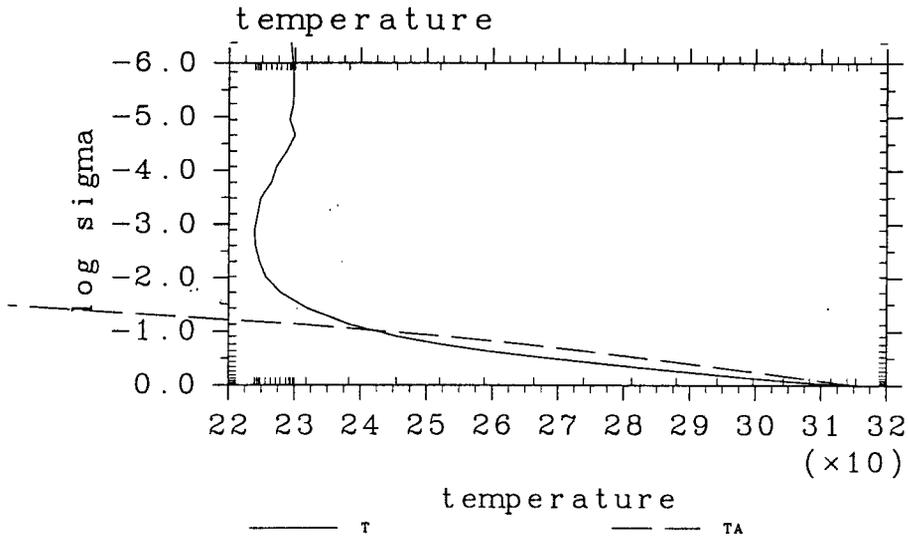


図 5.7: 3次元計算で得られた温度鉛直構造 (実線) と大気下端温度から引いた 1次元放射対流平衡解の鉛直温度構造 (破線)。

5.3 2 ボックスモデルによる記述

この節では 3次元計算で得られた平衡状態を非常に簡単な形で記述することを行なう。ここで用いる簡単モデルではエネルギー輸送量を決める上で非常に粗い近似を行なっており, 更に計算結果にあうようにパラメータを選んでいる。この問題点は致命的ではあるが, それでもなお 3次元暴走限界の決まり方の一般性について考察を行うことを試みる。

5.3.1 3次元計算結果再検討

図 2.1 と図 4.13 の OLR を比較してみればわかるように, 平衡状態に達することができる場合は低緯度側で正味の加熱, 高緯度側で正味の冷却が起こっている。その差額は南北エネルギー輸送によって補償されている。南北エネルギー輸送の形態は図 4.16 などで示したようになっており, 輸送量の最大値は太陽定数の値によらず緯度 45° 付近に位置している。以上の結果を見ると, 大気をエネルギー輸送量のピークを境にして 2つの領域に分けて考えることができそうである。この見方をもとに 3次元計算で得られた状態についてエネル

ギー輸送量が最大となる緯度 45° を境界として、境界の低緯度側と高緯度側におけるエネルギーフラックスの領域平均値を示したものが表 5.1 ~ 表 5.3 である。この表には領域平均した相対湿度の値 (R_h) も示してある。また、ボックス間のエネルギー輸送量をそれぞれのボックスの面積で割ったものを「輸送」として示してある。太陽定数が増大するに従い、エネルギー輸送量が増加し、その結果表面温度と OLR の南北差が減少するという結果が端的に現れていると言える。

物理量	低緯度ボックス	高緯度ボックス
SSR (W/m^2)	386.8	243.4
T_g (K)	296.6	268.4
E (W/m^2)	105.8	8.9
SLR (W/m^2)	240.6	231.3
sens (W/m^2)	40.4	3.7
OLR (W/m^2)	370.0	282.0
R_h	0.7 ~ 0.8	0.8 ~ 0.9
輸送 (W/m^2)	-23.6	57.0

表 5.1: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の 2 ボックス収支。SSR は入射太陽放射フラックス、 T_g は表面温度、E は蒸発フラックス、SLR は表面放射フラックス、sens は顕熱フラックス、OLR は大気上端における上向き放射フラックス、 R_h は対流圏中層における相対湿度、「輸送」はボックス間のエネルギー輸送をボックス面積で割ったもの。

物理量	低緯度ボックス	高緯度ボックス
SSR (W/m^2)	440.1	277.0
T_g (K)	317.4	307.2
E (W/m^2)	276.9	106.9
SLR (W/m^2)	131.6	155.0
sens (W/m^2)	31.5	15.0
OLR (W/m^2)	392.9	379.2
R_h	0.65 ~ 0.75	0.90 ~ 0.95
輸送 (W/m^2)	-62.6	151.2

表 5.2: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の 2 ボックス収支。

物理量	低緯度ボックス	高緯度ボックス
SSR (W/m ²)	336.4	211.7
T _g (K)	280.2	255.6
E (W/m ²)	29.1	-0.82
SLR (W/m ²)	286.9	222.7
sens (W/m ²)	20.4	-10.1
OLR (W/m ²)	3.26	239.0
R _h	0.7 ~ 0.8	0.85 ~ 0.95
輸送量 (W/m ²)	-11.5	27.9

表 5.3: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の 2 ボックス収支.

5.3.2 簡単モデル

上のイメージを簡単なモデルにおいて再現することを考える. 図 5.8 に示したような, 低緯度ボックスと高緯度ボックスから成る系を考える. 低緯度側のボックスでは正味の加熱が, 高緯度側では正味の冷却が起こり, 2つのボックス間ではエネルギー輸送が存在するものとする. ボックスの境界を与える緯度 φ_B は変化しないとし, 低緯度ボックスの面積を A_1 , 高緯度ボックスの面積を A_2 とする. 各ボックスは, 大気と比熱が 0 である地表面から成る. 非常に簡単に各ボックス内において物理量は水平方向には一定, 鉛直構造は 1 次元放射対流平衡解によって決定されるものとする. このモデルは, Pierrehumbert (1995) のモデルと良く似たものである. 彼のモデルと異なる点は, 大気温度と表面温度を別々に決める点である. Pierrehumbert (1995) では大気下端温度は表面温度よりも 1 K 低いものと仮定されている. しかし, この仮定は太陽定数が増えた場合には不適切である. 数値計算の結果によれば, 大気下端温度と表面温度の差は太陽定数の値によって変化するからである. 以下では, この簡単系において各ボックス内の物理量の平均値がどのようにして決まるかを考察することにする.

定常状態を考えた場合, 各ボックスにおいて表面温度の式と湿潤静的エネルギーの式を領域平均すると次の式が得られる.

$$0 = SSR - sens - SLR - E \quad (5.1)$$

$$0 = E + SLR - OLR + sens - F_j \quad (5.2)$$

SSR は入射太陽放射フラックス, sens は顕熱フラックス, SLR は地面放射フラックス, E は蒸発フラックス, OLR は大気上端における赤外放射フラックス, F_j はボックス間で輸送される湿潤静的エネルギーを水平平均したものである. 各項はそれぞれ次のようにして決まるものとする.

- SSR.

図 2.1 で示した入射分布を用いて各ボックスで領域平均した値を与えることにする.

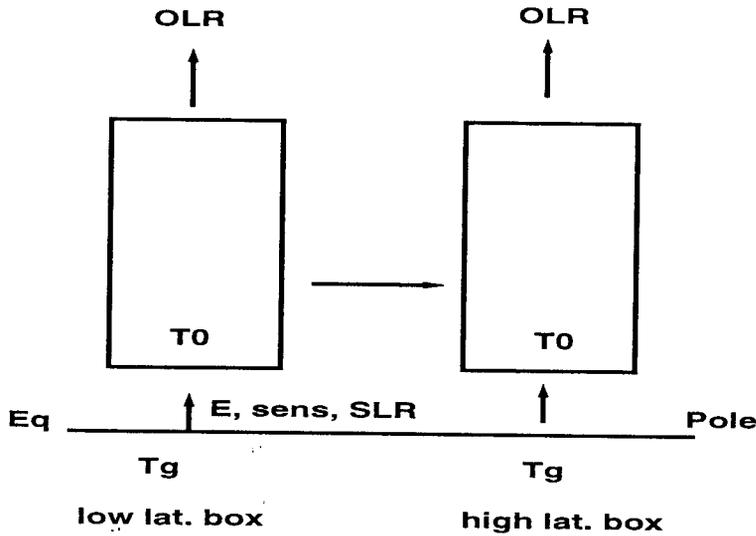


図 5.8: 2 ボックスモデルで考える系.

- E と sens.
3次元モデルで用いるバルク法のスキームと全く同じものを用いて評価する. 地表風の大きさは与えることにし 2 m/sec とする.
- OLR と SLR.
OLR と SLR は 1次元放射対流平衡解を仮定して求めることにする. 1次元平衡解は付録 A と全く同様にして求める. その際, 相対湿度の値は与えることにする. 低緯度ボックスにおいても高緯度ボックスにおいても 60% とする. これは, 暴走限界が 3次元計算で得られたものとはほぼ同じ値になるように選んだものである.
- 水平エネルギー輸送 F_j .
エネルギー輸送量はそれぞれのボックスの対流圏における湿潤静的エネルギーの鉛直積分値 s_j の差に比例し, 次の式で与えられると考える.

$$F_j = k \cdot (s_1 - s_2) / A_j \quad (5.3)$$

表 5.1 などで見られているエネルギー輸送は傾圧不安定や CISK などによって生じる擾乱によっている. 従って, 本来ならばこれらの擾乱などによるエネルギー輸送を評価し比例定数は決めるべきものである. しかしここでは $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の結果と合うように決めることにする.

このモデルにおける変数は, 各ボックスにおける表面温度 T_g と大気下端温度 T_1 である. 上で指定したパラメタリゼーションのパラメータを除けば, モデルに与えるべき外部パラメータは, 太陽定数, ボックス境界を与える緯度, 各ボックスの相対湿度の 4 つである. こ

これらの外部パラメータを変化させて平衡状態を与える T_g, T_1 を求めることにする. その計算方法は, 初期推定値の T_g, T_1 から出発し, $SSR - SLR - E - sens > 0$ となる場合に表面温度の値を少し上げる, という調節を繰り返すものである. 大気コラム及び表面の式の残差が 1 W/m^2 以下になった場合に平衡解が求められたと判断する.

5.3.3 ボックス境界が緯度 45° の場合の結果

$\varphi_B = \pi/4$ の場合について考える. この場合, $A_1 = 1.82 \times 10^{14} \text{ m}^2$, $A_2 = 0.754 \times 10^{14} \text{ m}^2$ となる. その結果は以下ようになった.

まず, 表面温度については, 図 5.9 に示したように太陽定数が大きくなるほど南北温度差は減少する. これは輸送量が増大するためである. 南北温度差は減少するが, 温度が上昇することにより潜熱エネルギー量の差, 従って湿潤静的エネルギーの差が増大することにより南北エネルギー輸送量が増加する.

次に, 暴走限界については 3 次元計算の場合と同様 $S = 1600 \text{ W/m}^2$ となった. $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ とすると平衡解が求められなくなり, 暴走温室状態が発生する. このモデルにおいても入射放射の平均値が相対湿度を考慮した 1 次元平衡解の射出限界を越えると暴走温室状態が発生することになる.

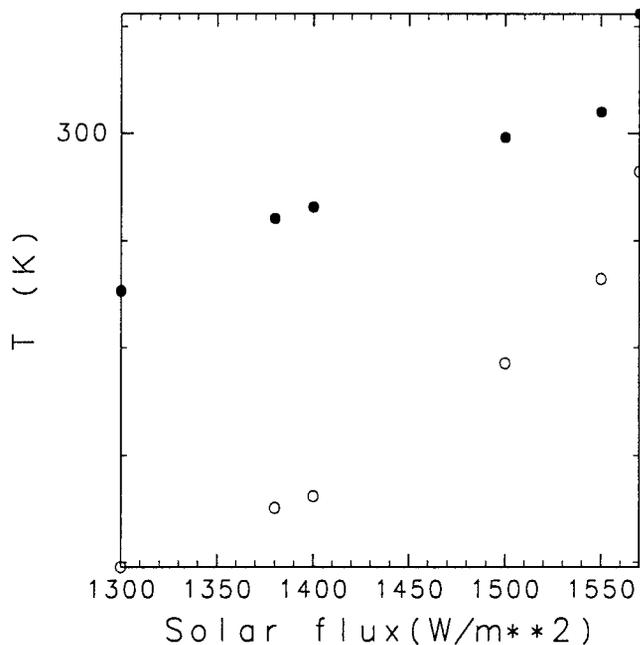


図 5.9: 2 ボックスモデルで得られた表面温度. 黒丸が低緯度ボックスの表面温度, 白丸が高緯度ボックスの表面温度を表す. 縦軸の目盛は 10 K 毎に打ってある.

地表面の熱収支に関しては, S が増加するにつれて蒸発が増大する (図 5.10). 第 4 章でも述べたように, 大気が光学的に厚くなるため表面放射フラックスは非常に小さくなる. 太

陽定数が小さいうちは蒸発フラックスよりも放射フラックスの方が卓越するが、 $S = 1550$ W/m^2 程度で逆転が起こる。

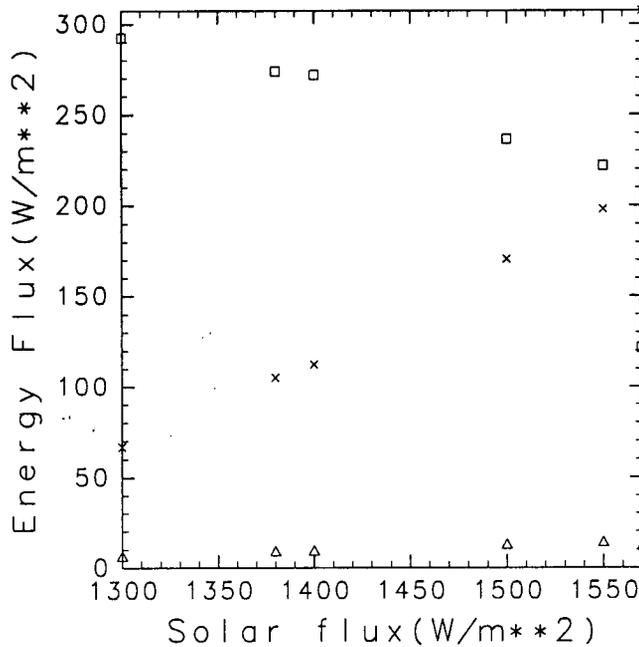


図 5.10: 高緯度ボックスにおける表面熱収支. ×が潜熱フラックス, □が正味放射フラックス, △が顕熱フラックスを表す.

以上より, この簡単モデルにおいても 3 次元計算結果で得られた特徴を良く再現しており, いわば第 0 近似的には, 大気の平衡状態はこのモデルで記述されるように決まっていると考えて良さそうである. ただし, 南北温度差の大きさは 3 次元計算と似た値を与えてはいるが, 表面温度の値は 3 次元計算結果と異なっている. これは, それぞれの場合において相対湿度の値が異なっているためである. 太陽定数を変化させたそれぞれの場合について相対湿度の値を計算結果で出てきた値に選べば温度の値も再現することはできるが, 相対湿度がどのように決まっているのかについても考察を行なう必要はあろう. これについては今後の課題である.

5.3.4 パラメータを変えた場合の結果

このモデルを敷衍することを考えてみる. 例えば, 惑星の大きさや自転角速度が変化することにより輸送量のピーク位置がずれた場合に暴走限界がどのように変化するか予想してみることにする. ボックス境界を 80° としと同様の計算を行なった結果, 暴走限界は変わらないことがわかった. ボックス境界を 8° とした場合には暴走限界は $1650 \text{ W}/\text{m}^2$ となった. また, 入射放射分布による違いを予想するため, 春分あるいは秋分の入射放射分布を与えた場合についても計算を行なった. その場合でも暴走限界は入射放射量の平均値で

決まることも確認された。これより、南北熱輸送の形態が大きく変化しない限り暴走限界の値は入射放射の全球平均値で決まると考えて良さそうである。

5.4 水蒸気の吸収係数を 0 にした実験

5.4.1 目的

これまで議論してきたように、太陽定数が増大すると低緯度ボックスと高緯度ボックスに入射する太陽放射量差は大きくなるにもかかわらず、南北温度差は減少する。このために3次元暴走限界は1次元放射対流平衡解の存在条件で記述することができると言える。これまでの結果を見る限り、等温化の要因として南北エネルギー輸送の増大が強く示唆される。エネルギー輸送量を増大させる要因としては、例えば次の2つが考えられる。

1. 入射量の差が増大することにより擾乱活動が活発になりエネルギー輸送が増大する。
2. 低緯度側で OLR の値が抑えられてしまうためその結果熱を輸送せざるを得ない。

この2つの効果を切り分けるには、OLR に上限値が存在しない設定で計算を行ってみれば良い。その場合でも等温化が起こるのであれば上の1の効果が重要であることが示唆される。逆に、等温化が起こらないのであれば上の2の効果が本質的であることが確認されることになる。

OLR に上限値が存在しない状況として一つ考えられるのは、水蒸気の吸収係数 κ_v が0となる場合である (Nakajima *et al.*, 1992)。ここでは、水蒸気の吸収係数 κ_v を0、乾燥空気の吸収係数 κ_n を0.0001とした場合において太陽定数を増加させ等温化が起こるかどうかが調べることにする。このパラメータ値を用いると $S = 1380 \text{ W/m}^2$ を与えた場合には $T_g \sim 280 \text{ K}$ となり前節までの結果との比較を行う上で適当であると考えられる。

5.4.2 結果

吸収係数を変更した以外はこれまでと全く同じ設定で計算を行なった。太陽定数の値については、 1200 W/m^2 、 1380 W/m^2 、 1570 W/m^2 の3通りの値を与えることにする。積分時間は500日とした。

図5.11に吸収係数を0にした場合について表面温度南北分布の太陽定数依存性を示す。太陽定数の値によらず南北温度差はほぼ25Kである。図5.2とは異なり太陽定数が増加しても等温化は起こらない。この南北温度差の大きさは、Nakajima *et al.* (1992)の図8から得られる $T_g - \text{OLR}$ 関係とほぼ整合的である。

それぞれの場合における温度、速度、湿度の子午面分布を図5.12～図5.17に示しておく。温度分布については第4章で示した結果と同様のパターンを示す。しかし、循環場は南北非対称となっている。

次にエネルギー輸送の状態を見てみることにする。 1380 W/m^2 、 1570 W/m^2 のどちらの場合にも、エネルギー輸送量のピーク値は顕熱も潜熱もともに 10^{15} W のオーダーである。

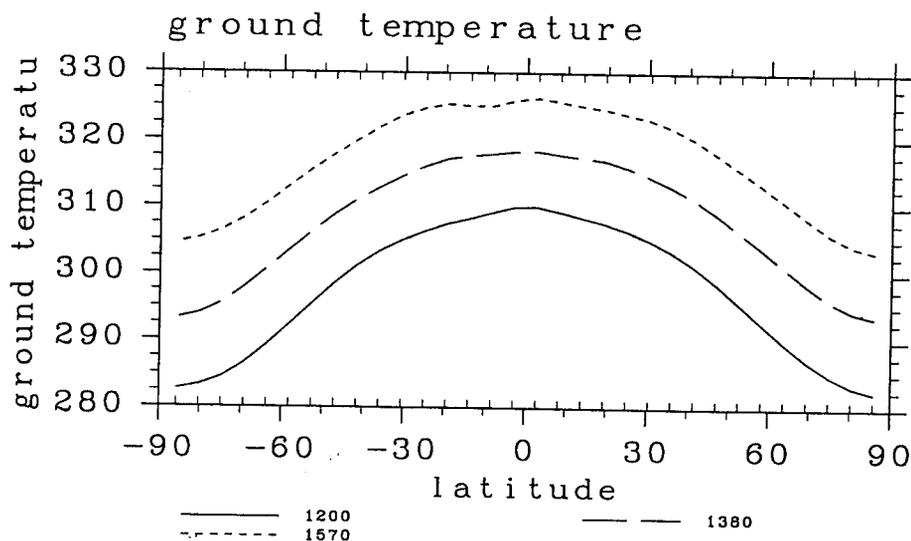


図 5.11: $\kappa_v = 0$ の場合の南北温度差. 上から順に, $S=1570 \text{ W/m}^2$ の場合, $S=1380 \text{ W/m}^2$ の場合, $S=1200 \text{ W/m}^2$ の場合.

図 4.16, 図 4.17 と比較して太陽定数が増加しても南北エネルギー輸送量は増加していないことがわかる. なお, 顕熱輸送分布においては南北非対称性が顕著になっている. これは循環場の南北非対称な分布に対応するものと考えられる. しかし, 顕熱輸送量と潜熱輸送量を足した全エネルギー輸送量分布ではほぼ南北対称になっており (図は示さない), 全エネルギー輸送量では南北対称では差はない. 太陽放射は南北対称であるのにエネルギー輸送の内訳に非対称性が生じてしまうという結果も興味深い問題ではあるが, その原因に関して詳しい調査はまだ行っておらず, 今後の課題である.

以上より, 水蒸気の吸収係数を 0 にした場合には太陽定数が増加しても南北温度差は減少しないことが示された. これより, 前節まで示した結果における南北温度差減少には, 赤道域で OLR の値が頭打ちになってしまうこと, 乱暴な言い方をすれば赤道で暴走温室状態が発生することが本質的な役割をはたしているとし唆される.

5.5 まとめ

3次元暴走限界の値は, 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る. 太陽定数が増大すると, 赤道域における射出量は頭打ちになり, 南北方向に等温化が起こるためである. ここで行った計算では, 相対湿度は約 60%, 暴走限界は 400 W/m^2 弱となった. この結論は南北熱輸送の形態が大きく変わらない限りは常に成り立つものと想像されるが, 実際に種々のパラメータスタディを行なって確認する必要がある. また, 射出限界の値は相対湿度に大きく依存するので, 暴走限界を正確に理解するためには相対湿度分布がどのようにして決まるかを解決しなければならない.

