

# 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 26 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
第 5 章	謝辞	19
第 6 章	参考文献リスト	20

# 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。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 が南北に一様になるということも示した。

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。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。

表 2.1: 記号表

$\varphi, \lambda$	緯度経度	$\zeta := \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right)$	渦度
$\sigma := p/p_s$	$\sigma$ 座標高度	$\zeta := \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right)$	発散
$t$	時間	$u, v$	東西・南北風速
$\pi := \ln[p_s]$		$(U, V) := (u \cos \varphi, v \cos \varphi)$	
$T$	気温	$\mathcal{D}$	水平拡散
$q$	比湿	$\mathcal{D}'[v]$	摩擦熱
$a$	惑星半径		

## 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 DCPAM<sub>5</sub> を用いて数値実験を行った。

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 (2.6) の式は以下の通りである。各記号の意味は表 2.1 に記した。

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

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

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

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

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

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

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<sup>-1</sup>) は

表 2.2: 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	$A = 0.1$

$1000\text{--}57142.85 \text{ cm}^{-1}$  を 11 バンドに分割 (Chou and Lee, 1996) し、 $\delta$ -Eddington 近似した放射伝達方程式により計算をする (Toon *et al.*, 1989)。H<sub>2</sub>O 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 O<sub>3</sub> の吸収係数は 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 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。H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O の透過率は Chou *et al.* (2001) の方法に基づき計算し、CO<sub>2</sub> 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、O<sub>3</sub> 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、定数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

実験で用いたモデルパラメータの値を、表 2.2 に示す。本研究で行う計算の水平分解能は、三角形切断の T<sub>42</sub> に対応する、 $128 \times 64$  であり、鉛直座標には  $\sigma$  座標系を用い、その層数は 26 である。

表 2.3 に示す太陽定数で実験を行った。以後、各実験で与えた太陽定数の値に、 $S$  を前置したも

表 2.3: 実験を行った太陽定数の値

太陽定数 $S$ [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]	1300	1500	1600	1800	2000
積分期間 [年]	50	20	20	20	30
計算結果を示す年度 [年度]	41	11	11	11	21

の実験名とする。

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。

## 第 3 章 実験結果

### 3.1 計算結果が平衡状態であるか

各実験での全球平均外向き赤外放射 (OLR) と全球平均入射短波放射 (OSR) の全球平均の時系列図を図 ?? に示す。この図を見ると、S1366 から S1800 の太陽定数では、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  $1600 \text{ W/m}^2$  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、灰色大気・雲なしのモデルで Ishiwatari *et al.* (2002) が結論したように、非灰色大気・雲ありのモデルでも、太陽定数が増大したときに、OLR の南北分布が一様になることが見て取れる。

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。

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

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

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

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。図を見ると、乾燥静的エネルギーの南北輸送は 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



