

# 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2月28日

## 要旨

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、惑星の大気が射出する外向き赤外放射 (OLR) の上限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。海洋を持つ惑星の OLR に上限が存在することは、Nakajima *et al.* (1992) が 1 次元放射対流平衡モデルを用いて示した。

Nakajima *et al.* (1992) を発展させて、Ishiwatari *et al.* (2002) は 3 次元非灰色の全球モデルを用いて実験を行った。この研究では、3 次元非灰色の全球モデルでは、太陽定数を大きくすると、南北の熱輸送が大きくなって、大気の状態の南北差が減少し、太陽定数が  $1600 \text{ W/m}^2$  を超えると暴走温室状態になることを示した。大気の状態の南北差が減少して、一様化するので、平均入射フラックスが OLR 上限を超えると暴走するのである。

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。このモデルの大気を非灰色にするなど、放射スキームを変更した場合、大気の温度が変わり大気の循環構造が変わると考えられるため、Ishiwatari *et al.* (2002) で得られた結果が一般的なものなのかは不明であった。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になるのかを検討した。地球用放射スキーム (Chou and Lee, 1996; Chou *et al.*, 1998) を用い、雲がある設定で 5 通りの太陽定数  $S = 1366, 1500, 1600, 1800, 2000 \text{ W/m}^2$  で実験を行い、雲がない設定で 2 通りの太陽定数  $S = 1366, 1500 \text{ W/m}^2$  で実験を行った。

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差が小さくなるということがわかった。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  $1500 \text{ W/m}^2$  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、非灰色大気でも乾燥静的エネルギーの南北輸送が減るもの、潜熱の南北輸送がそれにもまして大きくなるので、南北熱輸送が大きくなつて南北差が減少するので、平均入射フラックスが OLR の上限を超えると暴走温室状態になると考えられる。

# 目次

第 1 章	はじめに	3
1.1	暴走温室状態	3
1.2	研究目的	3
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	モデルの概要	5
2.1	系の設定と基礎方程式	5
2.2	実験設定	6
第 3 章	実験結果と考察	8
3.1	雲がある場合の全球平均値の太陽定数依存性	8
3.2	雲がある場合の大気構造の太陽定数依存性	9
3.3	雲がある場合の南北熱輸送の太陽定数依存性	12
3.4	雲がない場合	28
第 4 章	結論と今後の展望	50
付録 A	南北熱輸送料を計算するスクリプトの解説	52
A.1	潜熱輸送、乾燥静的エネルギー輸送、総熱輸送量を計算するスクリプト	52
A.2	熱輸送の内訳を計算するスクリプト	52

# 表目次

2.1	記号表	6
2.2	モデルパラメータの値	7
2.3	実験リスト	7
3.1	雲あり各実験での OLR と OSR の年平均値	8
3.2	雲あり各実験での低緯度と中緯度での熱輸送の値	20
3.3	雲なし各実験での OLR と OSR の年平均値	28

# 図目次

3.1	雲あり各実験での全球平均 OLR, OSR, 地表面温度の時系列変化	10
3.2	雲あり各実験での OLR と地表面温度の東西平均	11
3.3	実験 S1366 の各物理量の子午面分布	13
3.4	実験 S1500 の各物理量の子午面分布	14

3.5 実験 S1600 の各物理量の子午面分布	15
3.6 実験 S1800 の各物理量の子午面分布	16
3.7 実験 S2000 の各物理量の子午面分布	17
3.8 雲あり各実験での南北熱輸送量	19
3.9 雲あり各実験での潜熱輸送の内訳	22
3.10 雲あり各実験での乾燥静的エネルギー輸送の内訳	23
3.11 雲あり各実験での潜熱の子午面分布	24
3.12 雲あり各実験での平均子午面循環による潜熱輸送の子午面分布	25
3.13 雲あり各実験での移動性擾乱による潜熱輸送の子午面分布	26
3.14 雲あり各実験での停滯性擾乱による潜熱輸送の子午面分布	27
3.16 雲あり各実験での平均子午面循環による乾燥静的エネルギー輸送の子午面分布	29
3.17 雲あり各実験での移動性擾乱に依る乾燥静的エネルギー輸送の子午面分布	30
3.18 雲あり各実験での停滯性擾乱依る乾燥静的エネルギー輸送の子午面分布	31
3.19 雲あり各実験でのエネルギーフラックス南北分布	32
3.20 実験 S1366 のエネルギーフラックスの水平分布	33
3.21 実験 S1500 のエネルギーフラックスの水平分布	34
3.22 実験 S1600 のエネルギーフラックスの水平分布	35
3.23 実験 S1800 のエネルギーフラックスの水平分布	36
3.24 実験 S2000 のエネルギーフラックスの水平分布	37
3.25 雲なし各実験での全球平均 OLR, OSR, 地表面温度の時系列変化	38
3.26 雲なし各実験での OLR と地表面温度の東西平均	39
3.27 実験 S1366nc の各物理量の子午面分布	40
3.28 実験 S1500nc の各物理量の子午面分布	41
3.29 各実験での南北熱輸送量	42
3.30 雲なし各実験での南北熱輸送量	42
3.31 雲なし各実験での乾燥静的エネルギー輸送の内訳	42
3.32 雲なし各実験での潜熱の子午面分布	43
3.33 雲なし各実験での平均子午面循環による潜熱輸送の子午面分布	44
3.34 雲なし各実験での移動性擾乱による潜熱輸送の子午面分布	44
3.35 雲なし各実験での乾燥静的エネルギーの子午面分布	45
3.36 雲なし各実験での停滯性擾乱による潜熱輸送の子午面分布	45
3.37 雲なし各実験での平均子午面循環による乾燥静的エネルギー輸送の子午面分布	45
3.38 雲なし各実験での移動性擾乱に依る乾燥静的エネルギー輸送の子午面分布	46
3.39 各実験での停滯性擾乱依る乾燥静的エネルギー輸送の子午面分布	46
3.40 雲なし各実験でのエネルギーフラックス南北分布	47
3.41 実験 S1366nc のエネルギーフラックスの水平分布	48
3.42 実験 S1500nc のエネルギーフラックスの水平分布	49

# 第1章 はじめに

## 1.1 暴走温室状態

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、惑星大気には射出できる放射に上限があって、その上限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、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に上限があり、その値がおよそ  $400\text{W/m}^2$ 、太陽定数で言えば  $1600\text{W/m}^2$ であることを示した。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しまっても、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。太陽定数が増大すると南北に一様になる、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。すなわち、南北で一様化するので、惑星大気に入射する平均フラックスが OLRの上限を超えると、暴走温室状態になる。

しかし一方で、非灰色の3次元モデルを用いた実験を行ったものは、石渡ら(2016)の学会発表程度しかなく、熱輸送の太陽定数依存性に関してしっかりと議論を行った論文は無い状況であった。非灰色大気設定にするなど、放射スキームを変更した場合、大気の温度が変わり、循環の強度が変わることが予想される。循環の強度が変われば、熱の輸送も変わるので、Ishiwatari *et al.*(2002)で得られた結果が、そのまま非灰色のモデルにも適用できるかは不明であった。

## 1.2 研究目的

そこで、この研究では、先行研究で行われた灰色3次元系のモデルを、非灰色の3次元全球モデルに変更して実験を行う。そして、太陽定数が大きくなる時に、南北の熱輸送はどうなっているのかを調べる。非灰色大気の場合でも、Ishiwatari *et al.*(2002)が示したように、太陽定数が大きくな

なったときに、南北熱輸送が大きくなつて、大気の状態が南北に均一化されていれば、非灰色大気であつても OLR の上限を平均入射フラックスが超えていれば暴走温室状態になると言つていい。また、南北熱輸送が何によつ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。

### 1.3 本論文の構成

本論文の構成を簡単に述べる。[2](#) 章では、実験に用いたモデルと実験の設定について述べる。[3](#) 章では、実験で得られた結果を示し、考察を行う。[3](#) 章では、考察の結果をまとめ、今後の課題を示す。

# 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。

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

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

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

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

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

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

ここで、鉛直座標には  $\sigma$  座標系を用い、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。各記号の意味は表 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  $\text{N}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$  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。 $\text{H}_2\text{O}$  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、单一散乱アルベド、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 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。 $\text{H}_2\text{O}$  の透過率は Chou *et al.* (2001) の方法に基づき計算し、 $\text{CO}_2$  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、单一散乱アルベド、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

表 2.1: 記号表

$\lambda, \varphi$ , 緯度経度	$U_A := (\zeta + f)V - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - \frac{RT'_v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_\lambda \cos \phi$
$\sigma := p/p_s$ $\sigma$ 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	$\mathcal{D}[\zeta]$ 涡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
$\zeta := \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right)$ 涡度	$\mathcal{D}[T]$ 热の水平拡散
$\zeta := \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right)$ 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
$(U, V) := (u \cos \varphi, v \cos \varphi)$	$\mathcal{F}_\lambda$ 小規模運動過程（緯度方向）
$\Phi := gz$ ジオポテンシャル高度	$\mathcal{F}_\phi$ 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
$\bar{T}$ 基準温位	$S_q$ 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
$T'_v := T_v - \bar{T}$	$\kappa := R/c_{pn}$
	$\epsilon_v$ 水蒸気分子量比

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ョンであるとして、表面温度を計算する。

## 2.2 実験設定

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。実験で用いたモデルパラメータの値を、表 2.2 に示す。計算の水平分解能は、三角形切断の T42 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。ただし、太陽定数は表 2.3 に示す 5 通りで実験を行い、 $S = 1366, 1500 \text{ W/m}^2$  では雲がある設定（雲時定数 13500 s）で 5 つの太陽定数で実験を行い、雲がない設定（雲時定数 0 s）で 2 つの太陽定数で実験を行った。

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: 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	$A = 0.1$

表 2.3: 実験リスト

実験名	太陽定数 $S [\text{W/m}^2]$	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
S1366nc	1366	0	11	11
S1500nc	1500	0	11	11

# 第3章 実験結果と考察

## 3.1 雲がある場合の全球平均値の太陽定数依存性

まず最初に、雲がある場合の実験（実験 S1366, S1500, S1600, S1800, S2000）について見る。雲ありの場合について各実験で得られた、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 S1600 (図 3.1a から 3.1e) では、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  $190 \text{ W/m}^2$  付近でほぼ一致して、大気の状態が平衡になっているように見える。実験 S1800 (図 3.1g) でも、OLR と OSR が  $200 \text{ W/m}^2$  付近の値で一致して、大気の状態が平衡になっているよう見える。一方で、S2000 (図 3.1i) では、全球平均 OLR が激しく変動している。表 3.1 に OLR と OSR の値の年平均値を示した。実験 S1366 から S1600 では、OLR と OSR の値の差が  $3.0 \text{ W/m}^2$  以下になっていて、この表からも平衡状態に達しているように見える。しかし、実験 S1800 では OLR と OSR の差が  $4.6 \text{ W/m}^2$  と他の実験よりも大きくなっている。また、S2000 では OLR と OSR の差は  $2.0 \text{ W/m}^2$  と大きくはない。

次に、全球平均地表面温度の時系列図を図 3.1 に示す。全球平均地表面温度は、実験 S1366 から S1600 (図 3.1b から 3.1f) では地表面温度がそれぞれ  $286 \text{ K}$ ,  $293 \text{ K}$ ,  $298 \text{ K}$  で一定となり、平衡状態に達しているように見える。しかし、実験 S1800 では地表面温度が上昇し続けていて、平衡状態に達していないように見える。また、実験 S2000 では、地表面温度が  $320 \text{ K}$  で一定になっているように見える。

以上のことから、実験 S1366, S1500, S1600 は平衡状態に達しているが、実験 S1800 は全球平均 OLR と OSR に差があり、地表面温度が上昇し続けていて平衡状態に達していない。また、実験 S2000 に関しては、全球平均値を見ただけでは判断できないが、これから示すように平衡状態に

表 3.1: 雲あり各実験での OLR と OSR の年平均値。

実験	OLR [ $\text{W/m}^{-2}$ ]	OSR [ $\text{W/m}^{-2}$ ]	地表面温度 [K]	平均をとった年度
S1366	187.5	186.8	286	41
S1500	190.9	190.4	293	11
S1600	191.1	193.3	298	11
S1800	195.7	200.3	307	11
S2000	184.9	182.9	320	21

なっておらず、大気の状態を正しく表現できていない可能性がある。

次に、雲あり各実験での OLR の東西平均を図 3.2a に、地表面温度の東西平均を図 3.2b に示す。図 3.2a を見ると、実験 S1366 から S1800 までは、OLR の東西平均の南北分布に特徴的なパターンがあるのが見える。低緯度では OLR の値が小さく、中緯度で大きくなり、高緯度で小さくなっている。赤道での OLR の値は、実験 S1366, S1500, S1600, S1800 の順で、 $125 \text{ W/m}^2, 135 \text{ W/m}^2, 145 \text{ W/m}^2, 175 \text{ W/m}^2$  となっていて、中緯度のピークの値はそれぞれ南半球・北半球ともに  $240 \text{ W/m}^2, 250 \text{ W/m}^2, 245 \text{ W/m}^2, 238 \text{ W/m}^2$  となって、そのピークが現れる緯度が高緯度側に移動している。実験 S2000 では他の実験とは違い、低緯度で OLR の値が小さくなってしまっておらず、中緯度にもピークが現れておらず、他の実験とは異なるパターンになっている。このように、OLR の値は実験 S1366 から S1600 までは太陽定数が大きくなるにつれて南北の差が小さくなっている。地表面温度（図 3.2b）を見ると、どの実験でも赤道で地表面温度が高く、極で地表面温度が低くなっている。赤道での地表面温度は、実験 S1366, S1500, S1600, S1800, S2000 の順で、 $296 \text{ K}, 302 \text{ K}, 306 \text{ K}, 314 \text{ K}, 324 \text{ K}$  となっている。極での地表面温度はそれぞれ  $270 \text{ K}, 281 \text{ K}, 288 \text{ K}, 298 \text{ K}, 317 \text{ K}$  となっている。極と赤道の地表面温度の差はそれぞれ、 $14 \text{ K}, 19 \text{ K}, 18 \text{ K}, 16 \text{ K}, 7 \text{ K}$  となっていて、実験 S1366 から S1500 にかけては地表面温度の南北差が一旦大きくなっているが、実験 S1600 では小さくなっている。

以上のことから、実験 S1366, S1500, S1600 に関しては、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、太陽定数の増大に伴って、南北に一様になるということが言えよう。

実験 S1800 では、先述したように、OLR と OSR の差が大きく、地表面温度が時間に応じて増大している。したがって、実験 S1800 では暴走温室状態になっていると考えられる。実験 S2000 で OLR の東西平均が他の太陽定数とは異なるパターンを示しているのは、この実験でも暴走温室状態になっており、大気の状態が正しく表現されていないものと想像できる。そのため、実験 S1800, 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 雲がある場合の大気構造の太陽定数依存性

次に、雲あり各実験で得られた大気構造がどのようにになっているか詳細に見てゆこう。雲あり各実験で得られた子午面構造を図 3.3 から 3.7 に示す。東西風の子午面分布（図 3.3a から 3.7a）を見ると、いずれも南北で対称な分布となっていて、実験 S1366（図 3.3a）では緯度  $30^\circ$ ,  $\sigma = 0.1$  に  $60 \text{ m/s}$  の、実験 S1500（図 3.4a）では緯度  $40^\circ$ ,  $\sigma = 0.1$  に  $70 \text{ m/s}$  の、実験 S1600（図 3.5a）では緯度  $40^\circ$ ,  $\sigma = 0.05$  に  $80 \text{ m/s}$  の、実験 S1800（図 3.6a）では緯度  $50^\circ$ ,  $\sigma = 0.0$  に  $90 \text{ m/s}$  の、実験 S2000（図 3.7a）では緯度  $40^\circ$ ,  $\sigma = 0.0$  に  $80 \text{ m/s}$  の東向きの風が吹いている。このことから、実験 S1366 から S1600 ではジェットが発生していることがわかる。しかし、S1800 と S2000 ではジェットが大気上端に達しており、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する見ても見てゆこう。図 3.3b から 3.7b に南北風の子午面分布を、図 3.3c か

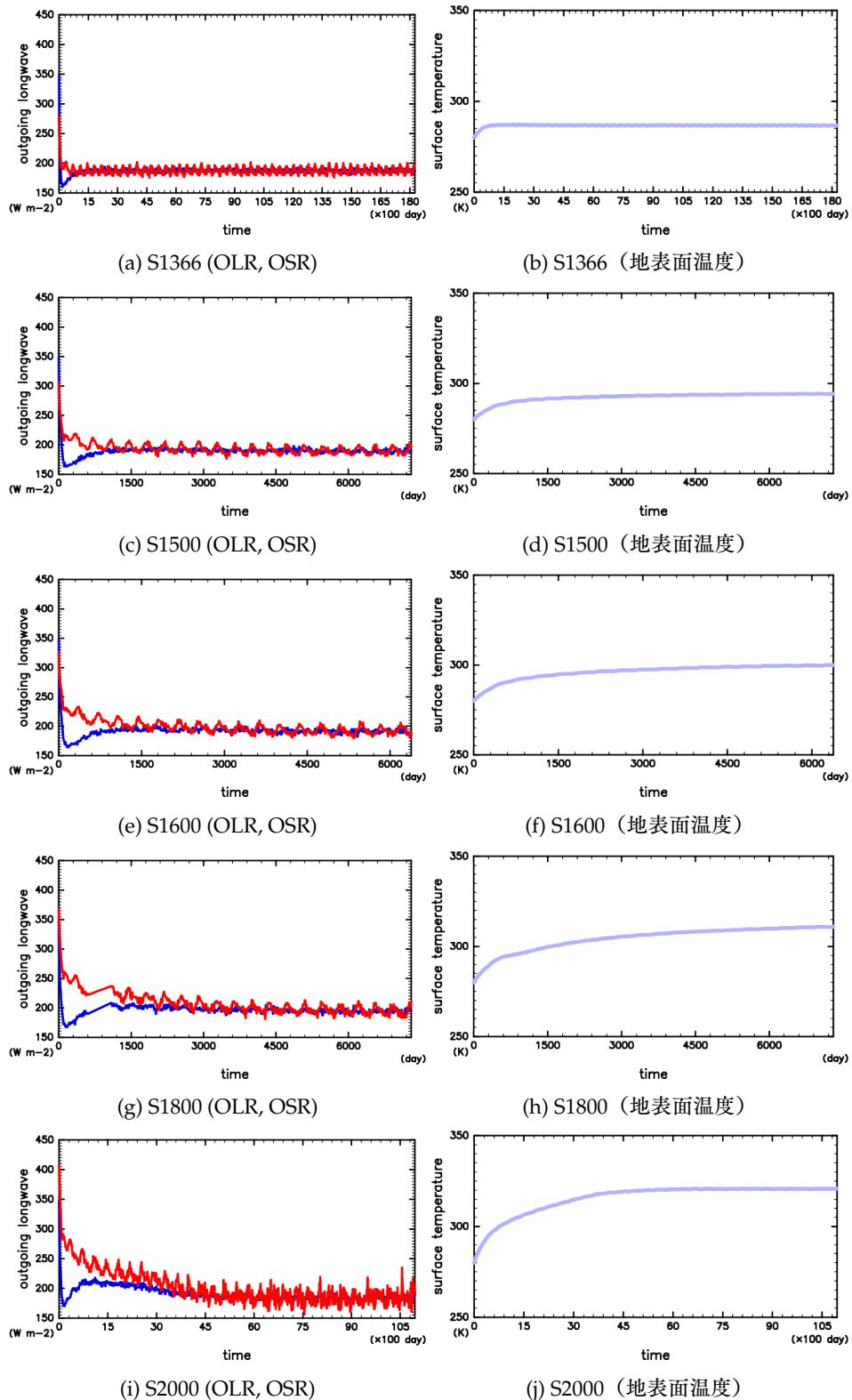


図 3.1: (a, c, e, g, i) 雲あり各実験での全球平均した OLR (赤線) と OSR (青線) の時系列変化。横軸は時刻で、縦軸は OLR, OSR の値 [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]。(b, d, f, h, j) 雲あり各実験での全球平均地表面温度の時系列変化。横軸は時刻で、縦軸は全球平均地表面温度 [K]。

