

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 27 日

概要

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	南北熱輸送の太陽定数依存性	6
第 4 章	結論	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。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)。Nakajima *et al.* は、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 に上限があることを示した。地表面温度が上昇するにつれて、大気の温度構造が飽和水蒸気圧曲線に漸近してゆき、大気の温度構造が大気の光学的厚さの関数になり、地表面温度に依存しなくなるので、

そして Ishiwatari *et al.* 2002 ではそれを発展させて、非灰色大気を持つ全球モデルを用いて実験を行い、そのモデルでも 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、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。特に、非灰色大気では、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実験を行い、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。紫外・可視光・近赤外 (2600–57142.85 cm⁻¹) は 1000–57142.85 cm⁻¹ を 11 バンドに分割 (Chou and Lee, 1996) し、 δ -Eddington 近似した放射伝達方程式により計算をする (Toon *et al.*, 1989)。H₂O 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。レイリー散乱係数と O₃ の吸収係数は Chou and Lee (1996) の値を使用する。赤外 (0–3000 cm⁻¹) は Chou *et al.* (2001) に従って 9 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。H₂O, CH₄, N₂O の透過率は Chou *et al.* (2001) の方法に基づき計算し、CO₂ 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、O₃ 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

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

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報する。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 では、おおよそ 10 年以上積分をすることで、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 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が言えよう。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。前の段落でも述べたように、実験 S2000 は平衡状態に達しているか判断できない。そのため、実験 S2000 の OLR 東西平均の分布のパターンに関しては、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。

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。

3.2 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のようなになる。

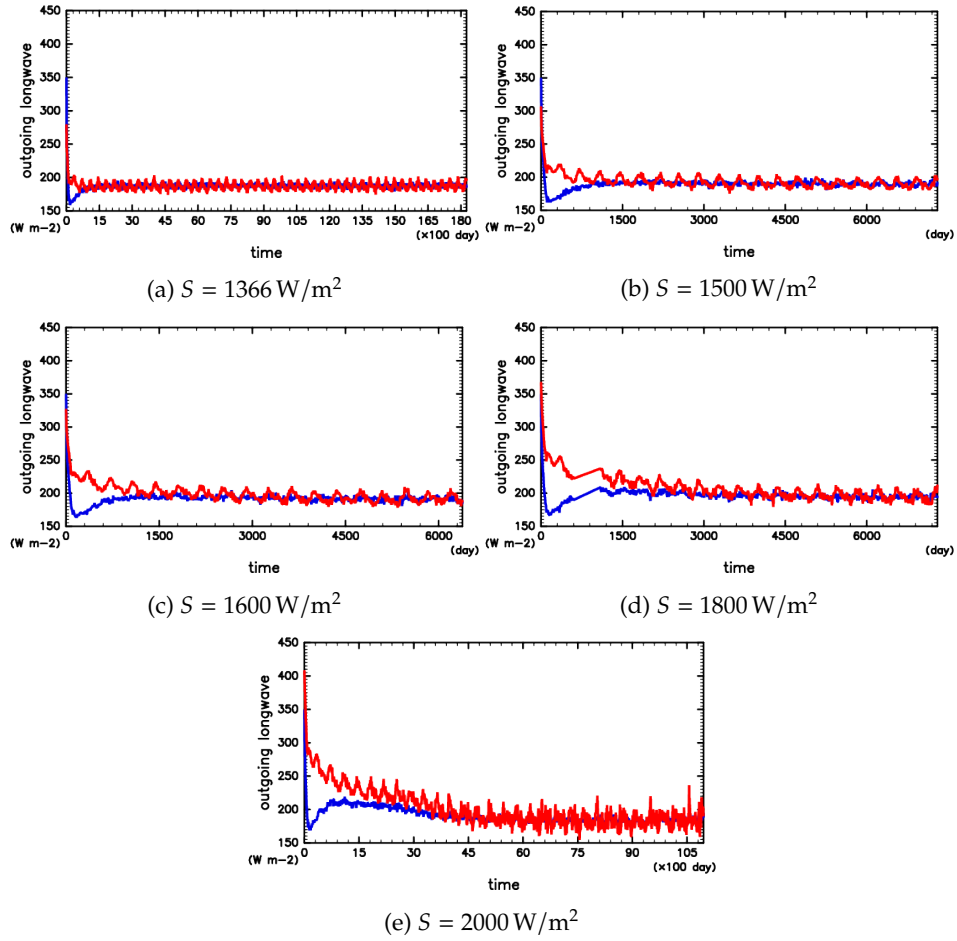


図 3.1: 各実験での全球平均した OLR (赤線) と OSR (青線) の時系列変化

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

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

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

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。図を見ると、乾燥静的エネルギーの南北輸送は S_{1500} 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。一方で、潜熱輸送に関しては、 S_{1800} 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、 S_{2000} では潜熱の輸送量が小さくなっている。そして、全熱輸送量は、 S_{1800} までは太陽定数が大きくなるにつれて増大しているが、 S_{2000} では小さくなっている。