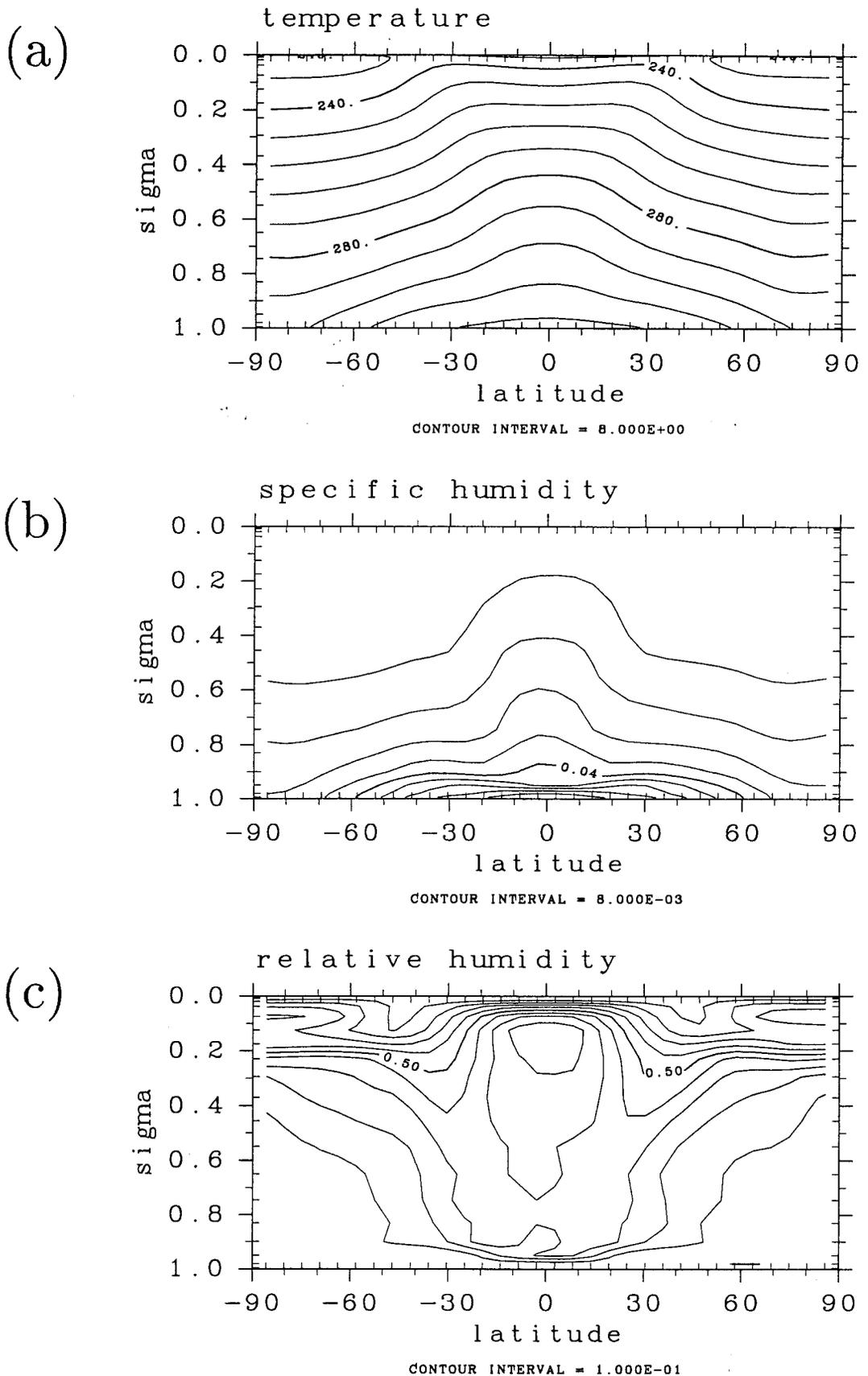


図 5.12: $\kappa_v = 0$, $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

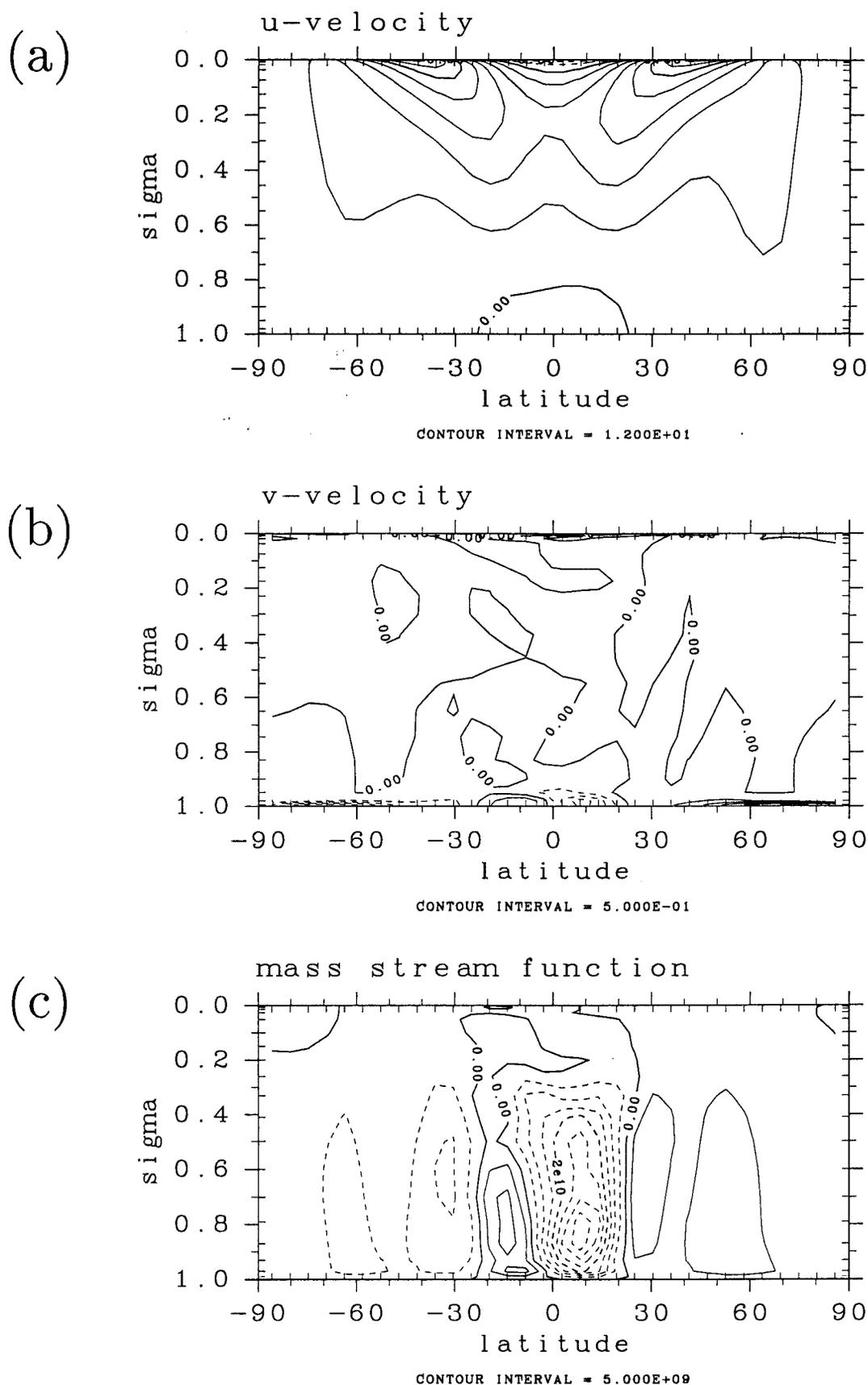


図 5.13: $\kappa_v = 0$, $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

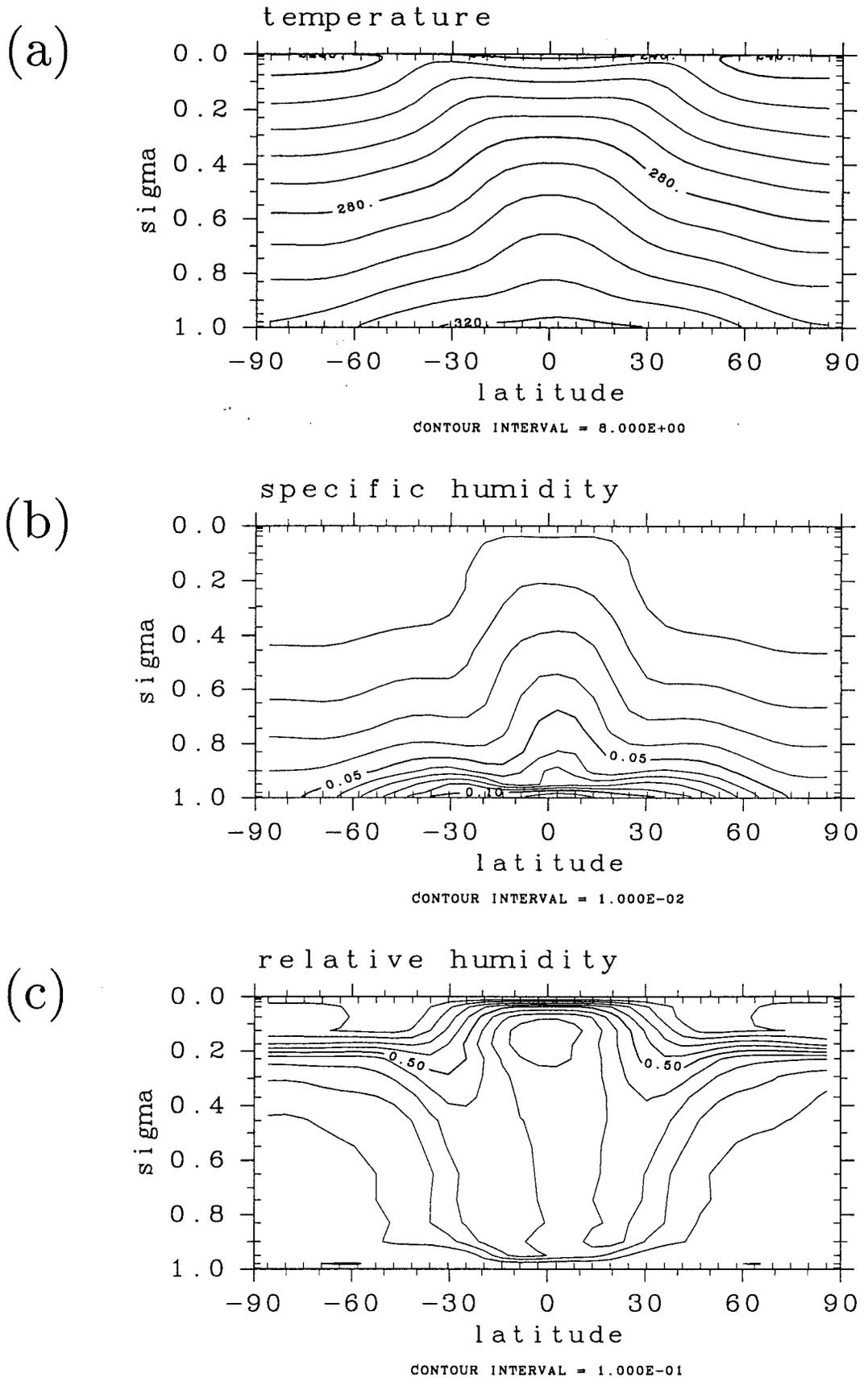


図 5.14: $\kappa_v = 0$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

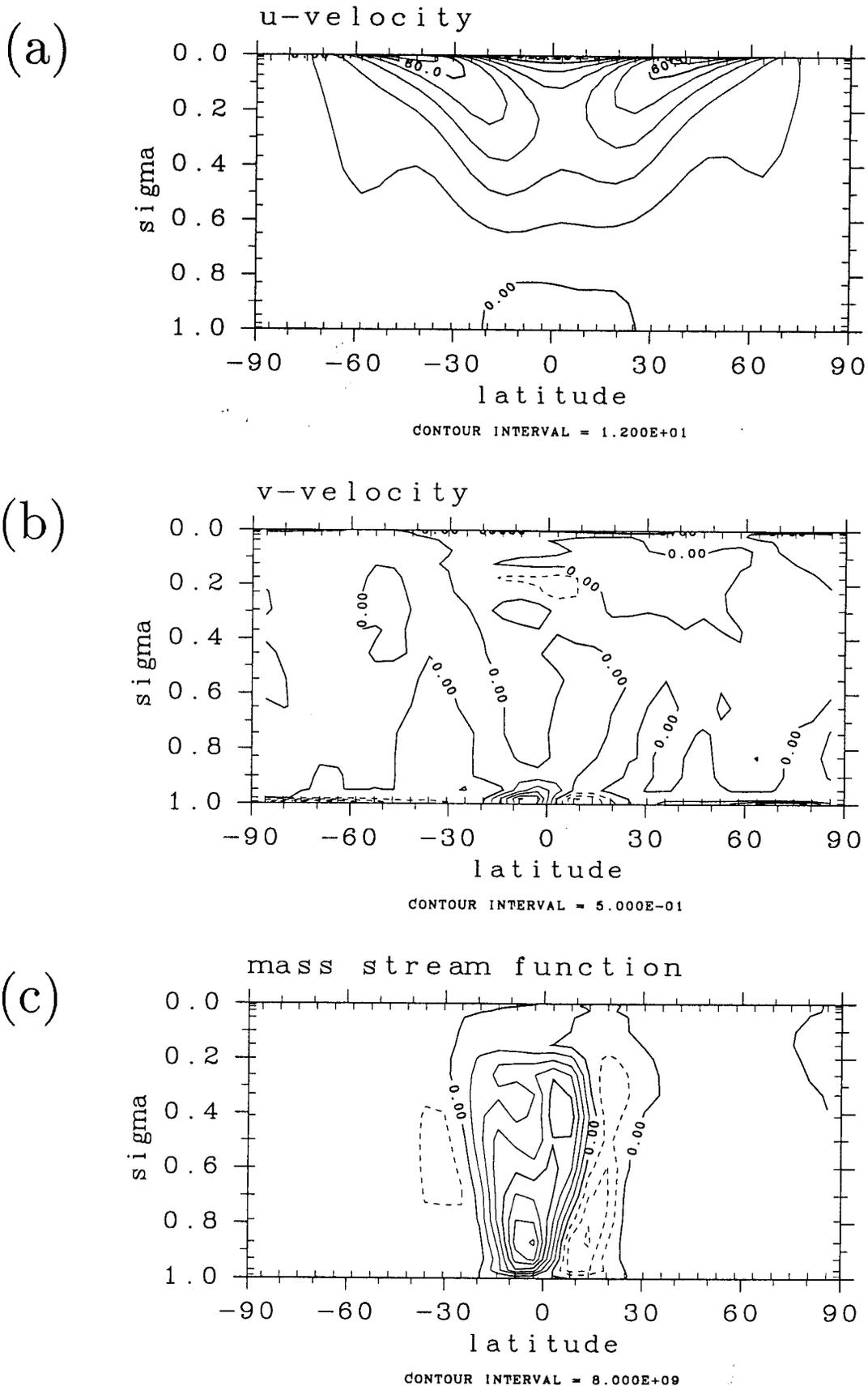


図 5.15: $\kappa_v = 0$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

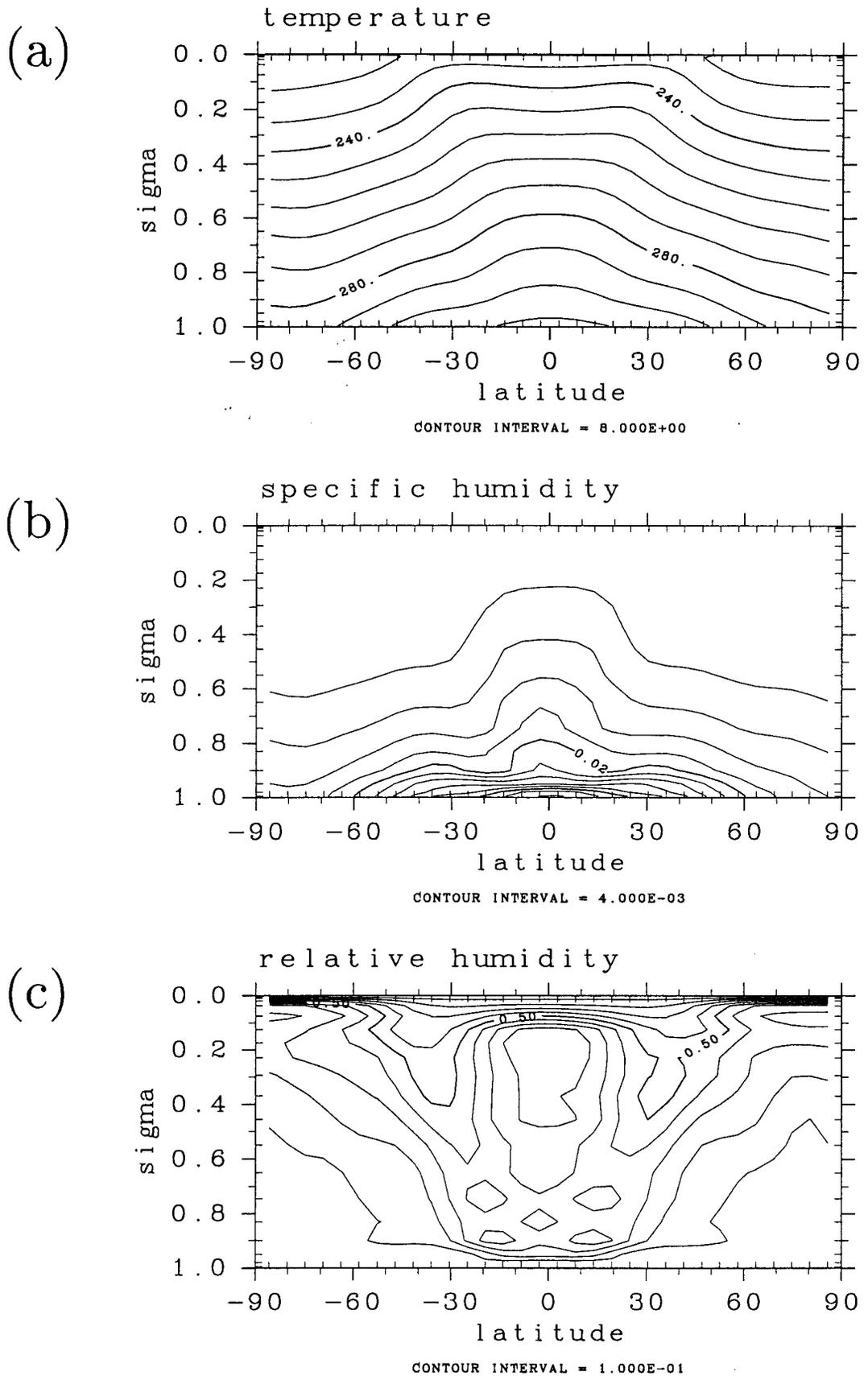


図 5.16: $\kappa_v = 0$, $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

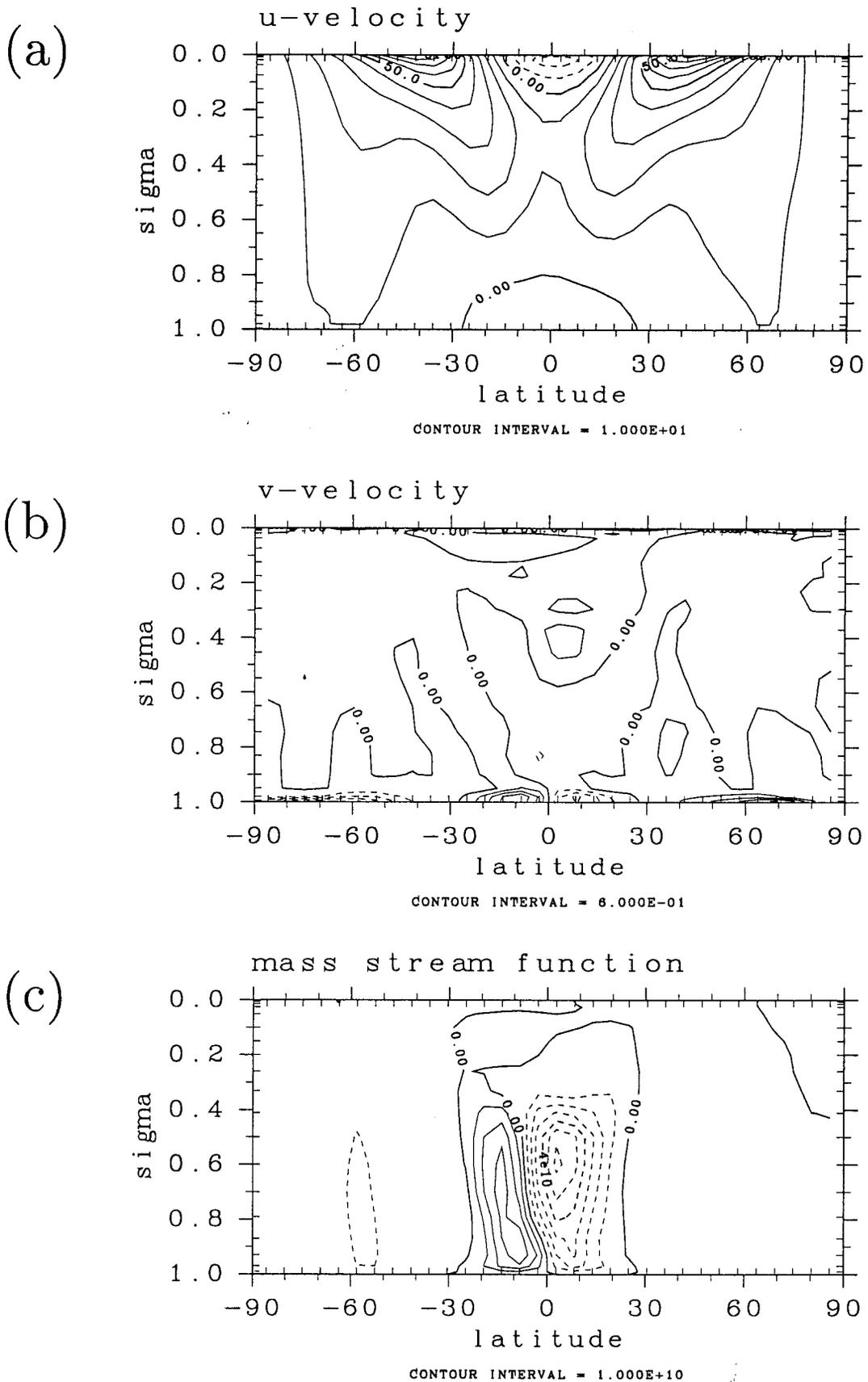


図 5.17: $\kappa_v = 0$, $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

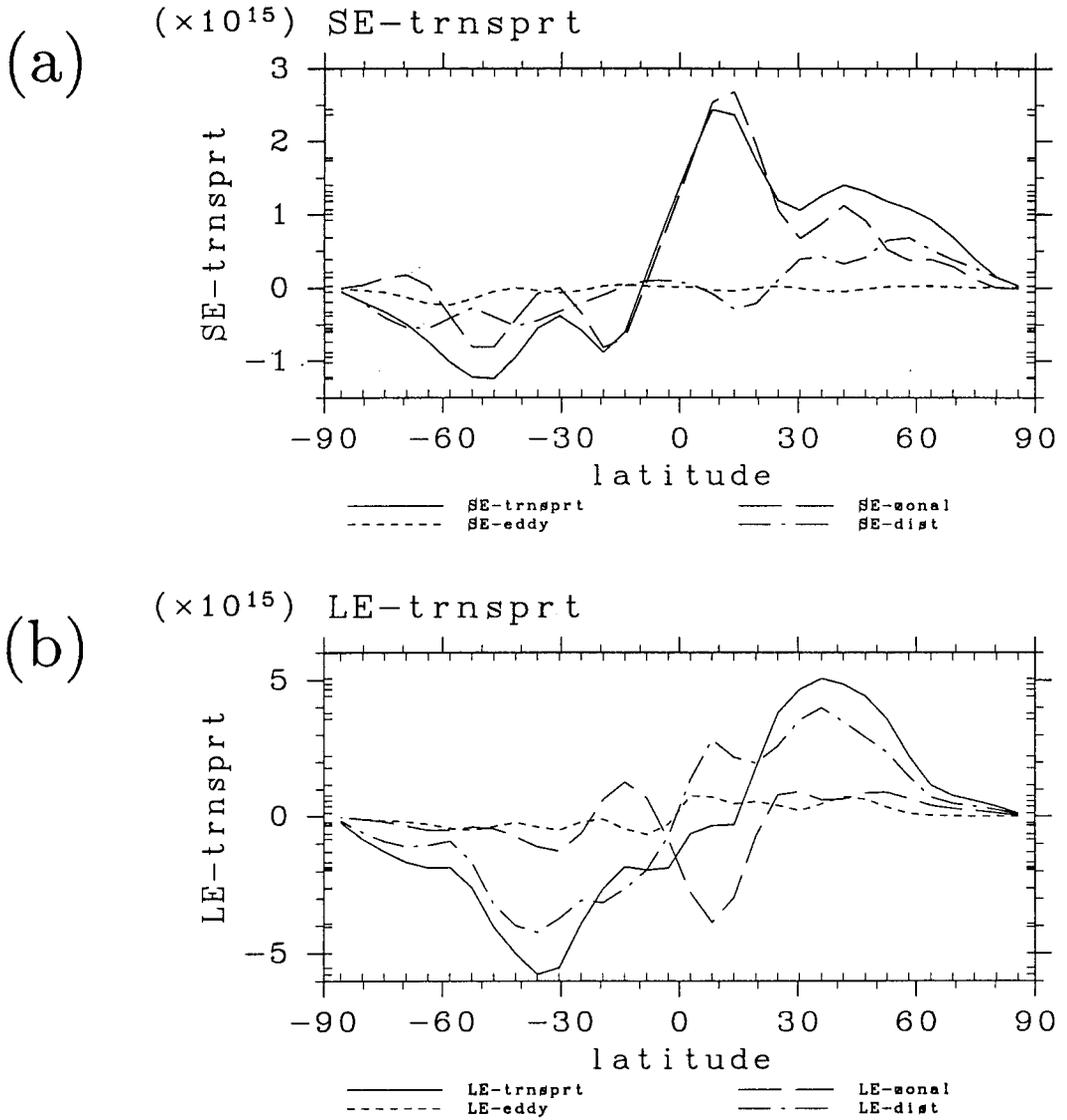


図 5.18: $\kappa_v = 0$, $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送. (a): 乾燥静的エネルギー輸送. (b): 潜熱エネルギー輸送. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱による輸送を表す.

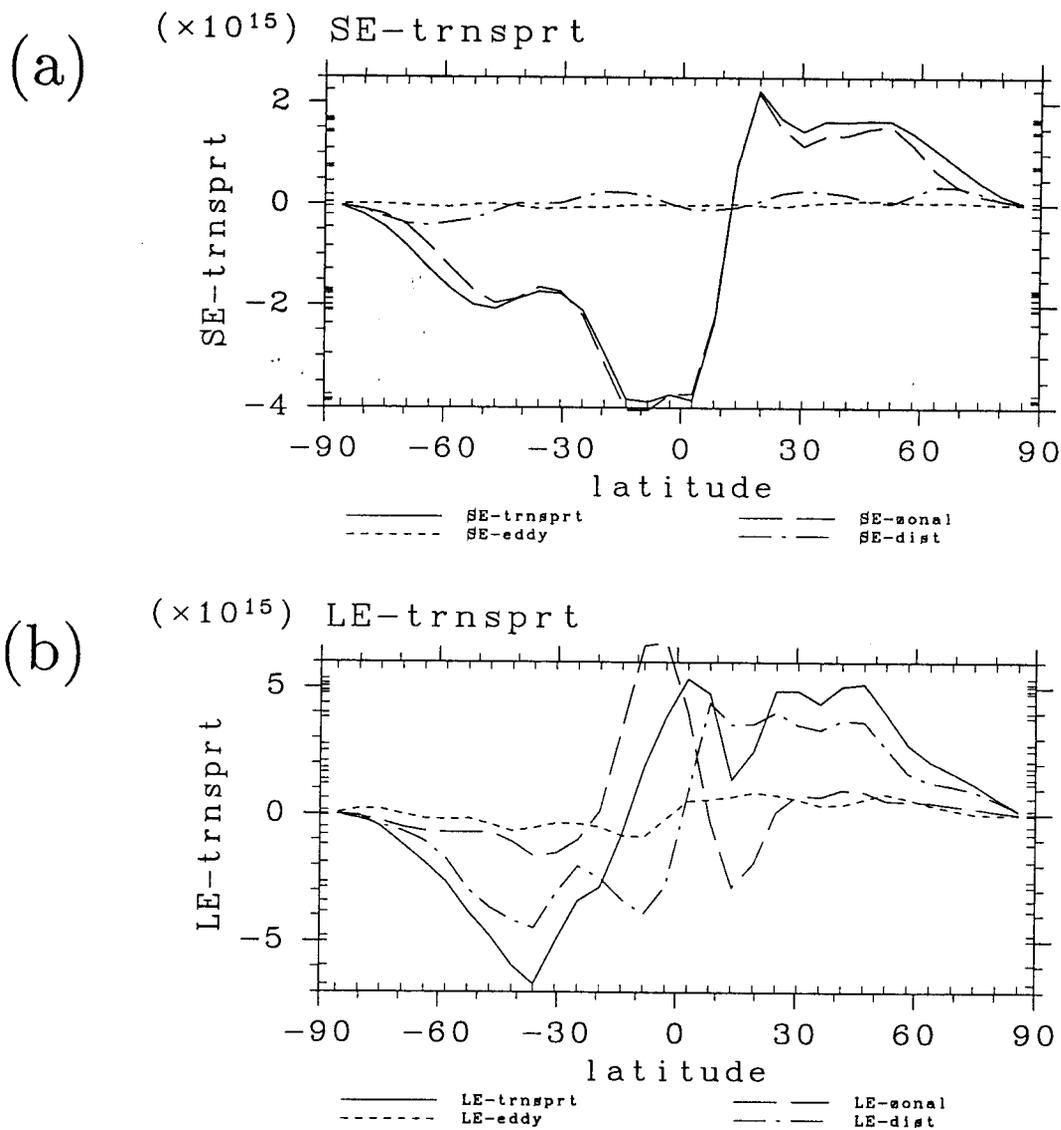


図 5.19: $\kappa_v = 0$, $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送. (a): 乾燥静的エネルギー輸送. (b): 潜熱エネルギー輸送. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱による輸送を表す.

第 6 章 暴走温室状態の大気構造

本章では暴走温室状態の熱力学的状態及び循環構造を調べる。 $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の結果を示すことにする。暴走温室状態においては、入射するエネルギーフラックスのほとんどすべてが蒸発フラックスの形で大気に与えられる。蒸発した水蒸気の大部分が凝結し、それにより大気は加熱される。残りの水蒸気は大気中に蓄積され水蒸気量、温度は時間とともに増加していく。

6.1 計算設定

モデル、計算方法は第 2 章で述べた通りであるが、タイムステップだけ表 6.1 に示したように計算途中で変更した。 $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合は減衰層、鉛直フィルターを導入しても上層での風が非常に強くなるためタイムステップが 20 分では CFL 条件が壊れてしまうためである。

期間	Δt
0 日 ~ 560 日	20 分
560 日 ~ 760 日	10 分
760 日 ~ 1000 日	5 分

表 6.1: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合に用いたタイムステップの値。

6.2 全球平均量の時間変化

表面温度、OLR、表面気圧の全球平均値の時間変化を図 6.1 に示す。全球平均値として 450 W/m^2 の入射に対して 1000 日の段階では全球平均として 330 W/m^2 程度しか射出できなくなる。このため、表面温度は時間とともに増加し 360 K に達する (図 6.1)。第 4 章で示した場合とは異なり平衡状態に達することができずに時間とともに温度が上昇していく。このようになる理由は後で述べるように大気中の水蒸気量が増大するためである。大気中

の水蒸気量をあらわす指標として潜熱エネルギーの全球平均値の時間変化を図 6.2 に示す。ほぼ単調に増加していき 1000 日の段階で $6.0 \times 10^9 \text{ J/m}^2$ となる。平衡状態に達することができる場合 (表 4.1) と比較してみると 1 桁以上大きな値である。水蒸気量が増大する結果、表面気圧も時間とともに増加する。全球平均値の時間変化を図 6.3 に示す。1000 日の段階で 1230 hPa になる。水蒸気量が増加するため大気が光学的に厚くなり射出するレベルは $\tau = 1$ 付近になる。また、大気中の水蒸気量が非常に増加しているためその付近の温度構造は飽和蒸気圧曲線で決まってしまうものとなる。そのため OLR の値は水蒸気の飽和蒸気圧曲線で決まる温度構造によって決定され、 330 W/m^2 に抑えられることになる。以上より、この場合では 1 次元系で議論された意味での暴走温室状態が発生しているものと考えられる。

降水量と蒸発量は最初の 500 日までは増加していき、それ以降はほぼ一定に落ち着くが (図 6.4)、蒸発量に比べて降水量の方は変動が激しい。蒸発量は日射量で決まってしまうのに対して、降水は不安定が発生した場所でのみ大量に生じるようになったためである。1000 日の段階において降水量は蒸発量の 7 割程度になっており、残りの約 3 割が大気中に蓄積されていく。運動エネルギーの全球平均値は図 6.5 に示したように時間とともに減少していく。この図は暴走温室状態においては循環強度が弱くなっていくことを示唆している。

6.3 子午面構造

$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の温度、水蒸気分布、循環場の子午面分布を図 6.6 及び図 6.7 に示す。これらの図は 870 日から 920 日まで平均した東西平均分布を示している。各物理量が時間的に変化していく暴走温室状態においても時間平均をとった理由は、瞬間値に現れるノイズを除去するためである。図 6.1 などで示される時間変化のタイムスケールに比べれば、50 日は十分短いと思われるので 1000 日の段階における状態を観察する上ではこれらの図でも問題はないであろう。

平衡状態における温度分布 (図 4.4 など) と比較して、温度の値自体が高いだけではなく、南北温度差がほとんど消失する点が大きく異なる (図 6.6)。 $\sigma = 0.8$ より上では熱帯の温度が中緯度の気温よりも高くなっているが、下層では中緯度の温度の方が高くなっている。対流圏中層において温度が高い緯度は凝結加熱が起こる緯度に対応している (図 6.10)。下層の気温分布は地表面温度の分布 (図 6.10) に従う形となっている。

熱帯の比湿分布のパターンは平衡状態におけるパターンをそのまま上に引き延ばした形となる。潜熱エネルギー量の相違からもわかるように、水蒸気量は平衡状態における値の約 10 倍である。このため全光学的厚さも 30 となる (光学的厚さは図 6.8 に示した)。高緯度における水蒸気量が増大すること、地表付近の比湿の値にはほとんど南北差がなくなってしまうこと、が平衡状態とは異なっている。

相対湿度の値は平衡状態に比べて減少する。特に、緯度 30° の $\sigma = 0.7$ 付近のレベルでは 30 % 程度になる。この付近の温度の値は赤道域とほとんど同じであるのに対して、水蒸気量が少なくなっているためである。

次に循環場 (図 6.7) を平衡状態と比較する。東西風の分布は平衡状態における分布を上

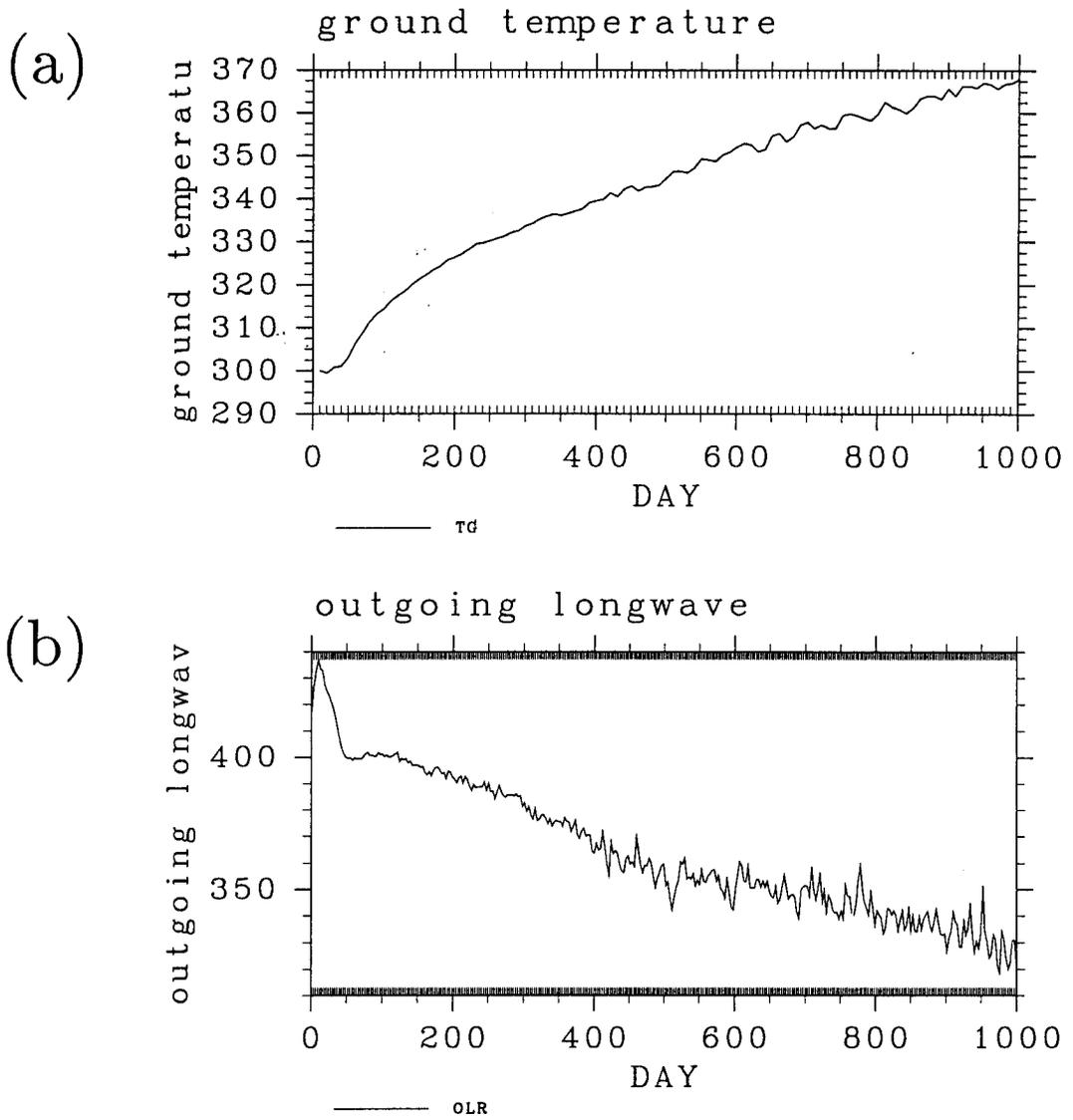


図 6.1: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の T_g と OLR の時間変化. (a): 全球平均した地表面温度と
(b): OLR の時間変化.

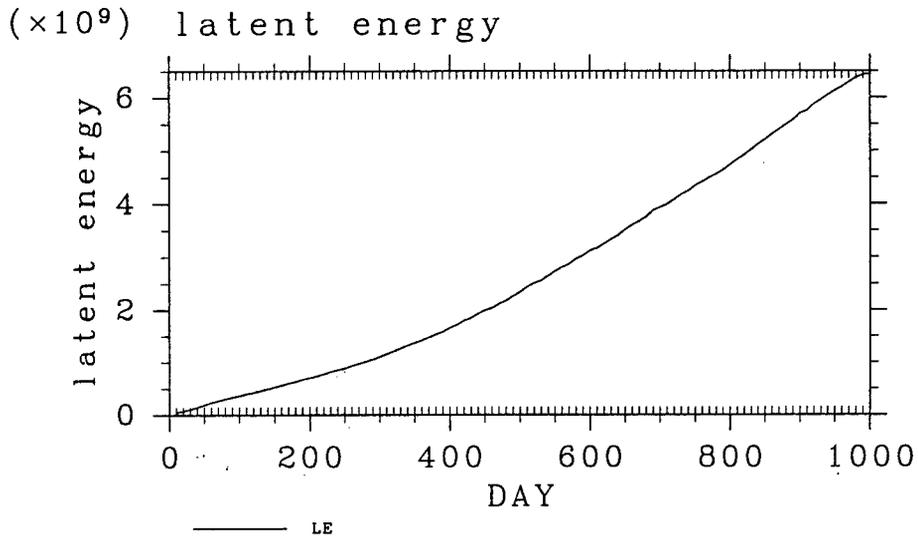


図 6.2: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の潜熱エネルギー全球平均値の時間変化.

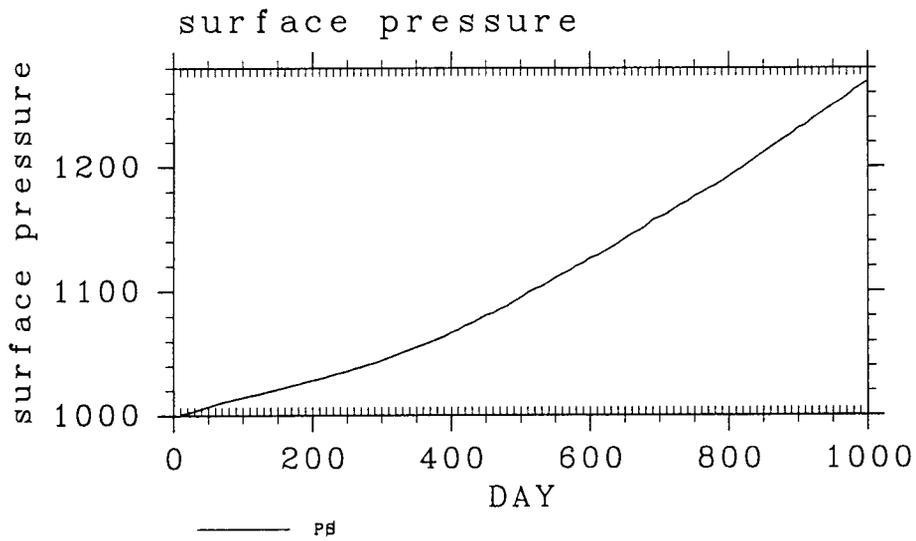


図 6.3: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の表面気圧の時間変化.

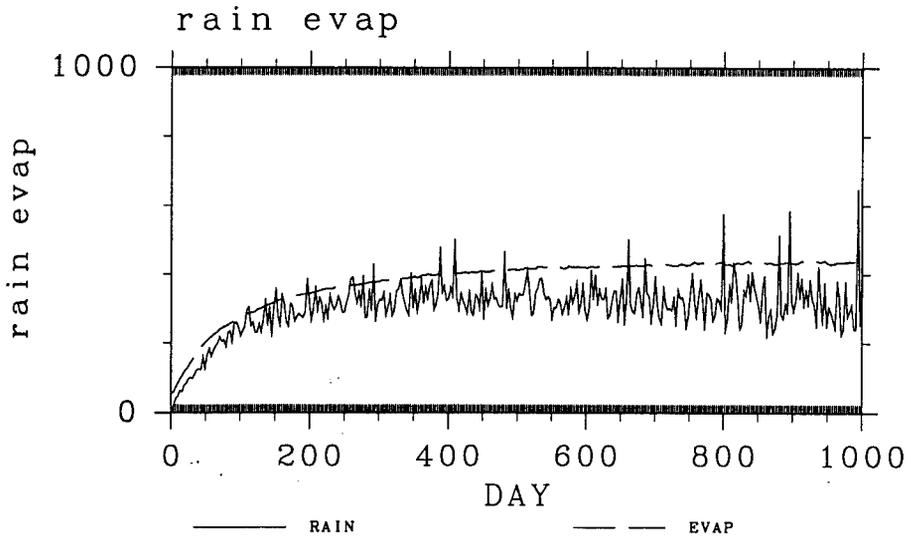


図 6.4: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の全球平均降水量と全球平均蒸発量. 実線が降水量を, 破線が蒸発量をあらわす.

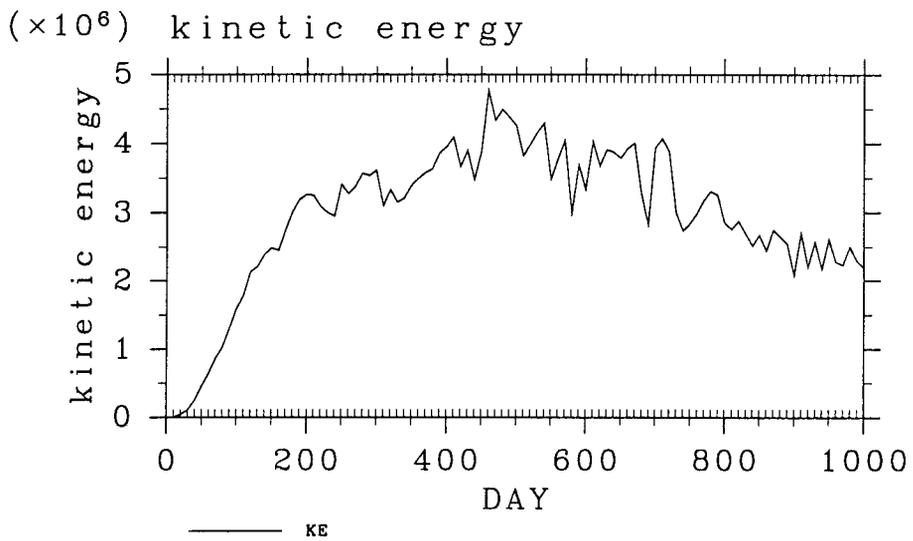


図 6.5: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の運動エネルギー-全球平均値の時間変化.