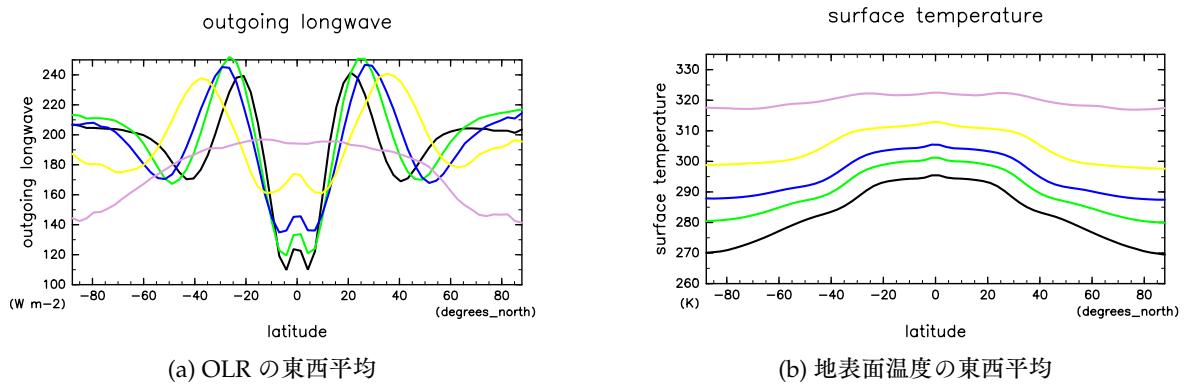


図 3.2: 雲あり各実験での OLR と地表面温度の東西平均の南北分布。それぞれ年平均した値で、黒線: S1366; 緑線: S1500; 青線: S1600; 黄線: S1800; 桃線: S2000 の結果である。横軸は緯度で、縦軸はそれぞれ (a) OLR の東西平均 [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] と、(b) 地表面温度の東西平均 [K] である。

ら 3.7c に質量流線関数の子午面分布を示す。地表面付近の南北風は、いずれも南北で対称な分布となっていて、実験 S1366 (図 3.3b) では緯度 10° で 5 m/s の、実験 S1500 (図 3.4b) では緯度 10° で 5 m/s の、実験 S1600 (図 3.5b) では緯度 13° で 4 m/s の、実験 S1800 (図 3.6b) では緯度 20° で 2 m/s の、実験 S2000 (図 3.7b) では緯度 10° で 0.5 m/s の低緯度向きの風が吹いている。また、実験 S1366 (図 3.3b) では緯度 35° で 3 m/s の、実験 S1500 (図 3.4b) では緯度 40° で 3.5 m/s の、実験 S1600 (図 3.5b) では緯度 43° で 4 m/s の、実験 S1800 (図 3.6b) では緯度 50° で 2 m/s の、実験 S2000 (図 3.7b) では緯度 40° で 0.5 m/s の高緯度向きの風が吹いている。高高度では、実験 S1366 (図 3.3a) では緯度 10°、 $\sigma = 0.2$  に 3 m/s の、実験 S1500 (図 3.4a) では緯度 10°、 $\sigma = 0.2$  に 2.5 m/s の、実験 S1600 (図 3.5a) では緯度 13°、 $\sigma = 0.1$  に 2 m/s の、実験 S1800 (図 3.6a) では緯度 15°、 $\sigma = 0.05$  に 2 m/s の、高緯度向きの風が吹いているが、実験 S2000 では上空での高緯度向きの風は不明瞭である。このように、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。質量流線関数をみると、いずれの実験でも南北対称な分布となっていて、実験 S1366 (図 3.3c) では赤道で上昇流、緯度 30° で下降流、緯度 45° で上昇流が、実験 S1500 (図 3.4c) では赤道で上昇流、緯度 30° で下降流、緯度 50° で上昇流が、実験 S1600 (図 3.5c) では赤道で上昇流、緯度 30° で下降流、緯度 55° で上昇流が、実験 S1800 (図 3.6c) では赤道で上昇流、緯度 35° で下降流、緯度 70° で上昇流が、実験 S2000 (図 3.7c) では赤道で上昇流、緯度 30° で下降流、緯度 60° で上昇流が現れている。そして、太陽定数が大きくなるにつれて、質量流線関数の等価線の間隔が広くなり、循環が弱くなっているのがわかる。実験 S1366 から S1600 で現れるこのパターンは、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、太陽定数が大きくなるにつれて、その循環は弱くなっている。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になっている。

比湿 (図 3.3e から図 3.7e) や気温分布 (図 3.3d から図 3.7d) 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る、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いることがわかる。

### 3.3 雲がある場合の南北熱輸送の太陽定数依存性

ここまで、雲あり各実験でどのような子午面構造が現れているかをみてきた。次からは、雲あり各実験で、どのような南北熱輸送が起きているかを示す。南北熱輸送を  $F_T = F_D + F_L$  と書く。ここで、 $F_L$  は潜熱による南北熱輸送で、 $F_D$  は乾燥静的エネルギーによる熱輸送である。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に

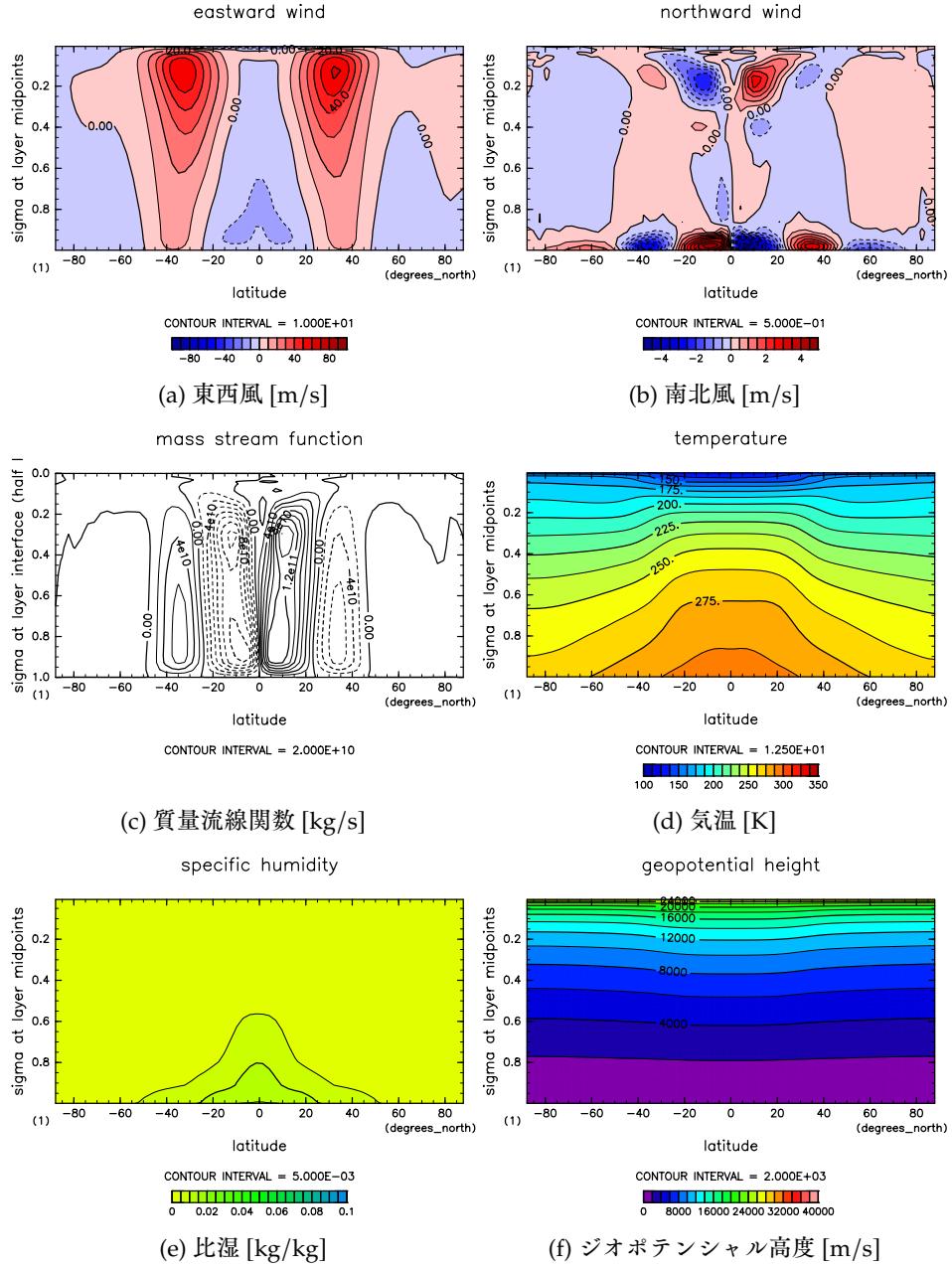


図 3.3: 実験 S1366 の各物理量の子午面分布。いずれも 41 年目の値を緯度平均、時間平均（間隔 0.25 日）した図を示す。(a) 東西風の等値線間隔は  $10 \text{ m/s}$ 、(b) 南北風の等値線間隔は  $0.5 \text{ m/s}$ 、(c) 質量流線関数の等値線間隔は  $2 \times 10^{-10} \text{ kg/s}$ 、(d) 気温分布の等値線間隔は  $12.5 \text{ K}$ 、(e) 比湿の等値線間隔は  $5 \times 10^{-3} \text{ kg/kg}$ 、(f) ジオポテンシャル高度の等値線間隔は  $2000 \text{ m}$  である。