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

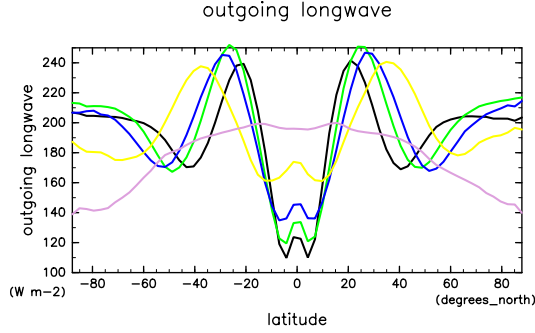


図 3.2: 各実験での OLR の東西平均。それぞれ、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。

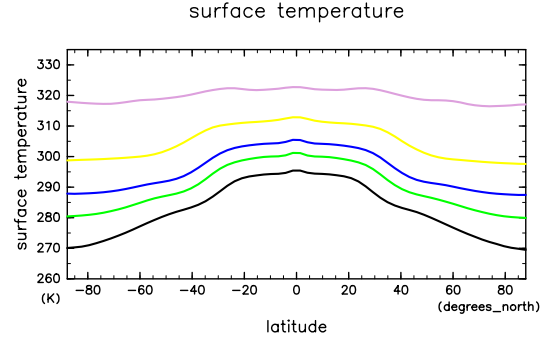


図 3.3: 各実験での地表面温度の東西平均。それぞれ、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。

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、

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

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、 $x = c_{pn}T + gh$ 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、 $[\bar{x}'v']$ 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。 $[\bar{x}'v']$ 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。

図 3.9 を詳しく見ると、潜熱輸送は低緯度と高緯度にピークを持っており、乾燥静的エネルギー輸送は中緯度にピークを持っている。潜熱輸送の低緯度のピークに対応する部分では、大気下層で低緯度向きの平均南北風が卓越している。そして、比湿は低緯度で大きく、大気下層で大きくなっているため、低緯度側のピークのほうが大きくなる。

- S1800 までは、比湿が大きくなるので潜熱輸送が大きくなる。
- 太陽定数が大きくなると、上空の南北風が小さくなるので gzv が小さくなり、乾燥静的エネルギーの輸送が小さくなる。

- S2000 は南北風が小さいので南北熱輸送が少ない。
- 地形がないので停滞性擾乱による輸送は小さい。
- 移動性擾乱による潜熱輸送は、どの太陽定数でも中緯度で大きくなり、中緯度での潜熱輸送の大部分を占める。
- 乾燥静的エネルギーの輸送は、低緯度では平均子午面循環によるものが大きく、中緯度・高緯度では移動性擾乱によるものが大きい。
-

