

水惑星における大気南北熱輸送の 太陽定数依存性

人見祥磨

学籍番号：20203069

* * * * *

北海道大学 大学院理学院 宇宙理学専攻
地球流体研究室 修士 2 年

指導教員：石渡正樹

* * * * *

2022 年 1 月 28 日

概要

地球型惑星の多様な気候を理解する上で、暴走温室状態は重要な概念である。暴走温室状態とは、惑星大気が射出する放射より、惑星に入射する放射の方が大きくなっている状態のことである。暴走温室状態に関して、Nakajima *et al.* (1992) が 1 次元放射対流平衡モデルを用いて海洋を持つ惑星の大気が射出できる外向き赤外放射 (OLR) には上限があると示した。

それを発展させて、3 次元非灰色の全球モデルでも OLR に上限が現れるということを Ishiwatari *et al.* (2002) が示した。この研究では、3 次元灰色モデルでも OLR に上限が現れることを示したのと同時に、太陽定数が増大して熱の供給の南北差が大きくなったとしても、熱の輸送が大きくなって大気の状態が南北に一様化してゆくということも示した。

Ishiwatari *et al.* (2002) が用いたモデルは、灰色でかつ雲がないという簡単なモデルであった。そこで、本研究では、3 次元非灰色モデル (DCPAM₅) を用いて、雲あり・非灰色大気というより地球に近い設定で、太陽定数が増大したときの南北熱輸送がどのようなようになるのかを検討した。その結果、非灰色大気であっても、OLR の分布や地表面温度の分布が、太陽定数を増大させると南北に一様化してゆくということがわかった。また、太陽定数が大きくなるにつれて、南北熱輸送が大きくなり、潜熱輸送も大きくなるが、太陽定数が 1500 W/m^2 を超えると乾燥静的エネルギーの輸送が小さくなるということもわかった。つまり、太陽定数が大きくなると潜熱輸送の影響が大きくなるのである。

目次

第 1 章	はじめに	2
第 2 章	モデルの概要	3
2.1	系の設定と基礎方程式	3
2.2	実験設定	4
第 3 章	実験結果	6
3.1	計算結果が平衡状態であるか	6
3.2	大気構造の太陽定数依存性	6
3.3	南北熱輸送の太陽定数依存性	7
第 4 章	結論と今後の展望	18

表目次

2.1	記号表	4
2.2	実験リスト	5
2.3	モデルパラメータの値	5

図目次

3.1	各実験での全球平均した OLR（赤線）と OSR（青線）の時系列変化	7
3.2	各実験での OLR の東西平均	8
3.3	各実験での地表面温度の東西平均	8
3.4	$S = 1366 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。	10
3.5	$S = 1500 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。	11
3.6	$S = 1600 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。	12
3.7	$S = 1800 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。	13
3.8	$S = 2000 \text{ W/m}^2$ の結果。31 年目の年平均値。	14
3.9	各実験での時間平均・東西平均された南北熱輸送量	15
3.10	各実験での潜熱輸送	16
3.11	各実験での乾燥静的エネルギー輸送	17

第 1 章 はじめに

暴走温室状態は地球型惑星の多様な気候を理解するのに重要な概念である。暴走温室状態とは、惑星大気が射出する放射より、惑星に入射する放射の方が大きくなっている状態のことである。この状態では、海が全て蒸発してしまうほど大気の温度が上昇すると考えられている。1 次元放射対流平衡モデルを用いた過去の研究により、海洋を持つ惑星の大気上端から射出される外向き赤外放射 (OLR) には上限が存在することが知られている (Nakajima *et al.*, 1992)。

OLR に上限値をもたらす大気構造の理解は、Nakajima *et al.* (1992) によって得られた。灰色大気をもつ 1 次元放射対流平衡モデルで実験を行い、OLR には 2 種類の上限値が存在することを示した。一つは、成層圏を通過できる放射の量から定まる限界であり、もう一つは対流圏の射出構造から決まる値である。1 次元放射対流平衡モデルで得られる OLR の上限値は、それらの限界値のうちの小さい方である。

Ishiwatari *et al.* (2002) では Nakajima *et al.* (1992) を発展させて、非灰色大気を持つ全球モデルを用いて実験を行った。その結果、球面の効果と運動の効果を取り入れた 3 次元系でも OLR に上限があることを示した。灰色 3 次元モデルでは、太陽定数が増大して、熱の供給の南北勾配が大きくなっても、潜熱によって熱が南北に輸送される効果が大きくなり、OLR が南北に一樣になるということも示した。太陽定数が増大すると南北に一樣になる、という結果は、3 次元系の暴走温室状態を考察する際、1 次元系で得られた結果を 3 次元に適用できるということを示唆している。

しかし一方で、より地球に近い設定である、非灰色の 3 次元モデルを用いた実験し、それについて考察をしっかりと行った論文は無い状況であった。そこで、私の研究では、非灰色の 3 次元全球モデルを用いて考察する。特に、太陽定数が大きくなる時に、南北熱輸送の増加は何によって引き起こされるかを考察する。水惑星が暴走温室状態になる直前には、Ishiwatari *et al.* 2002 が示したように、大気の状態が南北に均一化されている。大気の状態が南北に均一になるためには、南北に熱が輸送されることが肝要である。であるから、南北熱輸送が何によって引き起こされるかを明らかにすることで、暴走温室状態に関する理解を深めることができると期待できる。

第 2 章 モデルの概要

2.1 系の設定と基礎方程式

3 次元球殻上の 3 次元球殻上の 3 次元球殻上の大気大循環モデル DCPAM₅ を用いて数値実験を行った。

DCPAM の力学過程で用いられている基礎方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}[\zeta], \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_A}{\partial \lambda} \right) - \nabla_\sigma^2 (\Phi + R\bar{T}\pi + KE) + \mathcal{D}[D], \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \\ & + \kappa T_v \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q}{C_p} + \mathcal{D}[T] + \mathcal{D}'[v], \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_q}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_q}{\partial \mu} \right) + qD - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}[q]. \quad (2.6)$$

ここで、それぞれ、連続の式 (2.1)、静水圧の式 (2.2)、運動方程式 (2.3), (2.4)、熱力学の式 (2.5)、水蒸気の式 (2.6) の式である。各記号の意味は 2.1 に記した。

放射過程には地球用放射モデルを用いている。考慮している大気成分は N_2 , CO_2 , H_2O である。紫外・可視光・近赤外 ($2600\text{--}57142.85\text{cm}^{-1}$) は Chou and Lee (1996) に従って分割し、Toon *et al.* (1989) の手法を用いて放射伝達方程式を計算する。 H_2O の透過率は Chou and Lee (1996) による k 分布法のパラメータを利用して計算する。雲の消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子は Chou *et al.* (1998) の値を使用する。レイリー散乱係数は Chou and Lee (1996) の値を使用する。赤外 ($0\text{--}3000\text{cm}^{-1}$) は Chou *et al.* (2001) に従って g バンドに分割し、散乱を無視した放射伝達方程式により計算する。 H_2O の透過率は Chou *et al.* (2001) の方法に基づき計算し、 CO_2 の低高度の透過率は Chou *et al.* (2001)、高高度の透過率は Chou and Kouvaris (1991) の方法に基づいて、計算する。雲の消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子は Chou *et al.* (2001) の値を使用する。

サブグリッドスケールの混合・凝縮に関して、乱流混合は Mellor and Yamada level 2.5 (Mellor and Yamada, 1982) を使用する。また、Manabe *et al.* (1965) の乾燥対流調節スキームを用い、積雲