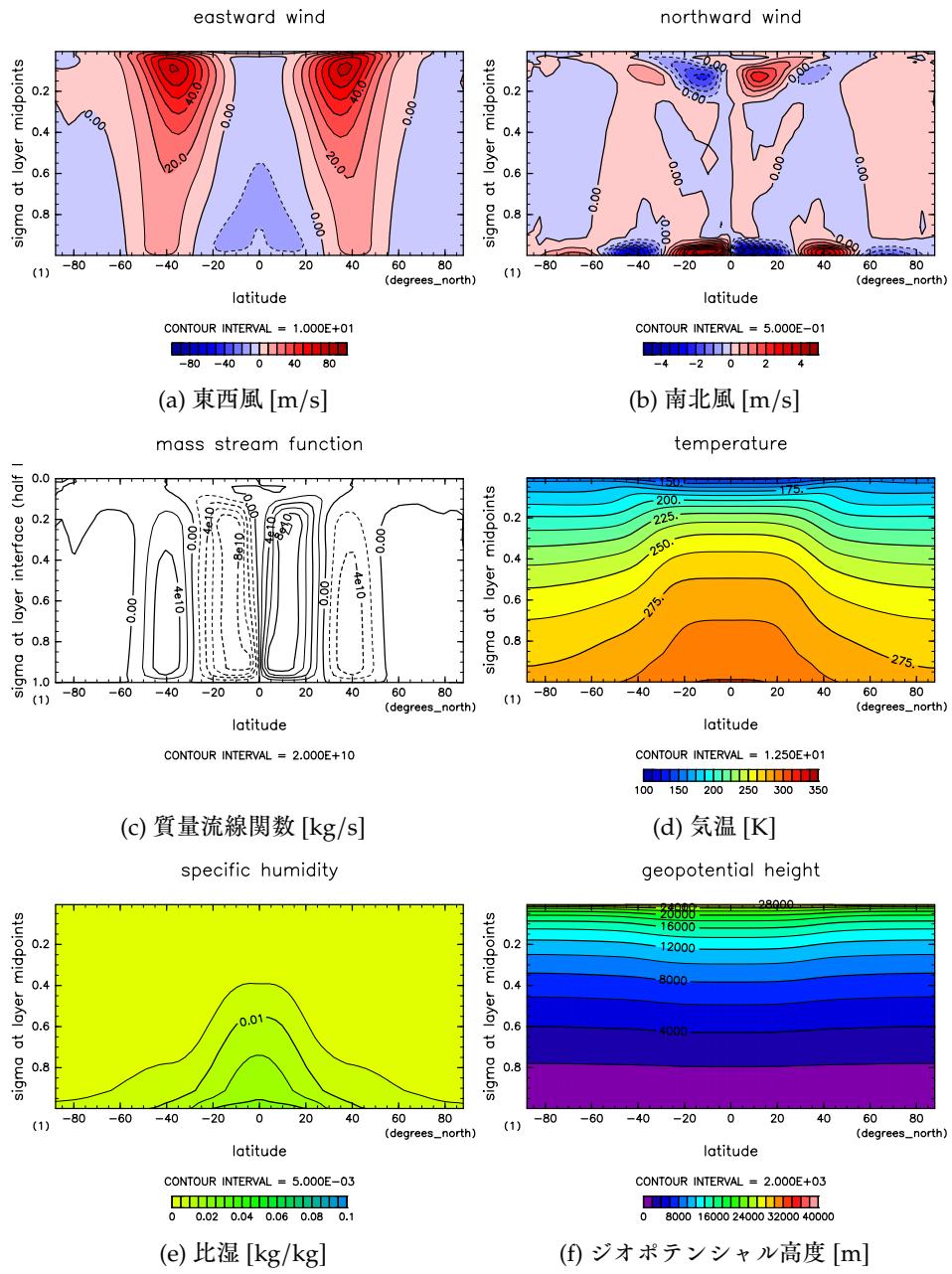


図 3.4: 実験 S1500 の各物理量の子午面分布。図 3.3 と同様の図であるが、11 年目の年平均値である。

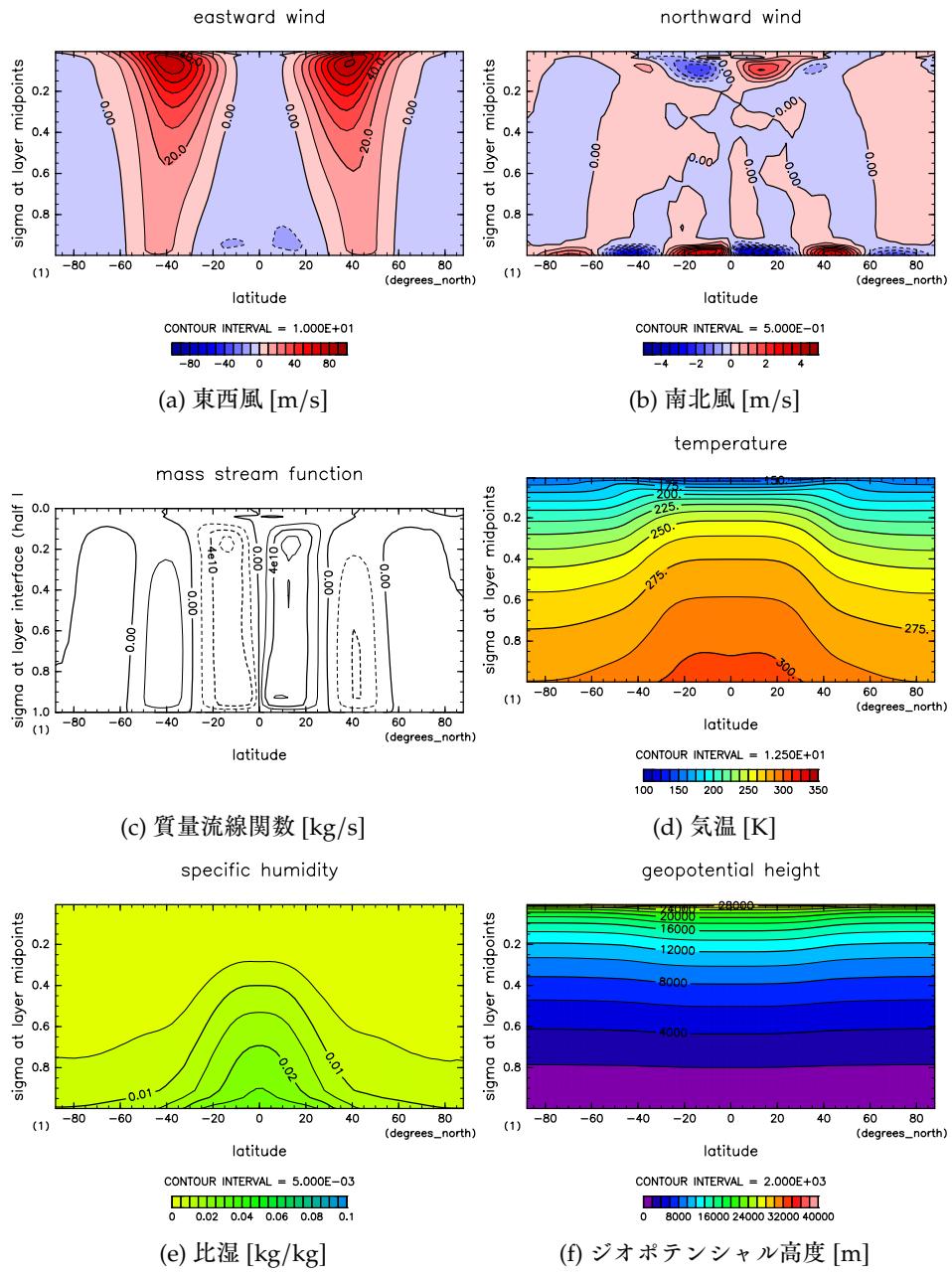


図 3.5: 実験 S1600 の各物理量の子午面分布。図 3.3 と同様の図であるが、11 年目の年平均値である。

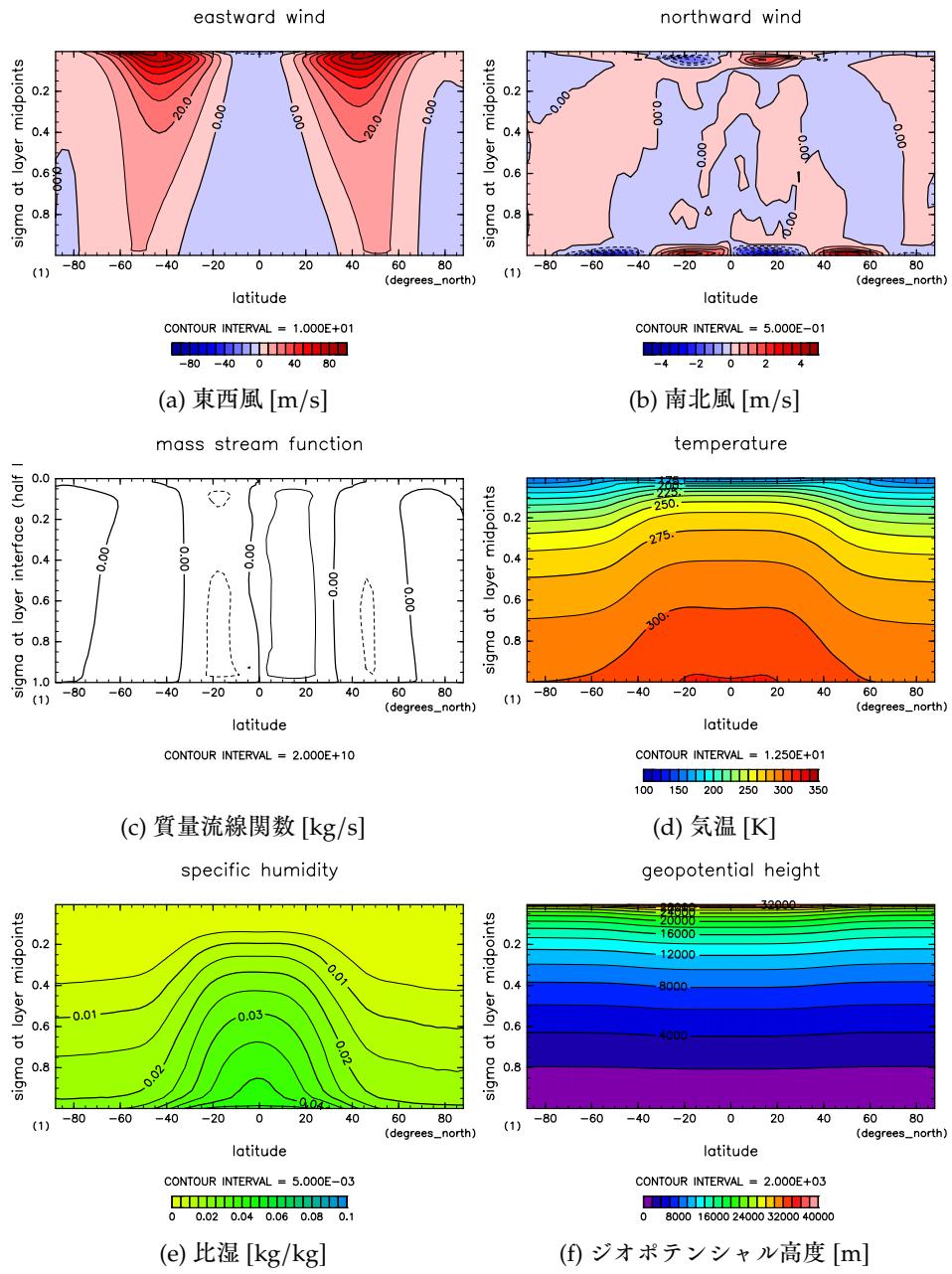


図 3.6: 実験 S1800 の各物理量の子午面分布。図 3.3 と同様の図であるが、11 年目の年平均値である。

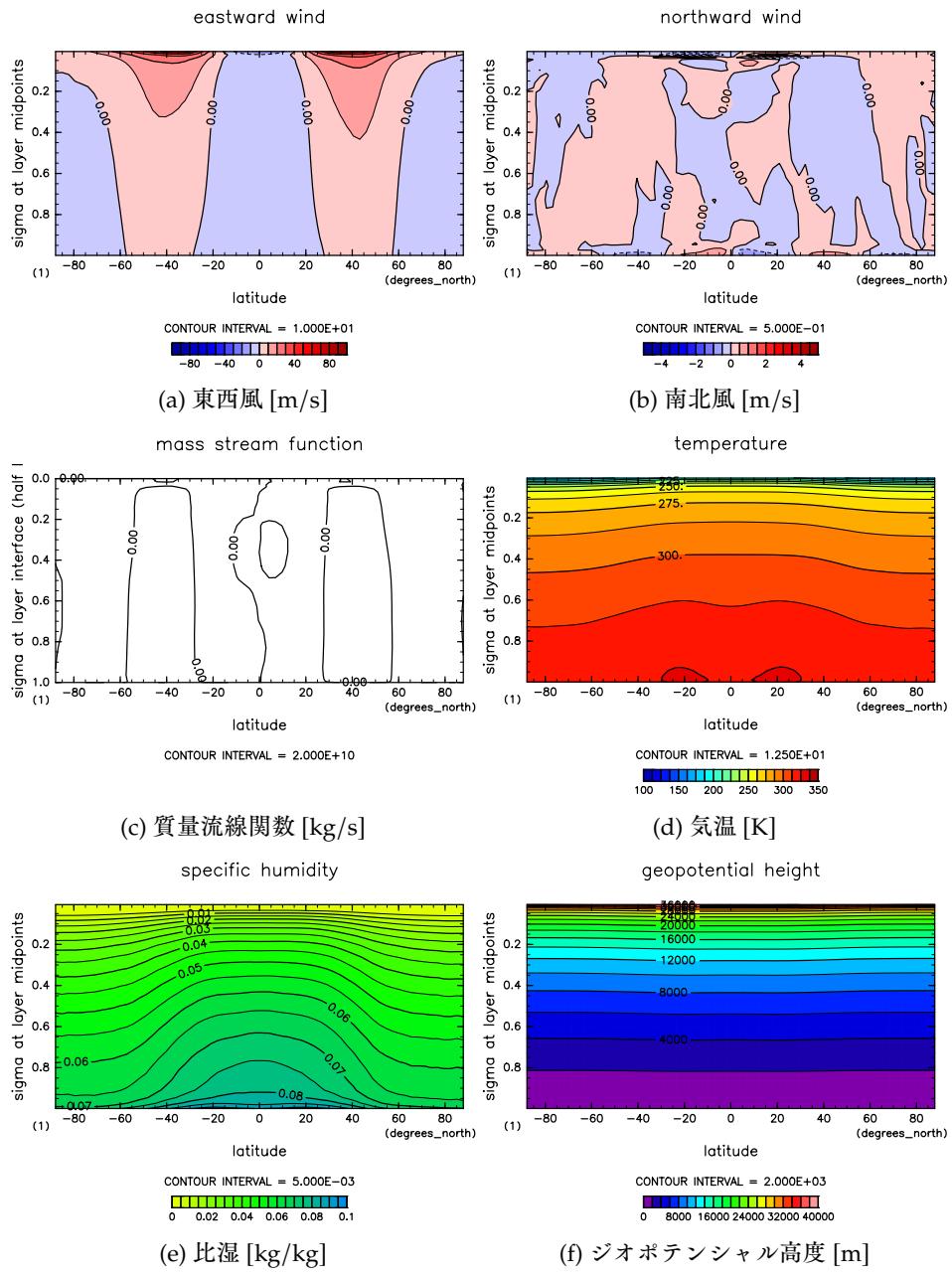


図 3.7: 実験 S2000 の各物理量の子午面分布。図 3.3 と同様の図であるが、21 年目の年平均値である。

なる。

$$F_T = F_L + F_D, \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} F_L &= \overline{\left[ \int_0^{z_{\text{top}}} \rho Lqv dz \right]} \\ &= \overline{\left[ \int_0^{p_s} \rho Lqv \frac{dp}{g} \right]} \\ &= \overline{\left[ \int_0^1 \left( \frac{Lqv}{g} p_s \right) d\sigma \right]} \\ &= \int_0^1 \left[ \overline{Lqv} \frac{p_s}{g} \right] d\sigma, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} F_D &= \overline{\left[ \int_0^{z_{\text{top}}} \rho (c_{pn}T + gz)v dz \right]} \\ &= \overline{\left[ \int_0^{p_s} \rho (c_{pn}T + gz)v \frac{dp}{g} \right]} \\ &= \overline{\left[ \int_0^1 \left( \frac{(c_{pn}T + gz)v}{g} p_s \right) d\sigma \right]} \\ &= \int_0^1 \left[ \overline{(c_{pn}T + gz)v} \frac{p_s}{g} \right] d\sigma, \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで、 $[•]$  は東西平均、 $\bar{•}$  は時間平均、 $z_{\text{top}}$  は大気上端である。

図 3.8 に雲あり各実験での南北熱輸送量を示した。まず最初に全熱輸送量（各図の青線）に関して見る。全熱輸送量は赤道に関して対称で、中緯度にピークがある事がわかる。北半球の全熱輸送を見ると、実験 S1366（図 3.8a）では北緯 30° に 4.0 PW、実験 S1500（図 3.8b）では北緯 30° に 4.2 PW、実験 S1600（図 3.8c）では北緯 30° に 4.5 PW、実験 S1800（図 3.8d）では北緯 35° に 5.0 PW、実験 S2000（図 3.8e）では北緯 40° に 3.0 PW の高緯度向きの輸送量のピークがある。このように、実験 S1366 から実験 S1800 までは、太陽定数が増大するにつれて、全熱輸送量のピークの値も増大している。しかし、実験 S2000 では全熱輸送量が減少している。

熱輸送量の合計を見たので、次は潜熱輸送と乾燥静的エネルギー輸送に分けて見る。潜熱輸送は、低緯度で低緯度向きの、中緯度で高緯度向きのピークがある（図 3.8）が、実験 S2000 はパターンが違うようにみえる。低緯度での低緯度向きの輸送量のピークの値は、実験 S1366（図 3.8a）では北緯 10° で 3.0 PW、実験 S1500（図 3.8b）では北緯 10° で 3.0 PW、実験 S1600（図 3.8c）では北緯 10° で 2.5 PW、実験 S1800（図 3.8d）では北緯 10° で 1.5 PW、実験 S2000（図 3.8e）では北緯 20° で 0.5 PW となつていて、太陽定数が増大するに従って高緯度側に移動し減少している。実験 S1800 までは同じパターンを有しており、太陽定数が増大するにつれて、潜熱輸送のピークの緯度が高緯度に移動する。中緯度での高緯度向きの輸送量のピークの値は、実験 S1366（図 3.8a）では北緯 30° で 3.5 PW、実験 S1500（図 3.8b）では北緯 35° で 4.5 PW、実験 S1600（図 3.8c）では北緯 35° で 4.5 PW、実験 S1800（図 3.8d）では北緯 40° で 5.5 PW、実験 S2000（図 3.8e）では北緯 40°

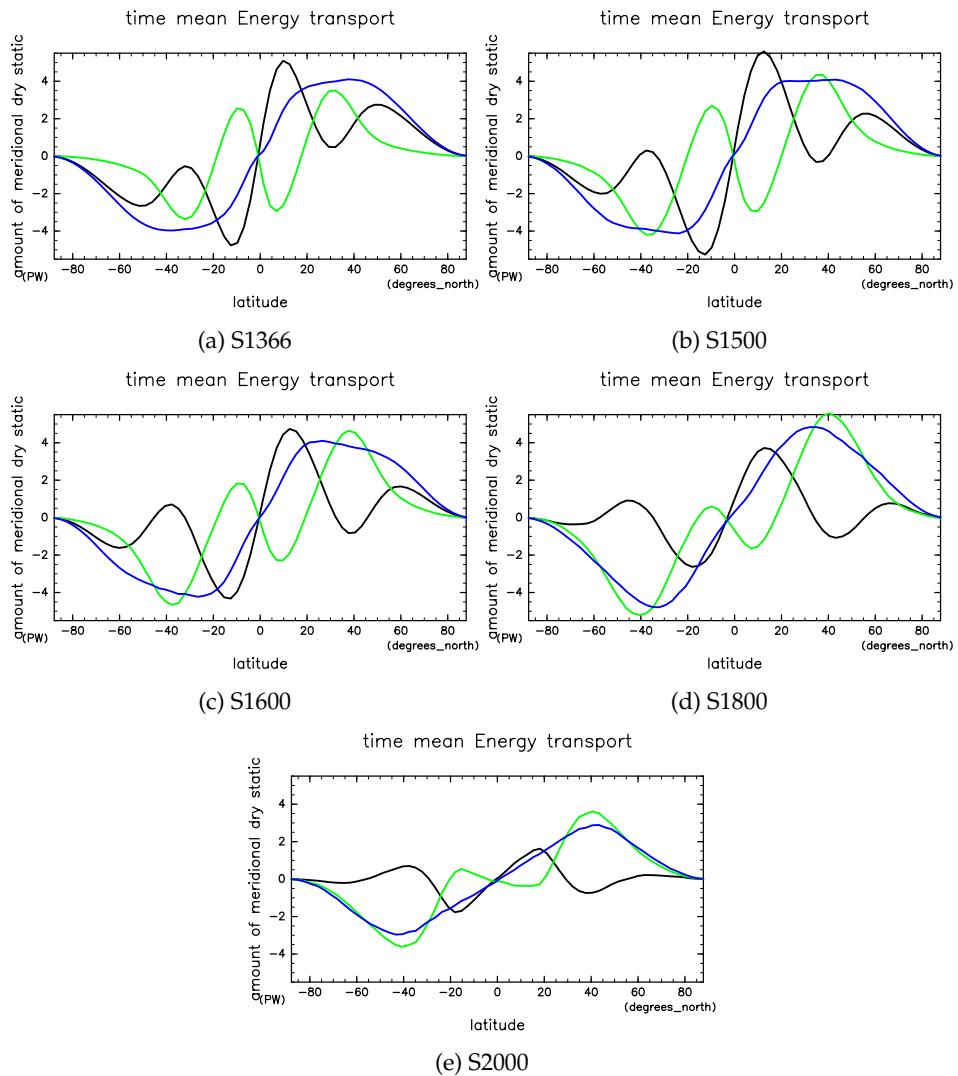


図 3.8: 雲あり各実験での時間平均・東西平均された南北熱輸送量。緑線が潜熱輸送、黒線が乾燥静的エネルギーの輸送、青線が全熱輸送量。横軸は緯度であり、縦軸は北向きの輸送量で、単位は PW。0.25 日間隔で時間平均をとった。

表 3.2: 雲あり各実験での  $10^\circ$  (ハドレー循環域) と  $30^\circ$  (フェレル循環域) での乾燥静的エネルギー (DSE) 輸送と潜熱輸送の値。

実験	北緯	DSE 輸送 [PW]	潜熱輸送 [PW]	全熱輸送 [PW]
S1366	$10^\circ$	4.6	-2.6	2.0
S1500	$10^\circ$	4.9	-2.7	2.2
S1600	$10^\circ$	3.9	-1.8	2.1
S1800	$10^\circ$	1.9	-0.6	1.3
S2000	$10^\circ$	1.1	-0.3	0.8
S1366	$30^\circ$	0.6	3.2	3.8
S1500	$30^\circ$	0.9	3.1	4.0
S1600	$30^\circ$	0.7	3.4	4.1
S1800	$30^\circ$	1.2	3.5	4.7
S2000	$30^\circ$	0.0	2.3	2.3

で  $4.0\text{ PW}$  となっていて、実験 S1366 から 実験 S1800 では太陽定数が増大するに従って、高緯度側に移動し輸送量は増大する。一方で実験 S2000 では輸送量は減少している。

乾燥静的エネルギー輸送は、低緯度で高緯度向きの、中緯度で低緯度向きのピークがある（図 3.8）が、実験 S2000 はパターンが違うように見える。低緯度での輸送量のピークの値は、実験 S1366（図 3.8a）では北緯  $10^\circ$  で  $3.0\text{ PW}$ 、実験 S1500（図 3.8b）では北緯  $10^\circ$  で  $3.0\text{ PW}$ 、実験 S1600（図 3.8c）では北緯  $10^\circ$  で  $2.5\text{ PW}$ 、実験 S1800（図 3.8d）では北緯  $10^\circ$  で  $1.5\text{ PW}$ 、実験 S2000（図 3.8e）では北緯  $20^\circ$  で  $0.5\text{ PW}$  となつていて、太陽定数が増大するに従って高緯度側に移動し減少している。実験 S1800 までは同じパターンを有しており、太陽定数が増大するにつれて、潜熱輸送のピークの緯度が高緯度に移動する。中緯度での輸送量のピークの値は、実験 S1366（図 3.8a）では北緯  $30^\circ$  で  $3.5\text{ PW}$ 、実験 S1500（図 3.8b）では北緯  $35^\circ$  で  $4.5\text{ PW}$ 、実験 S1600（図 3.8c）では北緯  $35^\circ$  で  $4.5\text{ PW}$ 、実験 S1800（図 3.8d）では北緯  $40^\circ$  で  $5.5\text{ PW}$ 、実験 S2000（図 3.8e）では北緯  $40^\circ$  で  $4.0\text{ PW}$  となっていて、実験 S1366 から 実験 S1800 では太陽定数が増大するに従って、高緯度側に移動し輸送量は増大する。一方で実験 S2000 では輸送量は減少している。

表 3.2 に、ハドレー循環域である低緯度と、フェレル循環域である中緯度での熱輸送を示した。この表を見ると、実験 S1500 までは太陽定数が大きくなるとハドレー循環域でもフェレル循環域でも熱輸送が大きくなるが、実験 S1600 まで太陽定数が大きくなると、ハドレー循環域では熱輸送が減り、フェレル循環域では潜熱輸送が増えるのがわかる。したがって、太陽定数が大きくなると、傾圧不安定による熱輸送が大きくなるといえる。

ここからは、どうしてこのような変化が起こるのかを考察する。時間平均・東西平均からの偏差を  $\bullet' = \bullet - \bar{\bullet}, \bullet^* = \bullet - [\bullet]$  と表すことにする。ここで、 $\bullet$  は任意の物理量を表す。 $Lq$  または  $c_{pn} + gz$

を  $x$  と書くことにはすれば、 $F_L$  や  $F_D$  は  $[xv]$  を高度積分したものである。

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

のように変形をすることができる。 $[\bar{x}][\bar{v}]$  は時間平均・東西平均によってもたらされる輸送量になっている、平均流による輸送に対応している。ここでは平均子午面循環による輸送と呼ぶことにする。 $[\bar{x}^*\bar{v}^*]$  は、東西平均からの偏差の時間平均によってもたらされる輸送量になっている、場所が固定された擾乱による輸送に対応している。ここでは停滯性擾乱による輸送と呼ぶことにする。これは、地形がある場合には山岳波による輸送に対応するが、今回の実験では地形がないため、ほとんど発生しない。 $\overline{[x'v']}$  は、時間平均からの偏差によってもたらされる輸送量になっている、移動する擾乱による輸送に対応している。ここでは移動性擾乱と呼ぶことにする。これは傾圧不安定による低気圧による輸送に対応する。ここからは、潜熱輸送・乾燥静的エネルギー輸送を平均子午面循環による輸送、停滯性擾乱による輸送、移動性擾乱による輸送の内訳を見て、それぞれがどのように寄与しているか考察する。

図 3.9 に潜熱輸送の内訳を示す。平均子午面循環による潜熱輸送は実験 S1500 で最大になり、それより太陽定数が大きくなると小さくなる。移動性擾乱による潜熱輸送は、太陽定数が大きくなると大きくなるが、実験 S2000 では小さくなる。停滯性擾乱による輸送はどの実験でも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、停滯性擾乱がほとんど発生しないからである。

図 3.10 に乾燥静的エネルギーの輸送の内訳を示した。潜熱輸送の内訳（図 3.9）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。平均子午面循環による乾燥静的エネルギー輸送は実験 S1500 で最大になり、太陽定数が増大するにつれて減少している。移動性擾乱による乾燥静的エネルギー輸送は太陽定数が増大するにつれて減少する。こちらの場合でも、モデルに地形が含まれていないため、停滯性擾乱による輸送はほとんど存在していない。

図 3.12 に潜熱の平均子午面循環による輸送の子午面分布、すなわち  $[\overline{Lq}][\bar{v}]$  の子午面分布を示す。また、図 3.11 に  $[\overline{Lq}]$  の子午面分布も示す。地表面付近では比湿が大きい（図 3.3e から 3.7e）ので、 $[\overline{Lq}]$  の値も大きくなり、地表面付近で平均子午面循環に依る潜熱の輸送が大きいことがわかる。地表面付近の低緯度で高緯度向きの輸送があり、太陽定数が大きくなるとその量が大きくなる。

図 3.13 に潜熱の移動性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(\overline{Lq})^*\bar{v}^*]$  の子午面分布を示す。中緯度域で移動性擾乱による輸送が大きいことがわかる。輸送が大きくなっている高度は、太陽定数が増大するにつれて上昇している。輸送が大きくなっている箇所では、傾圧不安定によって熱が輸送されている。

図 3.14 に潜熱の停滯性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(\overline{Lq})'v']$  の子午面分布を示す。潜熱の停滯性擾乱による輸送は、平均子午面循環による輸送や、移動性擾乱による輸送と比べて値が小さく、特に輸送が大きくなっている領域がない。これは、モデルに地形が含まれていないため、

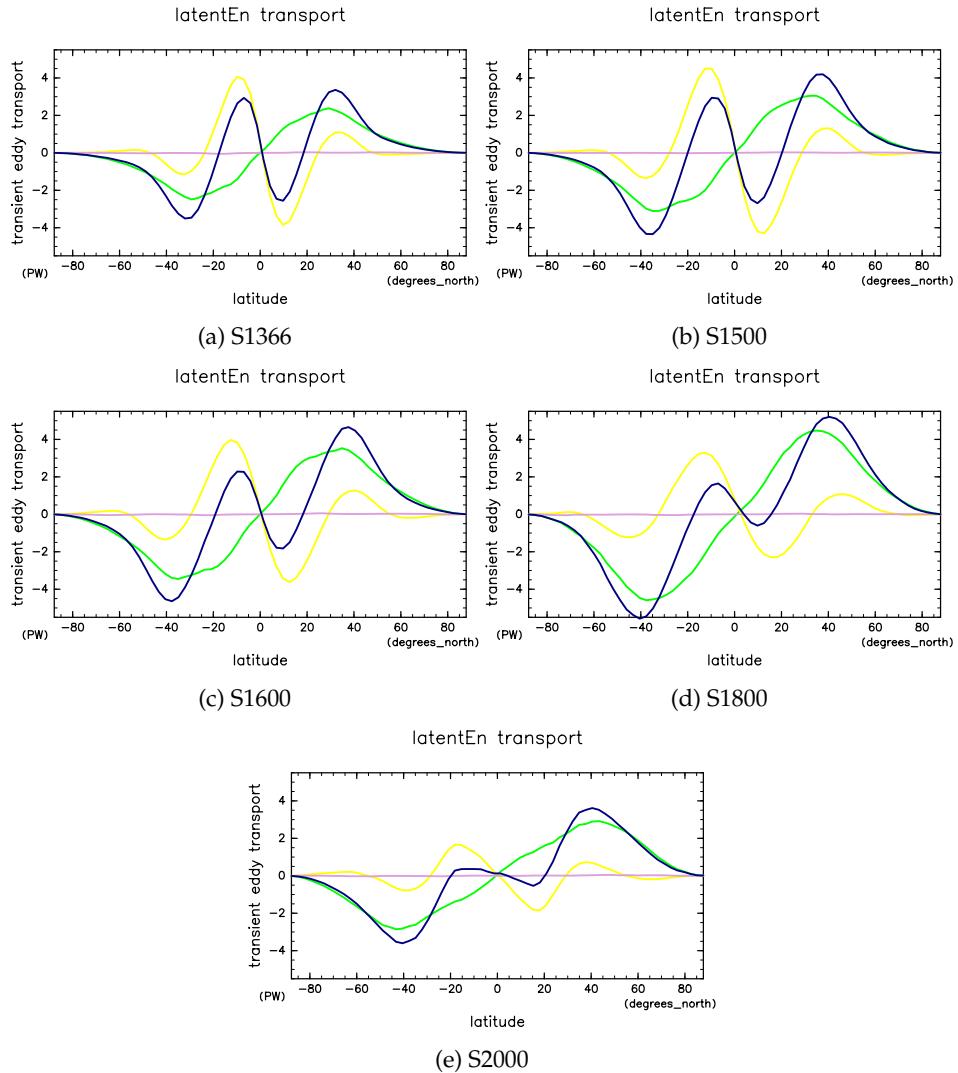


図 3.9: 雲あり各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量  $[\overline{Lqv}]$ 、黄線が平均子午面循環による輸送量  $[\overline{Lq}][\bar{v}]$ 、桃線が停滯性擾乱による輸送量  $[(\overline{Lq})^*\bar{v}^*]$ 、緑線が移動性擾乱による輸送量  $[(\overline{Lq})'v']$ 。横軸は緯度であり、縦軸は北向きの輸送量で、単位は PW。