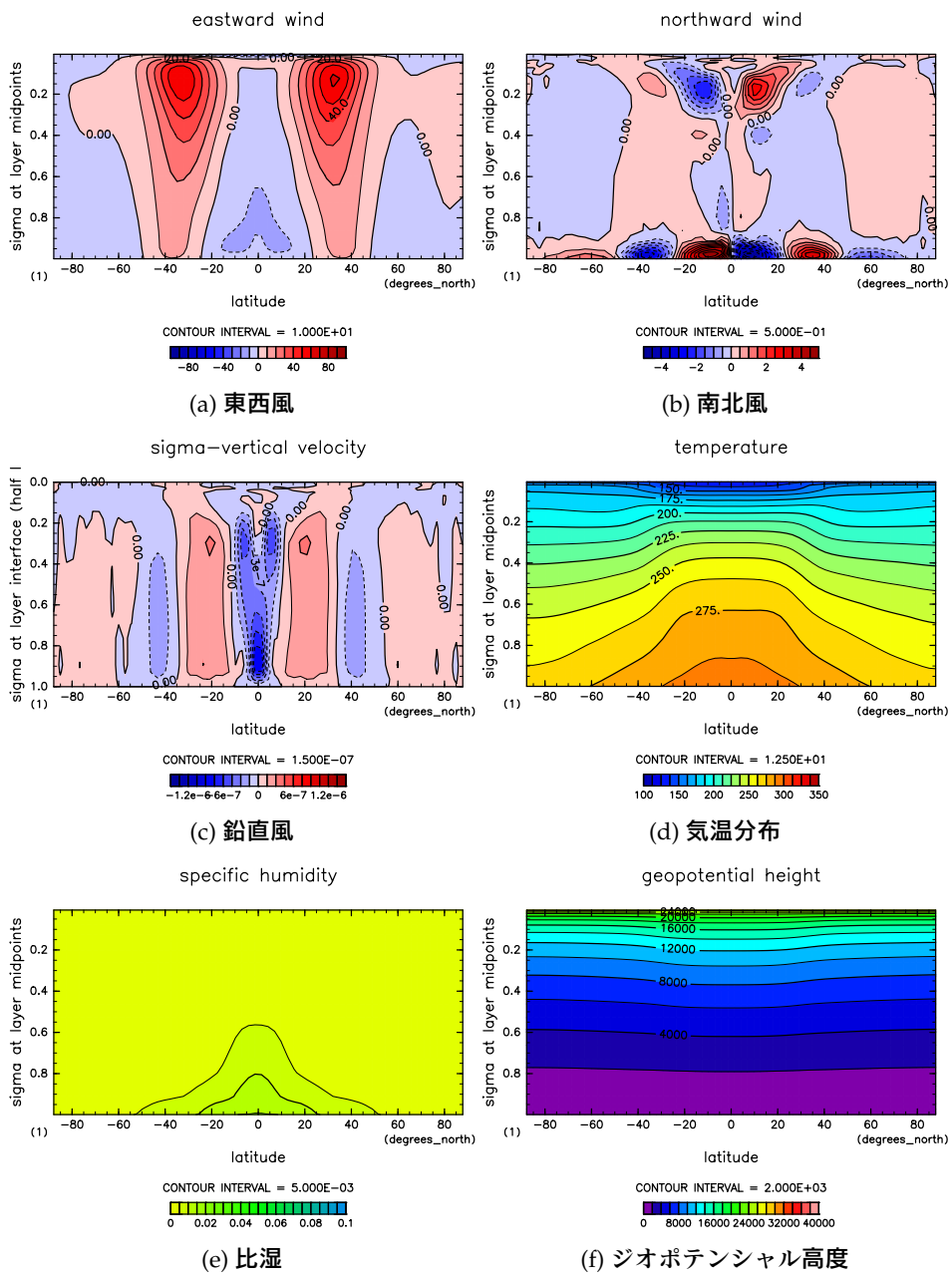


図 3.4: $S = 1366 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

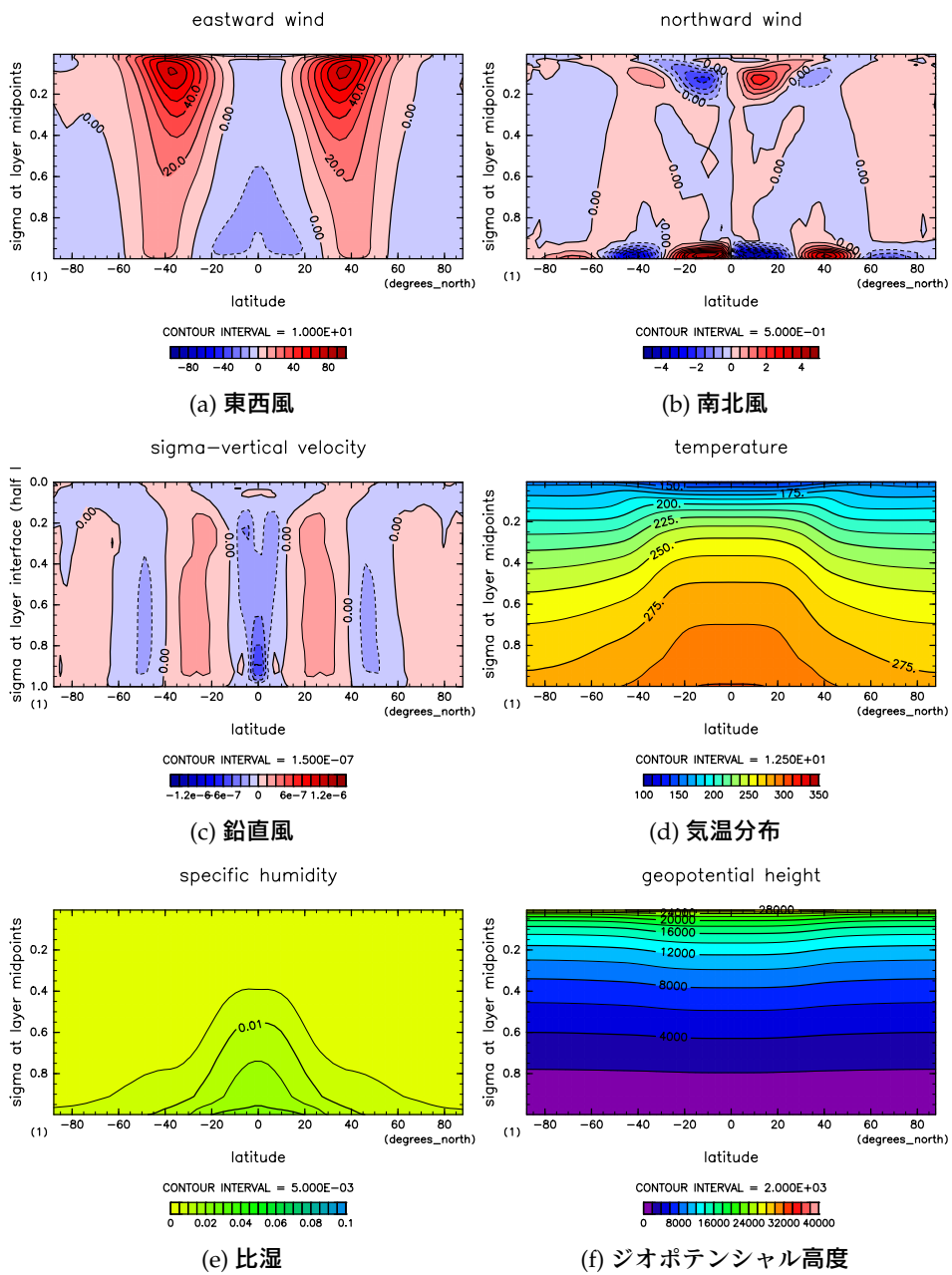


