

修士論文

地球型惑星における気候の惑星半径依存性 —ハビタビリティに関する検討—

北海道大学 理学院 宇宙理学専攻
惑星宇宙グループ 地球流体力学研究室

学籍番号: 20163068

梅内 紫芳

平成30年2月27日

要旨

近年、系外惑星と呼ばれる太陽以外の恒星の周りを回る惑星が次々と発見されている。その中には密度が地球と同程度であるため地球型惑星だと考えられる惑星も含まれている。また、数年内に打ち上げ予定の宇宙望遠鏡などによる観測では、系外惑星の大気特性（大気組成や温度の鉛直構造など）が明らかになると期待されている（Kaspi and Showman, 2015）。地球型系外惑星の大気の組成や構造が明らかになれば、惑星のハビタビリティに関して、気候的な観点での議論がより発展的なものになるだろう。惑星のハビタビリティを考える上で重要な液体の水の存在可能性を議論するためには、惑星表面の温度分布を知ることが重要である。温度分布が分かると、水が全て蒸発しているか惑星表面が全て氷に覆われているかが推定できるからである。系外惑星の場合、軌道パラメータ（公転軌道半径や離心率など）や物理的パラメータ（自転角速度や惑星半径など）の値の幅が広範囲であることが知られているため（<http://exoplanets.org/>）、それらにより特徴づけられる気候状態も惑星ごとに多様であると考えられる。したがって、系外惑星の気候を知る上ではそのパラメータ依存性を調べるということが重要であると考えられる。

系外惑星を想定した GCM 実験はこれまで数多くなされている。その多くは同期回転惑星やエキセントリックプラネットなど太陽系の惑星とは異なる特徴をもつ惑星に関するものであり、同期回転していない惑星（以降、非同期回転惑星と呼ぶ）に関するものは数少ない。非同期回転の地球型系外惑星の気候に関して多種類のパラメータ依存性を GCM 実験により調べた例として、Kaspi and Showman(2015) があげられる。彼らは非同期回転の地球型系外惑星の大気大循環に着目し、自転角速度や惑星半径、大気の光学的厚さ、大気質量などの 6 種類のパラメータの依存性を調べた。しかし彼らの実験では、放射スキームがかなり簡略化されたものである点や季節変化を考慮していない点で問題がある。また地球型惑星では陸域が存在する可能性があるにも関わらず、地形の有無を考慮した議論がされていない点も問題といえる。そこで本研究では、6 種類の中でも惑星半径の依存性実験に着目し、Kaspi and Showman(2015) の議論について検討することにした。惑星半径依存性に着目した理由は、自転角速度や大気の光学的厚さなどと違い惑星半径は直接観測で分かりやすいため、予め気候の惑星半径依存性を把握しておけば観測された系外惑星の気候を推測するのに有用であると考えからである。Kaspi and Showman(2015) の惑星半径依存性実験では、惑星半径が大きくなると南北熱輸送量は増加し、赤道-極間温度勾配は小さくなり赤道-極間温度差は大きくなるという結果になっていた。また彼らは赤道-極間温度差の惑星半径依存性には渦のスケールの変化が重要であると議論している。この結果に関する議論には不十分と思われる点がいくつかある。具体的には、南北熱輸送量のうち潜熱エネルギーや乾燥静的エネルギーそれぞれの輸送に関する記述や、南北熱輸送量の季節変化に関する記述がない点、温度分布を決める要因に関する説明が不足している点、地形の有無を考慮した議論がされてい

ないという点である。

本研究では惑星大気大循環モデル DCPAM を用いた数値実験により、ハビタビリティを考える上で重要な惑星表面の温度分布がどのようにして決まるのかを、大気大循環の惑星半径依存性に着目して調べた。本研究では3種類の惑星半径(2000, 6371, 20000 [km])に関して地形ありと地形なしの両方の場合について実験を行なった。なお、季節変化は考慮し、放射過程では地球放射スキームを用いた。これらの設定は Kaspi and Showman(2015) の問題点を解決するものである。以下が実験の結果である。惑星半径の増大に伴い南北熱輸送量は大きくなるという先行研究の実験結果のような単純な結果にはならなかった。赤道-極間温度差についても同様である。具体的には、惑星半径 2000 [km] と 6371 [km] の間では、惑星半径の増大に伴って熱輸送量は大きくなっているが、6371 [km] と 20000 [km] の間ではほぼ値に変化は見られなかった。以下は Kaspi and Showman(2015) の議論では不十分とした点について調べた結果である。熱輸送量の季節変化については、夏冬間ではピーク値に2倍程度差が生じることがわかったが、温度差では数 [K] 程度しか差はなく、温度分布を考える上ではそこまで重要な影響はないことがわかった。また、南北熱輸送量のうち乾燥静的エネルギーはハドレー循環による輸送が支配的であり、潜熱エネルギーは低緯度帯ではハドレー循環、中高緯度帯では傾圧不安定領域の渦による輸送が支配的であることがわかった。Kaspi and Showman(2015) で議論されていた渦の長さスケールに関しては、地表面気圧の水平分布から読み取ることによって検討し、渦の長さスケールと惑星半径との比が惑星半径の増大に伴い小さくなることが確かめられた。渦のスケールの減少によって熱輸送が効率的でなくなり南北温度差が大きくなることも確かめられた。地形あり実験からは、陸域面積よりも海域面積の方が大きい南半球では潜熱エネルギーの輸送が卓越し、陸域面積の方が大きい北半球では乾燥静的エネルギーの輸送が卓越することがわかった。また全輸送量を占める乾燥静的エネルギーの割合は、地形なしの場合より地形ありの場合の方が大きくなることがわかった。

熱輸送量の惑星半径依存性に関して、先行研究と本研究で得られた実験結果に差が生じている原因の理論的および定量的な評価については検証すべき点が多く、今後の課題とする。また、惑星表面の温度分布が決まる仕組みを理解するためには以下のような課題が残る。本研究では、惑星半径の変化によるハドレー循環の大きさや渦の大きさの変化が、ハビタビリティを議論するために重要な温度分布やそれを決める熱輸送にどの程度影響を及ぼすのか、ということに関する定量的な評価は行っていない。渦1個あたりの熱輸送量やそのサイズ依存性、ハドレー循環の緯度幅と熱輸送量の相関などを調べれば定量的な議論が可能となるだろう。また、惑星半径とともに重力も変化する場合など、一つのパラメータ依存性のみではなくパラメータ間の相互作用による影響を調べることができれば、温度分布が決まる仕組みに関してさらなる理解に迫れるだろう。

目次

1	はじめに	1
2	モデルの説明と計算設定	5
2.1	惑星大気大循環モデル DCPAM の説明	5
2.1.1	座標系の取り方	5
2.1.2	力学過程の支配方程式系	5
2.1.3	物理過程	7
2.1.4	離散化の方法	7
2.2	モデルの妥当性	7
2.3	計算設定	9
2.4	計算結果の評価方法	11
3	結果	12
3.1	南北熱輸送量の惑星半径依存性	12
3.1.1	南北熱輸送量 (年平均) の惑星半径依存性	12
3.1.2	南北熱輸送量の季節変化	18
3.2	赤道-極間温度差の惑星半径依存性	26
3.3	熱輸送量に対する地形の有無の影響	30
3.4	空間分解能による結果の違い	41
4	考察	43
5	まとめ	44

謝辭	45
參考文獻	45

1 はじめに

近年, 系外惑星と呼ばれる太陽以外の恒星の周りを回る惑星が次々と発見されている。中には, 密度が地球と同程度である地球型の系外惑星が発見されたり, スーパーアースという地球の数倍の質量と半径を持つ惑星の中にも地球型の惑星と思われるものも発見されてきている。また, 地球型系外惑星の発見数が増えるに従って, それらの惑星の軌道パラメータ (公転軌道半径や離心率など) や物理的パラメータ (惑星半径, 自転角速度, 大気質量など) の値の幅が広範囲であることもわかってきた。例えば, 図 1.1 を見ると, 地球の密度 $5 \text{ [g cm}^{-3}\text{]}$ と同程度の密度をもつ惑星は, 惑星半径で見ると 0.08 から 1.5 [木星半径] すなわち 5 から 10 [$\times 10^3 \text{ km}$], という太陽系にはない大きさの地球型惑星まで非常に広範囲に分布していることがわかる。こうして地球型系外惑星が多種多様に存在することがわかり, 観測技術の発展も相まって, それまで調べられなかった系外惑星の大気に関する研究が行われ始めている。例えば, 近年打ち上げ予定の宇宙望遠鏡 JWST や CHEOPS, 地上望遠鏡の TMT や E-ELT による分光観測などによって, 系外惑星の大気特性 (温度の鉛直プロファイルや大気組成, 大気構造など) は近い将来明らかになるだろうと期待されている。そのような背景と同時に, 近年では多種多様な地球型系外惑星におけるハビタビリティ (生命存在可能性) についても注目されるようになった。ハビタビリティについて議論する上での一つの視点として, 液体の水が存在するかどうかという点が重要視されている。なぜなら, 生命の起源は依然として大きな謎ではあるが, 惑星表面に海すなわち液体の水が存在すれば少なくとも原始的な生命は誕生し得るのではないかと考えられているからである。液体の水が存在するためには, 十分な量の大気を保持することで, 暴走温室状態となって海が蒸発して無くなったり全球凍結状態となって海が凍結したりしない程度の, 温室効果を保っている必要がある。温室効果によって大気中の気温が上昇し続けてしまう暴走温室状態や, 惑星表面が全て氷雪に覆われてしまう全球凍結状態になってしまうかどうかは, 赤道-極間温度差や 3 次元水蒸気分布に大きく依存していることがわかっている [23]。全球的な大気中の温度分布や水蒸気分布は, 全球的な大気の運動すなわち大気大循環を調べれば知ることができる。つまり, 大気大循環を調べればその惑星の気候状態を知ることができ, 液体の水の存在可能性およびハビタビリティについて議論することができるということである。しかし, 地球型系外惑星を対象とした, 大気大循環に関する研究およびそれをもとにしたハビタビリティに関する議論はまだあまり多くされてはいない。

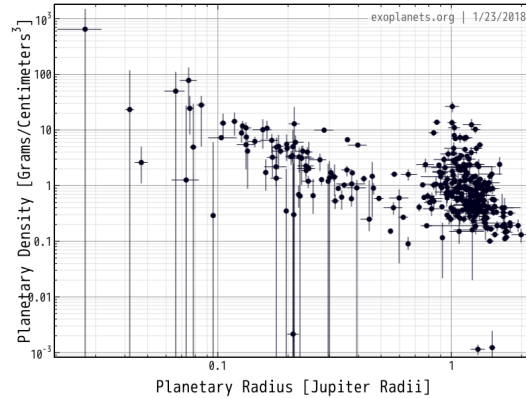


図 1.1: Exoplanet Orbital Database[10] による, 発見されている系外惑星の惑星半径-惑星密度 個数分布 (2018/01/23 時点). 横軸は惑星半径で単位は木星半径, 縦軸は惑星密度 [g cm^{-3}] である.

先述のように, 地球型系外惑星の軌道パラメータや物理的パラメータの値が広範囲に及ぶということは, それらパラメータによって特徴づけられる大気大循環も惑星ごとに多様であるということを示している. そこで, 惑星の大気大循環は軌道・物理的パラメータの影響をどのように受けているのかということについて GCM を用いた数値実験によって調べたのが Kaspi and Showman(2015)[12] である. GCM とは, General Circulation Model の略記で大気大循環モデルのことである. GCM は, 運動方程式で表される風の変化から気温・水蒸気・オゾンといった物質や物理量の輸送, 放射・対流・潜熱放出・地面とのエネルギー交換, 大気の内エネルギーの変化, 空気塊上昇や風速の変化へと変換される大気加熱などを計算する数値モデルである. 系外惑星の大気大循環を表現する場合には, その多様性や観測データの少なさを考慮すると GCM を用いて数値実験を行うのが有用だといえるだろう. Kaspi and Showman(2015) では地球型系外惑星の中でも, 地球と同様の非同期回転している惑星を想定して GCM 実験をしている. その理由としては, 同期回転惑星や自転速度の遅い惑星に関する実験は既に行われているが, 非同期回転惑星についてはまだあまり探られていないからであると述べている. Kaspi and Showman(2015) で大気大循環に対する依存性を調べられていたパラメータは, 自転角速度や惑星半径, 恒星フラックス, 大気の光学的厚さ, 大気質量, 惑星平均密度の 6 種類である. その中でも本論では惑星半径依存性実験に着目して議論を進めていく.

Kaspi and Showman(2015) の惑星半径依存性実験では木星半径のおよそ 0.01 から 1 倍, すなわち 10^3 - 5×10^4 [km] の範囲で惑星半径を変化させて実験を行なっている. その実験結果として, 惑星半径が大きくなると南北熱輸送量が増加するということが述べられていた (図 1.2(a)). それによって赤道-極間温度勾配は小さくなると述べられている (図 1.2(b) 赤点). また, 惑星半径が大きくなると典型的な渦の長さスケールが惑星半径と比較して小さくなるため, 渦による熱輸送の効果は小さく

なり, 赤道-極間温度差は大きくなると述べられている (図 1.2(b) 青点). 以上が実験から得られた結果であるとしているが, これでは大気大循環の惑星半径依存性について十分な議論とはいえない. 不十分と思われる点は以下の通りである. まず, 南北熱輸送量についてあまり詳細な議論がされていないという点である. 熱輸送は潜熱エネルギー成分と乾燥静的エネルギー成分に分けられ, さらに平均成分や擾乱成分にも分けられる. それらのうちどの成分が最も効いているか, 最も寄与の大きい成分は緯度帯ごとに異なるのか等の詳細な特徴がわからない. もちろんそれらの特徴が惑星半径が異なることによってどのように変化するかという議論もされていない. また, Kaspi and Showman(2015) の実験では, 軌道傾斜と離心率は無視しているため季節変化がなく, 南北熱輸送や赤道-極間温度差については年平均量として結果を評価している. 年平均量というのは必ずしも実際の気候状態を反映しているものではない. 例えば, 夏は極端に気温が高く冬は極端に気温が低い場合でも, 年平均量で評価してしまうと一年を通して中庸な気温であるように見えてしまう. それだと気候状態を正確に評価しているとはいえず, ハビタビリティに関しても正確な議論ができない. つぎに, 赤道-極間温度差が惑星半径の違いによって変化する根拠についての説明が足りないという点である. Kaspi and Showman(2015) では赤道-極間温度差の大小には渦の長さスケールが関与していると述べられているが, 惑星半径が違えば渦の長さスケールがどの程度変わるのか, そしてそれがどの程度温度差に影響しているのかという点については特に説明されていない. 最後に, 地形の有無が及ぼす熱輸送への影響について言及されていないということである. Kaspi and Showman(2015) の実験では水惑星設定の計算を行なっているので, 地形の効果は全く考慮されていない. 実際の地球型系外惑星では陸がある可能性もあるので, 熱輸送への地形の影響も考える必要がある.

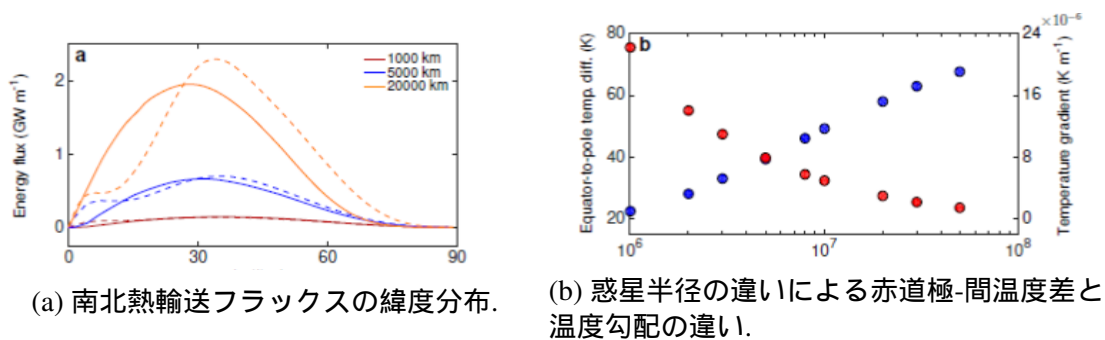


図 1.2: Kaspi and Showman(2015) の惑星半径依存性実験の結果. (a) 南北熱輸送フラックスの緯度分布. 横軸は緯度 [deg], 縦軸はエネルギーフラックス [GW m^{-1}]. 赤線, 青線, 黄線はそれぞれ惑星半径 1000, 5000, 20000 [km] の熱輸送フラックス. 実線は湿潤静的エネルギー, 破線は乾燥静的エネルギーを示す. (b) 各惑星半径での赤道-極間の温度差 [K] (青点) と平均温度勾配 [K m^{-1}] (赤点) をプロットしたもの. 横軸は惑星半径 [m].