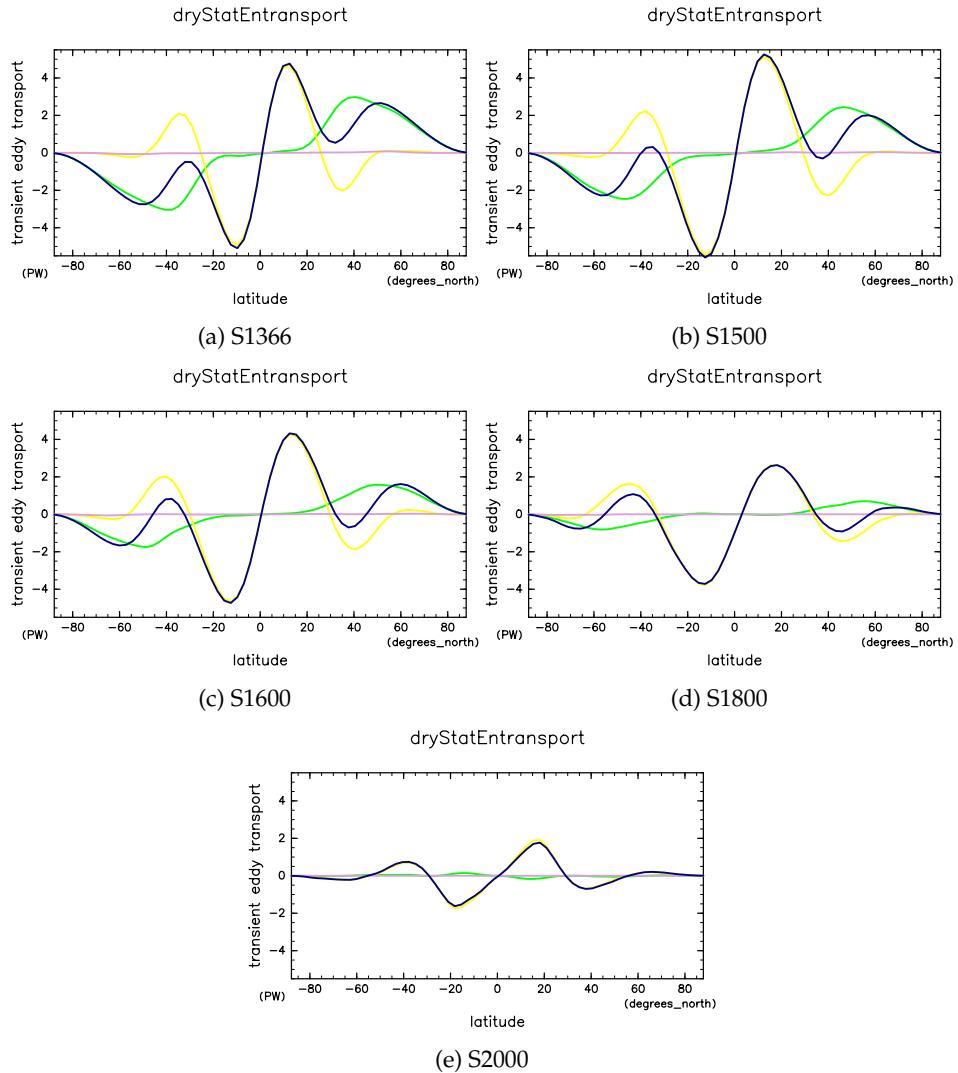


図 3.10: 雲あり各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量  $[(\bar{c}_{pn}T + gz)v]$ 、黄線が平均子午面循環による輸送量  $[\bar{c}_{pn}T + gz][\bar{v}]$ 、桃線が停滞性擾乱による輸送量  $[(\bar{c}_{pn}T + gz)^*\bar{v}^*]$ 、緑線が移動性擾乱による輸送量  $[(c_{pn}T + gz)'v']$ 。横軸は緯度であり、縦軸は北向きの輸送量で、単位は PW。

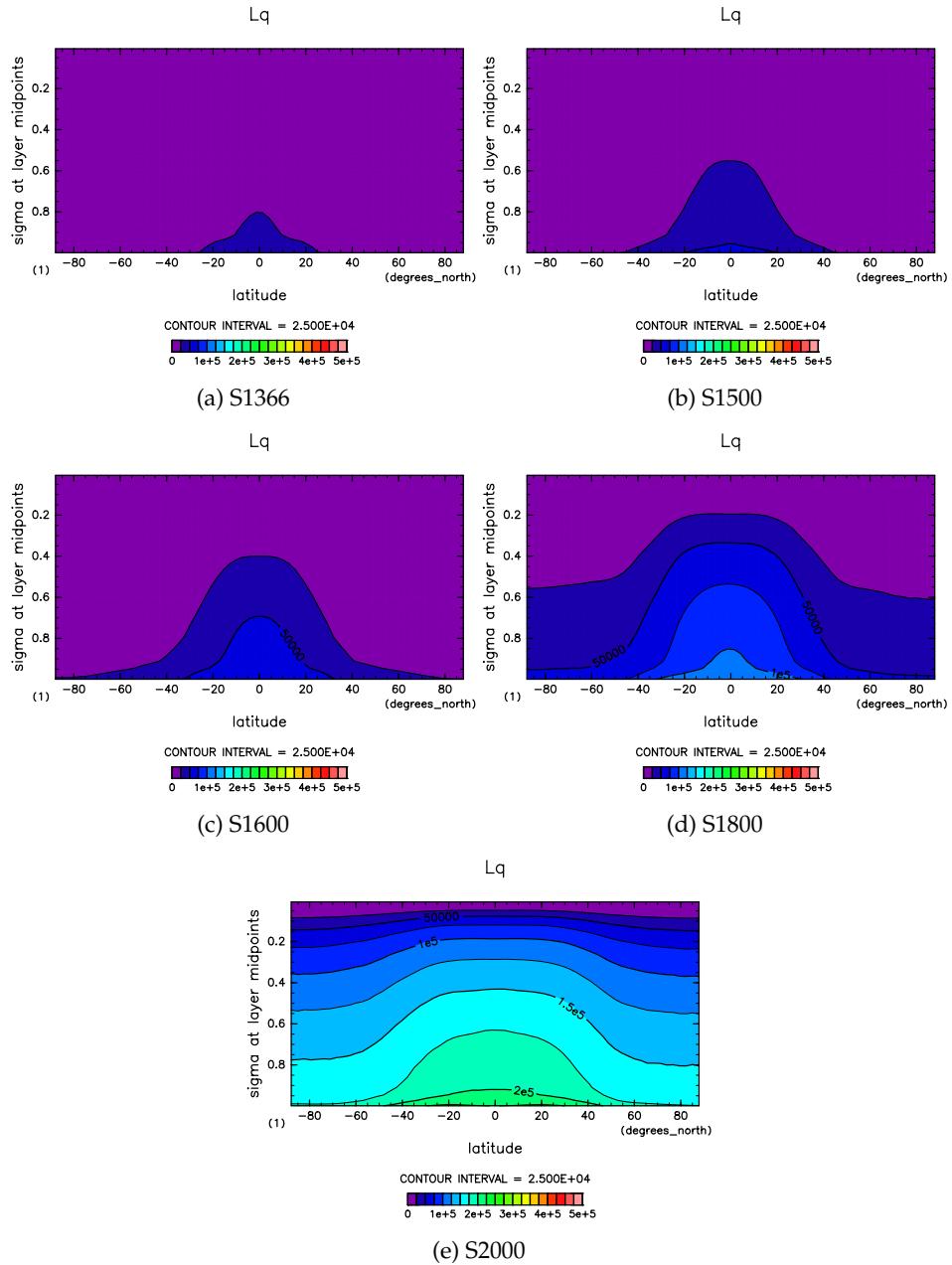


図 3.11: 雲あり各実験での潜熱  $[\bar{L}_q]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 25 KJ である。

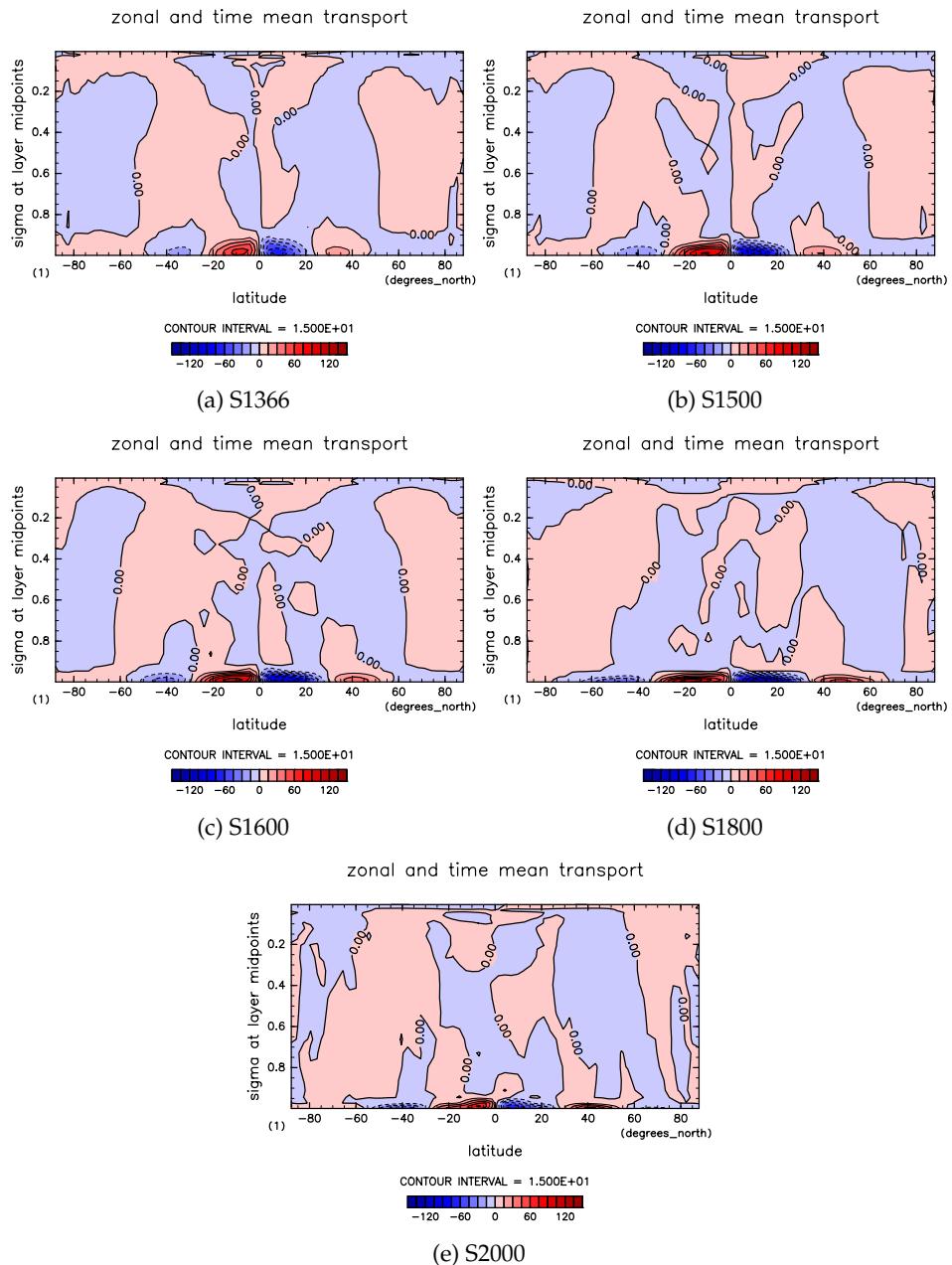


図 3.12: 雲あり各実験での平均子午面循環による潜熱輸送  $[\bar{L}q][\bar{v}]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 15 PW である。

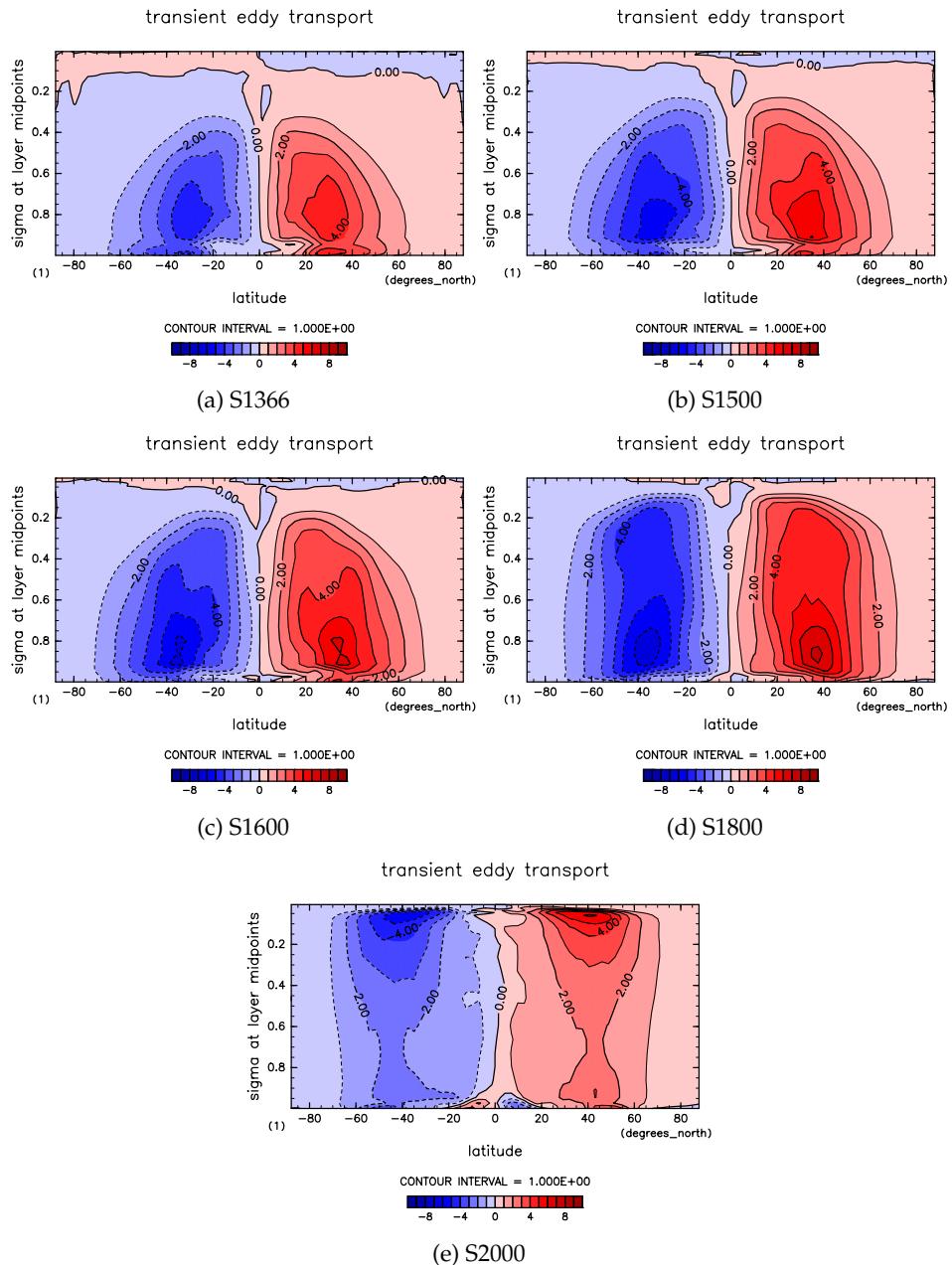


図 3.13: 雲あり各実験での移動性擾乱による潜熱輸送  $[(Lq)'v']$  の子午面分布。等値線間隔は全て 1 PW である。

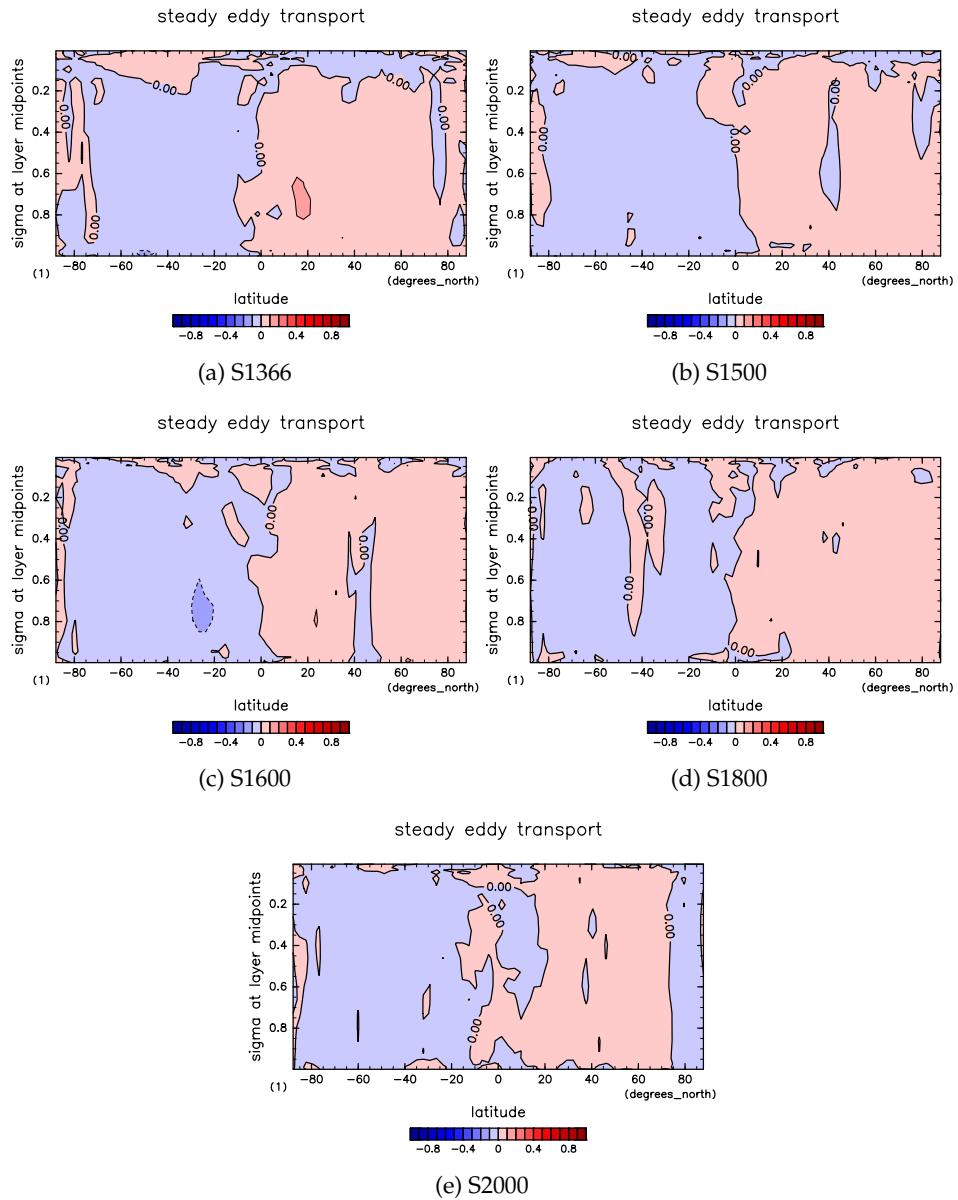


図 3.14: 雲あり各実験での停滯性擾乱による潜熱輸送  $[(Lq)^*\bar{v}^*]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 0.1 PW である。

停滞性擾乱がほとんど発生していないことが理由だと考えられる。

図 3.16 に乾燥静的エネルギーの平均子午面循環による輸送の子午面分布、すなわち  $[(c_{pn}T + gz)][\bar{v}]$  の子午面分布を示す。また、図 ?? に  $[(c_{pn}T + gz)]$  の子午面分布を示す。いずれの実験でも、地表面付近の低緯度で低緯度向きの輸送があり、地表面付近の中緯度で高緯度向きの輸送がある。また、低緯度の高高度で高緯度向きの輸送がある。地表面付近の輸送は太陽定数が大きくなると小さくなり、上空での輸送の高度は太陽定数が大きくなると上昇する。上空で輸送が大きくなっている高度が高くなるのは、太陽定数が増大するとハドレー循環の高度が高くなるからである。

図 3.17 に乾燥静的エネルギーの移動性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(c_{pn}T + gz)^*\bar{v}^*]$  の子午面分布を示す。中緯度域で輸送量が大きくなっている。輸送が大きくなっている高度は、太陽定数が増大するにつれて上昇しているのがわかる。輸送が大きくなっている箇所では、傾圧不安定によって熱が輸送されている。