表 2.1: 記号表

φ, λ	緯度経度	$U_A := (\zeta + f)V - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - \frac{RT'_v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_\lambda \cos \phi$
$\sigma := p/p_s$	σ 座標高度	$V_A := -(\zeta + f)U - \dot{\sigma} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \frac{RT'_v}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_\phi \cos \phi$
t	時間	$v_H \cdot \nabla_\sigma \pi := \frac{U}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} + \frac{V}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda}$
$\pi := \ln[p_s]$		
T	気温	$\nabla_\sigma^2 := \frac{1}{a^2(1 - \mu^2)} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right]$
q	比湿	$KE := \frac{U^2 + V^2}{2(1 - \mu^2)}$
a	惑星半径	$\mathcal{D}[\zeta]$ 渦度の水平発散とスポンジ層での散逸
f	コリオリパラメータ	$\mathcal{D}[D]$ 発散の水平発散とスポンジ層での散逸
$\zeta := \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right)$	渦度	$\mathcal{D}[T]$ 熱の水平拡散
$\zeta := \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right)$	発散	$\mathcal{D}[q]$ 水蒸気の水平拡散
u, v	東西・南北風速	$\mathcal{D}'[v]$ 摩擦熱
$(U, V) := (u \cos \varphi, v \cos \varphi)$		\mathcal{F}_λ 小規模運動過程 (経度方向)
$\Phi := gz$	ジオポテンシャル高度	\mathcal{F}_ϕ 小規模運動過程 (緯度方向)
$\sigma := \frac{\partial \sigma}{\partial t} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \sigma}{\partial \phi} + \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma}$		Q 加熱・温度変化
\bar{T}	基準温度	S_q 水蒸気源
$T' := T - \bar{T}$		R 乾燥空気の気体定数
$T_v := T(1 + (\epsilon_v^{-1} - 1)q)$		c_{pn} 乾燥空気の定圧比熱
$T'_v := T_v - \bar{T}$		$\kappa := R/c_{pn}$
		ϵ_v 水蒸気分子量比

対流調節に関しては Relaxed Arakawa-Schubert (Moorthi and Suarez, 1992) を使用する。

雲に関しては、移流・乱流混合・凝結による生成、時定数による消滅を考慮して雲水混合比を予測する。惑星表面はスラブオーシャンであるとして、表面温度を計算する。

2.2 実験設定

表 2.2 に示す設定で実験を行った。本研究で行う計算の水平分解能は、三角形切断の T42 に対応する、 128×64 であり、鉛直座標には σ 座標系を用い、その層数は 26 である。実験で用いたモデルパラメータの値を、表 2.3 に示す。

初期状態は、どの太陽定数においても、静止・等温 (280 K) ・比湿は 0 で一様とした。

表 2.2: 実験リスト

実験名	太陽定数 S [W/m^2]	雲時定数 [s]	積分期間 [年]	計算結果を示す年度 [年度]
S1366	1366	13500	50	41
S1500	1500	13500	20	11
S1600	1600	13500	20	11
S1800	1800	13500	20	11
S2000	2000	13500	30	21

表 2.3: モデルパラメータの値

モデルパラメータ	値
惑星半径	$a = 6.37 \times 10^7 \text{ m}$
自転角速度	$\omega = 7.292 \times 10^{-5} / \text{s}$
重力加速度	$g = 9.8 \text{ m/s}^2$
乾燥空気の気体定数	$R_n = 287.1 \text{ J/kg/K}$
水蒸気の気体定数	$R_v = 461.5 \text{ J/kg/K}$
乾燥空気の定圧比熱	$c_{pn} = 1004 \text{ J/kg/K}$
水蒸気の定圧比熱	$c_{pv} = 1810 \text{ J/kg/K}$
乾燥空気の分子量	$m_n = 28.96 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$
水蒸気の分子量	$m_v = 18.02 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$
水の潜熱	$L = 2.50 \times 10^6 \text{ J/kg}$
海のアルベド	$A = 0.1$

第 3 章 実験結果

3.1 計算結果が平衡状態であるか

各実験で得られた、全球平均した外向き赤外放射 (OLR) と入射短波放射 (OSR) の時系列図を図 3.1 に示す。この図を見ると、実験 S1366 から S1800 (図 3.1a から 3.1d) では、おおよそ 10 年以上積分をすることで、全球平均の OLR が季節変化しつつも、全球平均 OLR と OSR がほぼ一致して、大気の状態が平衡になっていることがわかる。一方で、S2000 (図 3.1e) では、全球平均 OLR が激しく変動していて、この図からは平衡状態に達しているかは判断できない。Ishiwatari *et al.* (2002) では、灰色大気での放射上限は 1600 W/m^2 であると結論したが、本研究で得られた結果では、 $S = 1800 \text{ W/m}^2$ でも平衡状態に達しているように見える。これは、Ishiwatari *et al.* (2002) のモデルでは雲がなかったのに対して、本研究では雲があるモデルで計算をしているため、雲によって短波放射が地表面に全ては到達しないからであると考えられる。

次に、各実験での OLR の東西平均を図 3.2 に、地表面温度の東西平均を図 3.3 に示す。この図を見ると、地表面温度も OLR も、太陽定数が増大するにつれて、南北の差が小さくなることが見て取れる。ここから、非灰色大気・雲ありのモデルでも、灰色大気・雲なしのモデルで Ishiwatari *et al.* (2002) が結論したように、モデルでも、太陽定数の増大に伴って、南北に一樣になるということと言えよう。ところで、実験 S2000 では OLR の東西平均が他の太陽定数とは異なっているパターンを示しているように見える。このパターンは、大気が暴走温室状態になったことで現れたと想像できる。しかし、先述したとおり、実験 S2000 で大気が暴走温室状態になっているかは判断ができない。そのため、実験 S2000 に関しては、積分時間をさらに延長しなければ詳しく議論をすることはできないだろう。

3.2 大気構造の太陽定数依存性

次に、各実験で得られた大気構造がどのようになっているか詳細に見てゆこう。各実験で得られた子午面構造を図 3.4 から 3.8 に示す。いずれの実験でも、東西風の子午面分布 (図 3.4a から 3.8a) を確認すると、ジェットが発生しているのがわかる。しかし、S1800 と S2000 ではジェットが大気上端にくっついており、モデルの高度が足りていない可能性がある。

子午面の循環構造に関しても見てゆこう。図 3.4b から 3.8b に南北風の子午面分布を、図 3.4c から 3.8c に鉛直風の子午面分布を示す。実験 S1366 から S1600 では、地表面付近に「低緯度向きの南北風」「高緯度向きの南北風」「低緯度向きの南北風」が低緯度から順に現れていることが読み取れる。そして、鉛直風は、低緯度から順に上昇流と下降流が交互に現れるパターンになっている。こ