本研究では、惑星のハビタビリティを考える上で重要な惑星表面の温度分布がどのようにして決まるのかを知ることを目的として、GCMを用いた実験により惑星の大気大循環の惑星半径依存性について調べた。本研究で用いたモデルは惑星大気大循環モデル DCPAM [7] である。まずは用いたモデルが異なっても、Kaspi and Showman(2015) と同じような結果が得られるかどうか調べた。その上で、上記の Kaspi and Showman(2015) での議論だけでは不十分と思われる点について詳細に調べることで、ハビタビリティについてより信頼度の高い議論ができるよう試みた。具体的には、南北熱輸送量に含まれる成分の内訳とその特徴、惑星半径の違いによるその変化と原因について調べた。南北熱輸送量や赤道-極間温度差に関しては、年平均量だけではなく季節変化についても調べた。また、実際に渦の長さスケールを確かめることで Kaspi and Showman(2015) の議論の裏付けとなる説明を試みた。なお、渦を表現するには十分な空間分解能が必要であったため、分解能の違いによる結果の違いについても調べた。さらに、地形がある設定と無い設定の両方の計算を行い、地形の有無による熱輸送の変化を調べた。

第2章では本研究で用いた惑星大気大循環モデル DCPAM の説明と実験での計算設定について説明し、第3章ではその実験結果をまとめた。第4章では実験結果を踏まえて残された課題を述べる。

2 モデルの説明と計算設定

本章では、本研究で用いた惑星大気大循環モデル DCPAM について説明する。DCPAM を用いた実験での計算設定と、計算結果の評価方法についてもここで説明する。

2.1 惑星大気大循環モデル DCPAM の説明

ここでは、惑星大気大循環モデル DCPAM について説明する。DCPAM とは Dennou-Club Planetary Atmospheric Model の略記で、3次元球面上のプリミティブ方程式系に従う大気の大循環を計算する数値モデルである。DCPAM は地球流体電脳倶楽部 [24] によって開発されており、本研究では DCPAM5(20160612 版) を用いた (現最新版は 20170306 版である)。DCPAM での計算は大まかに力学過程と物理過程に分かれている。力学過程では流体力学の基礎方程式を用いて物質の移流などを扱い、物理過程では放射過程などを扱っている。本節では、DCPAM における座標系の取り方や離散化の方法、力学過程の支配方程式系を紹介する。

2.1.1 座標系の取り方

DCPAM で用いられている座標系は、水平方向には緯度 φ と経度 λ 、鉛直方向には気圧 $p(\varphi, \lambda, z)$ を惑星表面気圧 $p_s(\varphi, \lambda)$ で規格化した $\sigma = p/p_s$ をとっている。

2.1.2 力学過程の支配方程式系

大気大循環は、静力学平衡を仮定したプリミティブ方程式系を用いて記述される。DCPAM の力学過程は、流体力学の基礎方程式系に対して、回転系への変換、球座標への変換、静力学平衡近似および薄い球殻近似、 z 座標から σ 座標への変換を施すことにより得られる、以下の支配方程式系に従う。導出方法やその他詳細については DCPAM のドキュメント [8] を参照してほしい。

- 連続の式

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

- 静水圧の式

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

- 運動方程式

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

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

- 熱力学の式

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

- 水蒸気の式

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

なお、鉛直流に関する境界条件は、

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{at} \quad \sigma = 0, 1 \quad (2.7)$$

である。

DCPAM で用いられている定数は、惑星半径 a [m], 乾燥大気的气体定数 R [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$], 乾燥大気の定圧比熱 C_p [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$], コリオリパラメータ f [s^{-1}], 水蒸気分子量比 ϵ_v である。DCPAM で用いられている独立変数は、緯度 φ [deg.], 経度 λ [deg.], 鉛直座標 $\sigma \equiv p/p_s$, 時間 t [s] である。時間発展を計算する予報変数は、 $\pi(\varphi, \lambda) \equiv \ln p_s$, 気温 $T(\varphi, \lambda, \sigma)$ [K], 比湿 $q(\varphi, \lambda, \sigma)$ [kg kg^{-1}], 渦度 $\zeta(\varphi, \lambda, \sigma)$ [s^{-1}], 発散 $D(\varphi, \lambda, \sigma)$ である。その他の変数, 例えば, ジオポテンシャル高度 $\Phi \equiv gz$ [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] や, 渦度・発散・熱・水蒸気の水平拡散とスポンジ層における散逸 \mathcal{D} , 摩擦熱 $\mathcal{D}'_{\square}(\varphi, \lambda, \sigma)$ などは, 各時間ステップで診断的に求められる。

2.1.3 物理過程

力学過程の支配方程式系における D や Q で示される粘性項や非断熱加熱項は、様々な物理過程を考慮して計算されている。ここではその概要を述べる。放射過程は地球大気用放射モデルを用いている。長波放射では Chou et al. (2001) [6] のスキームに従い、 H_2O , CO_2 , O_3 , 雲による吸収が考慮され、短波放射では Chou and Lee (1996) [4] や Chou et al. (1998) [5] のスキームに従い、 H_2O , O_3 , 雲による吸収・散乱、レイリー散乱が考慮されている。乱流混合の評価には、Mellor and Yamada (1982)[18] の level 2.5 が用いられている。惑星表面フラックスの評価には Beljaars and Holtlag (1991)[2] が用いられている。積雲パラメタリゼーションには、Moorthi and Suarez (1992)[19] の Relaxed Arakawa-Schubert スキームに氷相を考慮して用いられている。降水過程では大規模凝結の評価は Manabe et al. (1965)[13] に従って考慮されている。雲モデルでは雲水の移流と雲氷は無視している。また、雲の生成は水蒸気の凝結によって生じ、設定した雲の消滅時間が経過することで降水となり、降水は最下層温度に応じて雪となると仮定している。雨から雪になる際の潜熱は無視している。なお、雲量は 1 と仮定している。土壌水分量の決定には Manabe et al. (1965)[13] のバケツモデルが用いられている。

2.1.4 離散化の方法

離散化には、水平方向にはスペクトル変換法を (Bourke (1988)[3]), 鉛直方向には Arakawa and Suarez (1983)[1] の差分法を、時間方向にはセミインプリシット法(力学過程)と陽解法・陰解法(物理過程)を用いている。

2.2 モデルの妥当性

DCPAM を用いた地球設定での計算結果を実際の地球での観測値と比較することにより、本研究で用いる数値モデルの妥当性を検証する。ここでは、ヨーロッパ中期気象予報センター (ECMWF) が提供している ERA40[9] の再解析データを観測値として用いた。提供されている ERA40 再解析データのうち、6 時間積分値の 1 ヶ月平均値のデータを取得して 40 年分平均し、平年値として扱う。また、ここで用いた DCPAM のデータは水平解像度 T42L26, 時間解像度 12 分の設定で計算して得られたものである。図 2.1 のうち、左半分の図は ERA40 再解析データを 40 年平均および東西平均した東西風速と温度の緯度分布である。右半分は DCPAM による計算で得られた、年平均および東西平均した東西風速と温度の緯度分布である。東西風速の緯度分布に着目すると、赤道付近と極付近では東風が、中高緯度域では広

く西風が分布しており、地球の貿易風や偏西風を表現できている。また、中高緯度域の圧力高度 200 ミリバール付近では特に強い西風が分布しており、対流圏上層におけるジェット気流も表現できている。温度の緯度分布に着目すると、高高度・高緯度になるにしたがって温度が小さくなっていく分布になる点が表現できている。さらに、東西風速と温度の分布両方に共通する点として、地形の効果等による南北半球間の非対称性が表現できていることがわかる。したがって DCPAM の計算結果は概ね地球の気候をよく表現できているといえる。

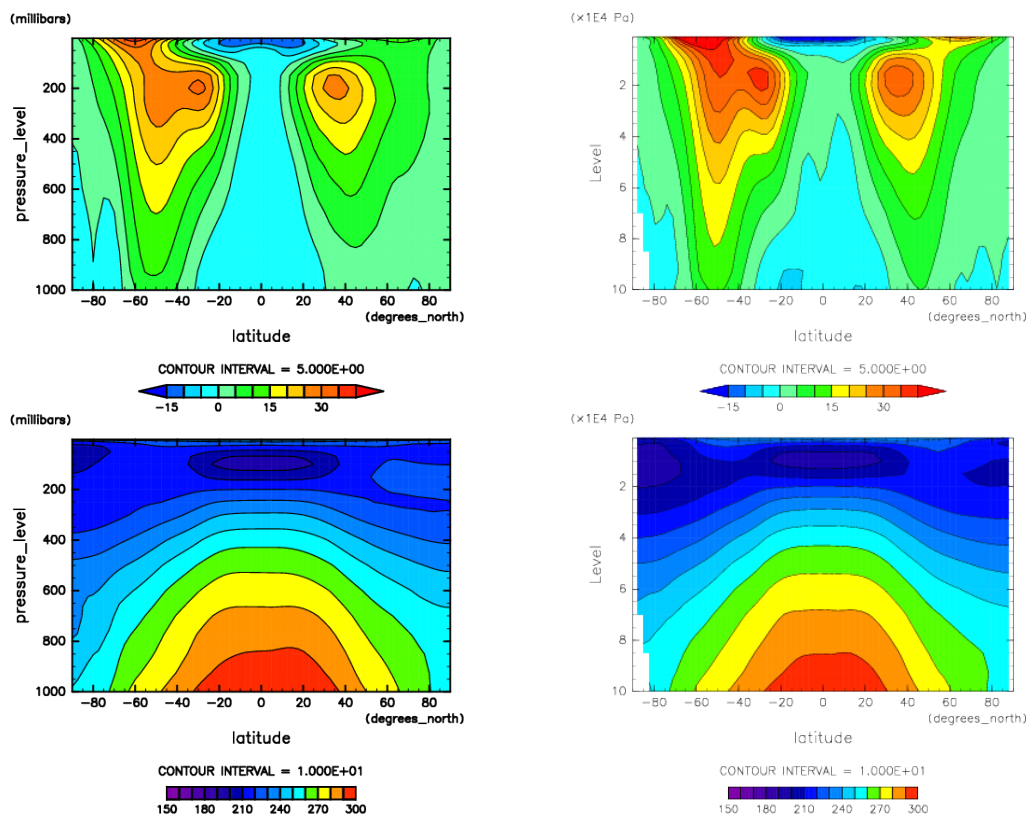


図 2.1: ERA40 再解析データおよび DCPAM 計算結果の、年平均・東西平均した東西風速 $[m s^{-1}]$ と温度 $[K]$ の緯度・圧力高度分布. 上段が東西風速の緯度分布で、等値線間隔は $5[m s^{-1}]$. 下段が温度の緯度分布で、等値線間隔は $10[K]$. 左半分が ERA40 再解析データ, 右半分が DCPAM の計算結果である.

2.3 計算設定

本研究では, 地球設定と swamp 設定の大まかに 2 種類の設定で数値実験を行った. さらにそれぞれの設定で, 惑星半径 (定数) を変えた実験を行い, 大気大循環の惑星半径依存性を調べた. ここでは 2000, 6371(地球半径), 20000 [km] の 3 種類の惑星半径について実験を行った.

地球設定の場合は, 地形や海表面温度分布, オゾン分布等を予め与えて計算を行う (図 2.2). 一方 swamp 設定の場合は, 海洋の熱容量を 0 と仮定して熱バランスから海表面温度を計算する設定であり, 地球設定の場合のように地表面データは与えずに計算する. 初期条件は 280 [K] の等温静止大気である. 以上が大まかな設定の違いで, その他の設定内容については以下にまとめる.

- 共通設定

- 空間解像度

- * 惑星半径 2000 [km] : T21L26
- * 惑星半径 6371 [km] : T21L26
- * 惑星半径 20000 [km] : T21L26, T42L26

- 時間解像度: 15 分

- 積分時間: 5 年

- 地球設定での使用データ

- 地形: ETOPO1[20] による地形データの平均
- 土地利用: Matthews(1983[15], 1984[16], 1985[17]) の補間データ
- 海表面温度分布: AMIP II[21] 境界値の気候値の平均
- 海氷面密度分布: AMIP II[21] 境界値の気候値の平均
- オゾン分布: CMIP5[22] 設定値の気候値の東西平均

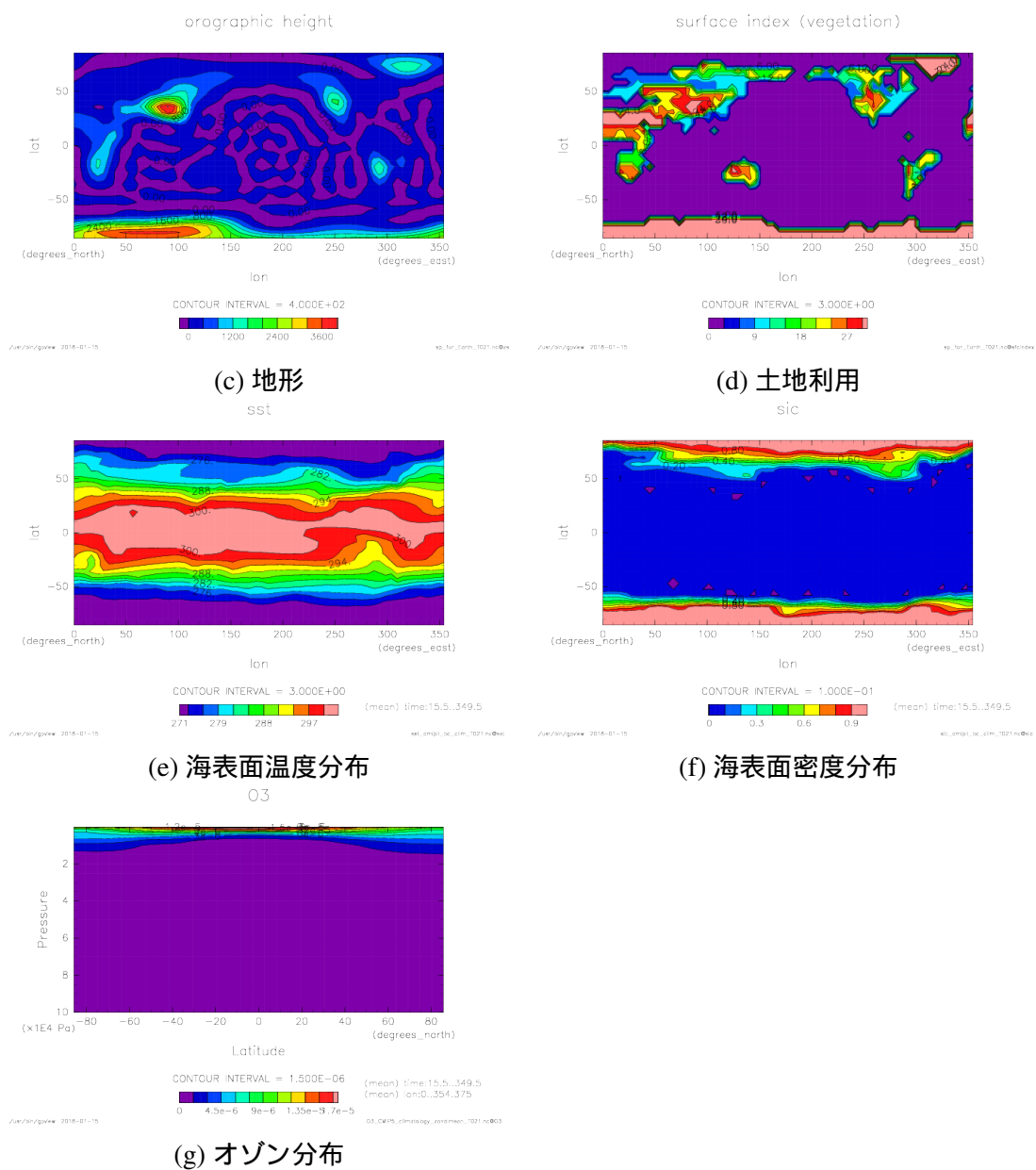


図 2.2: DCPAM を用いた地球設定の数値実験で使用したデータ (水平解像度 T21). (a) 地形, 等値線間隔は 4.0×10^2 [m] (b) 土地利用, 等値線間隔は 3.0 (c) 海水面温度分布, 等値線間隔は 3.0 [K] (d) 海水面密度分布, 等値線間隔は 1.0×10^{-1} (e) オゾン分布, 等値線間隔は 1.5×10^{-6} である.

2.4 計算結果の評価方法

本研究では, 前節で示した異なる設定での計算結果について, 南北熱輸送量に着目して評価していく. ここでの熱輸送量とは, 湿潤静的エネルギー S を惑星表面から大気上端まで鉛直積分した量のことである [14]. S は次式で示すように顕熱 $C_p T$ とポテンシャルエネルギー gz , 潜熱エネルギー Leq の和として定義する (C_p は乾燥定圧比熱, T は温度, Le は水の蒸発潜熱, q は比湿.). また $C_p T + gz$ の量を乾燥静的エネルギーと呼ぶ.

$$S = C_p T + gz + Leq. \quad (2.8)$$

さらに本研究では, 南北熱輸送について Kaspi and Showman(2015) でなされているよりも詳細な議論をするために, S を時間平均・東西平均した子午面循環成分と, 停滞性擾乱成分 (東西平均場からの擾乱成分), 定常擾乱成分 (時間平均場からの擾乱成分) に分ける.

$$\langle [\overline{Sv}] \rangle = \langle [\overline{S}] [\overline{v}] \rangle + \langle [\overline{S^*} \overline{v^*}] \rangle + \langle [\overline{S'v'}] \rangle. \quad (2.9)$$

ここで, v は南北風速, 上線 $\overline{\quad}$ と上付添字 $'$ はそれぞれ時間平均とそのずれ, $[\quad]$ と上付添字 $*$ はそれぞれ東西平均とそのずれ, $\langle \rangle$ は鉛直平均を表す.

3 結果

本章では, 前章で示した設定の実験で得られた結果について, 南北熱輸送とのはたらきによる赤道-極間温度差に着目して Kaspi and Showman(2015) での議論の検証をしていく.

3.1 南北熱輸送量の惑星半径依存性

ここでは, 惑星半径の異なる 3 種類の swamp 設定計算の結果を比較することにより, 南北熱輸送量の惑星半径依存性について議論する. なお, 惑星半径 20000 [km] の場合のみ T21 ではなく T42 の計算結果を用いた. その理由については本論文 3.4 節で説明しているので参照してほしい. 以下では南北熱輸送を成分ごとに分けてそれらの詳細な特徴を見ていく. またそのような特徴になる理由についても循環場の物理量を調べることにより考察する. まずは年平均量について述べ, その後に季節変化を確認する.

3.1.1 南北熱輸送量 (年平均) の惑星半径依存性

図 3.1 で示す南北熱輸送の全輸送量を見ると, 惑星半径 2000 [km] でのピーク値はおよそ 0.6×10^8 [W/m], 6371 [km] と 20000 [km] では 1.6×10^8 [W/m] とほぼ同じ値となっており (図 3.1 赤線), 惑星半径の増大に伴って熱輸送量が大きくなるという Kaspi and Showman(2015) のような単純な結果にはなっていない. 各実験で共通する大まかな特徴としては, 北半球では北向きで南半球では南向きに熱輸送が起こり, 輸送される量は緯度 20 度から 40 度付近で最も多く, それよりも低緯度および高緯度になるにつれて少なくなっている.