図 3.18 に乾燥静的エネルギーの停滞性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(c_{pn}T + gz)'v']$  の子午面分布を示す。乾燥静的エネルギーの停滞性擾乱による輸送は、平均子午面循環による輸送や、移動性擾乱による輸送と比べて値が小さく、特に輸送が大きくなっている領域がない。これは、モデルに地形が含まれていないため、停滞性擾乱がほとんど発生していないことが理由だと考えられる。

図 3.19 に熱収支の緯度分布を示す。太陽定数が大きくなるにつれて、地表面の正味フラックスが減少し、凝結加熱率と蒸発フラックスが大きくなっているのがわかる。すなわち、太陽定数が大きくなるにつれて、入射量のほとんど全てが潜熱フラックスの形で大気に供給される。

## 3.4 雲がない場合

つぎに、雲がない実験（実験 S1366nc, S1500nc）の結果を見る。

全球平均した OLR と OSR の時系列変化（図 3.25a, 3.25c）を見ると、実験 S1366nc では OLR と OSR の値が一致して平衡状態に達しているように見えるが、実験 S1500nc では OLR が OSR より大きく、平衡状態に達していないように見える。表 3.3 に年平均値を示したが、年平均 OLR と OSR の差が、実験 S1366nc では  $2.0 \text{ W/m}^2$  と小さいのに対し、実験 S1500nc では  $13.8 \text{ W/m}^2$  と大きくなっていて、平衡状態に達していないと判断できる。地表面温度の時系列変化を見ると、実験 S1366nc では  $297 \text{ K}$  でほぼ一定になっているのに対して、実験 S1500nc では上昇し続けていて、やはり平衡状態になっていない。したがって、実験 S1500nc に関しては、積分時間が足りていないと判断できる。

図 3.26a に OLR の東西平均の南北分布を、図 3.26b に地表面温度の東西平均の南北分布を示す。OLR の南北分布は、両方の実験で南北対称で中緯度でピークがある分布をしていて、実験 S1366nc では赤道で  $275 \text{ W/m}^2$ 、緯度  $25^\circ$  で  $300 \text{ W/m}^2$  でピークとなり、極では  $241 \text{ W/m}^2$  となっている。実験 S1500nc では赤道で  $295 \text{ W/m}^2$ 、緯度  $30^\circ$  で  $308 \text{ W/m}^2$  でピークとなり、極では  $280 \text{ W/m}^2$  と

表 3.3: 雲なし各実験での OLR と OSR の年平均値。

実験	OLR [W/m <sup>-2</sup> ]	OSR [W/m <sup>-2</sup> ]	地表面温度 [K]	平均をとった年度
S1366nc	277.2	279.2	297	11
S1500nc	296.7	310.6	313	11

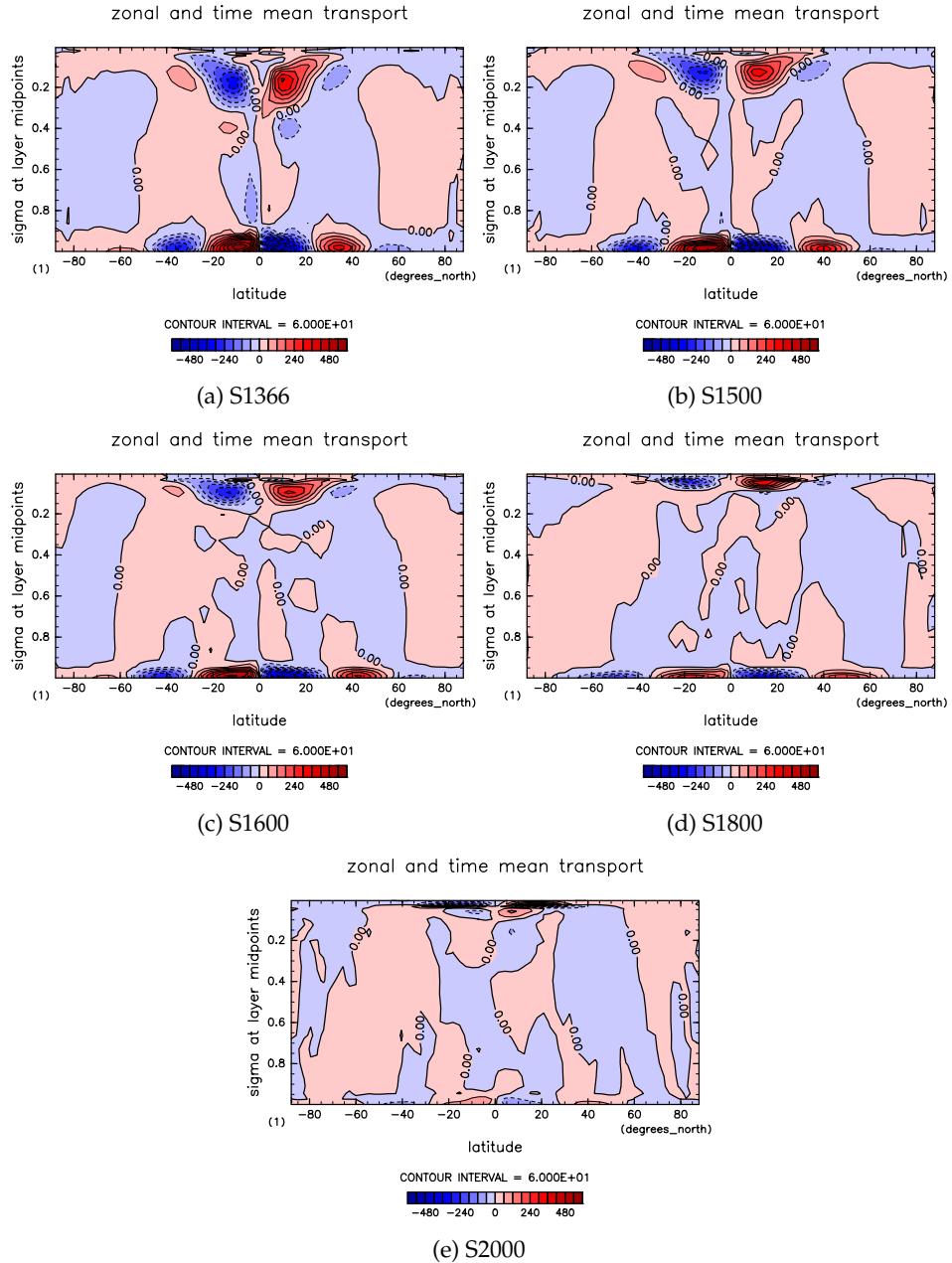


図 3.16: 雲あり各実験での平均子午面循環による乾燥静的エネルギー輸送  $[(c_{pn}T + gz)][\bar{v}]$  の子午面分布。等值線間隔は全て 60 PW である。

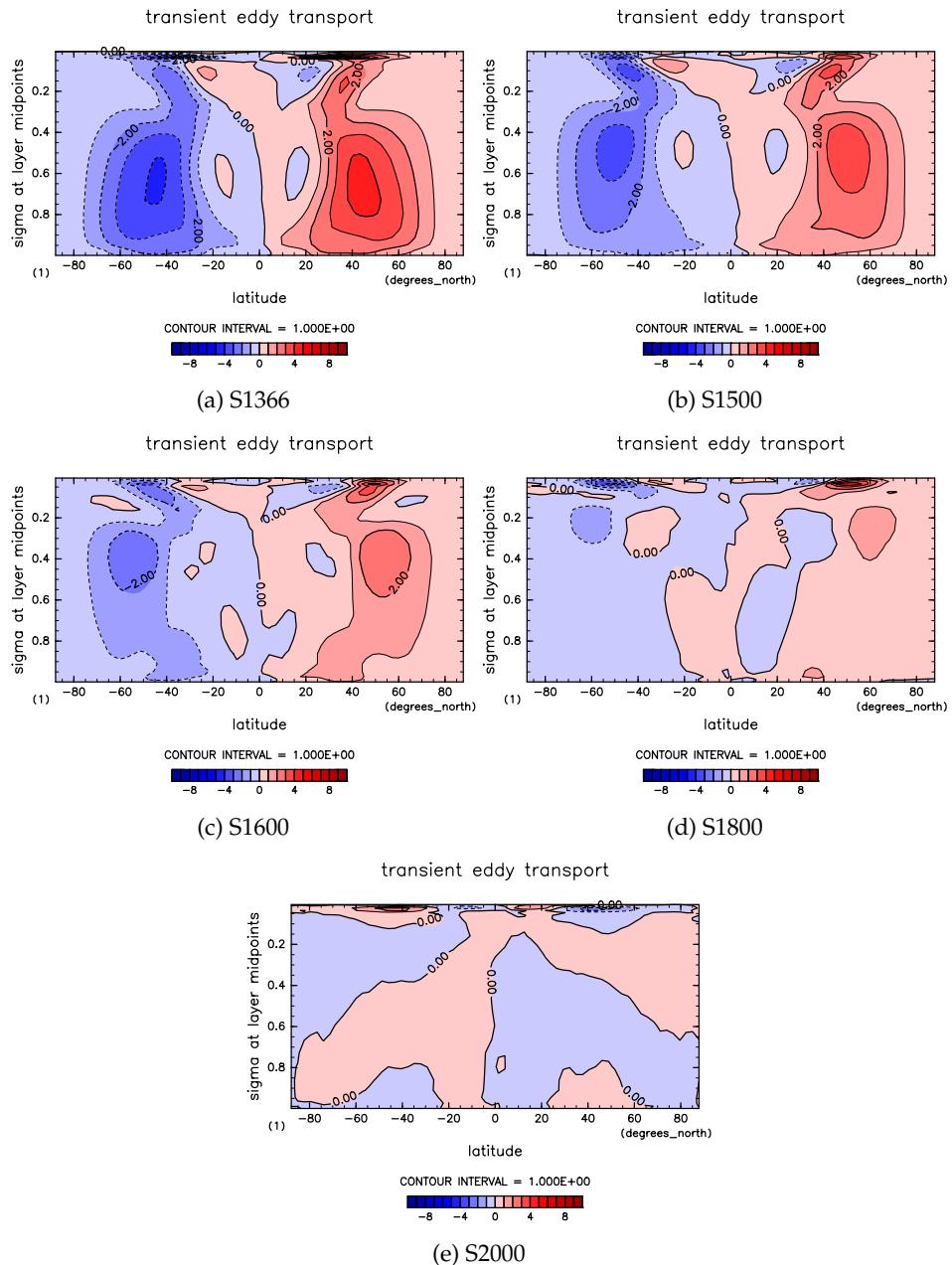


図 3.17: 雲あり各実験での移動性擾乱による乾燥静的エネルギー輸送  $[(c_{pn}T + gz)^*\bar{v}^*]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 1 PW である。

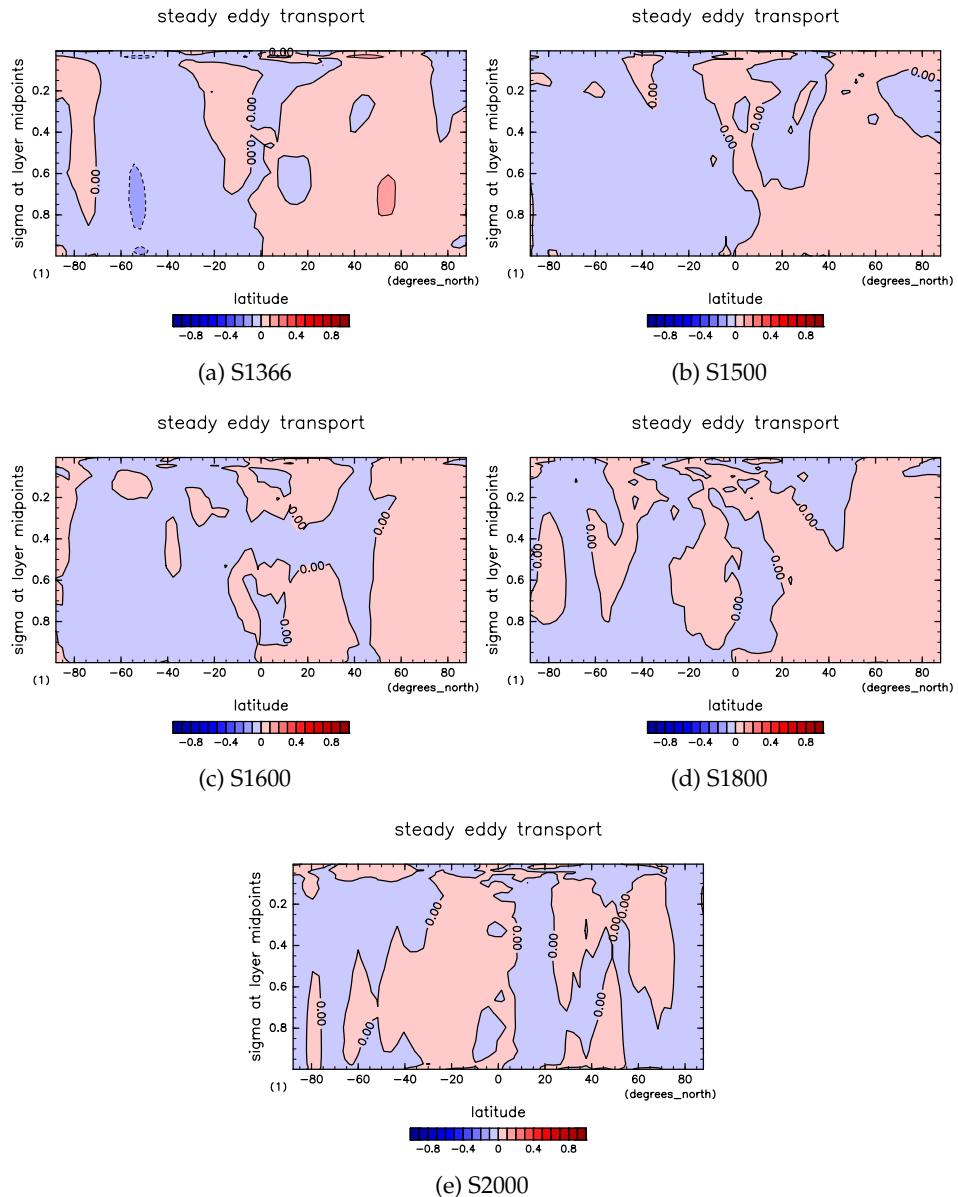


図 3.18: 雲あり各実験での停滞性擾乱による乾燥静的エネルギー輸送  $[(c_{pn}T + gz)^{\gamma}v']$  の子午面分布。等値線間隔は全て 0.1 PW である。

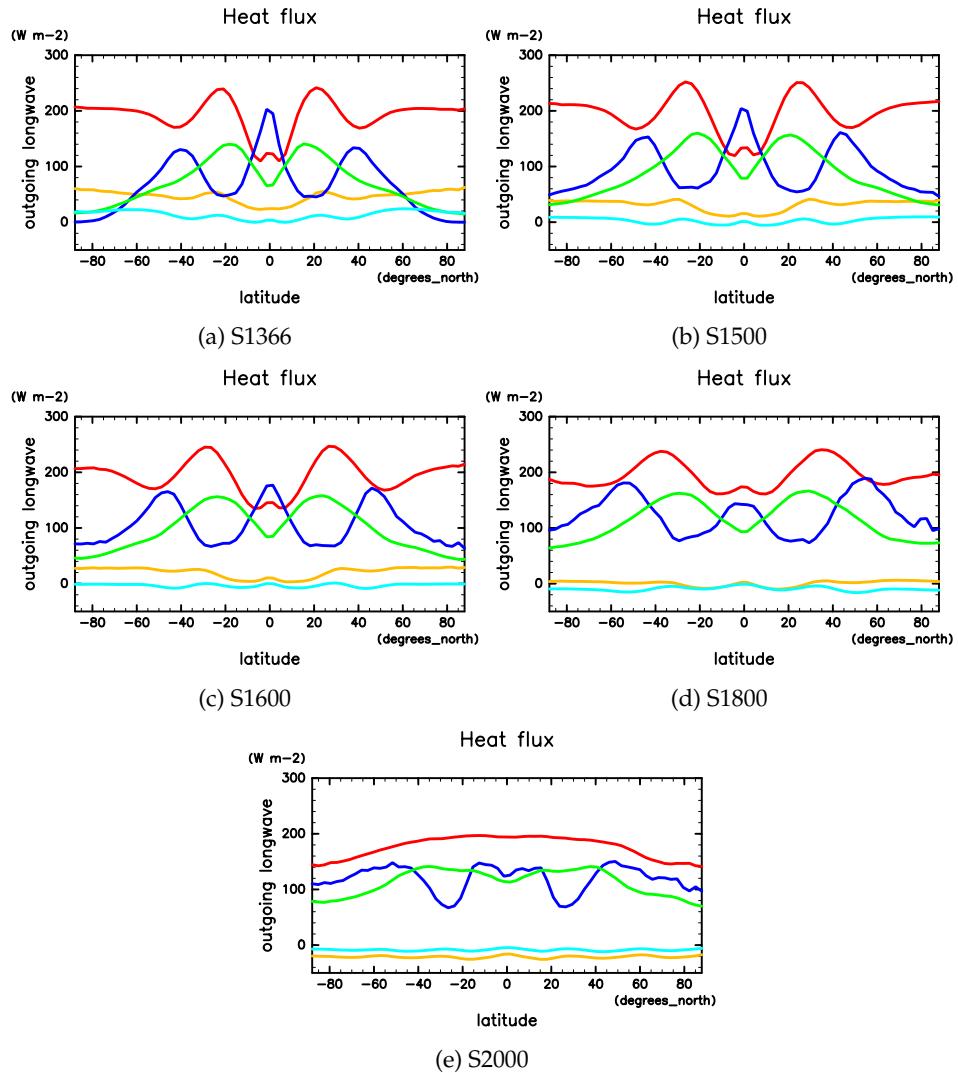


図 3.19: 雲あり各実験でのエネルギー フラックスの南北分布。横軸は緯度で、縦軸はエネルギー フラックス [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]。赤線がOLR、黄線が地表面の正味放射フラックス、青線が凝結加熱率、緑線が蒸発フラックス、水線が顯熱フラックスを示す。

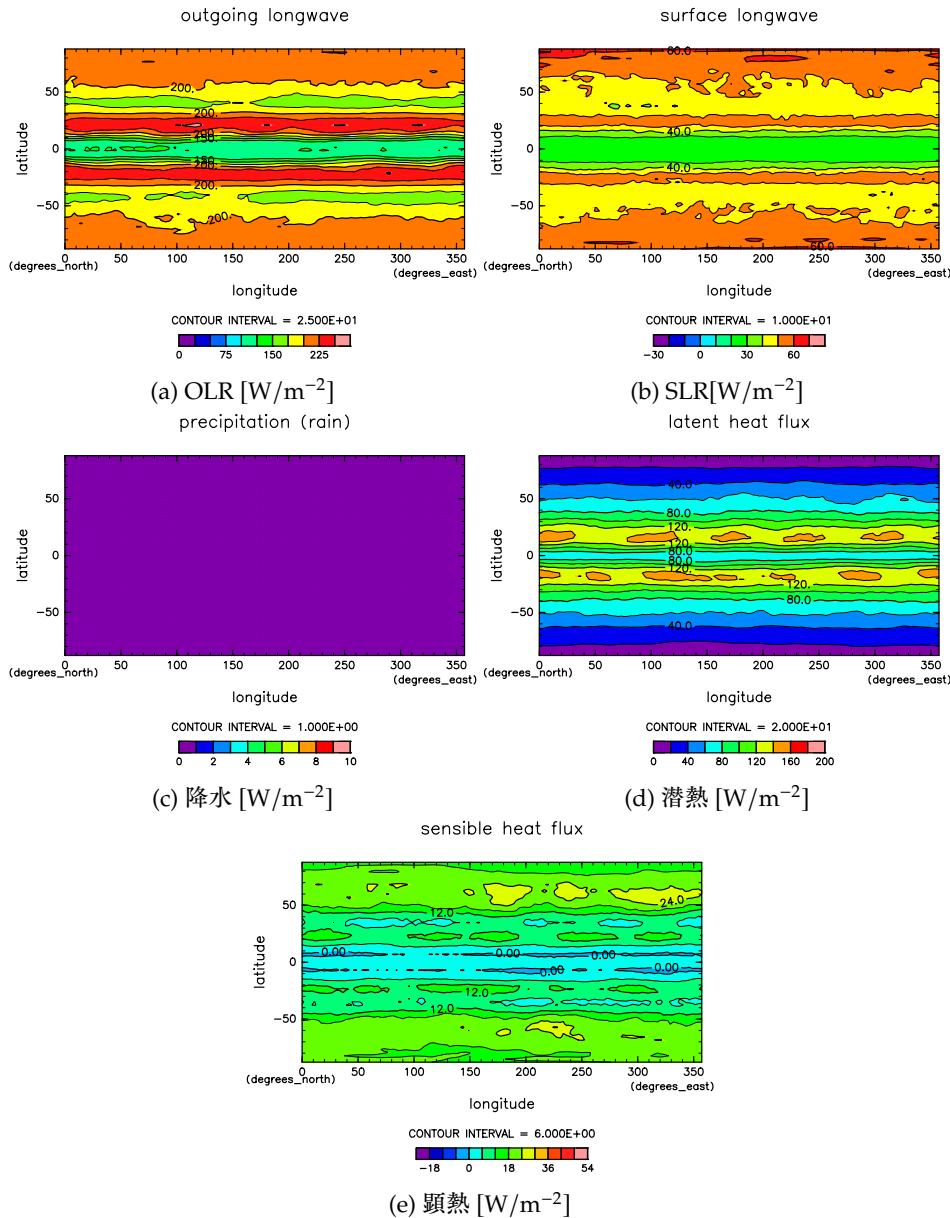


図 3.20: 実験 S1366 でのエネルギーflux の水平面分布。等値線間隔はそれぞれ (a)  $25 W/m^2$ ; (b)  $10 W/m^2$ ; (c)  $25 W/m^2$ ; (d)  $25 W/m^2$ ; (e)  $6 W/m^2$ 。