図 3.5: $S = 1500 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

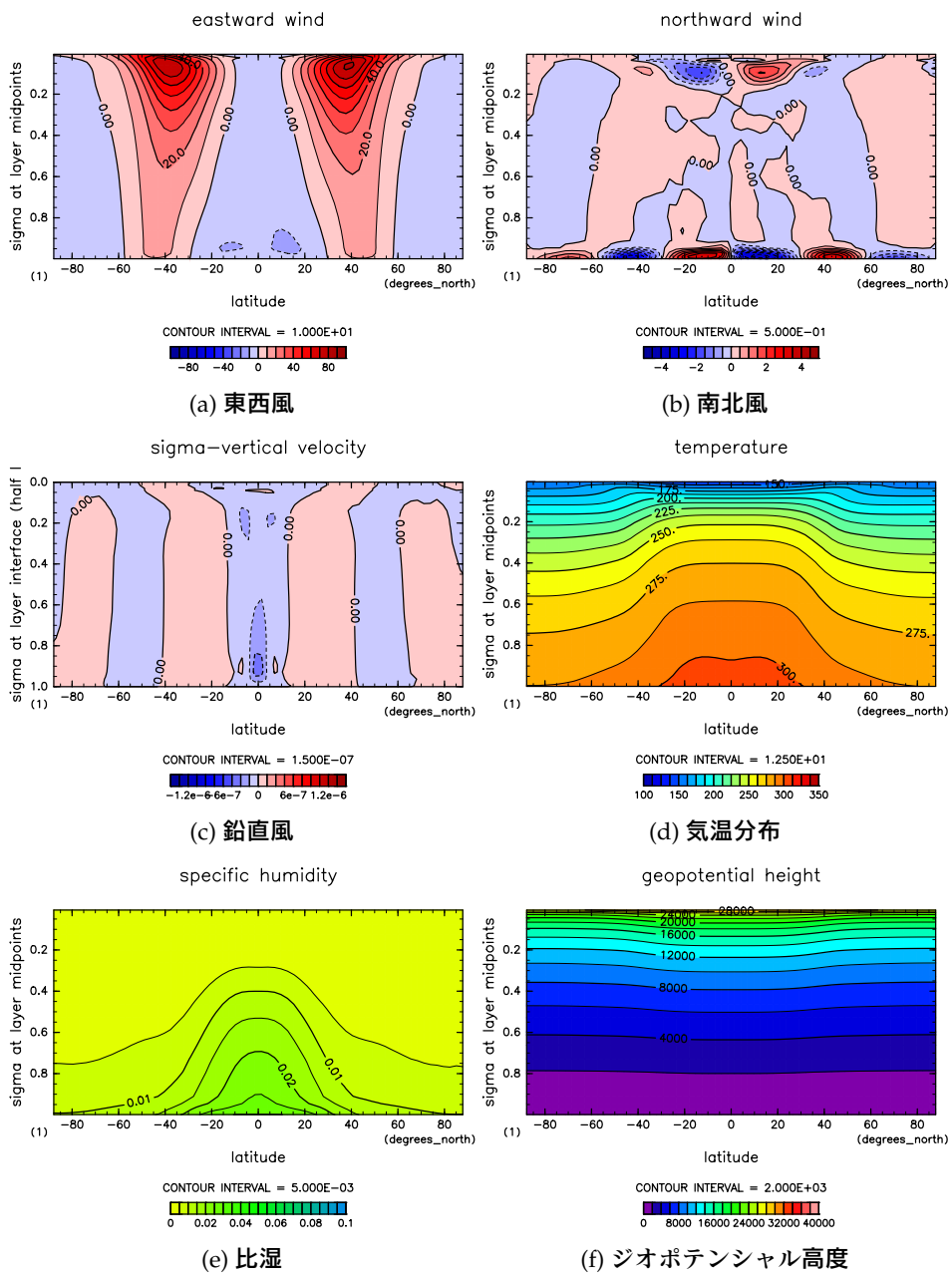


図 3.6: $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