また, 図 3.2 で示す通り, 全輸送量に含まれる潜熱エネルギー成分および乾燥静的エネルギー成分の輸送量も, 全輸送量の場合と同様の傾向になっていることがわかる. ただし, 乾燥静的エネルギーはどの緯度帯でも極向きの輸送のみであるのに対し, 潜熱エネルギーは緯度 0 度から 20 度の緯度帯では赤道向きの輸送, 20 度より高緯度では極向きの輸送となっていることがわかる. この違いは, それぞれの輸送において支配的となる成分が異なるからである. まず乾燥静的エネルギー成分の輸送においては, 子午面循環成分 (青線) が支配的であり渦による輸送 (黄線) はほぼないことがわかる. つまり乾燥静的エネルギー成分は, 図 3.3 の質量流線関数の緯度分布として示される, ハドレー循環によって輸送されているということである. その理論的根拠についてはまだわかっておらず, 現在調査中である. ハドレー循環

の緯度幅は、2000 [km] と 6371 [km] の間では惑星半径の増大に伴って狭くなっているが、6371 [km] と 20000 [km] の間ではあまり差がない。ハドレー循環の緯度幅は、理論的には $(\Omega a)^{-1}$ に比例する [11] ため惑星半径 a の増大に伴って狭くなるはずである (自転角速度 Ω は一定)。実験結果と理論値に差が生じる原因についてはまだよくわかっておらず、現在調査中である。つぎに潜熱エネルギー成分の輸送においては、子午面循環と渦の両方による輸送が起こっているが、どちらが効果的となるかは緯度帯によって異なっていることがわかる。具体的には、低緯度帯では子午面循環による輸送 (青線)、中高緯度帯では渦による輸送 (黄線) が効果的となっている。つまり潜熱エネルギーの熱輸送は、低緯度帯では乾燥静的エネルギーの場合と同様ハドレー循環に、中高緯度帯では傾圧不安定での渦 (図 3.3 右図) によって輸送されているということである。ハドレー循環と傾圧不安定の渦によって潜熱エネルギーが輸送された結果として、図 3.4 の降水フラックスの緯度分布を見てみると、ハドレー循環の収束域である赤道付近と傾圧不安定の渦が生じる中高緯度帯で降水が多くなっていることがわかる。惑星半径が小さい場合に中高緯度での降水分布域が極側へ移動するのは、図 3.3 の地表面気圧の水平分布を見てわかる通り、渦の長さスケールが大きくなることで高緯度側へ効率的に潜熱エネルギーを運ぶことができるためであると考えられる。

以上が年平均した場合の南北熱輸送の特徴である。惑星半径が大きくなるほど熱輸送量が大きくなるという、Kaspi and Showman(2015) のような単純な傾向の結果は得られなかった。南北熱輸送に含まれる各成分の緯度分布の特徴については、惑星半径が異なることではあまり変化がないことがわかった。また、南北熱輸送のはたらきによって決まる地表面温度の水平分布 (図 3.4 左) を見ると、惑星半径が異なると南北方向の温度勾配や温度差が異なることがわかったが、その程度や理由については 3.2 節で Kaspi and Showman(2015) の議論に沿って検討する。

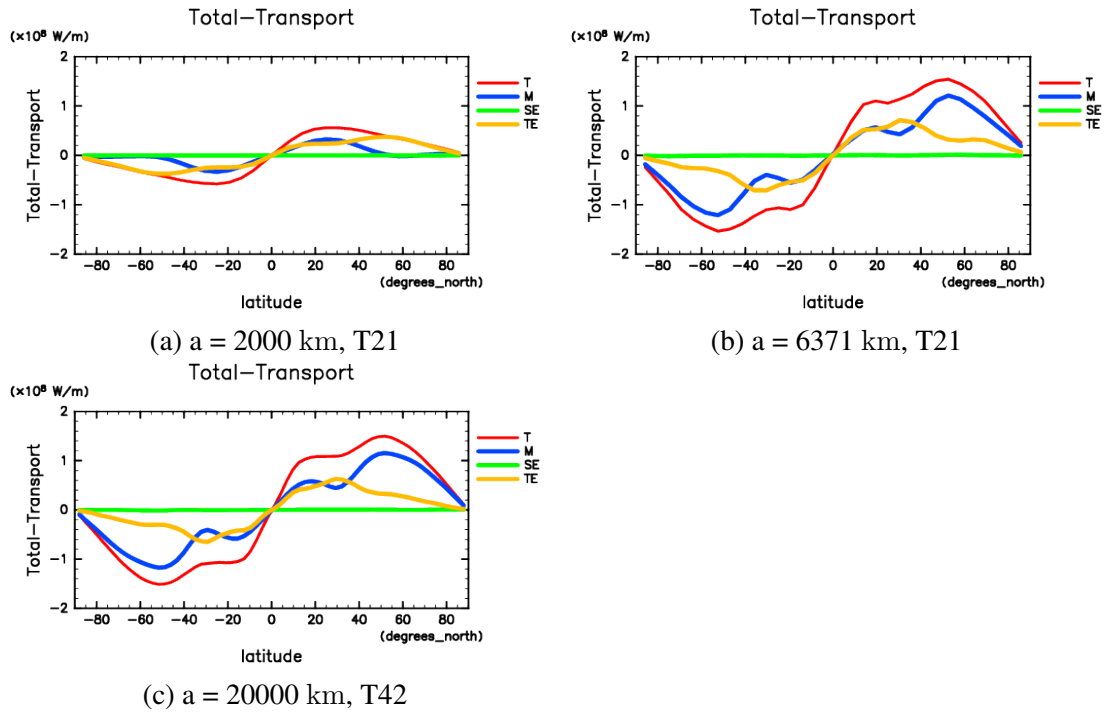


図 3.1: swamp 設定での DCPAM による計算結果から得られる, 南北熱輸送量 [W] の緯度分布 (年平均). 赤線は全輸送量 $\langle [\overline{Sv}] \rangle$ であり, 青線は東西・時間平均子午面循環 $\langle [\overline{S}] [\overline{v}] \rangle$, 緑線は停滞性擾乱 $\langle [\overline{S^*} \overline{v^*}] \rangle$, 黄線は非定常擾乱 $\langle [\overline{S'v'}] \rangle$ である.

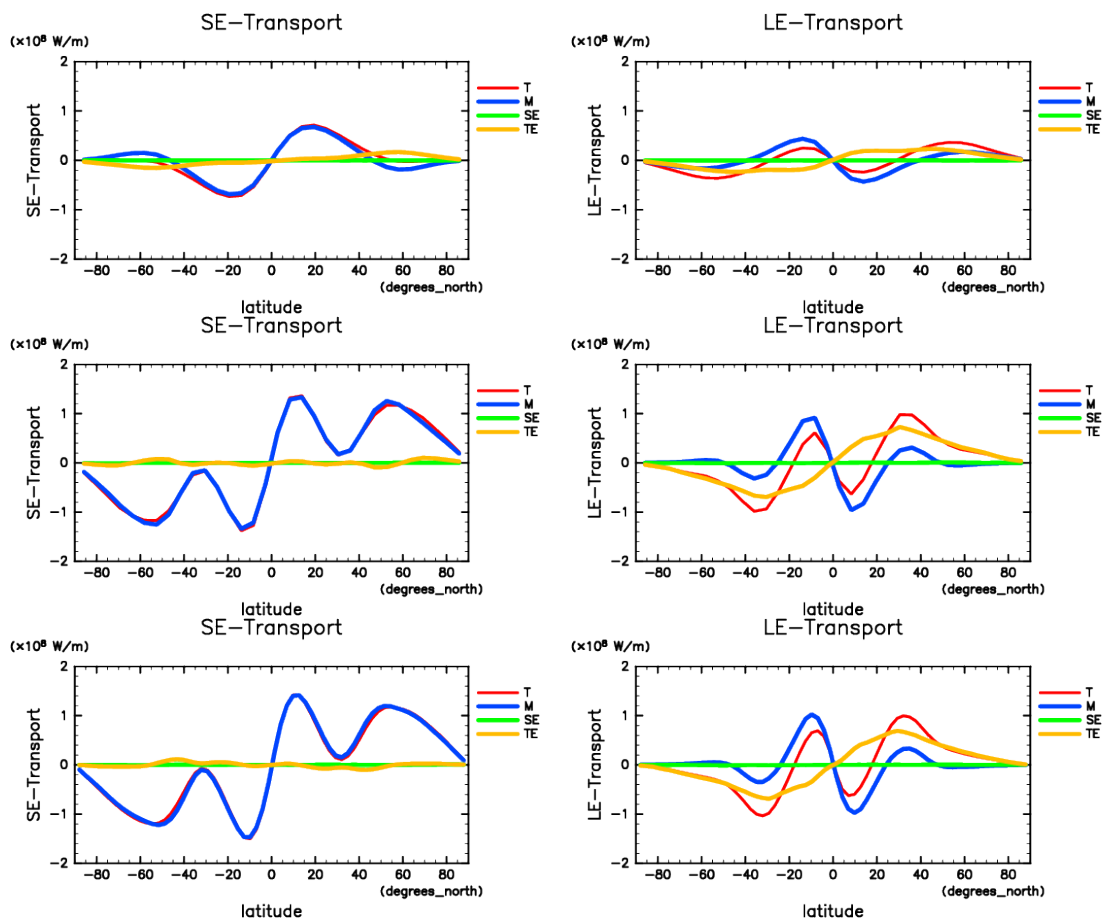


図 3.2: swamp 設定での DCPAM による計算結果から得られる南北熱輸送量 [W] (図 3.1) のうち, 乾燥静的エネルギーの成分と潜熱エネルギーの成分に分けたそれぞれの緯度分布. 左半分は乾燥静的エネルギー, 右半分は潜熱エネルギーの緯度分布である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

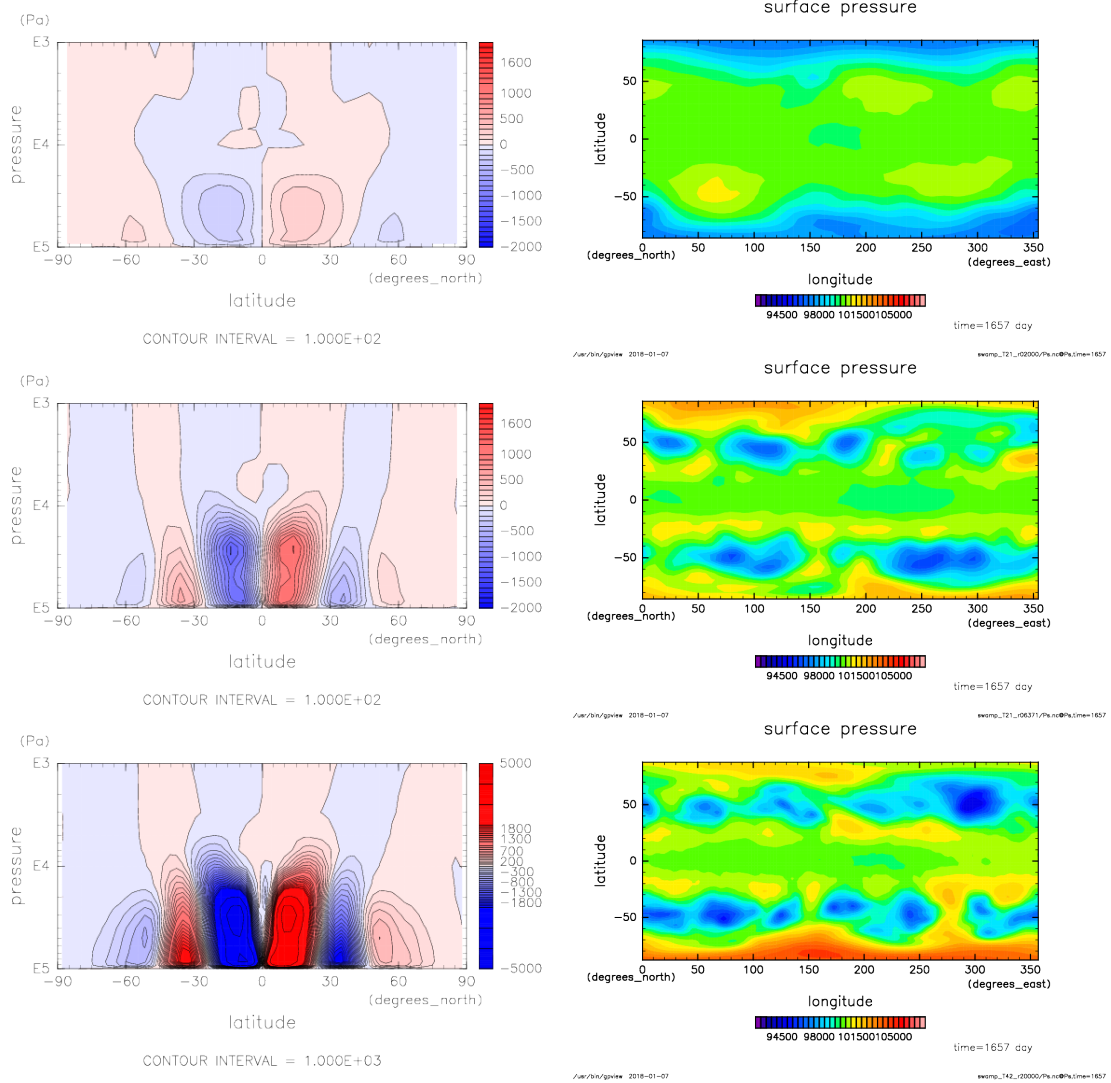


図 3.3: swamp 設定計算での質量流線関数 [10^7kg s^{-1}] の緯度分布 (左) と swamp 設定計算による各惑星半径ごとの地表面気圧 [Pa] の水平分布. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 質量流線関数の図の等値線間隔は $100 [\times 10^7 \text{kg s}^{-1}]$ である. ただし, 惑星半径 20000 [km] の場合のみ, $2000 [\times 10^7 \text{kg s}^{-1}]$ 以上の等値線は $1000 [\times 10^7 \text{kg s}^{-1}]$ 間隔である. 地表面気圧の等値線間隔は 500 [Pa] である.

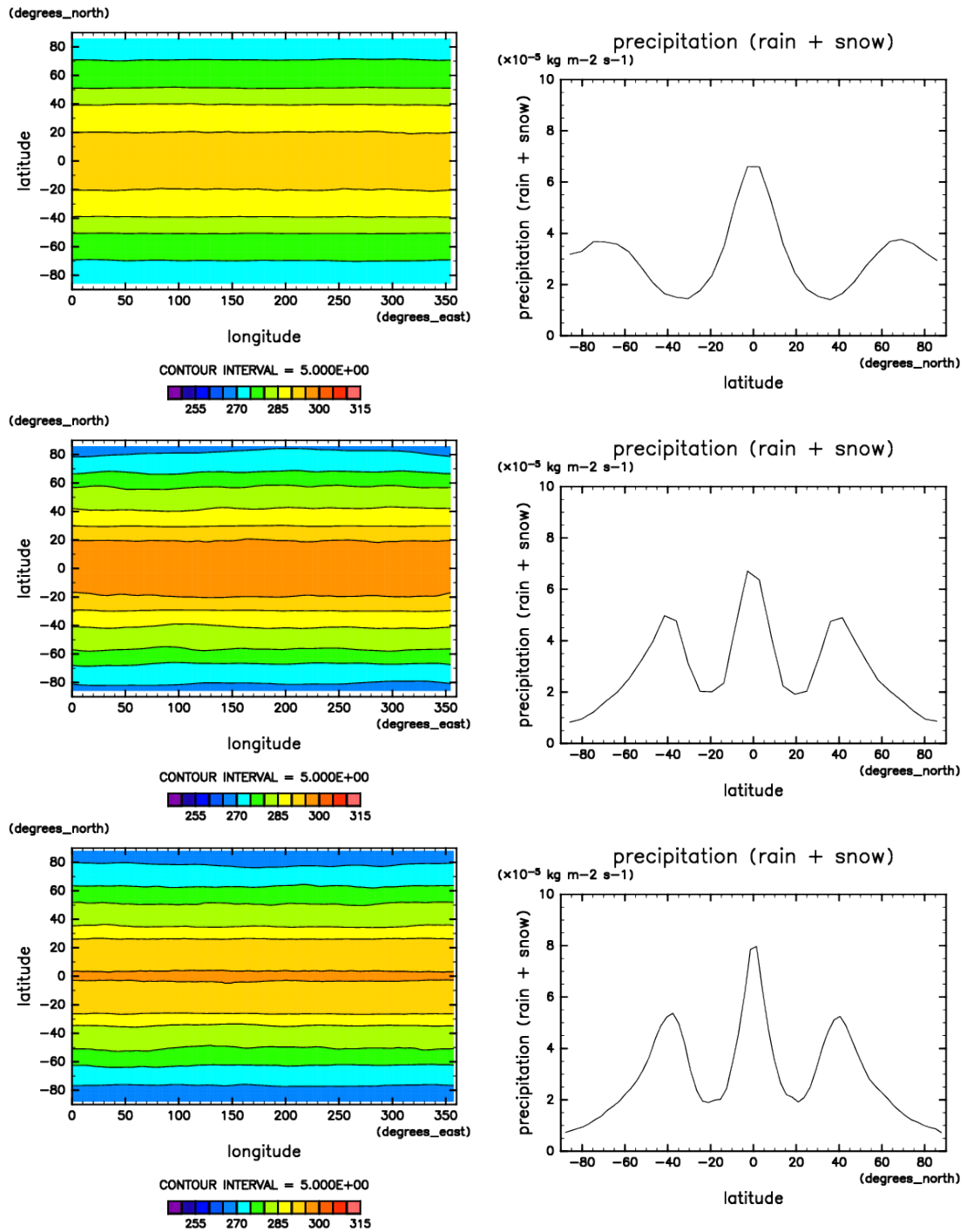


図 3.4: swamp 設定計算での地表面温度の水平分布 [K] (左) と東西平均した降水フラックス [$\times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}$] の緯度分布 (右). 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 地表面温度の等値線間隔は 5 [K] である.

3.1.2 南北熱輸送量の季節変化

前節では年平均での南北熱輸送量について特徴を述べたが、ここでは季節ごとの南北熱輸送量について見ていく。なお、図 3.5 で示す 3ヶ月ごとの平均値 4 種類のうち最も極端な変化について見られればよいので、北半球の夏(南半球の冬)である 6-8 月の 3ヶ月平均値と北半球の冬(南半球の夏)である 12-2 月の 3ヶ月平均値の 2 種類のみを見ていくことにした。

惑星半径の変化に伴う熱輸送量のピーク値の変化については季節ごとの平均の場合でも年平均と同様であるが、緯度分布の特徴は季節ごとに異なることがわかった。全輸送量の緯度分布(図 3.6)を見ると、冬半球の方が輸送量が多くなっていることがわかる。どの惑星半径の場合でも、夏と冬の全輸送量のピーク値は南・北半球ともに 1.5 から 2 倍程度の差が生じている。またその全輸送量の季節変化に大きく影響を及ぼしているのは、図の青線で示されるハドレー循環による輸送量の変化である。夏よりも冬の方がハドレー循環が大きくなるのは、図 3.9 で示されるように質量流線関数が冬半球の方が大きくなっていることから明らかである。図 3.7 で示す潜熱エネルギー成分の輸送量に着目すると、南・北半球ともに冬と夏の輸送量のピーク値の差は 3 から 4 倍となっていることがわかる。また潜熱エネルギーの輸送の場合もハドレー循環による輸送量の変化の影響が大きいことがわかる。潜熱エネルギーの輸送量の変化に伴って、中高緯度帯の降水量も冬半球の方が多くなっていることがわかる(図 3.10)。図 3.8 で示す乾燥静的エネルギー成分の場合も、南・北半球ともに冬と夏の輸送量のピーク値の差はおよそ 3 倍となっていることがわかる。以上の南北熱輸送によって生じる赤道-極間温度差は、夏半球では 20 [K]、冬半球では 30 [K] というように夏冬間で 10 [K] 程度しか差がないことがわかる。年平均の南北熱輸送と夏や冬での南北熱輸送とでは 2 倍程度の差があるにも関わらず、温度差は夏冬間で 10 [K] 程度しかない理由については今のところ調べていない。温度差の季節変化が小さいことから、ハビタビリティを考える上では熱輸送量の季節変化による惑星表面温度分布への影響はあまり重要ではないといえる。

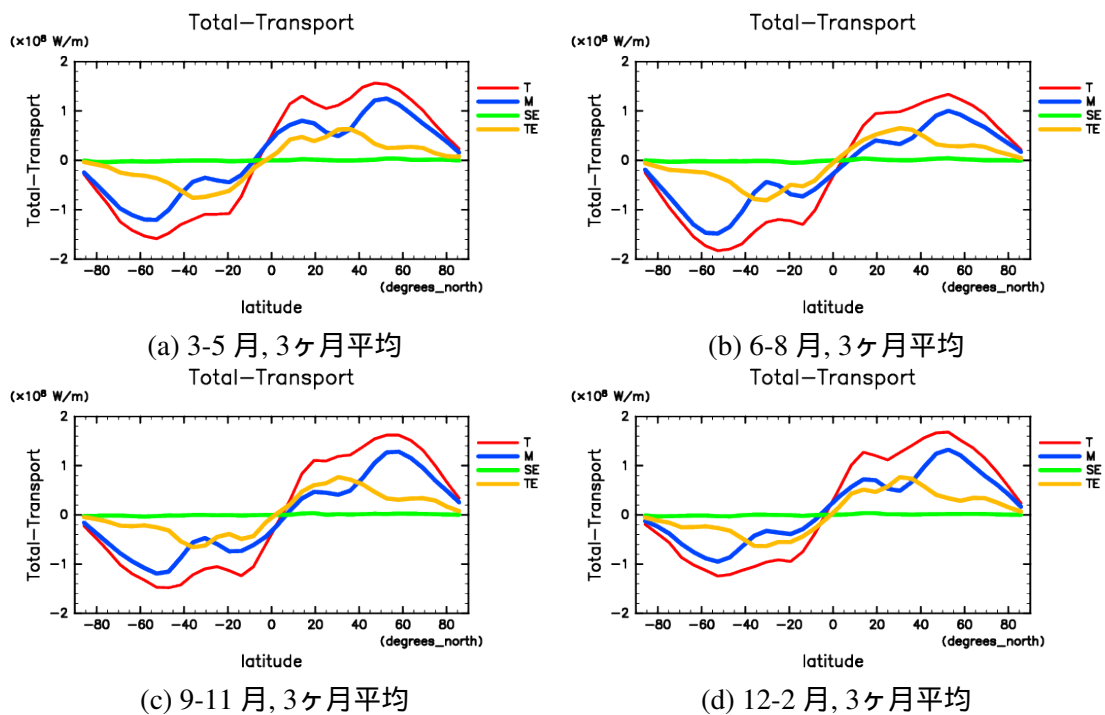


図 3.5: swamp 設定, 惑星半径 6371 [km] の計算による, 南北熱輸送量 [W] の緯度分布の季節変化. 春夏秋冬はそれぞれ, 3-5 月, 6-8 月, 9-11 月, 12-2 月の 3 ヶ月平均値である.