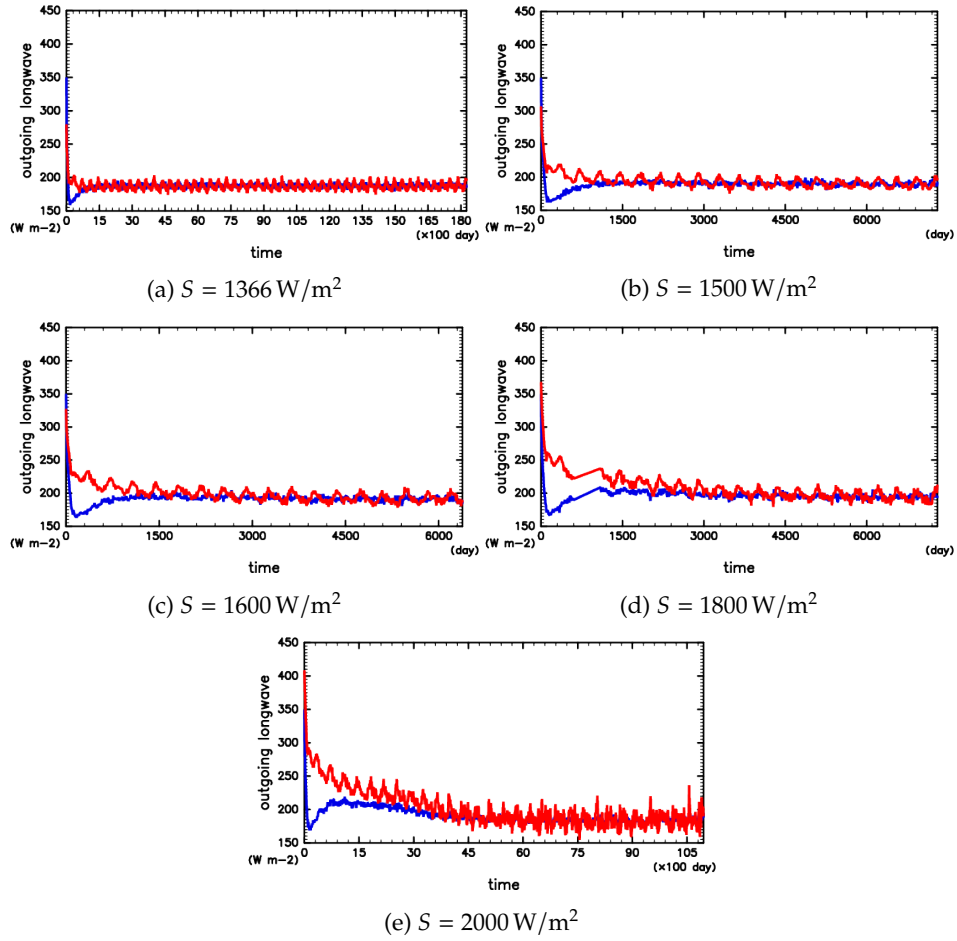


図 3.1: 各実験での全球平均した OLR (赤線) と OSR (青線) の時系列変化

のパターンは、ハドレー循環・フェレル循環・極循環に対応していると考えられる。実験 S1800 では、ハドレー循環とフェレル循環は確認することができるが、極循環は無くなっていることがわかる。実験 S2000 では、ハドレー循環とフェレル循環も明瞭ではなくなっている。また、太陽定数が大きくなるにつれて、南北風、鉛直風ともに小さくなっていくこともわかる。

比湿 (図 3.4e から図 3.8e) や気温分布 (図 3.4d から図 3.8d) は、いずれの太陽定数でも低緯度の地表面付近で大きくなっていて、太陽定数が大きくなるにつれて大きくなり、南北の差が小さくなってゆくことがわかる。

3.3 南北熱輸送の太陽定数依存性

南北熱輸送に関して考察する。南北熱輸送は、潜熱によるもの F_L と、乾燥静的エネルギー F_D によるものとに分類できる。そして、 F_L と F_D の和が全熱輸送量 F_T になる。乾燥静的エネルギーはエンタルピーとジオポテンシャルの和であるから、それぞれ式で表せば以下ようになる。

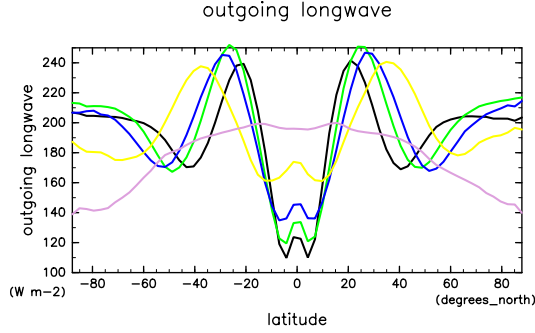


図 3.2: 各実験での OLR の東西平均。それぞれ、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。

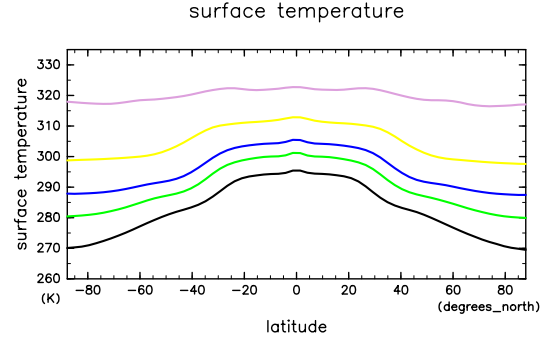


図 3.3: 各実験での地表面温度の東西平均。それぞれ、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。

$$F_L = \int_{p_s}^0 Lq v dp = \int_1^0 Lq v p_s d\sigma, \quad (3.1)$$

$$F_D = \int_{p_s}^0 (c_{pn}T + gz)v dp = \int_1^0 (c_{pn}T + gz)v p_s d\sigma, \quad (3.2)$$

$$F_T = F_L + F_D. \quad (3.3)$$

図 3.9 に東西平均・時間平均をした各実験での南北熱輸送量を示した。潜熱輸送に関しては、実験 S1800 までは太陽定数が大きくなるに従って、潜熱の南北輸送量は増大していくことが見て取れる。しかし、S2000 では潜熱の輸送量が小さくなっている。実験 S1800 まで太陽定数が大きくなるに従って潜熱輸送が大きくなるのは、太陽定数が大きくなるにつれて比湿の値が大きくなっているからだと考えられる。実験 S2000 で潜熱輸送が小さくなるのは、南北風が小さくなるからだと考えられる。

潜熱輸送は低緯度と中緯度に極値を持っている。これは、それぞれハドレー循環による地表付近での低緯度向きの輸送と、フェレル循環による地表付近での高緯度向きの輸送に対応している。比湿の値は太陽定数の増大に伴って大きくなるので、潜熱輸送も太陽定数の増大に伴って大きくなる。しかし、実験 S2000 では、南北風が小さくなっているので、潜熱輸送は小さくなっている。

乾燥静的エネルギーの南北輸送は実験 S1500 で最大になり、それより太陽定数を大きくすると乾燥静的エネルギーの南北輸送は減少してゆくのがわかる。これは、太陽定数が大きくなるにつれて、南北風が小さくなっていることが原因だと考えられる。S1366 よりも S1500 の方が乾燥静的エネルギーの輸送が大きいのは、S1366 と S1500 を比較したら、南北風が小さくなる影響よりも、大気温度が上昇する影響のほうが効いているからだと思われる。

乾燥静的エネルギー輸送は、潜熱輸送と逆のピークを持っている。これは、地表面付近で最大となる比湿とは対称的に、 $c_{pn}T + gz$ の値は上空で大きくなるので、ハドレー循環による上空での高緯度向きへの輸送と、フェレル循環による上空での低緯度向きへの輸送に対応している。

そして、全熱輸送量は、S1800 までは太陽定数が大きくなるにつれて増大しているが、S2000 では小さくなっている。これは、S2000 では南北風が小さくなっており、熱の輸送量が小さくなっているからである。

