

博士論文

令和四年度

金星熱潮汐波の大気安定度依存性と
スーパーローテーションに対する力学的効果

京都産業大学 大学院
理学研究科 物理学専攻
博士後期課程 3年
785064
久間 杏那

目次

序論.....	1
2. 数値モデル.....	9
3. 結果.....	14
3.1. 東西平均場.....	14
3.2. 高度 70 km における熱潮汐波の水平構造.....	18
3.3. 赤道における熱潮汐波の鉛直構造.....	29
3.4. 緯度 60°N における熱潮汐波の鉛直構造.....	44
3.5. LIR 温度観測との比較.....	52
3.6. 熱潮汐波に関する角運動量と熱の輸送.....	55
3.7. 子午面循環の構造.....	69
4. 考察.....	71
4.1. 観測との比較.....	71
4.2. スーパーローテーションにおける南北循環メカニズム.....	71
4.3. 金星大循環への効果.....	72
4.4. 大気安定度の影響を受けるコールドカラー.....	73
5. まとめ.....	74
付録 金星山岳波の励起・鉛直伝播過程.....	76
A1. 山岳波について.....	77
A2. 数値モデル.....	80
A3. 結果.....	86
A3.1 山岳波の構造.....	86
A3.2 地表面付近の東西風への依存性.....	88
A3.3 地表面付近の大気安定度と惑星境界層の深さに対する依存性.....	89
A3.4 山岳波が東西風に与える影響.....	94
A3.5 山岳波の東西波数.....	96
A4. 考察.....	100
A4.1 山岳波の伝播特性.....	100
A4.2 山岳波の鉛直波長.....	100
A4.3 雲模様との関係.....	101
A5. まとめ.....	102
まとめ.....	104

謝辭.....106

参考文献.....107

序論

金星は地球の隣に位置し、大きさも平均密度も地球と同じくらいの惑星である。金星は地球と逆方向にゆっくり自転しており、自転周期は 243 日である（以下、日は 24 時間を意味する）。公転周期は約 225 日なので、一太陽日（太陽の南中から次の南中までの時間）は約 117 日もある。1960 年代から活発に行われた米ソの衛星探査によって明らかにされた金星大気の性質は、地球とは非常にかけ離れたものであることが明らかにされた。金星の地表面における気圧と温度はそれぞれ 92 気圧、約 730 K と、地球よりも高圧・高温な環境である (Schubert et al., 1980)。大気の主成分は二酸化炭素であり、高度 45–70 km では濃硫酸エアロゾルからなる雲層が金星全体を覆っているさらに、金星大気全体が自転と同方向に、自転を追い越しながら回転しており、その風速は高度 70 km 付近で自転速度の 60 倍程度、約 100 m/s に達することが明らかになった。この全球的な高速東西風は、今日では大気スーパーローテーションと呼ばれている。地球でも偏西風とよばれる西風が吹いているが、その平均的な風速は 30 m/s 程度で地球の自転速度の 1/15 以下でしかなく、存在領域も中緯度上空に限られている。自転速度の極めて遅い金星に卓越している大気スーパーローテーションは、地球の偏西風とはまったく異なった現象である。火星にも地球と同じように偏西風が吹いているが、地表面での気圧は 6 hPa 程度、温度は 150–270 K 程度であり、気圧に関しては地球の約 1/100 程度、気温も地球よりも低い環境である。さらに火星の地表面には常に少砂嵐が常に存在している。ある特定の時期にはダストストームという惑星規模の砂嵐が発生し、全球がダストに覆われることもある。このような現象は金星や地球では起こらない。また、欧州と米国による探査機ホイヘンスの 2004 年の観測によれば、土星の衛星タイタンには大気スーパーローテーションが存在していることが示唆されている。ただし、タイタンの大気スーパーローテーションの速度は自転速度の 10 倍程度であり、金星のそれよりも強度が小さい

ことが指摘されている。タイタンの地表面における気圧は約 1500 hPa, 温度は約 90 K である。気圧は地球に近いものの, 温度は非常に低温である。このように, 太陽系内の惑星・衛星には多様な大気大循環が実現しているが, 惑星大気 of 自転速度や大気量, 気温, 太陽放射量などの外部パラメータと大気大循環の関係は複雑であり, 現在でも十分に理解されていない。

上述したように, 金星には自転速度の 60 倍にも達する大気スーパーローテーションという非常に特異な大気大循環が存在している。金星におけるスーパーローテーションの生成・維持メカニズムを研究することは, タイタンや系外惑星のような地球と大きく異なる条件の他の惑星・衛星のスーパーローテーション機構を理解することに役立つだけでなく, 地球気象学との比較によって, 地球や火星の気象現象をより深く理解することに役立つと考えられる。スーパーローテーションの生成・維持に関しては, 夜昼間対流に着目する理論 (Thompson., 1970), 重力波 (熱潮汐波) に着目する理論 (Fels and Lindzen, 1974), 子午面循環に着目する理論 (Gierasch., 1975) など様々な説が提唱されている。近年では大気大循環モデルを用いた研究も盛んに行われ, 各メカニズムの数値的検証が進んでおり (e.g., Yamamoto and Takahashi, 2003; Lee et al., 2005; Takagi and Matsuda, 2007; Hollingsworth et al., 2007; Lebonnois et al., 2010), 熱潮汐波メカニズムと子午面循環メカニズムのいずれでもスーパーローテーションが生成・維持可能であることが指摘されている。しかしながら, 金星は厚い雲層によって全球を覆われているため, 大気内部の気温分布や風速分布の観測が難しく, こうした理論や数値的研究の妥当性は十分に検討されていなかった。近年, 日本の金星探査機「あかつき」によって金星の気象観測が行われ, 雲頂高度 (高度 70 km 付近) を中心に気温や風速の水平分布が明らかにされつつある (Horinouchi et al., 2018; Kouyama et al., 2019; Yamada et al., 2019; Fukuya et al., 2021)。その結果, 熱潮汐波の雲頂高度における水平構造や鉛直構造, 南北運動量輸送が導出され, 雲頂高度の大気スーパーローテーションが熱潮汐波によって維持されている可能

性も指摘されている (Horinouchi et al., 2020)。こうした最新の観測データに基づくことにより、熱潮汐波メカニズムに関する従来の理論や数値的研究の妥当性を検証することが可能になってきた。

ところが、従来の金星 GCM は熱潮汐波の構造を十分に再現できていない (Takagi et al., 2018 など)。また、熱潮汐波に伴う南北運動量輸送もほとんど調べられてこなかった。あかつきの観測で明らかになった熱潮汐波に関する従来の理論・数値的研究の問題点は、大気安定度分布と関係していると考えられる。一般に、安定成層した流体中には浮力を復元力とする大気波動 (重力波) が生じる (時空のゆがみが伝播する宇宙物理学の重力波とは異なる)。流体の内部で生じる重力波のことを特に内部重力波とよぶ。惑星大気中では太陽光加熱によって内部重力波の一種である熱潮汐波が生じる (熱潮汐波は熱によって励起される波のことであり、引力による潮汐とは無関係である)。金星では上部雲層付近で太陽光の約 60 % が吸収されるため (Tomasko et al., 1980)、この高度で強く熱潮汐波が励起されると考えられる。熱潮汐波メカニズムでは、励起された熱潮汐波が雲層から上下に鉛直伝播し、それに伴って角運動量輸送が鉛直輸送され、雲層を中心にスーパーローテーションが生成されると考える。従来の研究ではこの大気安定度分布が不正確であったために、熱潮汐波の構造 (特に鉛直構造) が正しく再現されていなかった可能性がある。近年、欧州の金星探査機 Venus Express や日本の「あかつき」によって、限られた高度範囲ではあるが大気安定度分布の鉛直構造が明らかにされつつある (Tellmann et al., 2009; Ando et al., 2020)。そこで本研究では、こうした最新の観測データに基づき、大気安定度分布が熱潮汐波に与える影響について調べ、熱潮汐波の構造を正確に再現できる数値モデルを構築することにより、熱潮汐波による角運動量と熱の輸送を評価し、熱潮汐波が大気スーパーローテーションに与える力学的影響を調べることにした。

また、金星探査機「あかつき」の大きな観測成果のひとつに巨大な弓状模様の発見が

ある。この模様は観測期間（4地球日）を通して地形に固定されていたことから、地形性の山岳波（定在重力波）によって形成されていると考えられる。Bertaux et al. (2016) はアフロディーテ山の上空で雲頂付近の東西風が減速されていることを指摘した。これらの結果は、山岳波によって大気スーパーローテーションが減速されている可能性を示している（山岳波は位相速度ゼロの重力波であり、気象力学の理論によれば波が減衰する領域で東西平均流を減速する効果がある）。雲頂付近の大気スーパーローテーションの力学を明らかにするには、熱潮汐波による加速効果だけでなく、大規模な山岳波の励起と鉛直伝播過程を調べ、その減速効果を明らかにする必要がある。熱潮汐波の研究では熱潮汐波が励起される雲層より上層の大気安定度のみを変えて計算を行い、下層の大気安定度は変化させていない。しかし、山岳波は地表面で励起される波であるため、励起・伝播過程を明らかにするには地面付近の大気安定度分布が重要である。下層大気についての観測はほとんど存在しないが、山岳波の鉛直伝播に対する大気安定度分布の影響を調べることで、下層大気の大気安定度分布について情報が得られる可能性もある。

本論文では、金星熱潮汐波の大気安定度に対する依存性について詳細に検討し、観測と統合的な熱潮汐波の構造を再現した。熱潮汐波は主に雲層で励起され、その上下へと伝播することが過去の研究で示されている（Takagi and Matsuda, 2005, 2006）。雲頂付近（高度 70 km 付近）のスーパーローテーションに対して影響を与えるのは、主に上層へ伝播する熱潮汐波であると考えられる。そこで、雲層とその上層の大気安定度を変えて計算を行い、熱潮汐波の大気安定度への依存性を詳細に調べた。さらに、雲頂付近の大気スーパーローテーションの維持に大きな負の効果をもたらす可能性として山岳波に着目し、その励起・鉛直伝播過程を詳しく調べた。下層大気の大気安定度分布はほとんど観測されていないため、その分布や強度を変えた場合の山岳波の応答を調べることと、波の励起・伝播過程とスーパーローテーションに対する力学的効果について検討した。

1. 熱潮汐波について

熱潮汐波は太陽加熱によって引き起こされる惑星規模の波である。東西波数 1, 東西波数 2 の波をそれぞれ, 一日潮, 半日潮とよぶ。金星大気中では, 太陽フラックスの約 60% が高度 45–70 km に存在する雲層で吸収される (Tomasko et al., 1980) ため, 熱潮汐波はこの高度で強く励起される。鉛直伝播する熱潮汐波は角運動量を運ぶことから, 熱潮汐波は金星のスーパーローテーションにおいて重要な役割を果たしていると考えられてきた (Fels & Lindzen, 1974; Lebonnois et al., 2010; Newman & Leovy, 1992; Plumb, 1975; Takagi & Matsuda, 2006, 2007)。最近では, Horinouchi et al. (2020) が, あかつきに搭載された紫外イメージャ (UVI) によって得られた紫外域の金星雲画像から導かれた水平風データを用いて, 熱潮汐波が雲頂高度 (約 70 km) の低緯度で角運動量フラックスを赤道向きに運び, 子午面循環メカニズム (Gierasch, 1975; Matsuda, 1980) を通じて, スーパーローテーションの維持に寄与する可能性を指摘した。ここで, 緯度によって雲頂高度が異なることに注意が必要である。中低緯度では, 雲頂高度は 72 ± 1 km であるが, 緯度 $\pm 50^\circ$ から極方向の緯度帯では, 緯度が高くなると雲頂高度は低くなり, 極域では 61–67 km 程度になる (Titov et al., 2018)。熱潮汐波は雲層の物質輸送 (Titov et al., 2008) や雲層より上の金星の大循環に影響を与えるとともに, 大規模な重力波を生成することが指摘されている (Sugimoto et al., 2021)。しかしながら, 雲層より上の高度における子午面角運動量フラックスはこれまでのところ観測では明らかにされていない。さらに, このフラックスは鉛直速度に依存するために, 現在の観測技術では熱潮汐波による鉛直角運動量フラックスを決めることは非常に難しい。したがって, 大気大循環モデル (GCM) を用いて全球的で三次元的な熱潮汐波の構造を調べることは, 金星の大気力学を理解するために有効である。

熱潮汐波による温度偏差は主に赤外観測によって明らかにされてきた (e.g., Taylor et al., 1980; Zasova et al., 2007)。その結果によれば、雲層とその上において、高緯度で一日潮、低緯度で半日潮が卓越する。Ando et al. (2018) はあかつきの伝播掩蔽観測から高度65–85 km の金星上層大気の温度構造を導いた。彼らの結果によれば、低緯度の温度と大気安定度のローカルタイム (東西) -高度分布は上方伝播する熱潮汐波に強く影響される。また、大気安定度の鉛直変化から、半日潮の鉛直波長は雲頂で10–15 km であり、70 km より上で減少することも示唆している。Kouyama et al. (2019) はあかつきに搭載された赤外カメラ (LIR) 得られたデータを用いて雲頂高度の緯度55°から赤道の間で熱潮汐波による温度偏差の水平構造を導出した。彼らの結果によれば、緯度45°から極側では一日潮が、緯度45°から赤道側では半日潮が卓越している。これは過去の研究とも整合的である (Schofield & Taylor, 1983; Taylor et al., 1980; Zasova et al., 2007)。45°から極の間の温度偏差は、ローカルタイムの 0–12LT で正、12–24LT で負であるけれども、45°から赤道の間の温度偏差は、ローカルタイムの0–6LT, 12–18LT で負、6–12LT, 18–24LT で正である。このような温度偏差分布から、一日潮と半日潮の鉛直構造が異なっており、それがその付近の高度帯の熱潮汐波の水平構造を理解するために重要であることが示唆されるただし、LIRの荷重関数は仮定した雲分布に強く依存するため (Taguchi et al., 2007)、数値計算結果とLIR観測結果を比較する際は注意が必要である(3.5. 参照)。Akiba et al. (2021) では Kouyama et al. (2019) の研究を拡張し、高度 66–71km における一日潮と半日潮の鉛直構造を導いた。彼らの結果は半日潮が鉛直伝播し、一日潮がほぼ順圧であることを示唆している。過去の研究で示されているように (Schofield & Taylor, 1983; Taylor et al., 1980; Zasova et al., 2007)。一日潮が緯度55°–65°、半日潮が 0°–30°で卓越している。

紫外雲画像を用いた雲追跡によって、雲頂における熱潮汐波に関する東西風、南北風

の水平分布が得られている (Del Genio & Rossow, 1990; Horinouchi et al., 2018; Hueso et al., 2012, 2015; Kouyama et al., 2012; Limaye, 1988, 2007; Limaye & Suomi, 1981; Machado et al., 2017, 2021; Moissl et al., 2009; Peralta et al., 2012; Rossow et al., 1990; Sanchez-Lavega et al., 2008)。これらの結果から、赤道領域の11-12 LT で東西風がわずかながら最も遅いことを示している。南北風は昼面で極向きであり、極向きの風の最大値は 12-14 LTに位置しており、これは太陽直下点のやや下降流域に対応する。しかしながら、水平風が緯度 50°から赤道方向の 7.5-16.5 LT の東西領域の紫外画像から得られているため、一日潮と半日潮が雲頂の水平風分布にどのように寄与するかはまだわかっていない。最近、Fukuya et al. (2021) があかつき LIR の観測から、赤道から緯度 60°の範囲の全ローカルタイムにおける熱潮汐波に関する水平風を導き出した。彼らの結果によれば、一日潮による南北風は昼面で極向きで、夜面で赤道向きである。興味深いことに、半日潮は低緯度だけでなく、緯度45°から極の範囲にも振幅を持つ。結果として、彼らの結果では、1-5 LT と 8-16 LTで極向き、5-8 LT と 16-1 LT で赤道向きの風が吹いている。

金星大気中の熱潮汐波に関する数値計算は線形モデル(Newman & Leovy, 1992; Pechmann & Ingersoll, 1984; Takagi & Matsuda, 2005, 2006)や GCM (Takagi & Matsuda, 2007; Takagi et al., 2018)を用いて数多く行われている。これらの研究では、観測で示されているように、熱潮汐波が金星上層大気で強く励起されていることが確かめられている。高度 50-80 km における鉛直波長は、一日潮で 7 km, 半日潮で 20-30 km である。しかしながら、Newman and Leovy (1992) は一日潮が鉛直方向にトラップされた構造 (ほぼ順圧) であることを指摘している。Takagi et al. (2018) でも太陽直下点と対蹠点間の強い循環を含む一日潮のほぼ順圧な構造が示されている。なお、この循環は Titov et al. (2008) によって、雲層の物質輸送に寄与することが指摘されてい

る。極向きの風は 14-15 LT (Newman & Leovy, 1992; Takagi & Matsuda, 2005) と 11-13 LT (Takagi et al., 2018) に位置しているけれども、高度 70 km における東西風は 13-14 LT (Newman & Leovy, 1992; Takagi et al., 2018), 11-13 LT (Takagi & Matsuda, 2005) で最も遅い。Takagi et al. (2018) は温度偏差の分布において、 45° から極側で一日潮、 45° から赤道側で半日潮が卓越することを示した。高緯度の温度偏差は 0-12 LT で負、12-24 LT で正であり、これは最近の LIR 観測と整合的である (Akiba et al., 2021; Kouyama et al., 2019)。過去の数値計算では、高度 70 km における南北風は一日潮が卓越しており、(e.g., Newman & Leovy, 1992; Takagi et al., 2018)。昼面では極向き、夜面では赤道向きであった。これは、夜面に半日潮による極向きの風が存在するというあかつき LIR 観測の結果とは矛盾している (Fukuya et al., 2021)。これらのことから、熱潮汐波の構造はこれまでの研究ではまだ完全には理解できていないことがわかる。最近、Ando et al. (2020) によって、Venus Express とあかつき伝播掩蔽観測の結果を用いて金星上層大気熱潮汐波の構造が調べられた。彼らの結果によれば、Takagi et al. (2018) などで用いられていた大気安定度は、高度 60-75 km の低緯度で $2-4 \text{ K km}^{-1}$ 、高緯度で $4-6 \text{ K km}^{-1}$ 過小評価していたことが示唆される。熱潮汐波の鉛直構造は安定度に強く依存するので、観測と数値計算の相違点は GCM の中で現実的な安定度が再現されなかったことに起因すると考えられる。

熱潮汐波が金星大気中の大循環にどのような影響を及ぼすのかを理解するためには、GCM の中で熱潮汐波を正確に再現する必要がある。本研究では、熱潮汐波の現実的な構造を明らかにするために、熱潮汐波が雲層上層の大気安定度にどのくらい依存するのかを調べた。また、熱潮汐波に伴う角運動量と熱フラックスとそれらが雲層およびその上層の東西平均風に及ぼす影響も調べた。さらに、結果を観測と比較し検証した。

2. 数値モデル

熱潮汐波の数値計算には、AFES-Venus という金星 GCM を用いた(Sugimoto et al., 2014a)。AFES-Venus は、金星大気で起こる様々な現象を調べるために使われている。例えば、雲層で励起される惑星規模の傾圧不安定波 (Sugimoto et al., 2014b)、温暖な極渦を囲むコールドカラー (Ando et al., 2016, 2017)、熱潮汐波 (Takagi et al., 2018)、赤道上空の熱構造のローカルタイム依存性 (Ando et al., 2018)、雲層下層の惑星規模のストリーク構造 (Kashimura et al., 2019) などがあげられる。AFES-Venus は球面上の σ 座標におけるプリミティブ方程式系に基づいている。鉛直領域は高度 0-120 km であり、1 km ごとに 120 層に分かれている。地形は無視している。水平解像度は T42(水平点 128×64 で三角切断波数 42)である。水平渦粘性は 2 次の超粘性で表現している。最大波数成分の減衰時間は約 1 日 (「日」は特に記載がない限りは 24 時間を表す) である。鉛直渦粘性は $0.015 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ で固定している (Sugimoto et al., 2019)。太陽加熱の高度分布は Haus et al. (2015) に基づいている。Takagi et al. (2018) では、高度 0-60 km は Tomasko et al. (1980)、高度 60 km 以上では Crisp (1986) に基づく太陽加熱を用いていた。Tomasko et al. (1980) は Pioneer Venus による非常に限られた観測結果から、全球的に平均された正味の太陽フラックスの鉛直プロファイルを導いたが、高度 30-60 km で $15\text{-}20 \text{ W m}^{-2}$ 程度の不確実性がある。一方、Haus et al. (2015) は最近改善された雲モデル (Haus et al., 2013, 2014 など) と放射輸送モデルを用いて、太陽正味フラックスと加熱率を導いた。したがって、本研究で用いられた太陽加熱プロファイルは、金星大気の雲の平均的な構造を反映していると考えられる。Takagi et al. (2018) では、数値不安定性を防ぐために、高度 80 km 以上の太陽加熱を無視したが、本研究ではこの制限を少し緩和し、高度 90 km 以上の太陽加熱を無視している。対流不安定を抑制するために、不安定成層中の温度減率を乾燥断熱減率に置き換える形の対流調節を用いている。金星大気はほぼ CO_2 大気なので、気体定数は $191.4 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ である。

定圧モル比熱は、金星大気の温度に依存するが、簡単のために $1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ で一定とした。その他の物理定数は以下の通りである。重力加速度は 8.87 m s^{-2} 、金星半径は $6,052 \text{ km}$ 、自転周期は 243 日 、太陽日は 117 日 、地表面気圧は $92 \times 10^5 \text{ Pa}$ である。自転方向は地球と同じ自転方向を仮定している。したがって、このモデルでは、スーパーローテーションの向きは東向きである。赤外放射輸送は Crisp (1986) に基づく緩和係数を用いた参照温度分布に温度場を緩和するようなニュートン冷却で近似している。参照温度分布は水平方向に一様と仮定した。

熱潮汐波が雲層上層で大気安定度からどのような影響を受けるか調べるために、ニュートン冷却に 3 つの参照温度分布を用いた。参照温度分布は仮定された 3 つの安定度の鉛直分布から導出されている。安定度 Γ は以下の式で表される

$$\Gamma(z) = \frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p}, \quad (1)$$

T は温度、 z は高度、 g は重力加速度、 C_p は比熱を表している。

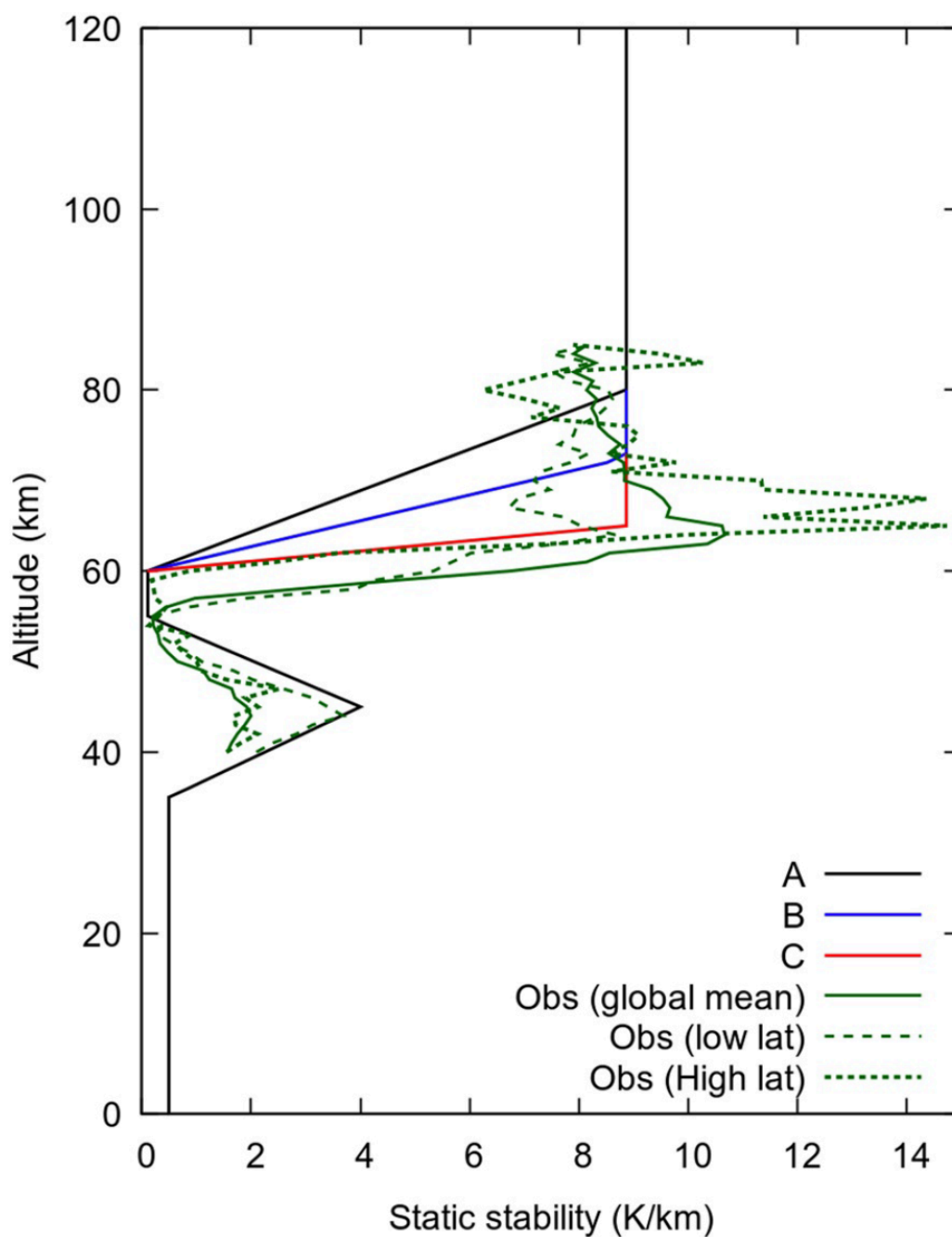


図1 ニュートン冷却の参照温度を導くために、case A (profile A, 黒線), case B (profile B, 青線), case C (profile C, 赤線) と仮定したときの大気安定度の鉛直プロファイル。profile A (黒線) は, Takagi et al. (2018)で用いられたものと等しい。緑色のプロファイルはそれぞれ, あかつきの電波掩蔽観測 (Ando et al., 2020) から得られた,

全球平均（実線）、赤道から 30° の範囲の低緯度上空（破線）、60°-70° の高緯度上空（点線）における大気安定度を示している。

図 1 は本研究で用いた大気安定度の鉛直プロファイルである。プロファイル A は Takagi et al. (2018) で用いられたものと同じである。最近の電波掩蔽観測と統合的で現実的な安定度分布(Ando et al., 2020; Tellmann et al., 2009)を再現するために、プロファイル B, C では、高度 60 km より上でプロファイル A よりも急激に安定度が高くなっている。高度とともにゆるやかに安定度が増加する雲層下層における低安定度層の上端境界の高度は、本研究で用いられた鉛直分布と、あかつき電波掩蔽観測の結果を全球平均して得られたものでは、鉛直方向に 3 km のオフセットがある（図 1 中の緑色の実線）。

Ando et al. (2020) は、低安定度層の上端境界は、低緯度では高度 56-75 km（図 1 の破線）、中高緯度では高度 60 km（図 1 の点線）であることを示している。Tellman et al. (2009) は Venus Express の電波掩蔽観測の結果から、低緯度においても上端境界は高度 60 km であると示している。これらの結果は、低安定度層とその上端境界が時間と場所において明らかに変化していることを示す。本研究では、Takagi et al. (2018) との比較のために、低安定度層の上端境界は 60 km に固定している。AFES-Venus の詳細は、Sugimoto et al.(2014a) や Takagi et al. (2018) に記述されている通りである。

剛体回転における理想化された東西風が初期状態である。東西風速は高度とともに線形に増加し、赤道上空の高度 70 km で 100 m s^{-1} に達する (e.g., Schubert et al, 1980)。70 km より上では、東西風は一定であると仮定している。初期の温度場は理想化されたスーパーローテーションと傾度風バランスするものと仮定し、次のように定める。まず、

初期の温度の鉛直プロファイルを仮定した安定度から赤道上で計算する。そして、各高度における南北分布を初期の東西風との傾度風バランスから求める。ニュートン冷却のために用いる3つの参照温度分布について、モデル大気を50年積分した。「年」は特に記述がない限りは365日を指す) Case A, B, Cは図1に示したCase A, B, Cの大気安定度の鉛直プロファイルから導かれた参照温度分布で数値計算した結果を意味する。準定常状態に達したと考えられる最後の3年について、6時間ごとに出力したデータについて解析を行った。