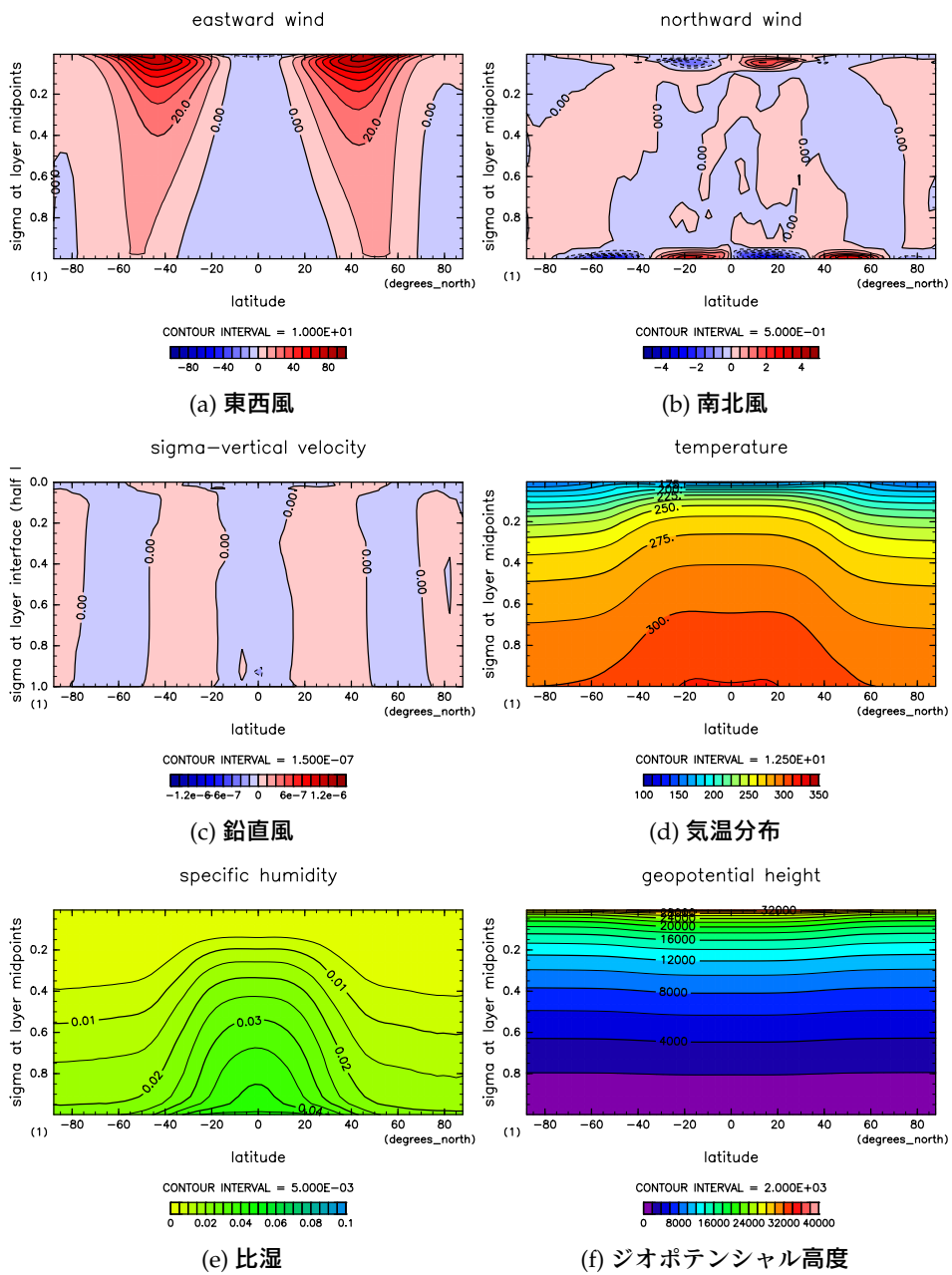


図 3.7: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の結果。11 年目の年平均値。

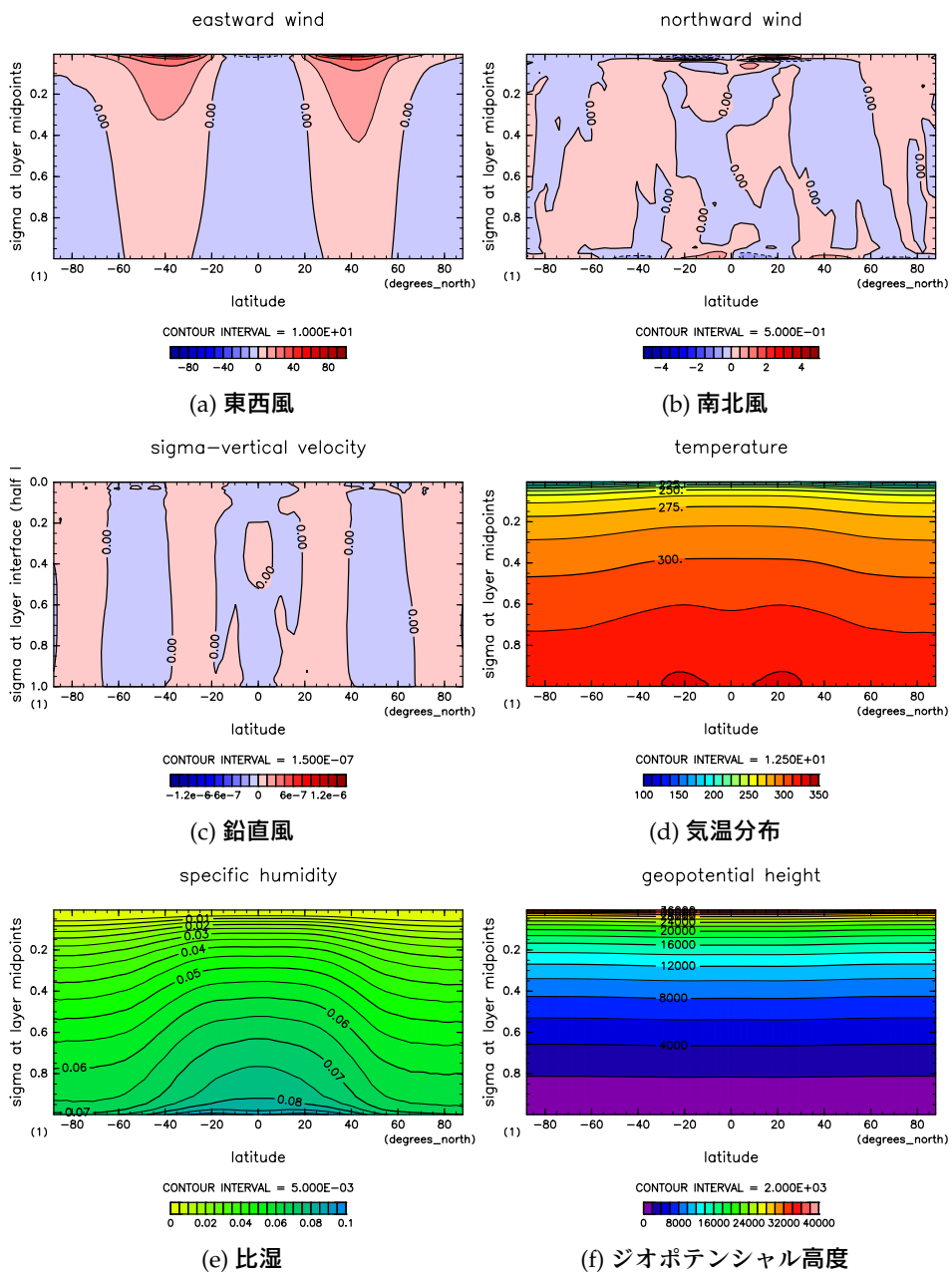