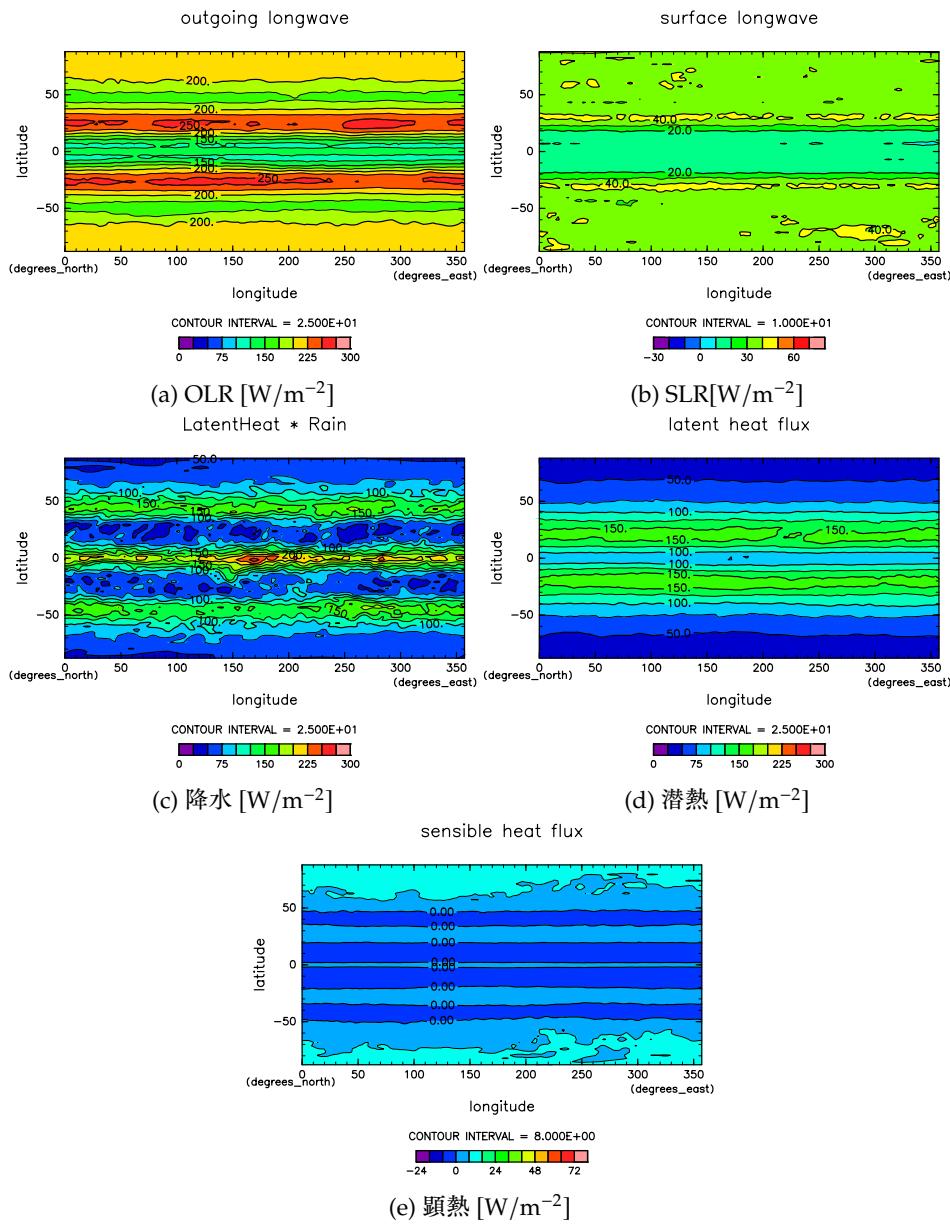


図 3.21: 実験 S1500 のエネルギー フラックスの水平分布。図 3.20 と同様の図。

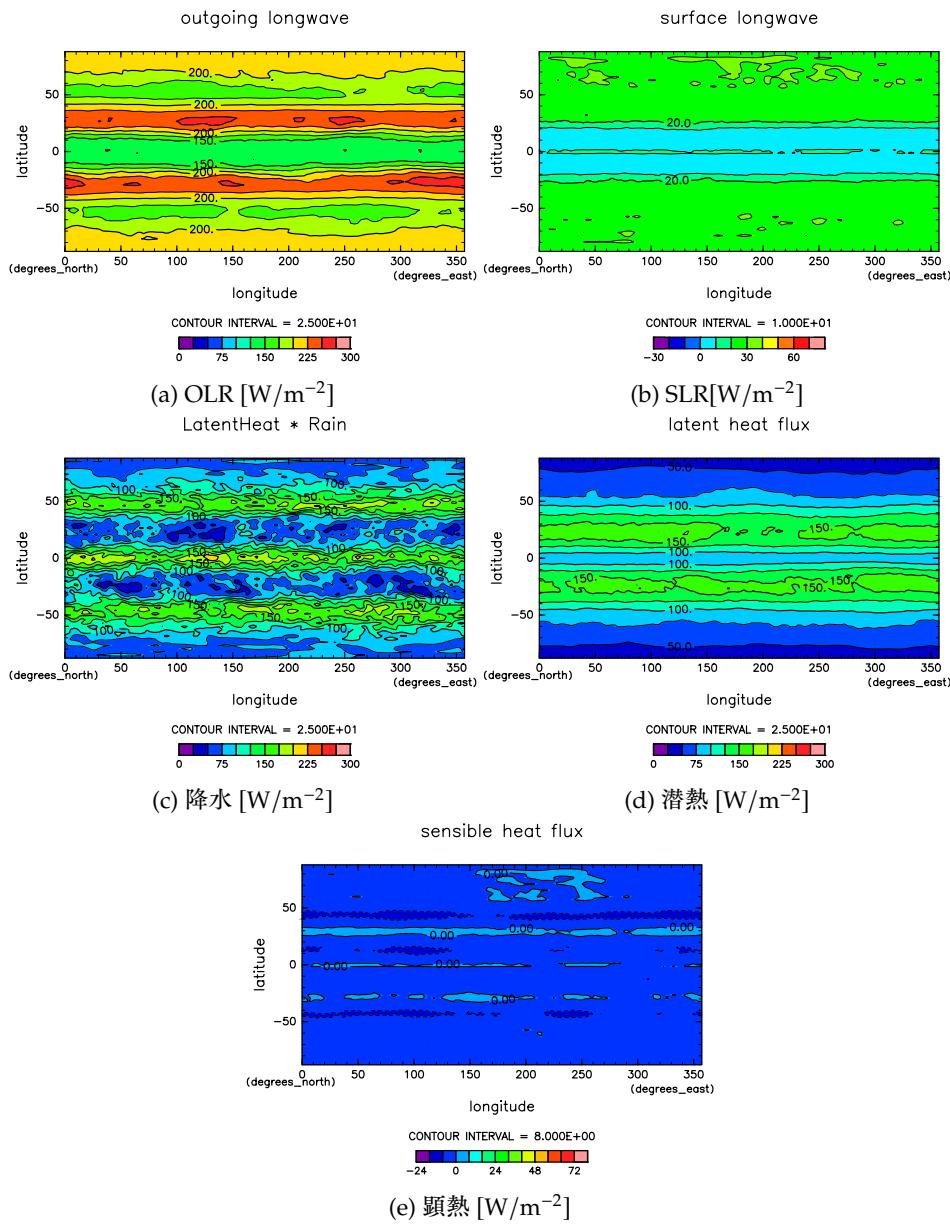


図 3.22: 実験 S1600 のエネルギー フラックスの水平分布。図 3.20 と同様の図。

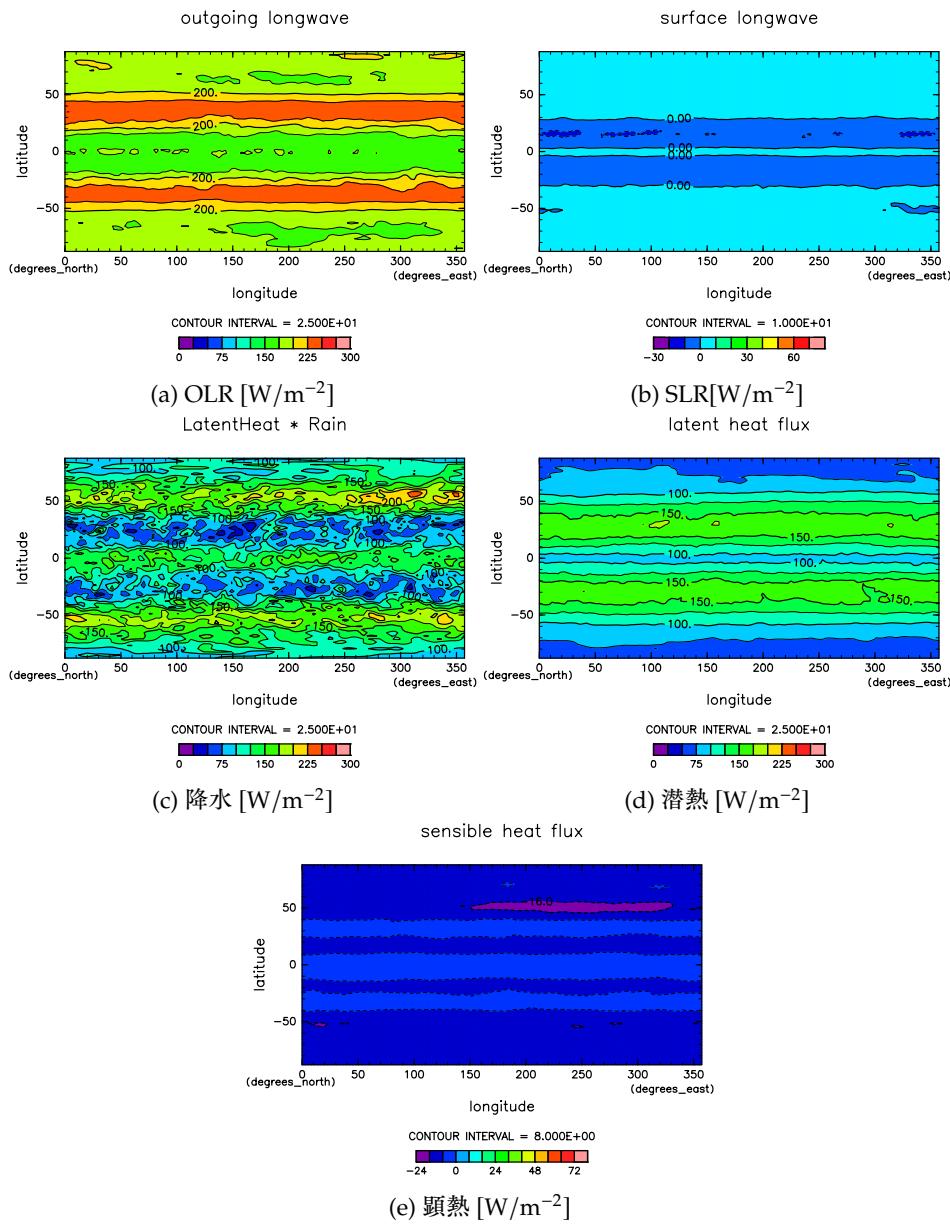


図 3.23: 実験 S1800 のエネルギー フラックスの水平分布。図 3.20 と同様の図。

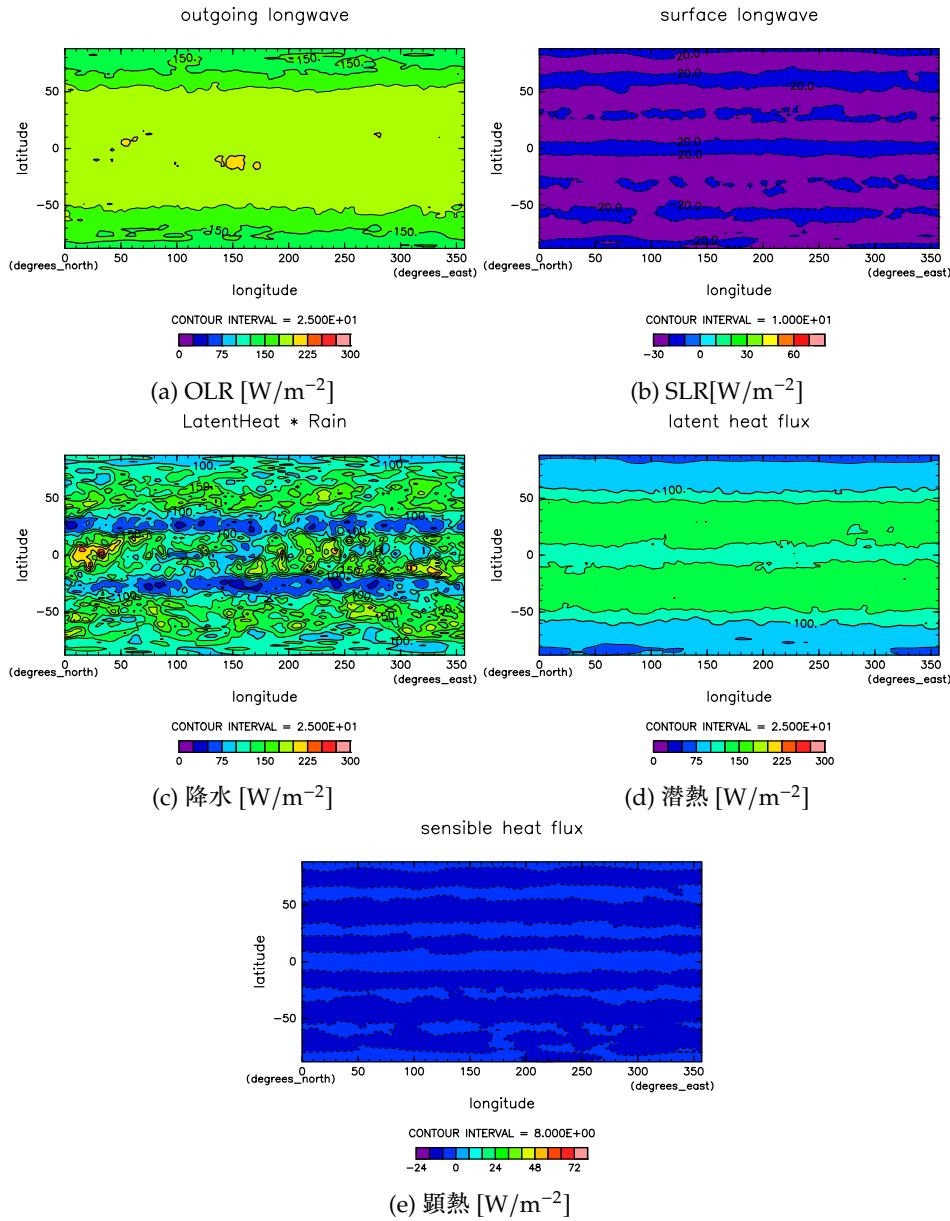


図 3.24: 実験 S2000 のエネルギー フラックスの水平分布。図 3.20 と同様の図。

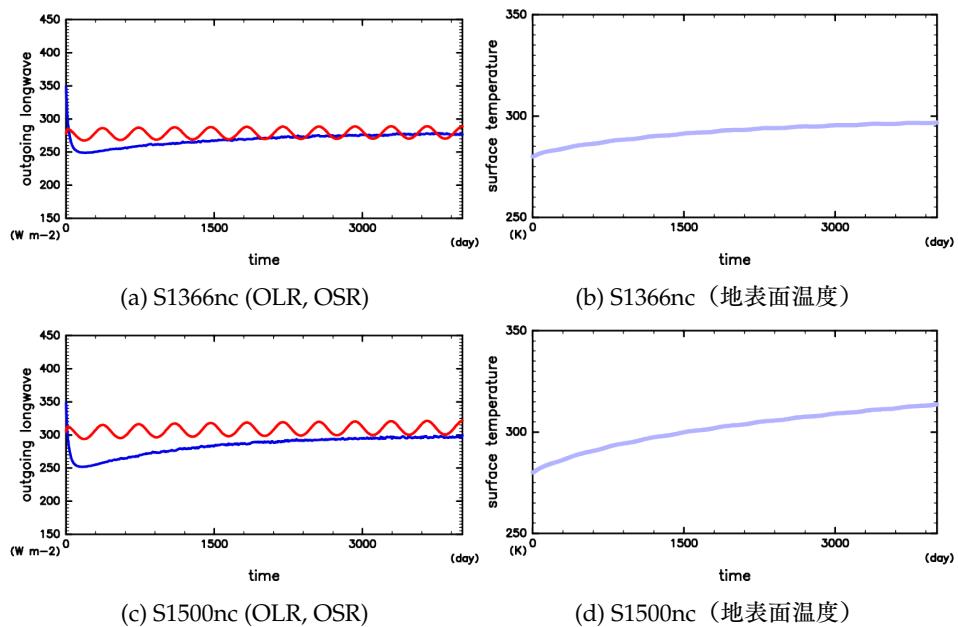


図 3.25: (a, c) 雲なし各実験での全球平均した OLR (赤線) と OSR (青線) の時系列変化。横軸は時刻で、縦軸は OLR, OSR の値 [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]。(b, d) 雲なし各実験での全球平均地表面温度の時系列変化。横軸は時刻で、縦軸は全球平均地表面温度 [K]。

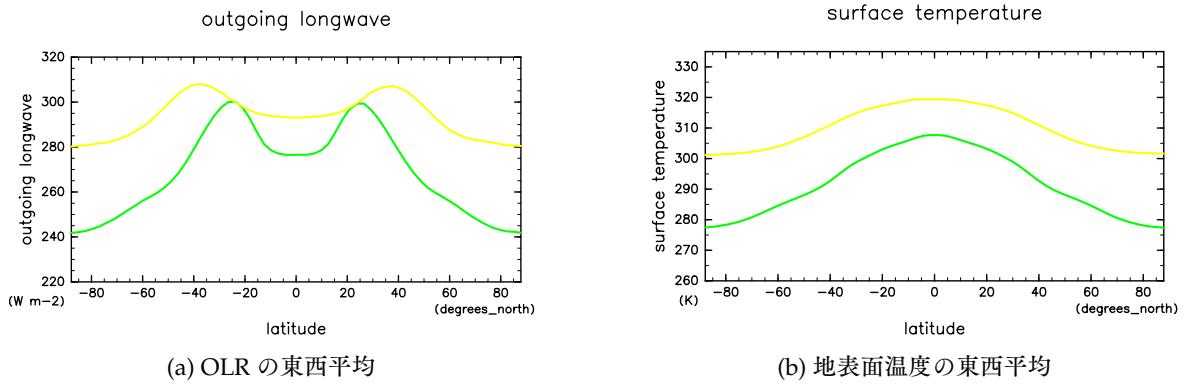


図 3.26: 雲なし各実験での OLR と地表面温度の東西平均の南北分布。それぞれ年平均した値で、緑線: S1366nc; 黄線: S1500nc の結果である。横軸は緯度で、縦軸はそれぞれ OLR の東西平均と、地表面温度の東西平均である。

なっている。地表面温度の南北分布は実験 S1366nc では赤道で 307K、極で 277K になっており、実験 S1500nc では赤道で 320K、極で 302K になっている。このように、雲なしの実験でも、太陽定数が大きくなると南北差が小さくなくなることがわかる。

雲なし実験での子午面構造を図 3.27, 3.28 に示す。実験 S1355nc の東西風（図 3.27a）を見ると南北対象になっていて、緯度 40° の  $\sigma = 0.05$  に 80 m/s の東向きの風が吹いていて、ジェットが現れていることがわかる。実験 S1500nc の東西風（図 3.28a）を見ると南北対象になっていて、緯度 45° の大気上端に 100 m/s の東向きの風が吹いている。これは、大気上端にジェットが到達している状態なので、S1500nc ではモデルの高さが足りていないことが考えられる。実験 S1355nc の質量流線関数（図 3.27c）を見ると、雲ありの実験と同様に、ハドレー循環とフェレル循環が発生していることがわかる。実験 S1500nc の質量流線関数（図 3.28c）を見ると、大気上部で等値線が閉じておらず、ハドレー循環やフェレル循環が明確に見えない。これは、モデルの高度が足りていないことや、平衡状態に達していないことが影響しているかもしれない。