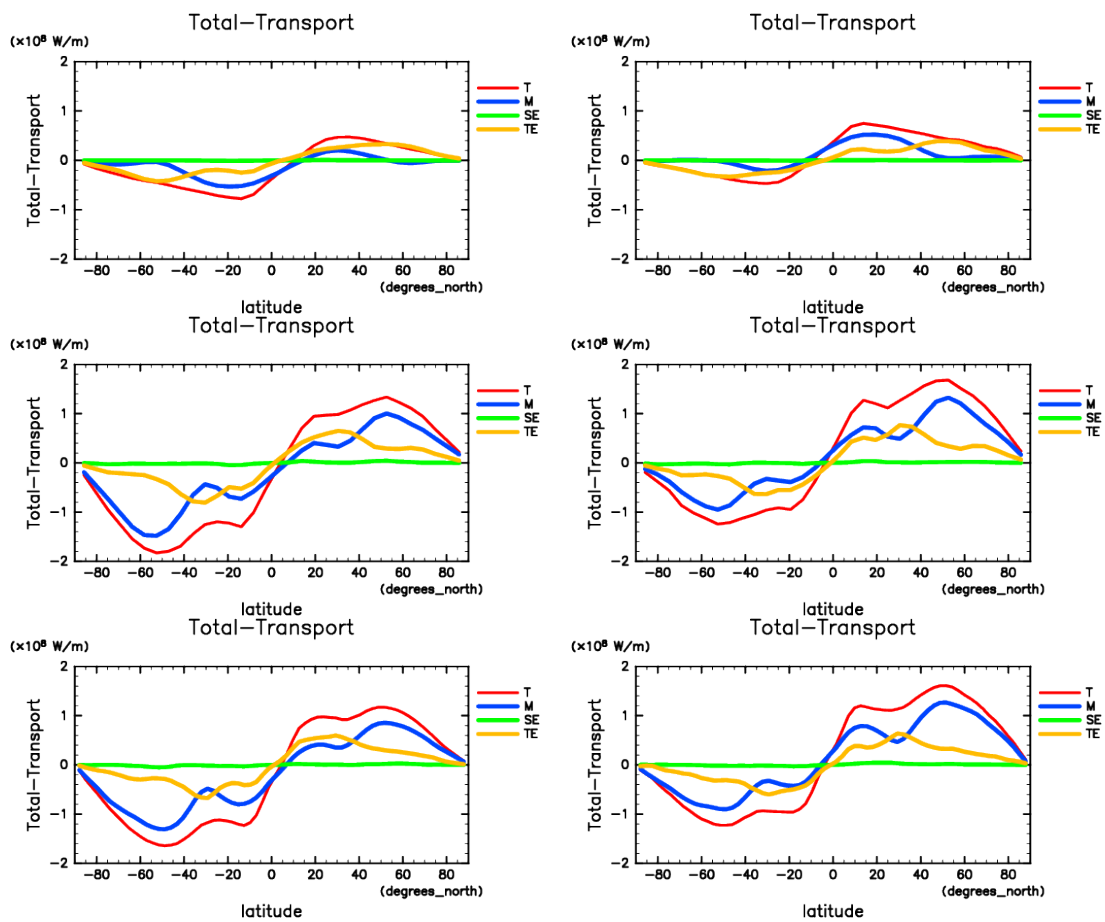


図 3.6: swamp 設定での計算による, 夏平均および冬平均の南北熱輸送量 [W] の緯度分布. 左半分は夏 (6-8 月の 3ヶ月), 右半分は冬 (12-2 月の 3ヶ月) の平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である (縦軸の幅や桁がそれぞれ異なるので注意されたい.). 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

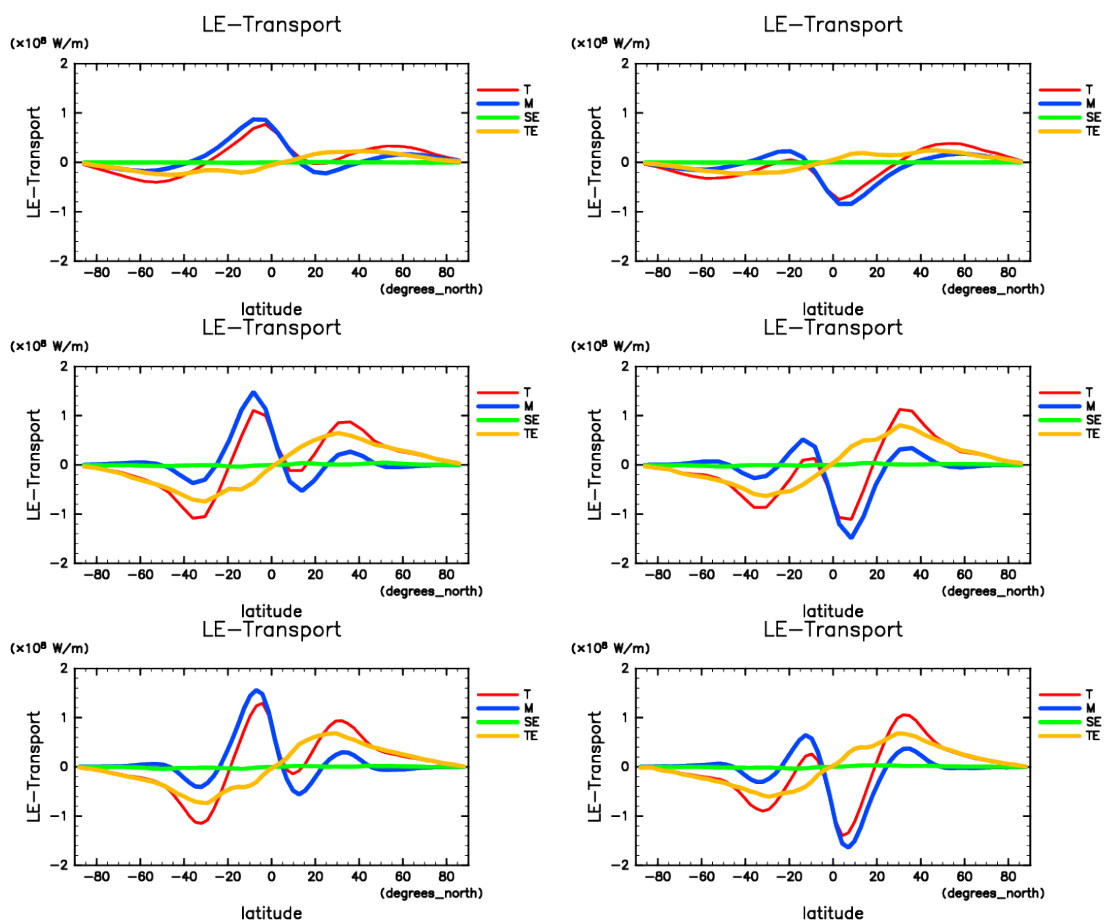


図 3.7: swamp 設定での計算による南北熱輸送量 [W] に含まれる潜熱エネルギー成分の緯度分布. 左半分は 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である (縦軸の幅や桁がそれぞれ異なるので注意されたい.). 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

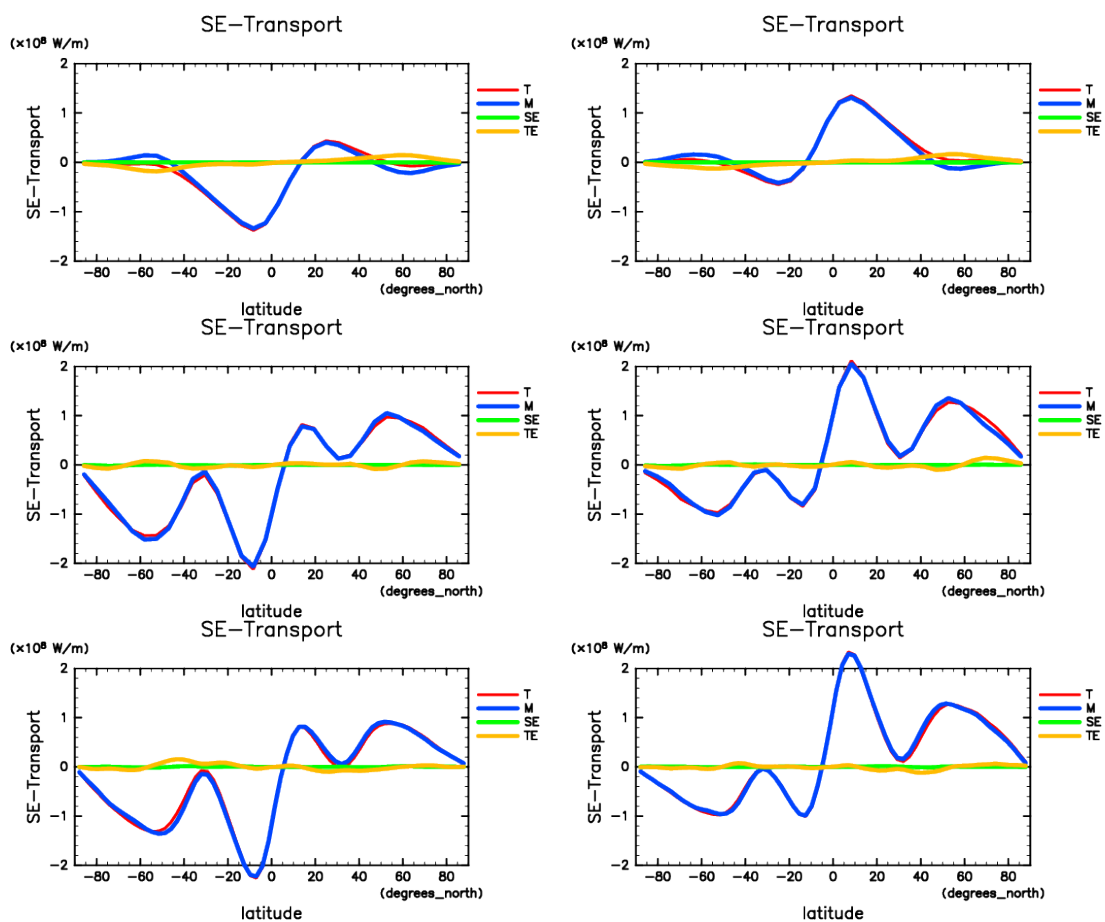


図 3.8: swamp 設定での計算による南北熱輸送量 [W] に含まれる乾燥静的エネルギー成分の緯度分布. 左半分は 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である (縦軸の幅や桁がそれぞれ異なるので注意されたい.). 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

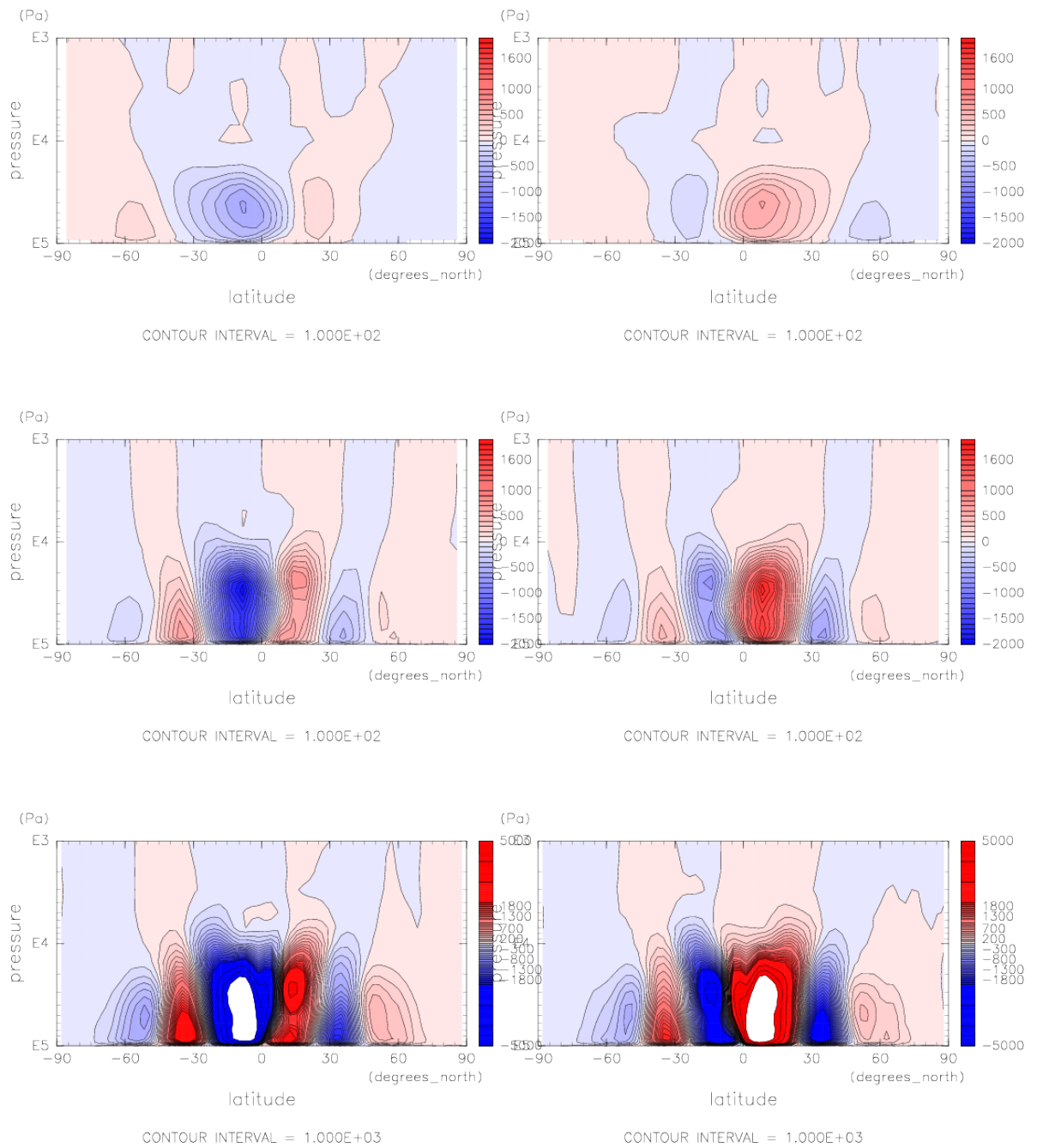


図 3.9: swamp 設定での計算による質量流線関数 [$\times 10^7 \text{ kg s}^{-1}$]. 左半分は夏 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である.

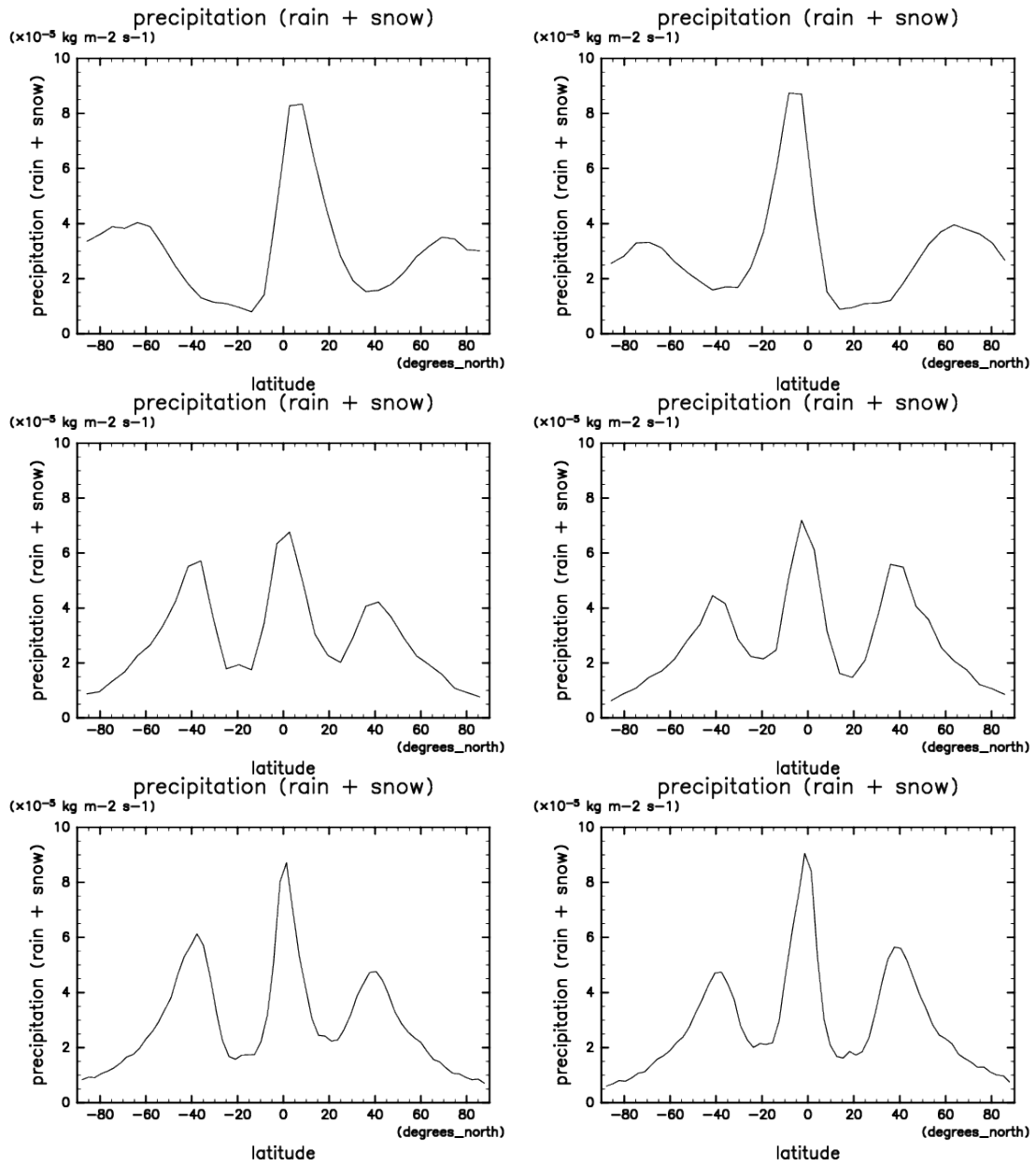


図 3.10: swamp 設定計算での東西平均した降水フラックス [$\times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}$] の緯度分布. 左半分は 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である.