図 3.8: $S = 2000 \text{ W/m}^2$ の結果。31 年目の年平均値。

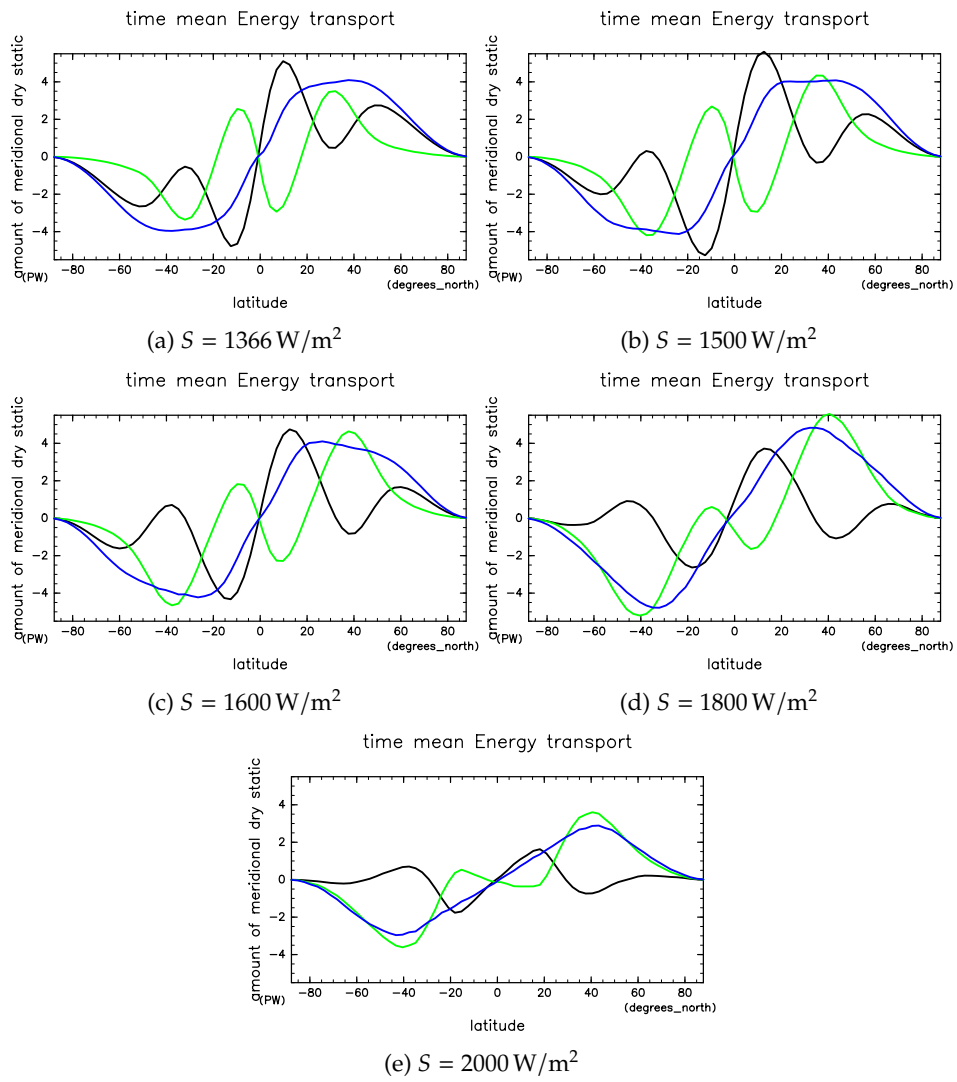


図 3.9: 各実験での時間平均・東西平均された南北熱輸送量。緑線が潜熱輸送、黒線が乾燥静的エネルギーの輸送、青線が全熱輸送量。