3. 結果

3.1. 東西平均場

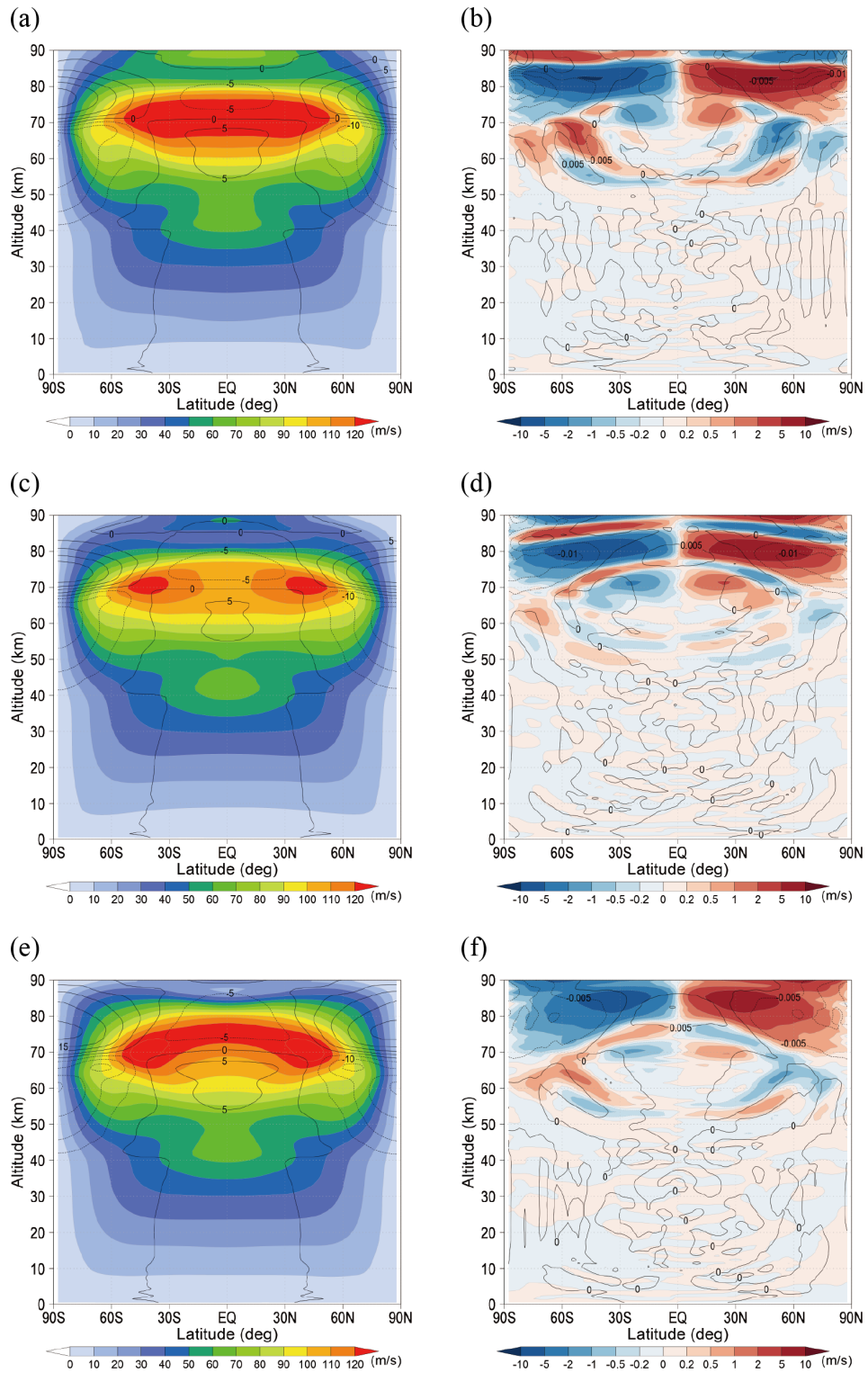


図2 case A (a), (b), case B (c), (d), case C (e), (f) から得られた、東西平均東西風 (左, カラー, 単位は m s^{-1}), 東西平均から得られた東西平均温度偏差 (左, コンター, K), 東西平均南北風 (右, カラー, m s^{-1}) と東西平均子午面循環の流線関数の緯度-高度分布。流線関数の正 (負) の値は, 平均子午面循環が時計回り (反時計回り) であることを示す。

図2は, case A, B, C のそれぞれで得られた, 東西平均された東西風, 南北風, 鉛直風, 温度の水平平均からの偏差の緯度-高度分布を示している。すべてのケースにおいて, 60-80 km あたりで風速の速いスーパーローテーションが再現・維持されており, 東西風の速度は高度 70 km の緯度 30° から赤道側でほぼ一定であり, 45° 付近に弱い中緯度ジェットが見られる。case B では, 高度 70 km の赤道域の東西風は case A や C の東西風よりも $10\text{-}15 \text{ m s}^{-1}$ ほど遅い。高度 70 km 付近の東西平均された東西風の南北プロファイルは, 紫外雲画像や地上でのドップラー観測 (e.g., Horinouchi et al., 2018; Machado et al., 2017, 2021) などから得られた雲頂での東西風とおおまかには整合的である。しかしながら, 紫外観測は昼面のみに限られるので, これらの観測で得られた東西風は, 正確な東西平均ではなく, 熱潮汐波による影響を受けている可能性が高い。高度 70-75 km より上では, 東西平均された東西風は, どのケースにおいても高度とともに急激に減速する。高度 85 km 付近の東西平均された東西風の速度は, Takagi et al. (2018) では $0\text{-}10 \text{ m s}^{-1}$ であるけれども, 本研究の case A で $70\text{-}80 \text{ m s}^{-1}$, case B で $30\text{-}40 \text{ m s}^{-1}$, case C で $0\text{-}10 \text{ m s}^{-1}$ である。case A ではニュートン冷却で用いた参照温度分布は Takagi et al. (2018) と同じものを用いているが, case A の結果は Takagi et al. (2018) の結果とは異なるように見える。Takagi et al. (2018) では高度 80-90 km の太陽加熱を無視しているが, 本研究ではそれを含んで計算している。このことから, 高度 80 km より上の東西平均された東西風がこの高度より上の太陽加熱によって局所的に

影響を受けると言えるかもしれない。なお、case A で得られた高度 70 km より下の東西平均された東西風の分布は Takagi et al. (2018) で得られたものにとってもよく似ている。このことから、80 km より上での太陽加熱は高度 70 km より下の東西平均された東西風にわずかながら影響を及ぼすことを示唆する。

高度 70 km より下では、東西平均された南北風と鉛直風は非常に複雑な構造をしている (図 2b)。case A (図 2b) では、東西平均された南北風 (カラーシェード) は高度 67-75 km の緯度 30° から赤道の間と、高度 50-60 km の緯度 30° - 60° で極向きである。一方、高度 60-72 km の緯度 30° から極の間では赤道向きで、 50° 付近での最大風速は約 5 m s^{-1} である。東西平均した鉛直風は高度 45 km より上の緯度 20° - 25° から赤道側で上昇流、高度 50-70 km の 25° - 45° で下降流である。高度 70 km より下の緯度 45° から極側では、再び上昇流となっている。この結果は、Takagi et al. (2018) で得られたものに似ており、雲層上層の低緯度でハドレー循環 (直接循環)、さらに、雲層全体 (高度 50-70 km) の中高緯度でハドレー循環よりも鉛直方向に深いフェレル循環 (間接循環) の存在を示唆している。case C から得られた結果 (図 2f) は、case A (図 2b) で得られた結果に似ている。なお、case B (図 2d) の結果は case A, case C から得られた結果とは少し様子が異なる。具体的には、フェレル循環が弱く、ハドレー循環が緯度 45° まで広がっている。フェレル循環は傾圧不安定波によって生成されと考えられているので、case B では、case A, C よりも中緯度での傾圧不安定派の活動が弱いことが推測される。これらの結果から、雲層からその上層にかけての金星における大循環は、この高度での大気安定度の影響を強く受けることが示唆される (図 3 も参照)。

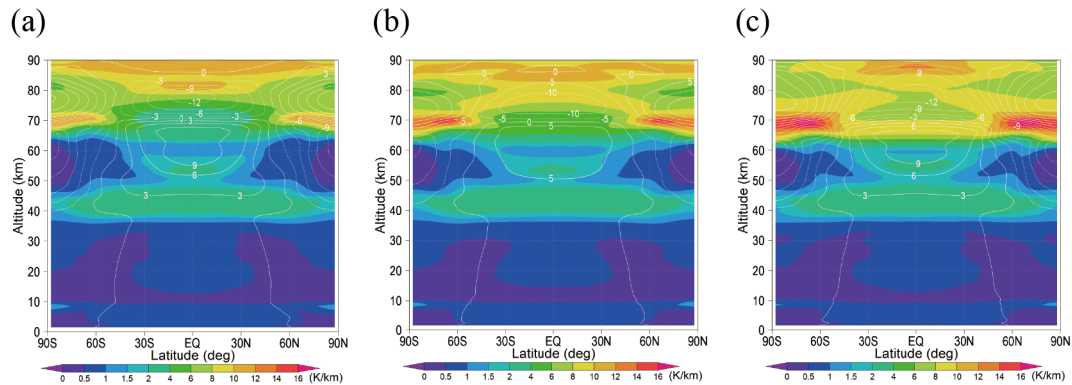


図3 case A (a), case B(b), case C (c)から得られた大気安定度（カラー，単位は K km^{-1} ）と水平平均からの温度偏差（白色コンター， K ）の緯度-高度分布。これらの分布は東西平均と234日（2金星日）で時間平均されている。

図3は，case A, B, C で得られた準定常状態において，東西・時間平均した温度から導いた大気安定度の緯度-高度分布を示している。時間平均の期間は234日（2金星日）である。高度60 kmより下における大気安定度分布はすべてのケースでほとんど変わらないが，高度60-80 kmに大きな違いが見られる。電波掩蔽観測（Ando et al., 2020; Tellmann et al., 2009）によれば，高度65-70 kmの低緯度における大気安定度は $6\text{-}9 \text{ K km}^{-1}$ であるが，本研究のcase Aでは $2\text{-}4 \text{ K km}^{-1}$ ，case Bでは $2\text{-}6 \text{ K km}^{-1}$ ，case Cでは $6\text{-}9 \text{ K km}^{-1}$ 程度である。大気安定度が高度60 kmより上で急激に増加するcase Cでは，高度60-70 kmの高緯度に $12\text{-}16 \text{ K km}^{-1}$ の高安定度層が形成されている。

これらの特徴は電波掩蔽観測から得られた安定度の緯度-高度分布（Ando et al., 2020）と非常に整合的であり，特にcase Cから得られた大気安定度分布が観測とよく合っている。興味深いのは，高緯度で形成されている高安定度層は，case Cの高度65 km付近の緯度 $60^\circ\text{-}70^\circ$ の現実的なコールドカラーの形成に関係していることである（図3c）。コールドカラーによる温度偏差はcase Cでは約12 Kである。このことから雲層上

層の熱構造は case C で再現度が高いことがわかる。しかしながら、すべてのケースについて、雲層下層 (50- 60 km) の低緯度の安定度は、 $1-2 \text{ K km}^{-1}$ 観測より大きい値を示している。この差は雲底の赤外加熱 (高温の下層大気からの熱放射が雲底で吸収され大気を加熱する) によって全球的に生成される小規模の対流 (Imamura et al., 2014) が、本研究で用いた静水圧平衡を前提とする GCM では再現されないことから生じると考えられる。

3.2. 高度 70 km における熱潮汐波の水平構造

熱潮汐波について調べるために、計算結果の時系列データに 10 日周期のカットオフを行うローパスフィルターを使用した。一日潮の周期は 117 日、半日潮の周期は 58.5 日でどちらも 10 日より十分長く、本研究で用いている GCM では、短周期擾乱が卓越する周期は 10 日以下である (Takagi et al., 2018) から、ローパスフィルターを適用したデータは主に東西平均と熱潮汐波成分を含んでいる。また、熱潮汐波成分中の時間変動成分を取り除くために、ローパスフィルターをかけた 234 日 (2 金星日) 分のデータを太陽とともに移動する座標系で平均した。熱潮汐波は太陽の動きに固定されているため、これによって平均的な熱潮汐波の構造を取り出すことができる。さらに、東西平均成分を取り除くことで熱潮汐波成分を得る。なお、こうして得られた熱潮汐波成分には東西波数 1 と 2 の成分 (一日潮と半日潮) だけでなく、多くの東西波数成分が含まれている。本研究では、太陽直下点は ($0^{\circ}\text{E}, 0^{\circ}\text{N}$) に固定されているので、経度はローカルタイムに対応する。すなわち、 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ、0, 6, 12, 18, 24 LT に対応する。

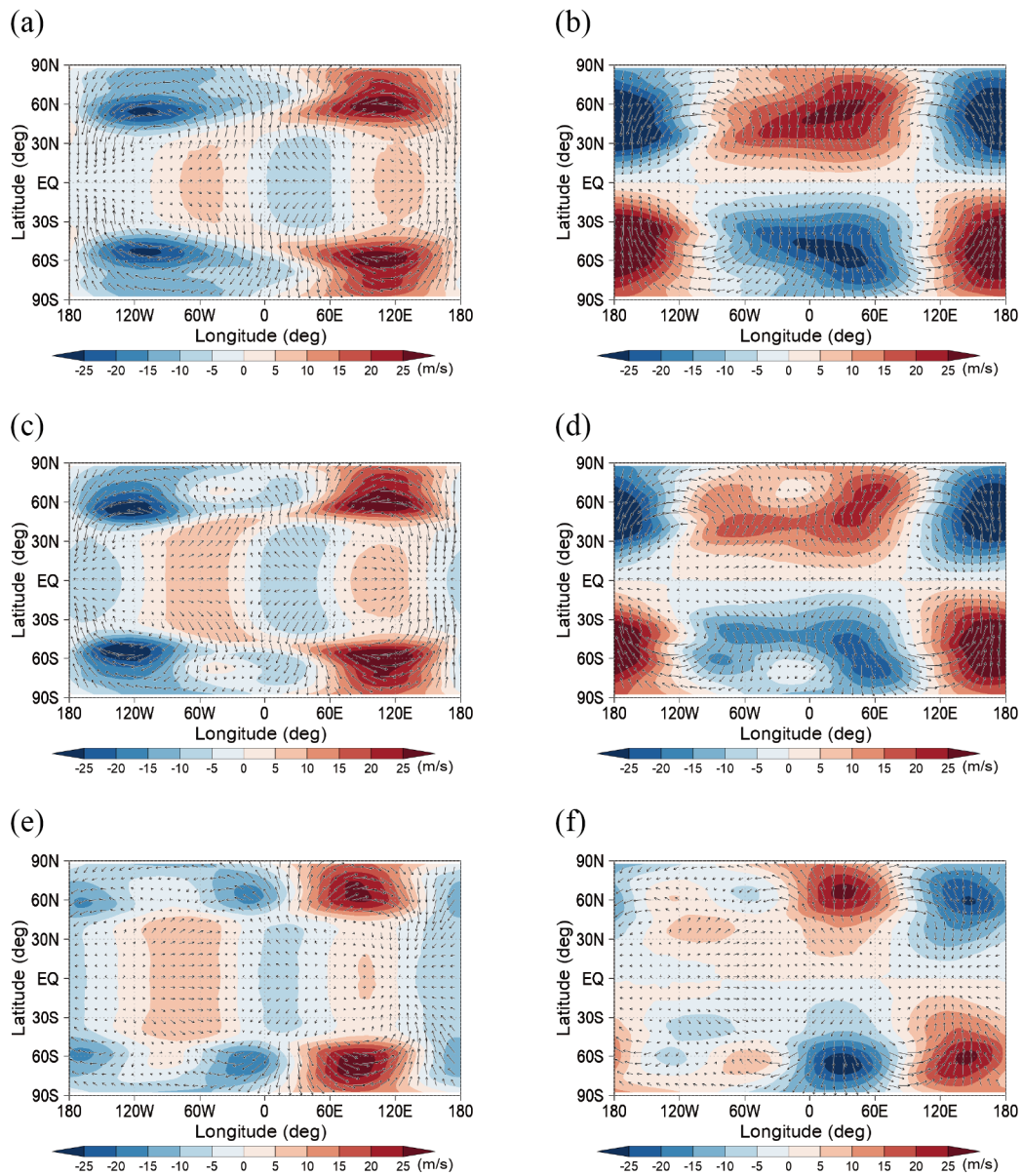


図4 太陽とともに動く座標系における, case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた, 高度 70 km における熱潮汐波に伴う東西風 (左, カラー, 単位は m s^{-1}) と南北風 (右, カラー, m s^{-1}) の経度-緯度分布。ベクトルは高度 70 km における東西風と南北風を示している。経度はローカルタイム (単位は LT) に対応している。例えば, 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

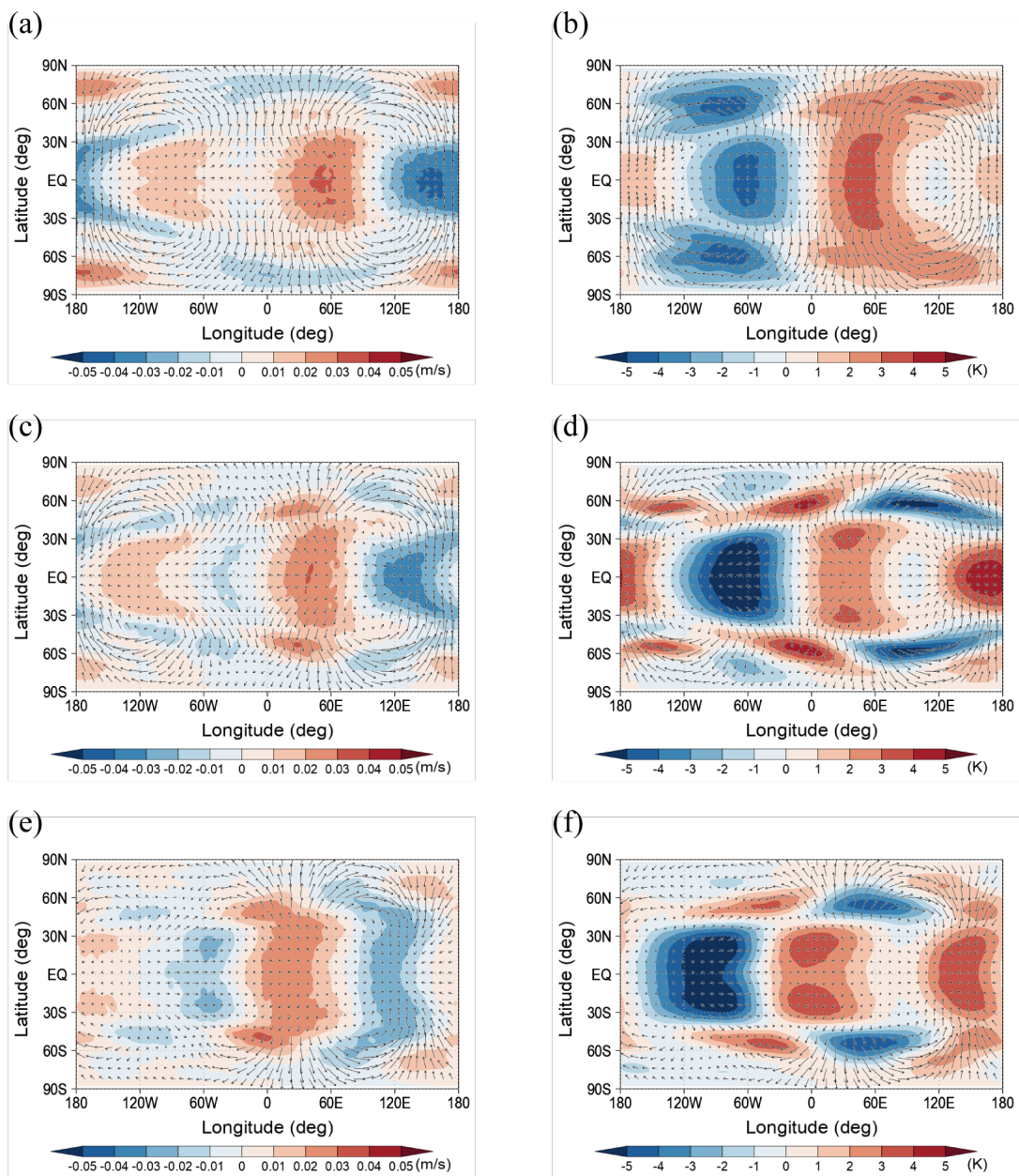


図5 図4と同じ場合の鉛直風 (左, カラー, 単位は m s^{-1}), と温度偏差 (右, カラー, K)。180°W, 90°W, 0°E, 90°E, 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

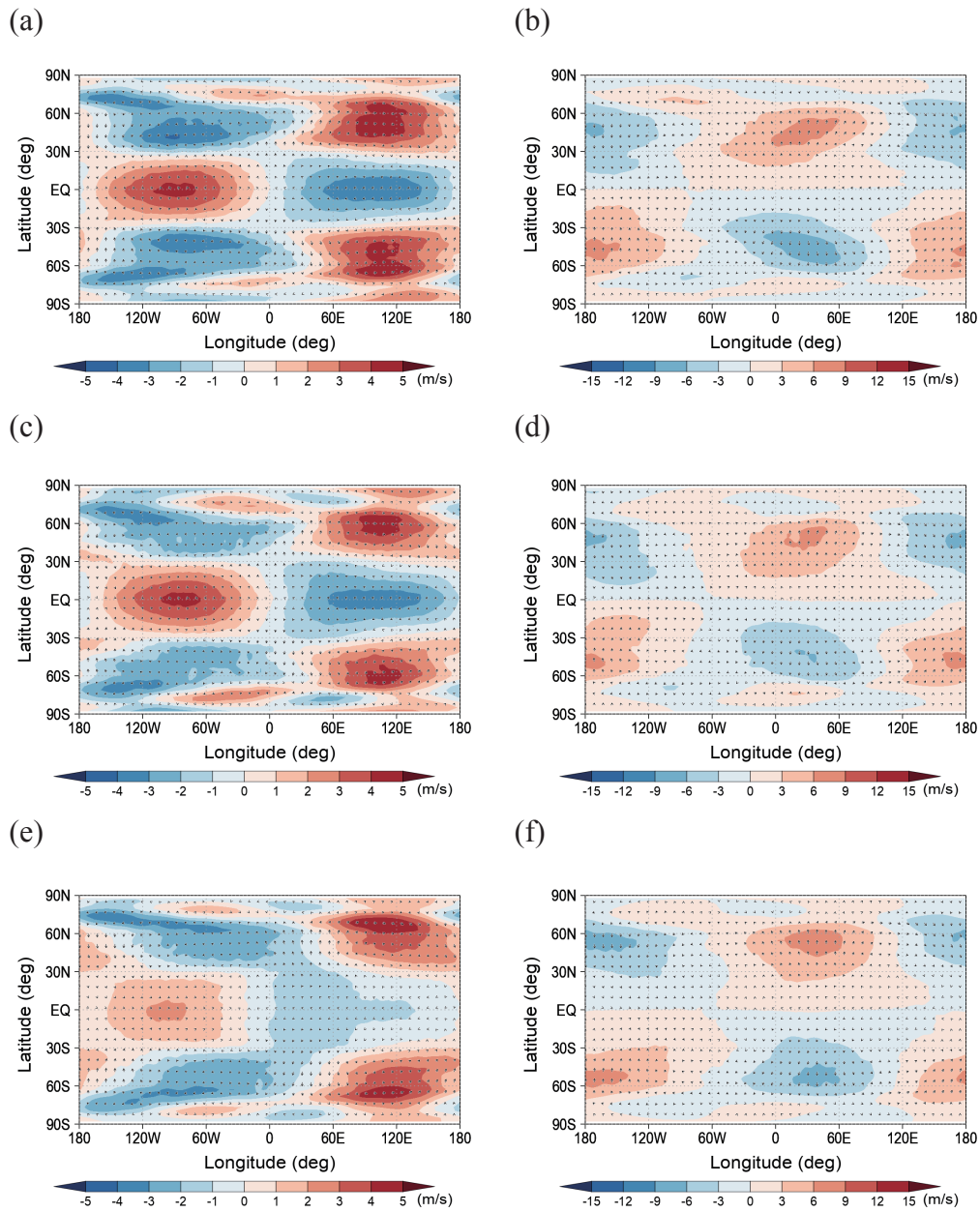


図6 図4と同じ場合の高度 60 km における熱潮汐波に伴う東西風（左，カラー，単位は m s^{-1} ）と南北風（右，カラー， m s^{-1} ）の経度-緯度分布。ベクトルは高度 60 km における東西風と南北風を示している。経度はローカルタイム（単位は LT）に対応している。例えば， 180°W ， 90°W ， 0°E ， 90°E ， 180°E はそれぞれ，0，6，12，18，24 LT に対応している。

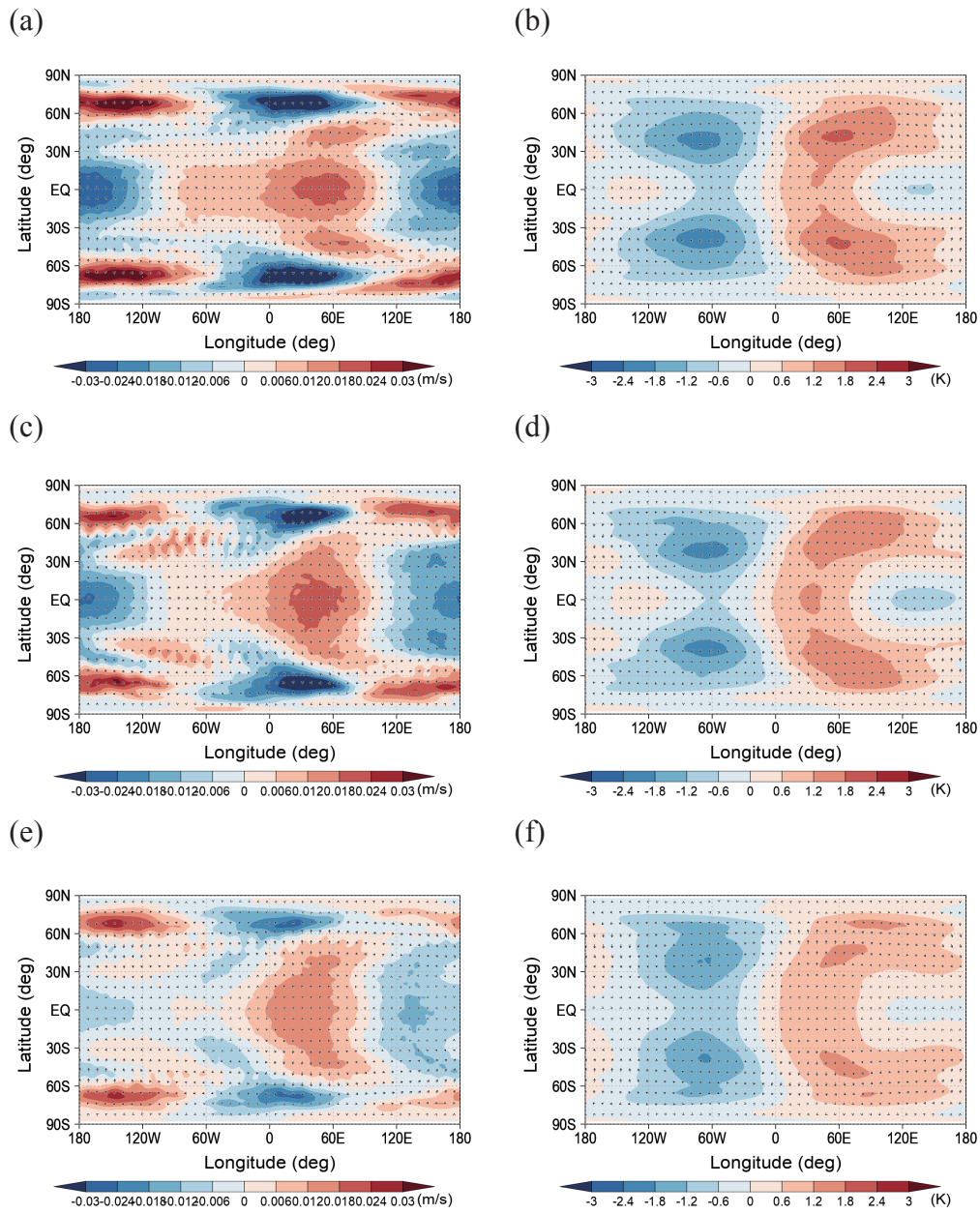


図7 図6と同じ場合の鉛直風 (左, カラー, 単位は m s^{-1}), と温度偏差 (右, カラー, K)。180°W, 90°W, 0°E, 90°E, 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