ところで、 $\bar{\bullet}$ で時間平均、 $[\bullet]$ で東西平均、平均からのずれを $\bullet' = \bullet - \bar{\bullet}$, $\bullet^* = \bullet - [\bullet]$ 、と表すことにすると、2つの量 x, v の積を時間平均・東西平均した値は、

$$\begin{aligned}
 [\overline{xv}] &= \overline{(\bar{x} - x')(\bar{v} - v')} \\
 &= \overline{\bar{x}\bar{v} + x'\bar{v} + \bar{x}v' + x'v'} \\
 &= [\bar{x}\bar{v}] + [\bar{x}'\bar{v}] + [\bar{x}\bar{v}'] + [\bar{x}'v'] \\
 &= [\bar{x}\bar{v}] + [\overline{x'v'}] \\
 &= \overline{([\bar{x}] + x^*)([\bar{v}] + v^*)} + [\overline{x'v'}] \\
 &= [([\bar{x}] + \bar{x}^*)([\bar{v}] + \bar{v}^*)] + [\overline{x'v'}] \\
 &= [[\bar{x}][\bar{v}]] + [\bar{x}^*[\bar{v}]] + [[\bar{x}]\bar{v}^*] + [\bar{x}^*\bar{v}^*] + [\overline{x'v'}] \\
 &= [\bar{x}][\bar{v}] + [\bar{x}^*\bar{v}^*] + [\overline{x'v'}]
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

のように変形をすることができる。(3.4)において、 $x = Lq$ とすると、潜熱の南北熱輸送を表す式になり、 $x = c_{pn}T + gz$ とすれば、乾燥静的エネルギーの南北輸送を表す式になるので、南北熱輸送は $[\bar{x}][\bar{v}]$ で表される項、 $[\bar{x}^*\bar{v}^*]$ で表される項、 $[\overline{x'v'}]$ で表される項の3つの和になっていることがわかる。 $[\bar{x}][\bar{v}]$ は平均子午面循環による輸送に対応する。 $[\bar{x}^*\bar{v}^*]$ で表される項は、停滞性擾乱による輸送、例えば山岳派による輸送を表している。 $[\overline{x'v'}]$ で表される項は、移動性擾乱による輸送、例えば低気圧による輸送を表している。

図 3.10 と図 3.11 に、それぞれの熱輸送の内訳を示した。いずれの場合でも、停滞性擾乱による輸送はほとんど存在していない。これは、モデルに地形が含まれていないため、停滞性擾乱が発生しないからであると考えられる。潜熱輸送の内訳（図 3.10）に関して見ると、どの実験でも太陽定数が増大するにつれて、移動性擾乱が大きくなっていることがわかる。乾燥静的エネルギー輸送の内訳（図 3.11）に関しては、太陽定数が増大するにつれて、移動性擾乱による輸送が小さくなり、平均子午面循環による輸送が大きくなっている。

なお、乾燥静的エネルギー輸送の内訳の図 3.11 の全熱輸送量と、図 3.9 の乾燥静的エネルギー輸送のグラフは本来ならば一致しているものである。しかしながら、それぞれのグラフは一致していない。どうして一致していないのかは現状不明であるため、この不一致についてはさらに検討をしなければならない。