に引き伸ばした形となる。亜熱帯ジェットは、この図からははみ出してしまふ。質量流線関数で見ても、セルの背は高くなるのがわかる。特に、右半球側のセルは地面から離れてしまっている。これは凝結による加熱域が非常に高くなるためである。質量流線関数のピーク値は平衡状態に比べ大きくなっている。これは第4章でも議論したように水蒸気量が増加し密度が増大したためである。南北風分布の図を見てもわかるように循環が強くなっているわけではない。

6.4 上層の子午面構造

図4.10などと同様に計算領域の全層に渡る図を図6.9に示す。温度分布では、図6.6と同様上層においても南北差がほとんど見られない。高さ方向にはどの緯度においても温度は単調に減少しており、温度分布で見る限り対流圏界面は明確でなくなってしまう。東西風の分布により、亜熱帯ジェットの位置が $\sigma = 10^{-2}$ まで上昇していることがわかる。このレベルは高さに換算すると50 km程度になる。極夜ジェットは $\log \sigma = -5$ 付近のレベルまで上昇していると想像されるが、残念ながらレイリー摩擦のためにつぶれて見えなくなっている。赤道上空の西風域も上昇した形になっていると思われるが、やはりつぶれて見えない。

6.5 エネルギー収支

図6.10に表面温度とエネルギーフラックスの南北分布を示した。表面温度については、図4.13などと比較してピークが中緯度に位置している点が大きく異なっている。表面温度分布も時間的に変動しているが、平衡状態とは異なり必ずしも赤道で表面温度が最大にならないことがわかる。この図における南北温度差は6.5 Kとなり非常に小さくなっている。

地面収支は、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合を非常に極端にしたものであると言える。すなわち、大気が光学的に厚くなるため表面放射フラックスはほとんど0になり、入射量のほとんど全てが蒸発フラックスの形で大気に出ていく。中緯度に比べて赤道の温度が低くなるのは、蒸発による冷却効果が赤道において非常に大きくなるためであると思われる。顕熱フラックスはほとんど0であり、高緯度でわずかに負になる。つまり、高緯度域では大気が表面を加熱している。大気におけるエネルギーフラックスでは、降水の3つのピークが目立つようになる。特に、赤道における降水量の増加が激しく、約30 mm/日の雨が降る。極域でも降水が起これば大気を加熱する。OLRは 1570 W/m^2 の場合と同様ほとんど平らになる。その値は 330 W/m^2 であり、第5章での議論と同様、相対湿度を考慮した1次元平衡解の高温極限におけるOLRの値とほぼ一致する(図A.12)。

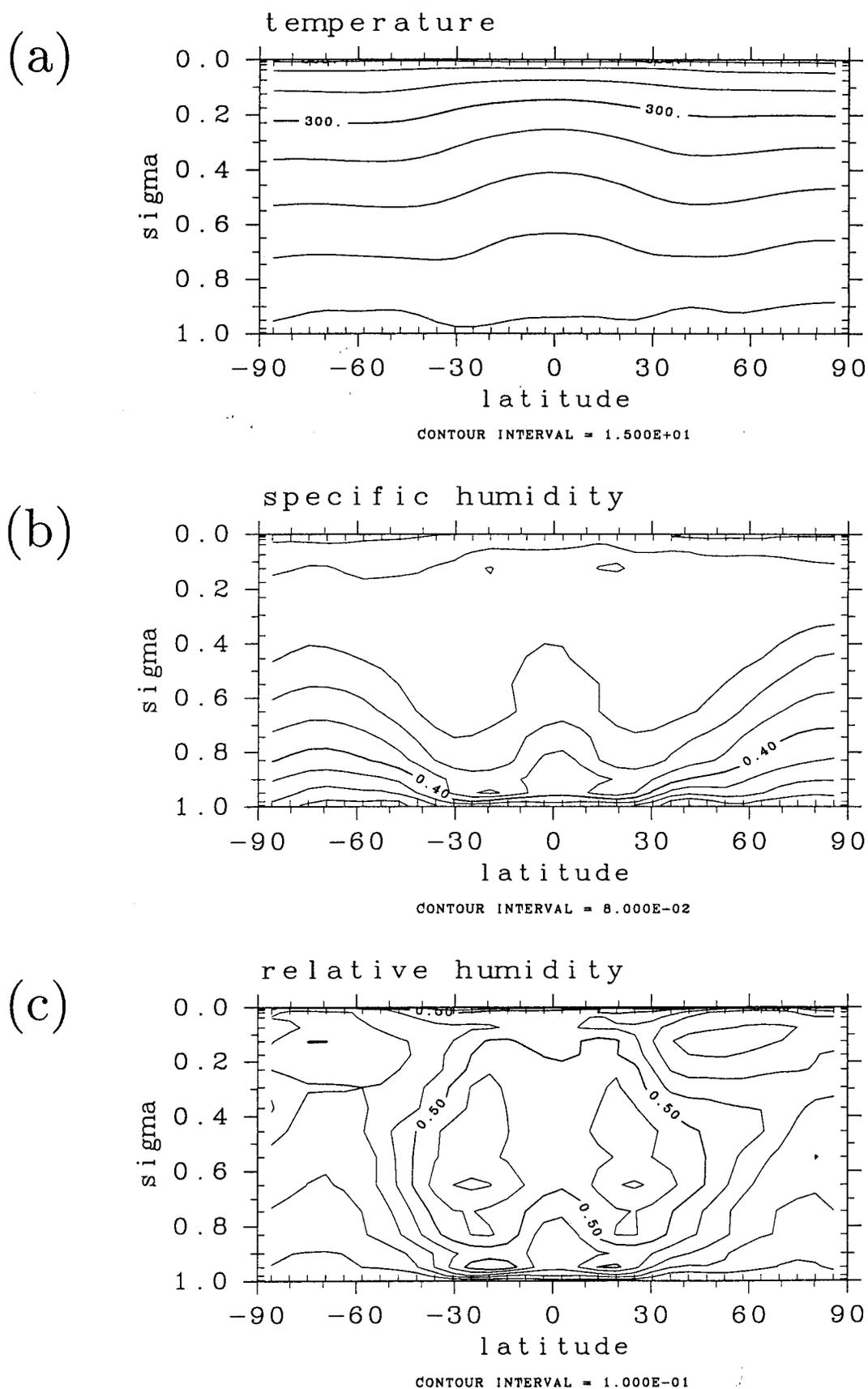


図 6.6: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の温度, 水蒸気分布. (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

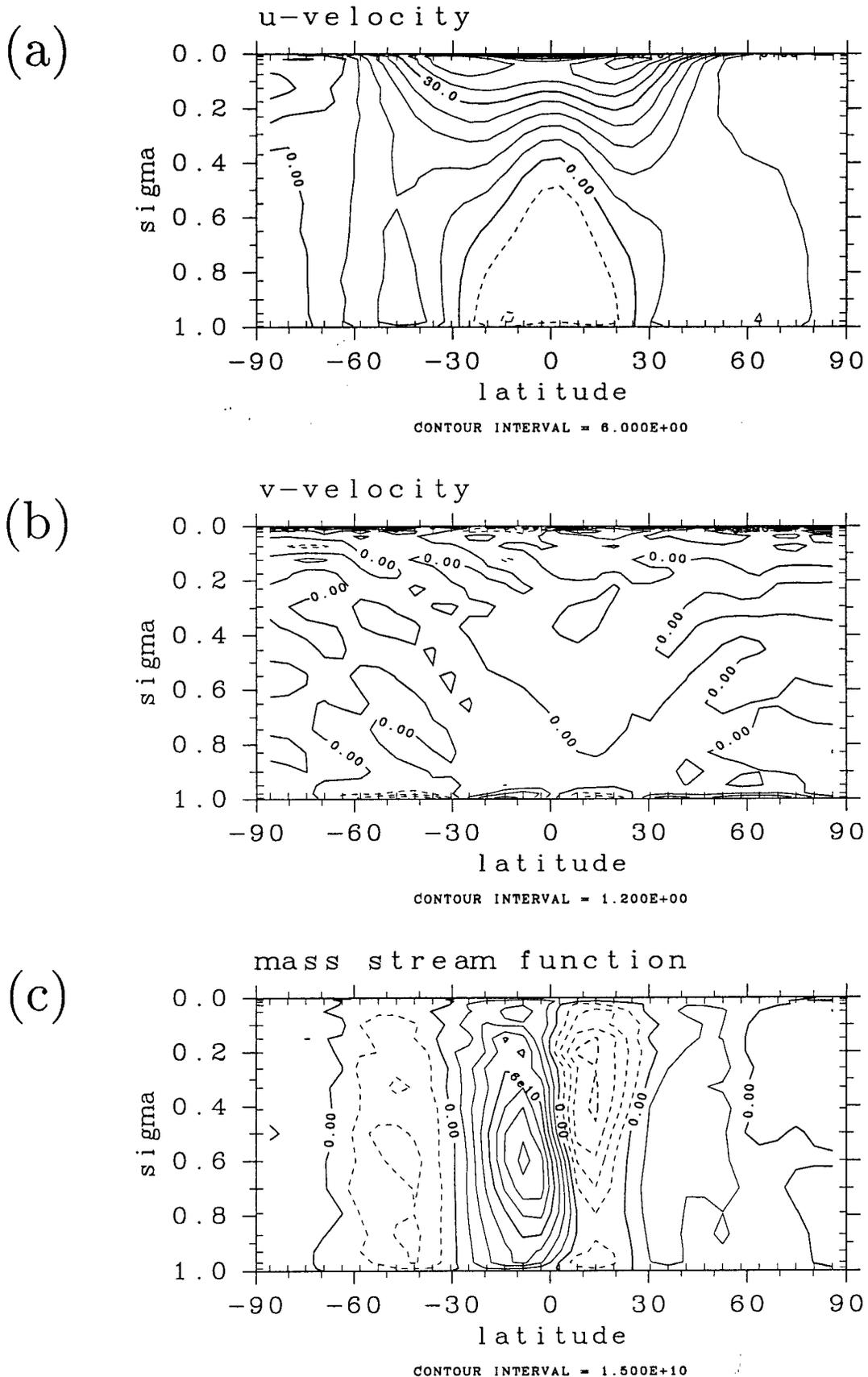


図 6.7: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の循環場. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

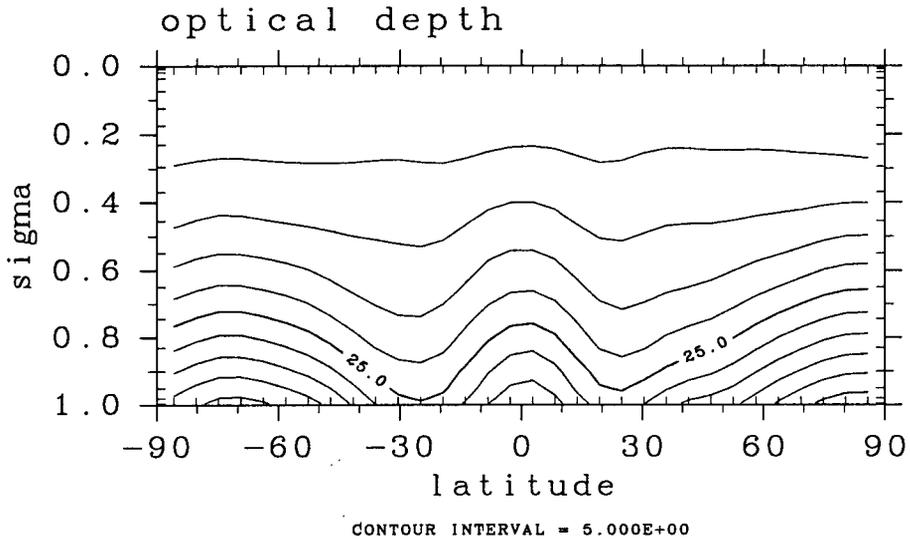


図 6.8: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の光学的深さ.

6.6 南北エネルギー輸送

乾燥静的エネルギー、潜熱エネルギーの南北輸送量を図 6.11 に示す。繰り返すようにこの場合では定常状態にないので、図 6.10 及び図 6.11 に示される図で示される収支には残差が存在する。つまり、大気が加熱される分、水蒸気が大気中に蓄積される分が残るわけであるが、平衡状態との相違を見るため示しておくことにする。

エネルギー輸送量を比較すると、乾燥静的エネルギー輸送に比べ潜熱エネルギー輸送の方が大きい。これは、 $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合と同様である。平衡状態と大きく異なる点は、乾燥静的エネルギー輸送量に南北非対称が生じている点である。図における右半球側への輸送量は左半球側における輸送量の約 10 倍となっている。潜熱エネルギー輸送量の場合は、ハドレー循環域内で赤道向き、中高緯度域内では極向きとなっており、平衡状態の場合と基本的に同じである。輸送量の内訳では、平均子午面循環成分が卓越している。中緯度の擾乱の実態は明らかにされていないが、傾圧不安定による擾乱も CISK によって駆動される擾乱もその活動度は減少していると判断される。

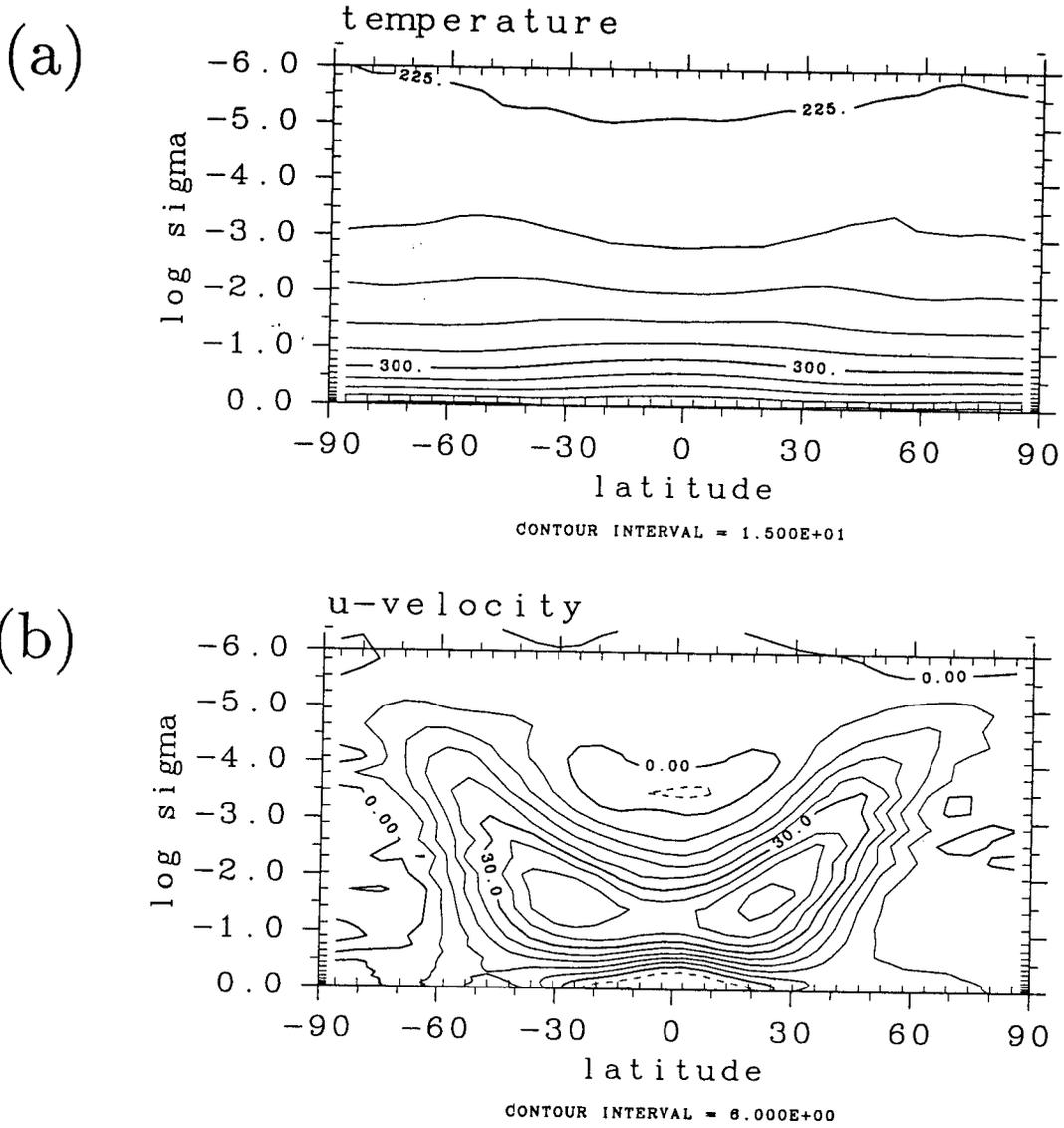


図 6.9: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の上層の子午面構造. (a): 温度. (b): 東西風. 負の領域が東風をあらわす.

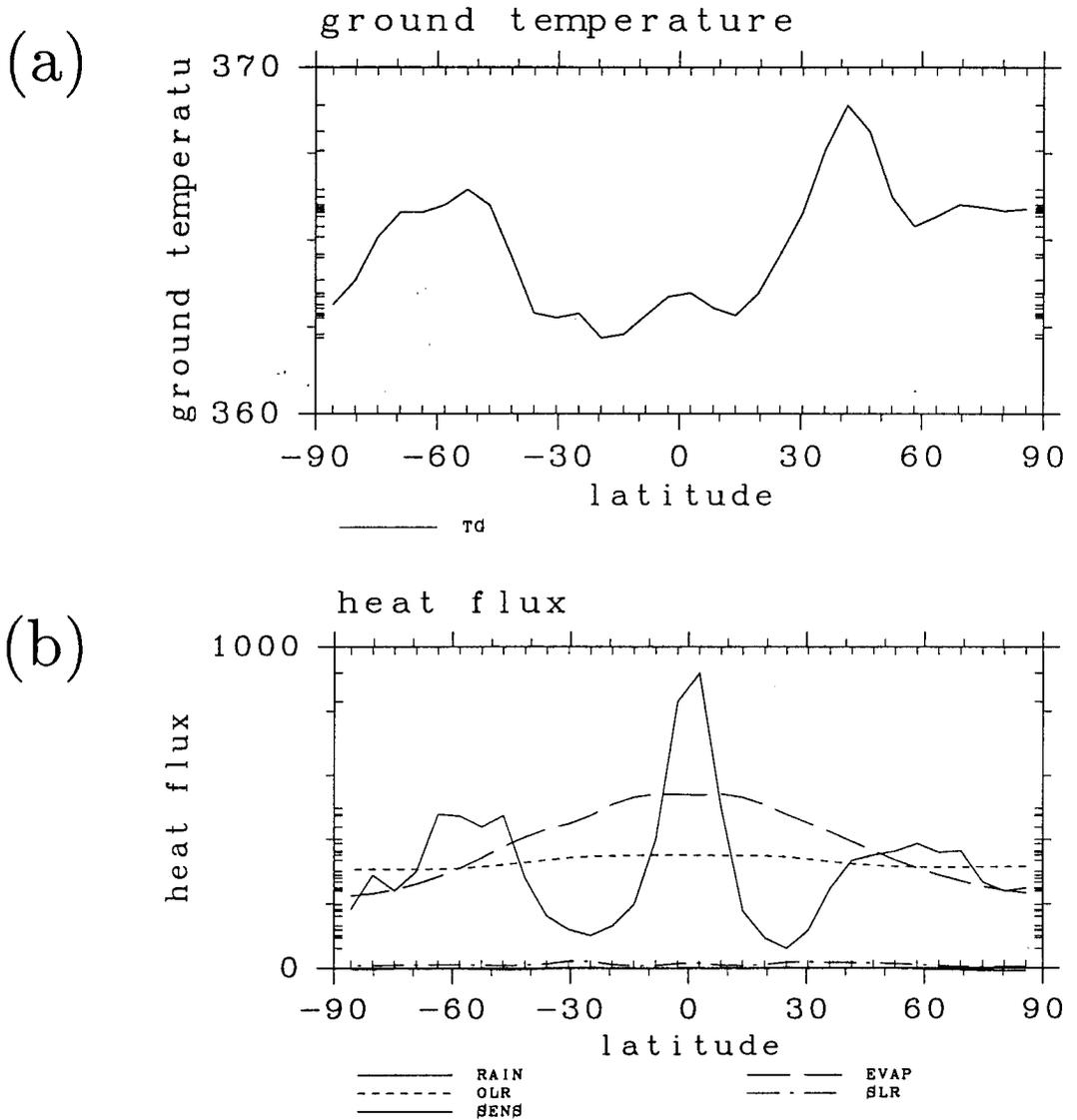


図 6.10: (a): $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の表面温度の南北分布. (b): エネルギーフラックスの南北分布. RAIN が凝結熱, EVAP は蒸発フラックス, OLR が大気上端から射出する放射フラックス, SLR が地表面正味放射フラックス, sens が顕熱フラックスを表す.

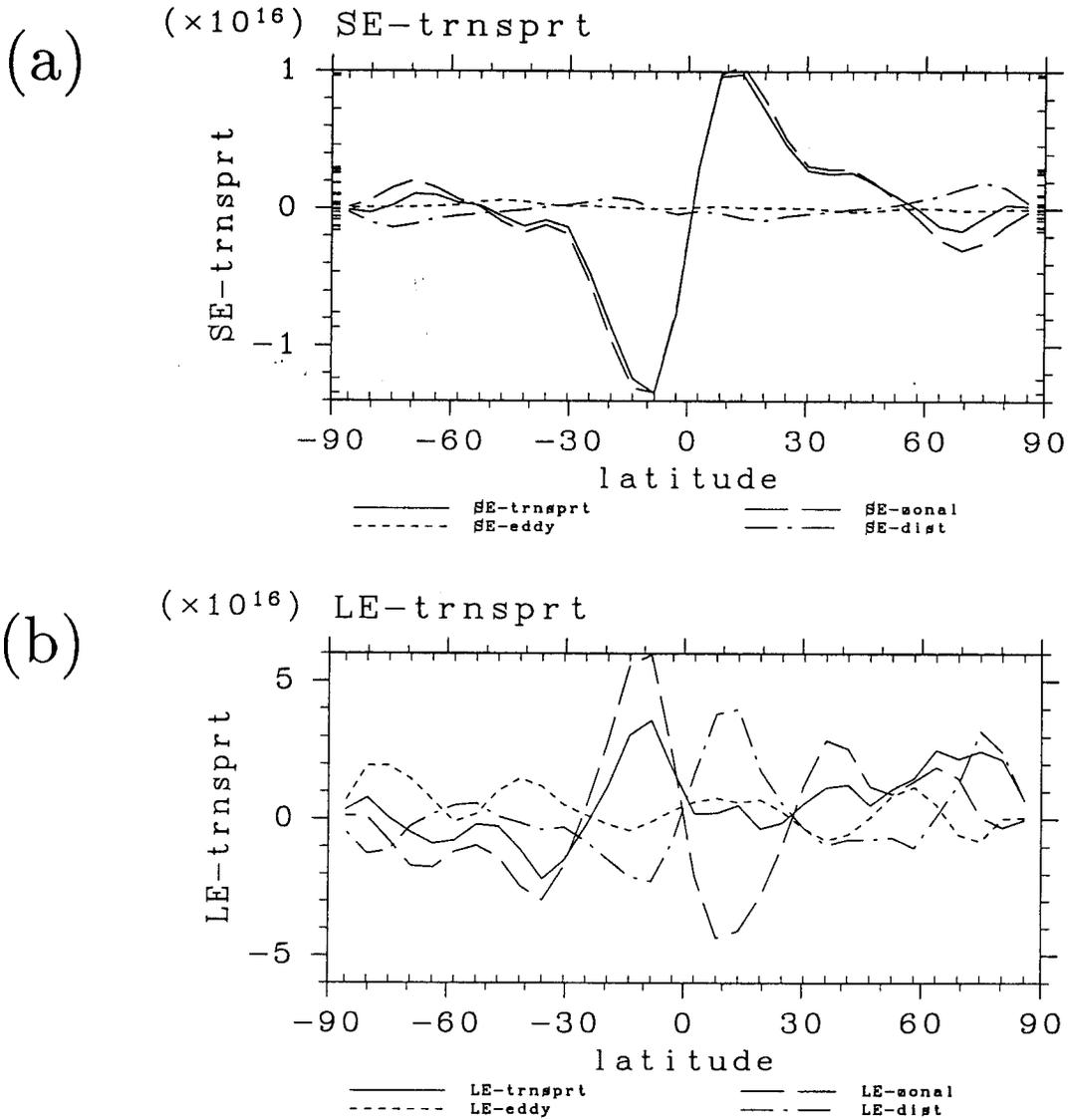


図 6.11: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の南北エネルギー輸送. (a): 乾燥静的エネルギー輸送量. (b): 潜熱エネルギー輸送量. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱によるを表す.

第7章 結論と議論

3次元系における暴走温室状態の発生条件を含め、大気状態の太陽定数依存性を調べる試みの第一歩は踏み出せた。しかし、その結果は非常に単純化された系において得られたものであるに過ぎず、現実的な世界に対して与えることのできる示唆はわずかである。放射プロセスから雲の効果に至るまで今後の課題は山積みである。

7.1 結論

1.3.1節で提出した問題に対して、前章までの計算結果から得られた回答は以下の通りである。

0. 太陽定数を増大させた場合の3次元計算を行なうためには重力波によって生じると思われる 2-grid noise をうまく処理してやる必要がある。さもなければ上層におけるノイズの振幅が増大し長時間積分を実行することができない。その1つの方策として本研究では上層に減衰層、全層に鉛直フィルターを導入した。ただし、この方法では上層の循環場を正しく求めることができない。今後は太陽定数が増大した場合に中層大気に生じる波動擾乱の性質を調べた上でパラメタリゼーションスキームの開発を行なう必要がある。
1. 3次元系においても暴走温室状態は発生する。この計算で得られた暴走限界は $S = 1600 \text{ W/m}^2$ である。
2. 3次元灰色大気において暴走温室状態が発生するかどうかは入射放射分布によらず入射放射の全球平均値で決まる。暴走温室状態が発生する放射量の値、すなわち暴走限界は相対湿度を考慮した1次元放射対流平衡モデルによって記述することができる。本研究で行なった計算では暴走限界は 400 W/m^2 弱となった。この暴走限界の値は相対湿度分布に大きく依存する。暴走限界に対する完全な理解を求めらば、相対湿度分布がどのようにして決定されるのかという問題を解決しなければならない。これについては今後の課題である。
3. 太陽定数増大時には南北温度差は減少する。これは南北方向の潜熱輸送が増加し高緯度領域における凝結加熱が増大するためである。従って、熱的には南北差が減少し

OLR の緯度分布も平らになる。循環に関しては、太陽定数が増えるに従ってその強度は弱くなる。ただし、ハドレー循環の幅はほとんど変化しない。中層大気においては赤道上空で西風、中緯度上空で東風のパターンができるが、その成因については未解決のままである。

4. 暴走温室状態が発生した場合には、太陽放射で入射した分ほとんど全てが蒸発フラックスの形で地面から大気に与えられる。地面における放射フラックスは非常に小さくなる。蒸発した水蒸気の大部分は凝結し大気を加熱する。その残りは大気中に留まり大気中の水蒸気が増加していく。凝結は赤道域と緯度 60 度付近で起こる。高緯度においても多量の凝結で加熱されるため大気の南北温度差は非常に小さくなる。

7.2 計算結果より得られる示唆

南北温度差が生じ得る 3 次元系でも暴走温室状態が発生することが示された。従って Abe and Matsui (1988) の大気海洋起源論は、南北温度や循環の効果を考慮しても、おそらく修正を必要とはしない。ただし、暴走状態が発生し表面温度が *solidus* を超える時期は彼らの見積もりよりも若干遅くなるはずである。暴走限界は相対湿度に依存するからである。もっとも相対湿度の分布はどのようなものになるか、つまり暴走温室状態が発生する時期がどれだけ遅れるか、を議論するためには原始大気の設定のもとで 3 次元計算をやってみなければならない。

環境の安定性、あるいは地球外生命探索の見地から CHZ (Continuously Habitable Zone) というものが議論されてきた (Kasting *et al.*, 1993; Hart, 1978 など)。これは恒星の周囲で生命が長期間生存することができる領域のことを指す。CHZ の幅は液体の水が存在できる条件で決まるとするとその内側境界は暴走温室状態が発生する場所になると考えられる。恒星進化モデルによれば主系列星の光度は時間とともに増大するので (Iben, 1967; Gough, 1981 など)、CHZ の内側境界の位置は時間的に変化することになる。例として Iben (1967) の恒星進化モデルを使った場合の太陽定数の分布を図 7.1 に示す。これは質量が太陽と等しい主系列星の周囲における太陽定数の値を、恒星からの距離と中心星が主系列になった時からの時間の関数としてプロットしたものである。この図には本研究で得た結果をもとに暴走温室状態が発生する領域も示してある。水蒸気以外に放射吸収物質をまったく含まない大気を持つ惑星を考えた場合これが CHZ の内側境界を与えることになる。惑星が地球軌道に存在した場合、中心星が主系列になってから約 50 億年後に暴走温室状態が発生するため海洋が消失し生命が生存できない環境となることがわかる。ただし、この結果は飽くまで目安であり、実際の CHZ の境界を決定するには至っていない。現実の惑星大気の暴走限界を決めるためには 7.4.3 節で述べるような種々の効果を考慮した計算を行なう必要があるからである。

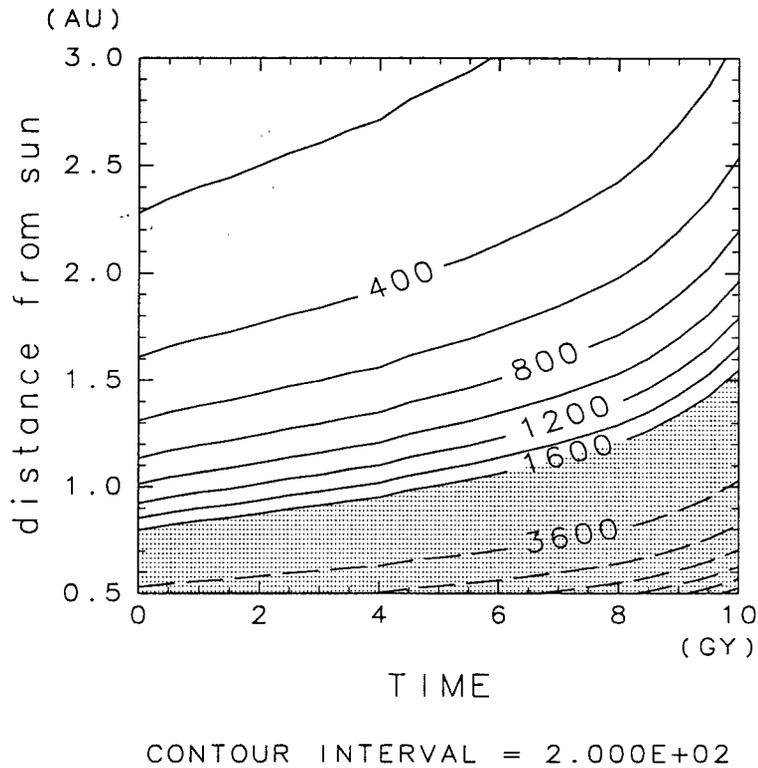


図 7.1: 太陽定数の時間及び太陽からの距離に対する依存性. 横軸は時間 (10^9 年:10 億年単位), 縦軸は太陽からの距離 (天文単位: 1.5×10^{11} m). 実線の等値線間隔は 200 W/m^2 , 破線の等値線間隔は 2000 W/m^2 である. 陰影をつけた部分は, 太陽定数が 1600 W/m^2 以上になる領域. この研究で用いたモデルでは暴走温室状態が発生する.