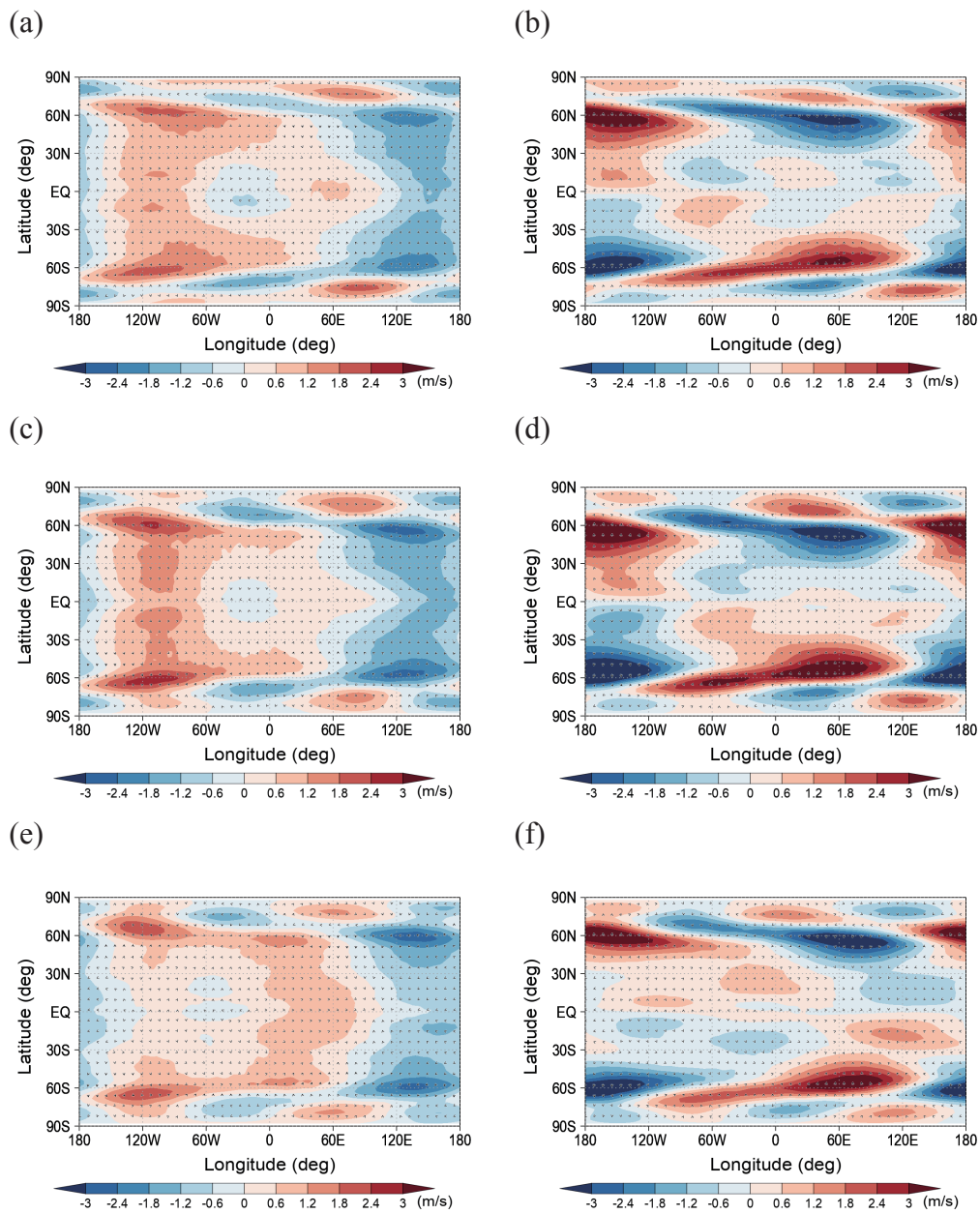


図8 図4と同じ場合の高度 50 km における熱潮汐波に伴う東西風（左，カラー，単位は m s^{-1} ）と南北風（右，カラー， m s^{-1} ）の経度-緯度分布。ベクトルは高度 50 km における東西風と南北風を示している。経度はローカルタイム（単位は LT）に対応している。例えば， 180°W ， 90°W ， 0°E ， 90°E ， 180°E はそれぞれ，0，6，12，18，24 LT に対応している。

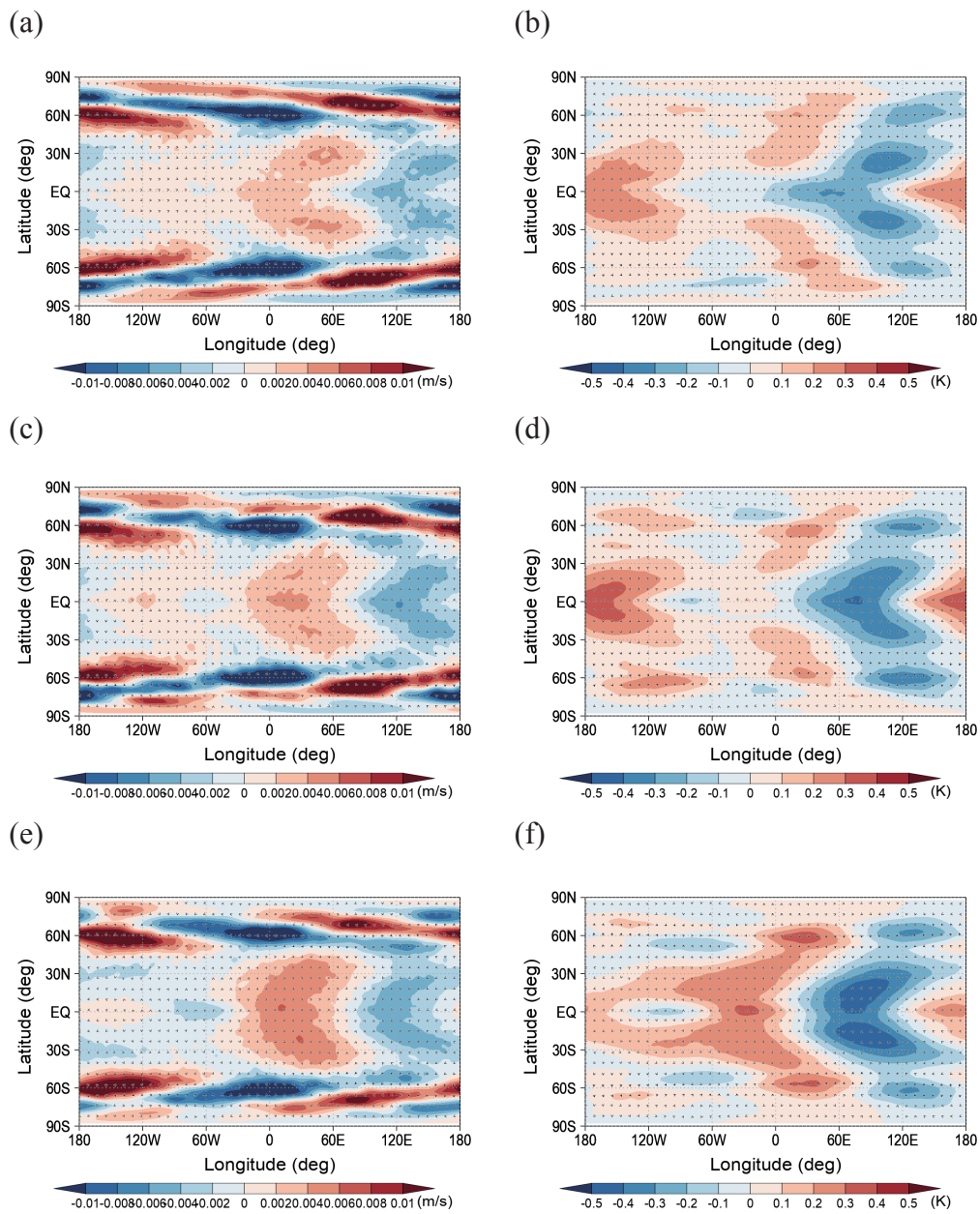


図9 図8と同じ場合の鉛直風(左, カラー, 単位は m s^{-1}), と温度偏差(右, カラー, K)。180°W, 90°W, 0°E, 90°E, 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

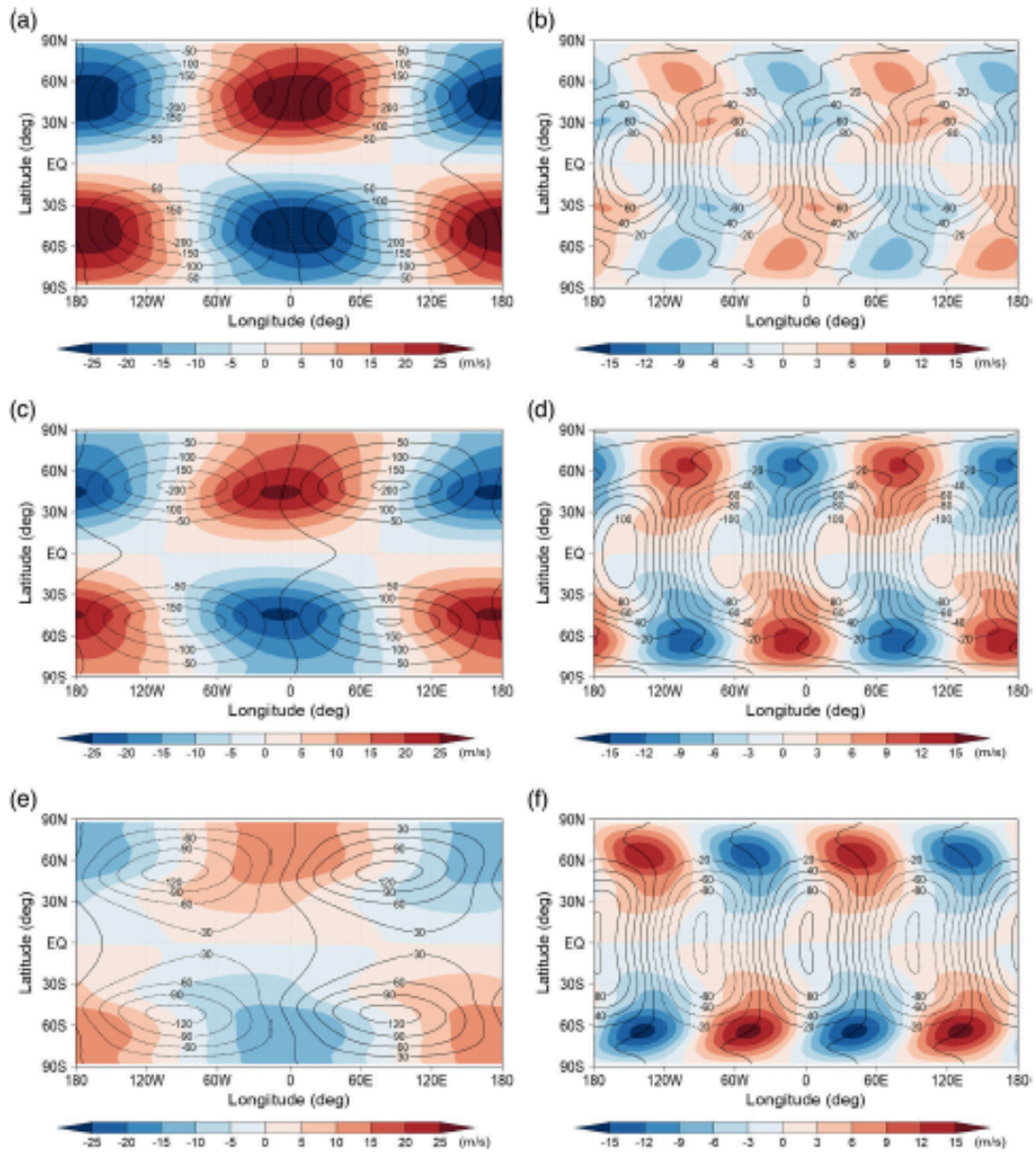


図10 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた高度 70 km における一日潮 (左) と半日潮 (右) に伴う, 南北風 (カラー, 単位は m s^{-1}) とジオポテンシャル高度偏差 (黒色コンター) の経度-緯度分布。

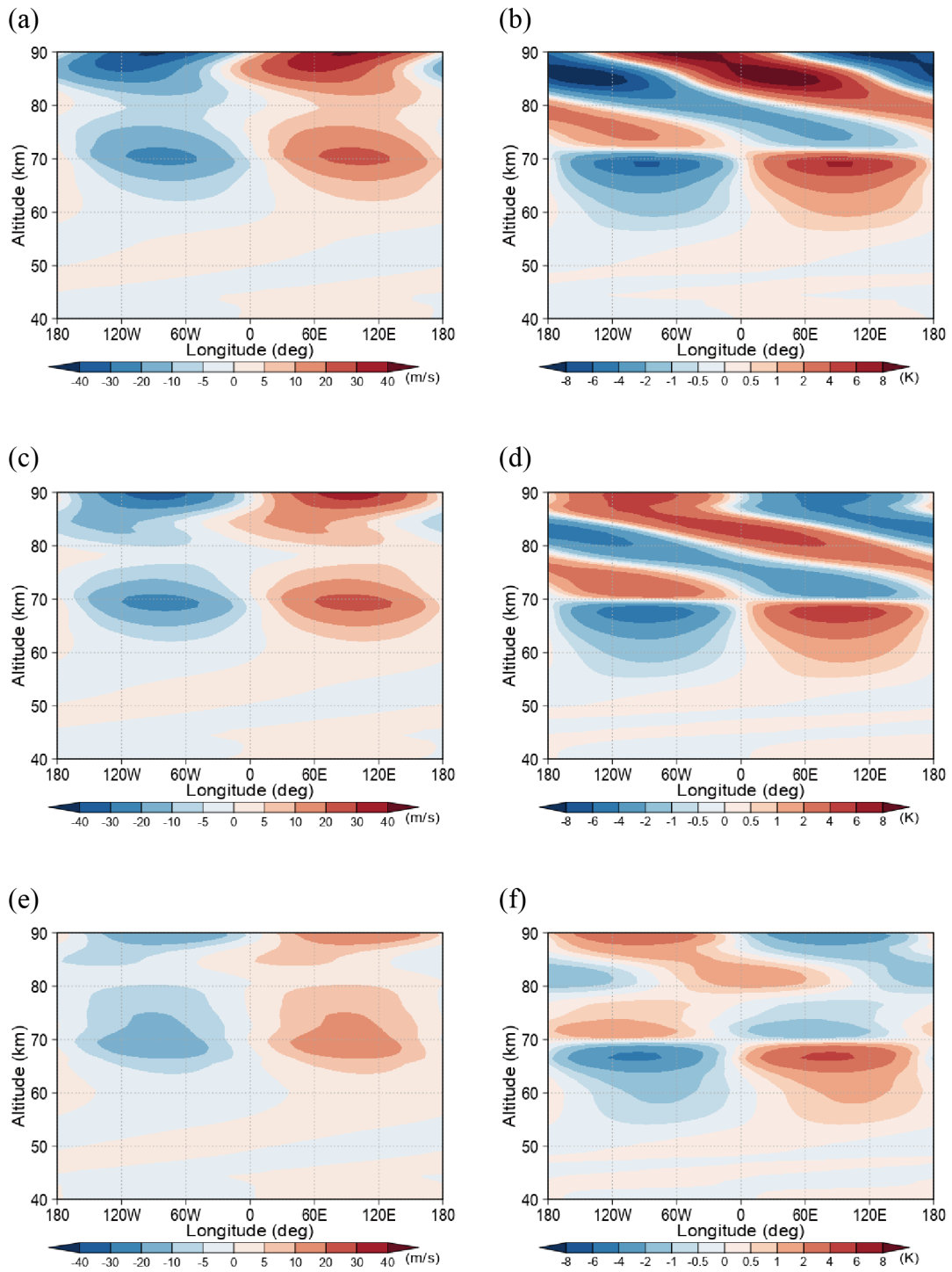


図11 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた緯度75°Nにおける一日潮に伴う南北風（左）と温度偏差（右）の緯度-高度分布。

図4, 5 は case A, B, C で得られた高度 70 km における熱潮汐波の水平構造を示している。case A と case B で得られた東西風偏差分布を見ると (図4a, 4c), 緯度45°より極側で, 一日潮 (東西波数1), 緯度45°より赤道側で半日潮 (東西波数2) が卓越している。卓越する東西波数が緯度によって変化することは, 過去の観測で示された熱潮汐波の温度偏差と整合的である (e.g., Taylor et al., 1980; Schofield & Taylor, 1983; Zasova et al., 2007)。しかしながら, case C を見ると半日潮による東西風と南北風は低緯度だけでなく, 高緯度でも卓越している (図4e, f)。これは, 半日潮の振幅は安定度とともに増加するけれども, 雲層上層の大気安定度が case Aでは小さく, case C では高いので, case C における高緯度の一日潮の振幅 (図4e, f) が case A, B のそれ (図4a-4d) よりもかなり小さいためである。一日潮, 半日潮の構造を得るために, フーリエ分解を用いている。図10 は一日潮と半日潮から得られる高度 70 km における南北風分布を示している。雲頂高度における一日潮と半日潮の最大南北風速は, caseAでそれぞれ 28, 9 m s⁻¹ (図10a, 10b), caseB で 25, 12 m s⁻¹ (図10c, 10d), case C で 12, 15 m s⁻¹ (図10e, 10f) である。過去の観測では, 中緯度の正午 (12 LT) での熱潮汐波の南北風速は, 6-18 m s⁻¹ である (Del Genio & Rossow, 1990; Horinouchi et al., 2018; Kouyama et al., 2012; Limaye, 1988; Moissl et al., 2009; Rossow et al., 1990)。これらのことから, 本研究のモデルでは雲頂高度にわずかながら不確実性があるものの (3.5節参照), case C で得られた熱潮汐波は観測とよく合っていることがわかる (図4, 6 の右カラム)。Peralta et al. (2012) では, 熱潮汐波による南北風速, 緯度73°-83°の雲頂高度で 3-6 m s⁻¹であり, 本研究で得られた値 (図4の右カラム) よりかなり小さい。この違いは, 高緯度の雲頂高度が押し下げられていることに起因しているかもしれない (Titov et al., 2008)。今回の数値計算では図11, 12 に見られる低緯度での一日潮による温度偏差を除いて, 高度 60-80 kmでは高度が下がるにつれて熱潮汐波の振幅が小さくなっている。case C における高緯度の高度 60 km での南北風速は, 一日潮で2-4 m s⁻¹, 半日潮で 1-2 m s⁻¹

¹ であり、これは Peralta et al. (2012) の結果と整合的である。

図4の左のカラムで示されていることから明らかなように、低緯度の東西風の位相は、安定度が高くなるにしたがって西向き（ローカルタイムで早い方向）に移動している。東西風の観測と比較すると、赤道付近の11-12 LT で最も遅く (Del Genio & Rossow, 1990; Horinouchi et al., 2018; Hueso et al., 2015; Limaye, 1988; Moissl et al., 2009), case C で得られる東西風速分布が観測と最もよく合っている。この結果から、熱潮汐波の構造が case C の現実的な大気安定度によって改善されたことが示唆される。同様の結果は、鉛直風（図5の左図）や温度偏差（図5の右図）でも確認できる。case A と case C を比較すると、位相のズレは約 60° （4 LT）である。case B, C では、太陽直下点の対蹠点で上昇流が見られ（図5c, 5e）、夜面の低緯度で正の温度偏差が大きくなっている（図5d, 5f）。緯度 60° 付近の温度偏差の東西分布もまた、case A, B, C では大きく異なっている（図5の右カラム）。また、case C の南北風分布（図4f）も case A, B（図4b, 4d）の分布とは大きく異なる。case A, B では南北風は昼面で極向き、夜面で赤道向きである。case C では、2-7 LTと 10-17 LT で極向きであり、半日潮成分は緯度 45° から極側でも無視できない（図4f）。case C で得られる南北風分布は、最近のLIR観測（Fukuya et al., 2021）と整合的である。極向き南北風の最大風速は case C では 25 m s^{-1} で14 LTに位置しており、過去の観測値である $7-15 \text{ m s}^{-1}$ よりはやや大きいけれども、紫外観測とは整合的である (DelGenio & Rossow, 1990; Horinouchi et al., 2018; Hueso et al., 2015)。Kouyama et al. (2012) は東西風が赤道付近の12-13 LT で最も遅いことと、最も早い極向き風が11-12 LT で吹いていることを示した。これらの結果は、熱潮汐波の構造が平均東西風などの影響によって時間変化することを示唆しているものと考えられる。

図6, 7 はcase A, B, C から得られた高度 60 km における熱潮汐波の水平構造を示している。東西風（図6左カラム）は緯度によらず一日潮が卓越しており、低緯度で半日潮が卓越する高度 70 km とは異なる（図4左カラム）。また、南北風の構造（図6右カラム）は、振幅は小さくなるものの、一日潮が卓越する構造自体は高度 70 km（図4右カラム）とほとんど変わらない。鉛直風（図7左カラム）に関しても、高緯度で一日潮、低緯度で半日潮が卓越する構造は高度 70 km（図5左カラム）と変わらない。温度（図7右カラム）については、case A, B, C でほぼ構造が変わらず、大気安定度によって位相が西側にずれる高度 70 km（図5右カラム）とは様子が異なる。

図8, 9 は case A, B, C で得られた高度 50 km における熱潮汐波の水平構造を示している。東西風（図8左カラム）を見ると、case A, B は低緯度で半日潮、高緯度で一日潮が卓越しているが、case C では緯度によらず一日潮が卓越しているように見える。また、一日潮の位相は西側で正、東側で負となっており、高度 70 km（図4左カラム）と比べて、位相が 180° ほどずれている。南北風（図8右カラム）はいずれのケースにおいても低緯度で半日潮に伴う構造が見えており、緯度によらず一日潮が卓越する高度 70 km（図4右カラム）とは異なる。鉛直風（図9左カラム）は低緯度で半日潮、高緯度で一日潮という構造は高度 70 km の場合（図7左カラム）とほとんど変わらない。温度（図9右カラム）に関しては、西側が正、東側が負となっているが、高度 70 km では、西側が負、東側が正となっており、位相がちょうど 180° ずれているように見える。

3.3. 赤道における熱潮汐波の鉛直構造

高度 70 km における熱潮汐波の水平構造が高度 60-80 km の大気安定度によってどのように影響を受けるのか調べるために、case A, B, C で得られた一日潮と半日潮の鉛直構造を比較した。図 11 は緯度 75°N における熱潮汐波による南北風（図 11 の左カラム

ム)と温度偏差(図11の右カラム)の緯度-高度分布を示している。高度62-73 kmでは、一日潮はどのケースでも、太陽直下点と対蹠点の間の循環に係るほぼ順圧的な構造をしている(Takagi et al., 2018)。南北風は6-18 LTで極向きであり、18-6 LTでは赤道向きである(図11の左カラム)。この結果は高緯度の一日潮の順圧構造は、雲層上層の大気安定度から影響を受けないことを示唆している。

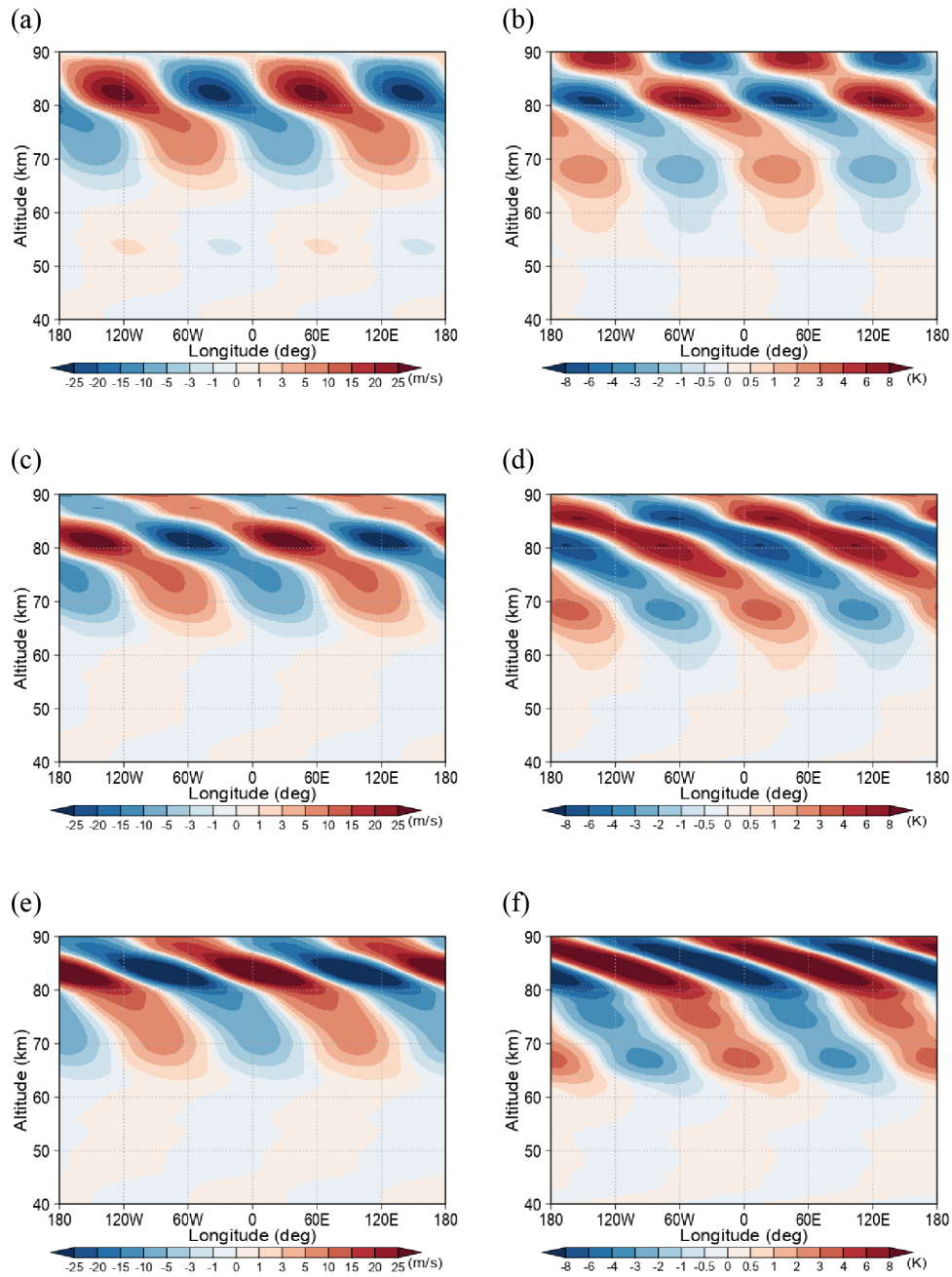


図 12 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における半日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

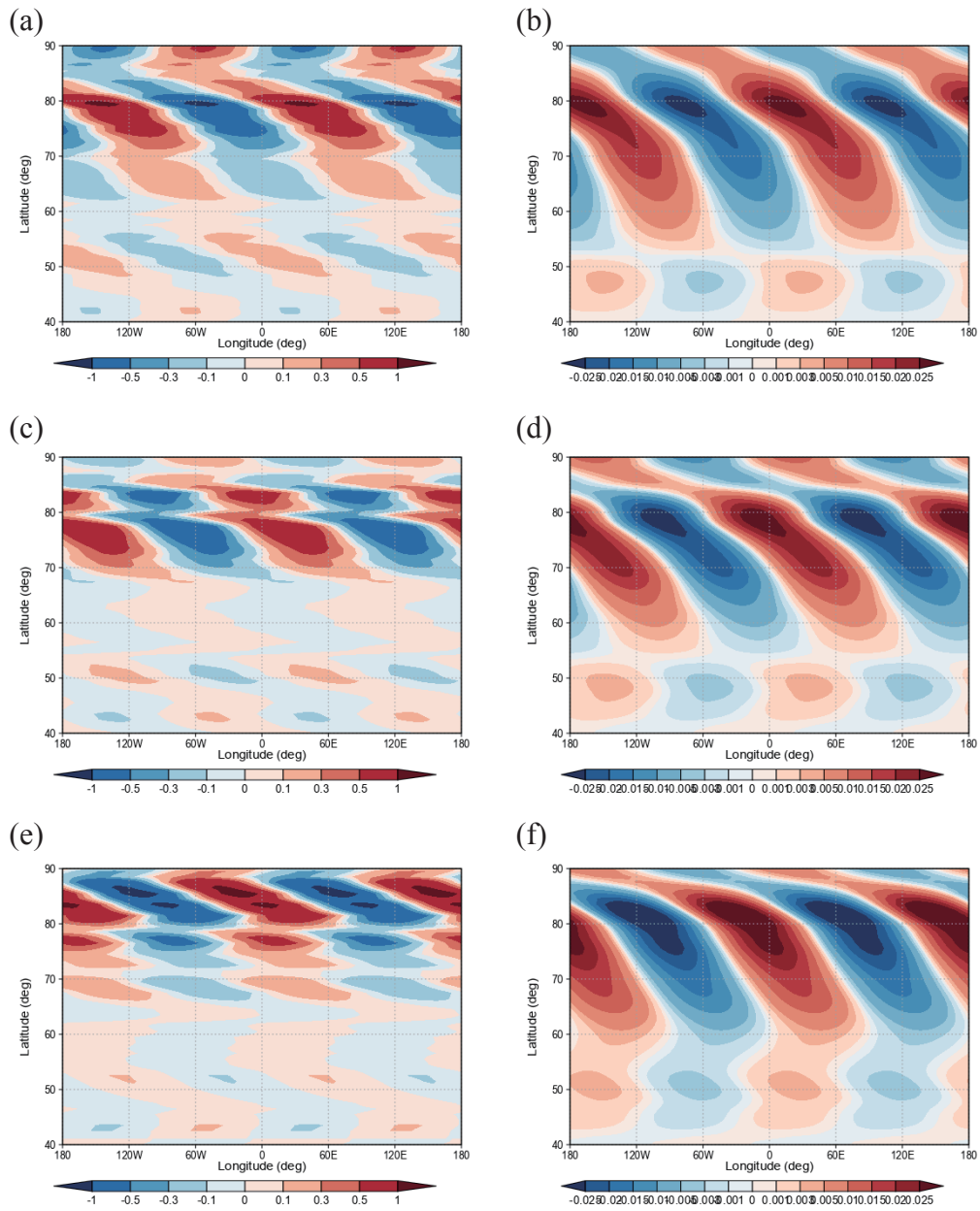


図 13 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における半日潮に伴う南北風(左, 単位は m s^{-1})と鉛直風偏差(右, m s^{-1})の経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