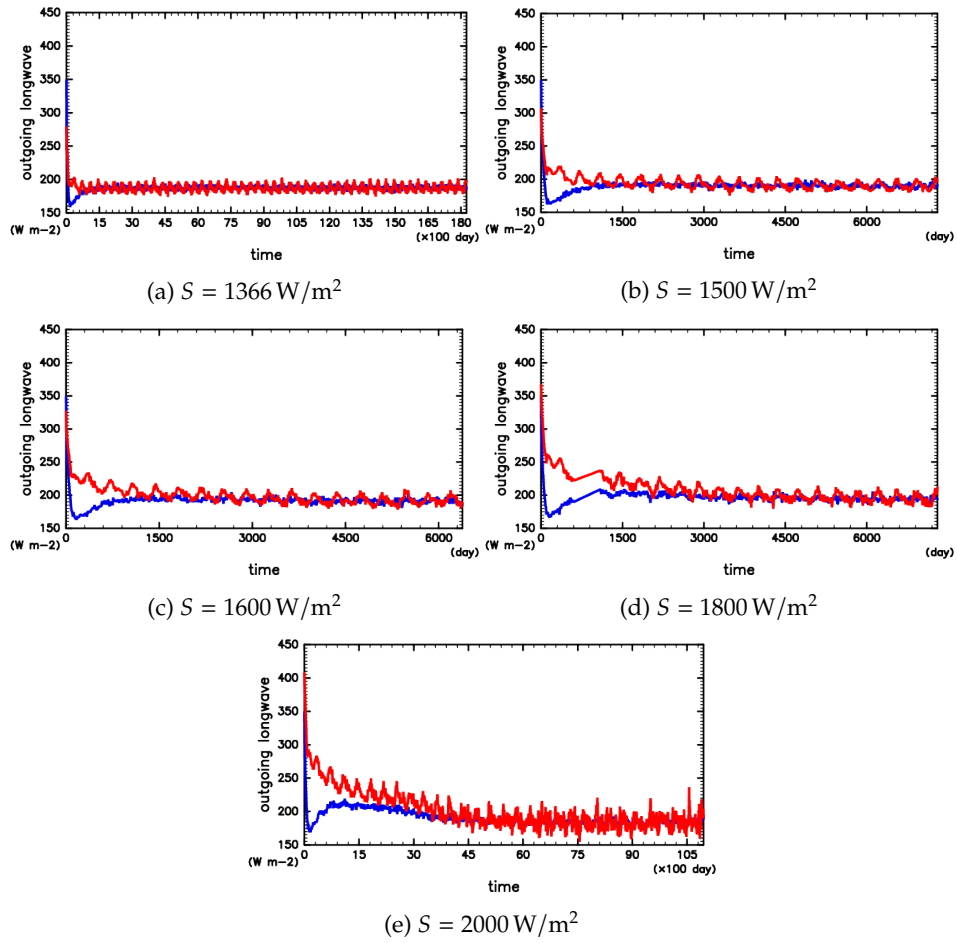


図 3.1: 各実験での全球平均した OLR (赤線) と OSR (青線) の時系列変化

の南北輸送は減少してゆくのわかる。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

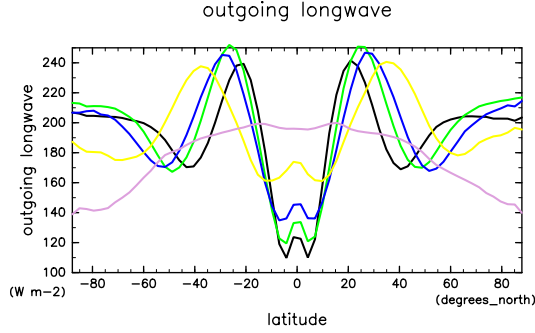


図 3.2: 各実験での OLR の東西平均。それぞれ、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。

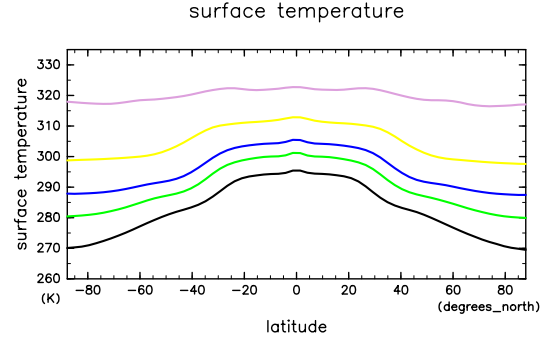


図 3.3: 各実験での地表面温度の東西平均。それぞれ、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。

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  $ghv$  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。
-