7.3 計算結果の検証可能性について

この計算で得られた温度、風速などの3次元分布は、観測事実を使って直ちに検証することはできない。過去の地球なり金星の気候を観測から直接求めることはほとんど不可能だからである。しかし、将来的には地質学・惑星科学などにおける理論的研究・観測的研究の結果と総合することによって暴走限界の値に関しては検証できる可能性がある。金星が地球と同様の初期進化をたどったとすると、金星にも原始海洋が形成されていたはずである。海洋が存在した年代には炭酸塩岩が形成されていたと考えられる (Tajika and Matui, 1992)。従って、金星において炭酸塩岩が分解されずに保存されていればその中でもっとも新しい年代が大体の海洋消失年代を与えるはずである。金星探査を行ない全球の炭酸塩岩の年代を測定すれば、金星における海洋消失年代を求めることができるかもしれない。更に、恒星進化モデルを用いて海洋消失年代における太陽定数が求められれば、それが暴走限界を与えることになる。このように、いずれはモデルと現実の観測結果との比較検討が可能となることが期待される。将来の金星探査では以上を考慮した計画を実行することを提案するものである。

7.4 今後の課題・問題点・将来性

7.4.1 結果の一般性についての検討

7.1節で示した結論は、本研究の数値計算において成り立つものであり、その結論をどこまで一般化して良いのかを検討することは今後の課題である。7.4.3節で論じる多くの問題点を解決しより現実的な系において暴走限界を求めることも必要であるが、その前に以下の問題は解決しておく必要があるだろう。

- 初期条件依存性

本研究で提示した計算結果はすべて同一の初期条件から出発したものである。そのため、ここで得られた暴走限界の値が初期条件によってどの程度影響を受けるのかはまだ調べられていない。この計算では $S \leq 1570 \text{ W/m}^2$ の場合に平衡状態に達することができたが、このパラメータ範囲で他に不安定平衡解が存在すれば異なる初期条件から出発した場合に暴走してしまうことになる。当然ながら、他に平衡解が存在しなければ初期条件に依存せず必ずここで得られた状態に達することになる。これらは実際に計算を行なって確認をする必要があるだろう。地球の初期進化を考える上でも、暴走温室状態から出発し入射エネルギーを減少させた場合に、どのような経路を経て平衡状態に達するかというのも興味ある問題であろう。

- 自転角速度依存性

Williams (1988a,b) によれば回転角速度を増大させるとハドレー循環の幅は狭くなる。また傾圧不安定擾乱による輸送形態も変わってくるかもしれない。以上の変化によりエネルギー輸送の形態が図 4.16 などに示したものと異なってくる可能性もある。こ

のため、第5章で示した2ボックスモデルで記述されるイメージが成り立たなくなってしまうかもしれない。ただし、エネルギーをやりとりするボックスの境界緯度が多少変化するだけであれば5.3節の結果より暴走限界の決まり方は本研究の結論と全く同じになると予想される。このようなことを確認する意味も含めて、太陽定数と回転角速度のパラメータ空間全体に渡るパラメータスタディを行なう必要がある。

- 非凝結性成分の効果。

乾燥空気の量及びその吸収係数の値が異なると1次元暴走限界の値は変化する(Nakajima *et al.*, 1992)。本研究から得られた結論をそのまま適用すると、これらのパラメータ値を変えても3次元系における暴走限界は相対湿度を考慮した1次元解の射出限界で決まってしまうものと想像される。しかし、実際に計算を行ない確認してみる必要があるだろう。

- 各種パラメータ依存性

比熱、潜熱などを変えた場合に上の結論がどの程度変わってくるかについても今後確認する必要がある。特に、潜熱が変わった場合には南北輸送量も変化することになる。この問題については、1次元系において射出限界を決定するところからやり直しをする必要がある。

- 日射分布を変える場合

ここで示した計算はすべて地球と同じ起動要素を持つ惑星において年平均・日平均日射分布を与えて行なったものである。そのため、極域で日射が0となる場合や極域で日射が最大となる場合について問題が残る。5.3節で議論した2ボックスモデルのイメージがそのまま適用できるなら、暴走限界はやはり日射の全球平均値で決まってしまうと想像される。しかし、やはり3次元計算を行ない確認する必要があるだろう。

7.4.2 解析されるべき問題

本論は結果の概観を行なったに過ぎず、前章まででいくつか指摘したように解析しなければならない問題は数多く残っている。特に重要だと思われる問題は以下の通りである。

1. 相対湿度分布

暴走限界の値は相対湿度分布に大きく依存する。従って、相対湿度分布がどのようにして決まるのかを解決しなければならない。まずはこれまでに示した結果において拡散・移流の効果なども考慮した詳細な水蒸気収支解析を行なう必要があるだろう。

2. 中緯度擾乱の実態

第4章では、太陽定数が増えた場合に赤道域から移動してくる渦状の擾乱が中緯度擾乱の主な「種」になると述べた。この結果は台風のようなものを示唆しているが、実際に中緯度擾乱の構造を解析したわけではないので現段階では何とも言えない。それぞれの場合における擾乱の構造を解析し、駆動するメカニズムは何であるのかを明らかにしなければならない。

3. 上層における波動

鉛直フィルター及び上層減衰層を導入しない場合に生じていた 2-grid noise は重力波によるものであると想像される。しかし、EP フラックスなどの解析を行なったわけではないので、断言はできない。今後は波動の構造を解析し実態を明らかにすることによって、更に適切なノイズの除去方法を模索していかなければならない。

7.4.3 問題点

ここで用いたモデルでは、種々の条件のもとにおける暴走限界の値をきっちり決めることはできない。あまりにモデルが単純だからである。今後モデルに組み込むべき要素は多数存在する。例えば、海陸分布も含めた地形の情報、アルベドを含めた表層状態などの「境界条件」というものも考えられよう。しかし、大気部分のみを考えた場合でも暴走限界の値にとって重要だと思われるファクターとして積雲対流が挙げられる。

この計算では雲による放射の吸収を全く考えてこなかった。雲によって短波放射が反射される効果を考慮すれば暴走限界の値は当然変わってくるものと予想される。暴走限界だけでなく降水パターンに対してもより精度を求めるならば対流調節スキームだけで押し切るのも問題である。また雲物理過程も問題である。対流圏が高くなりより上層で凝結が起こると雨水の蒸発も無視できなくなるだろう。雲については不定性も大きく、また暴走限界の値を大きく変える可能性もあり、もっとも重要な問題であると考えられる。より一般的な場合において雲の扱いをどのようにすれば良いかを考察する必要がある。

また、雲以外でも放射プロセス(本研究では灰色放射の場合のみ)、この研究で用いた各種の単純化(水蒸気と乾燥空気の分子量及び比熱の値)についても改善の余地がある。境界条件的な要素については以下の問題点のみを指摘しておくことにする。

1. 海洋

ここでは海洋の運動を考慮しなかったため、海洋によってエネルギーが輸送されない状況を考えていた。海洋による輸送は、エネルギー輸送量を増加させ南北温度差を小さくする効果を持つと思われるので、暴走限界の決まり方には影響を与えることはないと思われされる。海洋の循環自体は、降水分布が大きく変わるので循環の様子は変動するだろう。これらの問題を解決するためには大気・海洋結合モデルを用いたパラメータスタディが必要となる。

2. 雪氷

雪氷が存在した場合、暴走限界を越えた太陽放射が入射してもその超過分はまず雪氷を融かすのに使われる。これによって暴走していく様子が異なる可能性はある。雪氷が存在すれば地面のアルベドも大きく変わってくるため暴走限界も変化するかもしれない。しかし、第4章で見た $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合の結果では全球的に $T_g \geq 290 \text{ K}$ なので雪氷は全て消失するかもしれない。その場合、暴走限界の値は雪氷の効果を考慮しない場合と等しくなるはずである。この問題も興味の湧くところであるが、雪氷モデルを取り入れた GCM が必要である。

7.4.4 将来的なご利益

上に挙げた問題をすべて解決することができれば、金星・地球・火星の大気進化を陽に計算で追えることができるようになってしまう。初期地球における地表面温度分布・降水分布など地球初期の表層の状態を計算することも、海洋形成プロセスや金星における海洋消失プロセスの様子を追いかけることも原理的には可能となる。雪氷の効果も正しく採り入れ、更に CO_2 の凝結も考慮すれば火星の冷却過程の計算をすることも可能であろう。

7.4.3節に挙げた問題を解決することは、大気・海洋進化シミュレーションを目指すというだけでなく、惑星大気を同一のパラメータ空間内に位置付けるための第一段階が終了することを意味する。現実的なシミュレーションモデルを用いてパラメータスタディを実行することによって大気構造の外部パラメータ依存性が明らかにされることであろう。これにより第1章で述べたような惑星大気の一般論を展開することが可能となるに違いない。

謝辞

本研究を進めるにあたり、松野太郎教授、松田佳久助教授には多くの有益な助言と励ましをいただきました。林祥介助教授、中島健介博士、竹広真一博士、保坂征宏氏には研究全体を通じて議論につきあっていただき、貴重な助言をいただきました。付録Eでも述べましたようにこの研究で用いたモデルはなかなか走らせることができませんでした。しかし、阿部豊助教授、岩朝美晴氏、山崎孝治教授、柴田清考氏、千葉長氏、山中大学助教授、堀之内武博士、沼口敦博士、菅田誠治博士の方々からいただいた示唆・助言によりモデルが完成致しました。特に、本研究のモデルの原形である大気大循環モデル AGCM5 を開発した沼口博士にはその他諸々の点から援助をいただきました。また、余田成男助教授、酒井敏助教授をはじめとする京都大学のみなさん、伊賀啓太博士、大内和良氏、石岡圭一博士、小高正嗣氏をはじめとする東京大学のみなさん、北海道大学大学院地球環境科学研究科のみなさん、佐藤正樹博士、森厚氏からは常に有益な議論・励まし・協力をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

数値計算は国立環境研究所地球環境情報センターのスーパーコンピューター NEC SX-3で行ないました。関係者の皆様には深く感謝致します。図の描画には塩谷雅人助教授、酒井助教授を中心として開発された地球流体電脳倶楽部ライブラリ、および沼口博士の作成した格子点データ解析ツール gtool3 を用いました。

最後に私事になりますが、この研究を遂行するにあたり計りしれない支援を与えてくれた家族に心からの感謝を捧げます。

付録 A 1 次元問題のまとめ

この章では灰色大気における暴走温室状態に関する過去の研究のレビューを行ない、暴走限界を規定するメカニズムについて論じる。あわせて相対湿度を考慮した場合の結果も示す。相対湿度が 65 %、大気下端における乾燥空気分圧が 10^5 Pa の場合には、暴走限界が 400 W/m^2 弱となる。

A.1 1 次元平衡解の OLR に対する条件

本章では、成層圏で q が一定の 1 次元放射対流平衡解を考える。対流圏では湿潤断熱線によって、温度構造・水蒸気量が決まるものとする。この節では、成層圏が放射平衡になっていることから決まる放射フラックスに対する制約条件をまとめる。

A.1.1 成層圏モデル

Kombayashi (1967), Ingersoll (1969) と同様の成層圏モデルを考える。成層圏は放射平衡解になっているので、構造は次の 3 式で決定される。

$$F^\uparrow(\tau) = \frac{F_{top}^\uparrow}{2} \left(\frac{3}{2}\tau + 2 \right), \quad (\text{A.1})$$

$$\pi B(\tau) = \frac{F_{top}^\uparrow}{2} \left(\frac{3}{2}\tau + 1 \right), \quad (\text{A.2})$$

$$F^\downarrow(\tau) = \frac{F_{top}^\uparrow}{2} \frac{3}{2}\tau. \quad (\text{A.3})$$

$F^\uparrow(\tau)$, $F^\downarrow(\tau)$ はそれぞれ上向き放射フラックス、下向き放射フラックス、 $\pi B(\tau) = \sigma T^4$ である。 F_{top}^\uparrow が OLR に対応する。鉛直座標を τ とした時の放射平衡解の構造を図 A.1 の直線に示してある。

更に、平衡解を決定するため成層圏の下端は飽和していることを要請する。その根拠は成層圏の下端は対流圏界面に相当し湿潤断熱線上に乗っていると考えるからである。今、成層圏では q が一定となる場合を考えているので

$$\tau = \int_z^{z_{top}} k \rho_v dz = - \int_p^0 k \rho_v \frac{dp}{\rho g} = \int_0^p k q \frac{1}{g} dp = \frac{kq}{g} p = \frac{k}{g} p_v = \frac{k}{g} p^*(T(\tau)) \quad (\text{A.4})$$

となる。従ってこのモデルでは τ の値によって水蒸気量が一意に決まってしまう。

そこで、先に示した $\tau - F$ 平面上に飽和条件をプロットすることを考える。 τ の関数として、次式で定義される露点温度 $T^*(\tau)$ を求めてみよう。

$$p_v(\tau) = p_0^* e^{-\frac{L}{RT^*}}. \quad (\text{A.5})$$

(A.4), (A.5) から

$$T^*(\tau) = -\frac{L}{R} \left\{ \ln \frac{q\tau}{p_0^*} \right\}^{-1} \quad (\text{A.6})$$

が得られる。これより、 $\sigma T^{*4}(\tau)$ を、放射平衡解とともに $\tau - F$ 平面にプロットすると 図 A.1 の曲線のようになる。以上の結果は、成層圏で q が一定であれば常に成り立つ。よって乾燥空気の多少によらず露点温度は (A.6) で与えられる。

A.1.2 平衡解の決定

上記のモデルでは対流圏界面の位置が決まれば平衡解が決まることになる。 $\sigma T^{*4}(\tau)$ と放射平衡解の πB のグラフが重なった点に対流圏界面である。図で決まる対流圏界面には A, B の 2 つがあり、平衡解が 2 つ存在するよう見える。しかし、実現するのは A の方のみである。次に述べるように B を圏界面とする解は AB 間で過飽和になっており物理的に不都合な解である。B が圏界面であるとする成層圏中の 1 点 C における飽和蒸気圧を p_c^* とすると

$$\frac{k}{g} p_c^* = \tau_D \quad (\text{A.7})$$

を満たす。よって、図からわかるように

$$p_c > p_c^* \quad (\text{A.8})$$

となり、不飽和である。

交点より上が成層圏なので、その温度構造は πB で決まる。交点より下が対流圏なのでその温度構造は断熱線で決まる。大気成分がほとんど水になり対流圏の全層にわたって $q \sim 1$ となれば対流圏の温度構造は $\sigma T^{*4}(\tau)$ で決まることになる。

A.1.3 平衡解の存在条件

これまでの議論から、放射対流平衡解が存在するためには次の条件を満たさなければならないことがわかる。

圏界面フラックス通過条件 $\pi B(\tau)$ のグラフと $\sigma T^{*4}(\tau)$ のグラフが交点を持たねばならない。そのためには

$$F_{top}^\dagger \leq 385.2 \text{ W/m}^2 \quad (\text{A.9})$$

でなければならない。図 A.1 には $F_{top}^\dagger = 385.2 \text{ W/m}^2$ の場合の結果を示す。 F_{top}^\dagger がこの値よりも大きくなると、 $\sigma T^{*4}(\tau)$ のグラフの傾きが大きくなり位置も右にずれるの

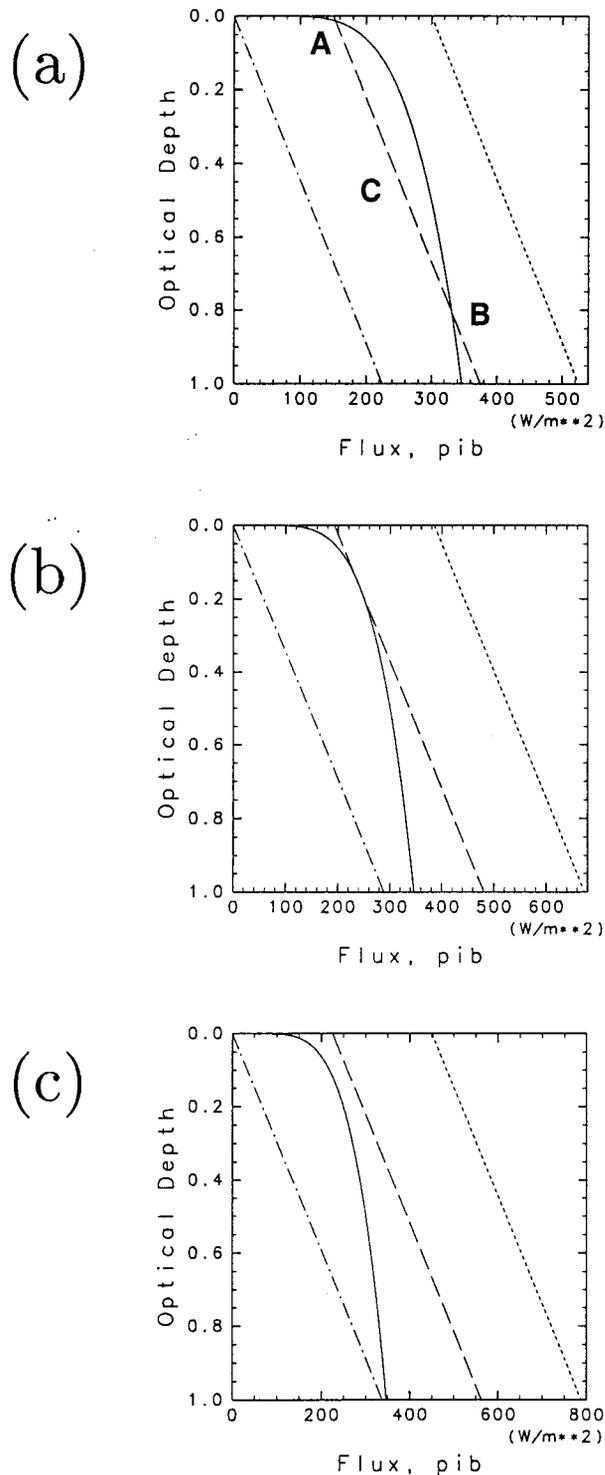


図 A.1: 放射平衡解と露点温度の鉛直構造. 実線が露点温度 $T^*(\tau)$, 点線が上向き放射フラックス $F^\uparrow(\tau)$, 破線が放射源関数 $\pi B(\tau)$, 点線が下向き放射フラックス $F^\downarrow(\tau)$. (a): $F_{top}^\uparrow = 300 \text{ W/m}^2$ の場合. 2つの平衡解が存在するが, 下の解は物理的に意味のない解である. (b): $F_{top}^\uparrow = 385.2 \text{ W/m}^2$ の場合. 平衡解が1つだけ決められる. $F_{top}^\uparrow = 385.2 \text{ W/m}^2$ は, 成層圏フラックス通過条件を満たすことのできる最も大きな F_{top}^\uparrow の値である. (c): $F_{top}^\uparrow = 450 \text{ W/m}^2$ の場合. 平衡解は存在しない.

で、 $\pi B(\tau)$ のグラフと交わることができなくなってしまう。この条件は、Komabayashi (1967), Ingersoll (1969) により考察された。このようにして決まる射出限界を Komabayashi-Ingersoll 限界と呼ぶ (Nakajima *et al.* 1992)。

対流圏フラックス放出条件 対流圏は、圏界面における上向きフラックス F_{top}^\uparrow を出すことが可能でないといけない。

水蒸気が多量になると地表面フラックスは効かなくなる。よってその場合、対流圏中層付近から出る放射フラックスの値によって平衡解が決まる。

後でこの条件によって OLR の最大値が決まってしまう場合を見る。

A.2 1次元放射対流平衡解の構造

本節では、表面温度が増大した場合に1次元放射対流平衡解の構造がどのように変化するかを概観し、A.1節で述べた OLR に対する制約条件がどのように効いてくるかを示す。以下では鉛直層数を 1000 とした場合の結果を示すが、付録 C で示すように 32 層に落しても全く同様の結果が得られる。

A.2.1 計算手順

1 次元放射対流平衡解は次の手順に従って求める。

1. 地表面温度 T_g を与える。
2. 地表面圧力 p_s を決める。
 p_s は T_g から次式によって計算する。

$$p_s = p_{n0} + p_v^*(T_g). \quad (\text{A.10})$$

ここで、 p_{n0} は大気下端における乾燥空気 (凝結性成分) の分圧、 $p_v^*(T_g)$ は温度 T_g における飽和水蒸気圧である。水蒸気混合比 q を使って書くと

$$p_s = P_n \times (1 + q^*(T, p_n)) \quad (\text{A.11})$$

3. 地表から断熱線を引く。
付録 D で論じるスキームを用いて断熱の式 (D.9) を満たすように、 $T_g, q^*(T_g)$ から出発して最上層まで下から順に $T_k, q_k = q^*(T_k)$ を決めていく。
4. 放射フラックスを計算する。
付録 B で述べるスキームを用いて放射計算を行う。

5. 圏界面圧力の近似値を求める.

上層では放射フラックスがほとんど一定となっており, そこでは放射平衡になっているものとし, 放射フラックスが減り始めるレベルがおおよそ圏界面になっていると考えることにする¹.

6. 微調整.

$(F^{up} - \sigma T^4)(1.5\tau + 1) - \sigma T^4$ が正ならば更に下げる. つまり放射平衡になっているときの温度が², その場の温度よりも高ければ下に下げる.

7. 圏界面を決定したら, その上 (成層圏) は放射平衡にあるとして q 一定とおき, 温度を

$$\sigma T^4 = \frac{F_{top}^\dagger}{2} \left(\frac{3}{2}\tau + 1 \right) \quad (\text{A.12})$$

によって決める.

8. 再度放射フラックスを計算しなおす.

A.2.2 $p_{n0} = 10^5 \text{ Pa}$ の場合

$p_{n0} = 10^5 \text{ Pa}$ とした場合について上の計算に従って得られた結果を図 A.2 ~ 図 A.9 に示す. この場合の結果の解釈を簡単に以下にまとめる. 詳細については, Nakajima *et al.* (1992) を参照されたい.

1. $T_g \leq 300 \text{ K}$

この場合, 大気的全光学的厚さは 1 を越えない. そのため, 上向きフラックスには地面放射 σT_g^4 も大きく寄与する. よって, T_g が増加するほど OLR は増大する. しかし, 徐々に地面は見えなくなるので OLR の増加のしかたはどんどん鈍くなる.

2. $300 \leq T_g \leq 350 \text{ K}$

$\tau_b > 1$ となり, 圏界面における上向きフラックスは主に対流圏中層の温度構造で決まる. 上向きフラックスの表式は

$$F^\dagger(\tau) = \pi B(\tau) - \int_{\tau_b}^{\tau} \frac{d}{d\tau'} \pi B(\tau') \exp \left\{ -\frac{3}{2}(\tau' - \tau) \right\} d\tau' \quad (\text{A.13})$$

であるので, OLR $\tau \sim 1$ 付近の

$$\frac{d}{d\tau'} \pi B = 4\sigma T^3 \frac{dT}{d\tau'} \quad (\text{A.14})$$

¹この判定法は Nakajima *et al.* (1992) と異なっている. Nakajima *et al.* (1992) では正味放射フラックスが最大となるレベルを圏界面圧力の近似値としている. 判定方法を彼らのものと変えた理由は, (B.3) の下の段のスキームを用いて高温状態の計算を行なうと, 放射フラックスが図 B.2 のように計算されてしまうからである. この場合, 放射フラックスが最大となるレベルを見つけることにしてしまうと, 圏界面が実際よりも下層にあると判断されてしまうことになってしまう.

で決まると考えられる. 従って, $\tau \sim 1$ 付近の温度勾配が大きくなるほど OLR は大きくなる傾向にある. T_g が増大するにしたがって q が増加するので温度勾配は湿潤断熱減率に近い値に漸近していく. このため, T_g が増大するに従って, OLR は減少する. OLR の値が 300 W/m^2 から 350 W/m^2 の間の場合, 平衡解が 2 つ存在している. これは, 温度の低い対流圏と地表面の組み合わせでも, 温度の高い対流圏だけでも, 同じ F_{trop}^\uparrow を射出できるからである. 射出限界は, この場合 350 W/m^2 である. それは対流圏フラックス放出条件によって決まっている.

3. $T_g \geq 350 \text{ K}$

対流圏の水蒸気量が非常に増大するため温度構造は $p^*(T)$ で決まるようになる. そのため, $\tau \sim 1$ 付近の T の値及びその勾配が T_g に依存しなくなるので, T_g の値によらず OLR の値が 1 つに決まってしまう. この場合, F_{trop}^\uparrow は対流圏中層の温度構造で決まる. 水蒸気が多量になった場合 (飽和蒸気圧曲線で温度構造が決まる場合), F_{trop}^\uparrow は 305 W/m^2 程度になり, $F_{top}^\uparrow = 300 \text{ W/m}^2$ となる.

温度の鉛直分布 (図 C.5) を見てみると, $T_g = 300 \text{ K}$ の場合で上層の温度がもっとも高くなる. これが, OLR の極大値に対応している.

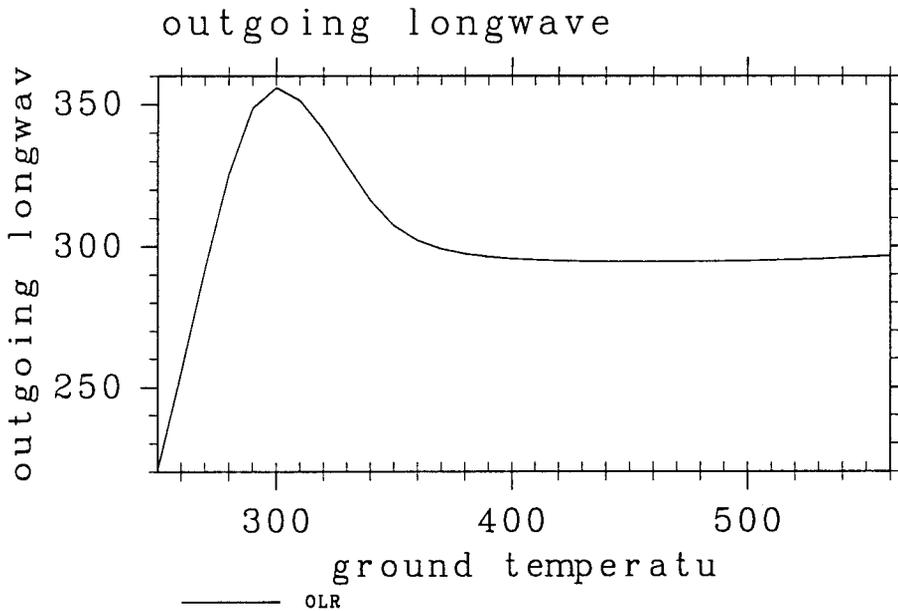


図 A.2: 飽和した対流圏を持つ大気の T_g - OLR.

対流圏界面の圧力を 図 A.9 に示す.

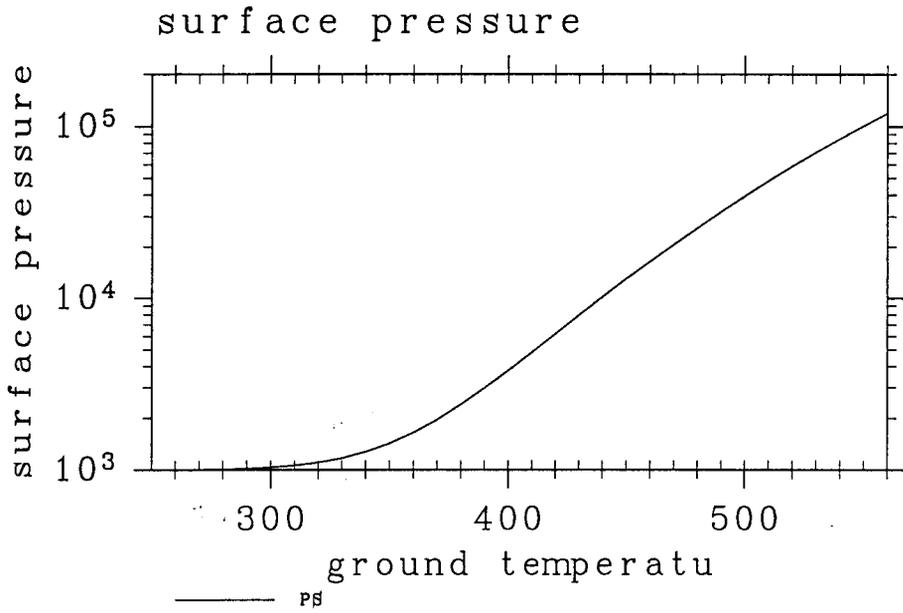


図 A.3: $p_{n0} = 10^5$ Pa としたときの p_s .

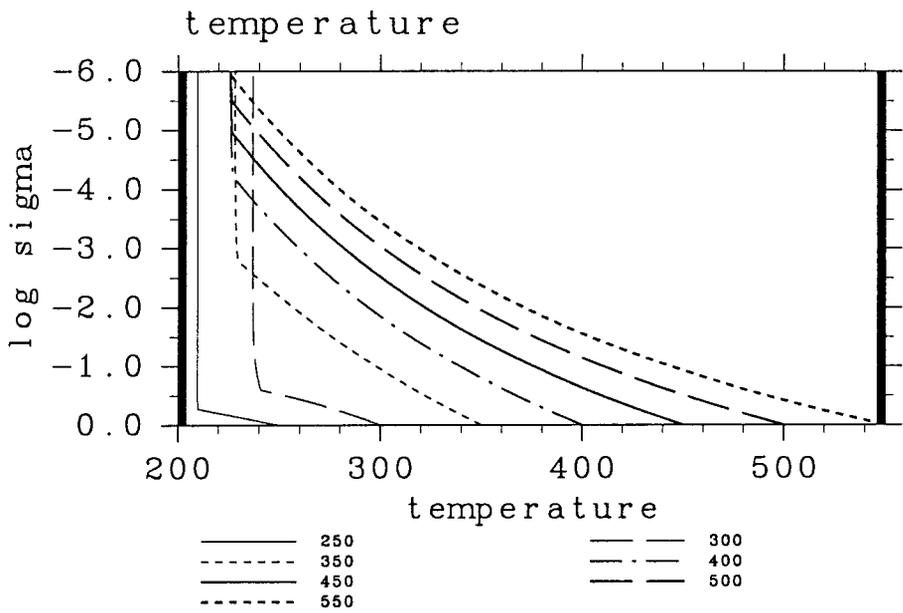


図 A.4: 温度鉛直分布. $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

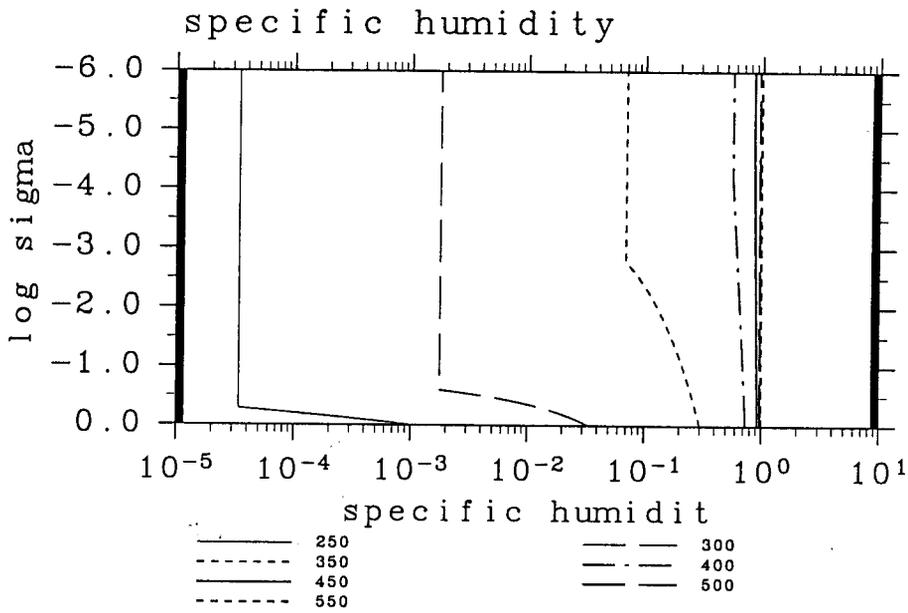


図 A.5: 比湿鉛直分布. $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

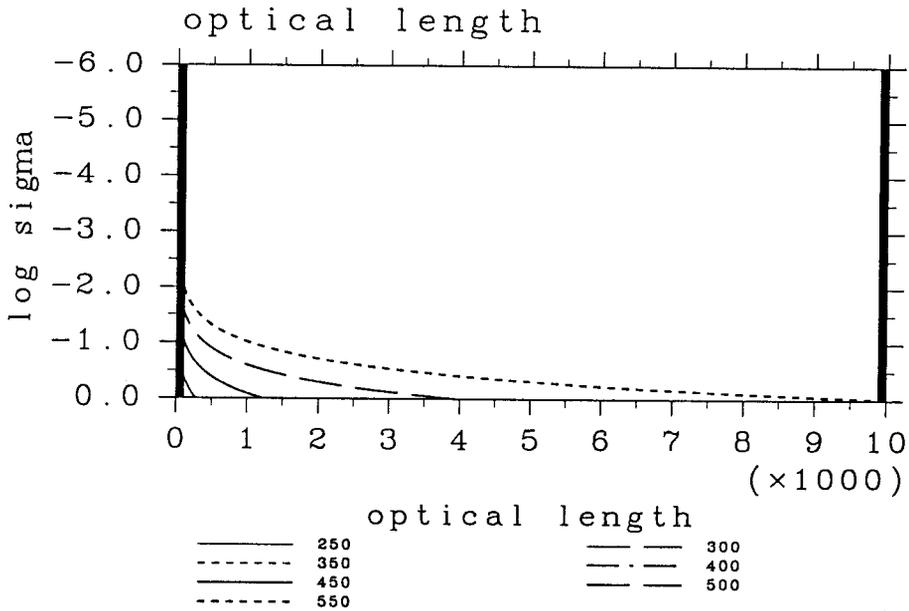


図 A.6: 光路長鉛直分布. $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

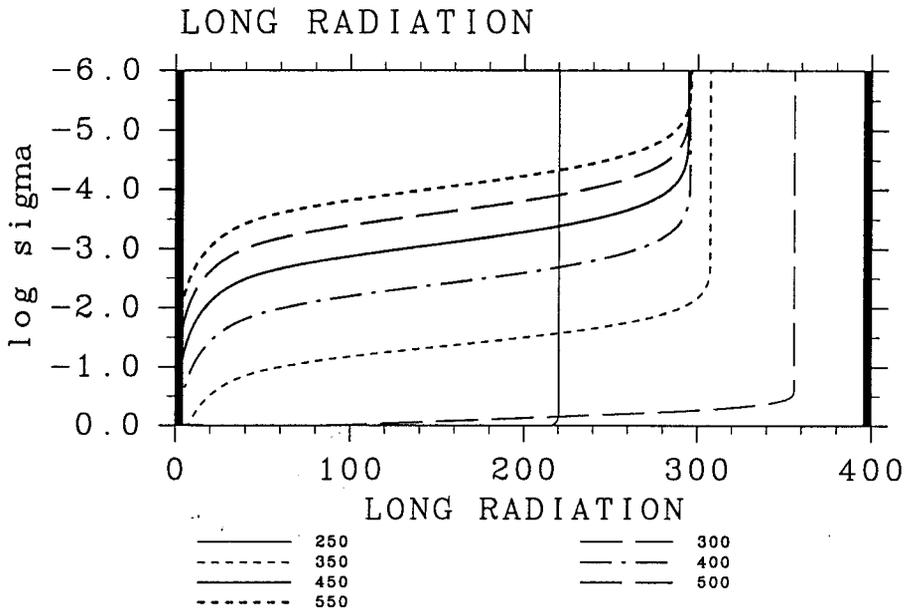


図 A.7: 正味上向き放射フラックス鉛直分布. $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

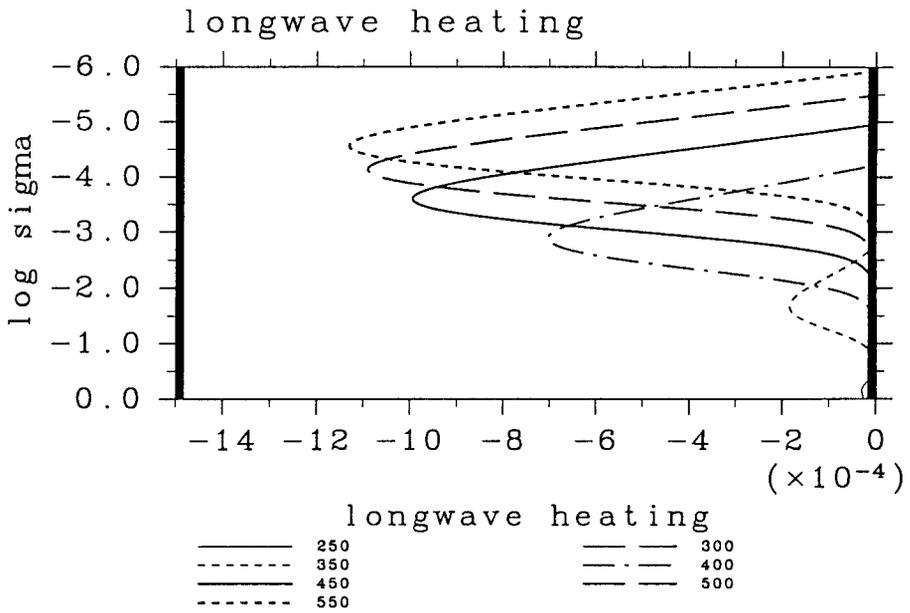


図 A.8: 放射加熱量鉛直分布. $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

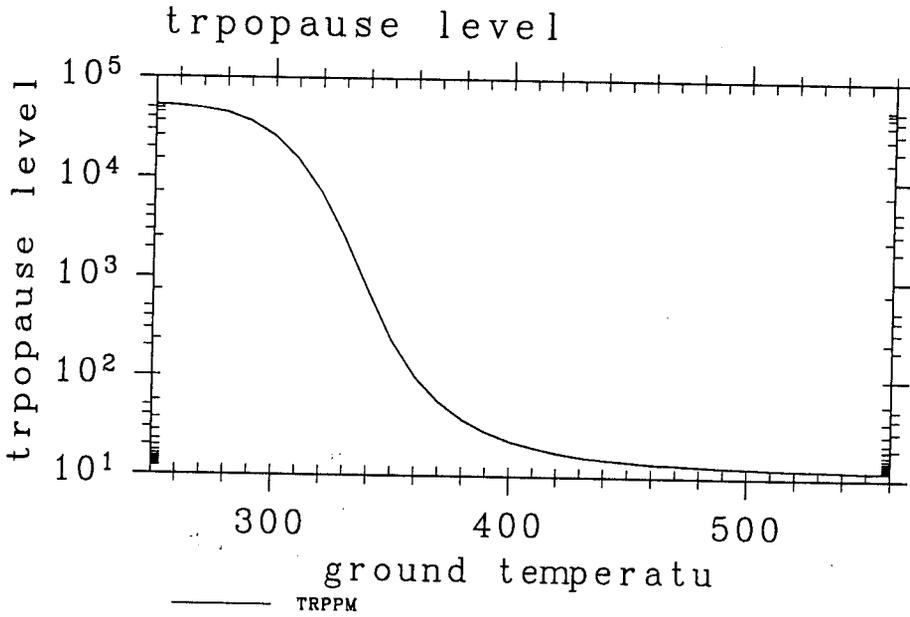


図 A.9: $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合の圏界面圧力.