図 3.29 に雲なしの場合での南北熱輸送の緯度分布を示した。実験 S1366nc では潜熱輸送が低緯度では赤道向き、中緯度では極向きにあり、乾燥静的エネルギー輸送は低緯度では高緯度向き、中緯度では低緯度向きにある。実験 S1366 と比較すると、南北熱輸送量が大きくなっていることがわかる。実験 S1500nc でも同様のパターンが現れるが、低緯度での熱輸送は潜熱、乾燥静的エネルギーとも小さくなってしまっており、中緯度での潜熱輸送は 9 PW と大きくなっている。

図 3.30 に潜熱輸送の内訳を示す。実験 S1366nc では平均子午面循環による輸送が多くを占めていて、実験 S1500nc では移動性擾乱による輸送が大きいことがわかる。

図 3.31 に乾燥静的エネルギー輸送の内訳を示す。実験 S1366nc, S1500nc 両方とも平均子午面循環による輸送が多くを占めていることがわかる。

図 3.33 に潜熱の平均子午面循環による輸送の子午面分布、すなわち  $[\bar{Lq}][\bar{v}]$  の子午面分布を示す。地表面付近では比湿が大きい（図 3.27e）ので、地表面付近で平均子午面循環に依る潜熱の輸送が大きいことがわかる。

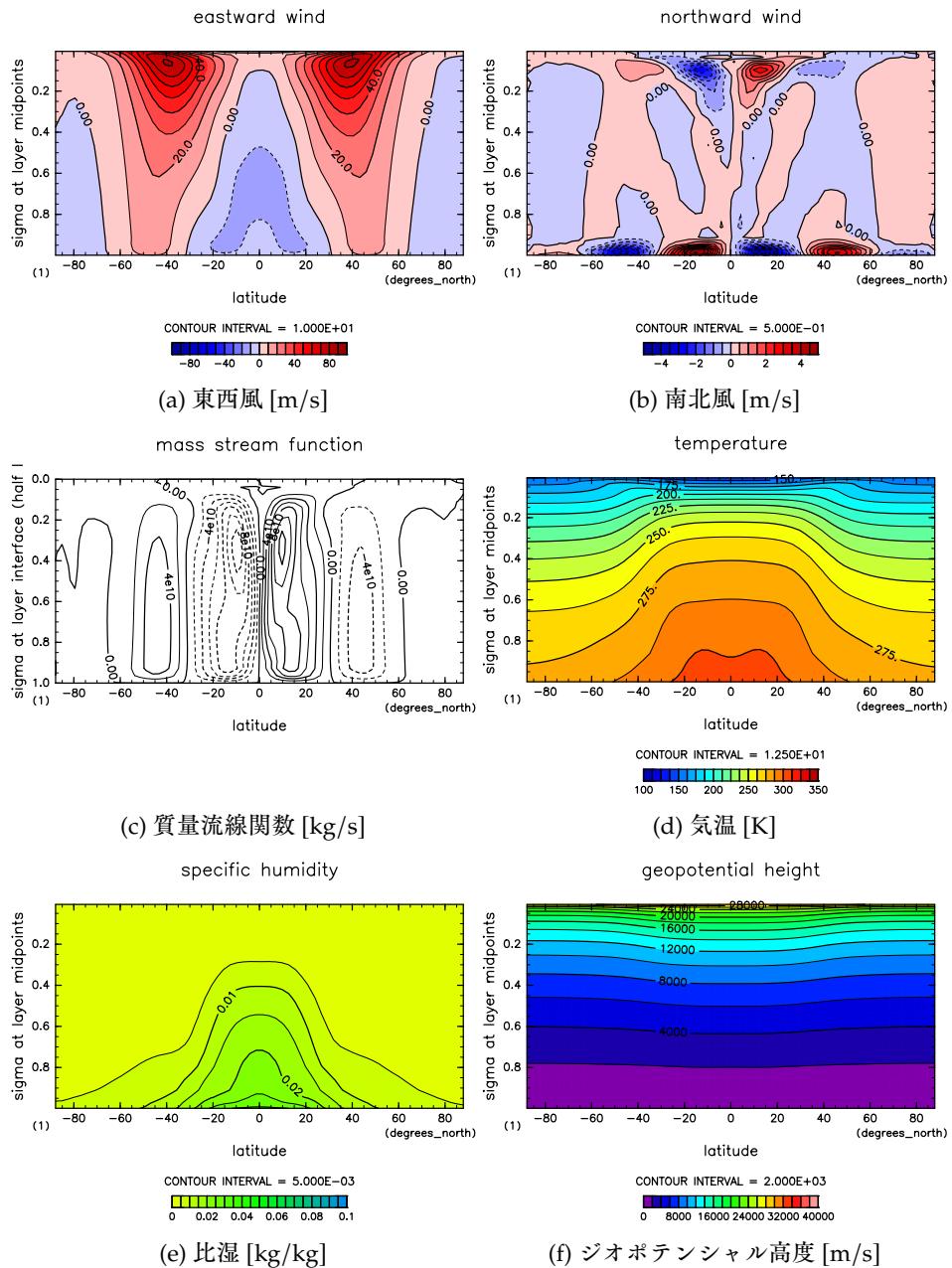


図 3.27: 実験 S1366nc の各物理量の子午面分布。いずれも 11 年目の値を緯度平均、時間平均（間隔 0.25 日）した図を示す。(a) 東西風の等値線間隔は 10 m/s、(b) 南北風の等値線間隔は 0.5 m/s、(c) 質量流線関数の等値線間隔は  $2 \times 10^{-10}$  kg/s、(d) 気温分布の等値線間隔は 12.5 K、(e) 比湿の等値線間隔は  $5 \times 10^{-3}$  kg/kg、(f) ジオポテンシャル高度の等値線間隔は 2000 m である。

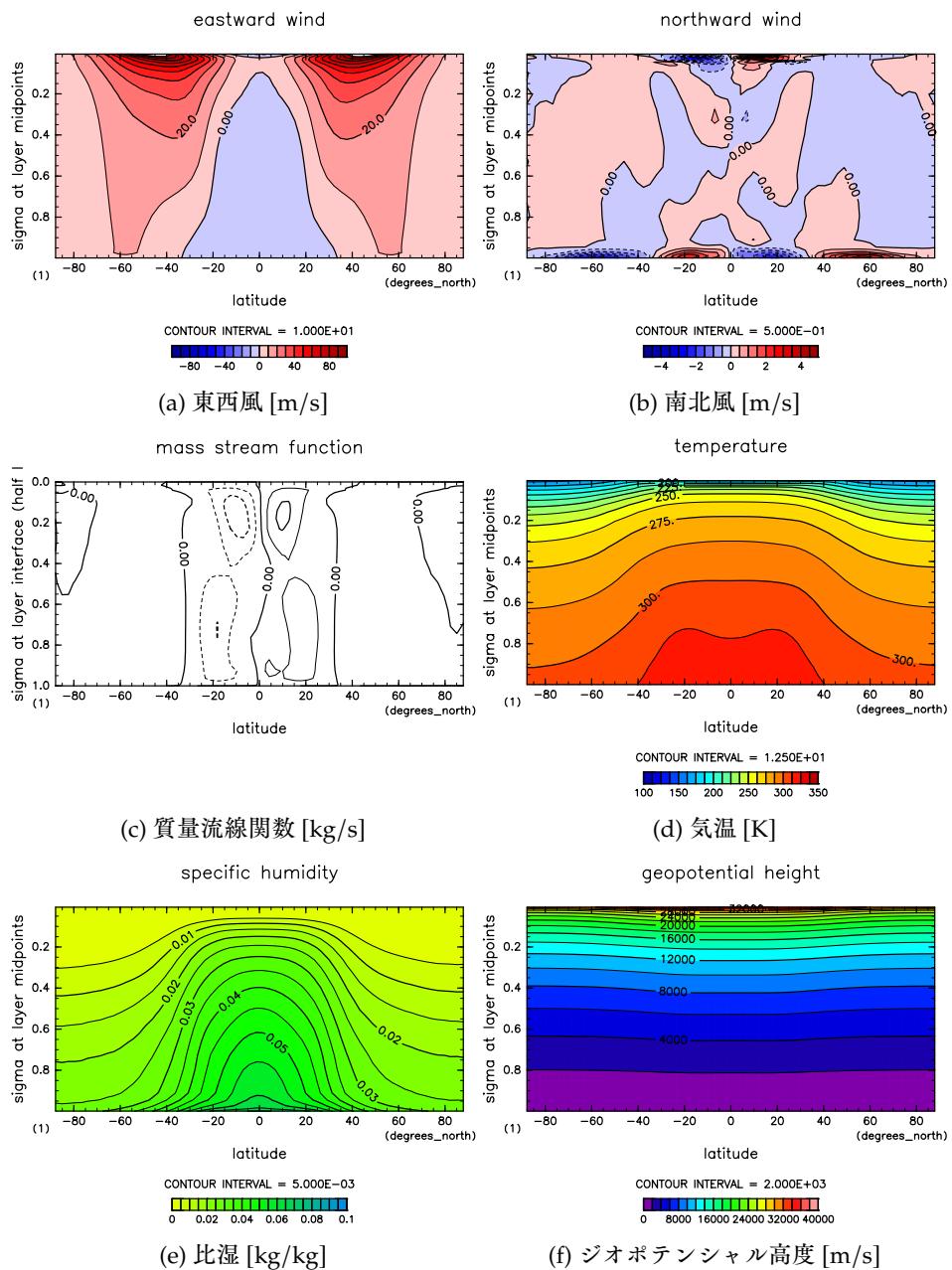


図 3.28: 実験 S1500nc の各物理量の子午面分布。図 3.27 と同様の図。

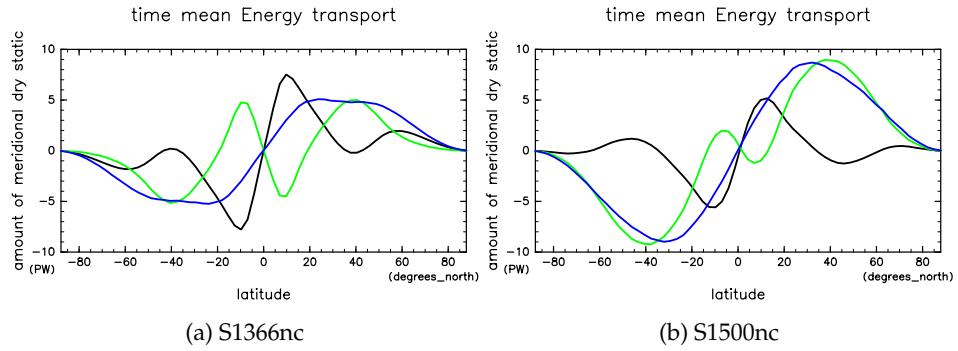


図 3.29: 各実験での時間平均・東西平均された南北熱輸送量。緑線が潜熱輸送、黒線が乾燥静的エネルギーの輸送、青線が全熱輸送量。横軸は緯度であり、縦軸は北向きの輸送量で、単位は PW。0.25 日間隔で時間平均をとった。

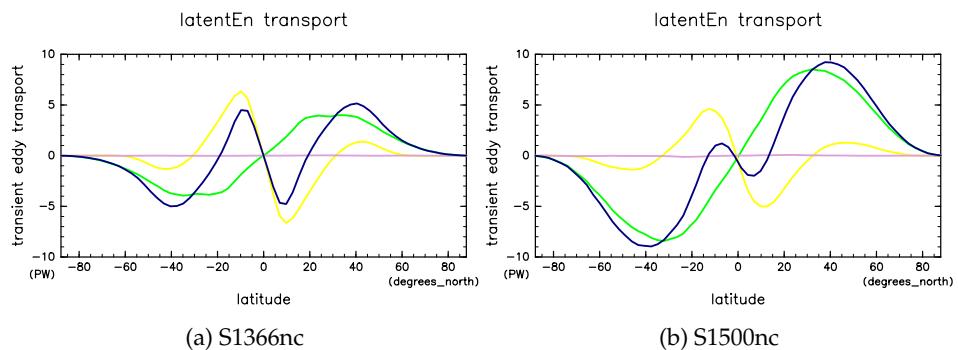


図 3.30: 雲なし各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量  $[\overline{Lqv}]$ 、黄線が平均子午面循環による輸送量  $[\overline{Lq}][\overline{v}]$ 、桃線が停滯性擾乱による輸送量  $[(\overline{Lq})^*\bar{v}^*]$ 、緑線が移動性擾乱による輸送量  $[(\overline{Lq})'v']$ 。横軸は緯度であり、縦軸は北向きの輸送量で、単位は PW。

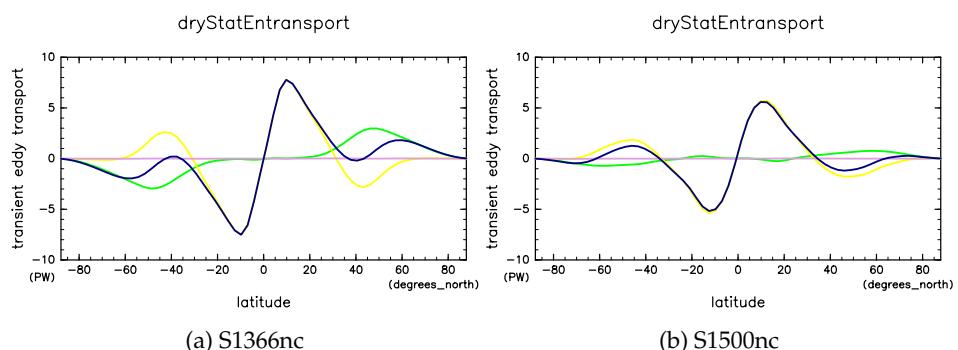


図 3.31: 雲なし各実験での潜熱輸送。青線が全輸送量  $[(c_{pn}T + gz)v]$ 、黄線が平均子午面循環による輸送量  $[(c_{pn}T + gz)\bar{v}]$ 、桃線が停滯性擾乱による輸送量  $[(c_{pn}T + gz)^*\bar{v}^*]$ 、緑線が移動性擾乱による輸送量  $[(c_{pn}T + gz)'\bar{v}']$ 。横軸は緯度であり、縦軸は北向きの輸送量で、単位は PW。

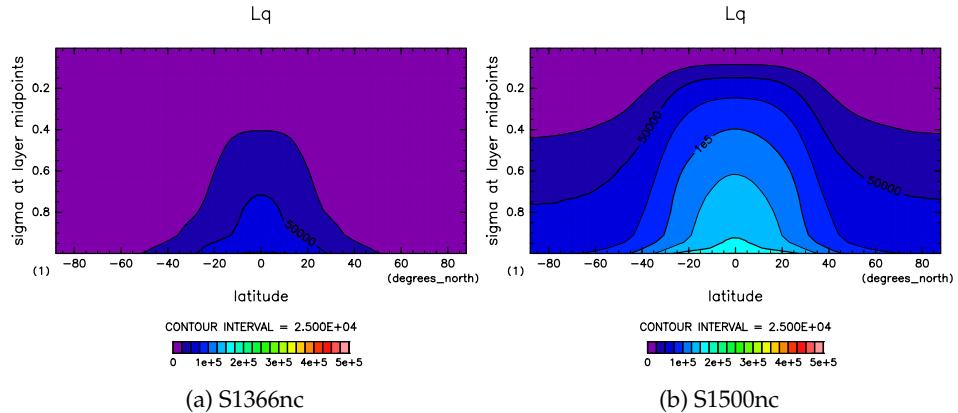


図 3.32: 雲なし各実験での潜熱  $[Lq]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 25 KJ である。

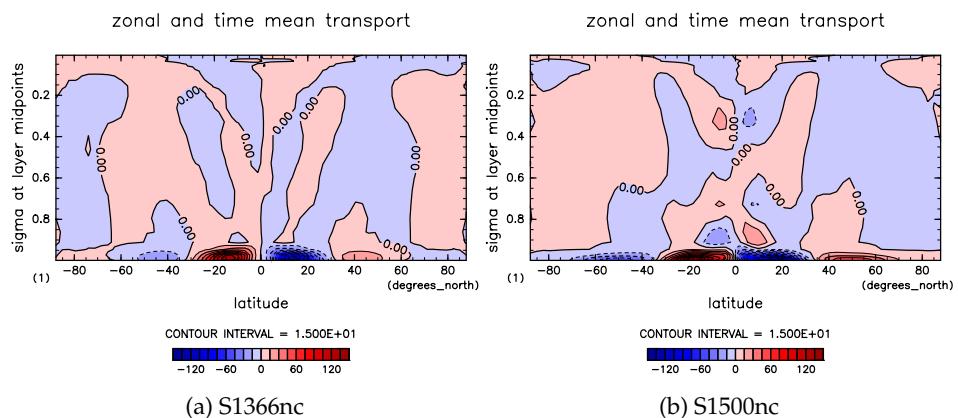


図 3.33: 雲なし各実験での平均子午面循環による潜熱輸送  $[\overline{Lq}][\bar{v}]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 15 PW である。

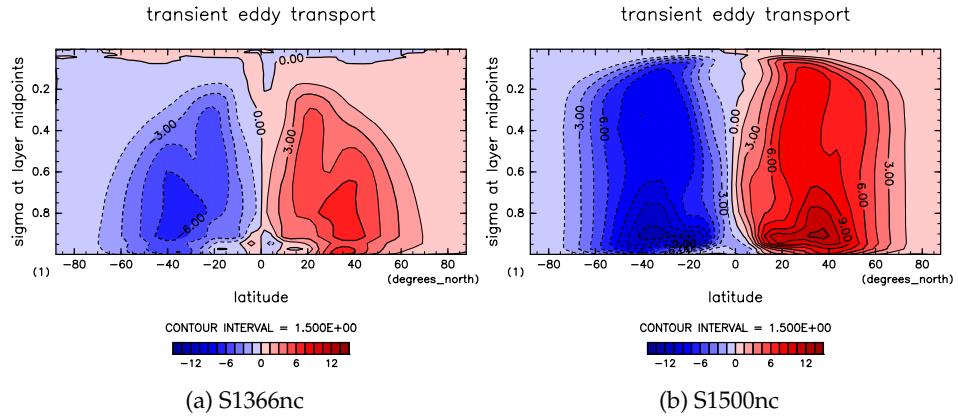


図 3.34: 雲なし各実験での移動性擾乱による潜熱輸送  $[(\bar{L}q)^*\bar{v}']$  の子午面分布。等値線間隔は全て 1.5 PW である。

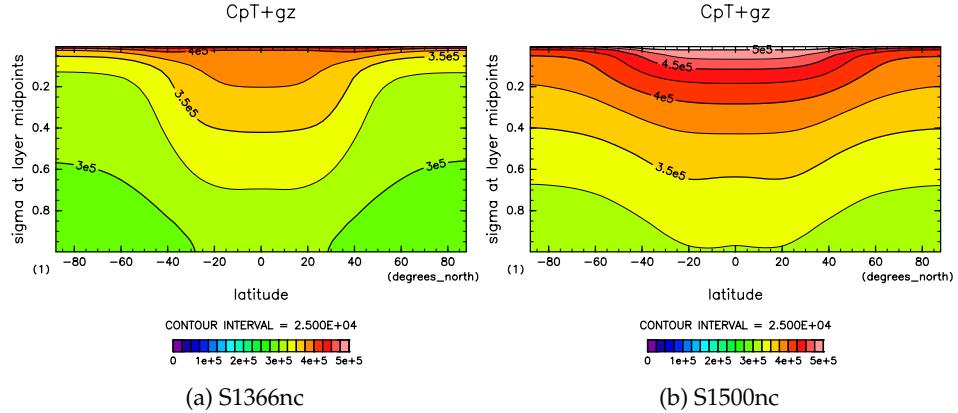


図 3.35: 雲なし各実験での乾燥静的エネルギー  $[c_{pn}T + gz]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 25 KJ である。

図 3.34 に潜熱の移動性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(\bar{L}q)^*\bar{v}']$  の子午面分布を示す。中緯度域で移動性擾乱による輸送が大きいことがわかる。輸送が大きくなっている箇所では、傾圧不安定によって熱が輸送されていると考えられる。

図 3.36 に潜熱の停滯性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(\bar{L}q)^*\bar{v}']$  の子午面分布を示す。潜熱の停滯性擾乱による輸送は、平均子午面循環による輸送や、雲ありの場合と同じく、モデルに地形が含まれていないため、停滯性擾乱がほとんど発生していないことがわかる。

図 3.37 に乾燥静的エネルギーの平均子午面循環による輸送の子午面分布、すなわち  $[(c_{pn}T + gz)][\bar{v}]$  の子午面分布を示す。いずれの実験でも、地表面付近の低緯度で低緯度向きの輸送があり、地表面付近の中緯度で高緯度向きの輸送がある。また、低緯度の高高度で高緯度向きの輸送がある。