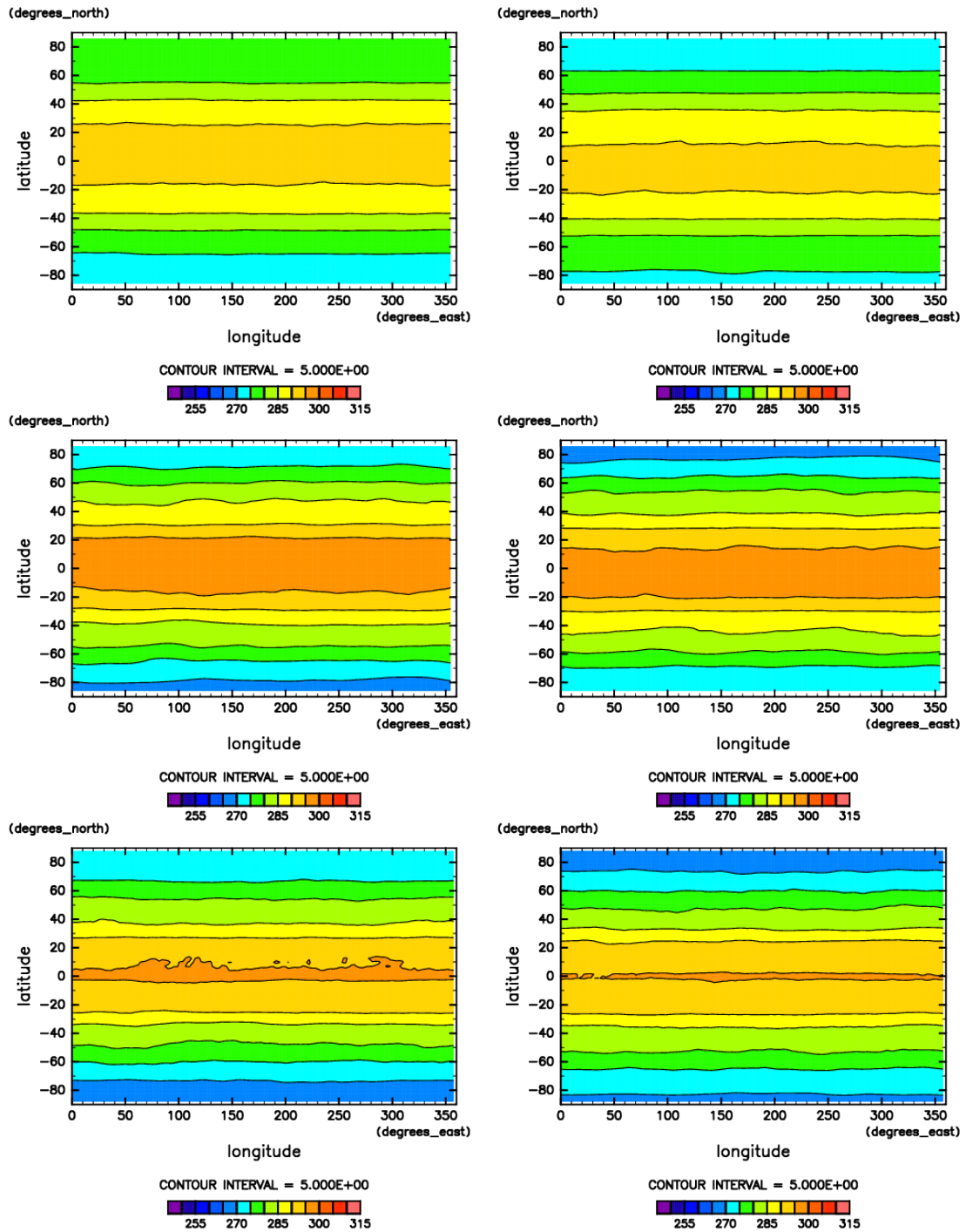


図 3.11: swamp 設定計算での地表面温度の水平分布 [K]. 左半分は 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 地表面温度の等値線間隔は 5 [K] である.

3.2 赤道-極間温度差の惑星半径依存性

前節までで議論した熱輸送のはたらきによって、惑星の地表面温度分布が決まる。ここでは、swamp 設定計算で得られた赤道-極間温度差と温度勾配について、Kaspi and Showman(2015) の議論に沿った説明ができるか確かめる。

図 3.12 は赤道から各緯度までの、年平均・東西平均した地表面温度差と、温度差をその距離で割った温度勾配をプロットしたものである。大まかな特徴としては、赤道-極間の温度差は惑星半径の増大に伴って大きくなっているといえる。惑星半径 2000 [km] の場合の赤道-極間温度差はおよそ 18 [K]、惑星半径 6371 [km] と 20000 [km] の場合はあまり差がなく、28 [K] 程度となっている。一方、温度勾配は惑星半径の増大に伴って小さくなっていることがわかる。惑星半径の増大に伴って赤道-極間温度差は大きくなり温度勾配は小さくなるという点は、Kaspi and Showman(2015) での記述と合致する。Kaspi and Showman(2015) では、惑星半径が大きくなると典型的な渦の長さスケールが惑星半径と比較して小さくなることで熱輸送があまり効かなくなり、温度差が大きくなると述べられている。図 3.3 右側の地表面気圧の水平分布を見てみると、惑星半径と渦の長さスケールの比は半径の増大に伴って小さくなっている (表 3.1) ため、Kaspi and Showman(2015) の記述は確からしい。惑星半径の増大に伴って、惑星半径と渦の長さスケールの比が小さくなるのは、変形半径 $L_d = \sqrt{gH}/f$ が惑星半径に依存しないことから理論的にも正しいと言える。ここで H はスケールハイト、 $f = 2\Omega \sin \varphi$ はコリオリパラメータである。しかし、渦による熱輸送は中高緯度域に限った場合の現象でしかないため、赤道-極間温度差だけではなく全球的な気候状態を考えるためにはハドレー循環に大きく依存する低緯度の熱輸送についても議論しなければならない。渦だけでなくハドレー循環も熱輸送の議論において重要であることは、温度勾配の緯度帯による変化からもわかる。温度勾配は、ハドレー循環内ではその外側よりも小さくなっている。これは、ハドレー循環内では熱輸送が効率的になり、温度差がならされるからだと考えられる。前節で述べたように、ハドレー循環の緯度幅は惑星半径の増大に伴い狭くなるため、勾配が変化する緯度は惑星半径の違いによりずれる。惑星半径 2000 [km] の場合はハドレー循環の高緯度端の緯度 40 度付近、6371 [km] および 20000[km] の場合は緯度 30 度付近であることがわかる。また、南北温度差と温度勾配の両方において、南北半球間すなわち夏冬半球間の違いはあまりないことがわかった。熱輸送量に季節変化があるにも関わらず温度差にあまり変化がない理由はよくわかっておらず現在調査中である。

	渦の長さスケール [km]	惑星半径との比
T21 2000 [km]	2060	1 倍
T21 6371 [km]	3500	0.5 倍
T42 20000 [km]	6700	0.3 倍

表 3.1: swamp 設定の計算結果における、とある時刻の地表面気圧水平分布のスナップショット (図 3.3 右図) から読み取った各惑星半径における典型的な渦の長さスケールと、その惑星半径との比。

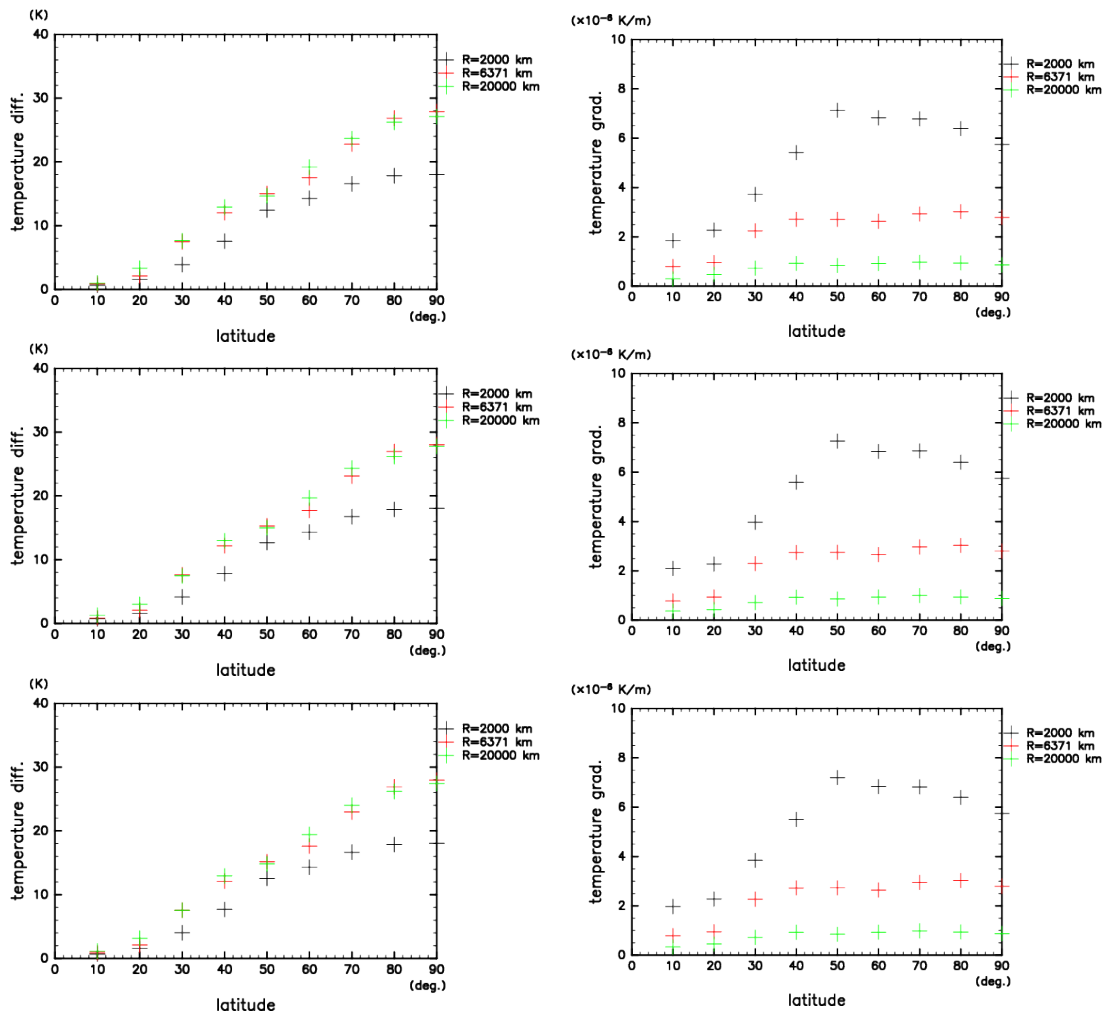


図 3.12: swamp 設定計算の、赤道から各緯度間での地表面温度差 [K] と温度勾配 [K m^{-1}]. 左半分が温度差, 右半分が温度勾配である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ北半球での値, 南半球での値, 北半球と南半球の平均の値を示している. 黒点, 赤点, 緑点はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である.

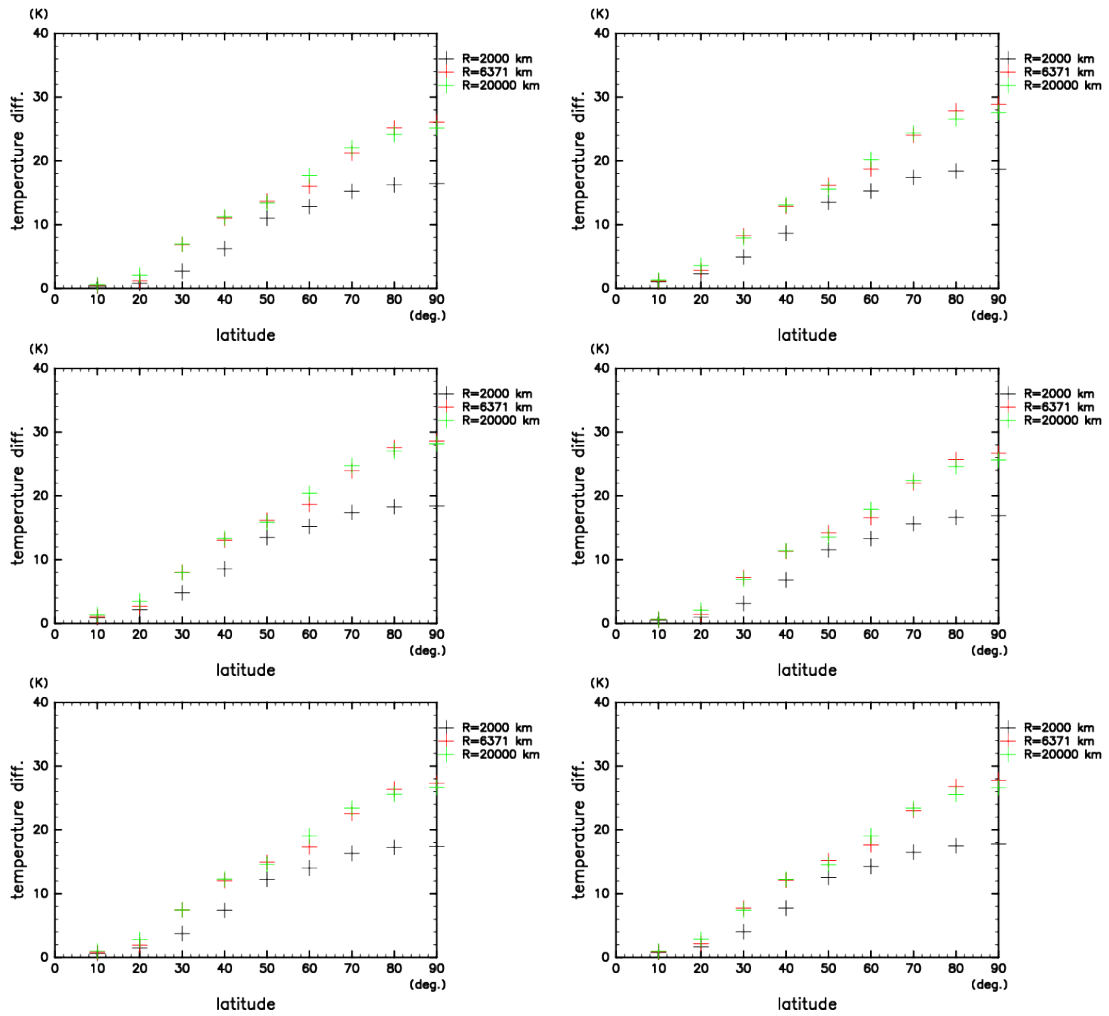


図 3.13: swamp 設定計算の、赤道から各緯度間での地表面温度差 [K]. 左半分が 6-8 月、右半分が 12-2 月の 3ヶ月平均値である。上段、中段、下段の図はそれぞれ北半球での値、南半球での値、北半球と南半球の平均の値を示している。黒点、赤点、緑点はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である。

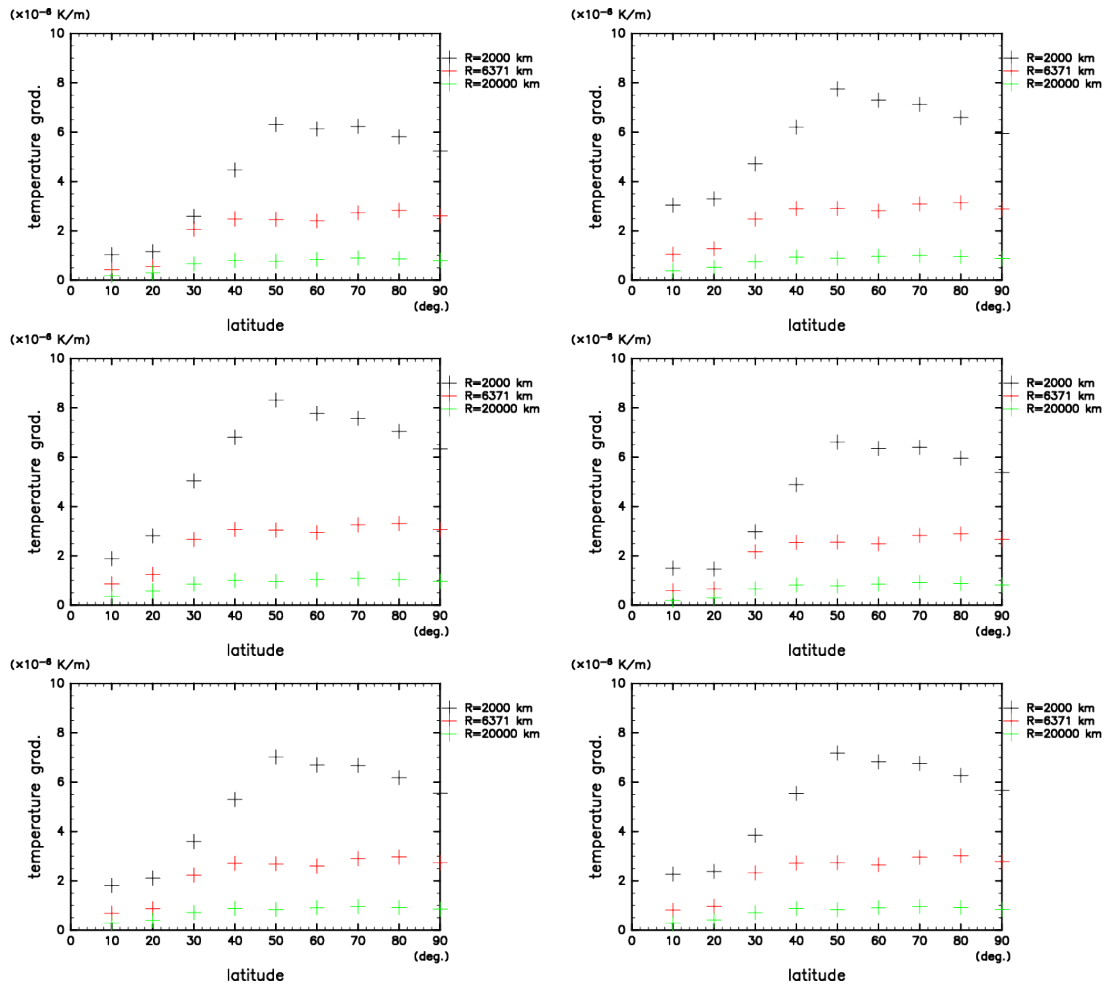


図 3.14: swamp 設定計算の, 赤道から各緯度間での地表面温度勾配 [K m^{-1}]. 左半分が 6-8 月, 右半分が 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ北半球での値, 南半球での値, 北半球と南半球の平均の値を示している. 黒点, 赤点, 緑点はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である.