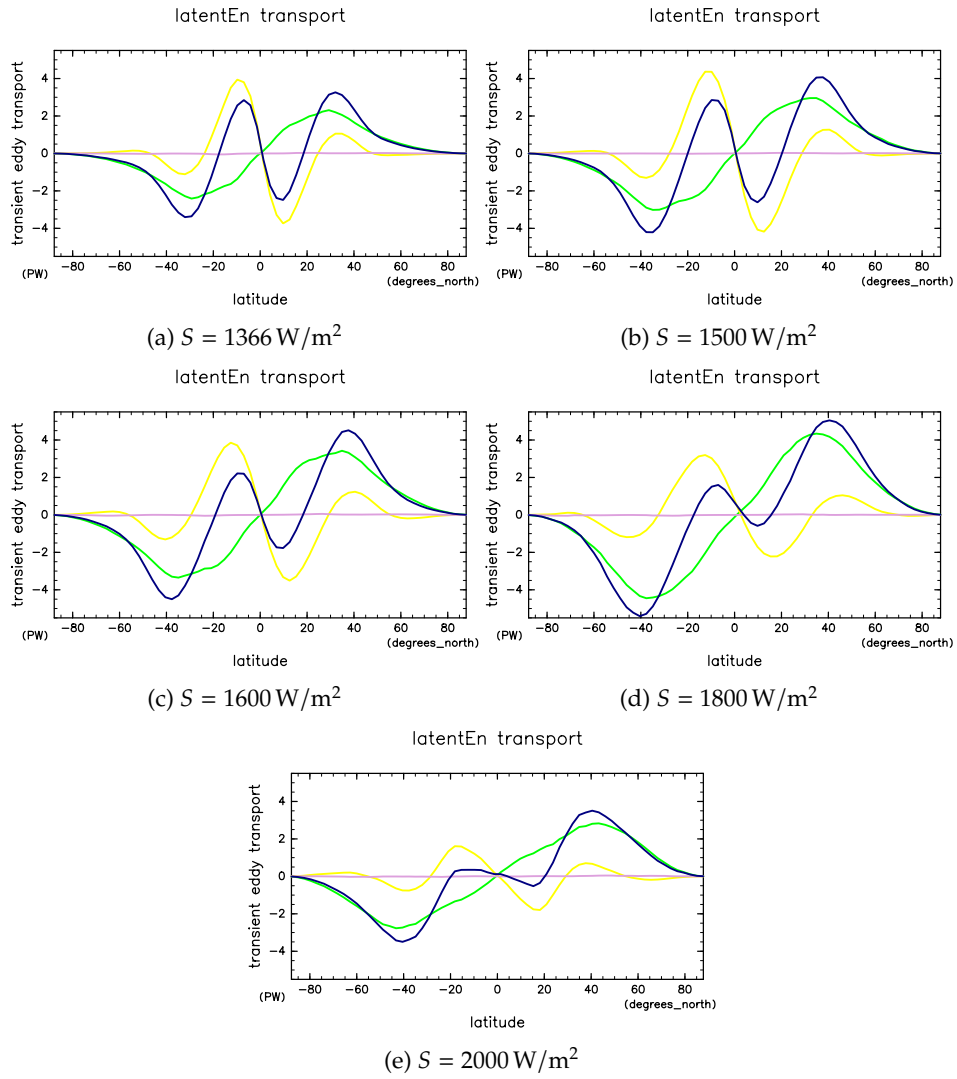


図 3.10: 各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量、黄線が平均子午面循環による輸送量、桃線が停滞性擾乱による輸送量、緑線が移動性擾乱による輸送量。