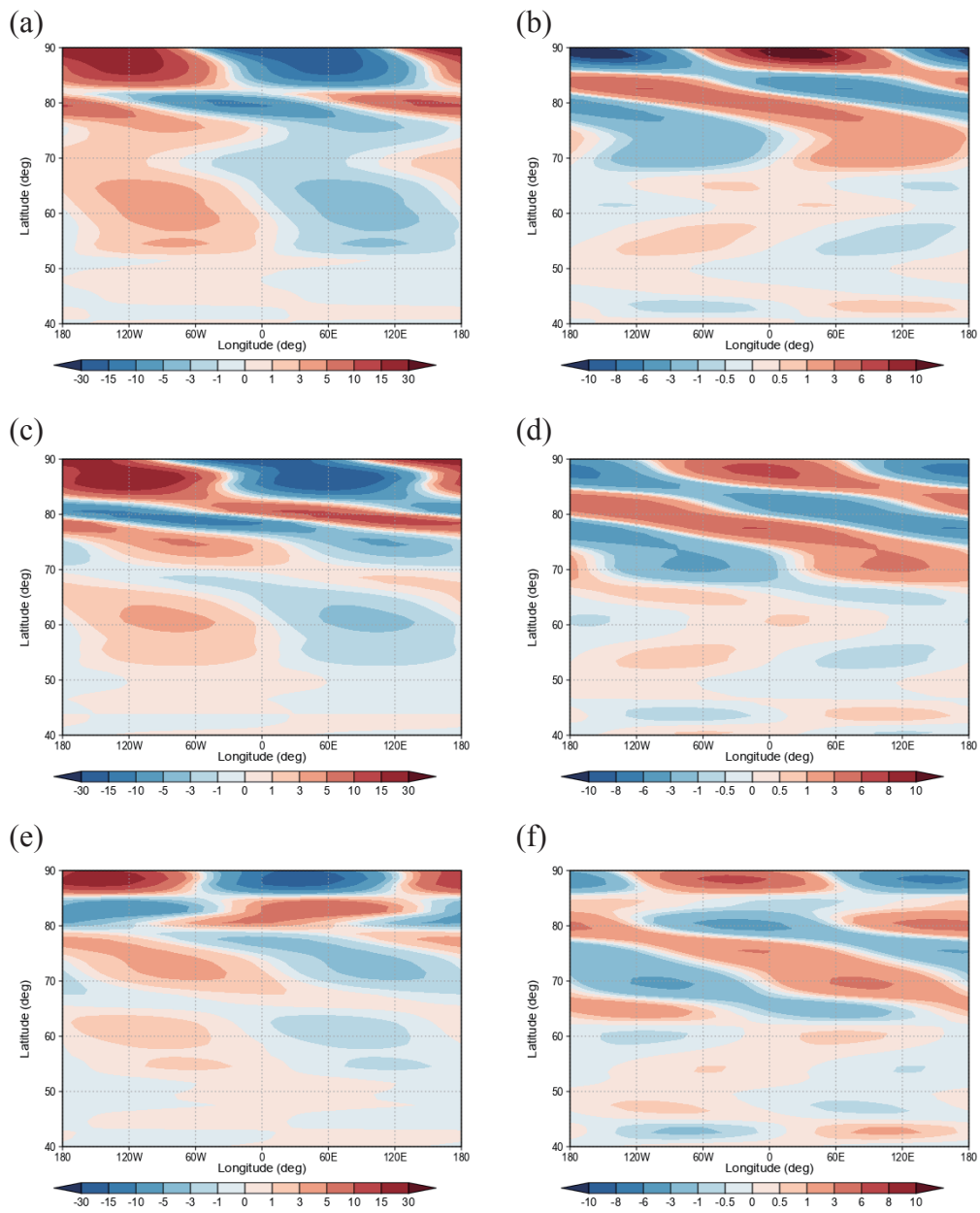


図 14 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における一日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

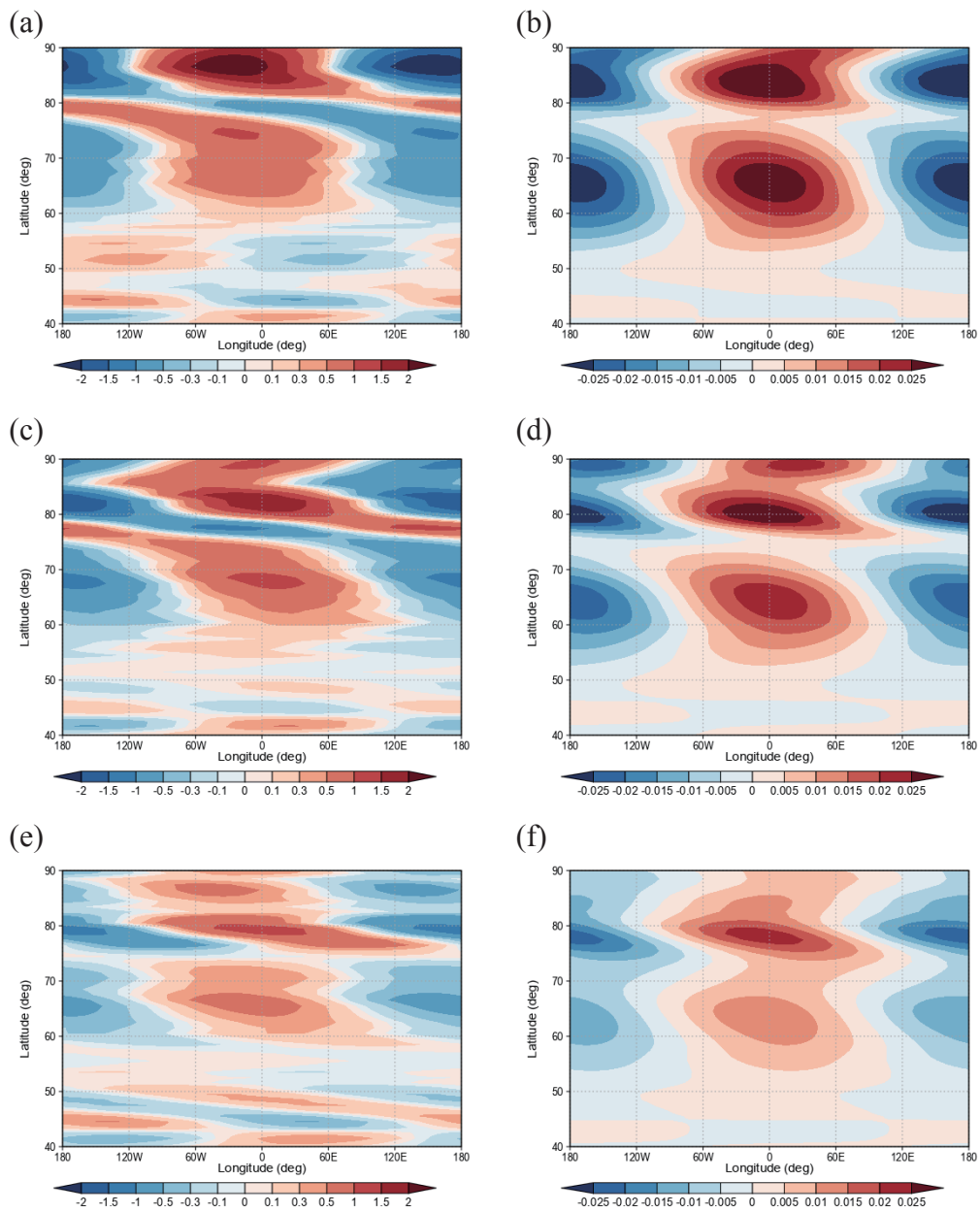


図 15 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における一日潮に伴う南北風(左, 単位は m s^{-1})と鉛直風偏差(右, m s^{-1})の経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

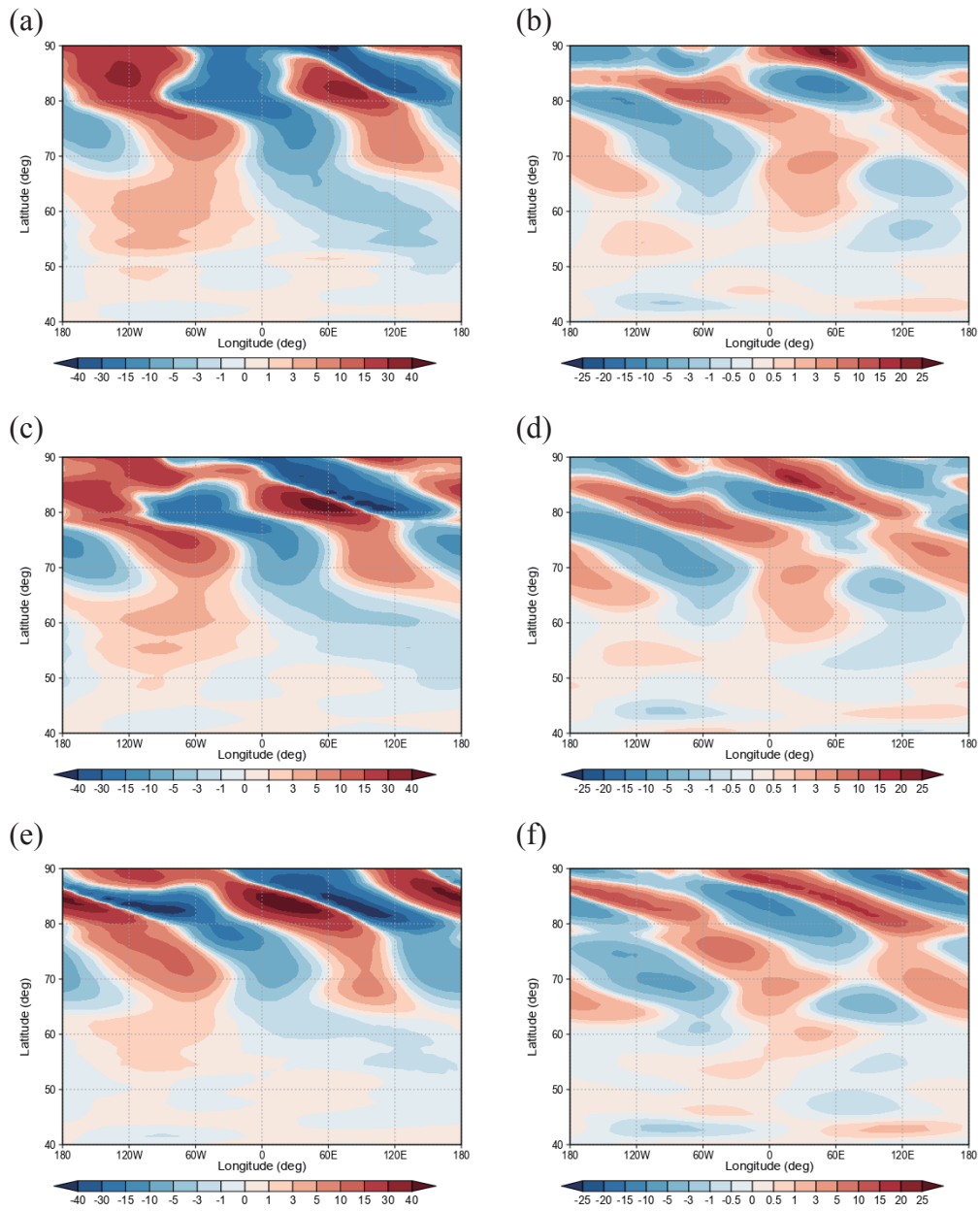


図 16 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における熱潮汐波に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

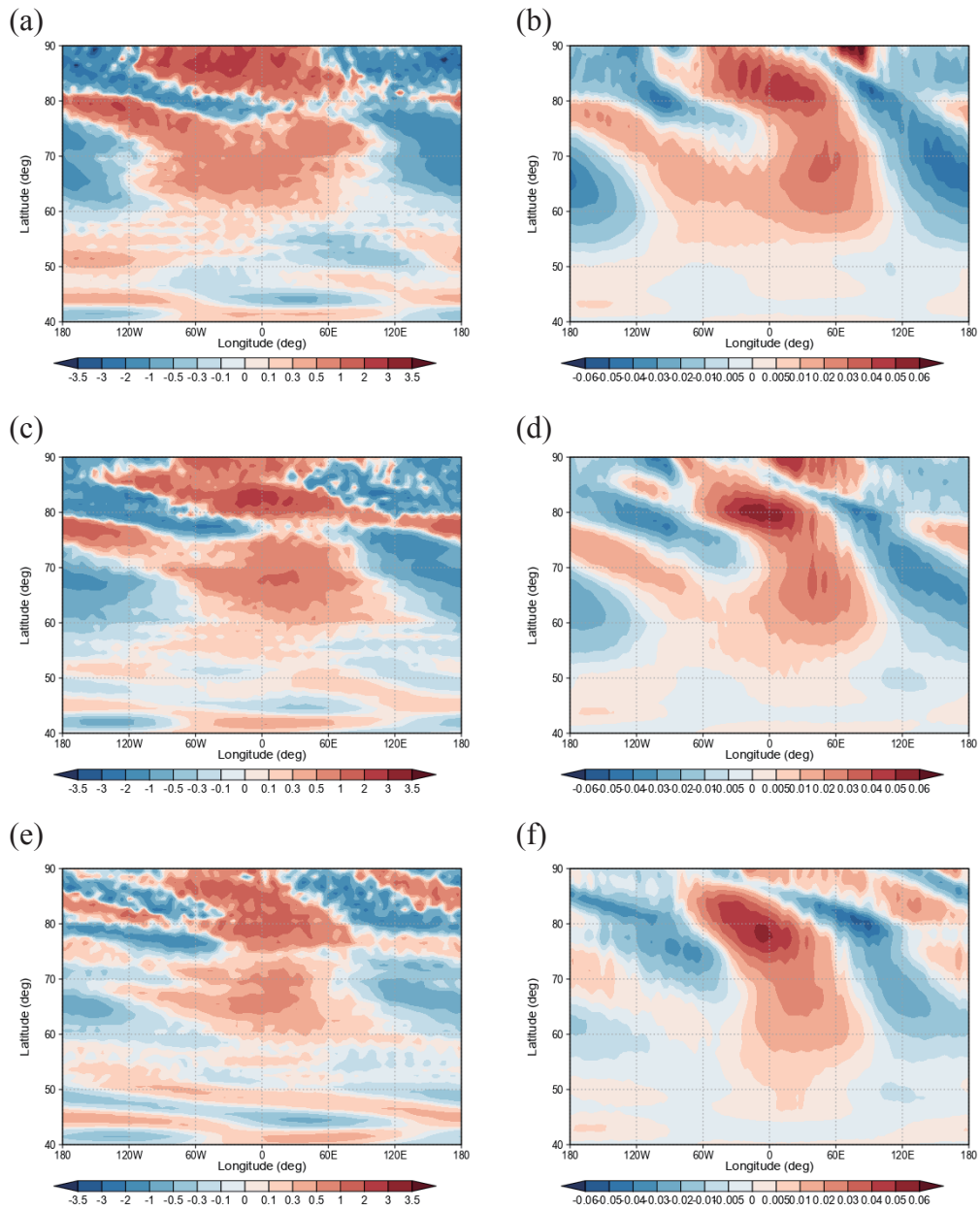


図 17 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における熱潮汐波に伴う南北風（左，単位は m s^{-1} ）と鉛直風偏差（右， m s^{-1} ）の経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ，0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

図 12 は赤道における半日潮による東西風（図 12 の左カラム）と温度偏差（図 12 の右カラム）の経度-高度分布を示している。位相の傾きの変化から，半日潮は高度 60 km

より上では上向き、下では下向きに伝播することがわかる。なお、今回のモデルでは、正味の太陽光フラックスの吸収は高度 65 km で最大である (Haus et al., 2015)。太陽光エネルギー吸収の鉛直分布が、波が放射される高度をどのように決めるのかはまだ明らかでない。case B, C では、高度 70km より上で鉛直波長が減少している。高度 60 km における半日潮の東西位相分布はすべてのケースでほぼ同じなので、高度 60-70 km の半日潮の鉛直波長は低緯度の雲頂高度で観測された熱潮汐波の位相分布に関して極めて重要であることが予想される。熱潮汐波の鉛直波長 λ_z は WKB 近似のもとで、内部重力波の分散関係から見積もることができる (Andrews et al., 1987)。

$$\frac{2\pi}{\lambda_z} = \frac{N \sqrt{1 + \left(\frac{k_y}{k_x}\right)^2}}{c - \bar{u}}, \quad (2)$$

k_x は東西波数、 k_y は南北波数である。 N はブラントヴァイサラ振動数、 c は東西位相速度、 \bar{u} は東西平均された東西風速度である。半日潮は赤道から高緯度まで達していて、その位相は高度 60-70 km ではほとんど変化しない (図 10 の右カラムの黒コンター)。この構造は、南極から北極までの長さがこの高度での半日潮の南北波長の半分に対応していることを示唆する。したがって、半日潮について、 $k_y/k_x = 1/2$ と仮定でき、赤道付近の高度 65 km における半日潮の鉛直波長は、case A で 56.1 km, case B で 43.1 km, case C で 33.4 km と見積もることができる。さらに、case A と case C で高度 60 km の東西位相分布が同じであると仮定すれば、高度 70 km における case A, C 間の東西位相の違いは、低緯度で 2.9 LT と見積もられる。この見積もりは、図 4-6 で示した結果とよく合っている。上述したように、case C で得られた熱潮汐波の水平構造は観測とよく一致している (図 4, 5)。高度 60 km より上の大気安定度が最も現実的である case C を用いた計算で、半日潮の鉛直波長が変化したことによって雲頂付近の位相

(水平構造) が改善されたと考えられる。

図 13 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における半日潮に伴う南北風 (左, 単位は m s^{-1}) と鉛直風偏差 (右, m s^{-1}) の経度-高度分布を示している。位相の傾きの変化から, 半日潮は南北風で見ると, 高度 47 および 65 km の高度を境目にその上では上向き, 下では下向きに伝播というように, 波の伝播の向きが複雑に変化しているように見える。鉛直風で見ると, 高度 50 km を境にその上では上向き, 下では下向きに伝播しているように見える。このように, 着目する物理量によって波の位相が切り替わる高度が異なるように見えることがわかる。

図 14 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における一日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の経度-高度分布, 図 15 は図 14 と同じ条件での南北風 (左, 単位は m s^{-1}) と鉛直風偏差 (右, m s^{-1}) の経度-高度分布を示している。どの物理量に関しても, ほとんど位相が変化しない順圧的な構造となっている。

図 16 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた赤道における熱潮汐波に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の経度-高度分布, 図 17 は, 図 16 と同じ条件での南北風 (左, 単位は m s^{-1}) と鉛直風偏差 (右, m s^{-1}) の経度-高度分布を示している。例えば, 東西風を見ると高度 70 km あたりでは半日潮が卓越しているが, それより下の高度では一日潮が卓越しており, 熱潮汐波の構造は鉛直方向に大きく変化していることがわかる。他の物理量に関しても, 高度によって熱潮汐波の構造は異なっている。

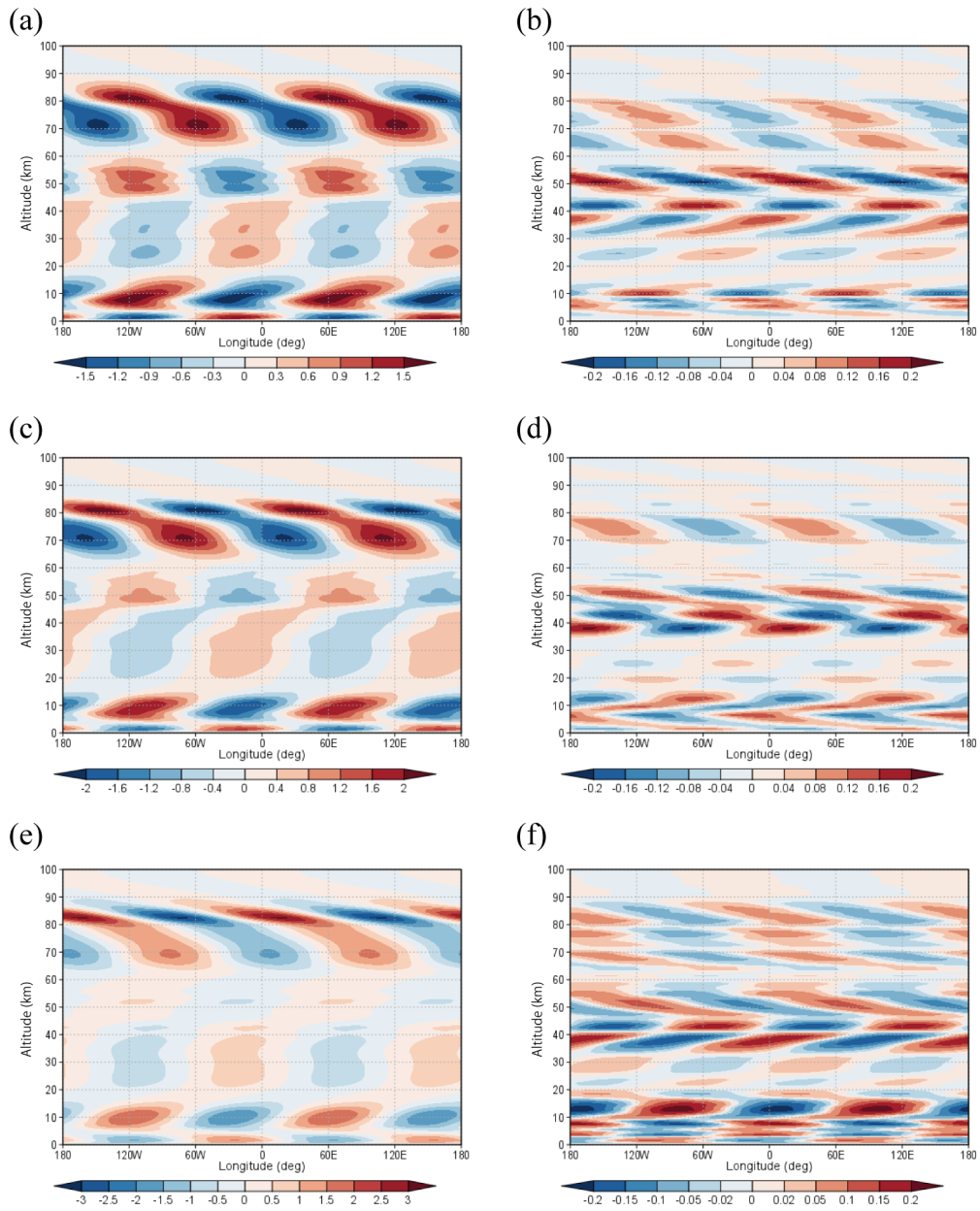


図 18 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と南北風 (右, m s^{-1}) に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

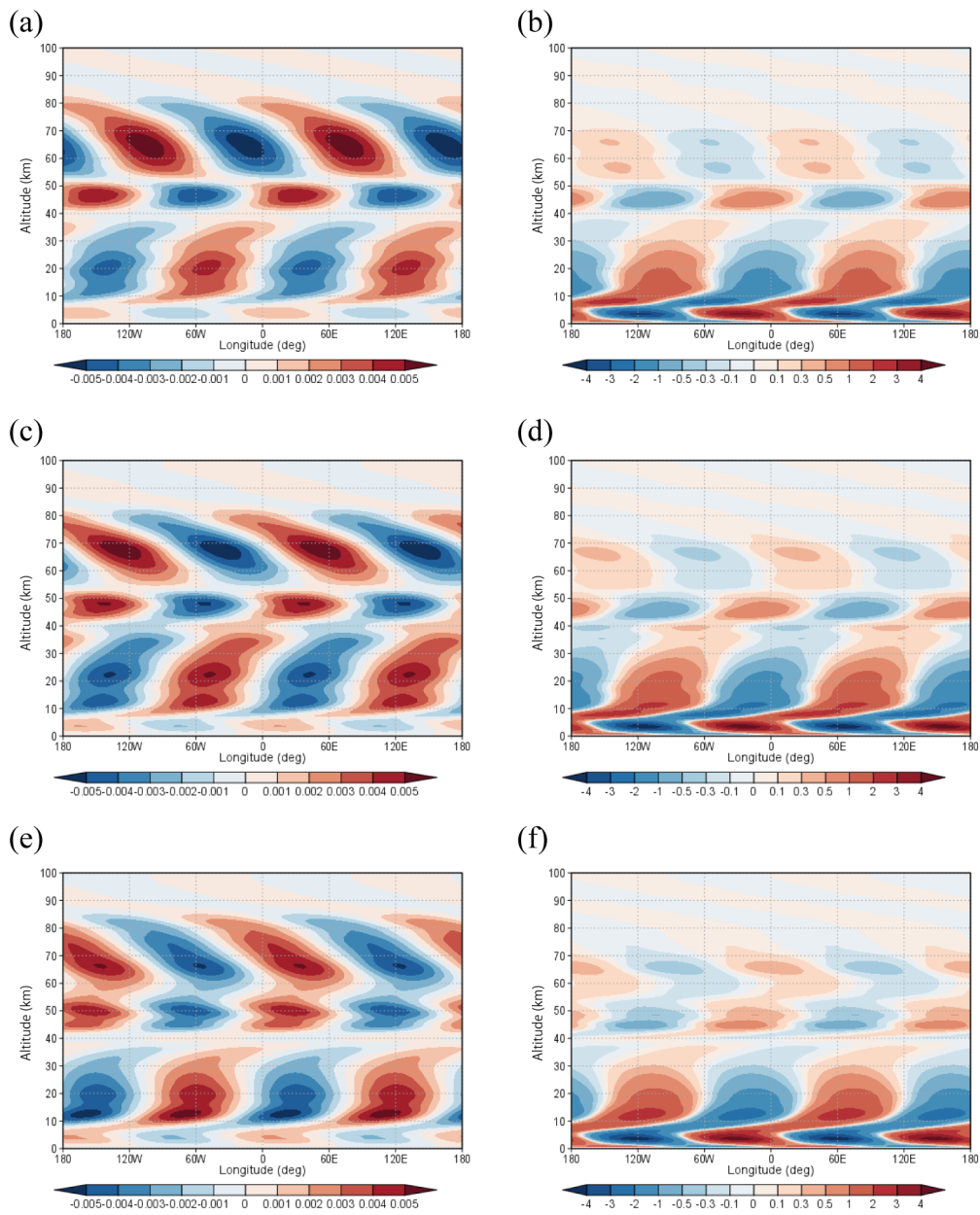


図 19 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う鉛直風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度 (右, K) に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

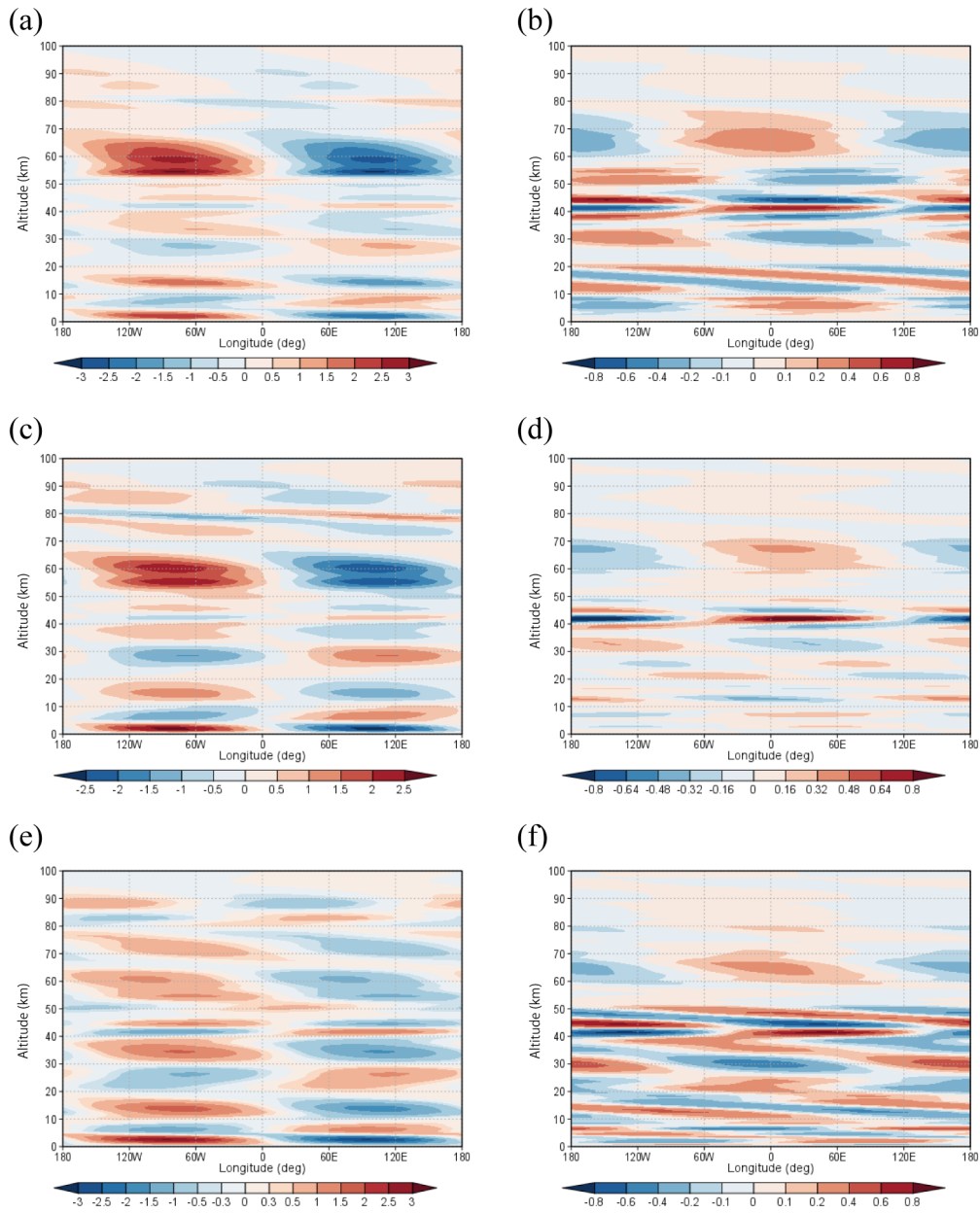


図 20 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と南北風 (右, m s^{-1}) に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