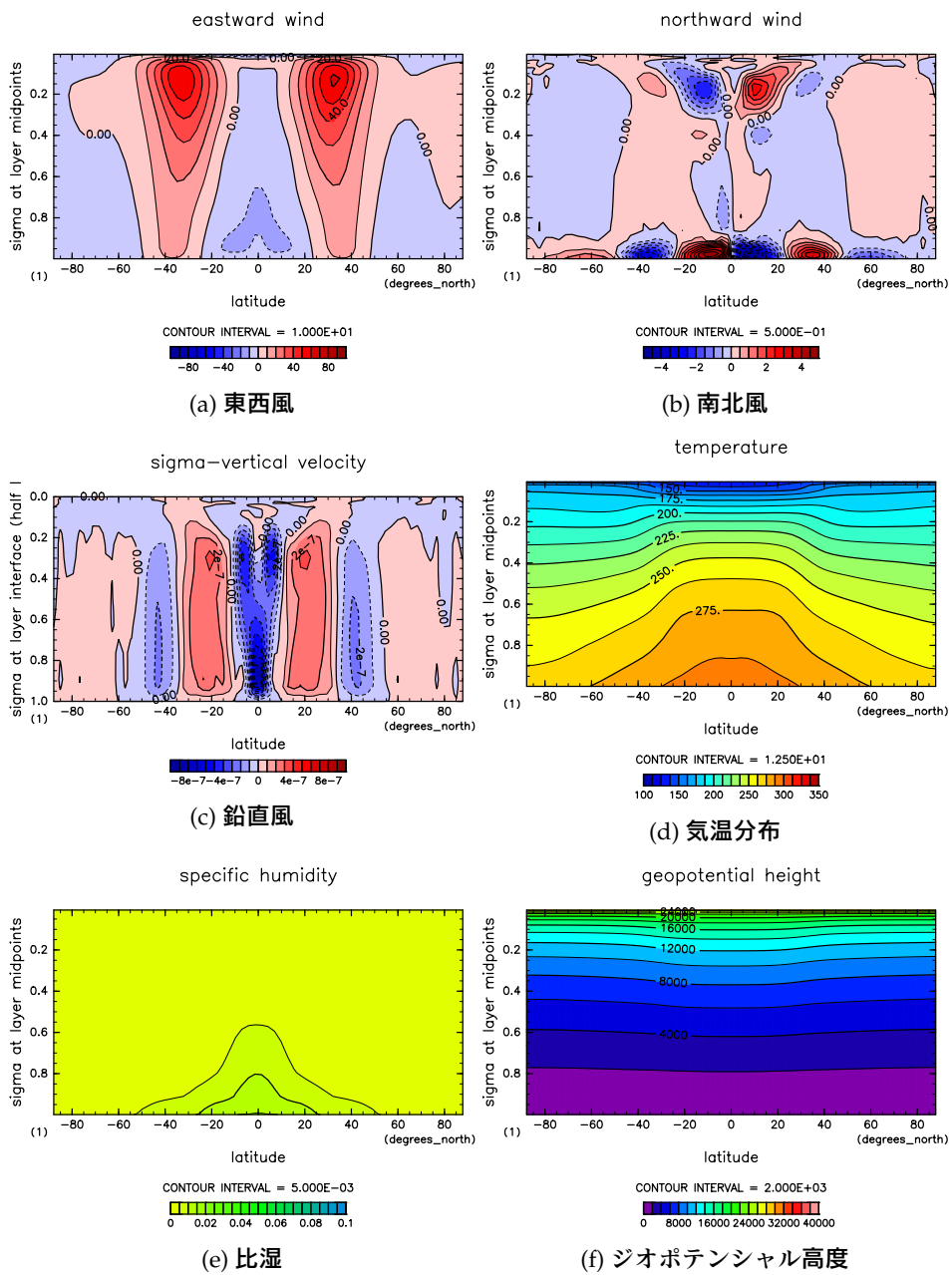


図 3.4: $S = 1366 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

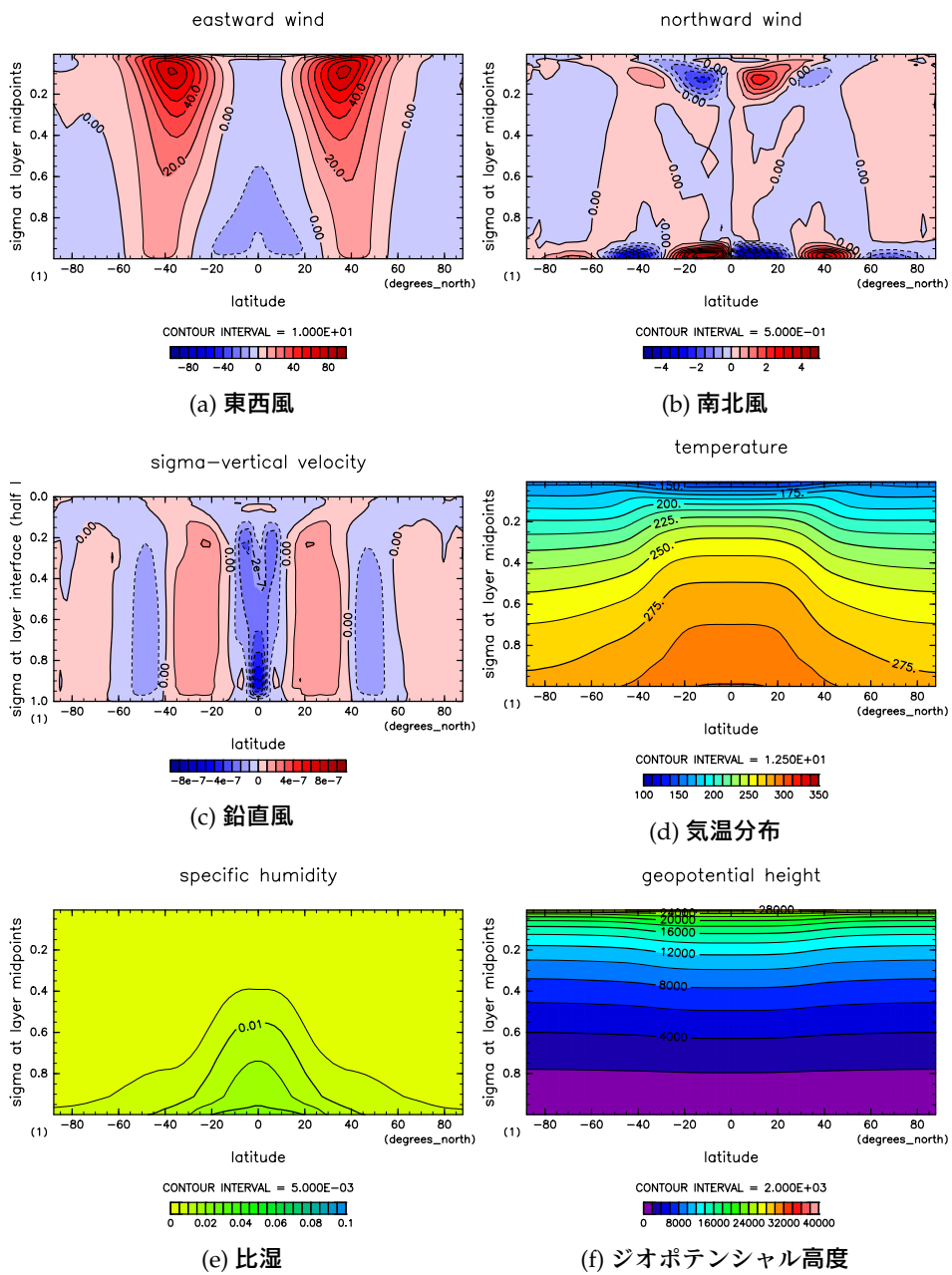


図 3.5: $S = 1500 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

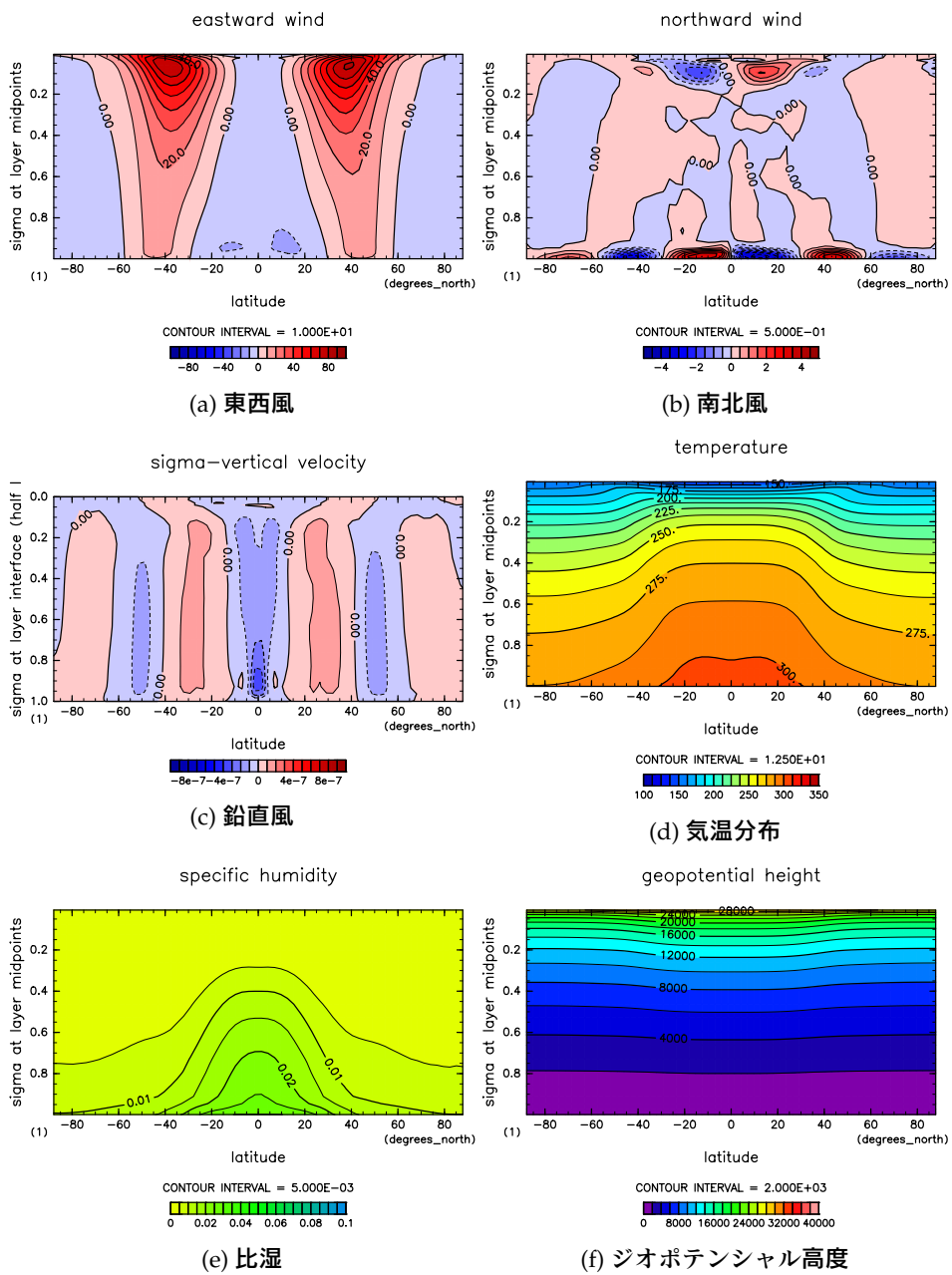