3.3 熱輸送量に対する地形の有無の影響

ここでは、熱輸送に地形の有無が与える影響について検討するために、地形を与えた地球設定での計算結果を見て、前節までの swamp 設定での計算結果と比較していく。

図 3.15 から 3.19 を見てわかることは以下の通りである。惑星半径の増大に伴う輸送量の変化の仕方は swamp 設定の結果と同様だが、swamp とは異なりどの半径においても子午面循環成分 (M, 青線) と東西平均からのずれ成分 (SE, 緑線) の寄与が大きくなっている。ただし、地形の有無や海の表面温度を初期値として与えるか計算するかの違いが、SE や M にどう現れるのかはいまのところよくわかっていない。

全熱輸送のうち潜熱エネルギーの輸送については、半径の大小にかかわらず時間依存性の擾乱成分 (TE, 黄線) と M の両方の寄与が大きいままである。乾燥静的エネルギーの輸送については、swamp とは異なり、SE による寄与がかなり大きい。全熱輸送量のうち乾燥静的エネルギーの輸送が占める割合は、swamp 設定よりも地球設定の方が大きくなっている。swamp 設定では乾燥静的エネルギーと潜熱エネルギーそれぞれの輸送量のピーク値の比は大体 2 : 1 程度であるのに対し、地球設定では 3 : 1 から 5 : 1 となっている。この swamp 設定と地球設定との差は、地形の有無が関わっていると考えられるが、その定量的な評価方法については検討できていない。南北半球間で熱輸送量の極大値に差が生じるのも、地形の存在が効いていると考えられる。図 3.17 で示す年平均の乾燥静的エネルギーと潜熱エネルギーの輸送量を見ると、乾燥静的エネルギーは北半球で多く、潜熱エネルギーは南半球で多くなっていることがわかる。これは、北半球では惑星表面を占める割合は陸の方が大きく、南半球では反対に海の割合が大きいからであると考えられる。またその南北半球間での輸送量の違いは、季節ごとの場合は年平均の場合の 2 倍程度、値に差が開くことがわかる。

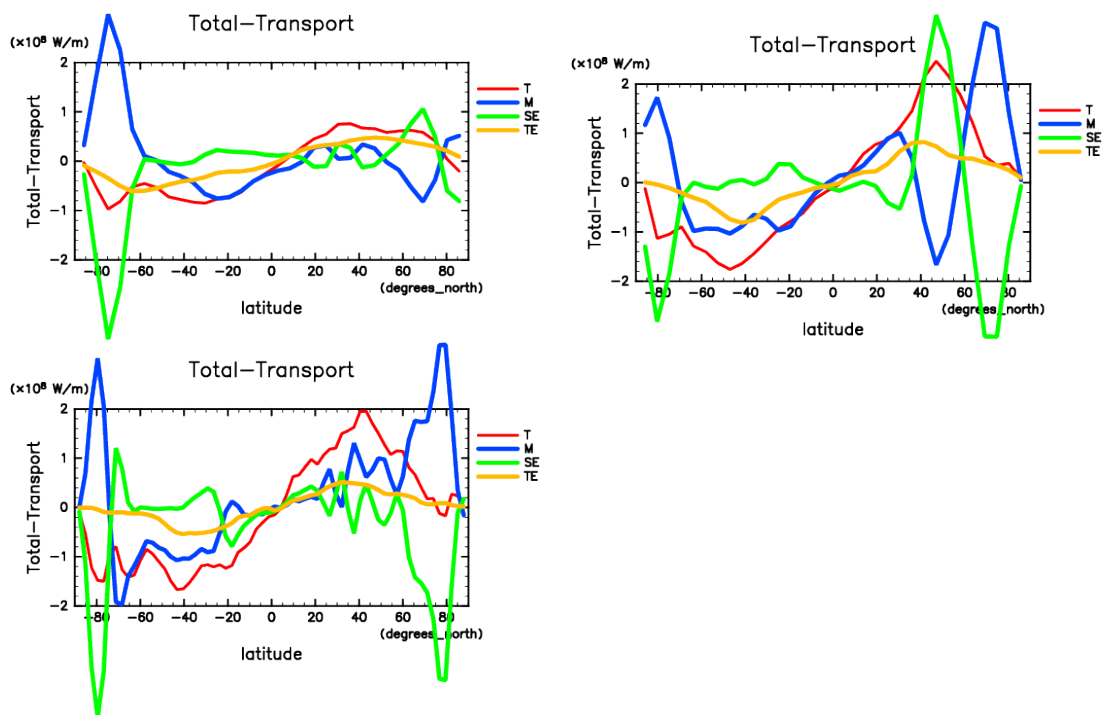
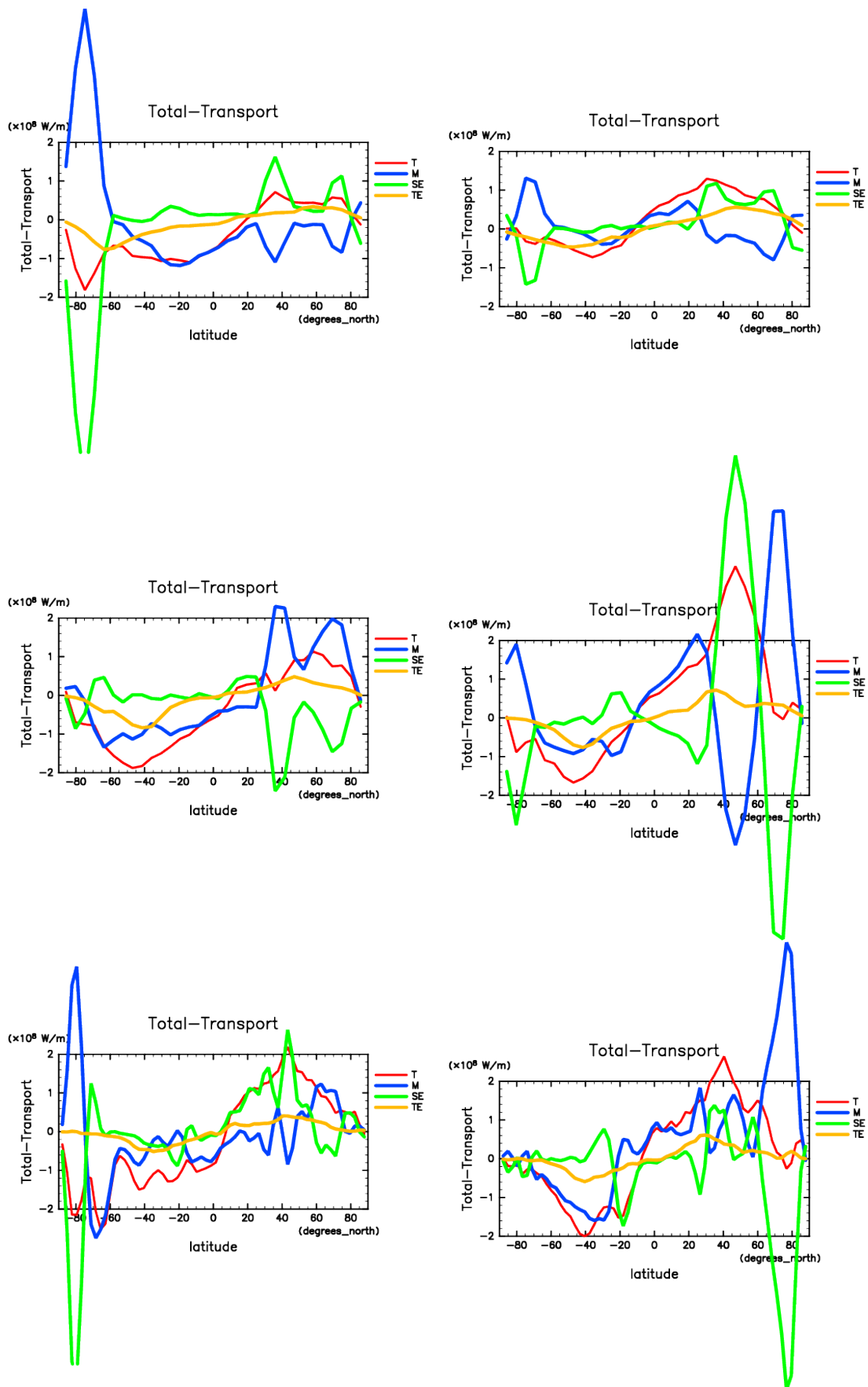


図 3.15: 地球設定での DCPAM による計算結果から得られる, 南北熱輸送量 [W] の緯度分布 (年平均). 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.



32
 図 3.16: 地球設定での計算による, 夏平均および冬平均の南北熱輸送量 [W] の緯度分布. 左半分は夏 (6-8 月の 3 ヶ月), 右半分は冬 (12-2 月の 3 ヶ月) の平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

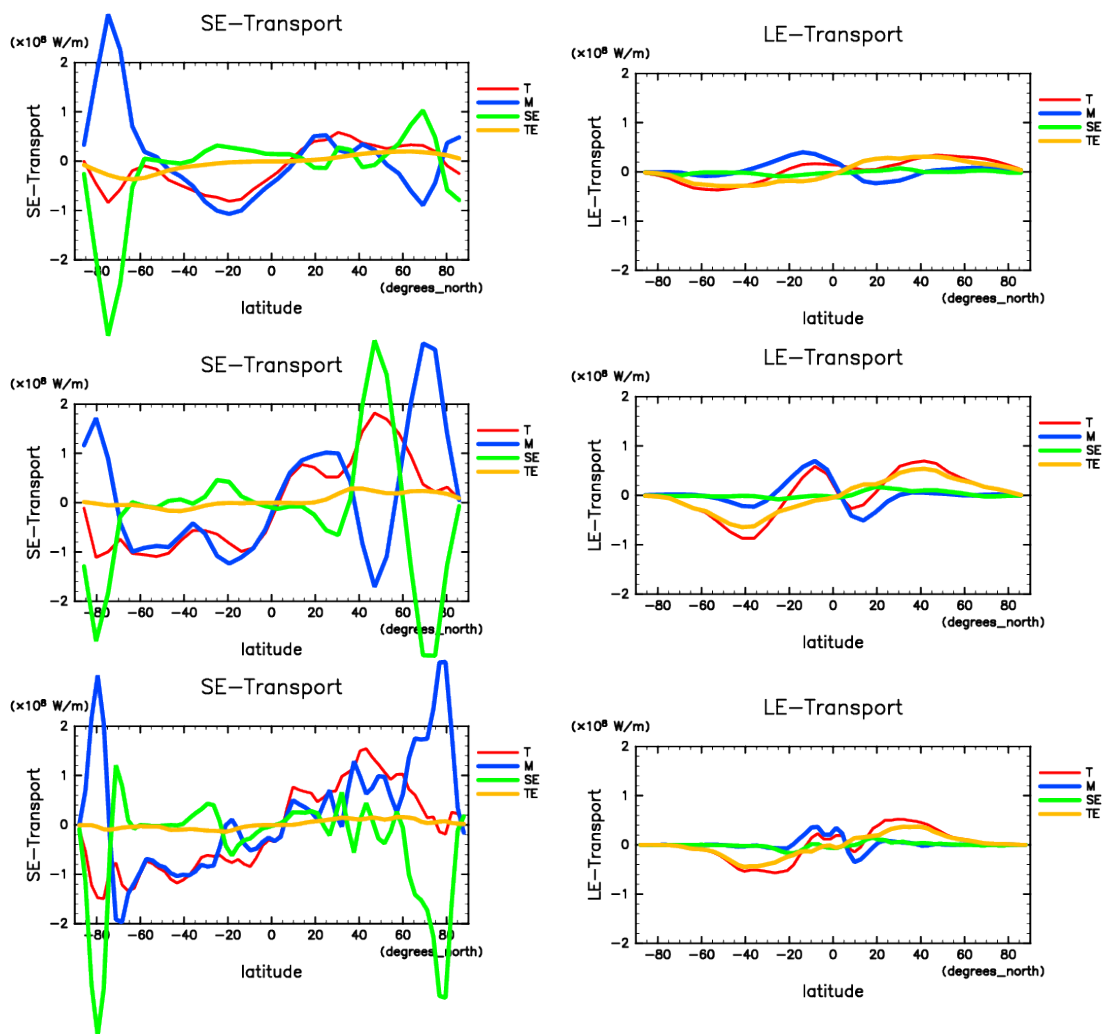


図 3.17: 地球設定での DCPAM による計算結果から得られる南北熱輸送量 (図 3.15) のうち, 乾燥静的エネルギーの成分と潜熱エネルギーの成分に分けたそれぞれの緯度分布. 左半分は乾燥静的エネルギー, 右半分は潜熱エネルギーの緯度分布である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

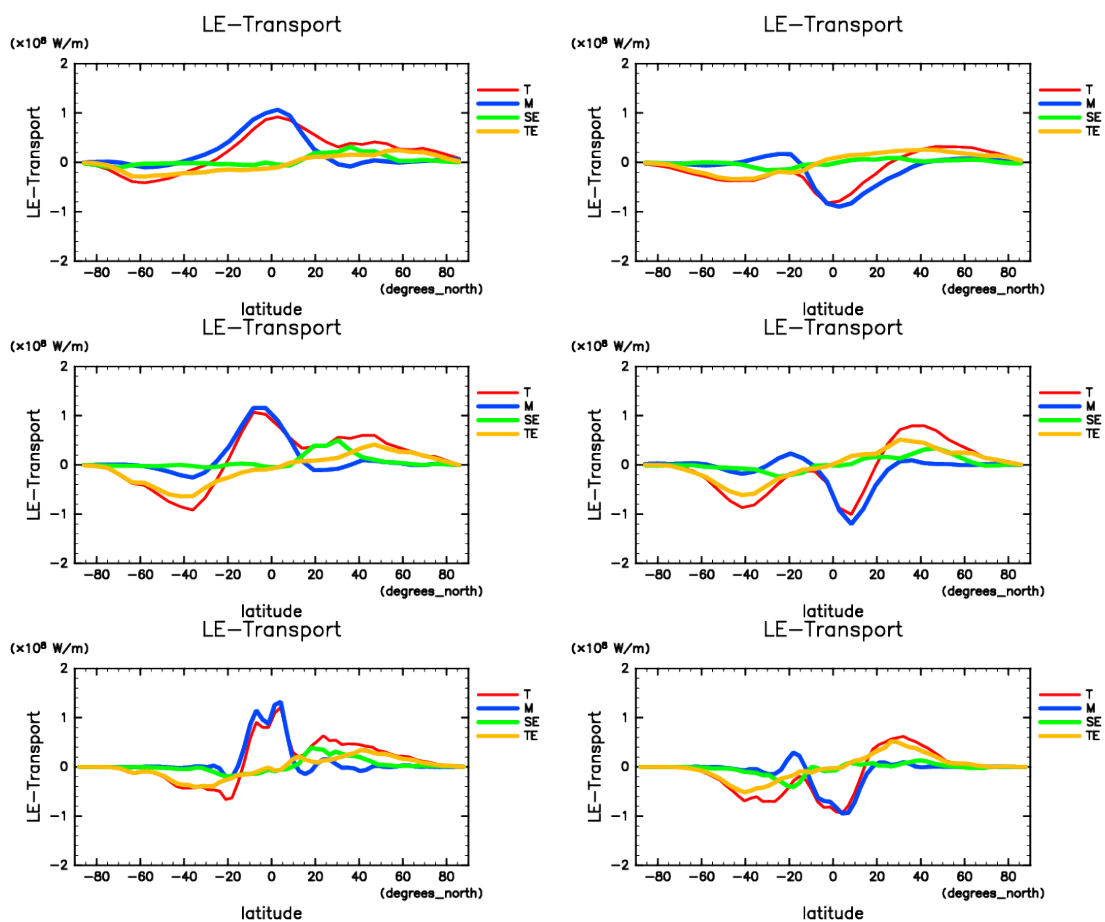


図 3.18: 地球設定での計算による南北熱輸送量 [W] に含まれる潜熱エネルギー成分の緯度分布. 左半分は夏 (6-8 月の 3ヶ月), 右半分は冬 (12-2 月の 3ヶ月) の平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

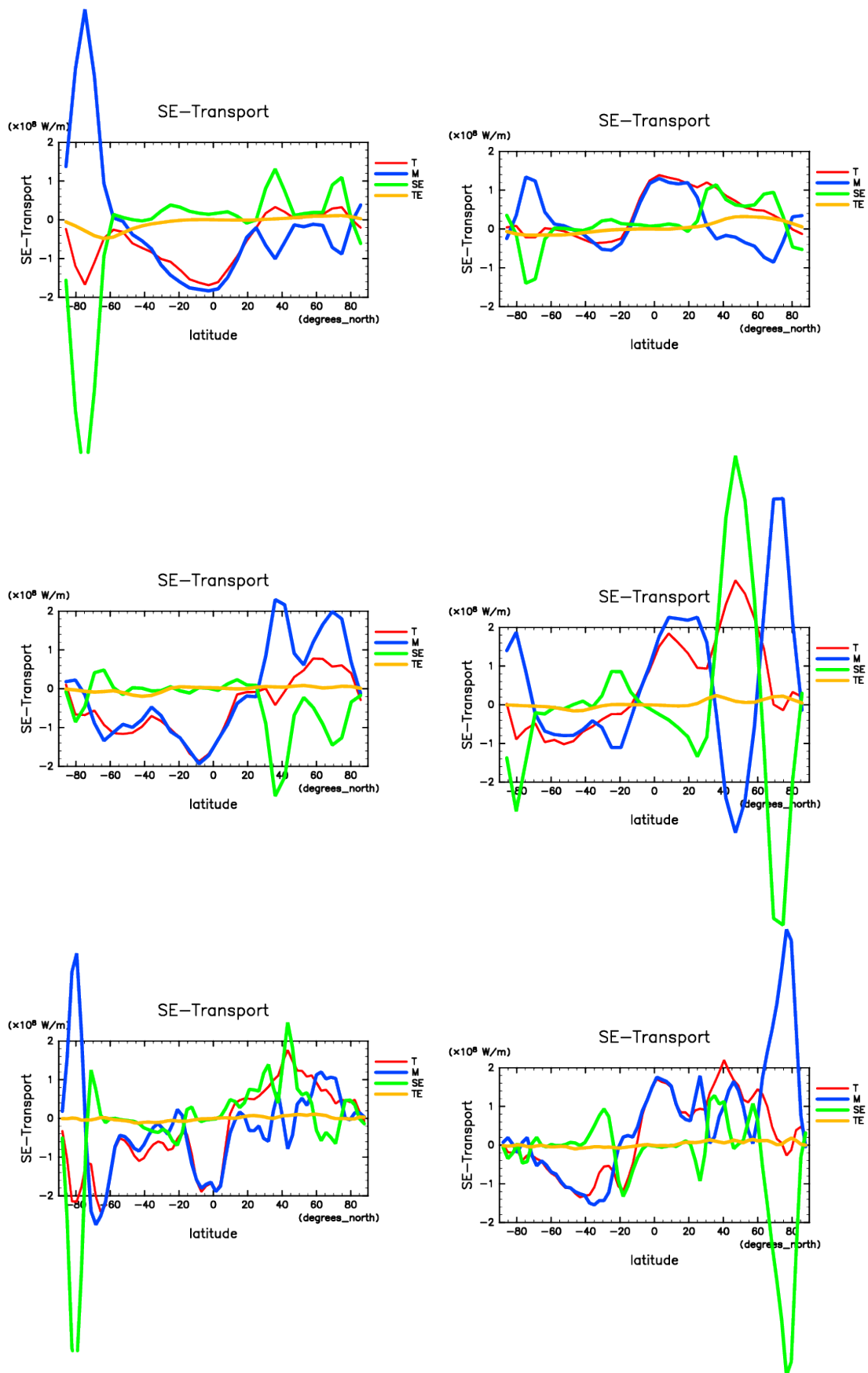


図 3.19: 地球設定での計算による南北熱輸送量 [W] に含まれる乾燥静的エネルギー成分の緯度分布. 左半分は夏 (6-8 月の 3ヶ月), 右半分は冬 (12-2 月の 3ヶ月) の平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