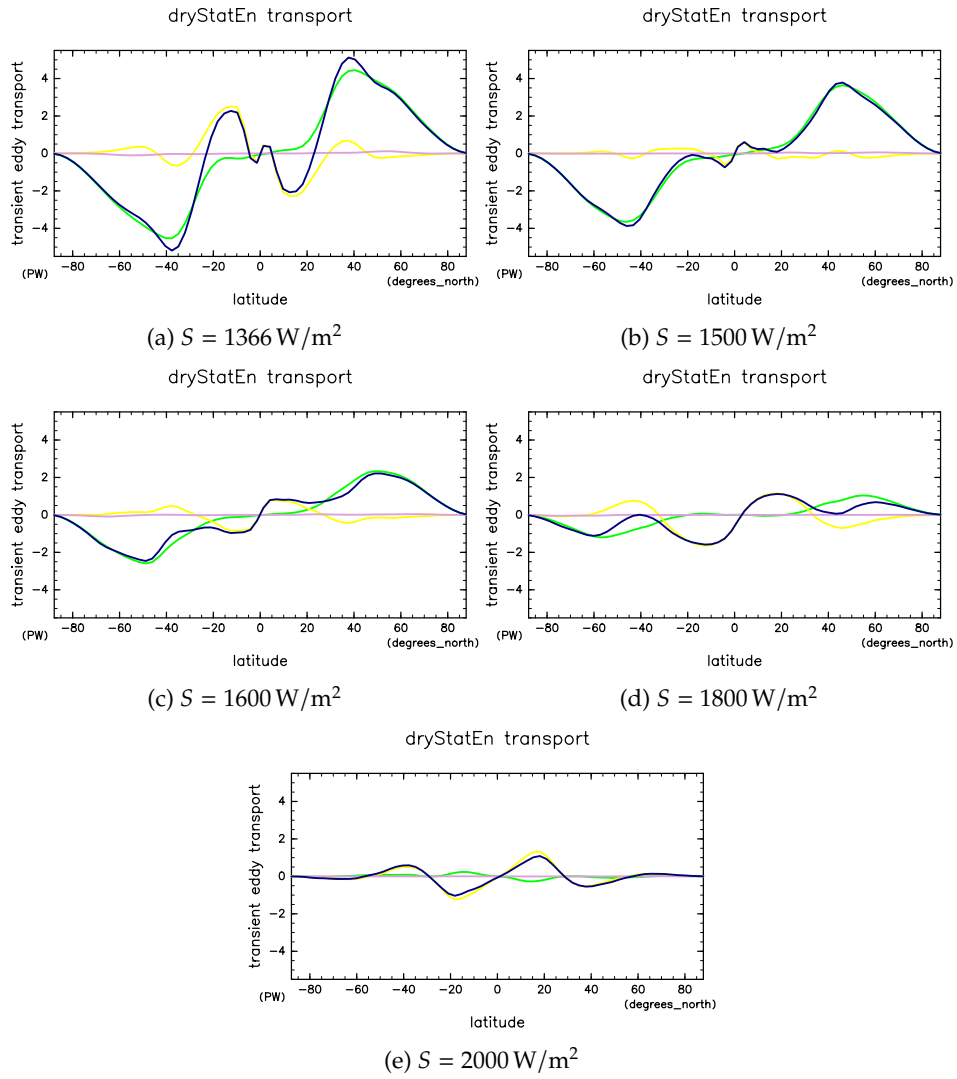


図 3.11: 各実験での乾燥静的エネルギー輸送。青線が全輸送量、黄線が平均子午面循環による輸送量、桃線が停滞性擾乱による輸送量、緑線が移動性擾乱による輸送量。

第 4 章 結論

謝辭

謝辭。

参考文献