図 3.6: $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

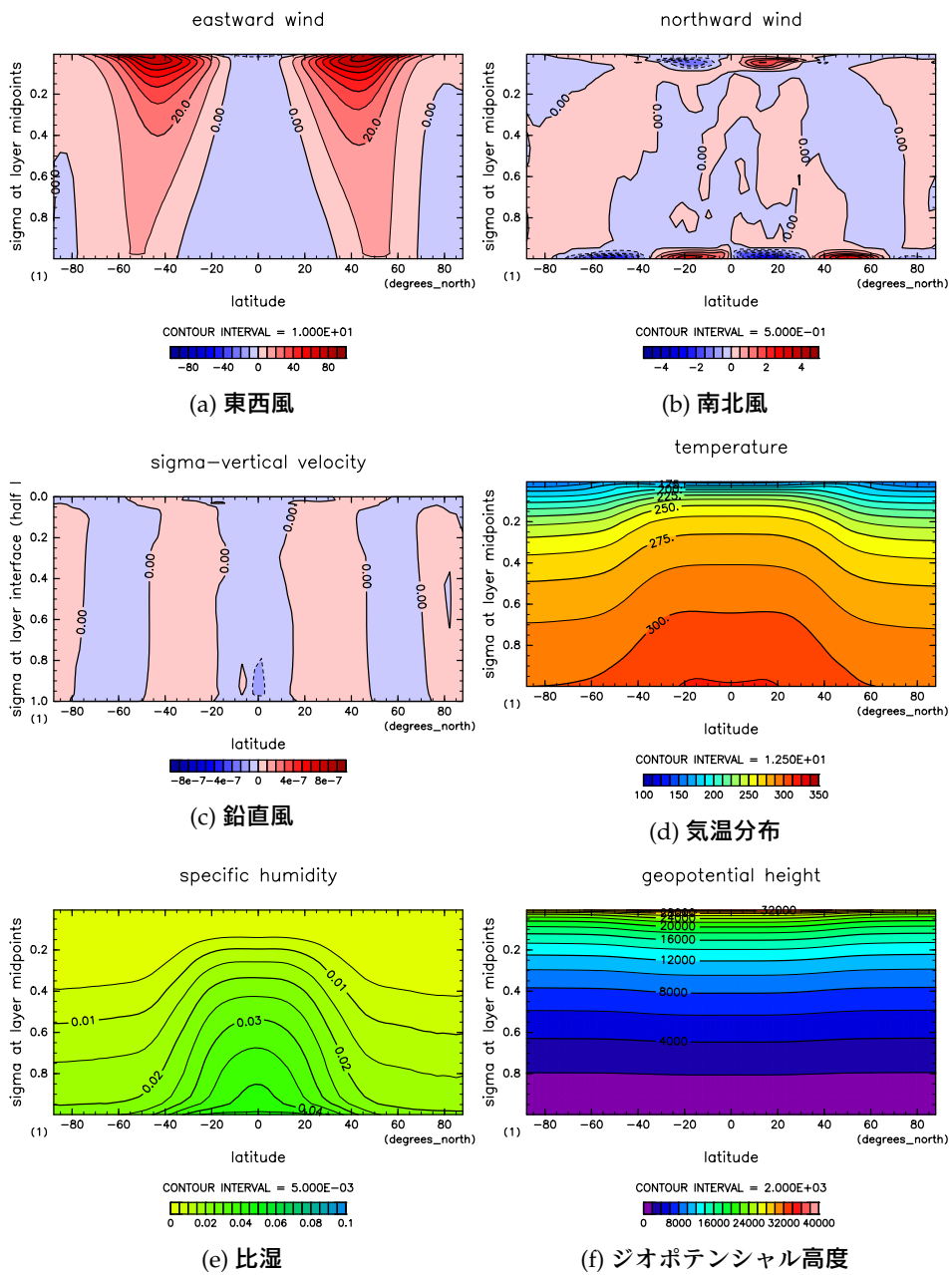


図 3.7: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

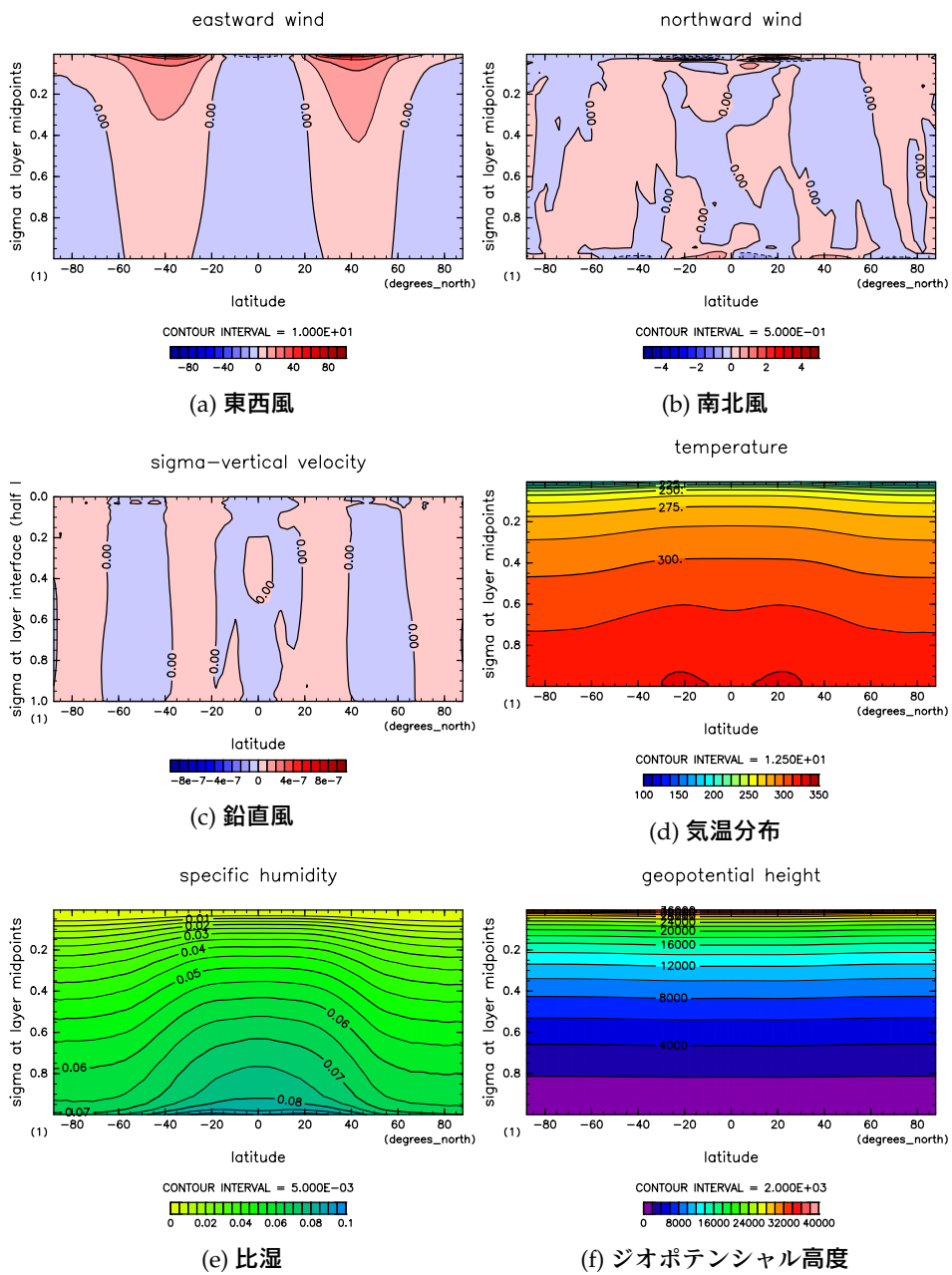


図 3.8: $S = 2000 \text{ W/m}^2$ の結果。31 年目の年平均値。