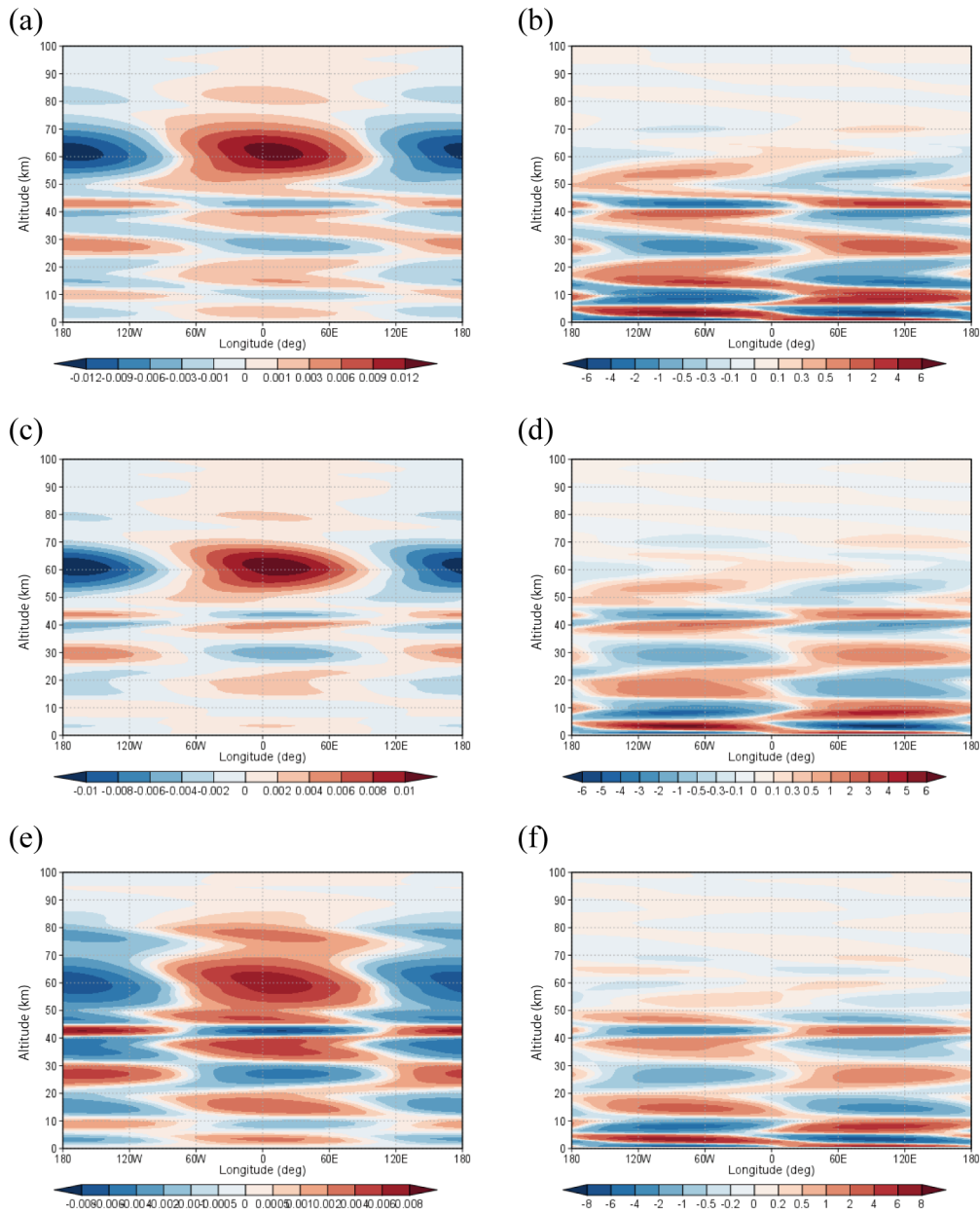


図 21 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う鉛直風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度 (右, K) に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

図 18 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う東西

風（左，単位は m s^{-1} ）と南北風（右， m s^{-1} ）に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布，図 19 は図 18 と同じ条件の鉛直風（左，単位は m s^{-1} ）と温度（右，K）に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布を示している。密度をかけて比較していることで，位相の切り替わる高度がわかりやすくなっている。例えば，東西風（図 18 左カラム）では高度 60 km，温度（図 19 右カラム）では高度 50 km を境目に熱潮汐波が上下に伝播していることが確認できる。これは，図 12 で見て取れる位相が切り替わる高度と整合的である。

図 20 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う東西風（左，単位は m s^{-1} ）と南北風（右， m s^{-1} ）に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布，図 21 は図 20 と同じ条件の鉛直風（左，単位は m s^{-1} ）と温度（右，K）に大気密度の平方根をかけたものの赤道における経度-高度分布を示している。どの物理量についても順圧的な構造をしていることがわかる。

3.4. 緯度 60°N における熱潮汐波の鉛直構造

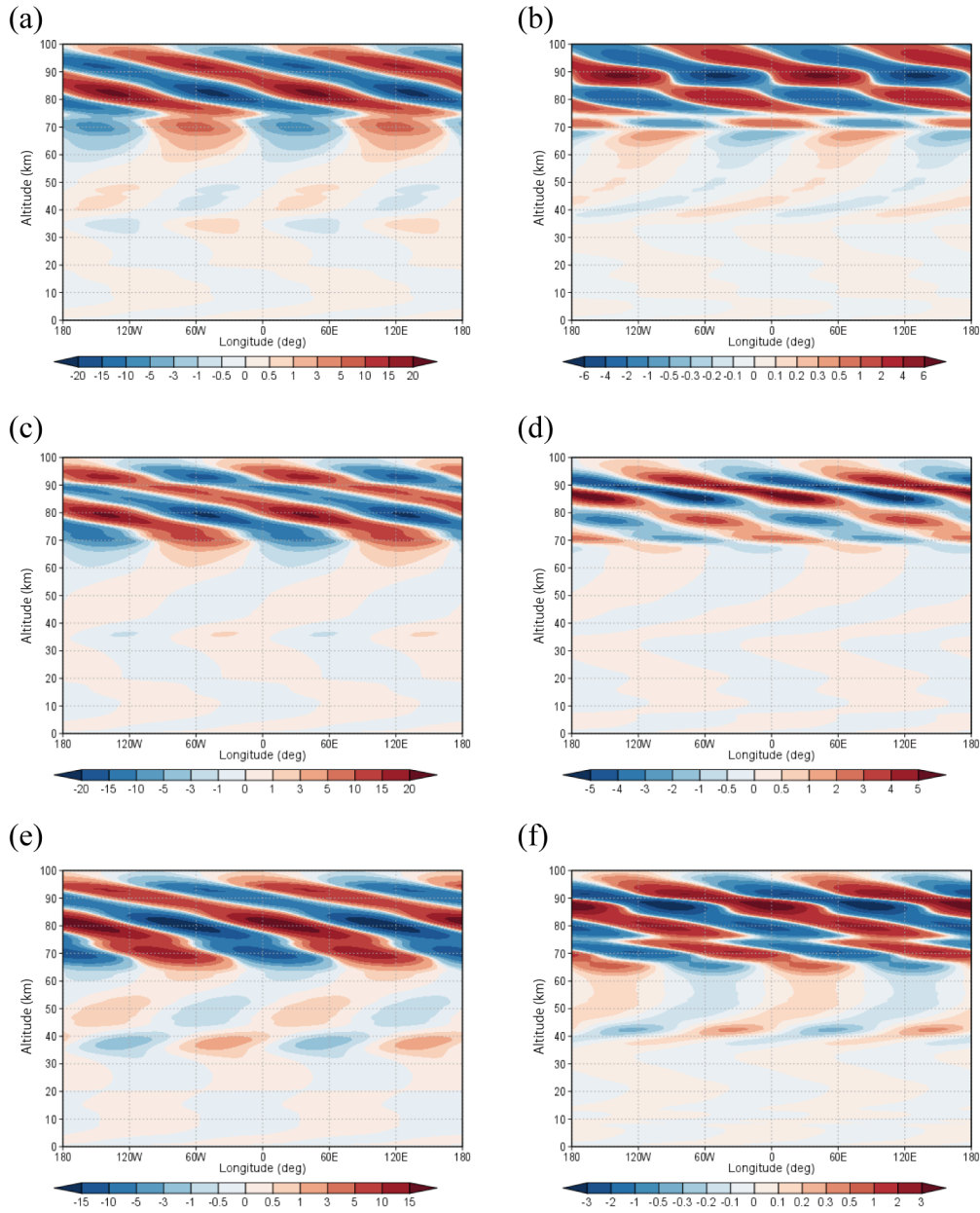


図 22 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W, 90°W, 0°E, 90°E, 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

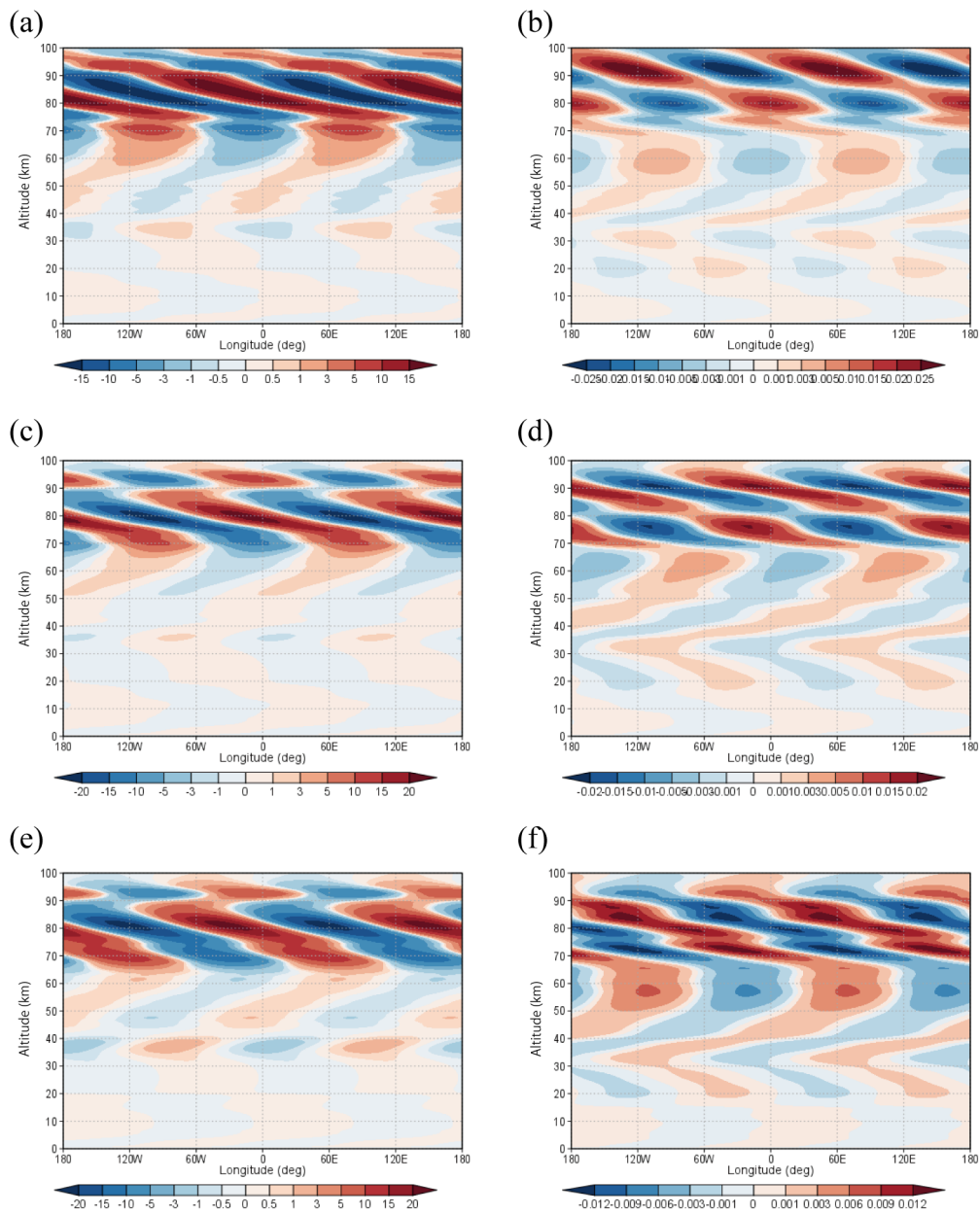


図 23 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う南北風 (左, 単位は m s^{-1}) と鉛直風 (右, m s^{-1}) の緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

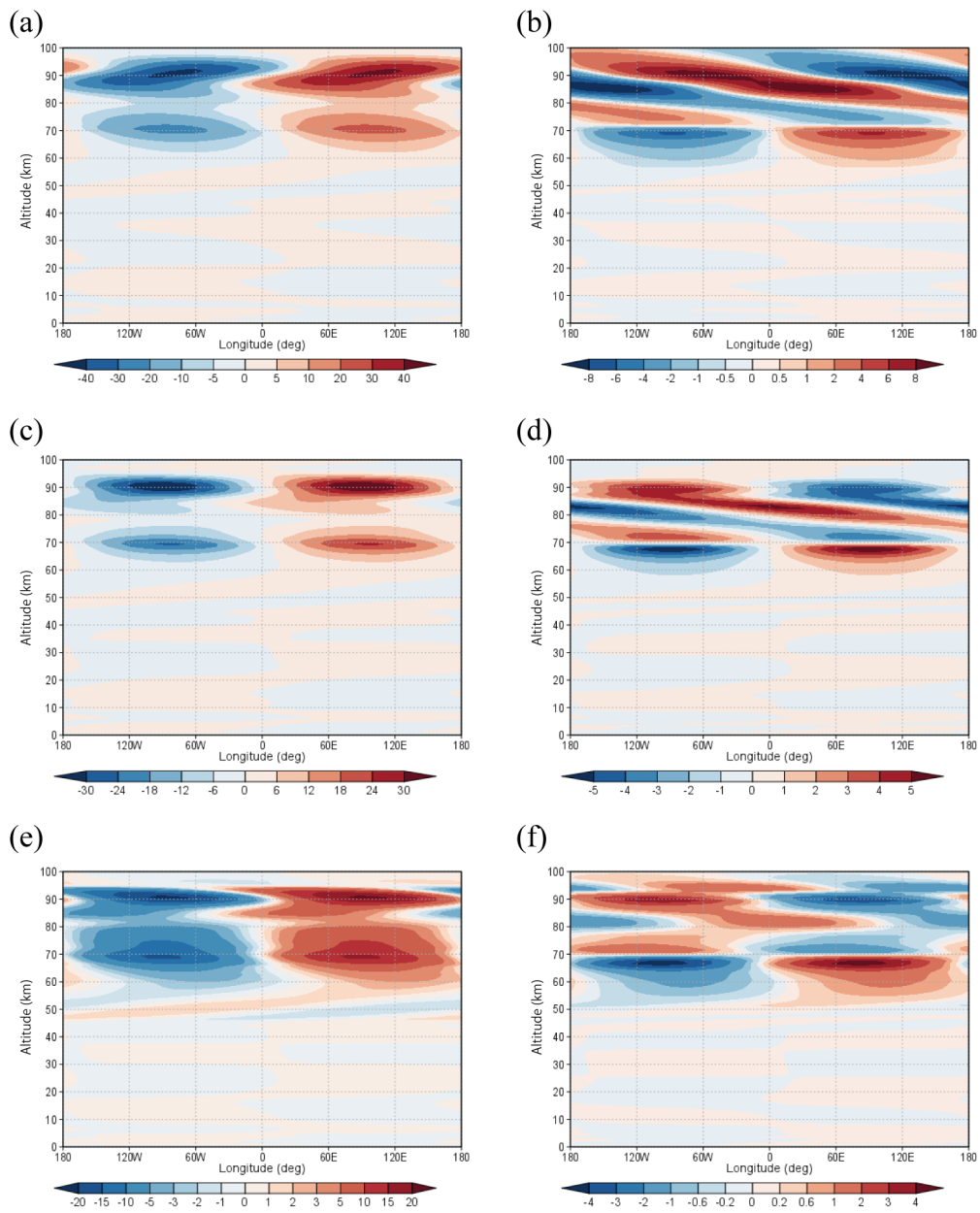


図 24 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

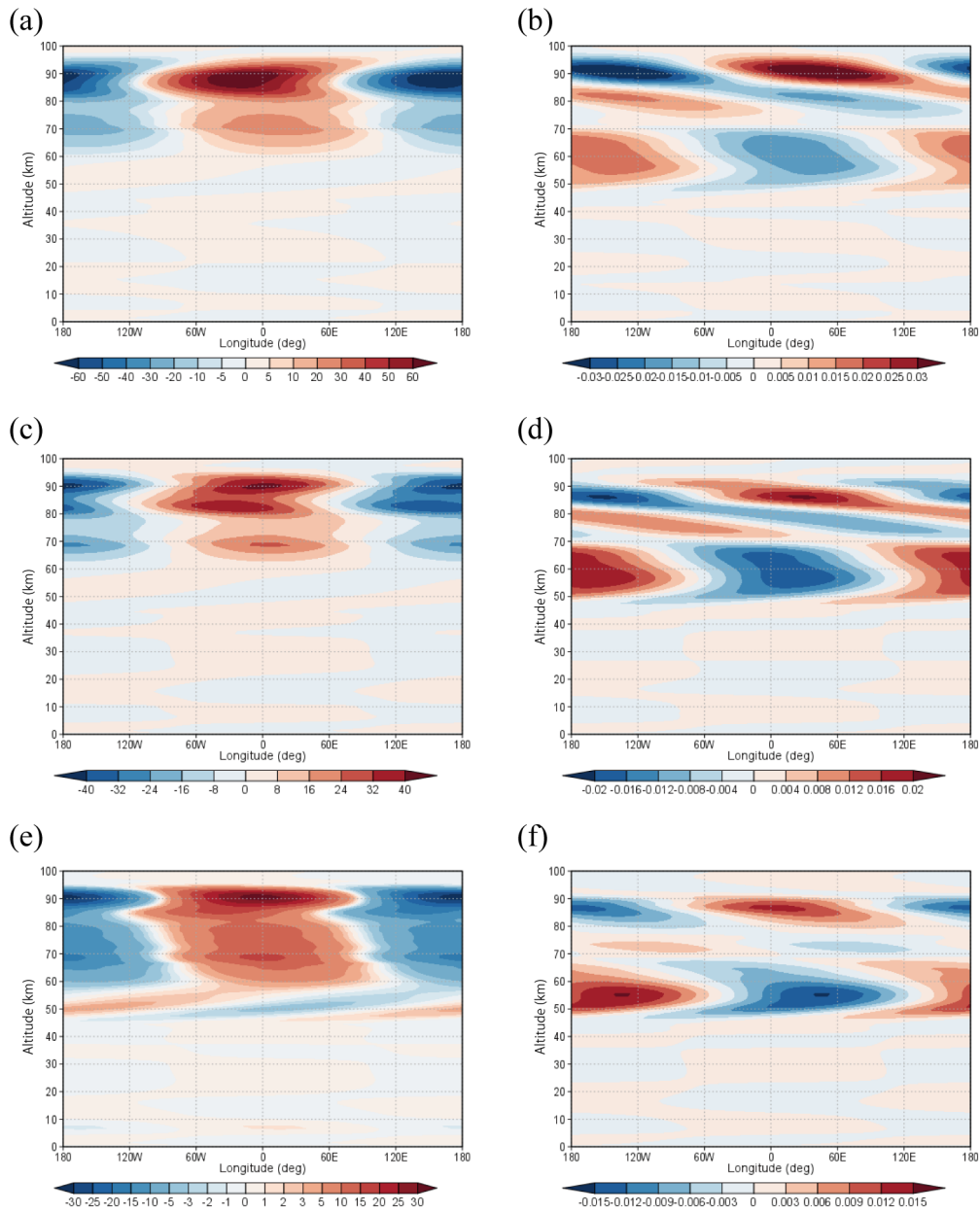


図 25 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う南北風 (左, 単位は m s^{-1}) と鉛直風 (右, m s^{-1}) の緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

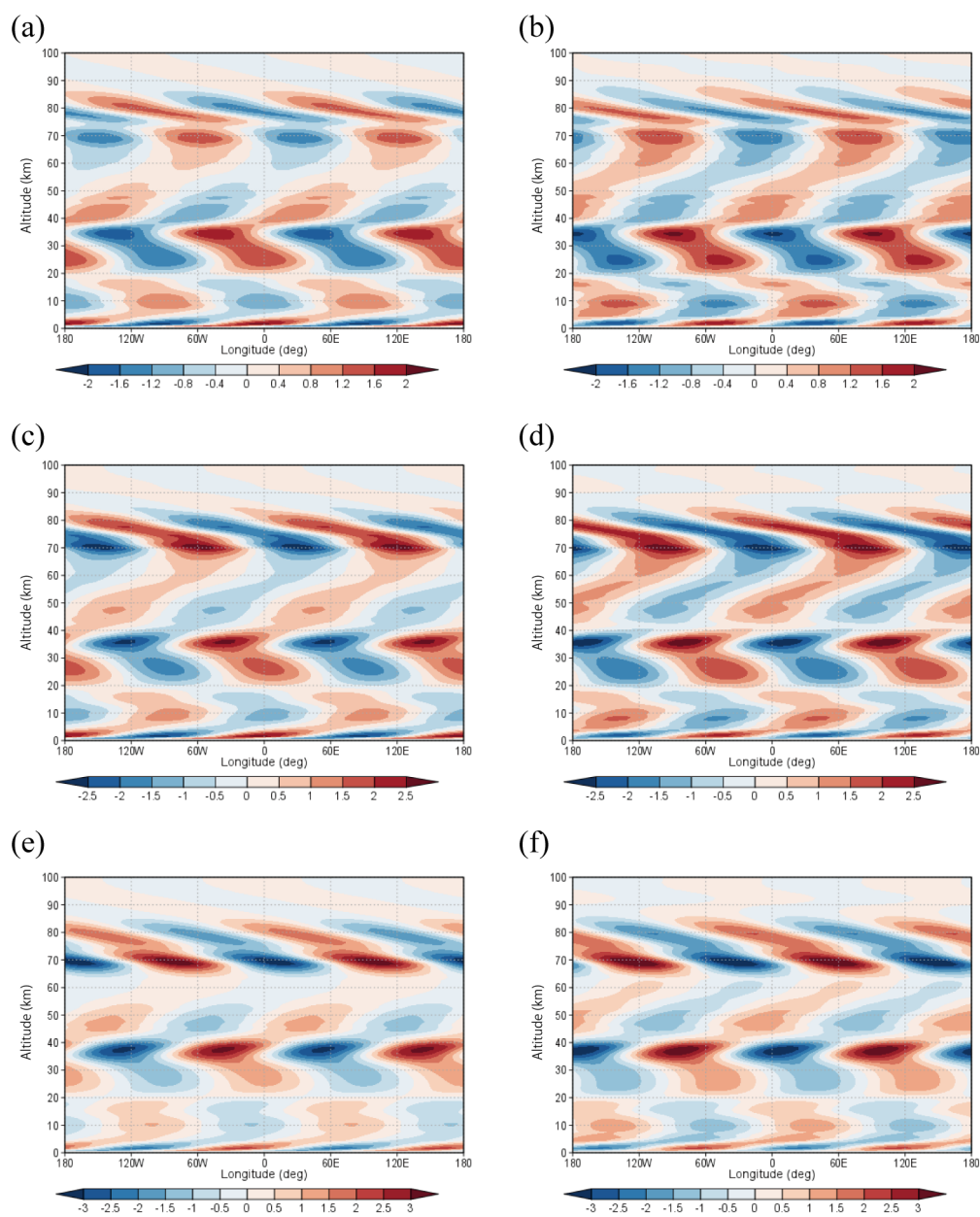


図 26 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と南北風 (右, m s^{-1}) に大気密度の平方根をかけたものの緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

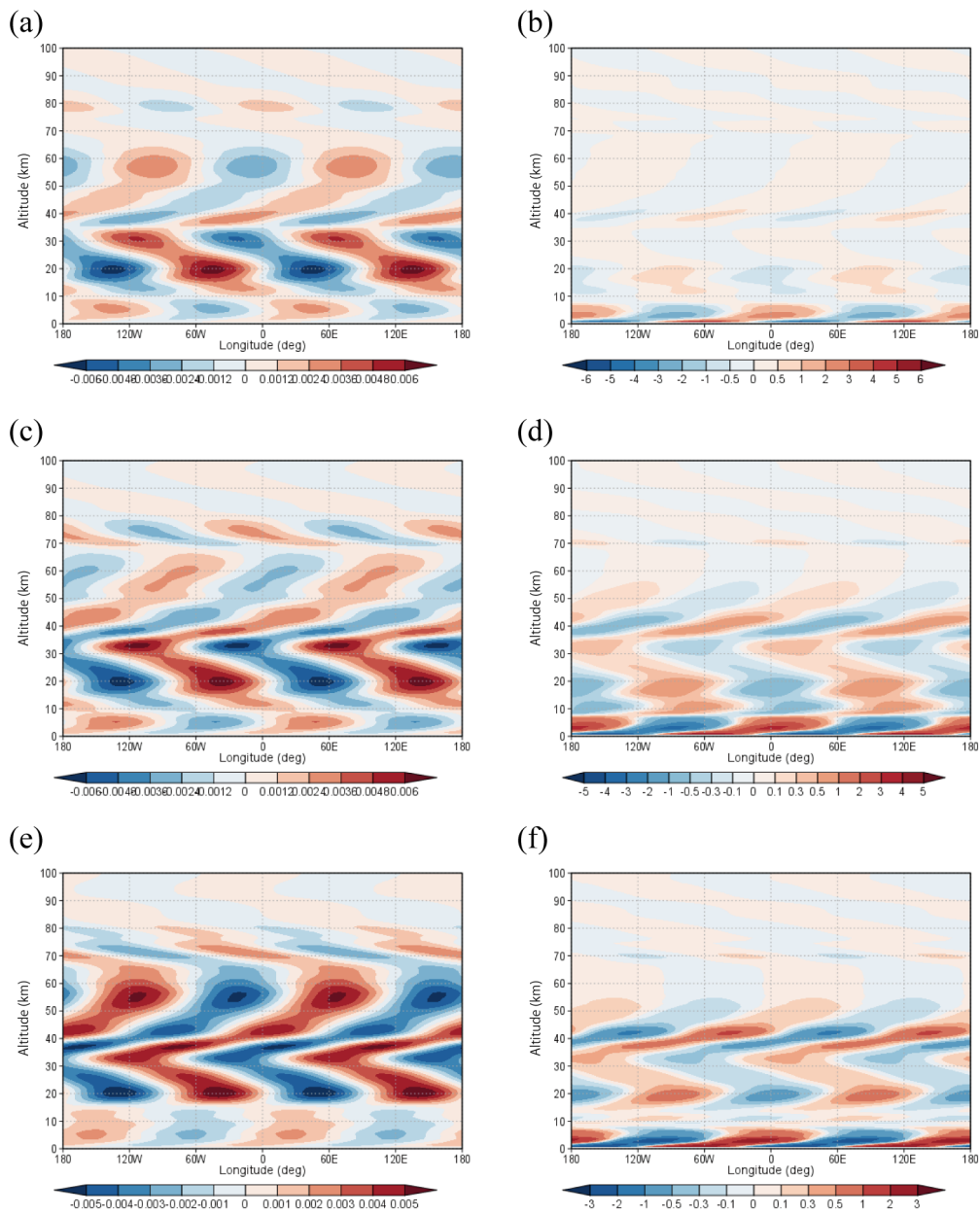


図 27 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う鉛直風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度 (右, K) に大気密度の平方根をかけたものの緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

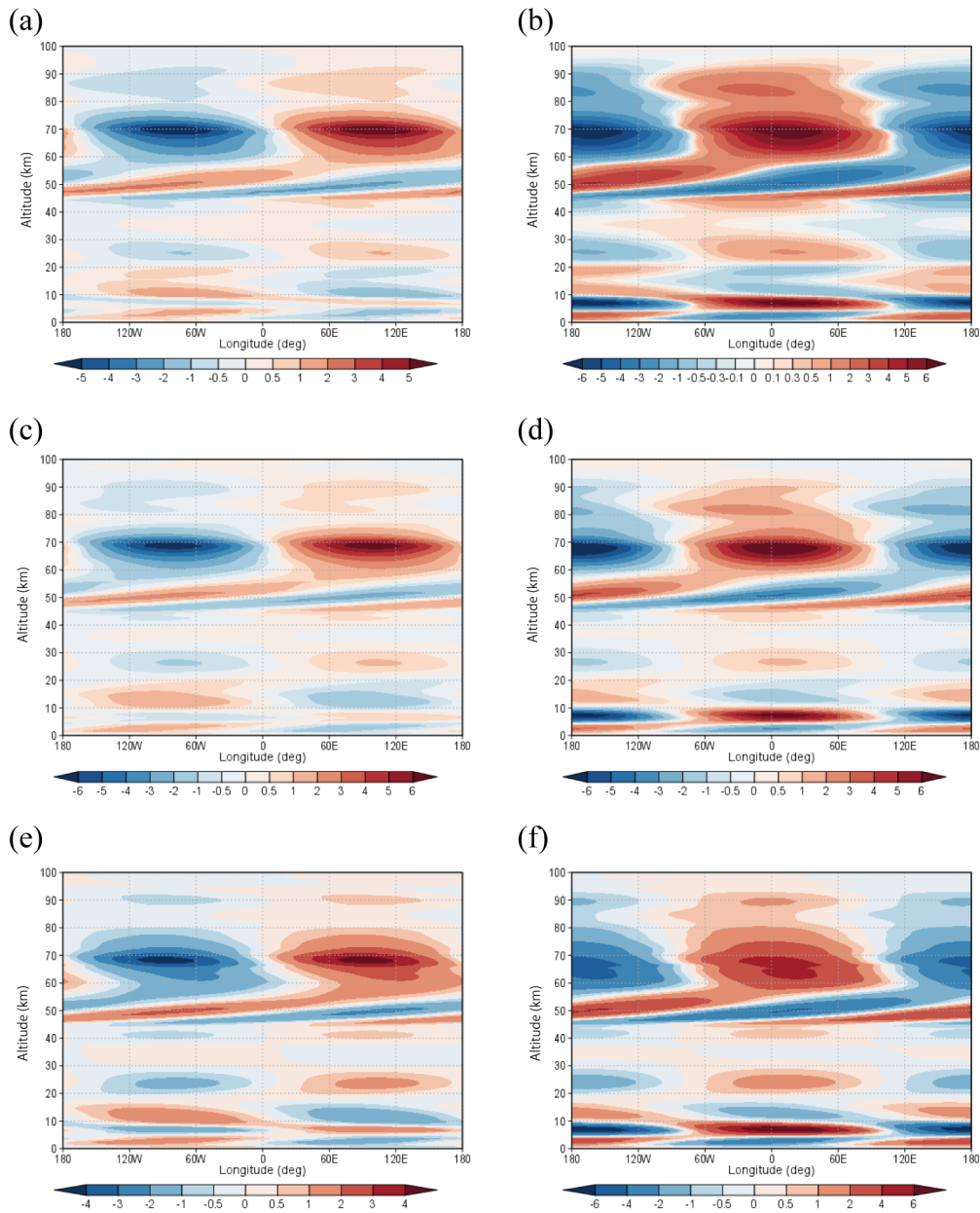


図 28 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と南北風 (右, m s^{-1}) に大気密度の平方根をかけたものの緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