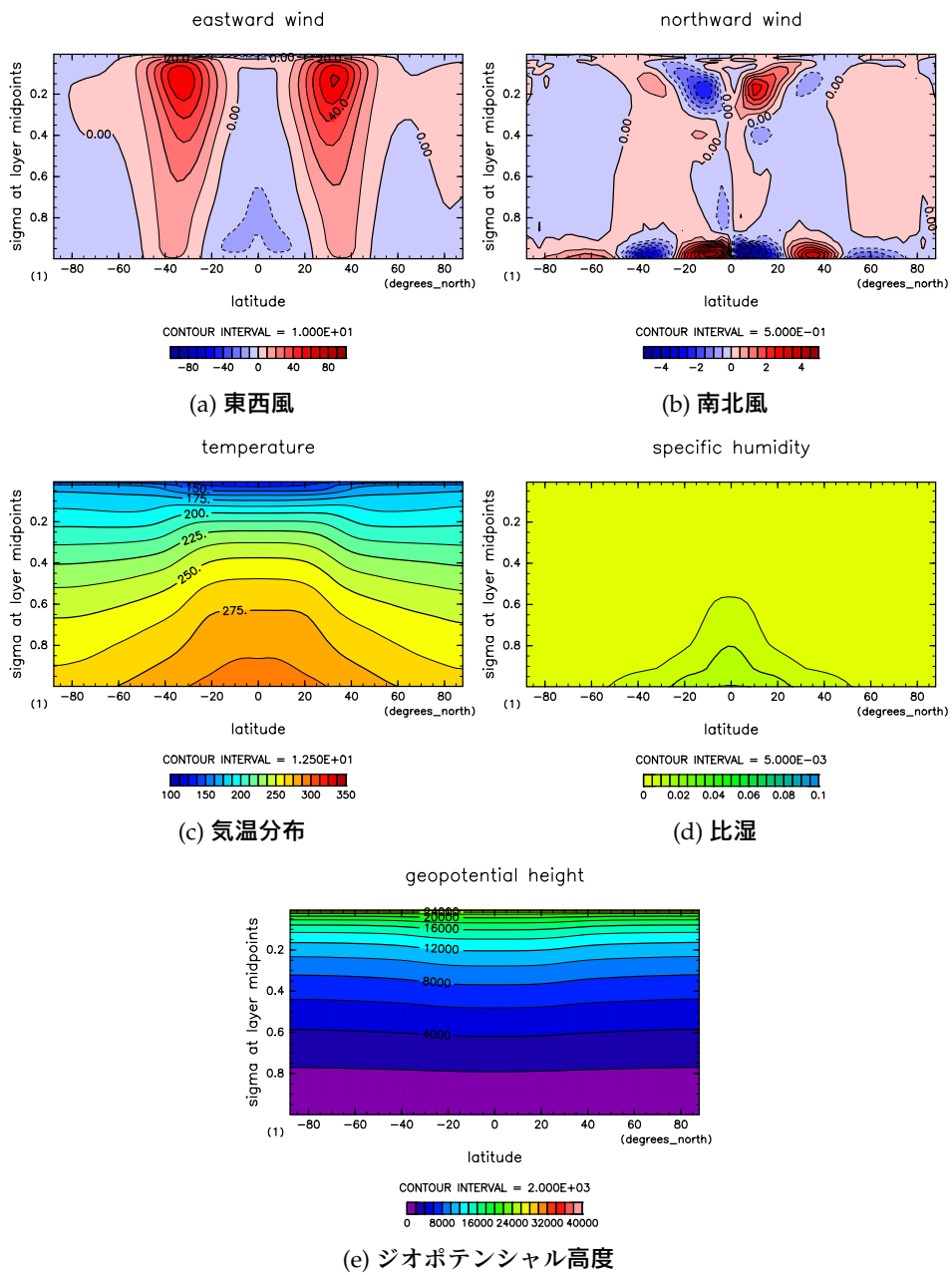


図 3.4:  $S = 1366 \text{ W/m}^2$  の結果。11 年目の年平均値。

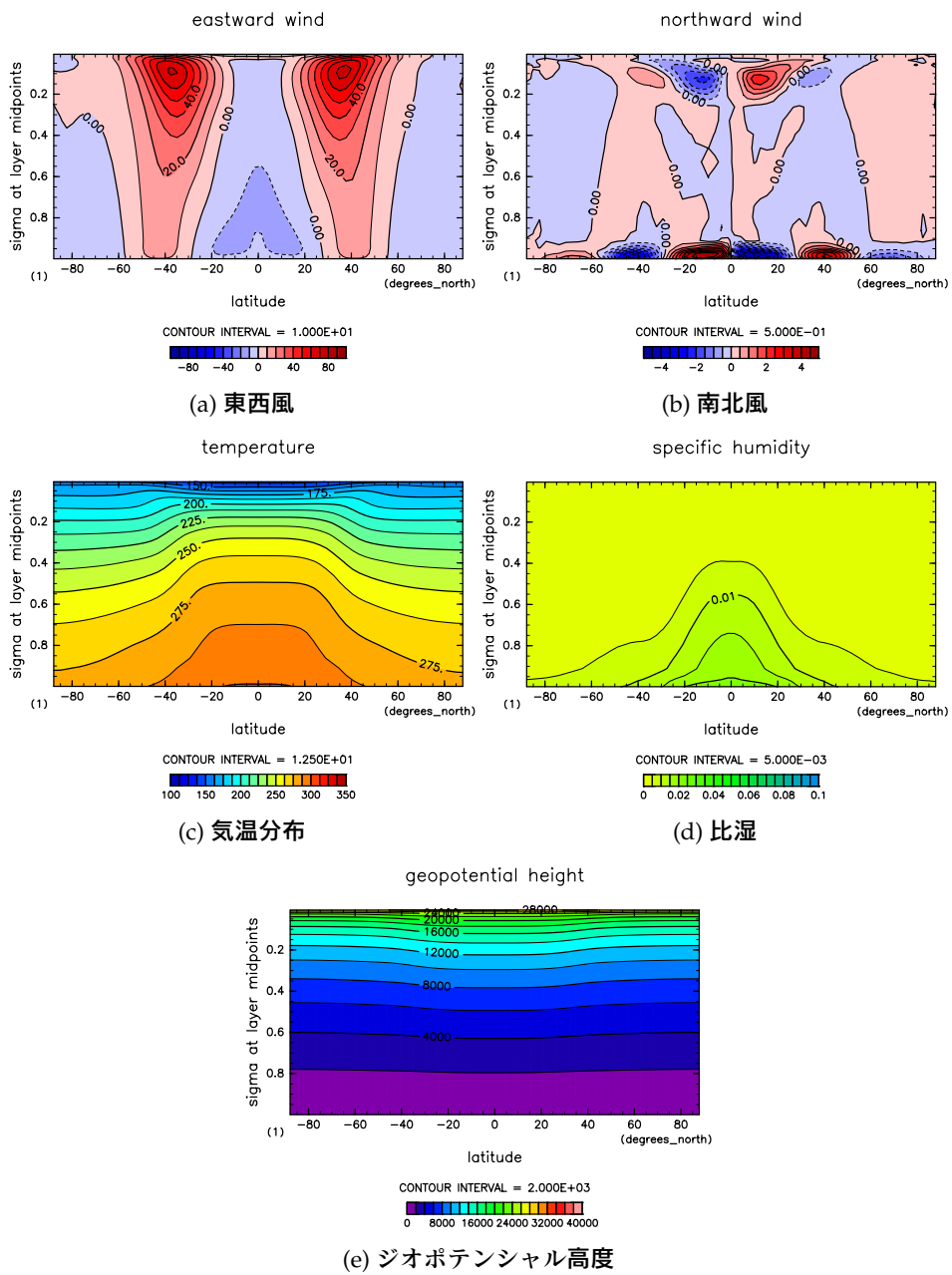


図 3.5:  $S = 1500 \text{ W/m}^2$  の結果。11 年目の年平均値。