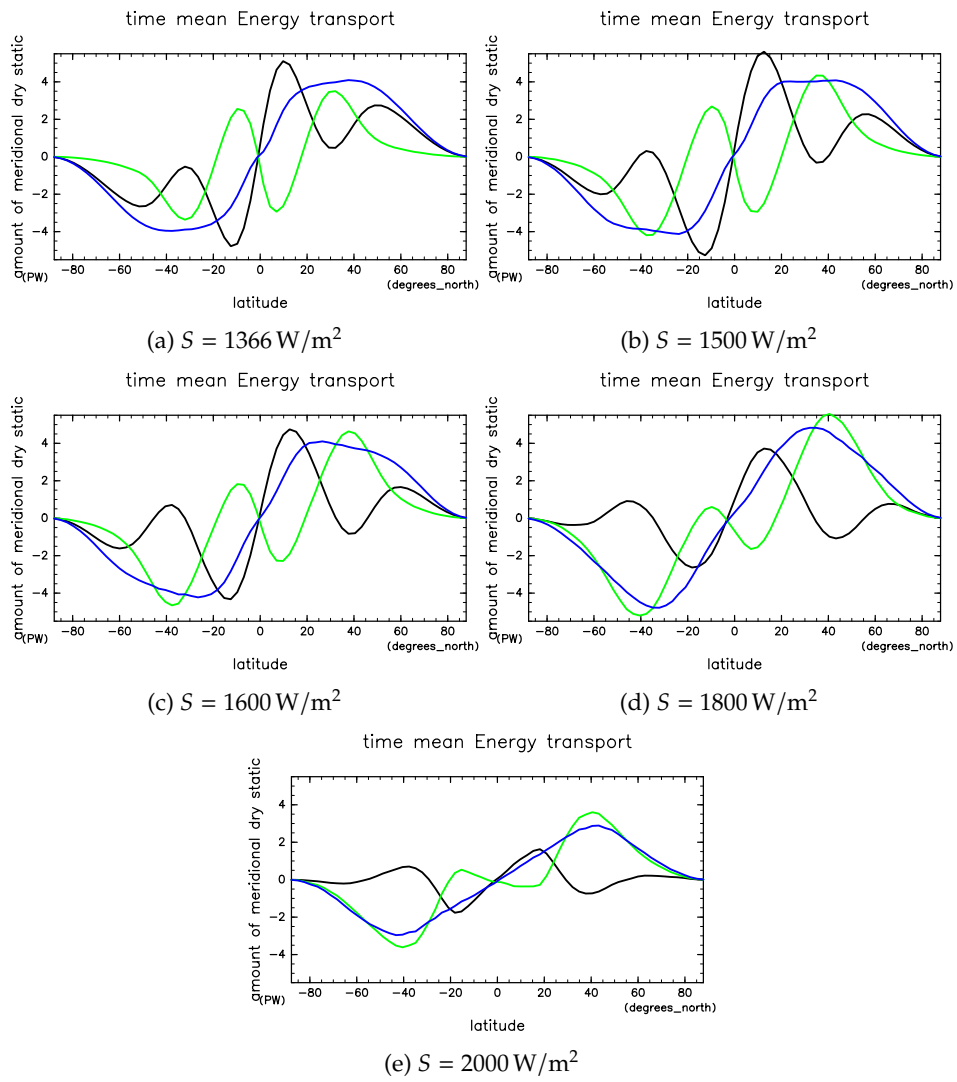


図 3.9: 各実験での時間平均・東西平均された南北熱輸送量。緑線が潜熱輸送、黒線が乾燥静的エネルギーの輸送、青線が全熱輸送量。

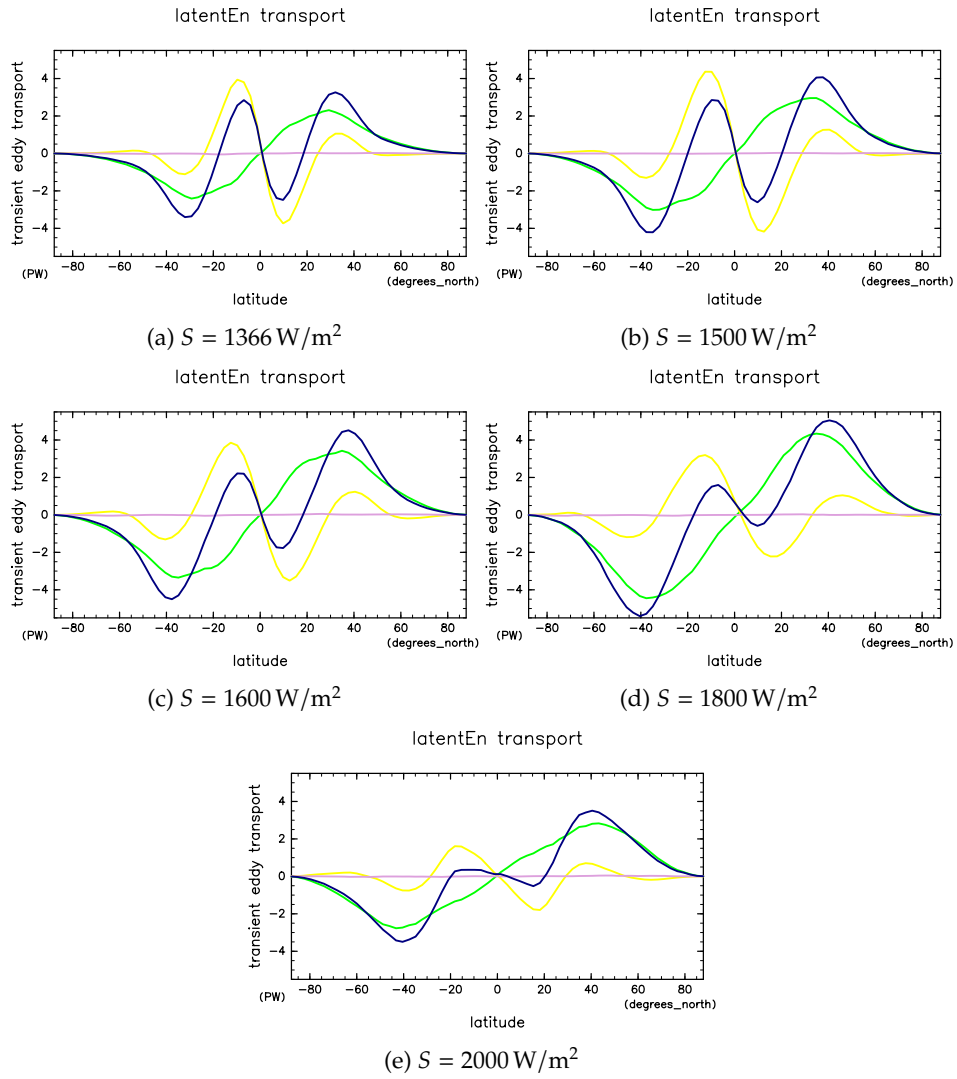


図 3.10: 各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量、黄線が平均子午面循環による輸送量、桃線が停滞性擾乱による輸送量、緑線が移動性擾乱による輸送量。