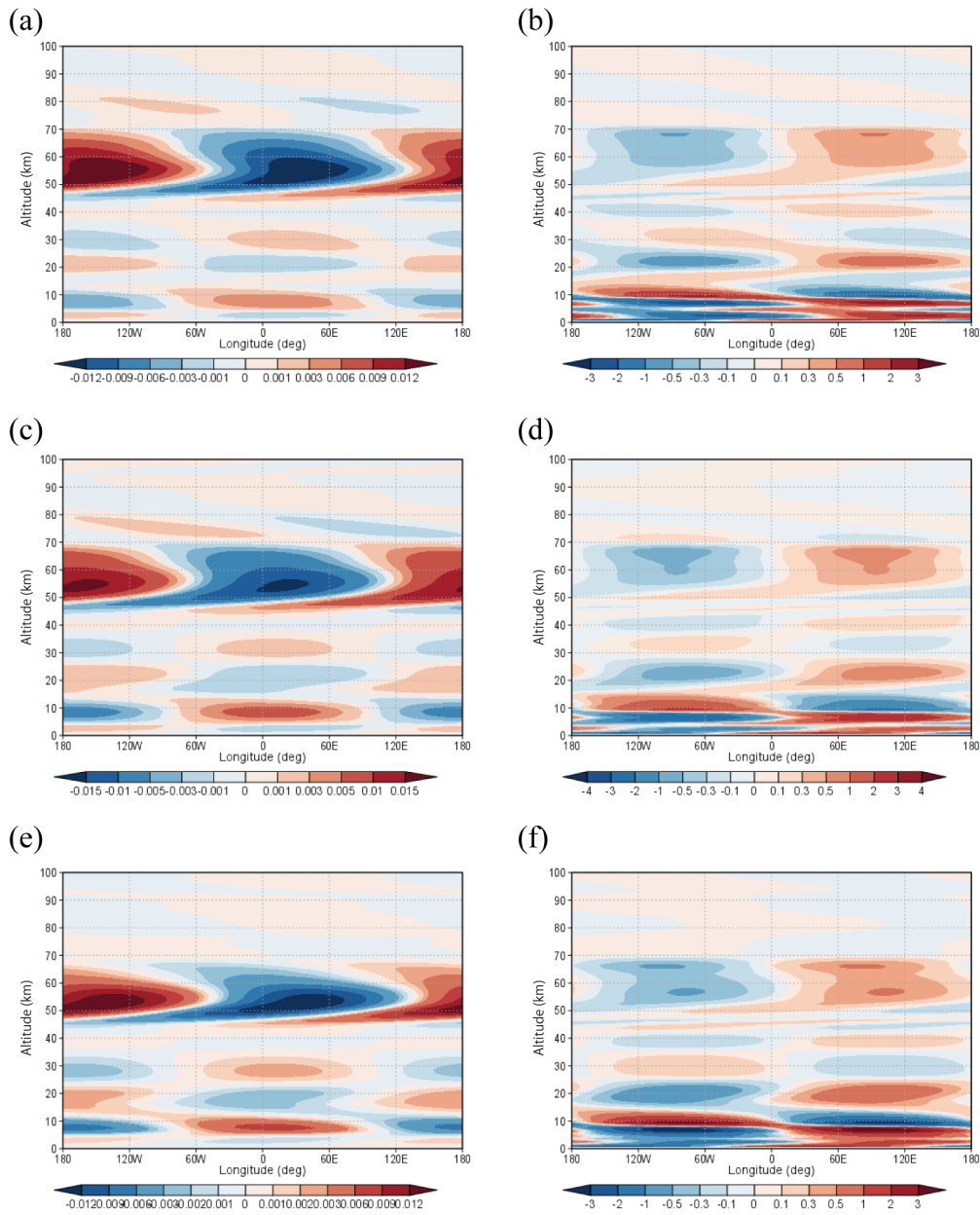


図 29 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う鉛直風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度 (右, K) に大気密度の平方根をかけたものの緯度 60°N における経度-高度分布。経度 180°W , 90°W , 0°E , 90°E , 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

図 22 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた半日潮に伴う東西風 (左, 単位は m s^{-1}) と温度偏差 (右, K) の緯度 60°N における経度-高度分布, 図 23

は図 21 と同じ条件における南北風（左，単位は m s^{-1} ）と鉛直風（右， m s^{-1} ）の緯度 60°N における経度-高度分布を示している。東西風を見ると高度 60 km を境に熱潮汐波が上下に伝播しているように見える。それぞれの物理量に密度の平方根をかけた図 26, 27 では，位相の切り替わりがより顕著に示されている。

図 24 は case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) で得られた一日潮に伴う東西風（左，単位は m s^{-1} ）と温度偏差（右， K ）の緯度 60°N における経度-高度分布，図 25 は図 24 と同じ条件における南北風（左，単位は m s^{-1} ）と鉛直風（右， m s^{-1} ）の緯度 60°N における経度-高度分布を示している。

3.5. LIR 温度観測との比較

あかつき LIR 観測（Akiba et al., 2021; Kouyama et al., 2019）と本研究の結果を比較するために，GCM で得られた温度場から，輝度温度分布を計算した。LIR カメラで得られた熱放射 I_{obs} は以下で見積もることができる。

$$I_{obs} = \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} f(\lambda) \left[\int_{z_1}^{z_2} B_\lambda(T(z)) W(z) dz \right] d\lambda, \quad (3)$$

$T(z)$ は太陽とともに動く座標系から得られた空間平均された温度， $B_\lambda(T)$ はプランク関数， λ は波数， z は高度， λ_1 は $8\ \mu\text{m}$ ， λ_2 は $12\ \mu\text{m}$ ， z_1 は 45 km ， z_2 は 85 km ， $W(z)$ は重み関数， $f(\lambda)$ は LIR カメラのスペクトル応答を表している (Fukuhara et al., 2011; Taguchi et al., 2007)。輝度温度 T_{obs} は以下の式で定義される。

$$I_{obs} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda) B_{\lambda}(T_{obs}) d\lambda, \quad (4)$$

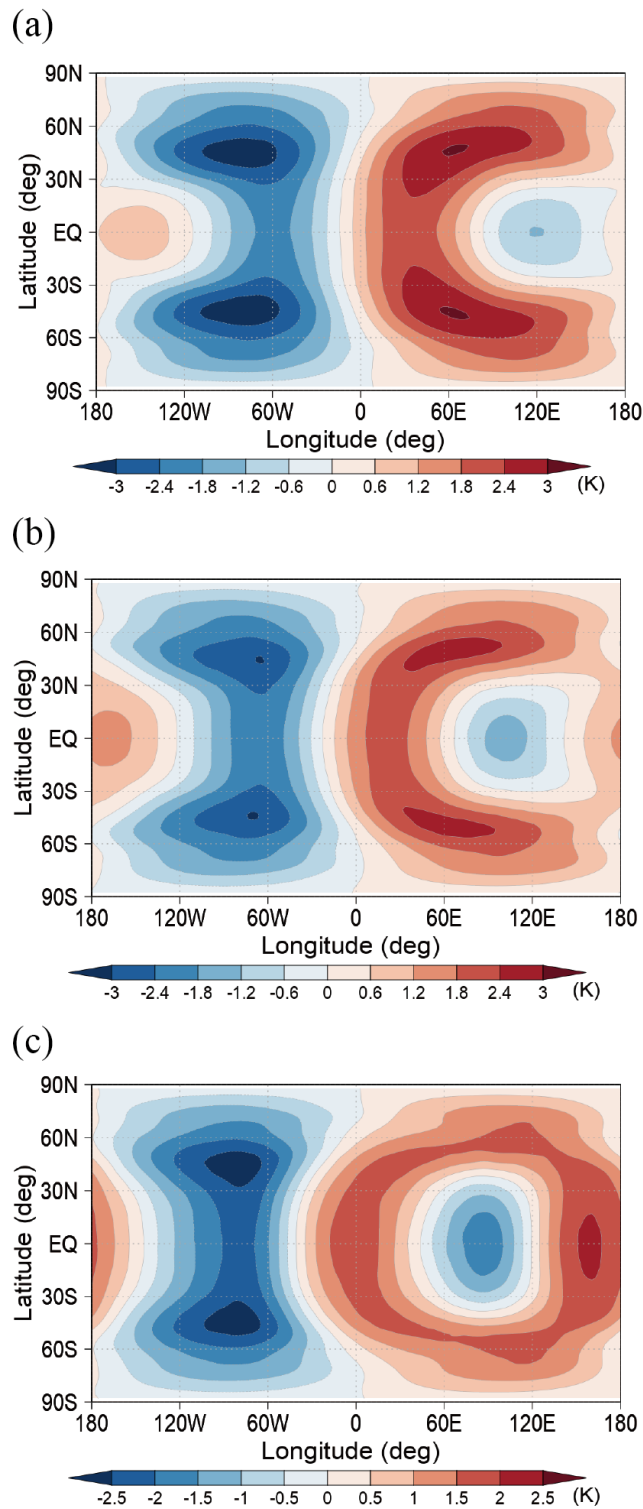


図 30 あかつき LIR カメラ (Taguchi et al., 2007) を考慮して, case A(a), (b), case B (c), (d), case C (e), (f) から得られた輝度温度偏差の経度-緯度分布。経度 180°W , 90°W ,

0°E, 90°E, 180°E はそれぞれ, 0, 6, 12, 18, 24 LT に対応している。

T_{obs} からその東西平均を引いた偏差 $T_{obs} - \overline{T_{obs}}$ は LIR で観測された熱潮汐波に関する温度偏差を示す。図 30 は case A, B, C から得られた熱潮汐波に関する輝度温度偏差の水平分布を示している。LIR 観測 (Kouyama et al., 2019) と比較すると, 1-2 LT 程度の位相のズレがあるものの, 低緯度の温度分布が case C で改善されていることが確認できる。一日潮が卓越する, 緯度 45° から極側の温度分布は, すべてのケースでほぼ同じであり, 高度 62-73 km でほぼ順圧な構造をもつ一日潮は雲層上層の大気安定度にはほとんど影響を受けないことがわかる。なお, 図 30 に見られる鉛直方向に平均された温度分布は高度 70 km で得られた温度分布 (図 5 右カラム) と明らかに異なる。これは, LIR の温度観測は重み関数に強く依存しているため, 数値計算の結果と比較するときにはモデルの不確定性を考慮し, 慎重に解釈する必要があることを示唆する。

3.6. 熱潮汐波に関する角運動量と熱の輸送

従来の金星熱潮汐波に関する理論的・数値的な研究においては, 長年, 熱潮汐波の鉛直伝播に伴う角運動量の鉛直輸送のみが注目されてきた (e.g., Fels & Lindzen, 1974; Newman & Leovy, 1992; Takagi & Matsuda, 2007)。最近, あかつき UVI 画像から熱潮汐波に伴う水平風分布が導出され, 熱潮汐波が緯度 45° から赤道の範囲の雲頂高度で, 赤道向きの角運動量フラックスを引き起こしており, 緯度約 20° から赤道の範囲で東西平均東西風を 0.6-0.9 m s⁻¹ day⁻¹ 加速している可能性が指摘された (Horinouchi et al., 2020)。この結果は, 従来の熱潮汐波メカニズム (e.g., Fels & Lindzen, 1974) だけでなく, 子午面循環メカニズム (Gierasch, 1975; Matsuda, 1980) を介して, 熱潮汐波がスーパーローテーションの維持に寄与していることを示唆する。

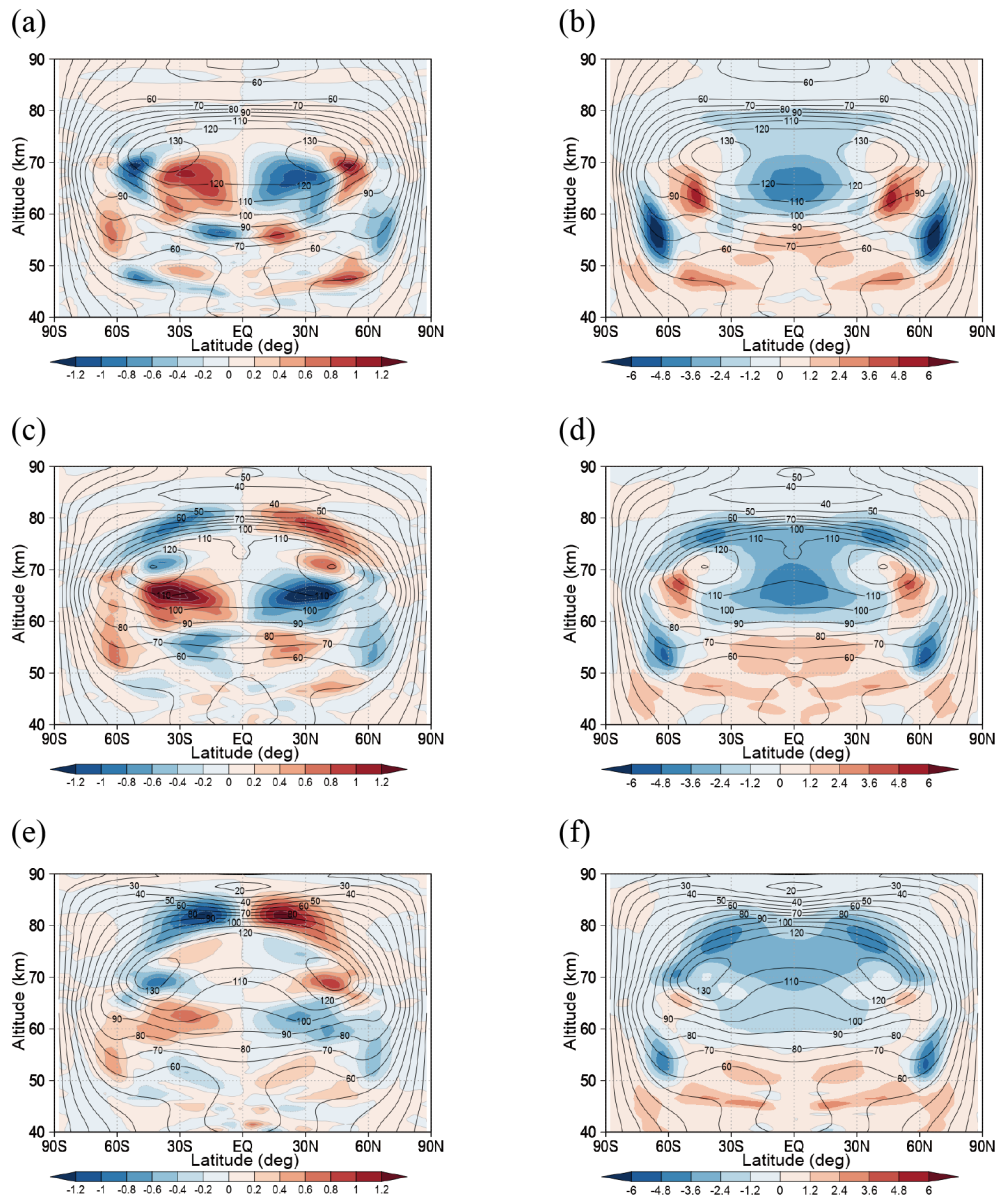


図31 case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた、熱潮汐波によって引き起こされる南北 (左, カラー, 単位は $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) および鉛直 (右, カラー, $\times 10^{-3} \text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) AM fluxの緯度-高度分布。黒コンターは 234 日で平均した東西平均東西風を示している。

図31 はcase A, B, C から得られた熱潮汐波に伴う南北 ($\rho \overline{u'v'} \cos \phi$) および鉛直 ($\rho \overline{u'w'} \cos \phi$) 方向の角運動量フラックスの緯度-高度分布である。 ρ は基本場の大気密度、 ϕ は緯度、上付きのバーは東西平均を意味し、 u', v', w' はそれぞれ、熱潮汐波による東西、南北、鉛直風の偏差を表している。case A では、高度60-72 km の緯度45°から赤道の範囲で赤道方向の角運動量フラックスが生じている (図31a)。高度54-60 km では、角運動量フラックスは低緯度で極向きである。緯度60°-75°では、高度50-70 km で角運動量フラックスは赤道向きである。雲頂高度より上 (高度 74-80 km) での極向きの角運動量フラックスが case B では広い緯度範囲で確認できるが、case B から得られた南北角運動量フラックスの分布は (図31c)、case A のものとよく似ている (図31a)。case C では、低緯度の赤道向き角運動量フラックスは、高度 55-65km と 70-80 km で2つの高度領域に分かれていて、高度65-70 km の緯度60°から赤道の範囲で極向きの角運動量フラックスが現れている。これらの結果から、熱潮汐波に伴う南北角運動量フラックスの分布は、南北方向にも鉛直方向にも大きく変化し、現実の金星大気の基本場に強く影響されることが示唆される。なお、すべてのケースにおいて、赤道の東西平均東西風速が最大となる高度付近 (case A, B では70km, case C では 74 km) で、低緯度の南北運動量フラックスが最大である。このことは、熱潮汐波が低緯度の雲頂高度のスーパーローテーションの維持に寄与していることを示唆する観測 (Horinouchi et al., 2020) と整合的である。

図32 は高度 66, 68, 70, 72, 74, 76 km における単位質量あたりの南北角運動量フラックスの南北プロファイルを示している。例えば、case B (図32青線) の緯度30°N付近に着目すると、高度 66 km では負の値を示しているが、高度 72 km では正の値を示しており、高度によって南北角運動量フラックスの向きが異なることがわかる。このように、高度によってフラックスの向きが変わることは、他のケース、緯度帯でも見られ

る。この結果は、Horinouchi et al. (2020) で示されたように、必ずしも赤道向きに南北角運動量が運ばれているとは限らないことを示唆する。

図33 は赤道付近の東西平均東西風が最大となる高度における、単位質量あたりの南北角運動量フラックスの南北プロファイルを示している。なお、今回用いたモデルでは、雲頂高度に対応する高度に関しては不確定性がある。Newman et al. (1984) と Piccialli et al. (2008, 2012) は観測された温度場から東西風分布を計算し、東西風速が低緯度の高度 70 km付近で最大となることを示した。なお、高度 70 kmは、実際の金星大気の高緯度における雲頂高度である。したがって、計算結果と観測を比較するためには、case A, B では高度 70 km, case C では高度 74 km で南北角運動量フラックスを評価する必要がある。case A, C では、緯度40°から赤道側で角運動量フラックスは赤道向きで、緯度 20°で $12 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 、緯度 30°で $16 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ のピークを持つ。この特徴は、緯度 45°から 50°から赤道の範囲で角運動量フラックスは赤道向きで、緯度 25°で $12\text{-}18 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ のピークを持つという観測結果 (Horinouchi et al., 2020) と定量的にもよく一致している。Case B で得られた低緯度の赤道向き角運動量フラックスはcase A, C のそれらよりも小さい。この結果は赤道領域の東西平均東西風が相対的に case B で遅いことに関係しているかもしれない (図2c)。

すべてのケースにおいて、低緯度における熱潮汐波に伴う鉛直角運動量フラックスは、高度 60 km より上では上向きで、高度 60 kmより下では下向きである (図31の右コラム)。これらの結果は、熱潮汐波は高度 60 km より上で上向き、60 kmより下で下向きに伝播すること (図11, 12) と整合的であり、本研究において高度 60 km あたりの低緯度で鉛直角運動量フラックスによって東西平均東西風が加速されていることを示唆する。この加速の効果は Takagi & Matsuda (2007)での計算で得られた結果とも整合的

である。しかしながら、鉛直角運動量フラックスの発散の分布はそれぞれのケースで異なっている。赤道領域で見ると、case C では高度 75 km あたりで鉛直角運動量フラックスが発散しているが、case A, B では 65 km 付近で発散している。結果として、南北熱輸送を考慮しなければ、case C では高度 52-75 km という広い範囲で東西平均東西風が加速されているが(図31f)、case A, B の低緯度における東西平均東西風は緯度 55-65 km で加速され、高度 65 km より上で減速する(図31b, 31d) (南北熱輸送の効果に関する議論は以下を参照)。

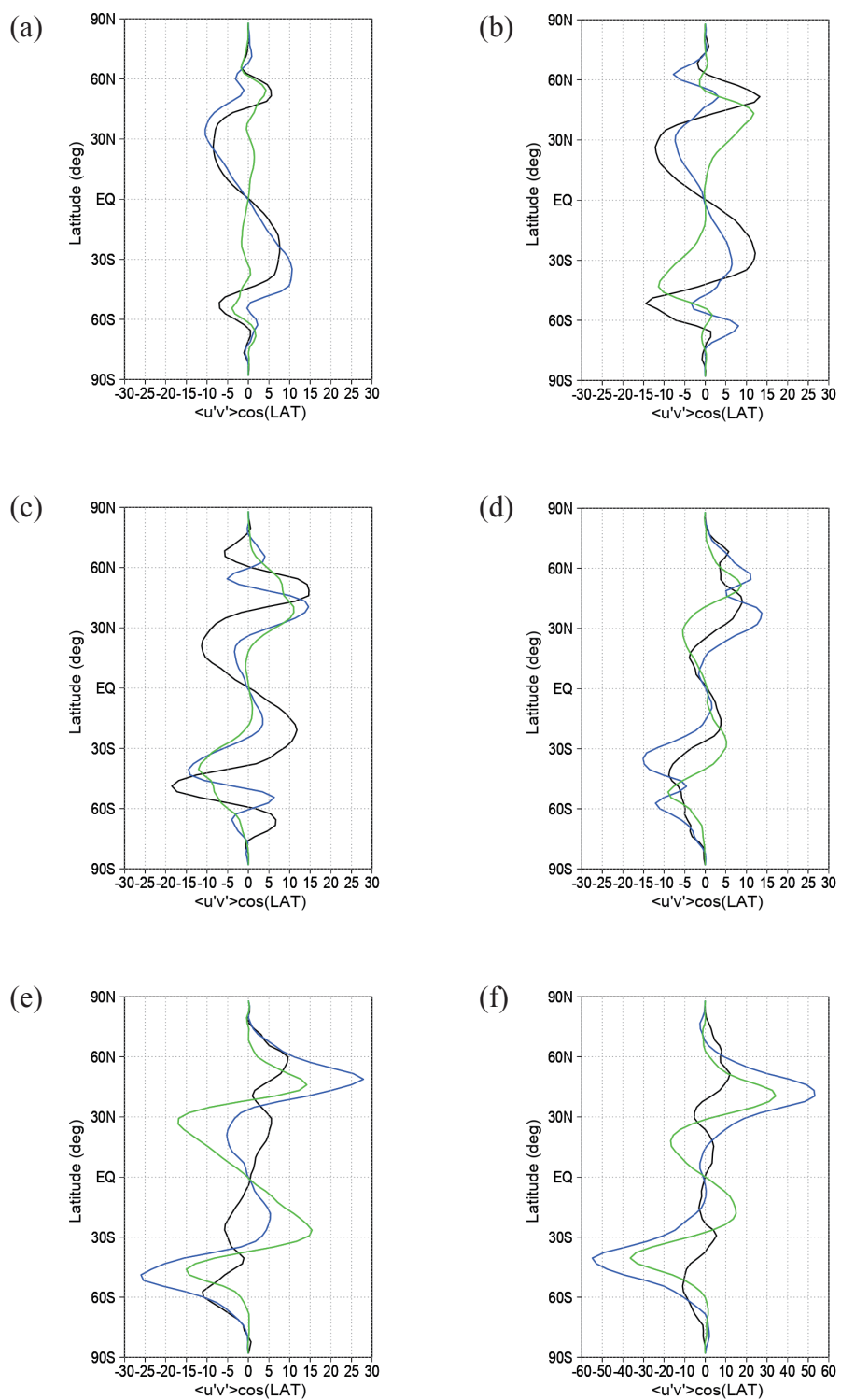


図32 case A(黒線), case B (青線), case C (緑線) から得られる熱潮汐波によって引き起こされる単位質量あたりの南北 AM flux $\langle u'v' \rangle \cos \phi$ の緯度分布。高度は66, 68, 70, 72, 74, 76 km である。単位は $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ 。

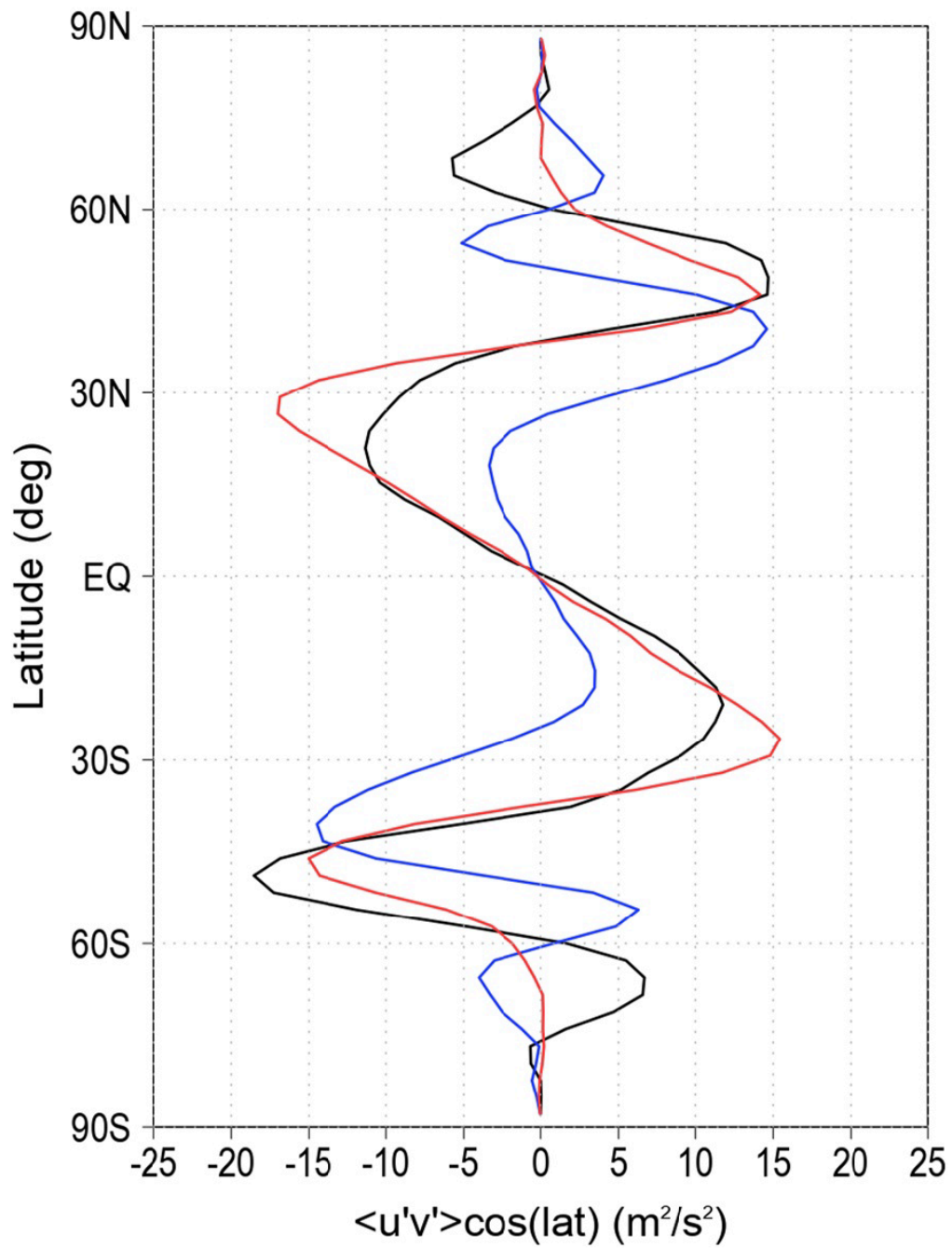


図33 case A(黒線, 70 km), case B (青線, 70 km), case C (赤線, 74 km) から得られる熱潮汐波によって引き起こされる単位質量あたりの南北角運動量フラックス $\overline{u'v'}\cos\phi$ の緯度分布。単位は $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ 。