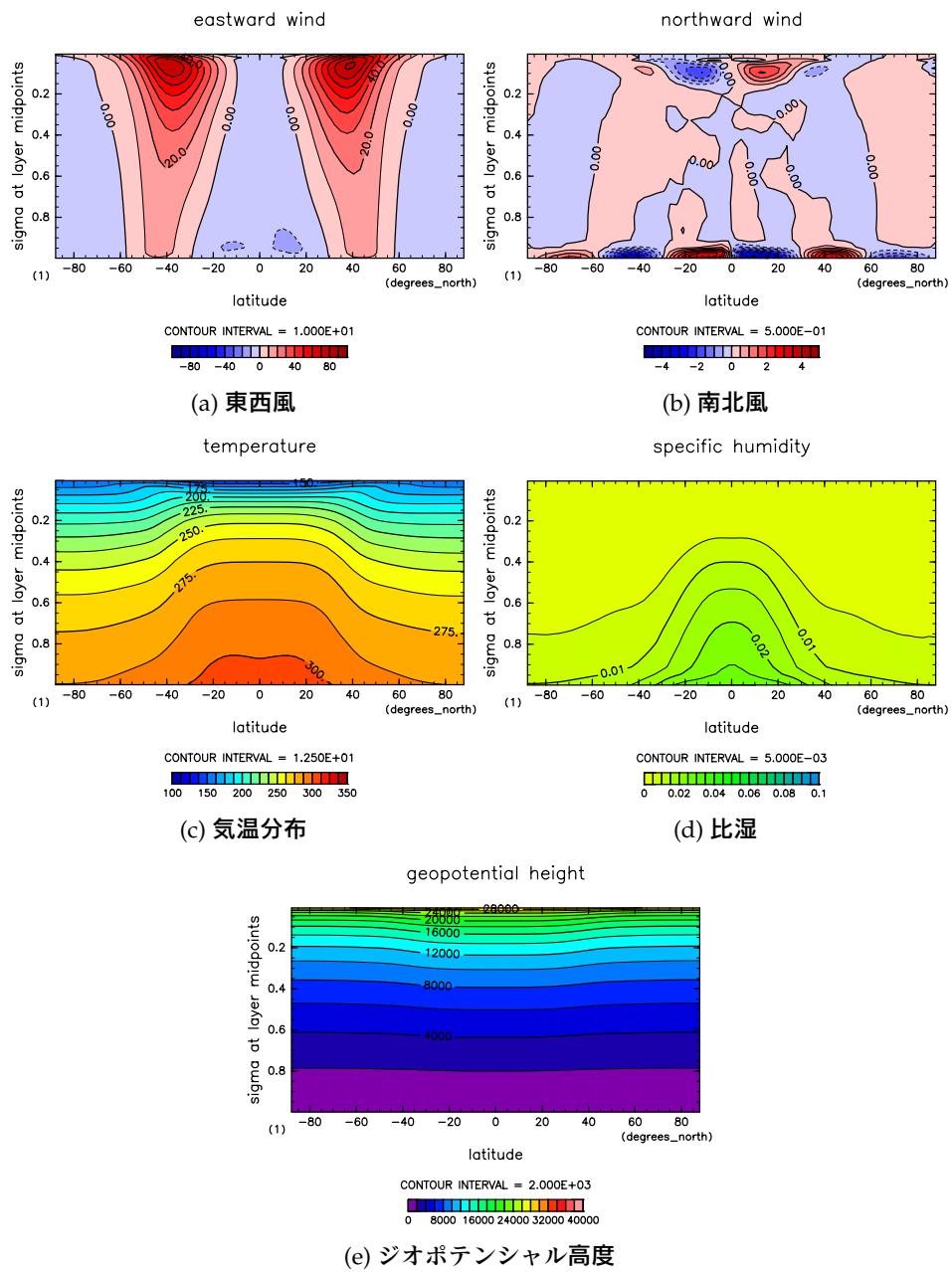


図 3.6:  $S = 1600 \text{ W/m}^2$  の結果。11 年目の年平均値。

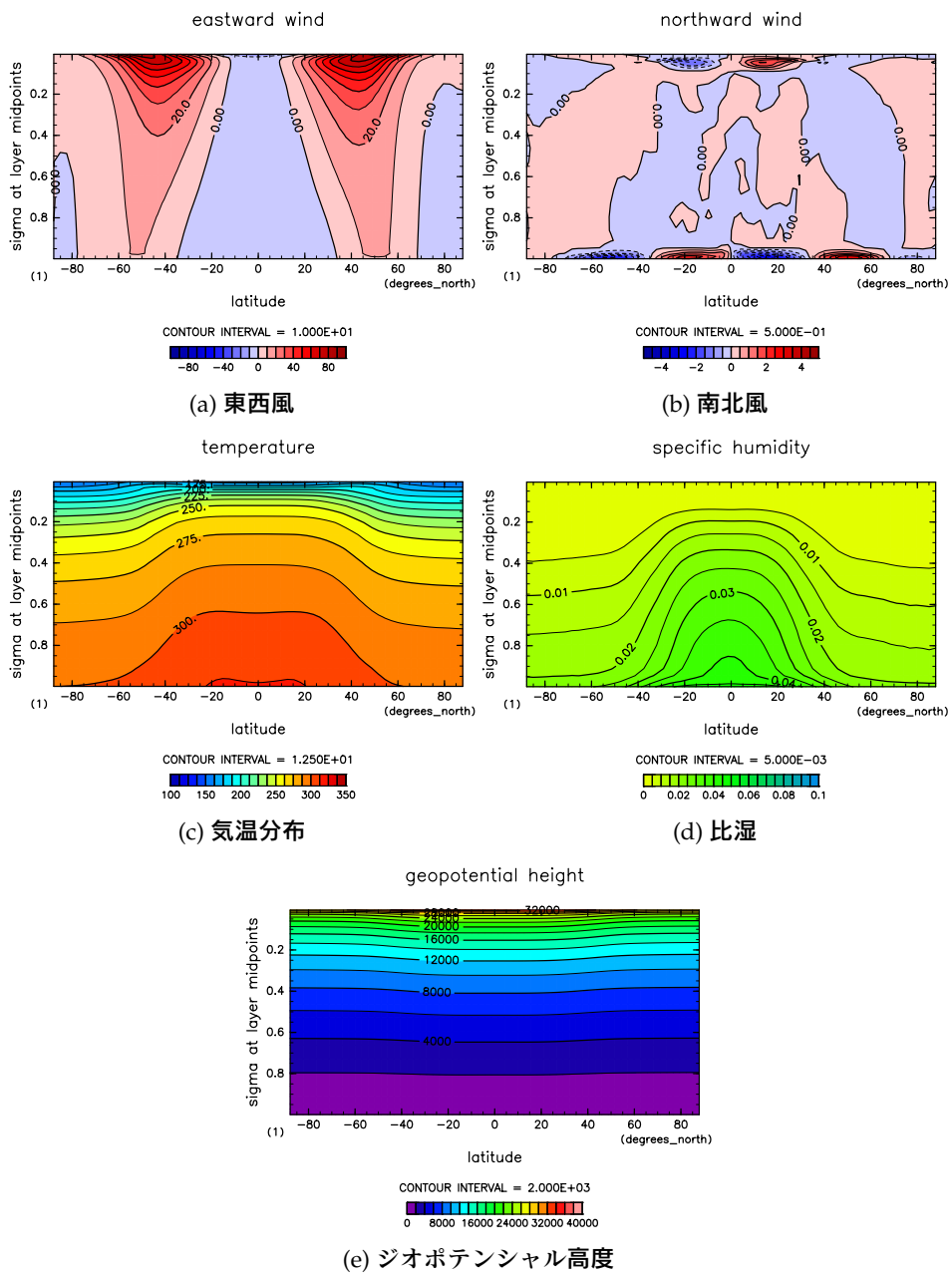


図 3.7:  $S = 1800 \text{ W/m}^2$  の結果。11 年目の年平均値。