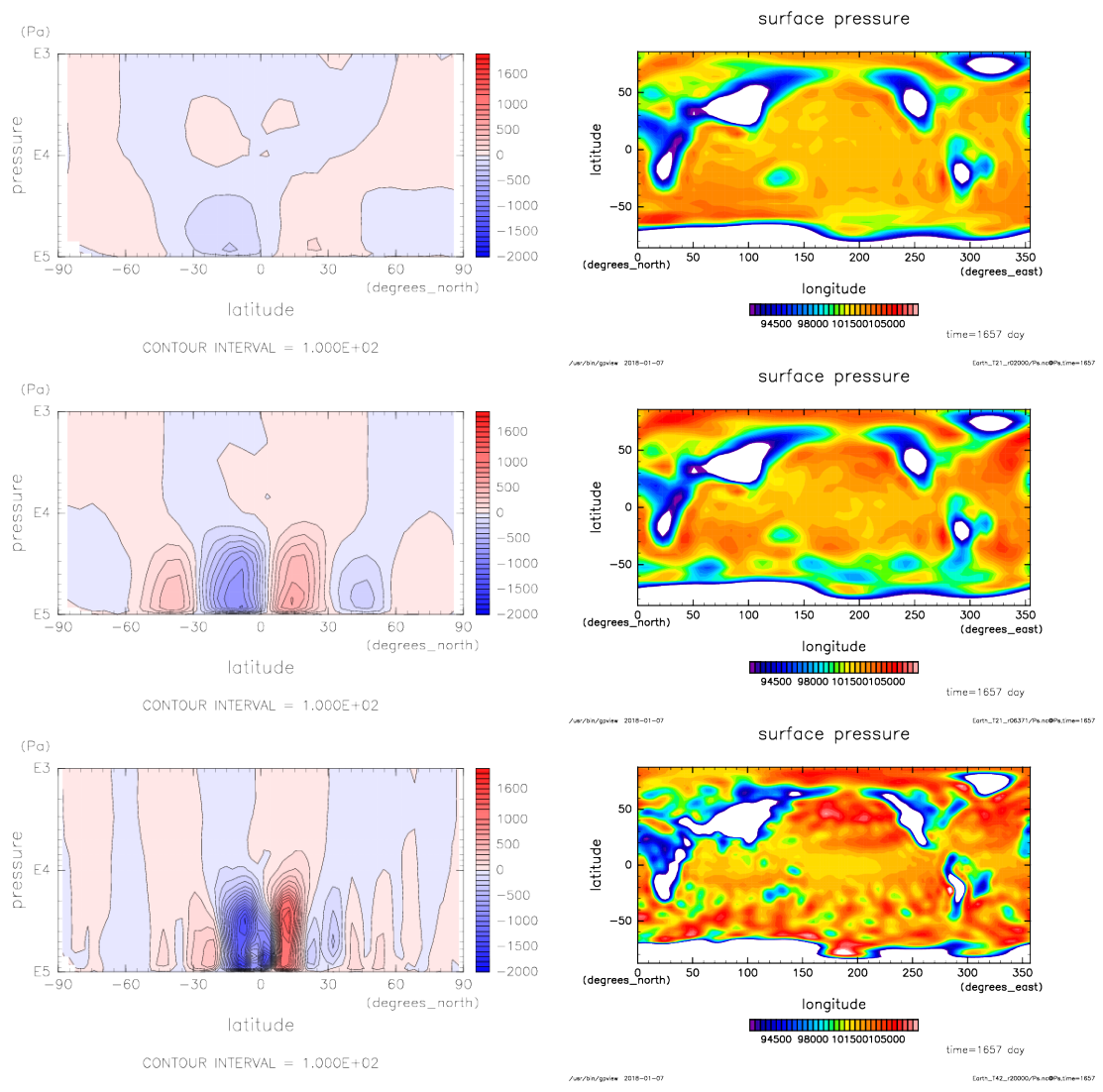


図 3.20: 地球設定計算での質量流線関数 [10^7kg s^{-1}] の緯度分布 (左) ととある時刻での地表面気圧 [Pa] の水平分布. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 質量流線関数の図の等値線間隔は $100 [\times 10^7 \text{kg s}^{-1}]$ である. ただし, 惑星半径 20000 [km] の場合のみ, $2000 [\times 10^7 \text{kg s}^{-1}]$ 以上の等値線は $1000 [\times 10^7 \text{kg s}^{-1}]$ 間隔である. 地表面気圧の等値線間隔は $500 [\text{Pa}]$ である.

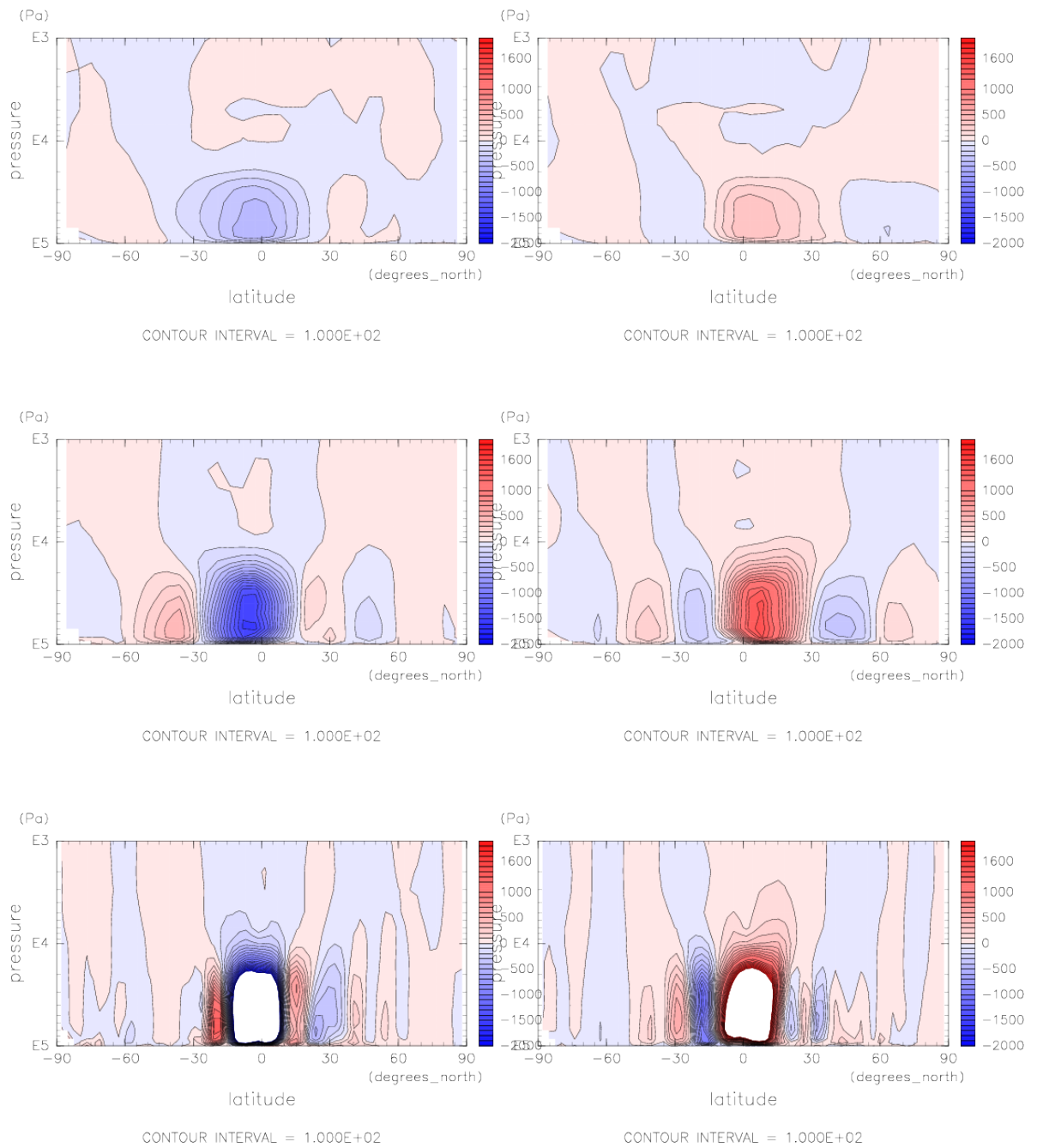


図 3.21: 地球設定での計算による質量流線関数 [$\times 10^7 \text{ kg s}^{-1}$] の季節変化. 左半分は夏(6-8月の3ヶ月), 右半分は冬(12-2月の3ヶ月)の平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である.

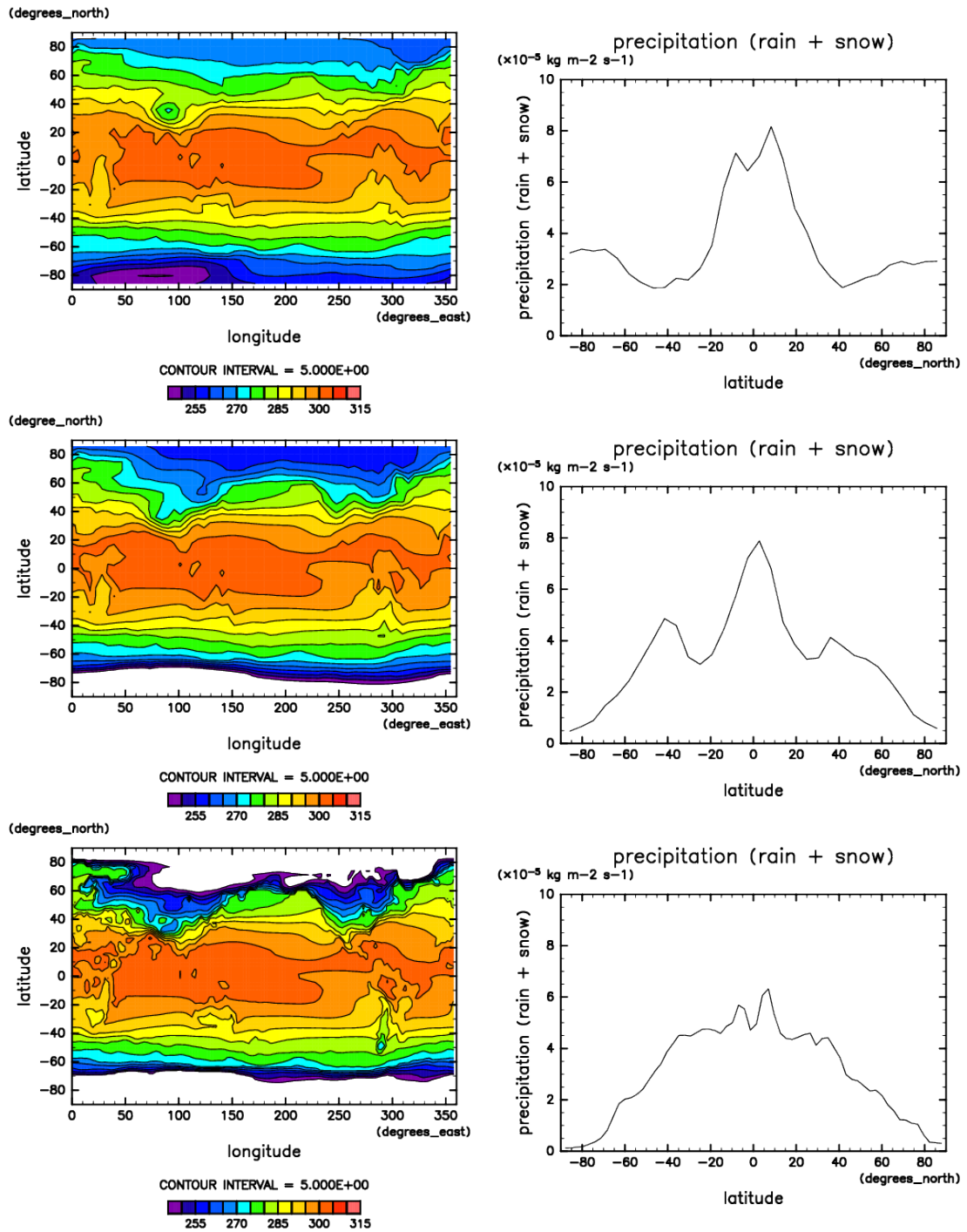


図 3.22: 地球設定計算での地表面温度の水平分布 [K] (左) と東西平均した降水フラックス [$\times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}$] の緯度分布 (右). 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 地表面温度の等値線間隔は 5 [K] である.

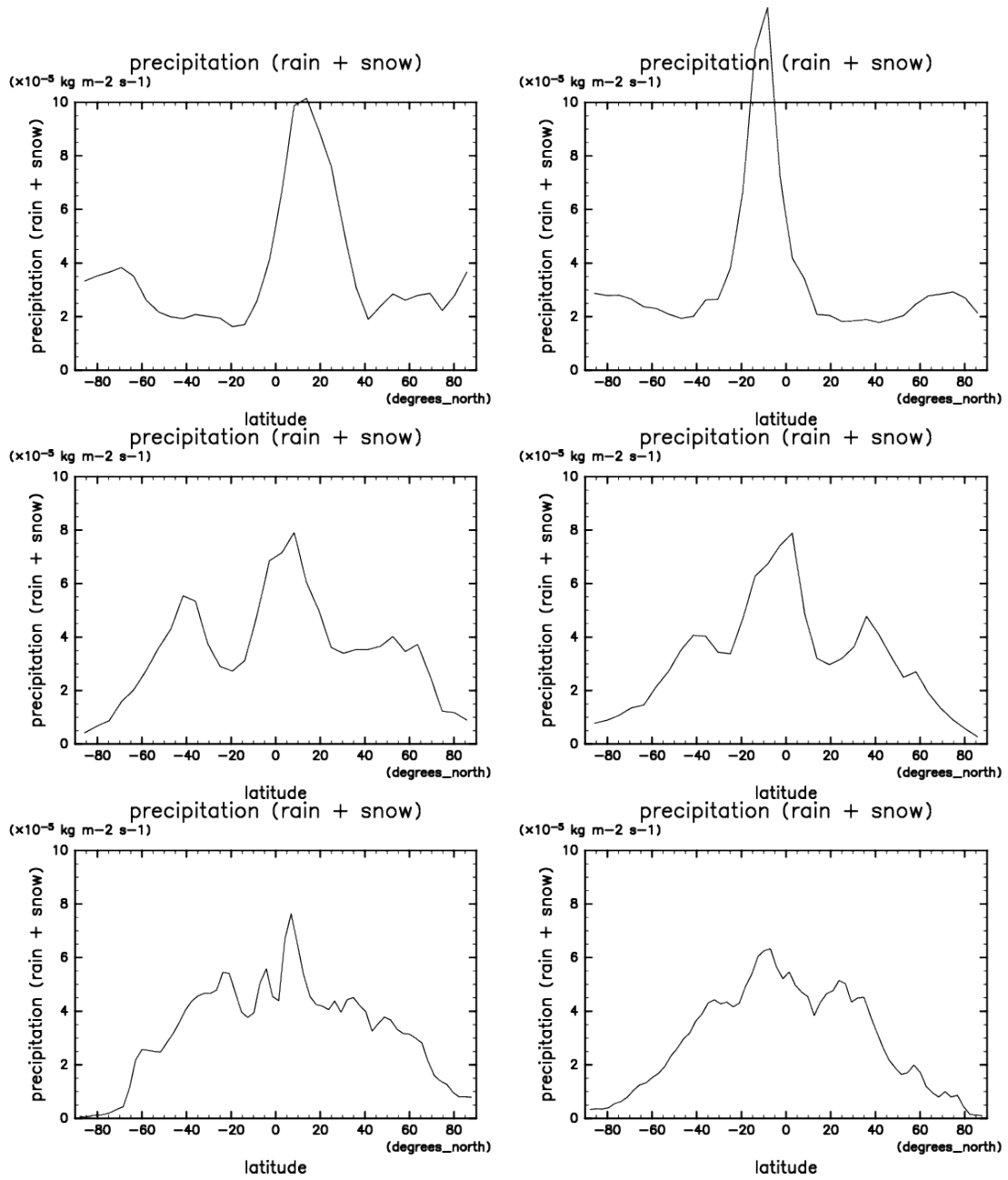


図 3.23: Earth 設定計算での東西平均した降水フラックス [$\times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}$] の緯度分布. 左半分は 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である.

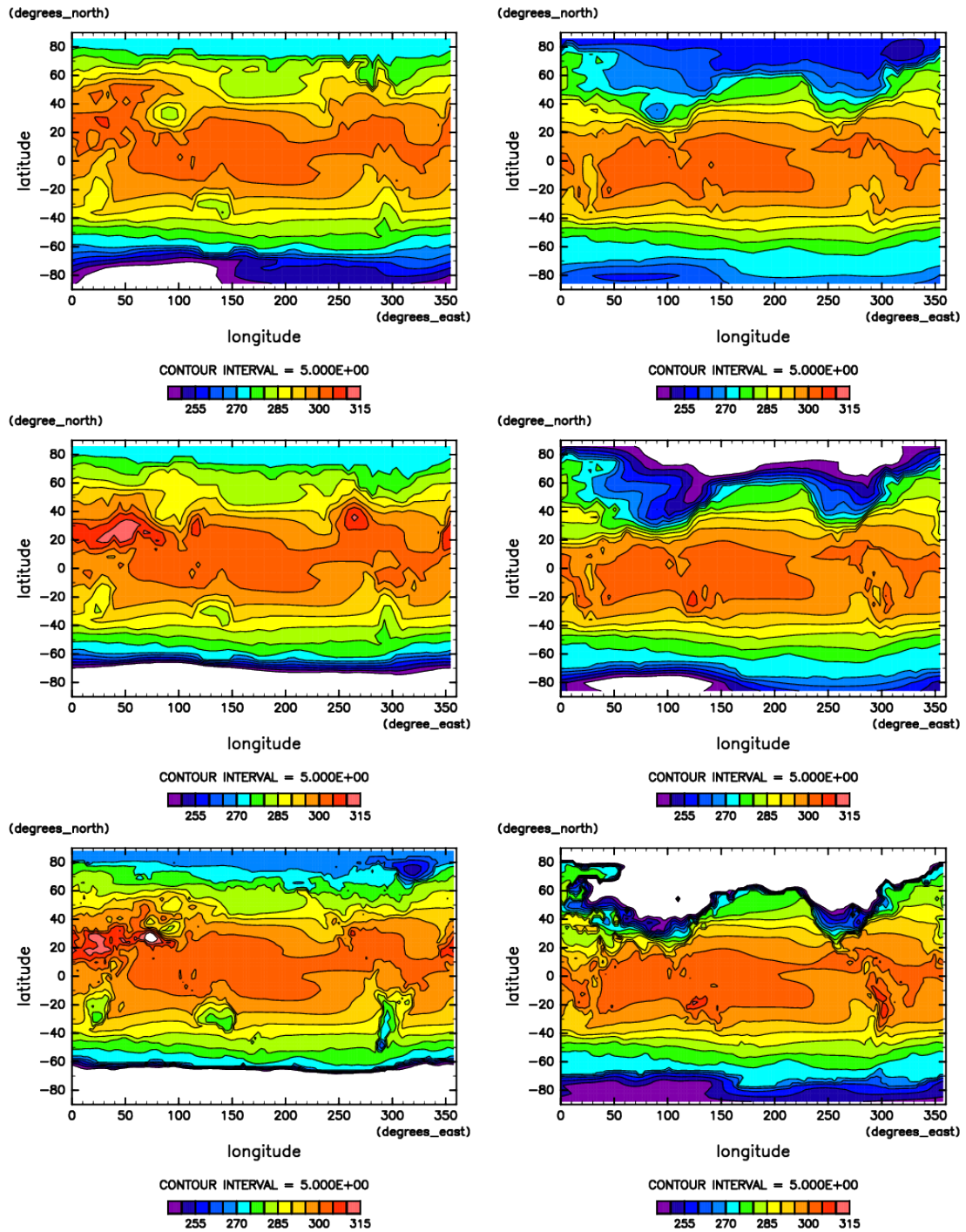


図 3.24: Earth 設定計算での地表面温度の水平分布 [K]. 左半分は 6-8 月, 右半分は 12-2 月の 3ヶ月平均値である. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ惑星半径 2000, 6371, 20000 [km] での計算結果である. 地表面温度の等値線間隔は 5 [K] である.