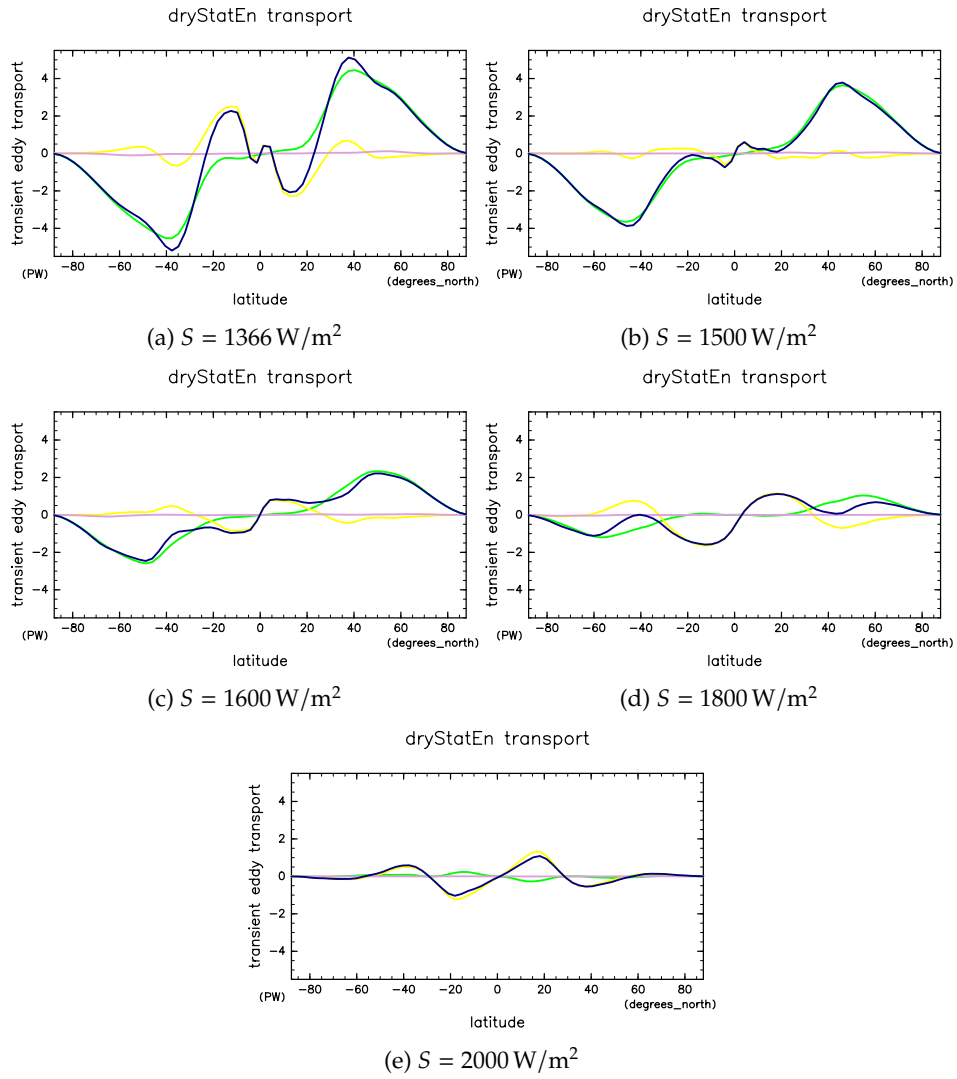


図 3.11: 各実験での乾燥静的エネルギー輸送。青線が全輸送量、黄線が平均子午面循環による輸送量、桃線が停滞性擾乱による輸送量、緑線が移動性擾乱による輸送量。

第 4 章 結論と今後の展望

今回の研究により、非灰色の 3 次元モデルを用いた場合でも、大気の構造が南北に一様化するという、Ishiwatari *et al.* (2002) と同様な結論を得た。

また、太陽定数が大きくなるにつれて、南北総熱輸送量は大きくなるが、乾燥静的エネルギー輸送が $S = 1500 \text{ W/m}^2$ 以上では小さくなることもわかった。一方で、潜熱輸送は太陽定数が大きくなるにつれて大きくなるので、太陽定数が高い場合は潜熱輸送の影響が大きいという事もわかった。さらに、太陽定数が高いときの潜熱輸送の大部分は、移動性の擾乱によってもたらされることもわかった。

この研究で得られた、乾燥静的エネルギーの輸送量が $S = 1500 \text{ W/m}^2$ でピークを持つということは、先行研究では得られていない結果である。この研究結果は、雲があるモデルでの計算結果であるため、雲がないモデルで実験を行った Ishiwatari *et al.* (2002) と単純には比較ができない。そこで、雲の時定数を 0 とした実験もする必要があるだろう。

謝辞

本研究を行うにあたり、石渡正樹教授に多大なるご指導をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

計算と作図に利用した資源は、地球流体電脳倶楽部の資源を活用させていただきました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- [1] S. Nakajima, Y.-Y. Hayashi, and Y. Abe, “A study on the “runaway greenhouse effect” with a one-dimensional radiative-convective equilibrium model”, *J. Atmos. Sci.* **42**, 2256–2266 (1992).
- [2] M. Ishiwatari, S. Takehiro, K. Nakajima, and Y.-Y. Hayashi, “A numerical study on appearance of the runaway greenhouse state of a three-dimensional gray atmosphere”, *J. Atmos. Sci.* **59**, 3223–3238 (2002).
- [3] D. W. Keith, “Meridional energy transport: uncertainty in zonal means”, *Tellus* **47A**, 30–44 (1995).
- [4] Y. O. Takahashi, H. Kashimura, S. Takehiro, M. Ishiwatari, S. Noda, M. Odaka, T. Horinouchi, Y.-Y. Hayashi, and D. D. Group, *Dcpam: planetary atmosphere model*, GFD Dennou Club, 2018.
- [5] O. B. Toon, C. P. McKay, and T. P. Ackerman, “Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres”, *J. Geophys. Res.* **94**, 16287–16301 (1989).
- [6] G. L. Mellor and T. Yamada, “Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems”, *Rev. Geophys. Space Phys.* **20**, 851–875 (1982).
- [7] S. Moorthi and M. J. Suarez, “Relaxed arakawa-schubert: a parameterization of moist convection for general circulation models”, *Mon. Wea. Rev.* **120**, 978–1002 (1992).
- [8] S. Manabe, S. J., and R. Stricker, “Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle”, *Mon. Wea. Rev.* **93**, 769–798 (1965).
- [9] M.-D. Chou and K.-T. Lee, “Notes and correspondence parameterizations for the absorption of solar radiation by water vapor and ozone”, *J. Atmos. Sci.* **53**, 1203–1208 (1996).
- [10] M.-D. Chou, M. J. Suarez, X.-Z. Liang, and M. M.-I. Yan, “A thermal infrared radiation parameterization for atmospheric studies”, *NASA/TM* **19** (2001).
- [11] M.-D. Chou and L. Kouvaris, “Calculations of transmission functions in the infrared CO₂ and O₃ bands”, *J. Geophys. Res.* **96**, 9003–9012 (1991).