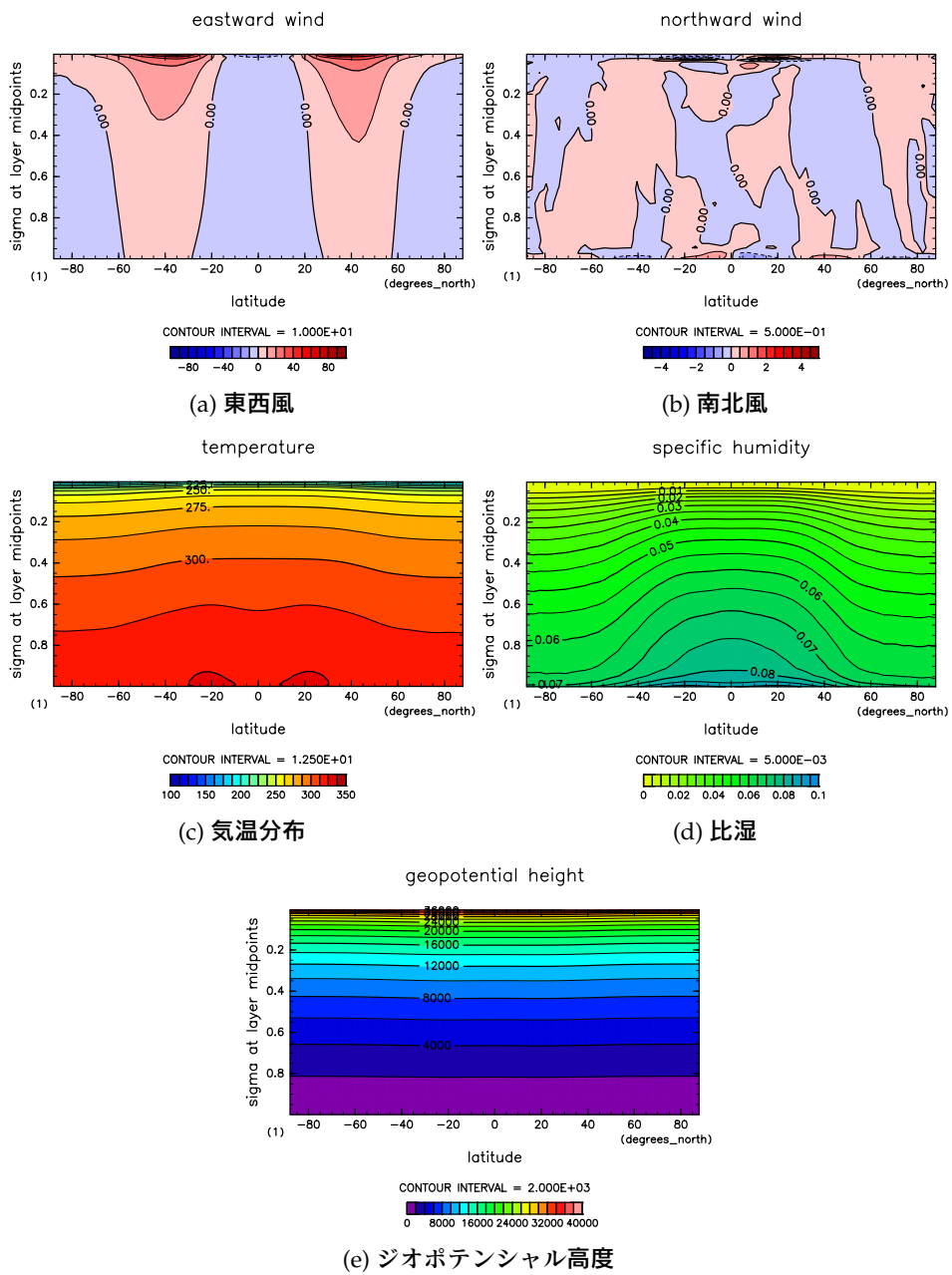


図 3.8:  $S = 2000 \text{ W/m}^2$  の結果。31 年目の年平均値。



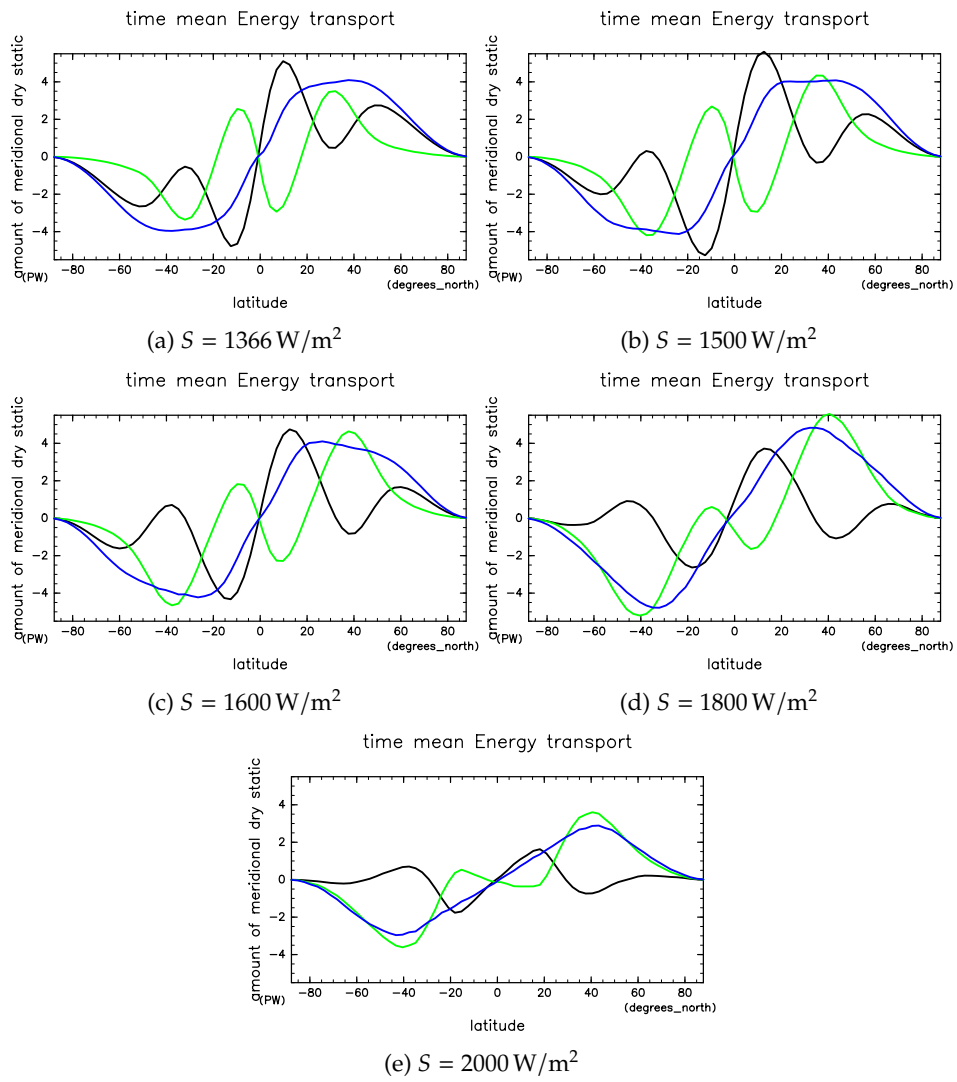


図 3.9: 各実験での時間平均・東西平均された南北熱輸送量。緑線が潜熱輸送、黒線が乾燥静的エネルギーの輸送、青線が全熱輸送量。