A.2.3 p_{n0} を変化させた場合

地表面における非凝結性成分の分圧 p_{n0} を, $10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ Pa と変えた場合の結果を図 A.10 に示す.

p_{n0} が大きくなるに従って, OLR の最大値が増大し, 曲線は平になる傾向にある. この図の結果は次のように解釈される. p_{n0} が増加すると乾燥空気の相対量が増えるので温度勾配は乾燥断熱減率に近い値になる. そのため, OLR は大きくなる. 実際, 計算結果を見てみると, 対流圏の温度構造と乾燥断熱温度構造とはほとんど差がなくなっている.

OLR が平らになってしまうのは次のような理由による. 光学的深さは

$$d\tau = kq \frac{dp}{g} \tag{A.15}$$

より,

$$\tau = \int_0^p kq \frac{dp}{g}. \tag{A.16}$$

対流圏では温度構造が乾燥断熱減率で決まっているとすると

$$\frac{dT}{dp} = \frac{1}{\rho C_p} \tag{A.17}$$

これより成層圏の存在を無視すれば鉛直座標変数を T から p に換えることができ

$$\tau = \int_0^p kq \frac{1}{g} \rho c_p dT. \tag{A.18}$$

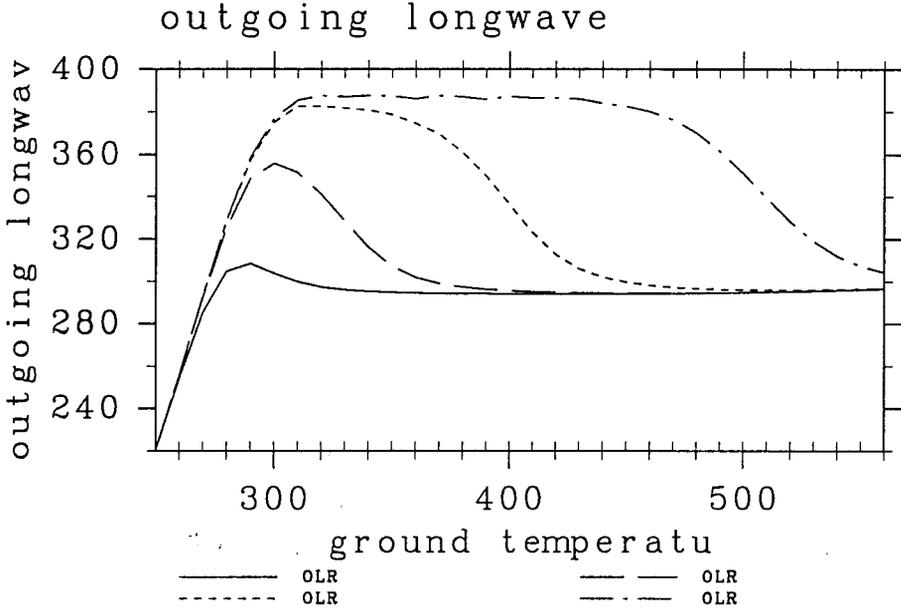


図 A.10: $p_{n0} = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ Pa としたときの OLR. $L1000, C_{\delta\tau} = 0.1$ の場合.

更に、少ないながらも存在する水蒸気分布は、 $q = p^*(T)/p$ であるので、

$$\tau = \int_{T_{trop}}^T kp^* \frac{c_p}{g} dT. \quad (\text{A.19})$$

となる。これを T について解くことができ、

$$\tau(T) = \frac{kp_0c_p}{gR} \int_0^T \exp\left(-\frac{L}{RT}\right) \frac{dT}{T} \quad (\text{A.20})$$

となる。これより、 τ を決めれば温度が一意的に定まってしまう。このため、大気が光学的に厚く、 T_g の寄与を無視することができるならば、OLR は T_g によらず 1 つの値になってしまう。

A.3 相対湿度を考慮した放射対流平衡解

ここまでは対流圏が飽和している場合を考えてきた。しかし、3次元計算への応用を考えると未飽和の場合についても議論しておく必要がある。

A.3.1 成層圏フラックス通化条件

成層圏では水蒸気の比湿が一定である、対流圏界面が未飽和である場合は、

$$\frac{1}{2} F_{top}^{\uparrow} \left(\frac{3}{2} \tau_{trop} + 1 \right) = \sigma T_{trop}^4 \quad (\text{A.21})$$

$$\tau_{trop} = kR_H p_0 \exp\left(-\frac{L}{RT}\right) \frac{1}{g} \quad (\text{A.22})$$

が成り立つ.

(A.22) を (A.21) に代入し, F^\uparrow について解くと

$$F_{top}^\uparrow = \frac{2\sigma T_{tp}^4}{\frac{3}{2}kR_H \frac{p_0}{g} \exp\left(-\frac{L}{RT}\right) + 1} \quad (\text{A.23})$$

となる. この式を用いて F_{top}^\uparrow の最大値を求めた結果を図 A.11 に示す. 図からわかるように, 相対湿度が減少すれば F_{top}^\uparrow は急激に増大する. 特に, $R_h = 0.1$ の場合では, $F_{top}^\uparrow \sim 700 \text{ W/m}^2$ になる.

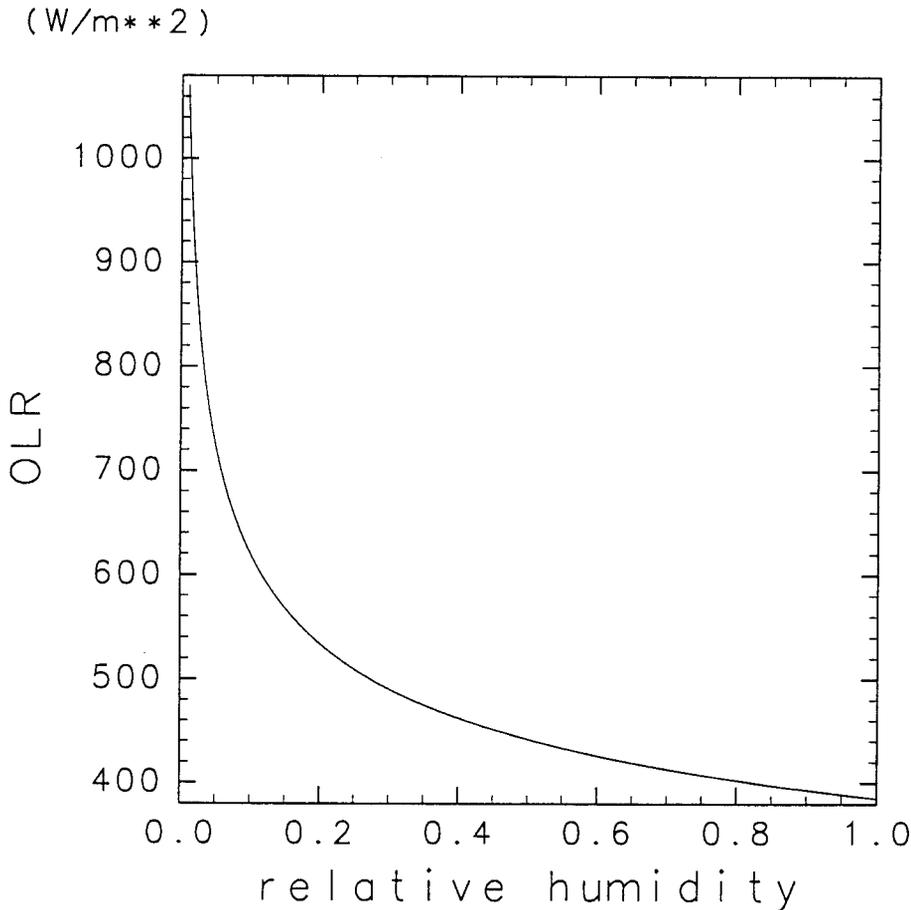


図 A.11: 対流圏界面の相対湿度を考慮した時の成層圏の射出限界.

A.3.2 放射対流平衡解

先と全く同様にまず断熱線を引いてから、指定された相対湿度の値だけ水蒸気を減らし放射計算を行なってみた。相対湿度を 65 % として計算した結果を図に示す。この場合の射出限界は 390 W/m^2 になる。高温極限での漸近値も、 320 W/m^2 と高くなる。

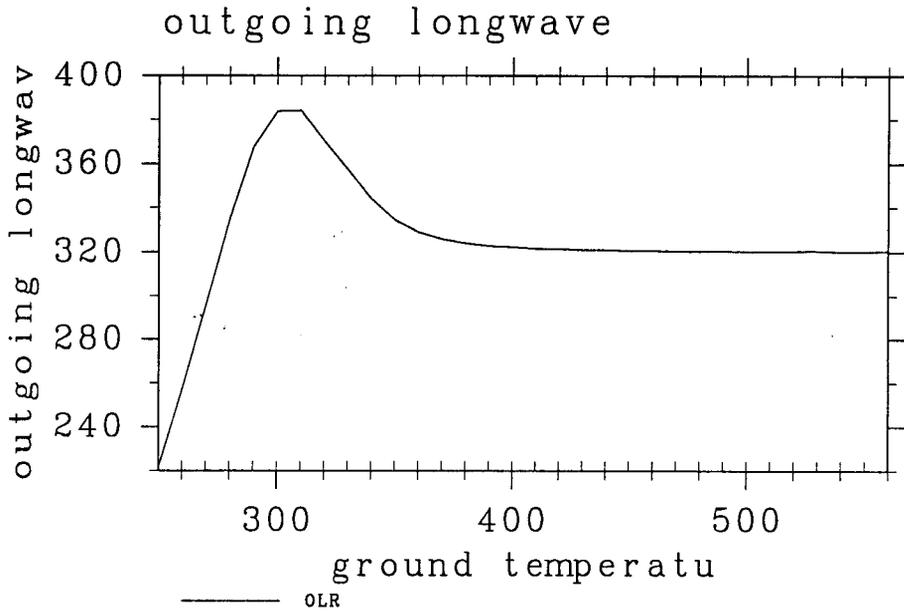


図 A.12: 相対湿度 65% の対流圏を持つ大気の Tg- OLR.

付録 B 放射計算スキーム

この章では数値計算に用いる放射スキームとその特性について解説を行う。放射フラックスの式を2通りに差分化しそれをつなげることにより任意の光学的深さ分布を持つ灰色大気放射計算を行なうことができる。

B.1 放射フラックスの差分表現

灰色大気の場合の正味上向き放射フラックスは次式で与えられる。

$$F^{net}(\tau) = \pi B(\tau_{top})e^{-(\tau-\tau_{top})} - \int_{\tau}^{\tau_s} \frac{d\pi B(\tau')}{d\tau'} e^{-(\tau'-\tau)} d\tau' + \int_{\tau_{top}}^{\tau} \frac{d\pi B(\tau')}{d\tau'} e^{-(\tau-\tau')} d\tau' \quad (B.1)$$

$$= \pi B(\tau_{top})e^{-(\tau-\tau_{top})} + \int_{\tau}^{\tau_s} \frac{d\pi B(\tau')}{d\tau'} de^{-(\tau'-\tau)} - \int_{\tau_{top}}^{\tau} \frac{d\pi B(\tau')}{d\tau'} de^{-(\tau-\tau')} \quad (B.2)$$

τ_{top} は大気の上端における光学的深さであり、 $\tau_{top} = 0$ とする。

ここでは Nakajima *et al.* (1992) と同様にして¹ を用いて、(B.1) を次のように差分化する

$$\begin{aligned} F^{net}(k + \frac{1}{2}) &= \pi B(K_{MAX} + \frac{1}{2})e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{K_{MAX} + \frac{1}{2}})} \\ &- \sum_{j=1}^k \left\{ \begin{array}{l} \left\{ \pi B(j - \frac{1}{2}) - \pi B(j + \frac{1}{2}) \right\} \frac{e^{-(\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})} + e^{-(\tau_{j+\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})}}{2} \quad (\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}} < C_{\Delta\tau}) \\ \frac{\pi B(j-\frac{1}{2}) - \pi B(j+\frac{1}{2})}{\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}}} \left\{ e^{-(\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})} - e^{-(\tau_{j+\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})} \right\} \quad (\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}} \geq C_{\Delta\tau}) \end{array} \right. \\ &+ \sum_{j=k+1}^{K_{MAX}} \left\{ \begin{array}{l} \left\{ \pi B(j - \frac{1}{2}) - \pi B(j + \frac{1}{2}) \right\} \frac{e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j-\frac{1}{2}})} + e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}})}}{2} \quad (\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}} < C_{\Delta\tau}) \\ \frac{\pi B(j-\frac{1}{2}) - \pi B(j+\frac{1}{2})}{\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}}} \left\{ e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j-\frac{1}{2}})} - e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}})} \right\} \quad (\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}} \geq C_{\Delta\tau}) \end{array} \right. \quad (B.3) \end{aligned}$$

K_{MAX} は最上層レベルであり、今の場合、 $K_{MAX} = 32$ である。(B.3) の上の段の式は (B.1) をもとに差分化をおこなったものであり、(B.3) の下の段の式は (B.2) をもとに差分化をおこなったものである。放射フラックスは、(B.3) の2種の差分式をつなげて計算することにし、光学的に薄い層からの寄与は上の段の式を、光学的に厚い層からの寄与は下の段の式を

¹中島慎一さんからいただいたプログラムソースによる。

用いて積分を評価する。 $C_{\Delta\tau}$ の値によって上の段と下の段の使われ方の割合が変わってくる。 $C_{\Delta\tau}$ の値を非常に大きなものにとれば、積分の評価は全て上の式を用いて行なわれることになり、 Numaguti and Hayashi (1991) で使用されている放射スキームと対応するものになる。

なお、上の段の式と下の段の式が等しくなるような $\Delta\tau$ は存在しない。仮にそのような $\Delta\tau$ があったとすると

$$\begin{aligned} & \frac{\pi B(j - \frac{1}{2}) - \pi B(j + \frac{1}{2})}{\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}}} \left\{ e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j-\frac{1}{2}})} - e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}})} \right\} \\ & = \left\{ \pi B\left(j - \frac{1}{2}\right) - \pi B\left(j + \frac{1}{2}\right) \right\} \frac{e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j-\frac{1}{2}})} + e^{-(\tau_{k+\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}})}}{2} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

が成立しなければならない。 $\Delta\tau = \tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}}$ とおいて、この条件を整理すると

$$\frac{1 - e^{\Delta\tau}}{\Delta\tau} = \frac{1 + e^{\Delta\tau}}{2} \quad (\text{B.5})$$

が得られる。残念ながら、この式の解は存在せず、正確にはスキームをつなげかえるレベルではフラックスの評価に不連続が生じてしまう。しかし実際にはその差はほとんど無視できるほどに小さい。放射フラックスの鉛直分布 (図 A.7) においても不連続性は見えない。

このように複雑なことを行なう理由は、(B.3) の上の段の差分式だけを用いた場合でも、下の段の差分式だけを用いた場合でも不都合が生じるからである。その理由を以下に示し、それにより 3次元計算で用いる $C_{\Delta\tau}$ の値についての検討を行なう。鉛直分解能による違いについては章を改めて付録 C で議論する。

B.2 $C_{\Delta\tau}$ を大きくした場合

まず、 $C_{\Delta\tau}$ を非常に大きくした極限を考える。これは、(B.3) において全層に渡って上の段の式を用いること、すなわち Numaguti and Hayashi (1991) の放射スキームを用いることに対応する。例として、 $C_{\Delta\tau} = 10^6$ 、 $P_{n0} = 10^5$ 、鉛直分解能を L1000 とした場合の結果を示す。鉛直レベルのとり方については付録 C を参照されたい。 T_g と OLR の関係は 図 A.2 とほとんど同様の結果を与える (図は示さない)。しかし、高温状態における放射フラックスの鉛直分布は正しく計算されていない。図 B.1 に $T_g = 550$ K の場合の正味上向き放射フラックス鉛直分布を示す。図 A.7 とは異なり、 $\log_{10} \sigma = -2$ 付近から下では正味上向きフラックスが地表に近づくほど増加している。正味上向きフラックスが中層で上から下に向かって増加しあるレベルから再び上から下に向かって減少する。この理由は、光学的に厚くなった場合、(B.3) の下段の式において $j = k$ のところしか残らず、正味上向きフラックスが

$$F^{net} \sim \frac{\sigma T_{k-\frac{1}{2}}^4 - \sigma T_{k+\frac{3}{2}}^4}{2} \quad (\text{B.6})$$

と評価されてしまうからである。正しくは、

$$F^{net} \sim \sigma \frac{T_{k-\frac{1}{2}}^4 - T_{k+\frac{1}{2}}^4}{\Delta\tau} \quad (\text{B.7})$$

となるべきである。この計算における、 σT^4 及び正味上向き放射フラックスの値は

$$\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4 \sim \sigma(549.578^4 - 548.732^4) = 31.78, \quad (\text{B.8})$$

$$F^{net}(k = 3/2) = 23.778, \quad F(k = 1/2) = 7.966 \quad (\text{B.9})$$

となっている。

L32 の場合では上記のことがもっと激しく起こる。正味上向き放射フラックスは、 $\log_{10} \sigma = -3$ 付近から下に向かって増加するが、 $\log_{10} \sigma = -1$ 付近から再び減少する (図 B.2)。この場合も $\log_{10} \sigma = -3.0$ 以下では正味上向き放射フラックスが $\sigma T_{k-1}^4 - \sigma T_k^4$ で決まってしまうためにこのようなことが起こっている。地表付近で減少する理由は鉛直格子点間隔が狭くなるためである。図 B.2 ($C_{\Delta\tau} = 10^6$) における $\log_{10} \sigma = -1$ 付近でのフラックスの値は図 C.6 ($C_{\Delta\tau} = 10^{-1}$) における値よりも 400 W 大きくなっている。 $C_{\Delta\tau} = 0.1$ の場合に比べて、上向きフラックス、下向きフラックスともに中層で 200 W 程度の差が生じている。3次元の時間発展問題において問題となるのは放射加熱量の分布であるが、これについてはそれほど誤差は目立たなくなっている。(図 B.2下図)。

L32 の場合では $C_{\Delta\tau} \geq 10.0$ の場合に中層で放射フラックスの鉛直分布に不連続が生じるようになる。図は示さないが、L32 では、 $C_{\Delta\tau} \leq 1.0$ であればほとんど問題なく放射フラックスの計算が可能である。

B.3 $C_{\Delta\tau}$ を小さくした場合

$C_{\Delta\tau}$ を非常に小さくした極限では結果がどのようになるかを見る。これは、(B.3) の積分を全層に渡って下の段の式によって評価することに対応する。例として、 $C_{\Delta\tau} = 0.0$, $P_{n0} = 10^5$, 鉛直分解能は L32 とした場合の結果を示す。この場合、A.2.1節の手順により 1次元平衡解を求めた場合の最終的な正味上向きフラックスは一見正しく計算されているように見える (図は示さない)。しかし、 $T_g = 250$ K の場合、A.2.1節の Step 4 で放射計算を行なった時の上向きフラックス、下向きフラックスはそれぞれ図 B.3の上図、下図のように不連続が生じている。ちなみに、 $T_g = 300$ K 程度までこのような不連続が明瞭に見える。この原因は、光学的に薄い領域、つまり低温状態の上層では、

$$\frac{de^{-\tau}}{d\tau} \rightarrow \frac{e^{-(\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})} - e^{-(\tau_{j+\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})}}{\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{j+\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.10})$$

が 0 になってしまうことにある。このスキームを用いた場合、 $\tau_{j-\frac{1}{2}}$, $\tau_{j+\frac{1}{2}}$ の値が非常に小さくなるので数値上の誤差範囲内で $e^{-(\tau_{j-\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})}$ と $e^{-(\tau_{j+\frac{1}{2}} - \tau_{k+\frac{1}{2}})}$ はともに等しい値に計算さ

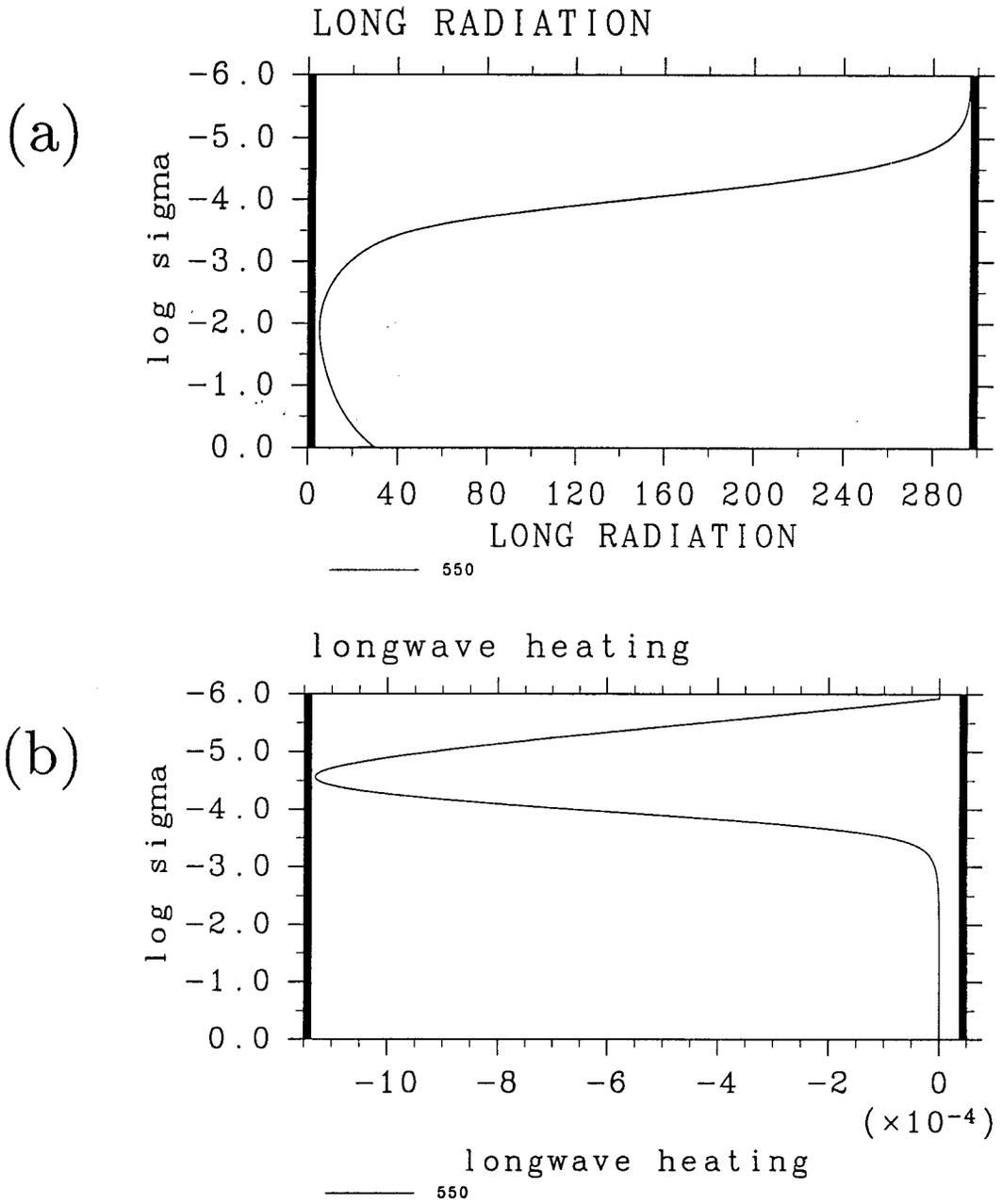


図 B.1: $C_{\Delta\tau} = 10^6$ の場合の結果. L1000, $p_{n0} = 10^5$ Pa, $T_s = 550$ K の場合. (a): 正味上向き放射フラックス鉛直分布. (b): 放射加熱率鉛直分布.

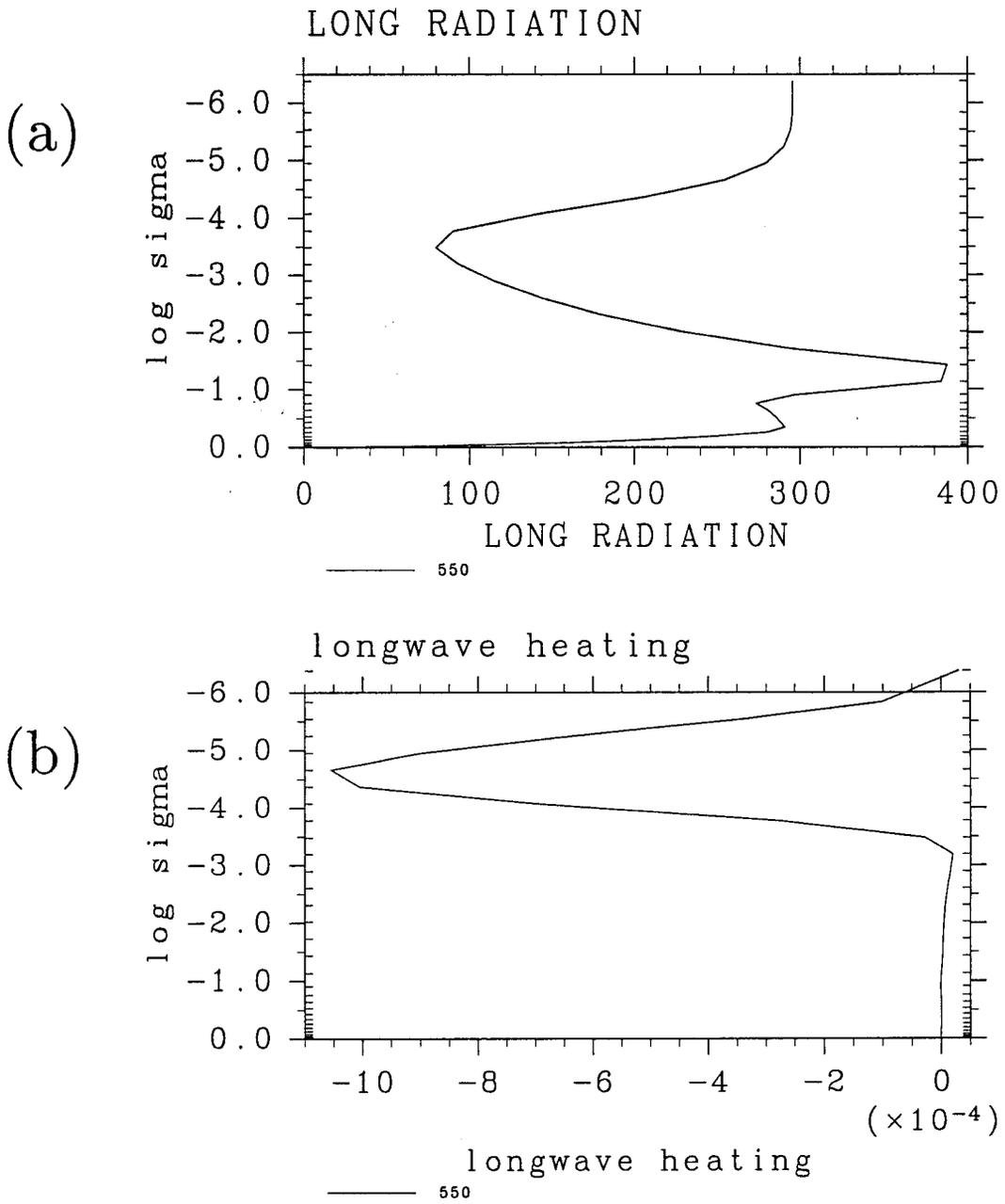


図 B.2: $C_{\Delta\tau} = 10^6$ の場合の結果. L32, $p_{n0} = 10^5$ Pa, $T_s = 550$ K の場合. (a): 正味上向き放射フラックス鉛直分布. (b): 放射加熱率鉛直分布.

れて、(B.10) の分子が 0 になってしまうのである。本来ならば、 $de^{-\tau}$ と $d\tau$ がともに非常に小さくなり

$$\frac{de^{-\tau}}{d\tau} \sim 1 \quad (\text{B.11})$$

となるはずである。(B.10) の分子が 0 になってしまうレベルより上の下向きフラックスは

$$-\pi B(K_{MAX} + 1)e^{-(\tau_k - \tau_{K_{MAX}+1})} + \pi B(k) \quad (\text{B.12})$$

で決まってしまうため、正確な値よりも小さくなる。上向きフラックスの場合も同様で、(B.10) の分子が 0 になるレベルより上においては和の項のいくつかが落ちてしまう。

なお、鉛直分解能を上げるともっと極端に上記の不具合が発現する。L1000 の場合では OLR の値も正しく計算できなくなり、正しく T_g と OLR の関係が求められなくなる (図は示さない)。

結論としては、大気的全層に渡って上の段の式を用いることはできない。しかし、 $C_{\Delta\tau} \geq 10^{-7}$ であれば、問題なく放射フラックスを計算できることは確認した (図は示さない)。

B.4 まとめ

(B.3) の上の段の式だけを用いると光学的に薄い大気の放射計算において不都合が生じる。また、下の段の差分式だけでは光学的に厚い大気の放射計算はできない。しかし、2 種の差分式を組み合わせることにより任意の光学的深さ分布を持つ灰色大気の放射計算が可能である。その際、差分式のつなぎ変えを規定する $C_{\Delta\tau}$ の値は 1.0 から 10^{-7} の間にとらなければならない。以上の結果をもとに、本論では $C_{\Delta\tau}$ の値として 0.1 を採用することにする。

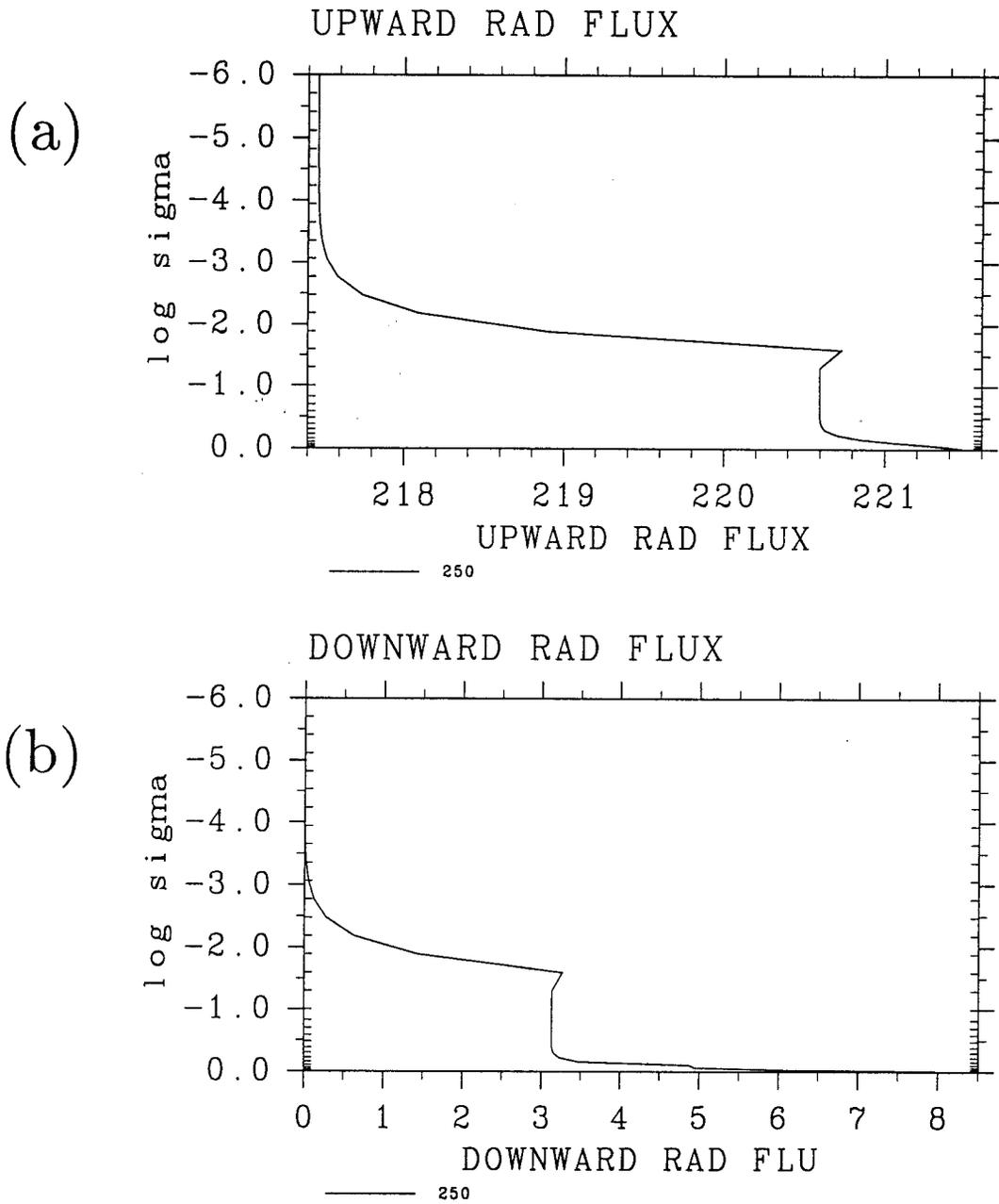


図 B.3: $C_{\Delta\tau} = 0.0$ とした時に A.2.1節 の Step 4 で計算される (a): 上向き放射フラックス鉛直分布と (b): 下向き放射フラックス鉛直分布. L32, $p_{n0} = 10^5$ Pa, $T_s = 250$ K の場合.