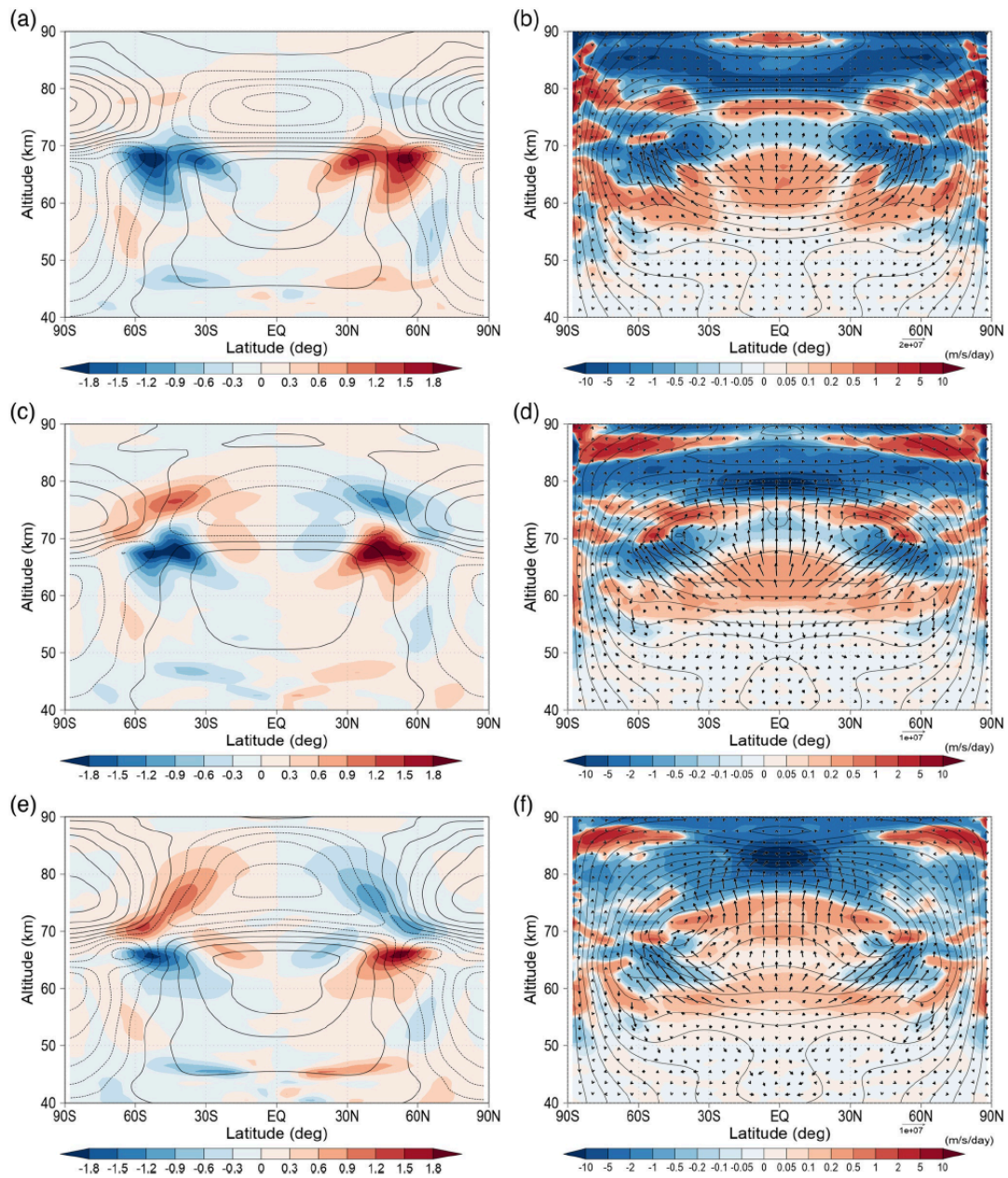


図34 図31と同じ場合における， case A(a), (b), case B (c),(d), case C (e), (f) から得られた南北熱フラックス（左，カラー，単位は $\text{K kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ），熱潮汐波によって引き起こされる東西平均東西風の加速率（右，カラー， $\text{m s}^{-1} \text{day}^{-1}$ ）と熱潮汐波に伴うEPフラックスベクトル（右，ベクトル）である。黒色コンターは，水平平均からの東西平均温度偏差（左）および東西平均東西風（右）を示している。

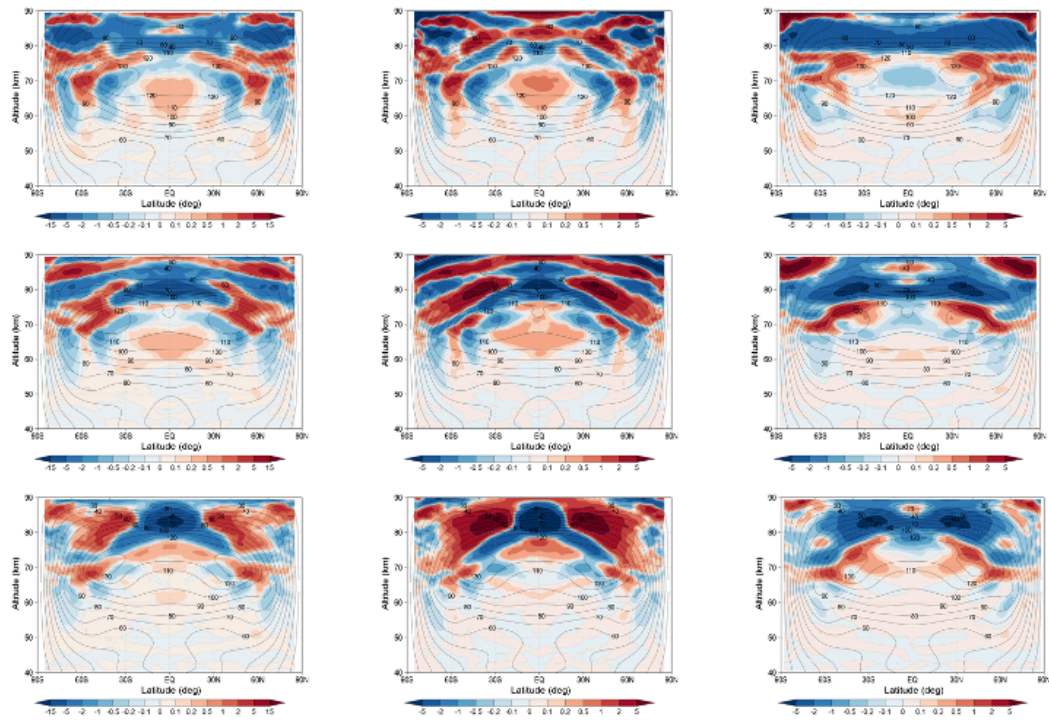


図35 熱潮汐波の角運動量輸送によって引き起こされる平均東西流の加速率 dU/dt の緯度-高度分布。上段からcaseA, B, C, 左からトータルの加速率, $\rho_0 \overline{u'v'}$ による加速率, $\rho_0 \overline{u'w'}$ による加速率を示す。

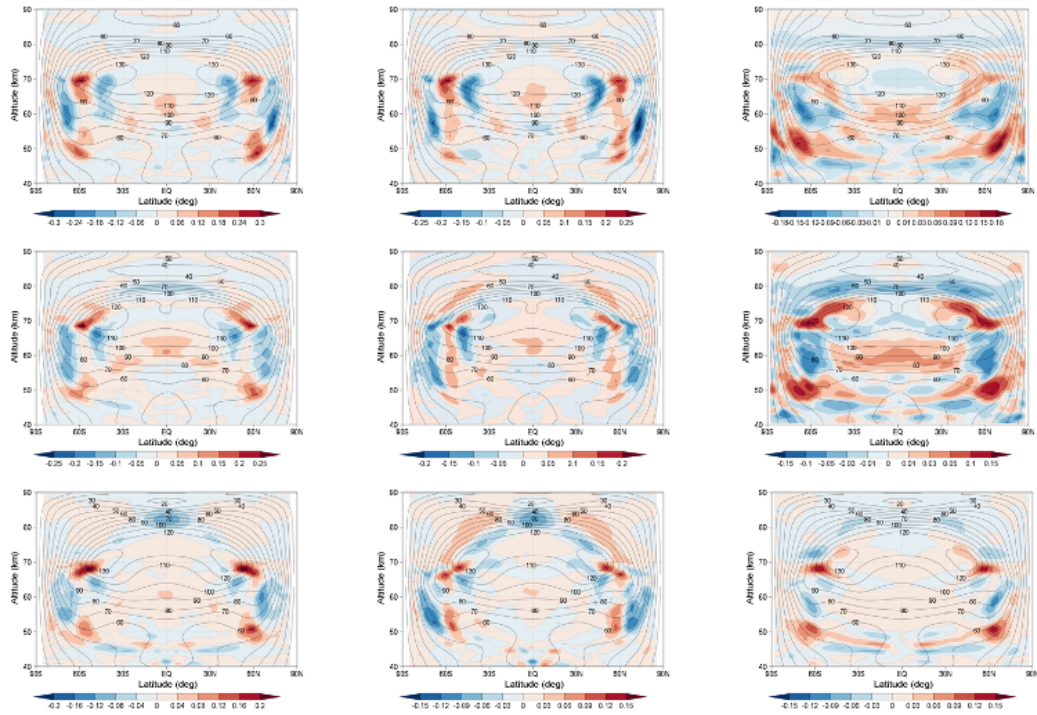


図36 熱潮汐波による平均東西流の加速減速 dU/dt 。上段からcaseA, B, C。左から,
 dU/dt , $\overline{u'v'}$ による加速, $\overline{u'w'}$ による加速,

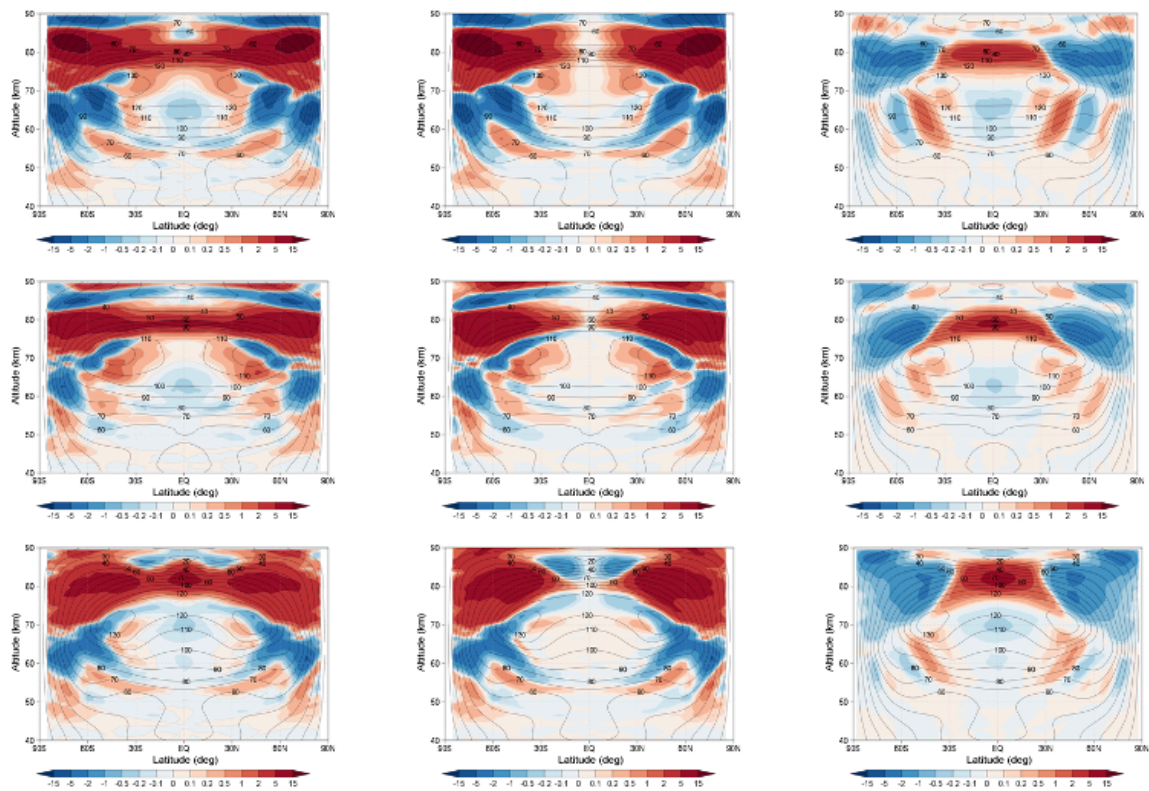


図37 上段からcaseA, B, C。左から熱潮汐波による角運動量輸送, 熱潮汐波による角運動量の南北輸送, 熱潮汐波による角運動量の鉛直輸送による東西風の加速率を示している。

図34の左カラムは, 金星大気中の熱潮汐波という観点からは今まで注目されていなかった, 熱潮汐波に伴う南北熱フラックス $\rho \overline{v'T}$ の緯度-高度分布である。case Aでの振幅は相対的に小さいけれども, 雲頂高度より上のすべての緯度で南北熱フラックスは赤道向きである。高度 55-70 km では, すべてのケースで熱フラックスが極向きであり, これは雲層で励起される傾圧波によって引き起こされる熱フラックス (Sugimoto et al., 2014b) に似ており, 熱潮汐波がこれらの高度の熱構造に影響を与えることを示唆する。高度 60-70 kmの低緯度および高度 48-60 km の緯度 60°付近でも赤道向きの熱フラックスが生じている。過去の研究では熱潮汐波に伴う鉛直角運動量フラックスについてのみ注目されていた(Fels & Lindzen, 1974; Newman & Leovy, 1992; Plumb, 1975;

Takagi& Matsuda, 2006, 2007)。今回の結果は、南北角運動量と熱フラックスが金星の大気力学を理解するために重要であることを示した。

顕著な南北熱輸送 (図34の左カラム) のため、東西平均東西風が熱潮汐波によってどのように影響を受けるか調べるには、transformed Eulerian-mean(TEM)を用いるのが有効である。TEM系における平均東西風の式は log p 座標系で以下のように記述される (Andrew et al., 1987)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\bar{v}^*}{a \cos \phi} \frac{\partial (\bar{u} \cos \phi)}{\partial \phi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z^*} - f \bar{v}^* - \bar{X} = \frac{1}{\rho a \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F}, \quad (5)$$

$\bar{\quad}$ は東西平均を表す。Z*はlog p 高度, aは惑星半径, fはコリオリパラメーター, \bar{X} は摩擦と粘性の平均東西成分, \bar{v}^* と \bar{w}^* はそれぞれ残差平均子午面循環の東西平均南北風と鉛直風を表している。 $\mathbf{F} = (0, F^{(y)}, F^{(z)})$ は Eliassen-Palm(EP) フラックスを表しており, 以下のように定義されている。

$$F^{(y)} = \rho a \cos \phi \left(\bar{u}_{z^*} \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_{z^*}} - \overline{u' v'} \right), \quad (6)$$

$$F^{(z)} = \rho a \cos \phi \left\{ \left[f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (\bar{u} \cos \phi)}{\partial \phi} \right] \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_{z^*}} - \overline{u' w'} \right\}, \quad (7)$$

θ は温位, \bar{u}_{z^*} と $\bar{\theta}_{z^*}$ は z^* に対する \bar{u} , $\bar{\theta}$ からの偏差である。

図 34 の右カラムは, case A, B, C における熱潮汐波に伴う EP フラックスベクトルの緯度-高度分布と (5) 式の右辺から計算した東西平均東西風の加速率を示している。

すべてのケースで、高度 60 km 付近の低緯度から EP フラックスベクトルが描かれており、高度 60-70 km で上向きおよび極向きで、高度 60 km より下では下向きである。内部重力波の EP フラックスは群速度の方向を示すので (Imamura, 2006)、この結果は高度 60 km の低緯度で励起される熱潮汐波は、高度 60 km より下ではほとんど下向きに伝播するけれども、高度 60 km より上で、上向きだけでなく、極向きにも伝播している。高度 50-60 km の緯度 60° - 75° では、太陽加熱が小さいにも関わらず、下向きの EP フラックスが生じている。高度 55-65 km 付近の EP フラックスの発散によってほとんどすべての緯度の東西平均東西風が加速される。なお、今回の結果において EP フラックスの極向き成分には、赤道向きの角運動量フラックスと極向きの熱フラックスとがともに寄与しており、金星大気中の熱潮汐波の力学的効果を考える上で、南北熱輸送が無視できないことを示唆する。中緯度ジェット直下の東西平均東西風は高度 60 km 付近の低緯度からの EP フラックスの収束によって減速される。case B, C では EP フラックスのベクトルの向きが中緯度ジェットの位置で赤道向きに変化し、熱潮汐波に伴う EP フラックスが中緯度ジェットから強く影響を受けることを示唆する。case A, B (図 34b, 31d) では高度 60-68 km, case C (図 34f) では高度 66-76 km で 0.2 - $0.5 \text{ m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$ 程度の EP フラックスの発散によって赤道域の東西平均東西風が加速されている。これらの値は、あかつき UVI 観測から見積もられた値 (Horinouchi et al., 2020) よりわずかに小さい。なお、この EP フラックスの発散は主に南北・鉛直角運動量フラックス (図 31) の収束によるが、中緯度では南北熱輸送も無視できない (図 34 の左コラム)。

case A, B で顕著なのは、高度 55-65 km の低緯度で鉛直角運動量フラックスの収束による東西平均東西風の加速 (図 31b, 28d) が、高度 50-60 km の極向き角運動量フラックスの発散による減速によって打ち消される (図 31a, 28c) 傾向があることである。

また、高度 60-73 km の赤道域における、赤道向きの角運動量フラックスの収束による加速 (図 31a, 28c) も高度 65-85 km の角運動量フラックスの発散による減速 (図 31b, 28d) によって打ち消される傾向にある。結果として、case A, B では東西平均東西風は高度 68-75 km で減速する (図 34b, 31d)。一方、case C では、低緯度の東西平均東西風が高度 55-76 km の広い範囲で連続的に加速されている (図 34f)。これは、高度 55-65 km と 70-80 km での赤道向き角運動量の収束と (図 31e)、高度 52-76 km での鉛直角運動量フラックスの収束 (図 31f) によって東西平均東西風が加速されるためである。case A, B で見られる加速と減速による打ち消しの効果は、case C では起こっていないので、高度 52-76 km の低緯度で実効的に $0.2-0.5 \text{ m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$ の値でスーパーローテーションが加速されている。これらの結果から、観測からは解析することが非常に困難な鉛直角運動量フラックスは、雲高度だけでなくすべての上層雲 (52-76 km) でスーパーローテーションの維持に非常に重要であることが示唆される。すべてのケースにおいて、低緯度の高度 76 km より上で、東西平均東西風は大きく減速している (図 34 の右カラム)。Takagi et al. (2018) で指摘されているように、この減速は主に鉛直角運動量フラックスの発散によって生じる。しかしながら、case B では高度 76-82 km , case C では高度 78-86 km の赤道域での減速に南北角運動量フラックスの発散もまた寄与している。

3.7. 子午面循環の構造

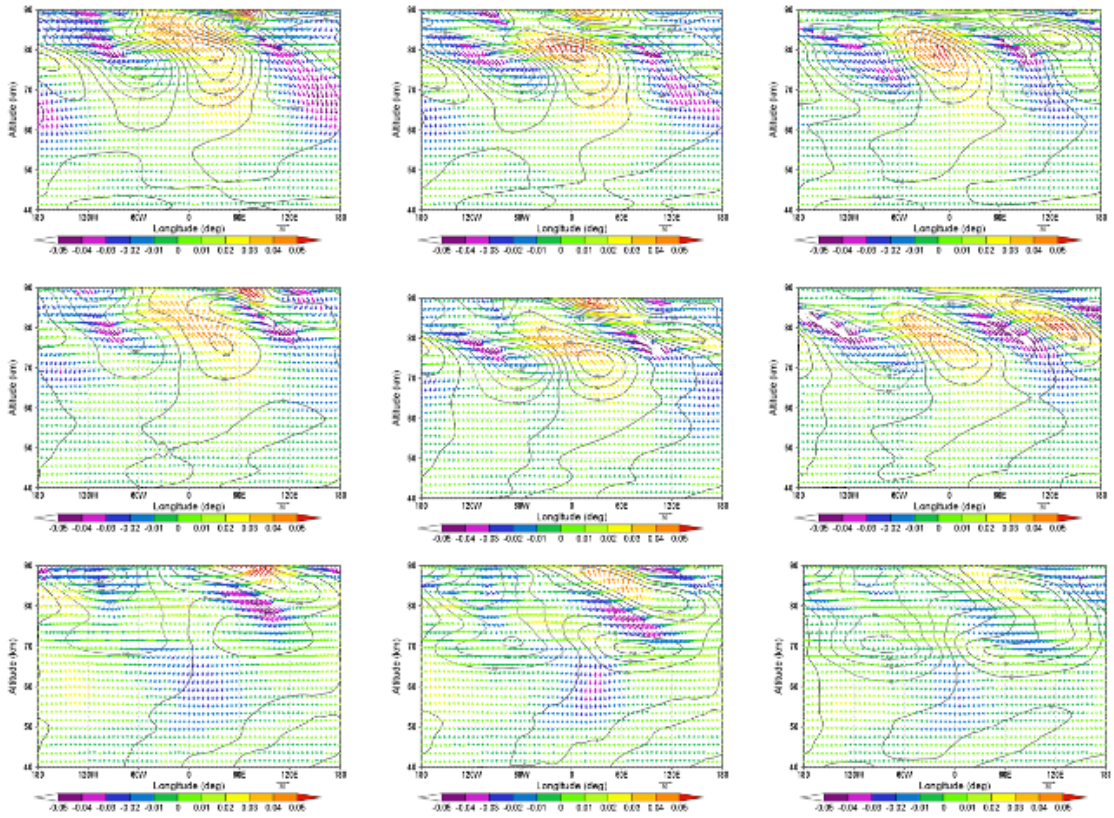


図 38 東西風と鉛直風の熱潮汐成分（ベクトル），鉛直風（カラー）ジオポテンシャル高度（コンター）。上段から，赤道，30N, 60N。左から caseA, B, C。

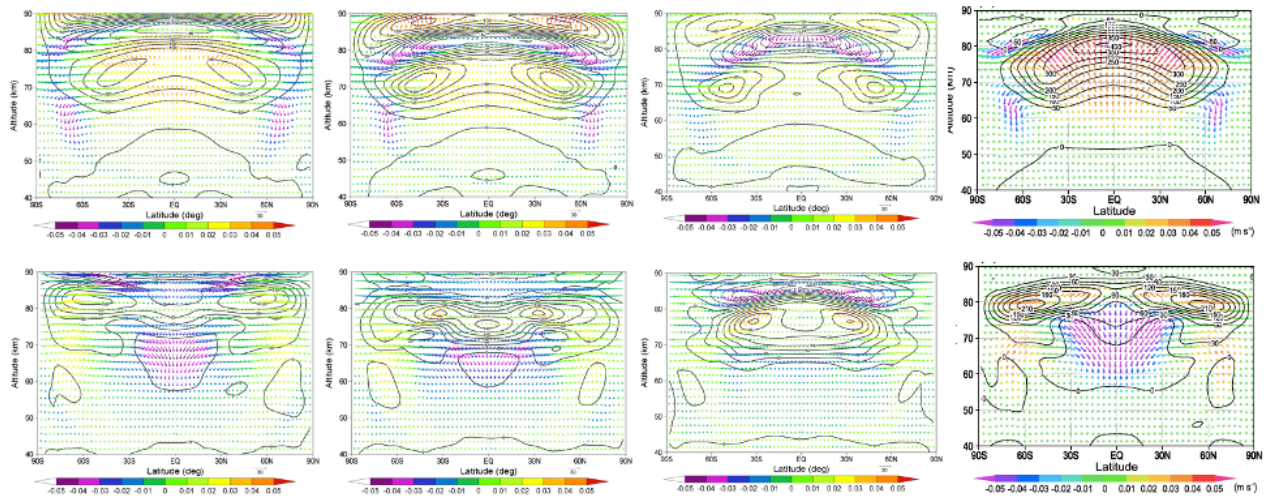


図 39 南北風と鉛直風の熱潮汐成分（ベクトル），鉛直風（カラー）ジオポテンシャル高度（コンター）。上段から，経度 45° ，経度 165° 。左から caseA, B, C。

4. 考察

4.1. 観測との比較

数値モデルによって得られた高度 70 km における熱潮汐波の水平風分布(e.g., Newman & Leovy, 1992; Takagi et al., 2018)は, 昼面の雲頂高度で観測された水平風(e.g., Limaye, 1988; Del Genio & Rossow, 1990; Moissl et al., 2009; Kouyama et al., 2012)と, 定性的には整合的であった。しかし, 数値モデルで得られた高度 70 km での温度偏差は少なくとも部分的にはあかつきLIR観測から得られた雲頂高度での温度偏差(Akiba et al., 2021; Kouyama et al., 2019)とは違いがあった。夜面における南北風分布もまた, モデルと観測 (Fukuya et al., 2021) の間で差異があった。この差は3節で見たように高度60-80 km に現実的な大気安定度を用いることで, おおよそ改善できた。しかし, 観測(Akiba et al., 2021; Kouyama et al., 2019)との東西位相差は1-2LT 程度残っている。この差は本研究のモデルにおいて, 熱潮汐波に伴うEPフラックスが励起される領域である高度50-60 km の大気安定度を過大評価していることに起因するのかもしれない (図34の右カラム)。これらの高度の大気安定度が変化すれば, 熱潮汐波における熱力学バランス(温度の式における東西移流, 鉛直移流, 太陽加熱の間のバランス)によって東西位相分布も変化すると考えられる。雲底の赤外加熱によって小スケールの対流が引き起こされることで (Imamura et al., 2014), 雲層下層の低安定度層がつけられると考えられるので, 小スケールの対流を正確に表現するためにGCMを改善する必要がある。これは今後の研究課題である。

4.2. スーパーローテーションにおける南北循環メカニズム

Horinouchi et al. (2020) はあかつきUVI観測から, 雲頂高度の低緯度で熱潮汐波が赤道向きの角運動量フラックスを生じさせることを示した。この結果は, 子午面循環メカニズム(Gierasch, 1975; Matsuda, 1980)を通じて, 熱潮汐波が雲頂高度のスーパーロー

テーションの維持に寄与することを示唆する。このメカニズムでは、子午面循環メカニズムの補助的なメカニズムに不可欠な強い水平角運動量 mixing が仮定されており、これが熱潮汐波に伴う赤道向きの角運動量フラックスによって実質的に補助されている。今回の結果から、熱潮汐波が赤道で東西平均東西風が最も速くなる高度（東西風分布に関して「雲頂高度」とみなされる）付近の低緯度で赤道向きの角運動量フラックスを引き起こす(図31, 33)ことが示唆される。(Newman et al., 1984; Piccialli et al., 2008, 2012). この赤道向きの角運動量フラックスは観測 (Horinouchi et al., 2020) と整合的である。しかし、本研究の結果によると、南北角運動量フラックスの向きは、明らかに緯度と高度に依存している。Fukuya et al. (2021) は雲頂高度付近の平均子午面循環が緯度 30° から赤道側では赤道向き、緯度 30° から極側では極向きであることを示した。熱潮汐波とともに機能する子午面循環メカニズムでは、熱潮汐波は東西子午面循環の上方極向きブランチで角運動量を赤道向きに運ばなければならない。スーパーローテーションの維持に熱潮汐波がどのように関わっているか完全に理解するためには、平均子午面循環の構造と広い緯度と高度における熱潮汐波に伴う南北・鉛直角運動量フラックスを観測的に解明する必要がある。

4.3. 金星大循環への効果

今回の結果では、東西平均東西風が、雲層中とその上で、熱潮汐波に伴う南北・鉛直角運動量フラックスによって加速・減速されていることを示した。加速と減速の効果は打ち消される傾向にあり、case A, B の高度 68-75 km の低緯度では東西平均東西風が減速していた (図31, 37)。一方で、case C の高度 52-76 km の広い高度範囲の低緯度で、南北・鉛直運動量フラックスの両方が東西平均東西風の加速に寄与していた。これらの結果から、雲層のスーパーローテーションは2つの異なるメカニズムによって維持されていることが考えられる。ひとつは、雲頂高度付近の子午面循環メカニズムであり、

もうひとつは、高度60 km 付近の熱潮汐波メカニズムである。これらの結果もまた、東西平均東西風に対する熱潮汐波の力学的効果が、熱潮汐波が励起される基本場に強く依存していることと、金星の大気力学において東西平均東西風と熱潮汐波の非線形効果が特に重要であることを示唆する。

4.4. 大気安定度の影響を受けるコールドカラー

コールドカラー(暖かい極渦を囲む冷たい緯度帯)は、case A,B よりも case C の方が現実的な大気安定度でより明確に再現される。case A, B に比べて現実的な大気安定度で再現されている case C を見ると、コールドカラーによる温度偏差が 10 K 程度小さくなっている (Taylor et al., 1980)。これは、case C で得られた今回の結果と一致するようである (図 2e、図 3c)。Ando et al. (2016)は、熱潮汐波と平均子午線循環がコールドカラーの形成に重要な役割を果たすことを示した。Garate-Lopez & Lebonnois (2018)は、コールドカラー形成において、雲構造が放射伝達過程に与える効果が重要であり、必要不可欠であることを強調した。本研究の結果は、60 km 以上の大気安定度もまた重要であることを示唆している。大気安定度は、熱潮汐波や平均循環の構造を変化させることで間接的にコールドカラーに影響を与える。今後、平均南北循環が大気安定度や熱潮汐波にどのように依存するかを調べる予定である。

5. まとめ

金星大気大循環の GCM シミュレーションを行い、熱潮汐波が上層雲層の大気安定度によってどのように影響されるかを調べた。ニュートン冷却に用いる参照温度場の分布を改善することにより、モデル内で得られる大気安定度分布を改善し、さらに観測と整合的な熱潮汐波の構造を再現することに成功した。熱潮汐波の鉛直構造は大気安定度に強く依存する。特に、低緯度域で卓越する半日潮の鉛直波長は、大気安定度に強く依存する。しかし、高緯度域で卓越する一日潮は、高度 62-73 km ではほとんど影響を受けないことがわかった。これはこの高度で夜昼間対流的な構造が卓越するためである。高度 70 km における熱潮汐波の水平分布は、現実的な大気安定度を参照温度場として仮定した case C で改善され、観測結果とよく一致する(例えば, Kouyama et al., 2019)。ただし、1-2LT の東西位相差が残っている。この改善は現実的な大気安定度により半日潮の鉛直波長が 60 km 以上では小さくなることに起因する。