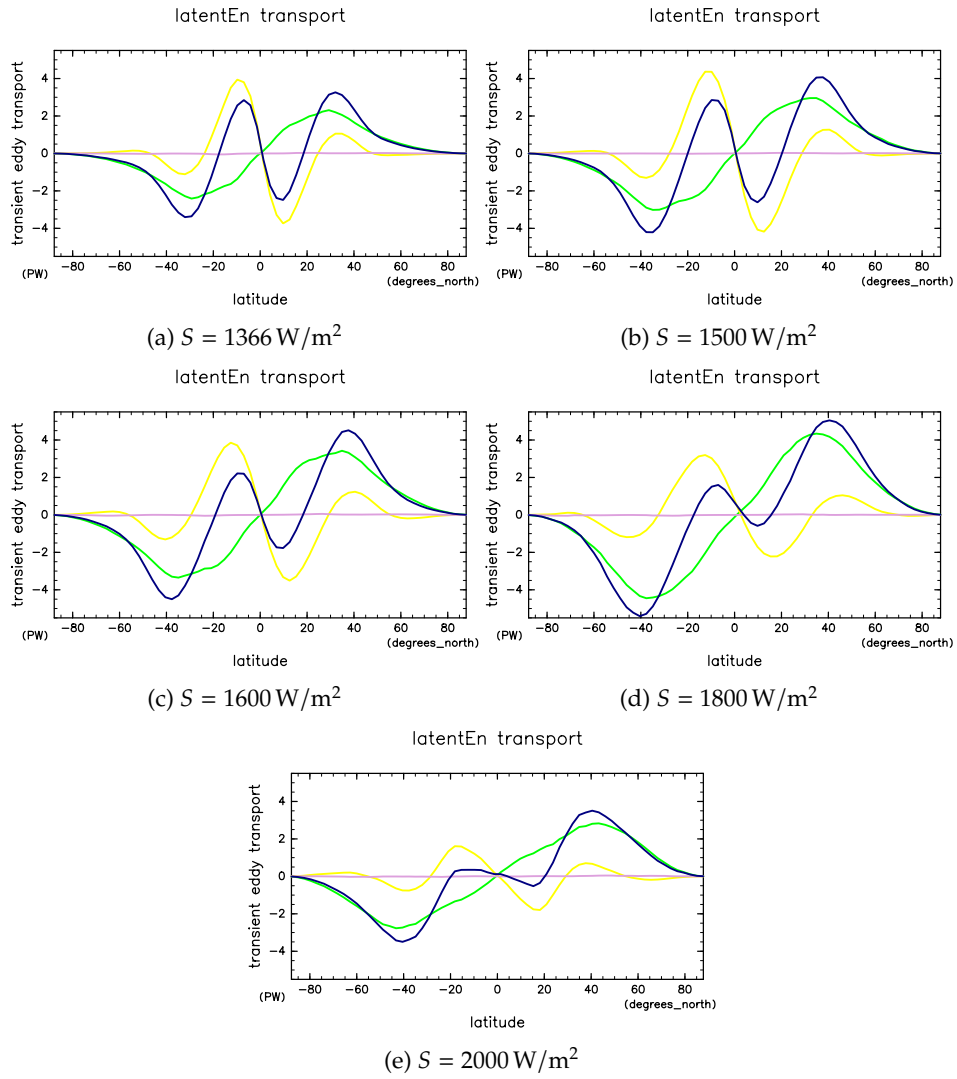


図 3.10: 各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量、黄線が平均子午面循環による輸送量、桃線が停滞性擾乱による輸送量、緑線が移動性擾乱による輸送量。

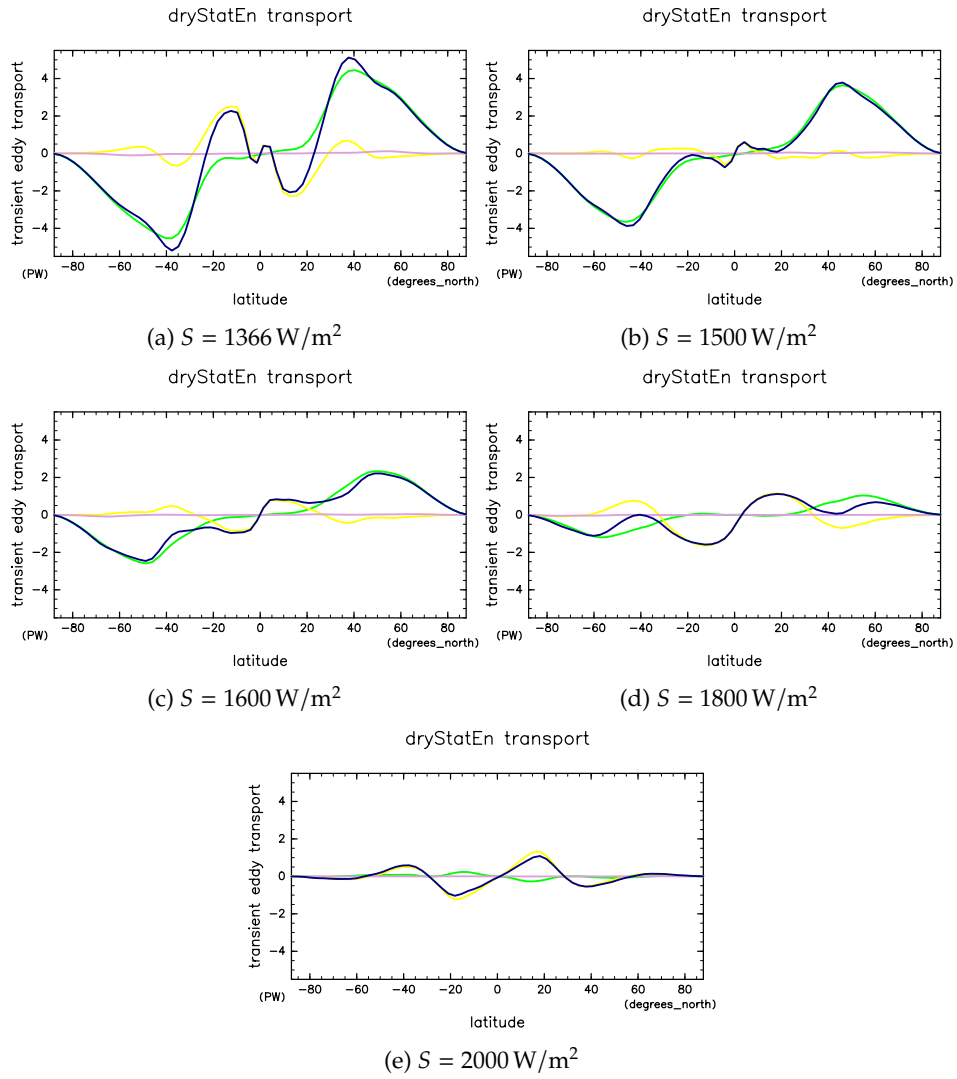


図 3.11: 各実験での乾燥静的エネルギー輸送。青線が全輸送量、黄線が平均子午面循環による輸送量、桃線が停滞性擾乱による輸送量、緑線が移動性擾乱による輸送量。

## 第 4 章 結論

- 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  $gh$  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 steady eddy transport は小さい。

## 第 5 章 謝辞

謝辞。

## 第 6 章 参考文献リスト

参考文献。

### 表目次

2.1 記号表	3
2.2 モデルパラメータの値	4
2.3 実験を行った太陽定数の値	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