付録 C 鉛直分解能についての検討

本章では放射計算に必要な鉛直分解能についての検討を行なう。種々の鉛直分解能を用いた結果を比較することにより $p_{n0} < 10^6$ Pa であれば鉛直層数は 32 で十分であることが示される。ただし、この結果は 1 次元平衡解を求める上での放射計算にとって最低限必要な鉛直層数であるに過ぎない。力学計算にとってはこれで十分であるかどうかについては別の検討を要する。これは今後の課題である。

C.1 鉛直レベルの位置

Nakajima *et al.* (1992) では 1 次元放射平衡解を求めるために鉛直層数が 400 ~ 700 の計算を行なっている。しかし、3 次元時間発展問題をそのような高分解能で行なうことは実質的に不可能である。3 次元計算を行なうためには、放射計算を十分に精度良く行なえる最低限の鉛直層数を見いだす必要がある。そのため、この章では鉛直層数が 16, 21, 32, 1000 の 4 つの場合の比較を行なうことにする。それぞれの鉛直層数をとったモデルを、L16, L21, L32, L1000 と呼ぶことにする。L32 は、本論で示した数値計算で用いた表 2.2 と全く同一のレベルをとる。L16 における鉛直レベルは 15 層までは表 2.2 と同じレベルを用い 16 層目を 0 とする。L21 の場合、L16 のものに $\sigma = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ を加える。L1000 の場合では、全層 ($\sigma = 1$ から 10^{-6}) を $\ln p$ で等間隔に分割する。

ちなみに、Nakajima *et al.* (1992) では全層を $\ln p$ で等間隔に分割して計算を行なっている。層の数は

$$NNL = \frac{p_{bottom} - p_{top}}{\ln 10/100} + 1 \quad (C.1)$$

とする。実際の層の数は、 $C_{pv} = 4R$, $C_{pn} = 3.5R$, $P_{n0} = 10^5$ Pa, $T_g = 500$ K の場合で 560 層, $C_{pv} = 4R$, $C_{pn} = 4.5R$, $P_{n0} = 10^8$ Pa, $T_g = 500$ K の場合で 702 層である¹。

C.2 T_g -OLR 関係

以下では種々の鉛直分解能を用いた場合に、 T_g と OLR の関係が正しく得られるかどうか、つまり図 A.2 が正しく描けるかどうかを調べる。

¹中島慎一さんからいただいた資料による。

C.2.1 $p_{n0} = 10^5$ Pa とした場合

L32 の場合では OLR の T_g 依存性は図 C.1 に示したようになり, 図 A.2 と同様の結果が得られた. 実際の数値を比較するため, T_g - OLR 曲線の裾野付近の OLR の値とピーク付近の値を, それぞれ表 C.1 と表 C.2 に示す. L1000 と L32 との差はせいぜい 5 W/m^2 に留まっている. よって, L32 であれば放射計算は 5 W/m^2 の精度で行なうことができる, と言えるだろう.

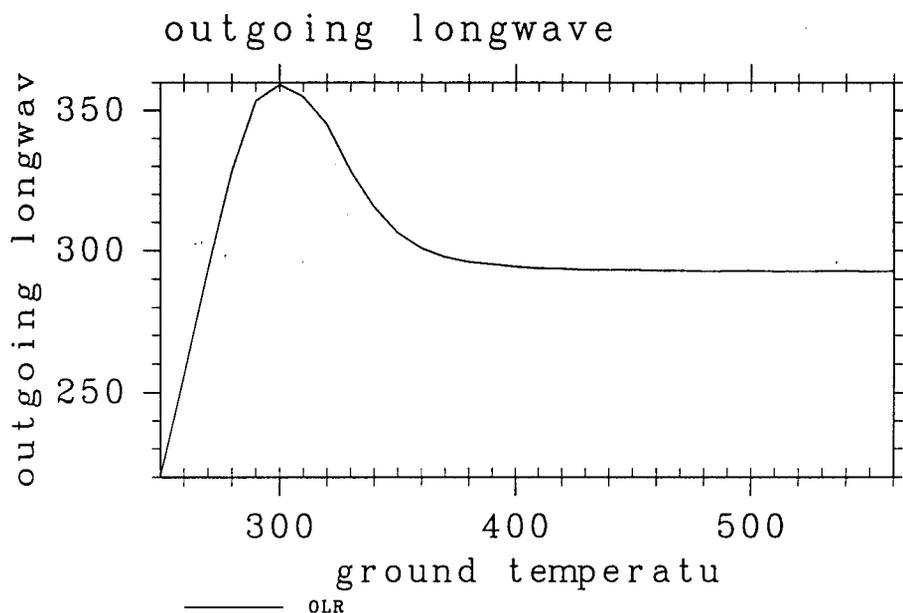


図 C.1: $C_{\delta\tau} = 0.1$ の場合の OLR. L32, $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合.

T_g	450	460	470	480	490	500
L1000	298.393	298.414	298.462	298.536	298.635	298.752
L32	297.337	297.172	297.269	297.383	297.267	297.391

表 C.1: 裾野付近の OLR の値. L1000 は鉛直層数を 1000 とした場合に得られる OLR の値. L32 は鉛直層数を 32 とした場合に得られる OLR の値.

L21 に分解能を下げると図 C.2 に示したように T_g -OLR 曲線がガタガタになってしまう. この場合, 対流圏界面レベルを正確に求めることができなため正しい放射フラックスの値を計算することができなくなってしまっている.

更に鉛直分解能を下げ, L16 とした結果を図 C.3 に示す. 図 C.1 のように平らな領域があらわれない. このような結果になった理由は, 300 W/m^2 で射出するレベルに格子点がない

T_g	280	290	300	310	320	330
L1000	324.539	348.004	355.851	351.608	342.109	330.543
L32	327.485	353.103	359.632	355.948	346.472	331.451

表 C.2: ピーク値付近の OLR の値

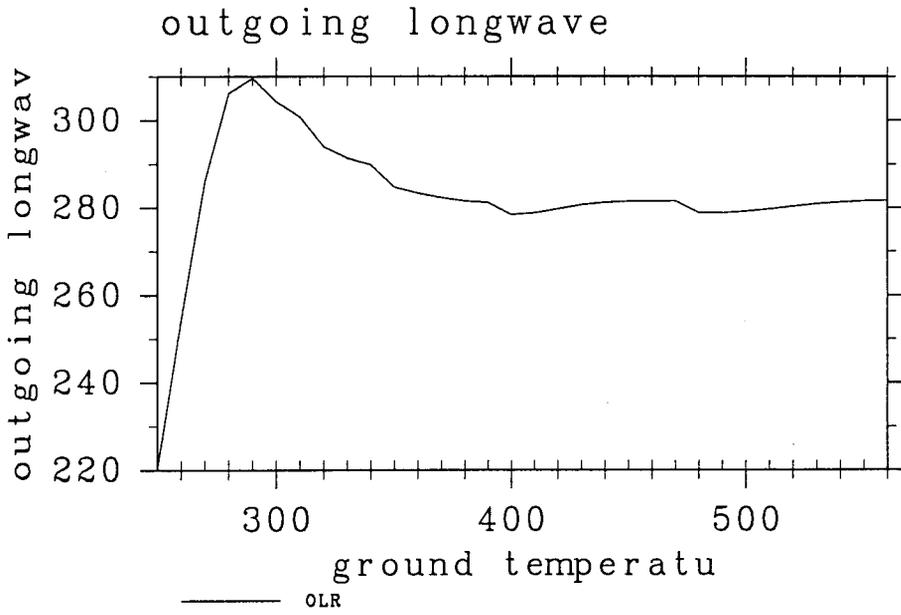


図 C.2: L21 の場合の OLR. $C_{\delta\tau} = 0.1$, $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合.

ためである。 $T_g \leq 350$ K ならば、 $\sigma = 0.05$ のレベルは成層圏に存在しているので (図 C.5), 山型は何とか計算できる。しかし、 T_g が 350 K を越えると対流圏がつきぬけてしまう (図 A.9 参照)。 T_g が増加すれば、 $\sigma = 0.05$ での温度が増加するので OLR も増加する。結局、 $T_g = 560$ K まで計算するためには一番上のレベルは $\sigma = 10^{-5}$ でないといけない。

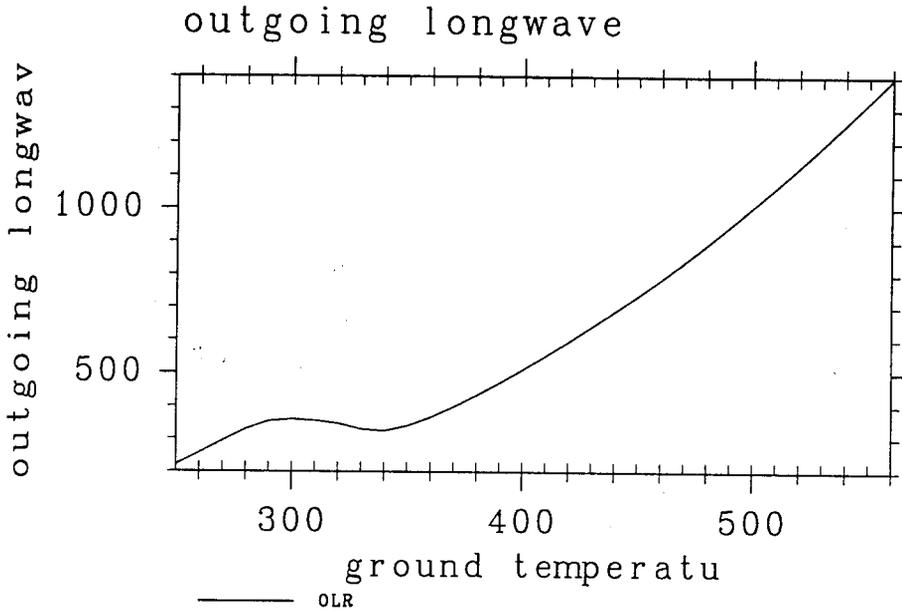


図 C.3: L16 の場合の OLR. $C_{\delta r} = 0.1$, $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合.

C.2.2 p_{n0} を変化させた場合

地表面における非凝結性成分の分圧 p_{n0} を、 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 Pa と変えた場合に L32 を用いて求めた T_g -OLR 関係を図 C.4 に示す。 L32 でも $P_{n0} = 10^5$ Pa までなら L1000 と非常に良く似た結果を与えることがわかる。しかし、 $P_{n0} = 10^6$ Pa になると曲線に凸凹が目立ち始め、 $P_{n0} = 10^7$ Pa の場合では山の上の方でガタガタになる。いずれの場合でも、 L1000 とした場合に比べて L32 の方が OLR の値が大きくなっている。特に、 $p_{n0} = 10^7$ Pa の場合には、 Komabayashi-Ingersoll 限界 (385 W/m^2) を超えてしまっている。 L32 の場合、 $p_{n0} = 10^6$ Pa 程度までであれば OLR の値は正しく計算できる、と思われる。

C.3 鉛直構造

L32 であれば、 $p_{n0} < 10^6$ Pa の場合に OLR の値は正しく計算できることは確認された。次に、物理量の鉛直分布も L1000 と同様の結果を与えるかどうか見てみる。ここでは、温度の鉛直分布 (図 C.5) と正味上向き放射フラックスの鉛直分布 (図 C.6) だけを示すことにす

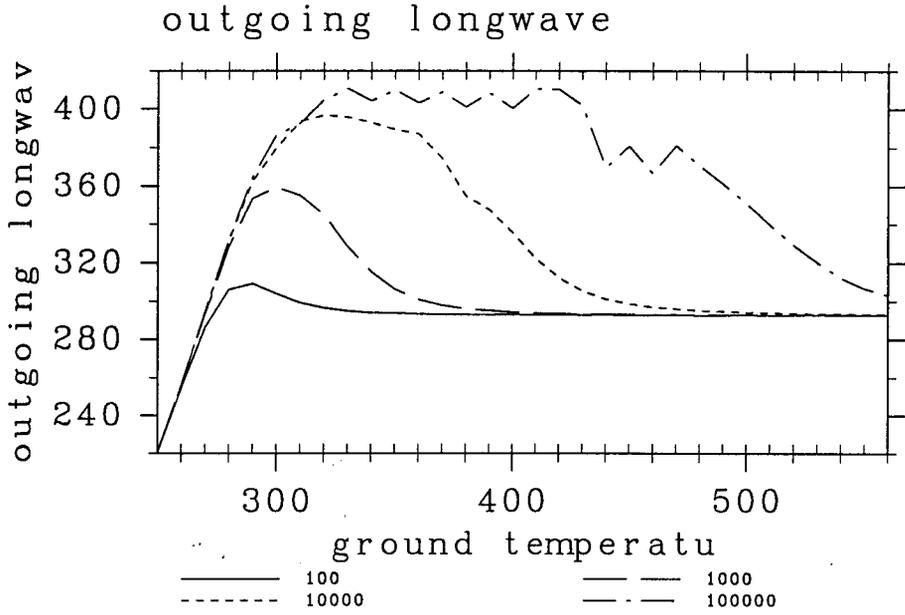


図 C.4: $P_s = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ Pa としたときの OLR. L32, $C_{\delta r} = 0.1$ の場合.

る. いずれも図 A.4, 図 A.7と同様の分布を示しており, 鉛直構造も L32 で十分計算できることが確認された.

結論として, このスキームを用いて $p_{n0} = 10^5$ Pa, $T_g \leq 560$ K の状態を計算するのであれば, L32 で十分であると考えられる.

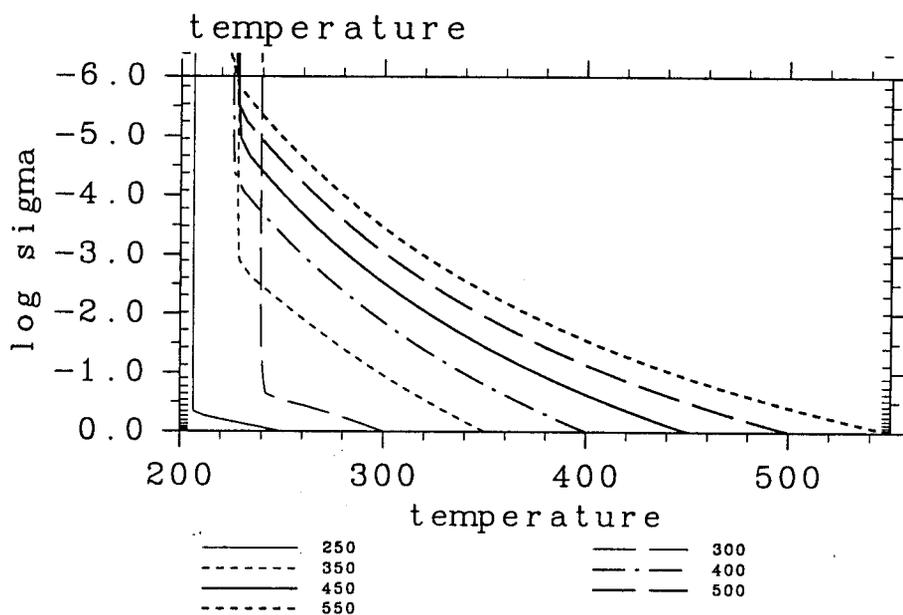


図 C.5: $C_{\delta\tau} = 0.1$ の場合の温度鉛直分布. L32, $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

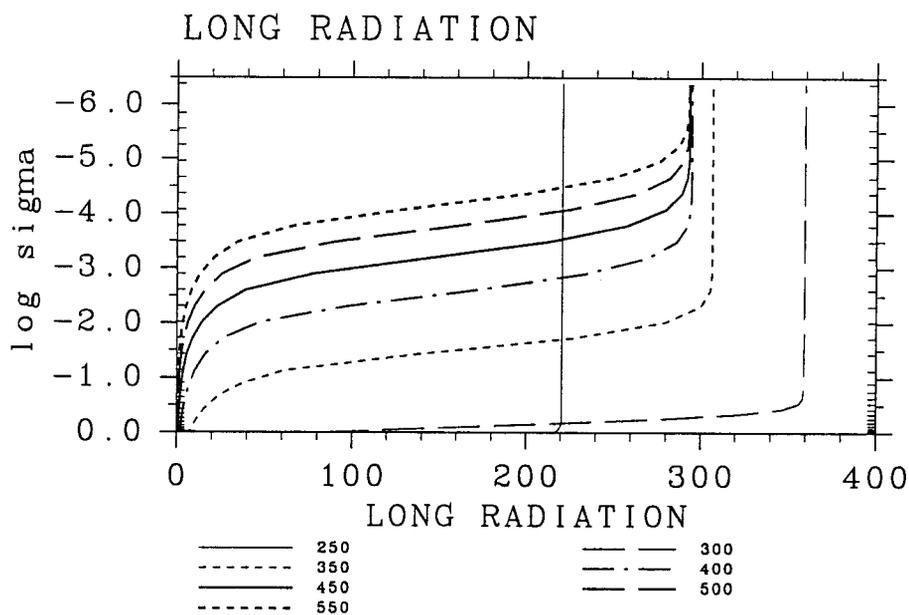


図 C.6: $C_{\delta\tau} = 0.1$ の場合の正味上向き放射フラックス鉛直分布. L32, $p_{n0} = 10^5$ Pa の場合. $T_g = 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550$ K の場合.

付録 D 多量の水蒸気に対する対応

この章では大気中の水蒸気が大きく増加した場合に考慮する必要がある効果に対する対処法を示す。1つは水蒸気の相変化が起きた場合の大気量の変化である。これについては大気コラム全体での相変化量によって表面気圧に補正を加えるという形にする。2つめは湿潤対流調節スキームである。水蒸気量が少ないという近似をはずしたスキームについて説明する。

D.1 蒸発・凝結による p_s 変化

あるレベルで凝結が起これ、水蒸気を取り除かれれば、本来はそのレベルにおける質量効果を考慮し、それを p_s 、上昇流の変化に足しこんでいくべきである。しかし、そのような取扱は σ 系では非常に複雑になる。ここでは、あるコラムにおけるトータルの質量変化(蒸発量-凝結量の鉛直積分)だけを考え、それを時間ステップの最後で補正してやることにする。

D.1.1 p_s 変化の計算

あるステップにおいて、 Δq を蒸発・凝結による q の変化量、 Δp_s を蒸発・凝結による p_s の変化量とする。調節前の値を $\hat{\cdot}$ をつけて表し、調節後の値は p_s, q と表すことにする。

この時、

$$\Delta p_s = g \int \hat{\rho} \Delta q d\hat{z} = -g \int \hat{\rho} \Delta q \frac{d\hat{p}}{-\hat{\rho}g} = \int \Delta q d\hat{p} = \hat{p}_s \int \Delta q d\sigma \quad (D.1)$$

となる。

地表フラックスは

$$F_q \sim LC(q^* - qs)\rho \quad (D.2)$$

なので、蒸発による Δq は次のようになる。

$$\frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{\Delta F_q L^{-1} \rho_s^{-1}}{\Delta z} = \frac{F_q L^{-1}}{\Delta p} \rho_s^{-1} \rho_s g = F_q (k=1) \times \frac{g}{L} \quad (D.3)$$

また、凝結による Δq は

$$\Delta q = S_q^{cond} \times \Delta t \quad (D.4)$$

以上より, p_s の補正は

$$\Delta p_s = F_q(k=1) \frac{g}{L} \Delta t + \int S_q^{cond} \Delta t dp \quad (D.5)$$

と行なうことにする.

D.1.2 比湿の補正

p_s を変えたので, それに応じて q の値も変える必要がある. 水蒸気の質量が調節の前後で等しくなるようにする. その条件は

$$\hat{\rho} \hat{q} = \rho q \quad (D.6)$$

である. これより,

$$\frac{\hat{p}_s \sigma}{RT} \hat{q} = \frac{P_s \sigma}{RT} q = \frac{(\hat{p}_s + \Delta p_s) \sigma}{RT} q \quad (D.7)$$

これより,

$$q = \frac{\hat{p}_s}{\hat{p}_s + \Delta p_s}. \quad (D.8)$$

D.2 湿潤対流調節スキーム

水蒸気と乾燥空気からなる空気塊における断熱の条件は,

$$\frac{-R_d}{p(1-q)} \frac{dp(1-q)}{dz} + \left(c_{pn} + \frac{c_{pv}}{1-q} \right) \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{L}{T} \frac{d}{dz} \frac{q}{1-q} - \frac{L}{q^2} \frac{q}{1-q} \frac{dT}{dz} = 0 \quad (D.9)$$

となる. 本論で考えているように $c_{pn} = c_{pv}$ の場合について差分化すると

$$B \cdot \Delta T_{k-1} + C \cdot \Delta T_k = ST \quad (D.10)$$

となる. ただし

$$\begin{aligned} ST = & \frac{F}{4} \cdot TP^2 \cdot MM \cdot (p_{k-1} M_{k-1} - P_k M_k) - \frac{1}{2} MM \cdot TP \cdot TM \\ & + \frac{E}{2} QP \cdot MM \cdot TM - \frac{E}{2} TP \cdot QM \end{aligned} \quad (D.11)$$

$$\begin{aligned} B = & -\frac{F}{4} \left\{ -TP^2 \cdot MM \cdot P_{k-1} D_{k-1} \right. \\ & \left. + (P_{k-1} M_{k-1} - P_k M_k) \left(-\frac{1}{2} TP^2 \cdot D_{k-1} + 2TP \cdot MM \right) \right\} \\ & + \frac{1}{2} \left\{ MM(TP + TM) - \frac{1}{2} TP \cdot TM \cdot D_{k-1} \right\} \\ & - \frac{E}{2} \left(QP \cdot MM - \frac{1}{2} QP \cdot TM \cdot D_{k-1} + MM \cdot TM \cdot D_{k-1} \right) \\ & + \frac{E}{2} (TP \cdot D_{k-1} + QM) \end{aligned} \quad (D.12)$$

$$\begin{aligned}
C = & -\frac{F}{4} \left\{ TP^2 MM p_k D_k + (p_{k-1} M_{k-1} - p_k M_k) \left(-\frac{1}{2} TP^2 D_k + 2TPMM \right) \right\} \\
& + \frac{1}{2} \{ MM(-TP + TM) - \frac{1}{2} TPTMD_k \} \\
& - \frac{E}{2} \left(-QPMM - \frac{1}{2} QPTMD_k + MMTMD_k \right) \\
& + \frac{E}{2} (-TPD_k + QM)
\end{aligned} \tag{D.13}$$

ここで,

$$MM \equiv 1 - \frac{1}{2} q^*(\hat{T}_{k-1}) - \frac{1}{2} q^*(\hat{T}_k) \tag{D.14}$$

$$D_{k-1} \equiv \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{k-1}, \quad D_k \equiv \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_k \tag{D.15}$$

$$TP \equiv \hat{T}_k + \hat{T}_{k-1}, \quad TM \equiv \hat{T}_k - \hat{T}_{k-1}, \tag{D.16}$$

$$M_{k-1} \equiv 1 - q^*(\hat{T}_{k-1}), \quad M_k \equiv 1 - q^*(\hat{T}_k), \tag{D.17}$$

$$F \equiv \frac{R_d}{C_p}, \tag{D.18}$$

$$E \equiv \frac{L}{C_p}, \tag{D.19}$$

$$QP \equiv q^*(\hat{T}_{k-1}) + q^*(\hat{T}_k), \quad QM \equiv q^*(\hat{T}_{k-1}) - q^*(\hat{T}_k), \tag{D.20}$$

$$P_{k-1} \equiv \frac{p_{k-1}}{p_{k-\frac{1}{2}}}, \quad P_k \equiv \frac{p_k}{p_{k-\frac{1}{2}}}. \tag{D.21}$$

この断熱の式を用いて 1 次元問題における温度構造の決定・湿潤対流調節のパラメタリゼーションを行なう。

D.2.1 1 次元問題における断熱線の引き方

1 次元問題で下から断熱線を引く場合には、断熱の式 (D.9) を満たすように、 $T_g, q^*(T_g)$ から出発して最上層まで下から順に $T_k, q_k = q^*(T_k)$ を決めていく。実際には、 T_{k-1}, q_{k-1}^* が与えられた条件の下で、 T_k に適当な初期推定値を与えて、そこからのずれを

$$\Delta T_k = \frac{ST}{C} \tag{D.22}$$

によって計算し、 T_k を決定していく。更に q_k^* は飽和蒸気圧曲線から決定する。

D.2.2 湿潤対流調節スキーム

3 次元計算において、以下の条件が満たされた点においては温度分布、水蒸気分布を湿潤断熱で決まる構造に調節する。

1. 成層不安定である.
2. 飽和または過飽和である.

調節を行なうために (D.9) の他に, 調節の前後における湿潤静的エネルギー保存の条件

$$\sum \Delta(c_{pd}T_k + Lq_k) = 0. \quad (\text{D.23})$$

を用いる. この式を差分化すると

$$\Delta T_{k-1} = \alpha \Delta T_k + \beta \quad (\text{D.24})$$

ただし

$$\alpha = -\frac{1 + \gamma_k}{1 + \gamma_{k-1}} \frac{\Delta p_k}{\Delta p_{k-1}}, \quad (\text{D.25})$$

$$\beta = \frac{1}{1 + \gamma_{k-1}} \frac{L}{C_p} \Delta \hat{Q} \frac{1}{\Delta p_{k-1}}. \quad (\text{D.26})$$

ここで,

$$\Delta \hat{Q} \equiv \Delta p_{k-1}(q_{k-1} - q^*(T_{k-1})) + \Delta p_k(q_k - q^*(T_k)), \quad (\text{D.27})$$

$$\gamma_k \equiv \left. \frac{L}{c_p} \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_k, \quad \gamma_{k-1} \equiv \left. \frac{L}{c_p} \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{k-1}. \quad (\text{D.28})$$

(D.10) に (D.24) を代入すると, 次のようになる.

$$\Delta T_k = \frac{ST - \beta B}{C + \alpha B} \quad (\text{D.29})$$

(D.24), (D.29) から ΔT_{k-1} , ΔT_k を求め, 比湿を

$$q_{k-1} = q^*(T_{k-1} + \Delta T_{k-1}), \quad (\text{D.30})$$

$$q_k = q^*(T_k + \Delta T_k) \quad (\text{D.31})$$

と決める.

以上の調節を下層から順番に行ない最高 10 回繰り返す.

付録 E 長時間積分を行なうための方策

付録 Cによれば放射計算を精度良く行なうためには鉛直層数を 32 としなければならない。しかし、32 層モデルで太陽定数を増大させた場合の長時間積分を実行するのは困難である。その理由は鉛直方向に 2-grid noise が生じてしまうためであると思われる。暴走温室状態の長時間積分を実行するためには、この 2-grid noise を消すべく、上層に減衰層そして全層に鉛直フィルターを導入しなければならない。

E.1 通常モデルの結果

Numaguti and Hayashi (1991) と同様の、いわば通常の大気モデルを用いて鉛直層数を 32 として $S = 1800\text{W/m}^2$ の場合について計算を行ってみると 60 日程度しか積分ができない。鉛直層数を 16 とすると積分を実行することはできるが、その場合には図 C.3で示されるように、放射スキームで OLR の値を正しく計算することができなくなってしまう、暴走限界を決定する議論など不可能である。以下では通常の 32 層モデルを用いて計算した場合に得られる状態を示すことにする。図 E.1は Numaguti and Hayashi (1991) と同じモデルを用いて鉛直層数を 32 とした場合の結果である。見てわかるように 60 日までしか計算できない。しかし、OLR は時間とともに減少する傾向にあり、地表面温度は増加する傾向にある。60 日しか計算できないにもかかわらずそれでも暴走温室状態が発生しつつあるらしいことは見てとれる。

図 E.1に示したように通常モデル設定で長時間積分が不可能である直接の理由は鉛直方向に 2-grid noise が発生してしまうためであると思われる。その特徴的な例を図 E.1に示す。これはある一点における u と T の瞬間的な鉛直構造を示したものである。 u , T どちらの分布でも鉛直方向に 2 または 3 点周期の振動パターンが現れている。このようなノイズの振幅が上層において時間とともに増加し、最後には CFL 条件が壊れてしまい、最後に積分ができなくなってしまう。このようなノイズの実態は対流圏から鉛直伝搬する重力波であると予想はされるが、その原因を特定するような解析は全くなされていない。本研究では、暴走温室状態の数値計算をまずは実行できるようにすることに重点を置いたので、詳しい解析は今後の課題として残し、2 grid noise を抑制する「手当て」を講じることにした。その具体的な方策について以下に述べる。

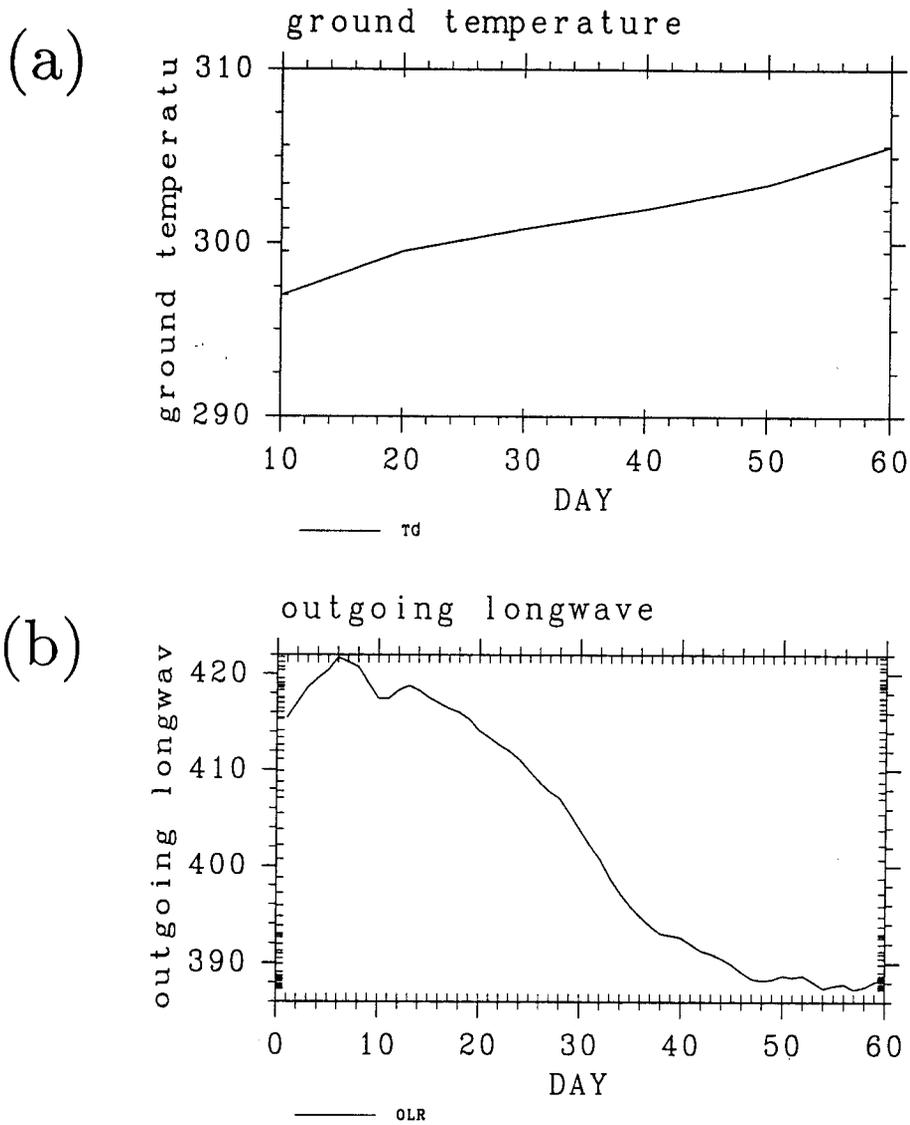


図 E.1: 通常の大気モデルを用いて得られた $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合における全球平均値の時間変化 (a): 地表面温度の時間変化. (b): OLR の時間変化.