3.4 空間分解能による結果の違い

ここでは、惑星半径 20000 [km] 計算での水平分解能の違いによる結果の違いについて述べる。

南北熱輸送量に着目すると、どの惑星半径においても分解能が小さいとハドレー循環による輸送を正しく表現できていないことがわかる。これは質量流線関数が表示するハドレー循環の大きさや強さが分解能の違いによりかなり異なっていることからわかる。また、南北熱輸送量のうち渦による熱輸送も正しく表現できていないことがわかる。これは地表面気圧や降水フラックスの水平分布図を見てもわかる。従って、傾圧不安定領域の渦のスケールよりも狭い格子点間隔の分解能を有していなければ、南北熱輸送を正しく表現できないということが言える。

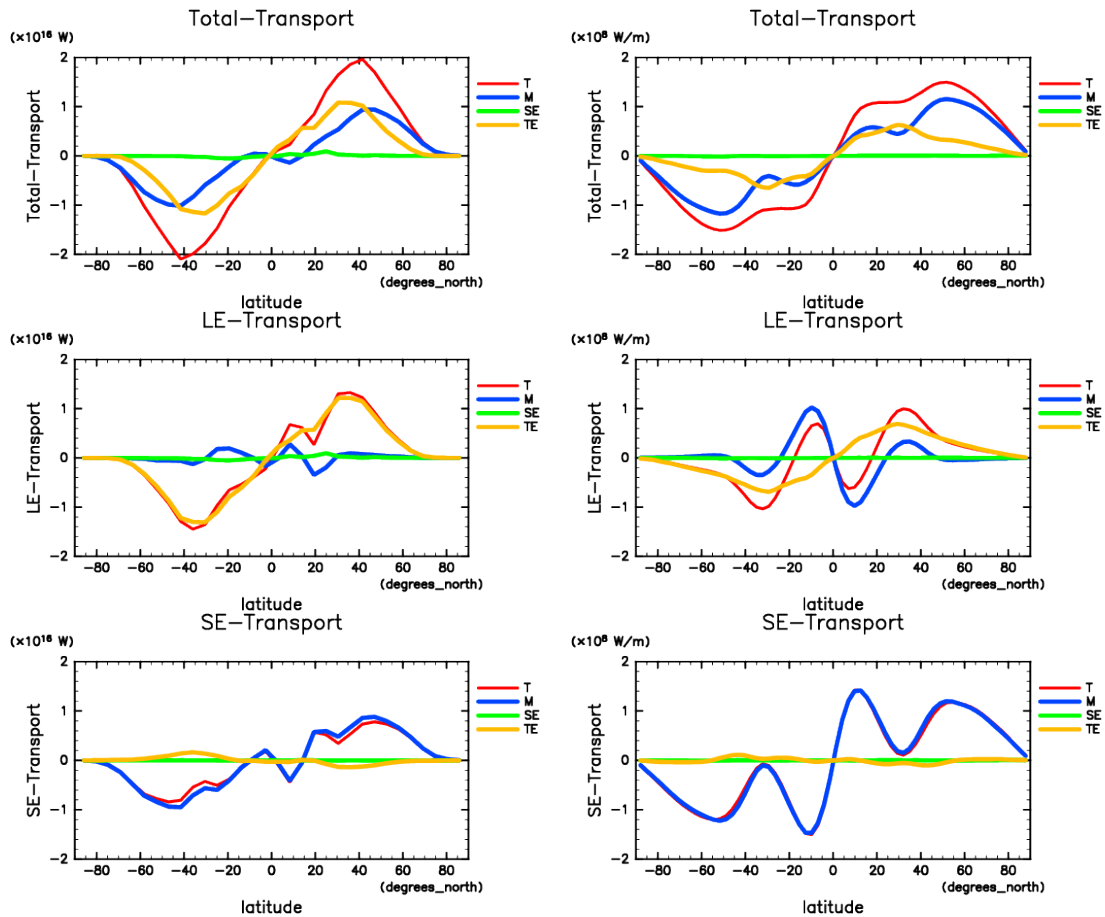


図 3.25: swamp 設定, 惑星半径 20000 [km] 計算における, 水平分解能が T21 および T42 での年平均南北熱輸送量 [W] とそれに含まれる潜熱エネルギー成分と乾燥静的エネルギー成分の緯度分布. 左半分が T21, 右半分が T42 の計算結果である. また上段, 中段, 下段のはそれぞれ全熱輸送量, 潜熱エネルギー成分, 乾燥静的エネルギー成分を示す. 各線が表す量は図 3.1 と同様である.

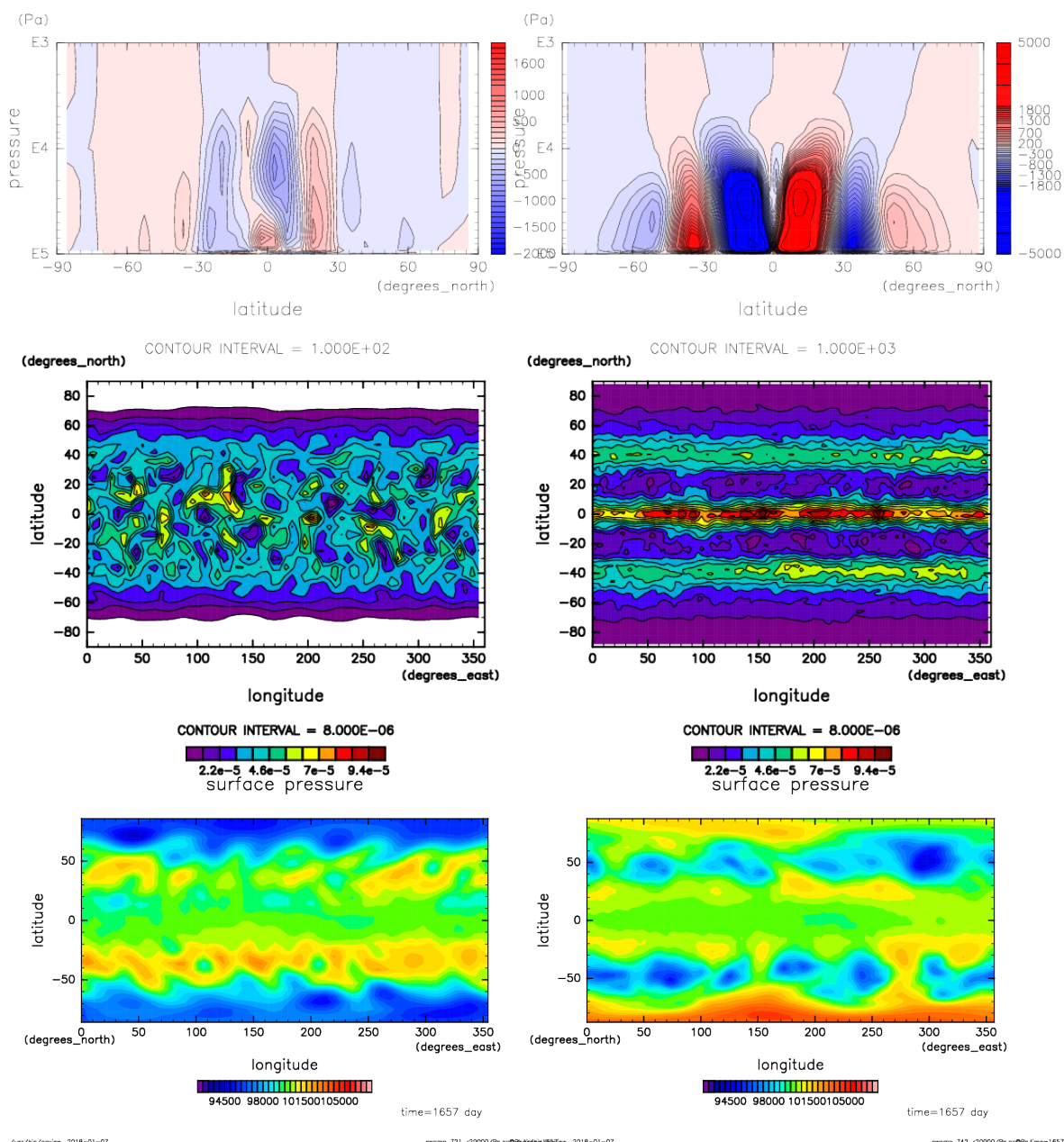


図 3.26: swamp 設定, 惑星半径 20000 [km] 計算における, 水平分解能が T21 および T42 での, 質量流線関数 [$\times 10^7 \text{ kg s}^{-1}$] の緯度-鉛直分布と, 地表面気圧 [Pa], 降水フラックス [$\times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}$] の水平分布である. 左半分が T21, 右半分が T42 の計算結果である. 上段, 中段, 下段のはそれぞれ質量流線関数, 地表面気圧, 降水フラックスを示す.

4 考察

本研究の実験結果は、先行研究である Kaspi and Showman(2015) のような単純な傾向をもつ結果は得られなかった。本研究の実験と先行研究の実験とで大きく異なるのは、惑星半径の増大に伴う重力の変化を考慮するかどうかという点である。本研究では重力を固定して計算したが、先行研究では密度を固定することで重力の変化を考慮して計算していた。重力の変化を考慮すると、惑星半径 a の増大に伴って重力は大きくなり、変形半径 $L_d = \sqrt{gH}/f$ はそれに従って大きくなる。そのため、重力の変化を考慮した場合には a の増大に伴う L_d/a の変化率は小さくなるはずである。したがって、重力を固定した本研究の場合よりも重力の変化を考慮した先行研究の場合の方が、熱輸送量の変化率も小さいはずである。しかし本研究で得られた結果は逆の傾向となっている。そのため、先行研究とは異なる実験結果が得られたのは、重力の変化の有無とは別の要因によると考えられる。他に考え得るのは、大気の安定度が変化することで大気の状態が変化し、循環のパターンや強度が変化することや、用いた放射スキームの違いによる影響が大きい可能性があるということであるが、これらの検証については今後の課題とする。

また、惑星表面の温度分布が決まる仕組みを理解するためには以下のような課題が残る。まずは熱輸送量や温度分布に対してハドレー循環や渦のはたらきがどの程度効果があるのかを定量的に評価することが必要である。定量的な議論を可能にするには、渦 1 個あたりの熱輸送量やそのサイズ依存性、ハドレー循環の緯度幅と熱輸送量の相関を知ることが必要であると考えられる。次に、温度分布がどのように決まるのかを、一つのパラメータの依存性のみを考えるだけで説明するのは難しいということである。例えば、ハドレー循環の緯度幅は惑星半径だけではなく自転角速度にも依存している。本研究の実験では自転角速度は固定で惑星半径を変化させたが、自転角速度だけを変化させたときや、自転角速度が惑星半径の変化に対応して変化するときでは、結果は変わる可能性がある。また、本研究では重力加速度を固定して惑星半径を変化させたが、惑星半径の変化に伴って重力も変化する場合があります。その場合は密度も変化するだろう。重力が変化すると大気の色が変わり、温室効果に影響が出て、気候状態も変わり得ることは想像できる。以上のようなことを調べれば、惑星表面の温度分布が決まる仕組みに関してさらなる理解に迫ることができ、ハビタビリティに考える上で有用な見解が得られるだろう。

5 まとめ

本研究では惑星大気大循環モデル DCPAM を用いた数値実験により、ハビタビリティを考える上で重要な惑星表面の温度分布がどのようにして決まるのかを、大気大循環の惑星半径依存性に着目して調べた。3種類の惑星半径に関して地形あり実験と地形なし実験を行った。なお、季節変化は考慮し、放射過程では地球放射スキームを用いて計算した。まずは上記の先行研究の結果と同じ傾向の結果が得られるかを確認し、先行研究での議論では不十分と思われる点についても調べた。以下がその結果である。図 5.1 でまとめたように、本研究で得られた実験結果は、先行研究のような単純な傾向の結果にはならなかった。その差が生じた理論的および定量的な評価については今後の課題とする。

惑星半径 [km]	2000	6371	20000
南北熱輸送量	大	変化小	変化小
ハドレー循環緯度幅	小	変化小	変化小
ハドレー循環強度	大	大	大
渦の長さスケール	小	小	小
赤道極間温度差	大	変化小	変化小

図 5.1: 本研究の実験結果のまとめ。

以下は先行研究の議論で不十分とした点について調べた結果である。熱輸送量の季節変化については、夏冬間ではピーク値に 2 倍程度差が生じることがわかったが、温度差では数 [K] 程度しか差はなく、温度分布を考える上ではそこまで重要な影響はないことがわかった。また、南北熱輸送量に含まれる乾燥静的エネルギー成分ではハドレー循環による輸送が支配的であり、潜熱エネルギー成分では低緯度帯ではハドレー循環、中高緯度帯では傾圧不安定領域の渦による輸送が支配的であることがわかった。南北温度差は、惑星半径の増大に伴って典型的な渦の長さスケールの惑星半径に比べて小さくなることにより熱輸送が効率的でなくなり、大きくなることが確かめられた。渦の長さスケールの惑星半径との比が惑星半径の増大に伴い小さくなることは地表面気圧の水平分布から読み取ることで実際に確かめた。地形あり実験によりわかったことは、陸よりも海のほうが多い南半球では潜熱エネルギー成分の輸送が卓越し、陸のほうが多い北半球では乾燥静的エネルギー成分の輸送が卓越することである。また全輸送量を占める乾燥静的エネルギーの割合は、地形なしの場合より地形ありの場合の方が大きくなることがわかった。

惑星表面の温度分布が決まる仕組みを理解するためには、以下のような課題が残る。惑星半径の変化によるハドレー循環の大きさや渦の大きさの変化が、ハビタビ

リティを議論するために重要な温度分布やそれを決める熱輸送にどの程度影響を及ぼすのか, ということに関する定量的な評価は行なっていない. 渦 1 個あたりの熱輸送量やそのサイズ依存性, ハドレー循環の緯度幅と熱輸送量の相関などを調べれば定量的な議論が可能となるだろう. また, 惑星半径とともに重力も変化する場合など, 一つのパラメータ依存性のみではなくパラメータ間の相互作用による影響を調べることができれば, 温度分布が決まる仕組みに関してさらなる理解に迫れるだろう.

謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々にお世話になりました. 指導教員である石渡正樹准教授には研究テーマの決定や進め方, 論文指導に至るまで様々な指導や多くの助言をいただきました. 研究室の先輩方には技術的な問題に直面したときにどんなときも快く相談に応じていただき, 大変お世話になりました. なお, 本研究の計算と作図には地球流体電脳倶楽部の DCPAM5, Ruby-DCL, GPhys を利用させていただきました. この場をお借りして皆様に心から感謝申し上げます.

参考文献

- [1] Arakawa, A., Suarez, M. J., 1983: Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 34-35.
- [2] Beljaars, A.C.M. and Holtslag, A.A.M, 1991: Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. *J. Appl. Meteorol.*, 30, 327-341.
- [3] Bourke, W.P., 1988: Spectral methods in global climate and weather prediction models. *Physically-Based Modelling and Simulation of Climates and Climatic Change. Part I*, M.E. Schlesinger (ed.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 169-220.
- [4] Chou, M.-D., and K.-T. Lee, 1996: Parameterizations for the absorption of solar radiation by water vapor and ozone, *J. Atmos. Sci.*, 53, 1203-1208.
- [5] Chou, M.-D., M. J. Suarez, C.-H. Ho, M. M.-H. Yan, and K.-T. Lee, 1998: Parameterizations for cloud overlapping and shortwave single-scattering properties for use in general circulation and cloud ensemble models, *J. Climate*, 11, 202-214.

- [6] Chou, M.-D., M. J. Suarez, X.-Z. Liang, and M. M.-H. Yan, 2001: A thermal infrared radiation parameterization for atmospheric studies, NASA Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation, 19, NASA/TM-2001-104606.
- [7] DCPAM, <https://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/index.htm>.ja
- [8] DCPAM5 ドキュメント, http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/doc/
- [9] ECMWF, ERA-40 Monthly Means of Daily Means, <http://apps.ecmwf.int/datasets/data/era40-moda/levtype=sfc/>
- [10] exoplanets.org, <http://exoplanets.org/>
- [11] Held, I. M., Hou, A. Y., 1980: Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere., *J. Atmos. Sci.*, 37, 515-533.
- [12] Kaspi, Y., Showman, A. P. 2015: Atmospheric Dynamics of Terrestrial Exoplanets over a wide range of Orbital and Atmospheric Parameters, *ApJ*, 804, 60.
- [13] 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.
- [14] Masuda, K., 1988: Meridional heat transport by the atmosphere and the ocean: Analysis of FGGE data, *Tellus*, 40, 265-302.
- [15] Matthews, E., 1983: Global vegetation and land cover: New high-resolution data bases for climate studies. *J. Clim. Appl. Meteor.* 22, 474-487.
- [16] Matthews, E., 1984: Prescription of Land-surface Boundary Conditions in GISS GCM II: A Simple Method Based on High-resolution Vegetation Data Sets. NASA TM-86096. National Aeronautics and Space Administration. Washington, D.C..
- [17] Matthews, E., 1985: Prescription of land-surface boundary conditions in GISS GCM II: A simple method based on high-resolution vegetation data bases, NASA Report No. TM 86096, 20.
- [18] Mellor, G. L., and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1791–1806.
- [19] Moorthi, S., and M. J. Suarez, 1992: Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models, *Mon. Wea. Rev.*, 120, 978–1002.

- [20] NOAA, ETOPO1 Global Relief Model, <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/>
- [21] PCMDI, AMIP Sea Surface Temperature and Sea Ice Concentration Boundary Conditions, <http://www-pcmdi.llnl.gov/projects/amip/AMIP2EXPDSN/BCS/>
- [22] PCMDI, CMIP5 Overview, <http://cmip-pcmdi.llnl.gov/cmip5/>
- [23] Showman, A. P., Wordsworth, R. D., Merlis, T. M., and Kaspi, Y. 2014: Atmospheric Circulation of Terrestrial Exoplanets(The University of Arizona Press), 277-326.
- [24] 地球流体電脳倶楽部, <http://www.gfd-dennou.org/>