図 3.38 に乾燥静的エネルギーの移動性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(c_{pn}T + gz)^*\bar{v}']$  の子午面分布を示す。乾燥静的エネルギーの移動性擾乱による輸送は、雲のない実験でははっきり

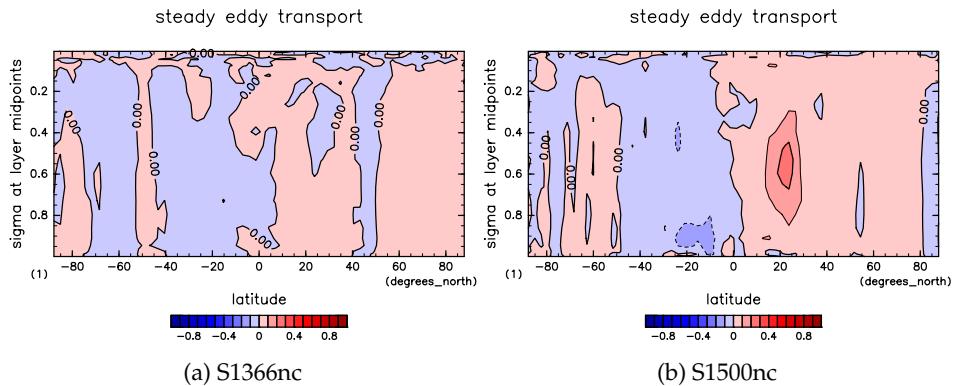


図 3.36: 雲なし各実験での停滯性擾乱による潜熱輸送  $[(Lq)^*\bar{v}^*]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 0.1 PW である。

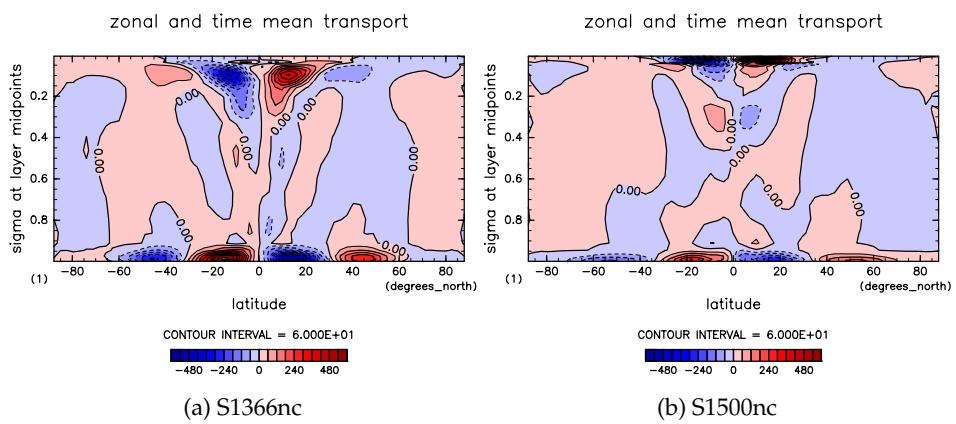


図 3.37: 雲なし各実験での平均子午面循環による乾燥静的エネルギー輸送  $[(c_{pn}T + gz)][\bar{v}]$  の子午面分布。等値線間隔は全て 60 PW である。

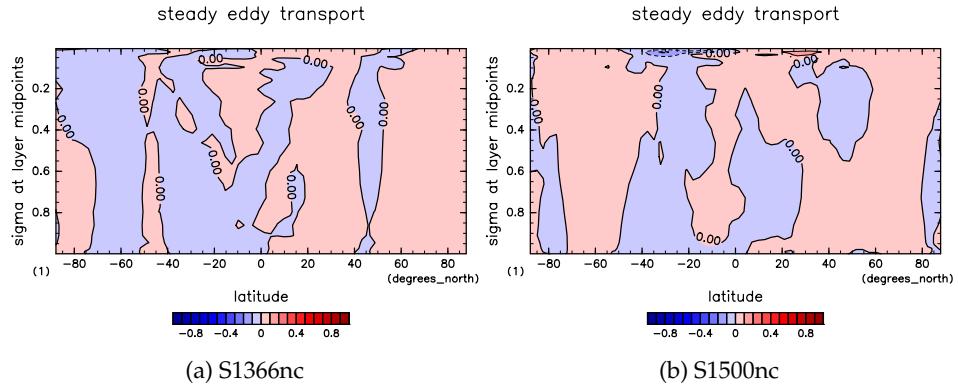


図 3.39: 各実験での停滯性擾乱による乾燥静的エネルギー輸送  $[(c_{pn}T + gz)'v']$  の子午面分布。等値線間隔は全て 0.1 PW である。

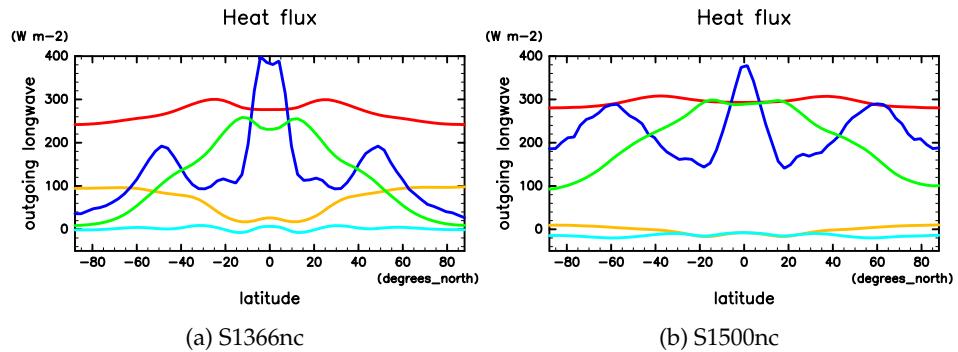


図 3.40: 雲なし各実験でのエネルギーflux の南北分布。横軸は緯度で、縦軸はエネルギーflux [W/m<sup>-2</sup>] 赤線が OLR、黄線が地表面の正味放射flux、青線が凝結加熱率、緑線が蒸発flux、水線が顯熱fluxを示す。

としたパターンが現れないことがわかる。

図 3.39 に乾燥静的エネルギーの停滯性擾乱による輸送の子午面分布、すなわち  $[(c_{pn}T + gz)'v']$  の子午面分布を示す。乾燥静的エネルギーの停滯性擾乱による輸送は、平均子午面循環による輸送や、移動性擾乱による輸送と比べて値が小さく、特に輸送が大きくなっている領域がない。これは、モデルに地形が含まれていないため、停滯性擾乱がほとんど発生していないことが理由だと考えられる。

図 3.40 に熱収支の緯度分布を示す。太陽定数が大きくなるにつれて、地表面の正味flux が減少し、凝結加熱率と蒸発flux が大きくなっているのがわかる。すなわち、太陽定数が大きくなるにつれて、入射量のほとんど全てが潜熱flux の形で大気に供給される。

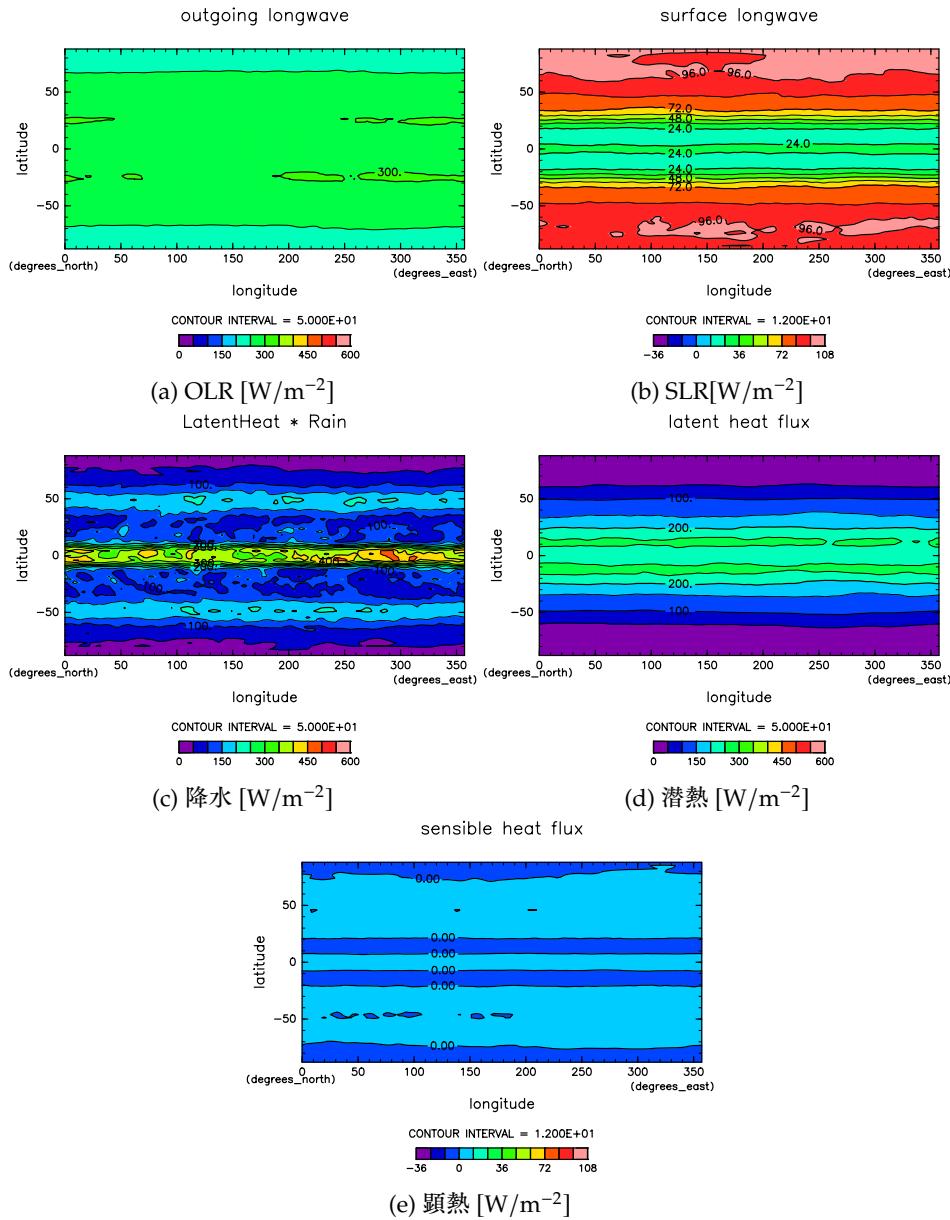


図 3.41: 実験 S1366nc のエネルギーflux の水平分布。等値線間隔はそれぞれ (a)  $50 \text{ W/m}^2$ ; (b)  $12 \text{ W/m}^2$ ; (c)  $50 \text{ W/m}^2$ ; (d)  $50 \text{ W/m}^2$ ; (e)  $12 \text{ W/m}^2$ 。

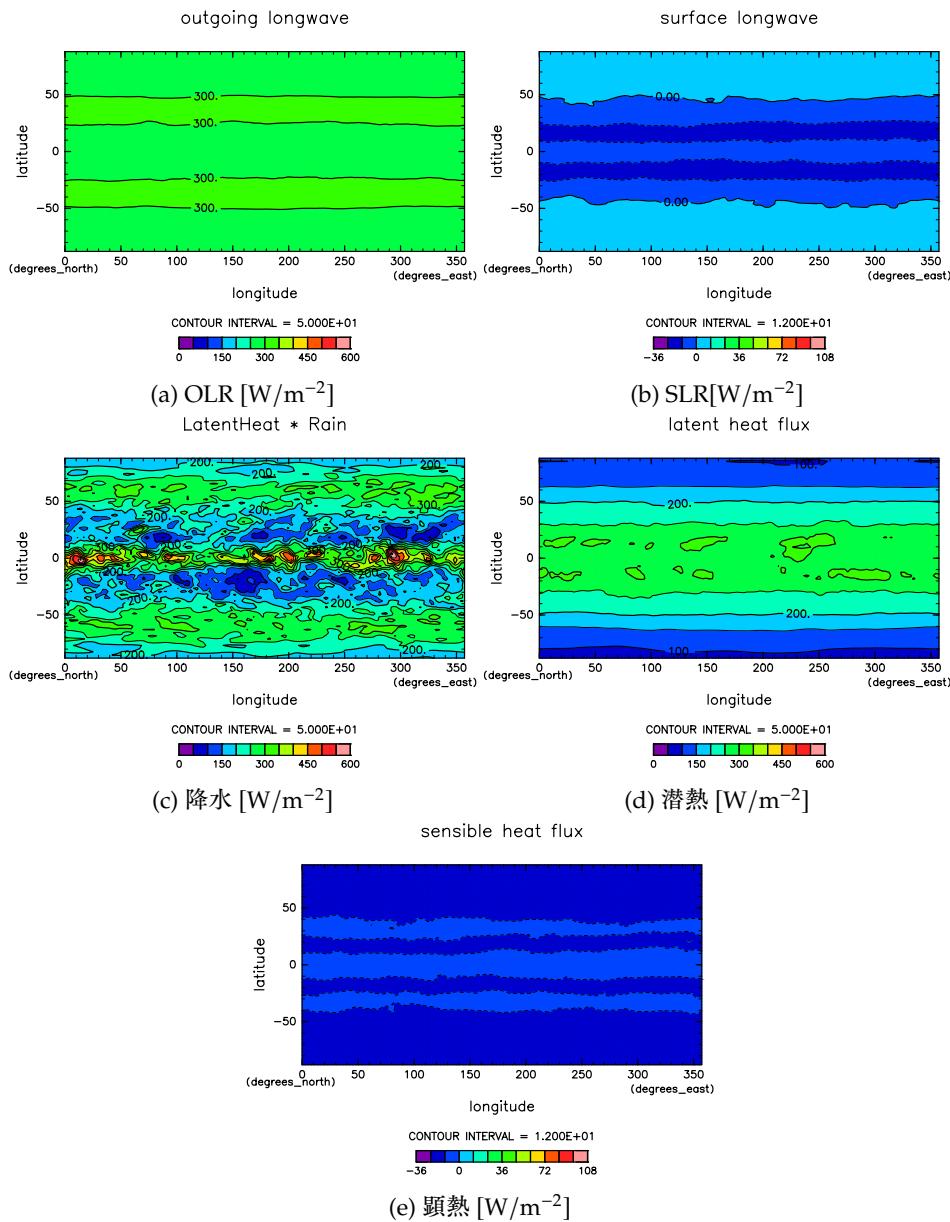


図 3.42: 実験 S1500nc のエネルギー フラックスの水平分布。図 3.41 と同様の図。

## 第4章 結論と今後の展望

非灰色3次元モデルを用いて数値実験を行い、太陽定数の増大に伴って南北熱輸送がどのようになるのかを調べた。

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、雲がある場合は  $S = 1600 \text{ W/m}^2$  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、太陽定数が大き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、太陽定数が大き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。

雲の時定数を0とした実験も行った。雲がない場合は、雲がある場合と比較して南北熱輸送が大きくなることがわかった。また、雲がある場合と同様に、太陽定数が大きくなると乾燥静的エネルギーの輸送が小さくなるが、それ以上に潜熱の輸送が大きくなることもわかった。そして、太陽定数が大きいときの潜熱輸送は、雲がない場合でも雲がある場合と同じく、移動性の擾乱によってもたらされることがわかった。

以上のことから、非灰色の大気であっても、太陽定数が大きくなると、乾燥静的エネルギーの南北輸送が小さくなるものの、それにもまして潜熱の輸送が大きくなることで南北差が小さくなる。そのため、3次元非灰色のモデルでも、平均入射フラックスがOLRの上限値を超えたときに、暴走温室状態になっていると定義することができる。

しかし、雲がない場合では  $S = 1500 \text{ W/m}^2$  より大きい太陽定数では計算を行っておらず、 $S = 1500 \text{ W/m}^2$  の場合でも平衡に達するのに十分な時間の積分を行っていない。したがって、雲がない設定で、より大きい太陽定数を用いて計算をしたり、積分期間を長くしたりしてさらに検討を重ねなければならないだろう。また、実験 S1800, S2000, S1500nc では、ジェットが大気上端に達しており、正しく大気の状態が表現されていない可能性があった。したがって、太陽定数が大きい場合には、鉛直層数を増やした計算をして、更に検討を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、地球流体電腦俱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。

# 付録 A 南北熱輸送料を計算するスクリプトの解説

この章では南北熱輸送を計算するスクリプトの解説を行う。

## A.1 潜熱輸送、乾燥静的エネルギー輸送、総熱輸送料を計算するスクリプト

まず、図 3.8 を作成するスクリプトについて解説する。

このスクリプトでは、実験データから、東西風、南北風、気温、地表面気圧、比湿、ジオポテンシャル高度を読み出し、それぞれの時刻ごとに以下の量を計算し、 $f_L, f_D, f_T$  の値をひとつの NetCDF ファイルとして書き出す。

$$f_D = \int_0^{2\pi} \int_0^1 (c_{pn}T + gz) \frac{p_s}{g} d\sigma a \cos \varphi d\varphi, \quad (\text{A.1})$$

$$f_L = \int_0^{2\pi} \int_0^1 Lq \frac{p_s}{g} d\sigma a \cos \varphi d\varphi, \quad (\text{A.2})$$

$$f_T = f_L + f_D. \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $T, z$  は時刻  $t$  の関数であるから、 $f_L, f_D, f_T$  も時刻の関数になる。 $f_L, f_D, f_T$  を時間平均したものを作成すれば、図 3.8 と同じ図が得られる。

## A.2 熱輸送の内訳を計算するスクリプト

図 3.9 や図 3.10、図 3.13 や図 3.12 などを作成するスクリプトについて解説する。

このスクリプトでは、実験データから 1 年分の東西風、南北風、気温、地表面気圧、比湿、ジオポテンシャル高度のデータを読み出す。そして、全ての格子点で、全ての時刻での  $c_{pn}T + gz, Lq, v$  の値を計算し、全ての座標において、それぞれの値の時間平均と東西平均を計算し、それぞれの偏差も計算する。そして、NetCDF ファイルに以下の値を格納する。

$$[\bar{v}][\bar{\sigma}] \quad (\text{A.4})$$

$$[\bar{x}^* \bar{v}^*] \quad (\text{A.5})$$

$$[\bar{x}' \bar{v}'] \quad (\text{A.6})$$

ここで、 $x$  は  $c_{pn}T + gz$  または  $Lq$  である。それぞれの値は、 $\sigma$  と  $\lambda$  の関数になっている。これを図にすれば図 3.12 のような図が得られる。

また、別の NetCDF ファイルに、今計算した 6 つの値を  $\sigma$  で積分したものを計算して書き出す。これらの値は  $\lambda$  のみの関数になっている。これを図にすれば図 3.9 のような図が得られる。

## 参考文献

- (1) 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.* 42, 2256–2266.
- (2) Ishiwatari, M., Takehiro, S., Nakajima, K., and Hayashi, Y.-Y. (2002). A Numerical Study on Appearance of the Runaway Greenhouse State of a Three-Dimensional Gray Atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 59, 3223–3238.
- (3) Keith, D. W. (1995). Meridional energy transport: uncertainty in zonal means. *Tellus* 47A, 30–44.
- (4) Ishiwatari, M., Noda, S., Nakajima, K., Takahashi, Y. O., Takehiro, S., and Hayashi, Y.-Y. 暴走温室状態の発生条件に関する大気大循環モデル実験, 日本地球惑星科学連合 2016 年大会, 2016.
- (5) Takahashi, Y. O., Kashimura, H., Takehiro, S., Ishiwatari, M., Noda, S., Odaka, M., Horinouchi, T., Hayashi, Y.-Y., and Group, D. D. DCPAM: planetary atmosphere model, GFD Dennou Club, 2018.
- (6) Toon, O. B., McKay, C. P., and Ackerman, T. P. (1989). Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.* 94, 16287–16301.
- (7) Mellor, G. L., and Yamada, T. (1982). Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.* 20, 851–875.
- (8) Moorthi, S., and Suarez, M. J. (1992). Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models. *Mon. Wea. Rev.* 120, 978–1002.
- (9) Manabe, S., J., S., and Stricker, R. (1965). Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Wea. Rev.* 93, 769–798.
- (10) Chou, M.-D., and Lee, K.-T. (1996). NOTES AND CORRESPONDENCE Parameterizations for the Absorption of Solar Radiation by Water Vapor and Ozone. *J. Atmos. Sci.* 53, 1203–1208.
- (11) Chou, M.-D., Suarez, M. J., Liang, X.-Z., and Yan, M. M.-I. (2001). A Thermal Infrared Radiation Parameterization for Atmospheric Studies. *NASA/TM* 19.
- (12) Chou, M.-D., and Kouvaris, L. (1991). Calculations of Transmission Functions in the Infrared CO<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> Bands. *J. Geophys. Res.* 96, 9003–9012.