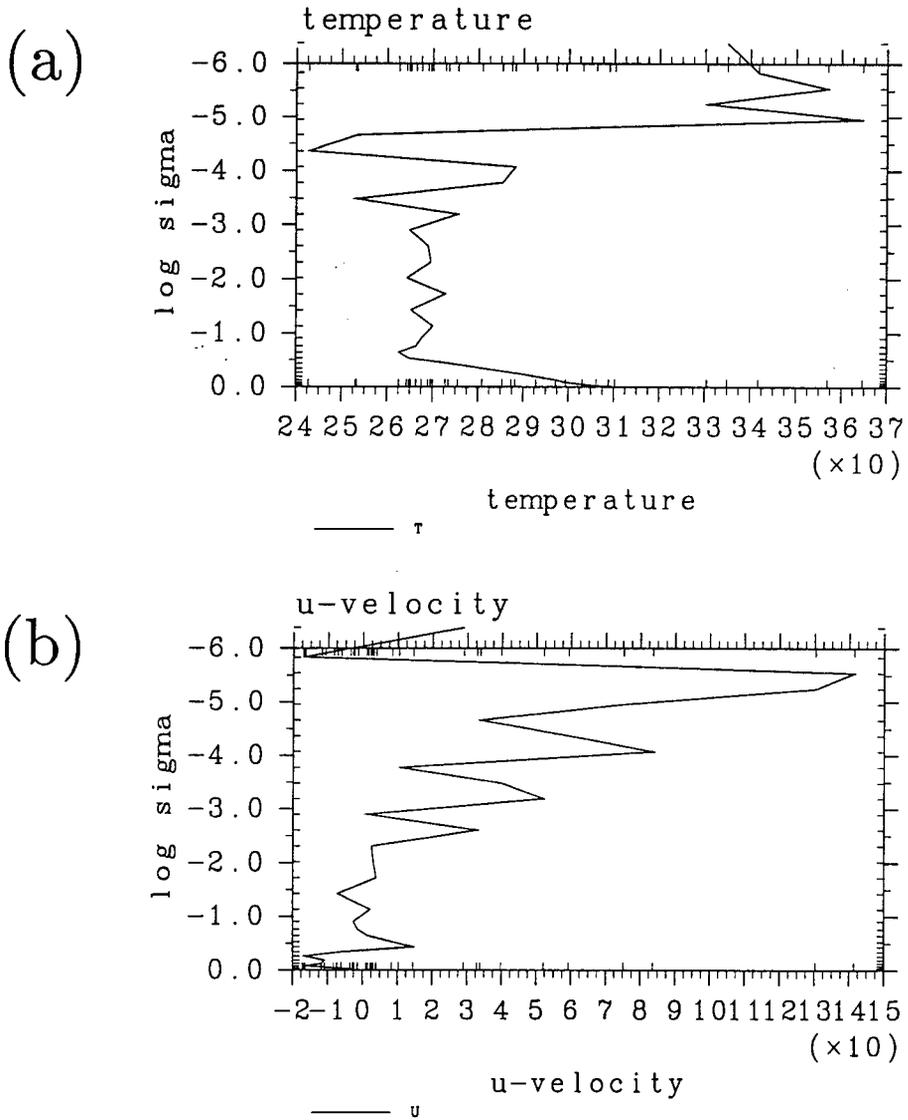


図 E.2: 通常の大気モデルを用いて得られた $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合の鉛直構造. (a): 赤道近くの緯度 2.7 度における 60 日目の温度の鉛直構造. (b): 同様にして東西風.

E.2 上層減衰層

上層におけるノイズを徹底的に消去するため、上層 7 層には、レイリー摩擦とニュートン冷却型の平滑化を入れることにした。具体的には運動方程式の x 成分に

$$-\tau_M(k)u \quad (\text{E.1})$$

の項を、 y 成分に

$$-\tau_M(k)v \quad (\text{E.2})$$

の項を、温度の式に

$$-\tau_H(k)(T - \bar{T}) \quad (\text{E.3})$$

の項をそれぞれ付加した。ここで、 $\tau_M(k)$ 、 $\tau_H(k)$ は減衰あるいは平滑化の緩和時間であり、高さの関数とする。 \bar{T} は温度の東西平均値である。 $\tau_M(k)$ 、 $\tau_H(k)$ の値は表 E.1 に示すものを与え計算を行なった。一番上層での 3 時間という値は GFDL の SKYHI モデルに習ったものである (Manzini and Hamilton, 1993)。なお、レイリー摩擦及びニュートン冷却型の平滑化を入れる層の数はいくつかのテスト実験を行なって決めたものである。上層減衰層が 5 層では $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合についてやはり長時間積分が不可能である。

鉛直レベル	τ_M, τ_H
$k = 32$	10800
$k = 31$	21600
$k = 30$	32400
$k = 29$	43200
$k = 28$	54000
$k = 27$	64800
$k = 26$	75600

表 E.1: 上層減衰層における緩和時間。緩和時間の単位は秒。 $k = 32$ が最上層を表し、そのレベルにおける緩和時間は 3 時間である。

E.3 鉛直フィルター

上層減衰層に加えて鉛直フィルターを導入する。 u 、 v については Shapiro (1972) のフィルターを用いる。しかし、これをそのまま温度にも適用してしまうと、フィルターによる平滑化の過程で全球平均にして約 150 W/m^2 のエネルギーが抜けてしまう。

温度については以下のフィルターをかけることにした。まず、リファレンスとなる状態を決める。これは半整数グリッドの値 $T_{k+\frac{1}{2}}$ の値を用いて

$$T_{B,k} = \frac{T_{k+\frac{1}{2}} + T_{k-\frac{1}{2}}}{2} \quad (\text{E.4})$$

とする。温度の場合、 $T_{k+\frac{1}{2}}$ はモデルの中で計算されているのでこれをそのまま用いる。平滑化はこのリファレンス状態に近付けるように行なう。 $k=2$ から順番に

$$T_{k-1} = \hat{T}_{k-1} + F_T(T_{B,k-1} - T_{k-1}) - \frac{\sum_{k'=k-1}^{k'+k+1} F_T(T_{B,k'} - \hat{T}_k)\Delta p_{k'}}{\sum_{k'=k-1}^{k'+k+1} \Delta p_{k'}} \quad (\text{E.5})$$

$$T_k = \hat{T}_k + F_T(T_{B,k} - \hat{T}_k) - \frac{\sum_{k'=k-1}^{k'+k+1} F_T(T_{B,k'} - \hat{T}_k)\Delta p_{k'}}{\sum_{k'=k-1}^{k'+k+1} \Delta p_{k'}} \quad (\text{E.6})$$

$$T_{k+1} = \hat{T}_{k+1} + F_T(T_{B,k+1} - \hat{T}_{k+1}) - \frac{\sum_{k'=k-1}^{k'+k+1} F_T(T_{B,k'} - \hat{T}_k)\Delta p_{k'}}{\sum_{k'=k-1}^{k'+k+1} \Delta p_{k'}} \quad (\text{E.7})$$

$$(\text{E.8})$$

という調節を行ない、順番に $k=31$ まで行なう。ここで、 \hat{T}_k はフィルターによる調節を行なう前の温度の値を表す。 F_T はフィルターの強度を表す係数である。各式の第3項は、それぞれのレベルにおいて、リファレンス値に近付けた時に生じる内部エネルギーの抜けを3層に均等にばらまいたものである。

計算においては、温度についてのフィルターの係数の値は 0.1 とした。 $S \geq 1500 \text{ W/m}^2$ の場合に水平風についてのフィルターも導入し、係数の値は 0.2 とした。実際の3次元計算においてこれらのフィルターによる変化量はエネルギー的には小さく、エネルギー収支には影響を及ぼしていない。

付録 F 減衰・フィルターをいれない場合

太陽定数が増大した場合の大気の状態を計算するためには、第 E 章で述べた方法で 2-grid noise を消去しなければならなかった。しかし、鉛直フィルター及び減衰層の導入は様々な副作用も引き起こしている。ここでは、 $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合について、レイリー摩擦、ニュートン冷却を最上層のみに導入し鉛直フィルターを全く入れないで計算した結果を示し、本論で示した数値計算の問題点を指摘する。数値計算上の問題も数多く残っているのが現状である。

F.1 対流圏の子午面構造

$S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合であれば、最上層にレイリー摩擦とニュートン冷却を導入するだけで 32 層モデルによって長時間積分を実行することができる。以下では、最上層におけるレイリー摩擦及びニュートン冷却の時定数を 3 時間として 1000 日積分を行った結果を示す。図に示したのはいずれも 950 日から 1000 日までの時間平均である。

まず温度、水蒸気分布を図 F.1 に示す。温度分布のパターンは現在の地球大気に近いものであると思われるが、灰色大気を仮定しているため圏界面のレベルは $\sigma = 0.2$ と低い。この図では圏界面は明瞭に現れているが、フィルターを導入してしまうと圏界面はなまってしまう (図 4.4)。水蒸気分布に関しては、図 4.4 に比べて熱帯対流圏の上部まで加湿が起こっている。この違いは、次に述べるように、鉛直フィルターを導入した場合に得られるハドレー循環の強度は弱くなってしまいうため生じたと考えられる。

次に循環場の子午面分布 (図 F.2) を概観する。東西風は、赤道の全域にわたって東風となっており現実地球と同様の構造があらわれている。しかし、フィルターを導入すると $\sigma = 0.6$ 付近は弱いながらも西風になってしまう (図 4.5)。フィルターを導入した場合の特に大きな問題点はハドレー循環の強度が弱くなってしまいうことである。図 4.5 と 図 F.2 を比較するとわかるように、フィルターを導入するとハドレー循環の強度は約半分になってしまう。ただしハドレー循環の緯度幅はほとんど同じままである。

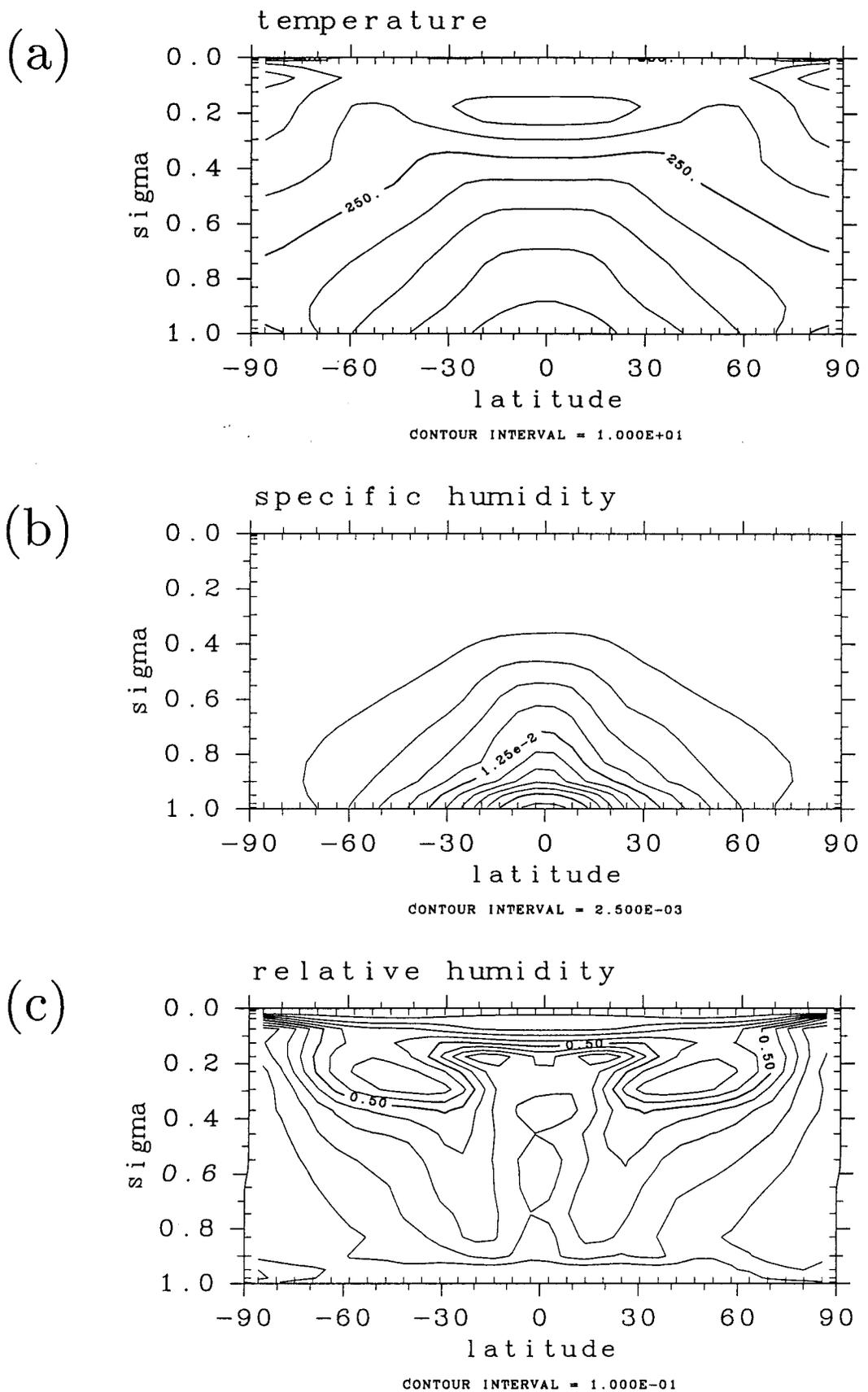


図 F.1: フィルター無し・減衰 1 層の場合の温度, 水蒸気分布. 太陽定数は $S = 1380 \text{ W/m}^2$.
 (a): 温度. (b): 比湿. (c): 相対湿度.

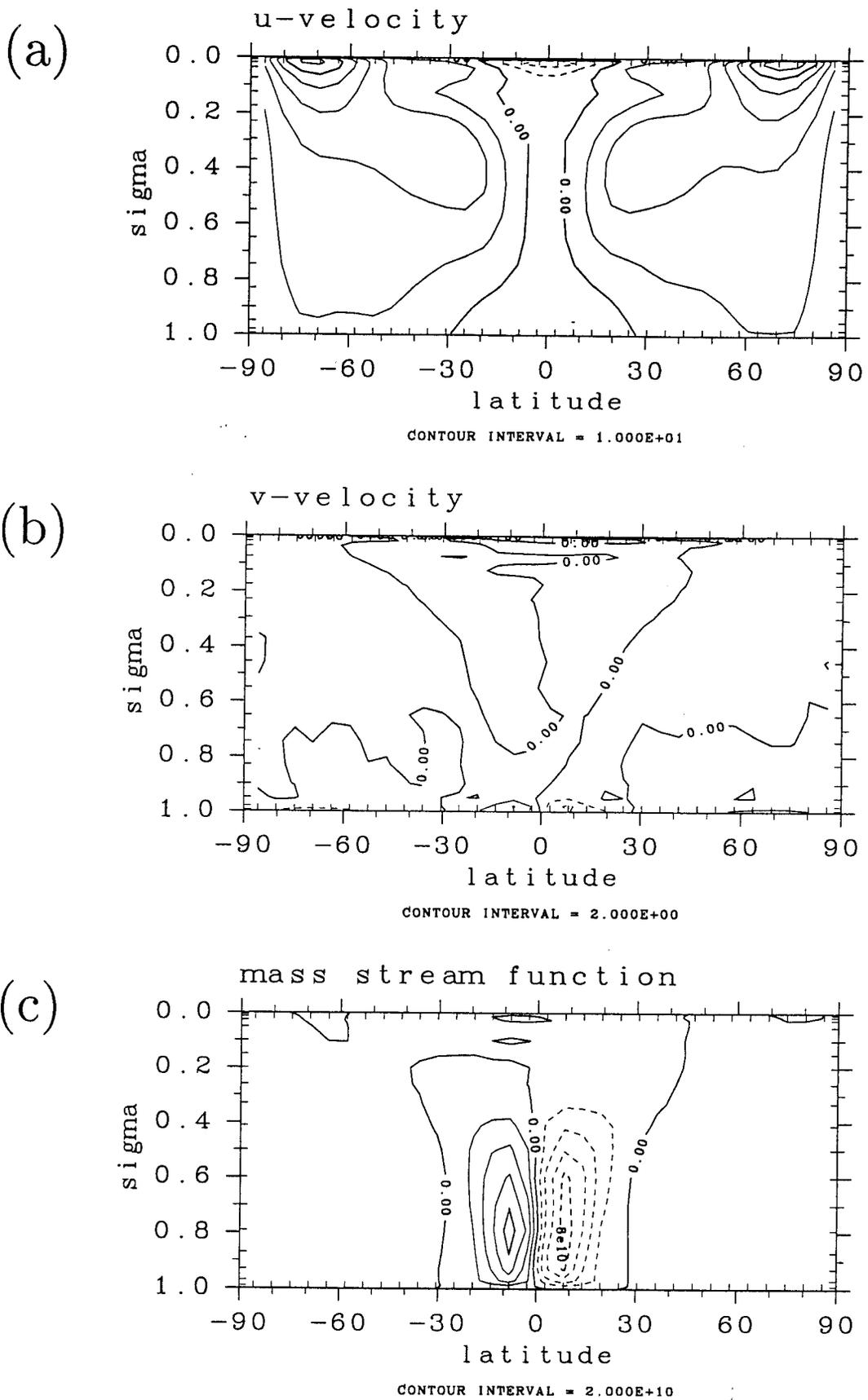


図 F.2: フィルター無し・減衰 1 層の場合の循環場. 太陽定数は $S = 1380 \text{ W/m}^2$. (a): 東西風. 負の領域が東風をあらわす. (b): 南北風. (c): 質量流線関数.

F.2 上層の子午面構造

上層の子午面温度分布、東西風分布を見るために、鉛直座標として $\log_{10} \sigma$ をとったものを図 F.3 に示す。温度分布の図では、 $\sigma = 10^{-5}$ よりも下の領域ではほぼ一様となる。しかし、それより上の領域では高度とともに温度が上昇している。フィルターと減衰層を導入するとこのような高温領域が現れないので波動活動と関係があるのかもしれない。しかし、その原因を解明するための解析・対照実験などは行っておらず今後の課題である。東西風については、亜熱帯ジェット及び極夜ジェットが明瞭にあらわれている。フィルターを導入すると、図 4.10 で示したように亜熱帯ジェットと極夜ジェットは結合して両者を分離して見ることが難しくなる。更に極夜ジェットは上から押し潰された形をとりジェットの軸はより低いレベル低緯度にシフトする。

F.3 エネルギーフラックス南北分布

図 F.4 は表面温度とエネルギーフラックスの南北分布を示したものである。表面温度の南北差は約 60K である。この値はフィルターを導入した場合 (図 4.13 上図) に比べて高い。フィルターを導入すると赤道域では降水量が減少し、表面温度が低くなってしまふ。赤道では蒸発が降水 (図中の RAIN) を上回っているが、これは緯度 20° で蒸発した水蒸気が輸送されてくることにより (図 4.16 参照) 水蒸気収支が保たれている。この特徴は、地球大気の状態を再現していると言える。しかし、中高緯度の降水量は現実地球大気と比べればかなり小さい。分解能が低い傾圧不安定擾乱を十分に解像できないためであろう。フィルターを導入した場合には、ハドレー循環の強度が弱くなるため、水蒸気輸送量そして赤道における降水量が減少する。

F.4 南北エネルギー輸送量

図 F.5 に顕熱輸送量、潜熱輸送量を示した。顕熱輸送量の分布 (図 F.5 の上図) では緯度 10 度付近に鋭いピークを持つように見える。これは、現実の地球と比べて (Masuda, 1994) 10 度よりも高緯度側のエネルギー輸送が非常に小さくなってしまっているためである。特に、中高緯度における擾乱による輸送量は地球における値の $1/3$ 程度である。この欠点は、モデルの水平分解能が粗く傾圧不安定を正しく表現しきれていないために生じていると予想される。この予想を確認するためには高分解能計算を行なってみなければわからないので、今後の課題として残しておくことにする。

潜熱輸送量については、緯度 20 度付近と緯度 40 度付近にピークが存在している。低緯度域のピークは赤道への水蒸気収束が表現されたものであり、現実の地球と似たパターンを示していると言える。また、それぞれのピークの値も地球における潜熱輸送量と同程度になっている。

フィルターを導入した場合には、赤道域での輸送量が減少してしまい緩やかな山形のパターンとなる (図 4.16)。これまで述べてきたようにハドレー循環が弱くなってしまふこ

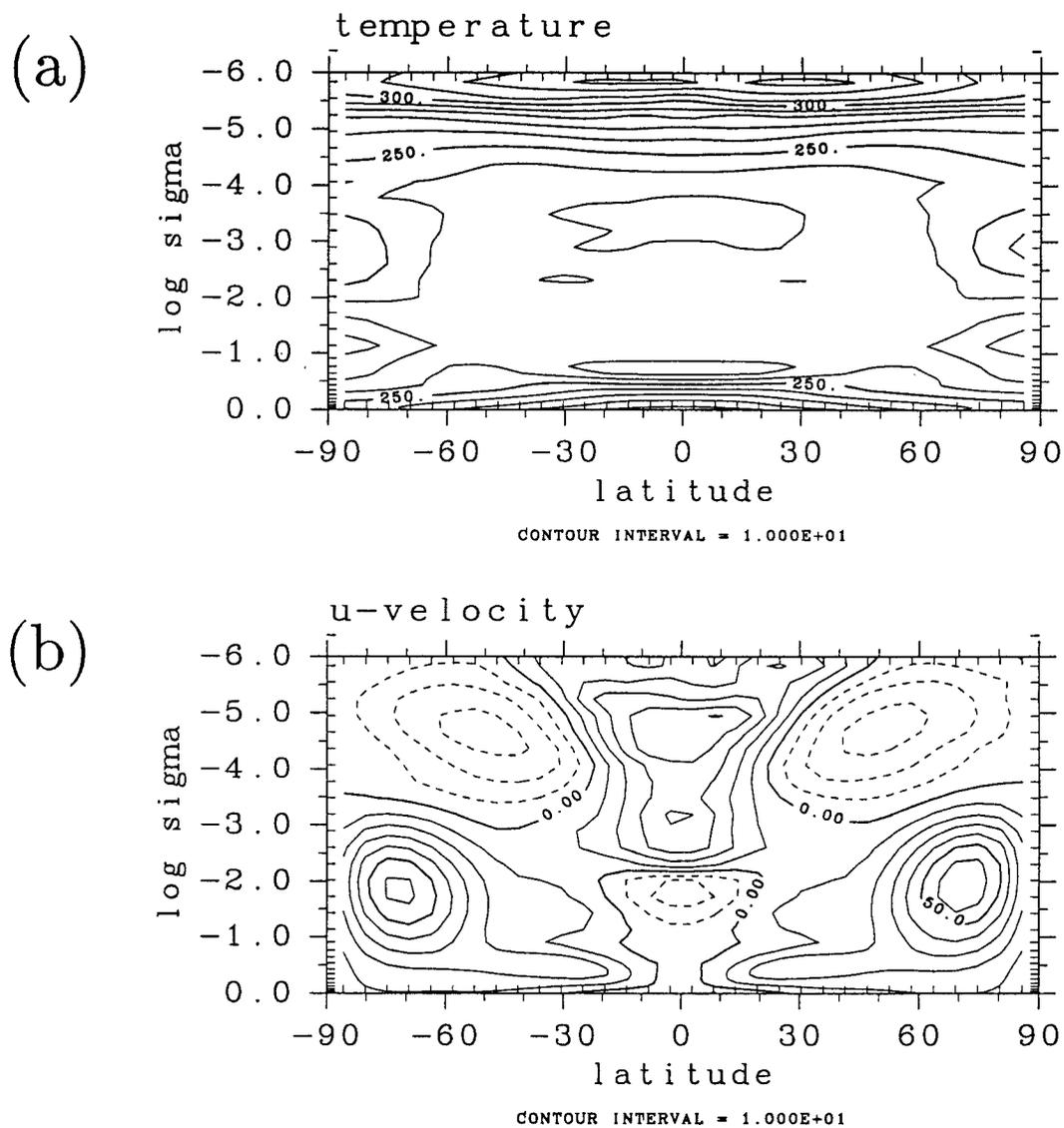


図 F.3: フィルター無し・減衰 1 層の場合の上層の子午面構造. 太陽定数は $S = 1380 \text{ W/m}^2$.
 (a): 温度. (b): 東西風. 負の領域が東風をあらわす.

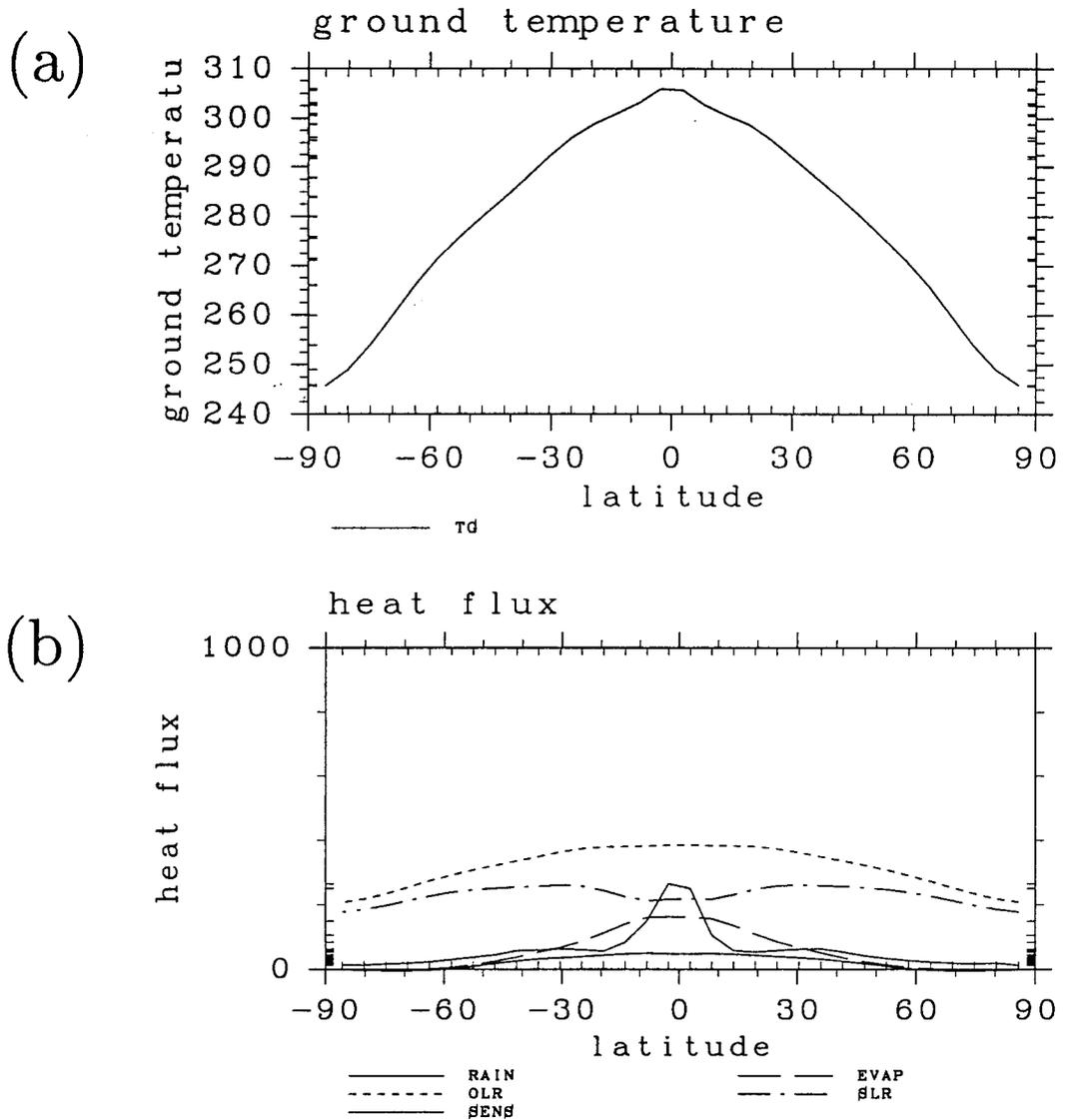


図 F.4: (a): フィルター無し・減衰 1 層の場合の表面温度の南北分布. (b): エネルギーフラックスの南北分布. RAIN が凝結熱, EVAP は蒸発フラックス, OLR が大気上端から射出する放射フラックス, SLR が地表面正味放射フラックス, sens が顕熱フラックスを表す. 太陽定数は $S = 1380 \text{ W/m}^2$.

とが大きく影響していると考えられる。

F.5 まとめ

フィルター・減衰層を導入すると、上層における循環形態及び熱帯におけるエネルギー輸送量に問題が生じる。太陽定数を増大させた場合の構造変化に対する定性的なイメージに関しては問題ないと考えられるが、循環強度及びエネルギー輸送に関して定量的な議論を行うことは危険であろう。対流圏よりも上の領域のみに鉛直フィルターを導入するなどの処方が必要であろう。

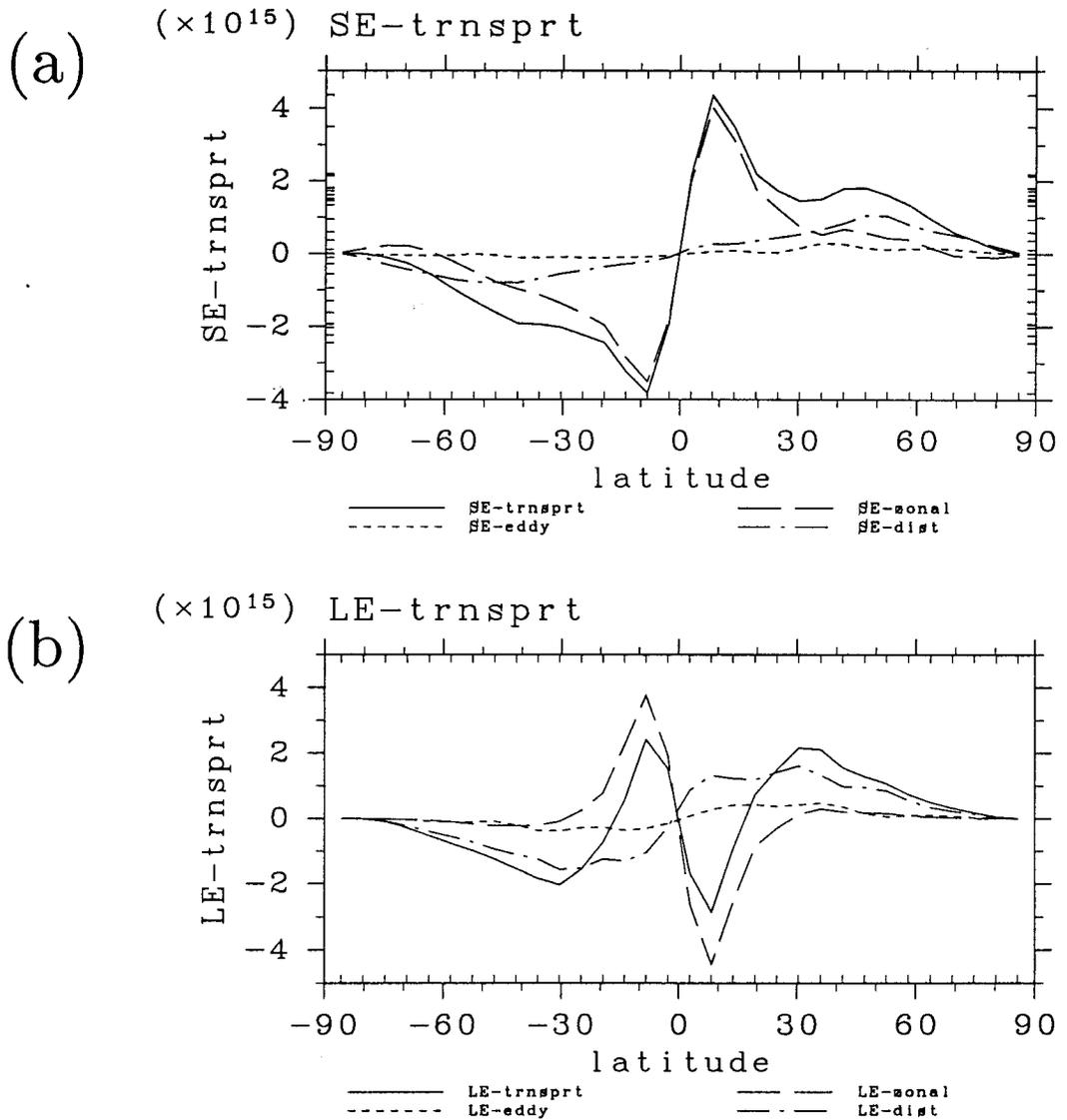


図 F.5: フィルター無し・摩擦最上層のみの場合の南北エネルギー輸送. 太陽定数は $S = 1380$ W/m^2 . (a): 乾燥静的エネルギー輸送. (b): 潜熱エネルギー輸送. 実線が全輸送量, 破線が平均子午面循環による輸送, 点線が停滞性擾乱による輸送, 一点鎖線が移動性擾乱による輸送を表す.

付録 G 図集

ここでは3次元計算を行なった全ての場合について主要な結果の図を示す。太陽定数が増加していくに従い、第4章で述べた構造変化が顕著になっていく様子が見られる。

以下に、種々の太陽定数を与えた場合の子午面構造とエネルギーフラックス及びエネルギー輸送量の南北分布を示す。いずれも時間平均したものであり、平均期間は $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の場合は 1950 日 ~ 2000 日、 $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合は 870 日 ~ 920 日、それ以外の場合は 950 日 ~ 1000 日とした。 $S \geq 1600 \text{ W/m}^2$ では暴走しつつある状態の途中の段階を見ているに過ぎない。なお、図は下に示したように配置してある。

温度の子午面分布

東西風の子午面分布

南北風の子午面分布

質量流線関数

比湿の子午面分布

相対湿度の子午面分布

表面温度の南北分布

エネルギーフラックスの南北分布

乾燥静的エネルギーの南北輸送量

潜熱エネルギーの南北輸送量

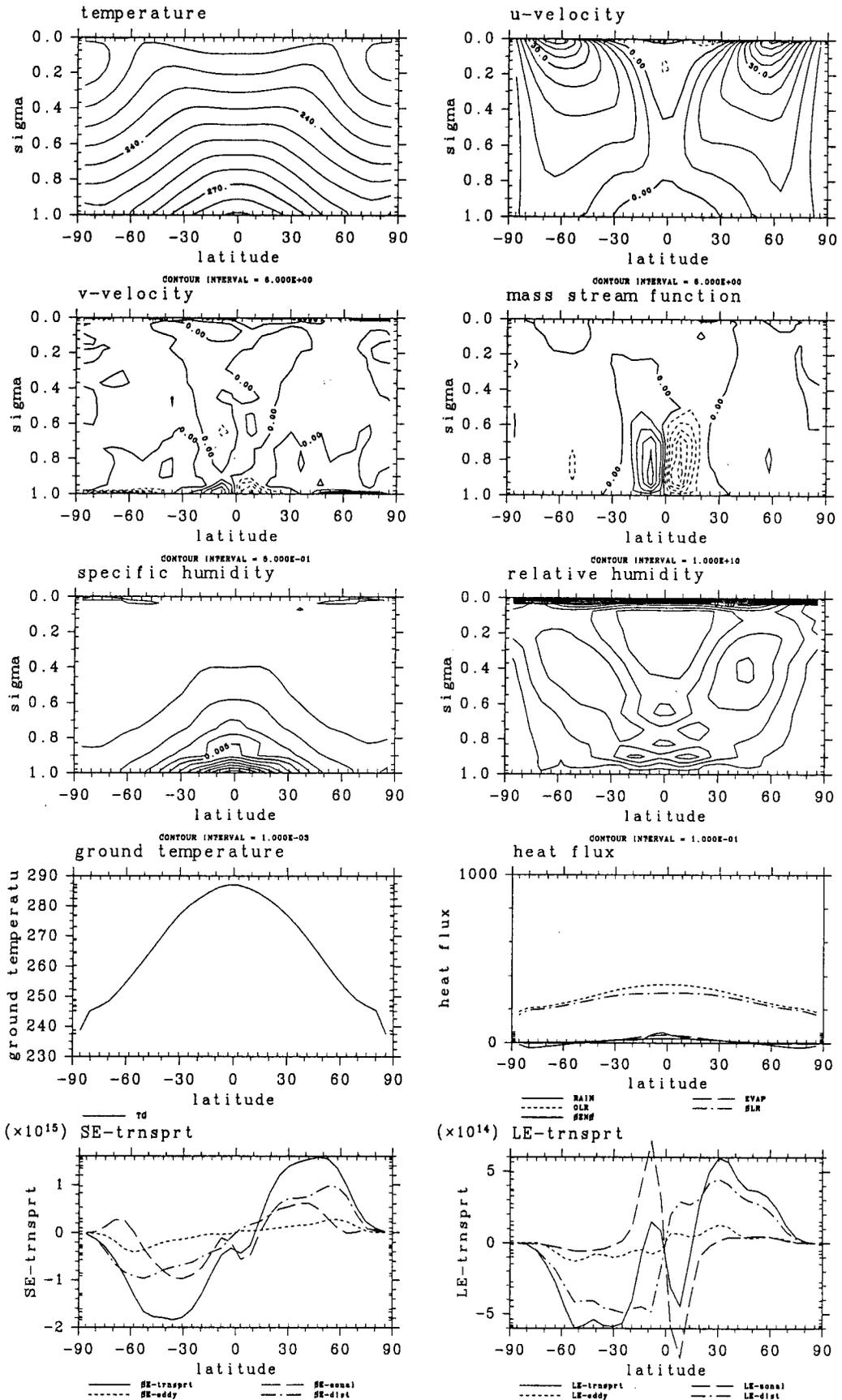


図 G.1: $S = 1200 \text{ W/m}^2$ の場合.

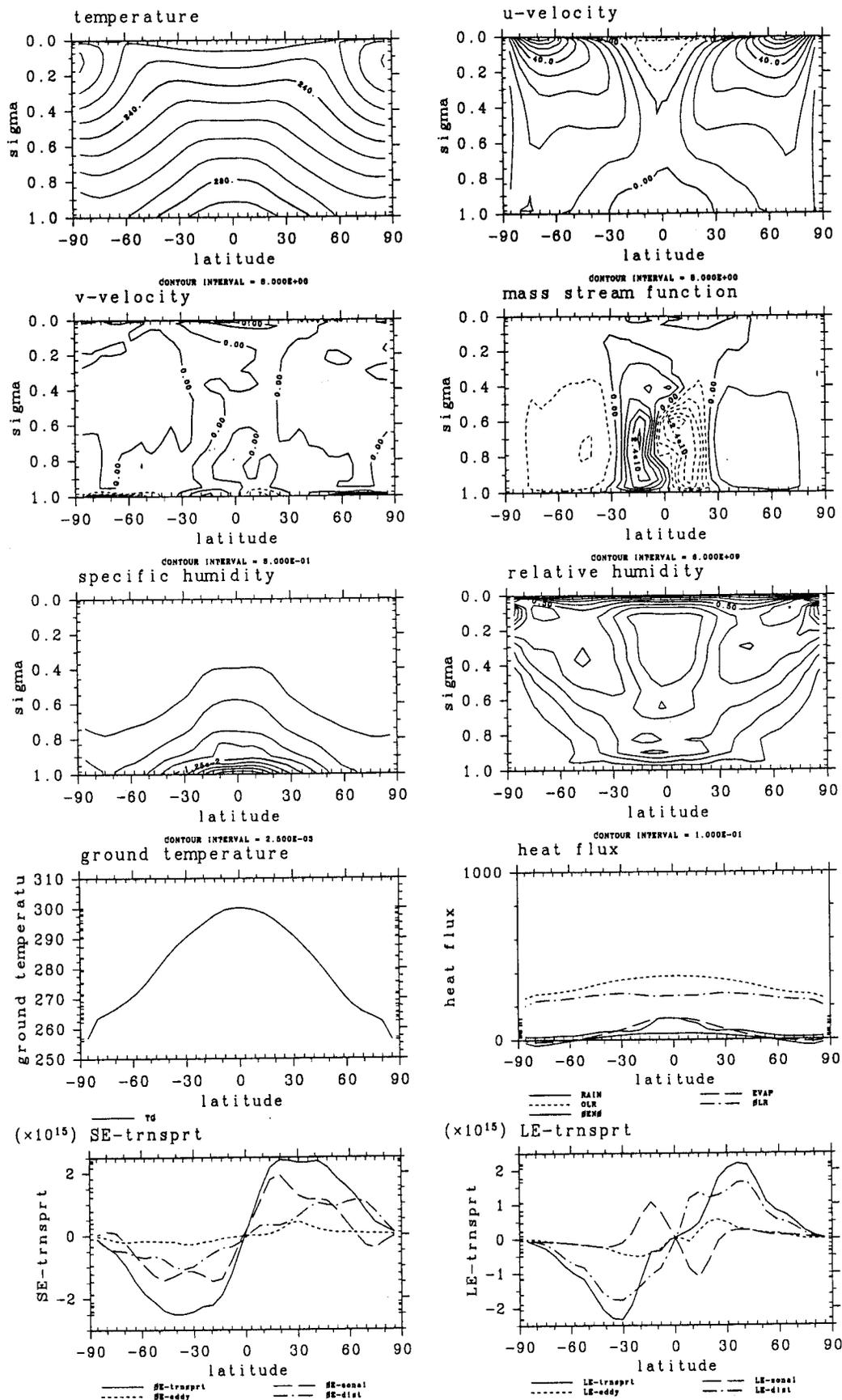


図 G.2: $S = 1380 \text{ W/m}^2$ の場合.

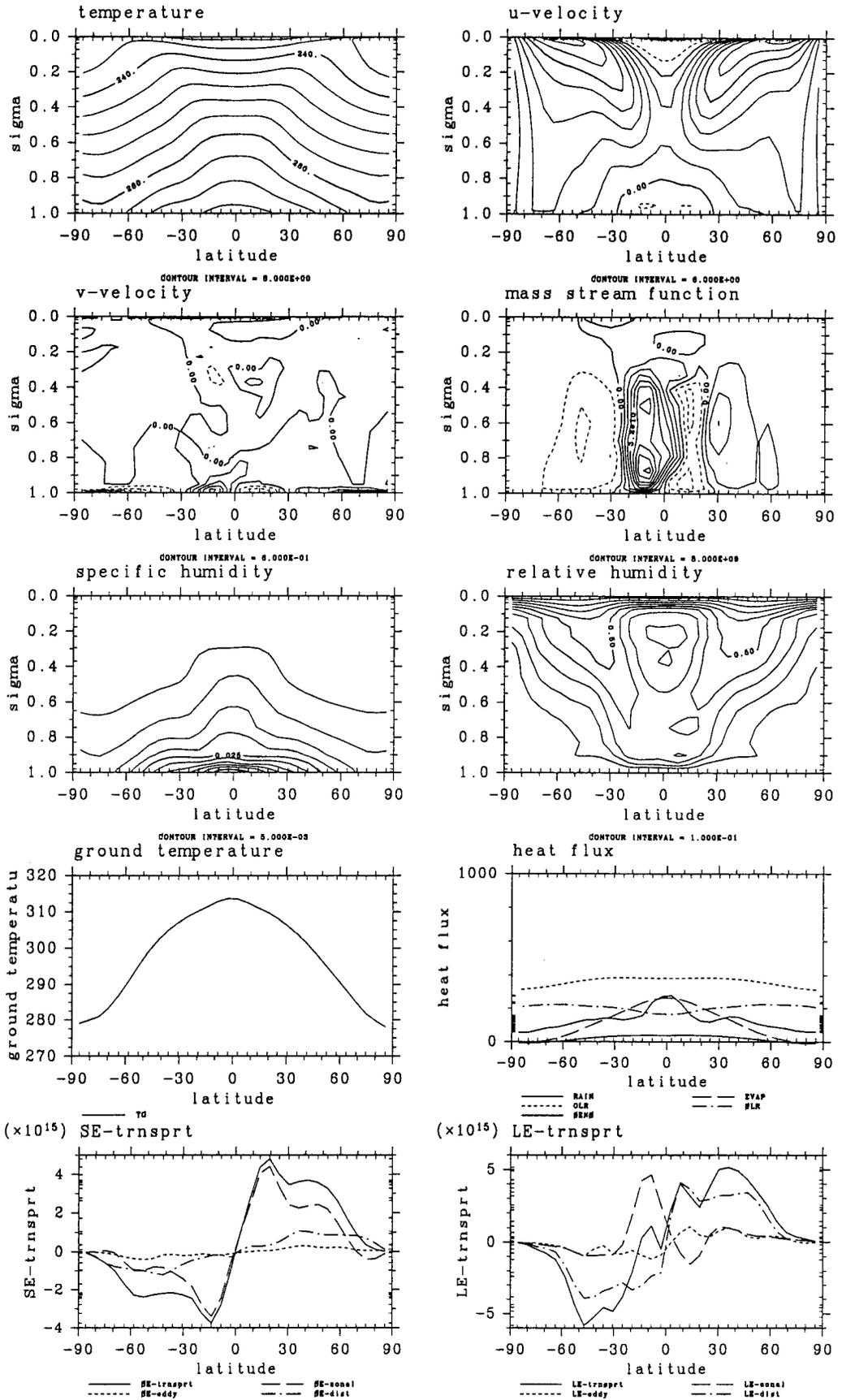


図 G.3: $S = 1500 \text{ W/m}^2$ の場合.

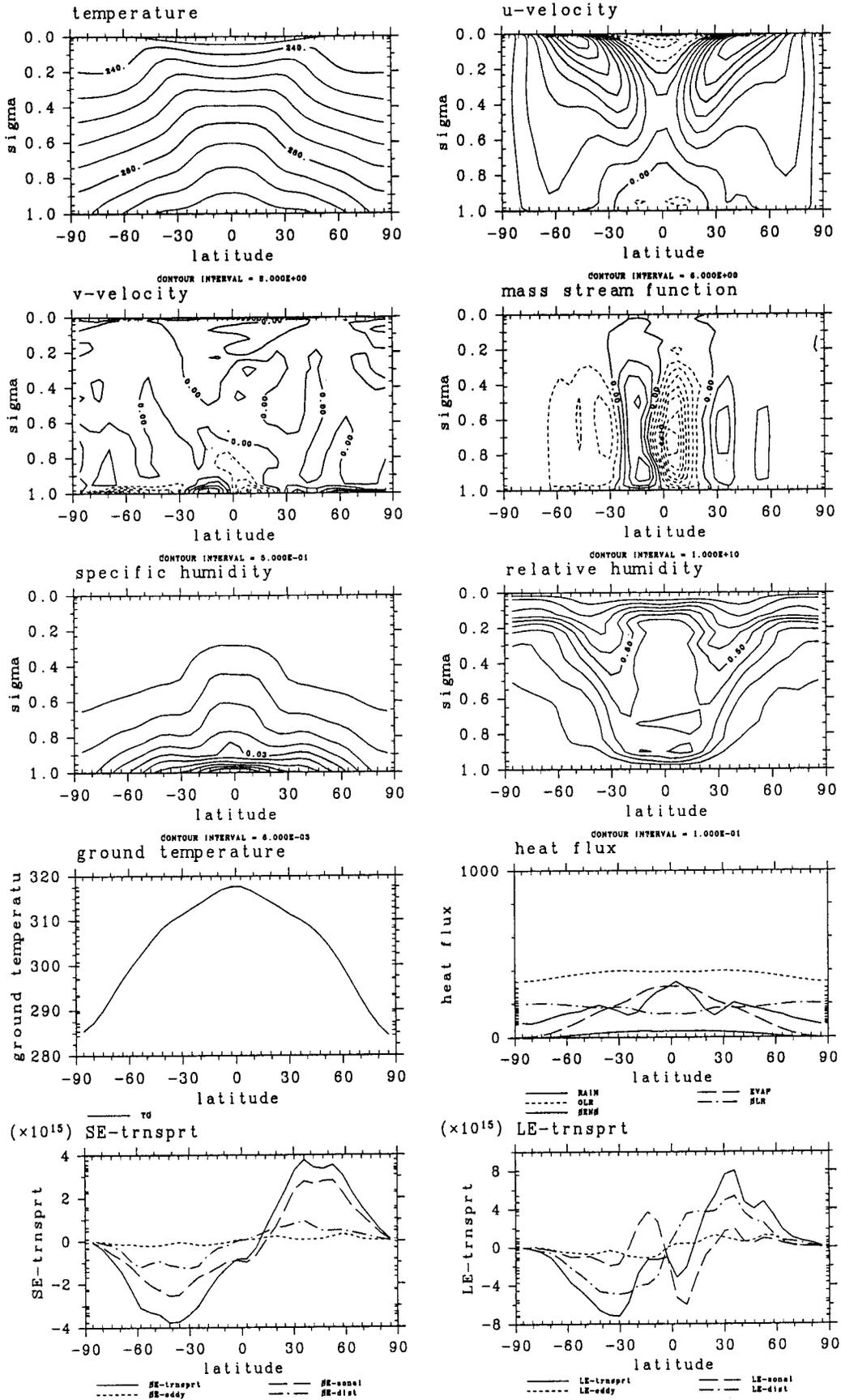


図 G.4: $S = 1550 \text{ W/m}^2$ の場合.

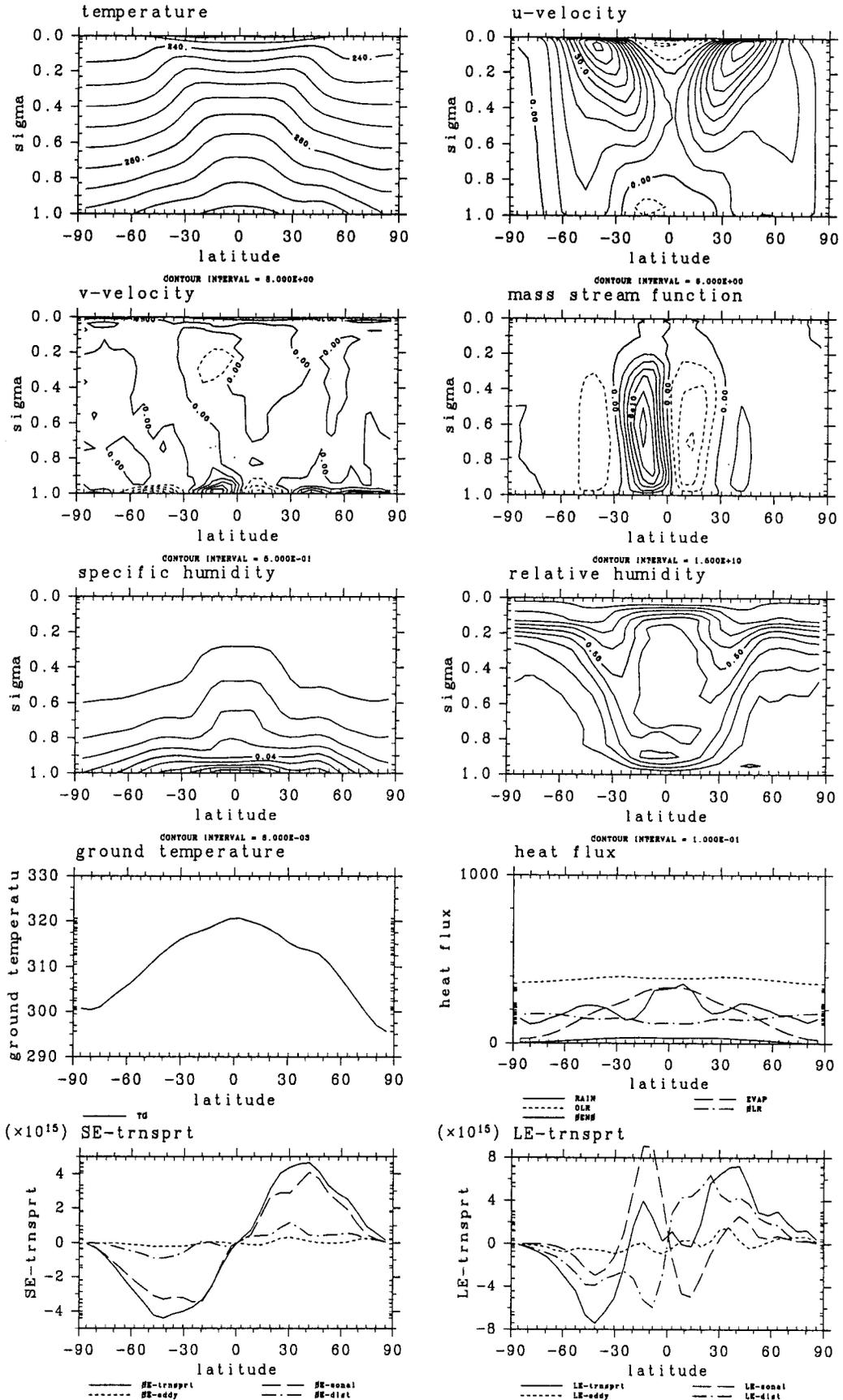


図 G.5: $S = 1570 \text{ W/m}^2$ の場合.

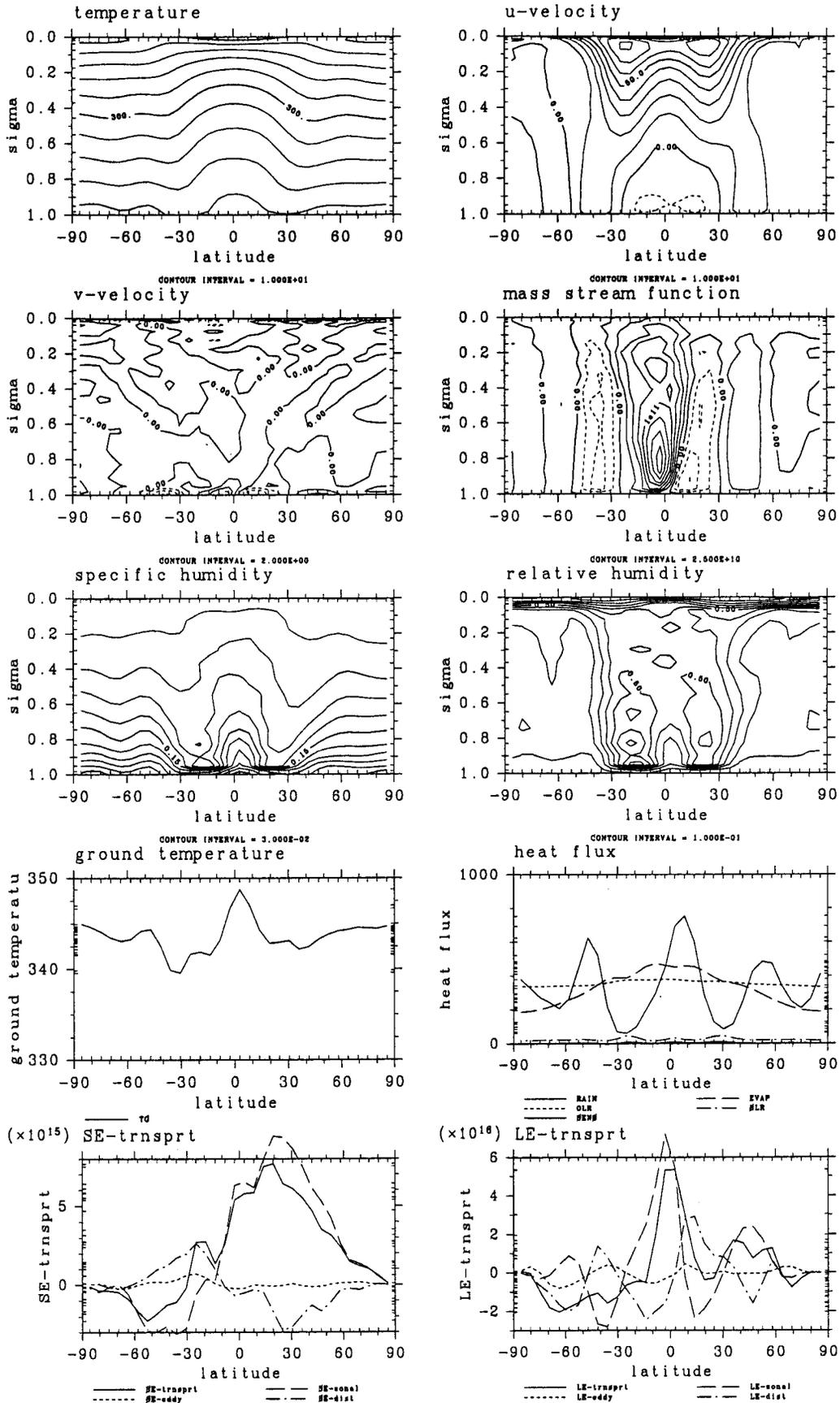


図 G.6: $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の場合.

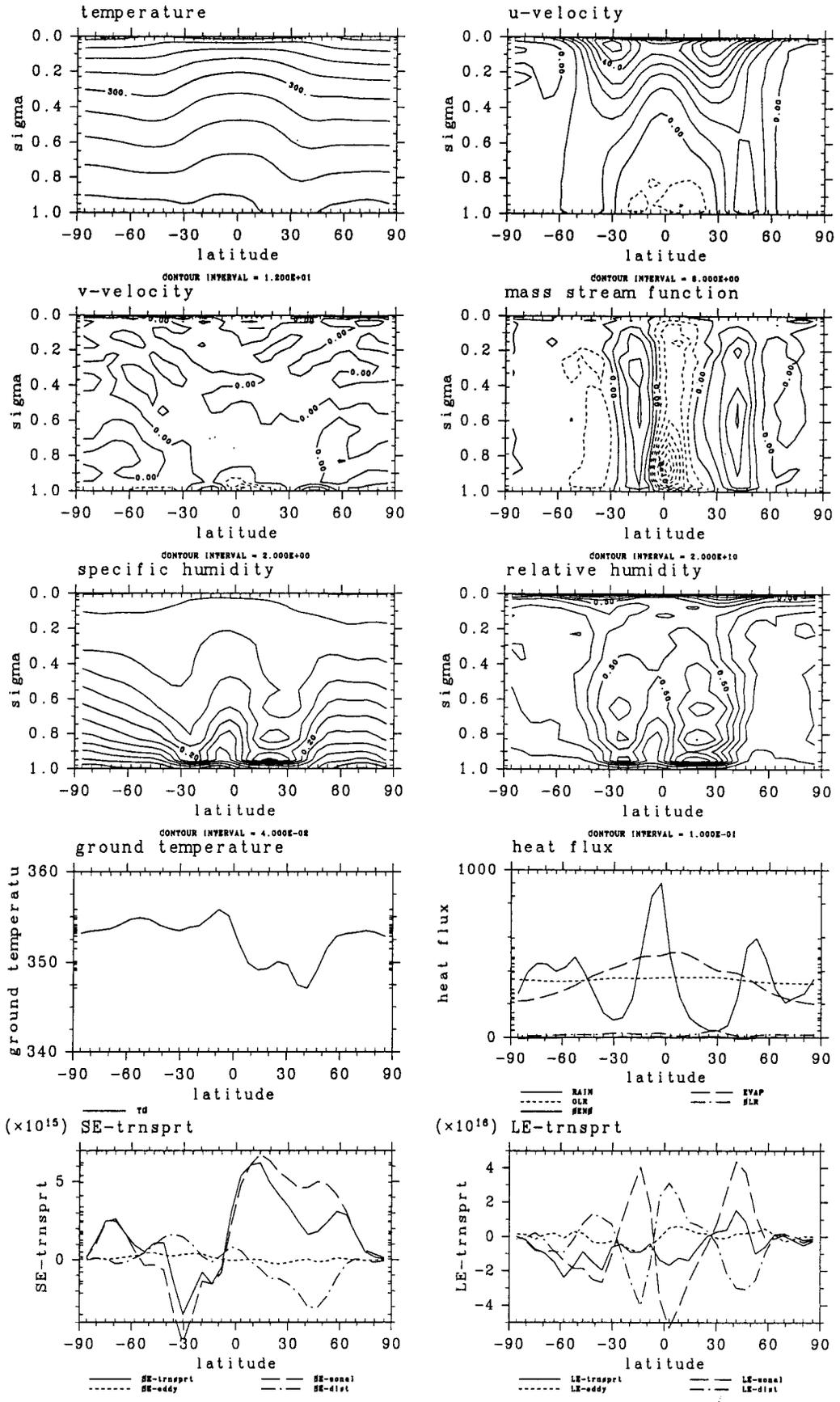


図 G.7: $S = 1700 \text{ W/m}^2$ の場合.

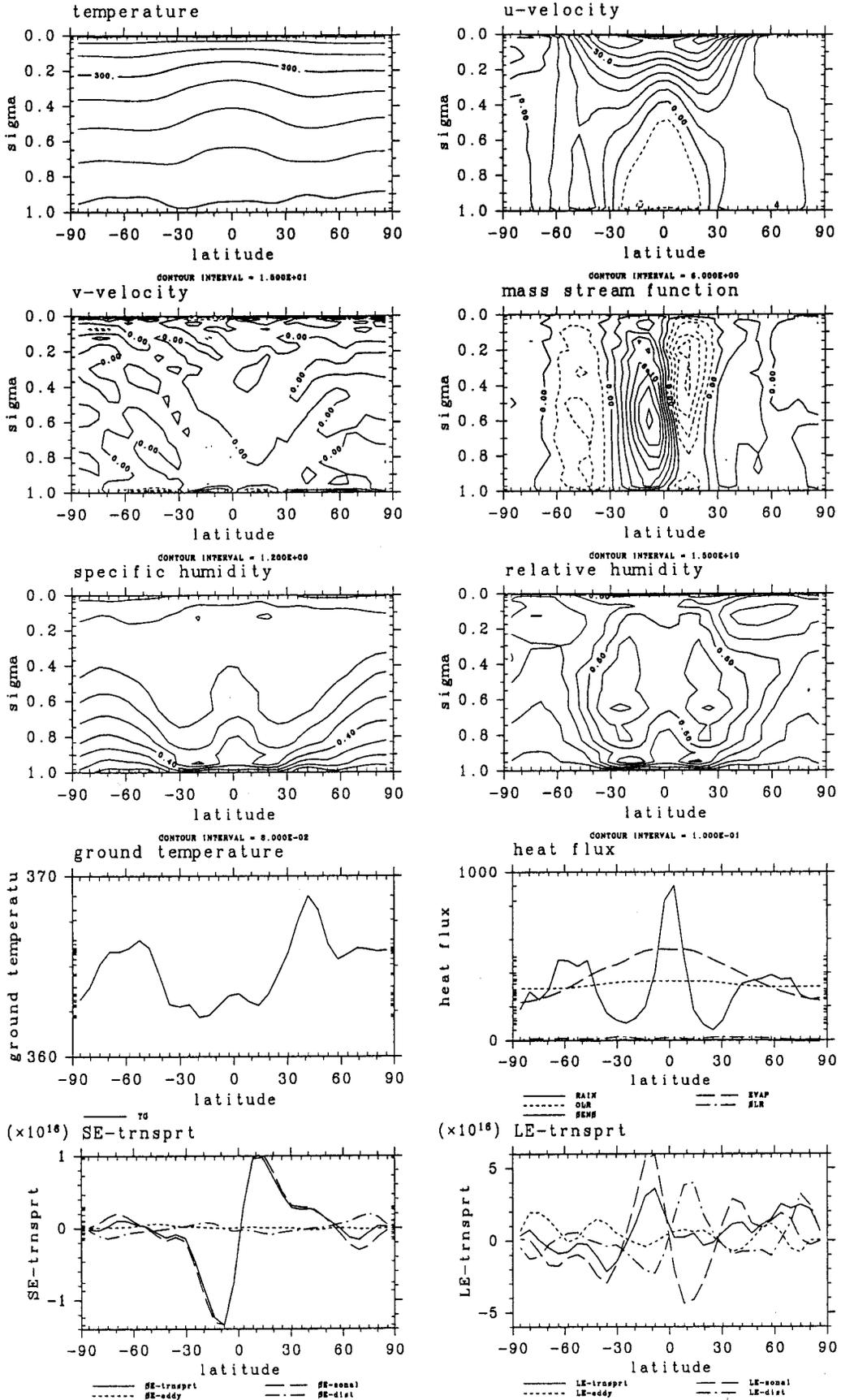


図 G.8: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の場合.

参考文献

- Abe, Y. and Matsui, T. 1985: The formation of an impact-generated H₂O atmosphere and its implications for the early thermal history of the earth. *J. Geophys. Res.*, **90**, C545-C559.
- Abe, Y. and Matsui, T., 1988: Evolution of an impact-generated H₂O-CO₂ atmosphere and formation of a hot proto-ocean on earth. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3081-3101.
- Arakawa, A. and Suarez, M. J. 1983: Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Mon. Weather Rev.*, **111**, 34-45.
- Asselin, R. 1972: Frequency filter for time integrations. *Mon. Wet. Rev.*, **100**, 487-490.
- Gold, T., 1964: Outgassing process on the Moon and Venus. *The Origin and Evolution of Atmospheres and Oceans*. P. J. Brancazio and A. G. W. Cameron, Eds, Wiley and Sons, 249-256.
- Golitsyn, G. S. 1970: A similarity approach to the general circulation of planetary atmosphere. *Icarus*, **13**, 1-24.
- Goody, R. M., and Young, Y. L. 1989: *Atmospheric Radiation. Theoretical Basis*, 2nd ed. Oxford University Press, 519pp.
- Gough, D. O. 1981: Solar interior structure and luminosity variations. *Solar Physics*, **74**, 21-34.
- Hart, M. H. 1978: The evolution of the atmosphere of the Earth. *Icarus* **33**, 23-39.
- Iben, I 1967: Stellar evolution. VI. Evolution from the main sequence to the red-giant branch for stars of mass 1 M_⊙, 1.25M_⊙, and 1.5M_⊙. *Astrophys. J.*, **147**, 624-649.
- Ingersoll, A. P. 1969: The runaway greenhouse: A history of water on Venus. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1191-1198.
- Kasting, J. F. 1988: Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus. *Icarus*, **74**, 472-494.

- Kasting, J. A., Whitmire, D. P. and Reynolds, R. T. 1993: Habitable zones around main sequence stars. *Icarus*, **101**, 108-128.
- 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.
- Lindzen, R. S., Hou, A. Y. and Farrell, B. F. 1982: The role of convective model choice in calculating the climate impact of doubling CO₂. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1189-1205.
- 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.
- Manzini, E. and Hamilton, K. 1993: Middle atmospheric traveling waves forced by latent heat convective heating. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2180-2200.
- Masuda, K. 1988: Meridional heat transport by the atmosphere and the ocean: analysis of FGGE data. *Tellus*, **40A**, 285-302.
- Mellor, G. and Yamada, T. 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- Nakajima, S., Hayashi, Y.-Y. and Abe, Y. 1992: A study on the "Runaway Greenhouse Effect" with a One-dimensional radiative-convective equilibrium model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2256-2266.
- Numaguti, A. and Hayashi, Y.-Y. 1991: Behaviors of cumulus activity and the structures of circulations in an "aqua planet" model. Part I: The structure of the super clusters. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 541-561.
- Pierrehumbert, R. T. 1995: Thermostats, radiator fins and the local runaway greenhouse. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1784-1806.
- Pollack, J. B. 1971: A nongrey calculation of the runaway greenhouse: Implications for Venus' past and present. *Icarus*, **14**, 295-306.
- Rasool, S. I. and deBergh, C. 1970: The runaway greenhouse and the accumulation of CO₂ in the Venus Atmosphere. *Nature*, **226**, 1037-1039.
- Rennó, N. O., Stone, P. H. and Emanuel, K. A. 1994: Radiative-convective model with an explicit hydrologic cycle. 2. Sensitivity to large changes in solar forcing. *J. Geophys. Res.*, **99**, 17001-17020.
- Sato, M. 1994: Hadley circulations in radiative-convective equilibrium in an axially symmetric atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1947-1968.

- Shapiro, R. 1971: The use of linear filtering as a parameterization of atmospheric diffusion. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 523-531.
- Simpson, G. C. 1927 : Some studies in terrestrial radiation. *Mem. R. Met. Soc.*, **II**, #16.
- Tajika, E. and Matsui, T. 1990: The evolution of the terrestrial environment. *Origin of the Earth edited by Newsom and Jones, Oxford*, 347-375.
- Vardavas, I. and Carver, J. H. 1985: Atmospheric temperature response to variations in CO₂ concentration and the solar-constant. *Planet.Space Sci.*, **33**, 1187-1207.
- Williams, G. P. 1988a: The dynamical range of global circulations - I. *Climate Dynamics*, **2**, 205-260.
- Williams, G. P. 1988b: The dynamical range of global circulations - II *Climate Dynamics*, **3**, 45-84.
- 沼口 敦, 1992 : 熱帯における積雲活動の大規模構造に関する数値実験. 東京大学学位論文, 205pp.
- 国立天文台, 1995 : 理科年表, 丸善, 1046pp.