熱潮汐波に伴う南北角運動量フラックスは、低緯度域では赤道上の東西平均東西風が最大となる高度付近で赤道方向に向かう(図 31 左)。この結果はあかつき UVI の観測結果 (Horinouchi et al., 2020) と定量的にも似ており、熱潮汐波の赤道向きの角運動量輸送が子午面循環機構を介して、低緯度の雲頂付近のスーパーローテーションの維持に寄与している可能性がある (Gierasch, 1975; Matsuda, 1980)。Fukuya et al. (2021) は平均的な子午面循環が、緯度 30° よりも赤道側と極側で、それぞれ赤道向きと極向きになることを示した。しかし、この観測では、雲頂以外の高度での平均的な子午面循環に関する情報は得られていない。さらに、熱潮汐波に伴う角運動量フラックスの方向は、緯度・経度に大きく依存することがわかった (図 31 左)。スーパーローテーションに対する熱潮汐波の役割を理解するためには、平均的な子午面循環と緯度経度の構造をさらに調べる必要がある。観測と数値モデルの両面から、より広い高度と緯度における平

均循環と熱潮汐の構造を調べる必要がある。低緯度における角運動量の鉛直フラックスは、高度 60 km 以上では下向きに、高度 60 km 以下では上向きであり (図 31 右), 低緯度域の高度 55-65km 付近の平均東西風を加速する。この結果は、熱潮汐波が高度 60 km 以上と 60 km 以下でそれぞれ上向きと下向きに伝播していること (図 31 右図) と整合的である。このことは、熱潮汐波が高度 60 km 以上と 60 km 以下でそれぞれ上向きと下向きに伝播することと矛盾しない (図 11, 8)。なお、低緯度域の雲頂付近の平均東西風は、角運動量の鉛直輸送によって case A, B では減速され、case C では加速される。角運動量の南北輸送と鉛直輸送の加速・減速効果は、A と B では打ち消される傾向があり、全体として、68~75 km で平均東西風が減速される (図 34b, 34d)。case C ではこのような打ち消しは起こらないので、低緯度では平均東西風は実効的に加速されている。高度 52-76 km の低緯度域で平均東西風が実効的に加速されている (34f)。これらの結果から、雲層でのスーパーローテーションは、高度 52-76 km の低緯度域において、2つの異なるメカニズムで維持されていることが推察される。すなわち、case C では、雲層でのスーパーローテーションは、雲頂付近の子午面循環メカニズムと、雲層付近の熱潮汐波メカニズムによって維持されている可能性がある。また、熱潮汐波に伴う南北方向の熱輸送は雲層の中緯度では極向きで、雲頂より上では赤道向きであることが示された。これらの特性はこれまでの理論的・数値的研究において検討されていない。今後、熱潮汐波が金星大気の熱構造に与える影響について、検討する予定である。

付録 金星山岳波の励起・鉛直伝播過程

金星探査機「あかつき」の大きな観測成果のひとつに巨大な弓状模様の発見がある。この模様は観測期間（4地球日）を通して地形に固定されていたことから、地形性の山岳波（定在重力波）によって形成されていると考えられる。Bertaux et al. (2016) はアフロディーテ山の上空で雲頂付近の東西風が減速されていることを指摘した。これらの結果は、山岳波によって大気スーパーローテーションが減速されている可能性を示している（山岳波は位相速度ゼロの重力波であり、気象力学の理論によれば波が減衰する領域で東西平均流を減速する効果がある）。雲頂付近の大気スーパーローテーションの力学を明らかにするには、熱潮汐波による加速効果を調べるだけでなく、大規模な山岳波の励起と鉛直伝播過程を調べ、その減速効果を明らかにする必要がある。熱潮汐波の研究では熱潮汐波が励起される雲層より上層の大気安定度のみを変えて計算を行い、下層の大気安定度は変化させていない。しかし、山岳波は地表面で励起される波であるため、励起・伝播過程を明らかにするには地面付近の大気安定度分布が重要である。下層大気についての観測はほとんど存在しないが、山岳波の鉛直伝播に対する大気安定度分布の影響を調べることで、下層大気の大気安定度分布について情報が得られる可能性もある。下層大気の大気安定度分布はほとんど観測されていないため、その分布や強度を変えた場合の山岳波の応答を調べることで、波の励起・伝播過程とスーパーローテーションに対する力学的効果について検討した。

A1. 山岳波について

山岳波は地形と地表面付近の風によって励起される内部重力波である。地球においては、山脈の風下側の波の上昇域で雲を生成したり (e.g., Duran, 1986), 波の下降域で強風を引き起こしたりすることなどが知られている (e.g., Lilly and Zisper, 1972)。金星における山岳波の存在は、VEGA balloon 観測によって初めて示唆された (Blamont et al., 1986)。雲底高度 54 km 付近を飛行した VEGA2 balloon が Aphrodite Terra 上空で $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ 程度の大きな鉛直風振幅を観測した。ただし, Ingersoll et al. (1987) と Crisp (1990) によると, VEGA balloon 観測で検知された鉛直風は雲層下層の対流運動によるものだと示唆されている。Blamont et al. (1986) はさらに, 山岳波の鉛直伝播は地表面付近の大気安定度と東西風に依存することを示唆している。Bertaux et al. (2016) では, Venus Express mission で得られた Venus Monitoring Camera (VMC) のデータを解析し, Aphrodite の風下側の雲頂高度 ($67 \pm 2 \text{ km}$) で, 東西風速が減速していることを見出した。彼らは, 鉛直方向に伝播した山岳波が雲高度で砕波し, 東西風速の減速を引き起こすと考えた。

あかつきに搭載された Long-Infrared camera (LIR) と Ultra Violet Imager (UVI) は, 雲頂高度で弓状の模様を観測している (Fukuhara et al., 2017; Kouyama et al., 2017; Fukuya et al., 2022)。この弓状模様は東西約 2,000 km, 南北方向に約 10,000 km の大規模な模様である。この弓状模様は 4 日間にわたって Aphrodite Terra のような山岳地帯の上空で観測され続けたため, 山岳波に起因するものだと考えられた。Kouyama et al. (2017) は 1.5 地球年にわたって, 低緯度の 13-18 LT (Local Time) で, 4 箇所の山岳地帯上空に周期的に弓状模様が現れることを見出した。また彼らは, 約 70°N には金星では最も高い標高をもつ Ishtar Terra が位置しているけれども, 弓状模様は高緯度で

は検知されないことを指摘している。

金星大気中における山岳波の特性を調べるために、これまでにいくつかの研究が行われてきた。Young et al. (1987) は VEGA balloon 観測 (Blamont et al., 1986) を説明するために、山岳波の鉛直伝播について調べ、山岳波が雲底高度 (高度 50-55 km) まで到達することを見出した。彼らはさらに、その振幅が地表面付近の低安定度層の深さに依存することを示唆した。Young et al. (1994) は非線形モデルを用いた数値計算を行い、山岳波が雲頂高度まで到達できることを示した。彼らはまた、上方に伝播する山岳波の卓越波数が、有限振幅の波-波相互作用によって、高度によって変化することを示唆した。Fukuhara et al. (2017) は 3 次元線形モデルを使って弓状模様を再現している。ただし、波の励起源は半値幅 $\sim 6^\circ$ の定常ジオポテンシャル強制である。Navarro et al. (2018) は現実的な地形と低解像度 GCM を用いてあかつき観測で見られた弓状模様を再現し、弓状模様に関係する温度擾乱はローカルタイムに依存していることを示した。境界層スキームは、乾燥対流パラメタリゼーションと赤外放射輸送スキームからなる Mellor and Yamada (1982) に基づいている。しかしながら、彼らのモデルでは山岳波はパラメタリゼーションに基づき高度約 35 km で人工的に強制されており、ローカルタイム依存性がどのように生じるのか明らかでない。Yamada et al. (2019) は 2 次元 (経度-高度) の線形モデルを用いて、山岳波の鉛直伝播が雲底に位置する中立層からどのような影響を受けるか調べるために数値計算を行った。彼らは、雲底付近の中立層の厚さが 15 km 以上であったとしても、 10^3 km よりも東西波長の山岳波が大きい山岳波が雲頂高度まで到達できることを示した。最近、Lefevere et al. (2020) は 3 次元非静力領域モデルを用いて金星山岳波について調べた。彼らは Magellan mission で得られた高解像度の地形データと、IPSL Venus GCM (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) に基づいた基本場を用いて、あかつき LIR 観測で得られた弓状模様を再現した (Fukuhara et

al., 2017; Kouyama et al., 2017)。彼らは弓状模様が夕方に現れることを見出した。これは、他のローカルタイムに比べて、午後に地表面付近の大気安定度が高くなることを示唆した Kouyama et al. (2017) と整合的である。ただし、彼らのモデルでは大気安定度とともに地面付近の水平風速も時間変化しており、山岳波のローカルタイム依存性に対する大気安定度と水平風速の寄与は明らかになっていない。また、彼らを用いた GCM データの妥当性も明らかではない。

山岳波の振幅のローカルタイム依存性と、大気循環に対する山岳波の効果を理解するためには、境界層の深さ、大気安定度、そして地表面付近の風速の日変化を調べる必要がある。しかしながら、地表面付近の金星大気構造の観測はわずかしかない。そこで、本研究では、これらの地表面付近の日変化が、山岳波の構造と鉛直伝播に与える影響を調べるために数値計算を行った。得られた結果はあかつき LIR 観測 (Fukuhara et al., 2017; Kouyama et al., 2017; Fukuya et al., 2022) と比較を行った。

A2. 数値モデル

本研究では、地球気象学の分野で広く使われている Cloud Resolving Storm Simulator (CReSS) (Tsuboki and Sakakibara, 2002, 2007) という非静力のメソスケールモデルを金星大気用に改変し計算を行った。本研究では、赤道領域で励起された山岳波の鉛直伝播をシミュレーションするために 2 次元 (経度-高度) の計算を行った。準圧縮系に基づく支配方程式は以下の通りである。(e.g., Tsuboki and Sakakibara, 2002; 2007):

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial t} = -\bar{\rho} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{\partial p'}{\partial x} - \bar{\rho} f_c w + \text{Turb. } u, \quad (A1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial t} = -\bar{\rho} \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{\partial p'}{\partial z} - \bar{\rho} \text{Buoy. } w + f_c u + \text{Turb. } w, \quad (A2)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial p'}{\partial x} + w \frac{\partial p'}{\partial z} \right) + \bar{\rho} g w - \bar{\rho} c_s^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right), \quad (A3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \theta'}{\partial t} = -\bar{\rho} \left(u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - \bar{\rho} w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \text{Turb. } \theta, \quad (A4)$$

x, z, t はそれぞれ、経度、高度、時間である。 u, w, p, ρ and θ は、当座風速、鉛直風、圧力、大気密度、温位を表している。上付きのバーは準圧縮系における基本場を意味しており、各鉛直高度における変数の水平平均を表している。プライム付きの変数は基本場からの偏差を表している。 g は金星における重力加速度で 8.87 m s^{-2} である。 c_s は音速である。 $\text{Turb. } u, \text{Turb. } w$ and $\text{Turb. } \theta$ は Yamada and Mellor (1975) に基づくサブグリットスケールの拡散項を表している。渦拡散係数は予報方程式の後を含む擾乱の運動エネルギーに比例するように仮定した (Klemp and Wilhelmson, 1978)。

水平領域の広さは 12000 km で、水平解像度は 10 km である。地形に沿った鉛直座標系 (terrain following vertical levels; z^* -coordinate levels; e.g., Phillips 1957, Gal-Chen and Sommerville 1975) を用い、鉛直領域は地面から高度 100 km まで、鉛直解像度は 500 m である。境界条件は、放射境界条件である。これは、境界層で生成される不自然な擾乱の影響を取り除くためである (Tsuboki and Sakakibara 2002; 2007)。上端境界で

は、固定された壁境界条件を用いている。上端境界での波の反射を防ぐために、高度 80-100 km にはスポンジ層をおいている。赤外放射冷却は Crisp (1986) に基づく放射緩和時間を用いたニュートン冷却スキームで簡略化している。また、緩和時間が 5 地球日のレイリー摩擦を用いており、これは、波の鉛直伝播のタイムスケールよりも十分長い。ニュートン冷却とレイリー摩擦は、偏差をダンプするだけでなく基本場を維持している。時間積分スキームでは、mode-splitting technique (Klemp and Wilhelmson, 1978) が用いられている。音波に関する項は 0.6 s という小さいタイムステップで積分し、他の項は 3.0 s という大きなタイムステップで積分する。鉛直渦粘性係数は $0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ と仮定した。

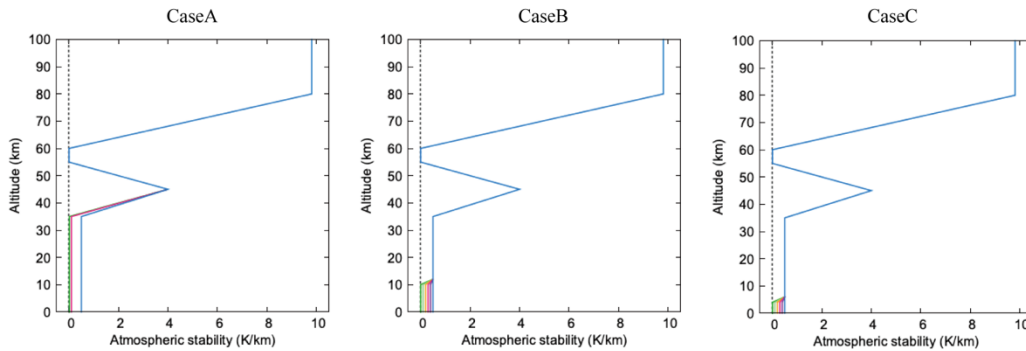


図 A1 Cases A (Z_{PBL} が 35 km), B (Z_{PBL} が 10 km), C (Z_{PBL} が 4 km) における大気安定度の鉛直分布。それぞれの図の色は、表 1 に示す惑星境界層 (S_{PBL}) の大気安定度に対応している。

Case	A-1	A-2	A-3	A-4	B-1	B-2	B-3	B-4	B-5	B-6	C-1	C-2	C-3	C-4	C-5	C-6
Z_{PBL} (km)	35	35	35	35	10	10	10	10	10	10	4	4	4	4	4	4
S_{PBL} (K/km)	0.02	0.1	0.3	0.5	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5

表 A1 それぞれのケースにおける Z_{PBL} と S_{PBL} 。

図 A1 に示したように、本研究で仮定した基本場の大気安定度分布は、過去のその場観測(e.g., Seiff et al., 1985)や、最近の伝播掩蔽観測(e.g., Ando et al., 2020)に基づいている。中立層は高度 55-60 km に位置しており、高度 60 km 以上で最も安定度が高く、高度 45 km 付近で moderate な安定度である。高度 35 km より下では、大気安定度は 1 K km^{-1} 以下である。Young et al. (1987) は山岳波の鉛直伝播は惑星境界層の深さに依存することを示した。Navarro et al. (2018) もまた、地表面付近の大気安定度のローカルタイム変化の重要性を指摘している。しかしながら、惑星境界層の深さやその大気安定度の観測データは存在しない。そこで、本研究では惑星境界層の深さ (Z_{PBL}) として 35 km(Case A), 10 km(Case B), 4 km(Case C) の 3 種類を用意した (図 A1)。また、惑星境界層の大気安定度(S_{PBL})をそれぞれのケースで以下のように変化させた。Case A では、0.02, 0.1, 0.3, 0.5 K km^{-1} , Case B では、0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 K km^{-1} , Case C では、0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 K km^{-1} である (表 1)。

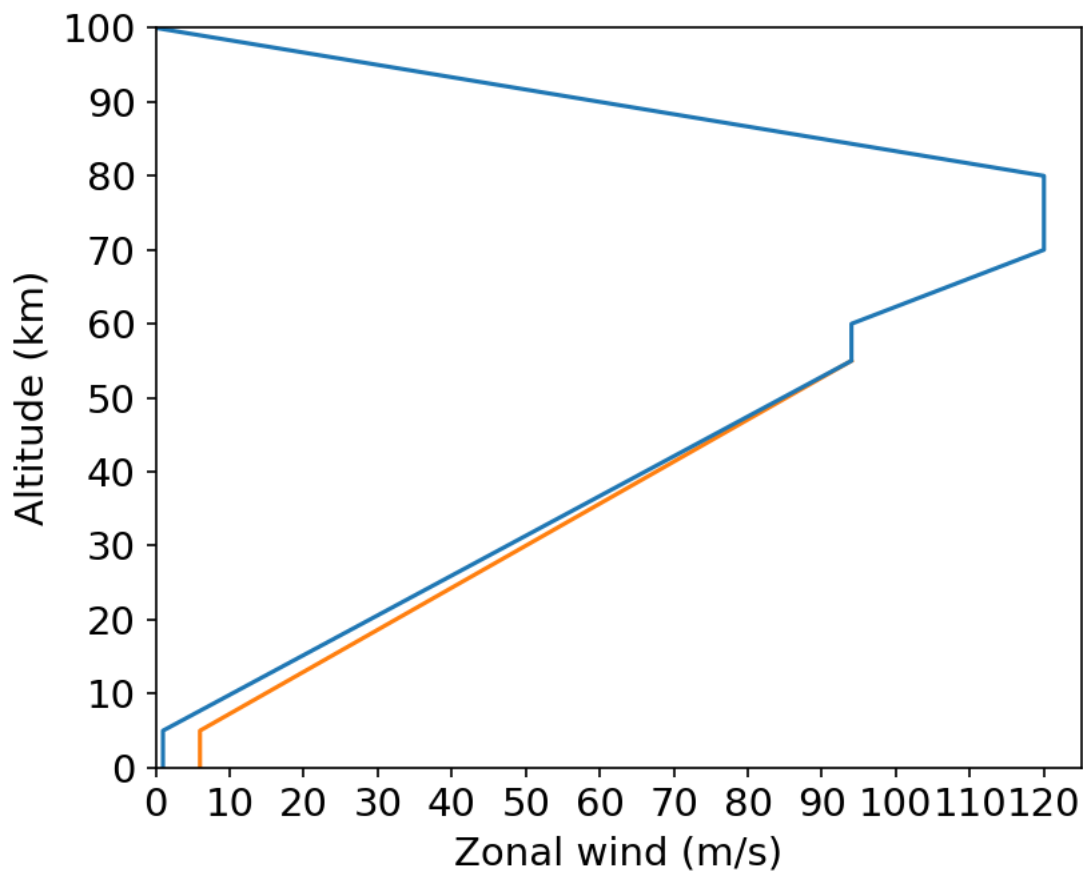


図 A2 基本場における東風の鉛直分布。計算において、高度 0-5 km の東西風速は 0.2-6.0 m s^{-1} で変化させている。この図中では、青線とオレンジ線がそれぞれ、地表面風速 1.0 m s^{-1} と 6.0 m s^{-1} を示している。

図 A2 は数値モデルの中で基本場として仮定した金星大気中の東西風速を示している。これは Young et al. (1987) で用いられた東西風速の分布に準拠している。金星大気中では東西風は東風である。地表面付近の風速は観測がなくよくわかっていないため、高度 0-5 km の風速は 0.2-6.0 m s^{-1} と変化させた。図 2 で示しているように、すべてのプロファイルで東西風速は高度 55 km でひとつの値に収束している。Navarro et al. (2018)によれば、Aphrodite terra の裾野付近では LT の午後に 2.5 m s^{-1} を超える東西風が吹いているので、Aphrodite terra の山頂付近（標高 5000 m）ではさらに速い東西

風が吹いている可能性があり、 6 m s^{-1} という風速は決して非現実的な値ではない。

本研究では、Aphrodite 上空で見られた弓状模様に着目した。モデルに実装された Aphrodite Terra の標高の経度分布は図 3 に示しており、これは Magellan のデータに基づいている (Ford, J. P., et al. (1993). Guide to Magellan Image Interpretation. JPL Publication 93-24 pp. 1-18.)。標高分布は標準偏差約 23 km のガウシアンフィルターで平滑化されている。本研究では、あかつき LIR 観測によって弓状模様が観測された (Fukuhara et al., 2017; Kouyama et al., 2017; Fukuya et al., 2022) 緯度 8°S における経度 40°E - 160°E の範囲のデータを用いた。 60° - 110°E を Ovda Regio, 110° - 140°E を Thetis Regio と呼んでいる。Aphrodite Terra の中では、経度 98°E の辺りで約 5 km と最も高い標高になっている。ここを地形の山頂とみなすこととする。ここで、Aphrodite Terra の約 5 km という標高は、Case C の Z_{PBL} よりも高いことに注意されたい。すなわち、case C では山頂が惑星境界層の上に出ている場合に相当する。

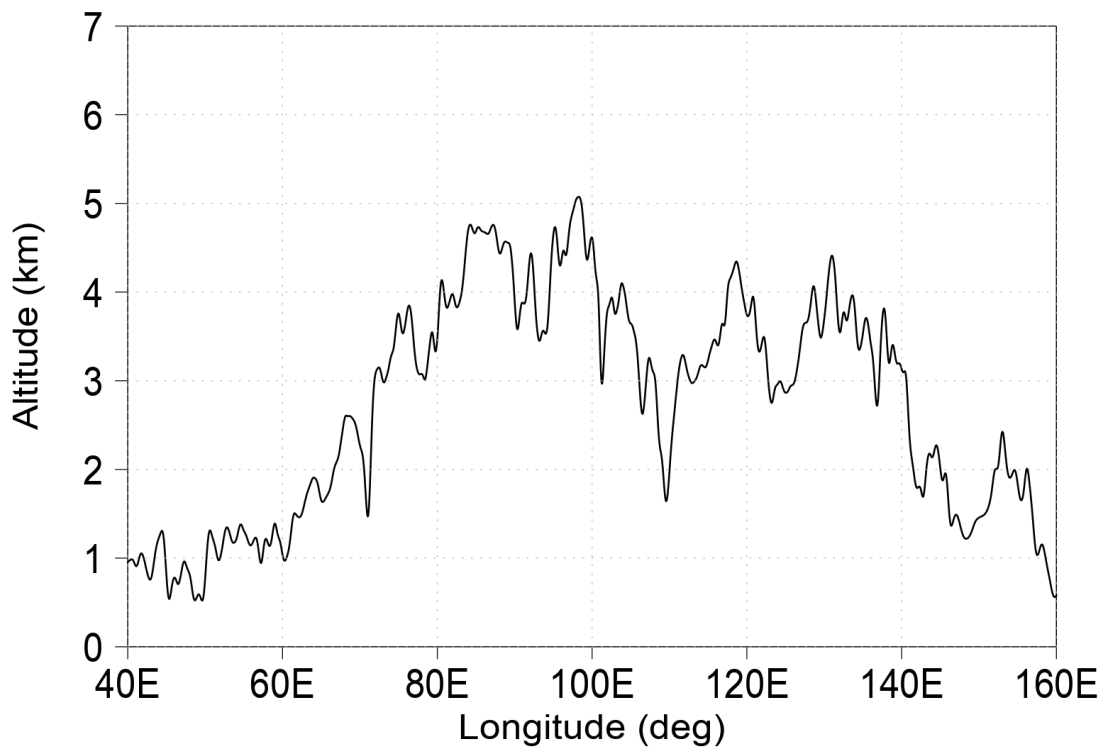


図 A3 マゼランデータに基づく，経度 40°E-160°E，緯度 8°S における Aphrodite terra の標高の経度分布。

A3. 結果

地形によって励起される内部重力波の鉛直群速度は約 10 m s^{-1} 程度なので、山岳波は計算を開始してからの数時間で雲頂高度へ達する。したがって、計算開始から2地球日目には十分に準定常状態に達し、以下では準定常状態で得られたデータを解析した。観測された弓状模様のような山岳波に注目するために、波長 3000 km をカットオフするハイパスフィルターを適用した。

A3.1. 山岳波の構造

まずはじめに、大気安定度が雲層より下では変化しないケース(cases A-1, A-2, A-3, and A-4)での、山岳波の鉛直伝播について調べた。図 A4 は、 U_{scf} が 5 m s^{-1} 、 Z_{PBL} が 35 km のときに、高度 70 km より下の w' (左カラム) と T' (右カラム) が、 S_{PBL} にどのように依存するのかを示している。図 4 に見られる w' の東西波長が $100\text{-}200 \text{ km}$ であるのに対して、 T' の東西波長は、 $1000\text{-}2000 \text{ km}$ 程度である。 W' と T' とで卓越する東西波長が異なることについては、3.5 節で詳しく議論する。 S_{PBL} が 0.1 K km^{-1} より小さいケースでは、山岳波は鉛直方向にわずかに伝播し、雲高度における w' (図 A4a と A4c) と T' (図 A4b と A4d) の振幅は地表面付近とほぼ等しい。この結果は、大気密度の変化を考慮すると、雲高度に到達する波のエネルギーがわずかであることを示している。また、 T' の符号は高度 35 km 付近で変化している (図 A4b と A4d)。一方で、 S_{PBL} が 0.1 K km^{-1} よりも大きいケースでは、山岳波は鉛直方向によく伝播しているように見え、 w' と T' の振幅は高度 $40\text{-}50 \text{ km}$ で最大となっている。なお、図 A4f と A4h 中の T' の符号は鉛直方向にはどの高度でも変化していない。これらの結果は、 S_{PBL} が相対的に大きいケースで山岳波が鉛直方向によく伝播することを示す図 4b と 4d の結果とは異なる。これは、 S_{PBL} が相対的に大きいときに、雲頂高度で $1\text{-}3 \text{ K}$ の大きな温度擾乱が $14\text{-}18 \text{ LT}$ に再現されるという Navarro et al. (2018) や Lefevre et al. (2020) の結果と定

性的には整合的である。

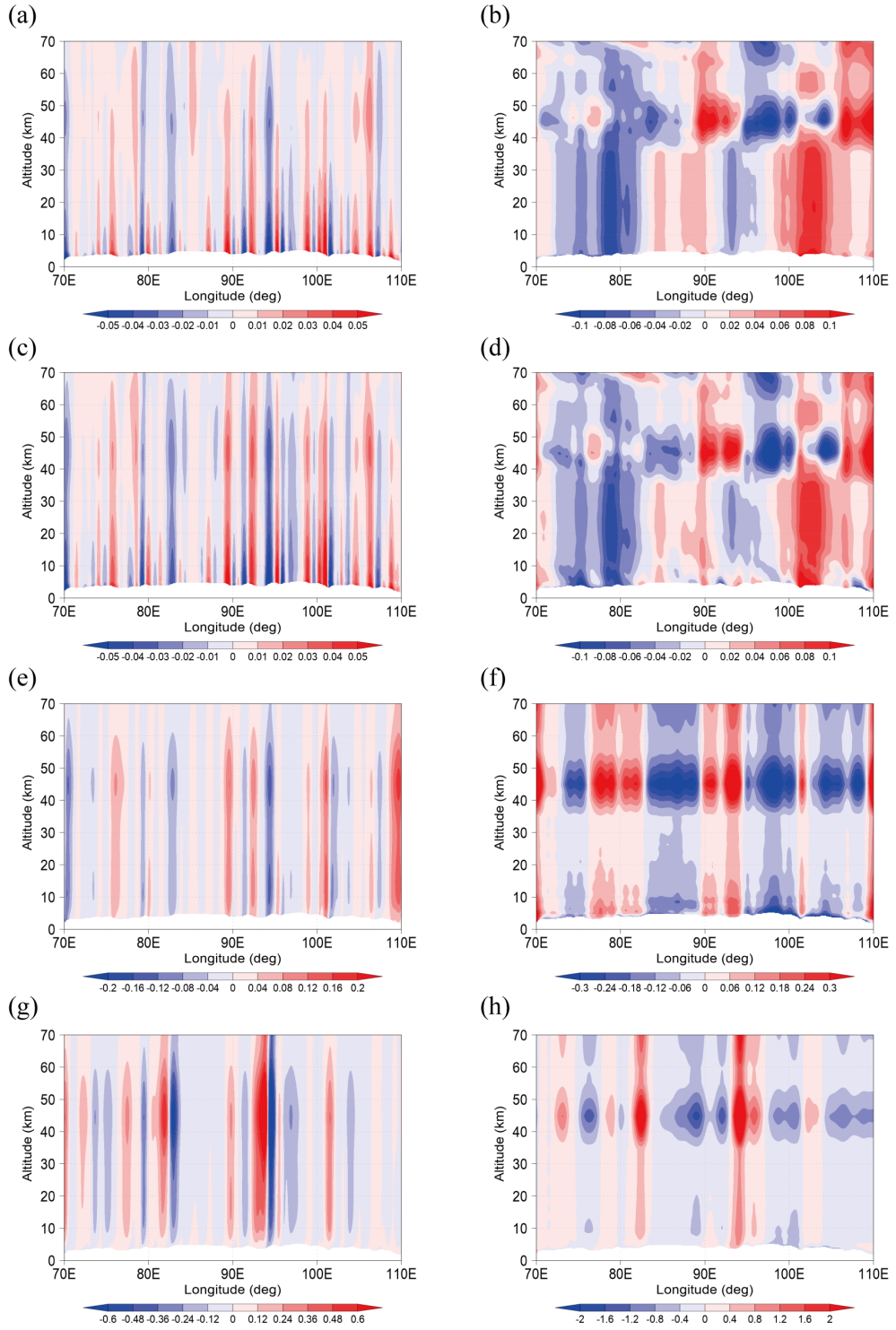


図 A4 S_{PBL} が (a, b) 0.02, (c, d) 0.1, (e, f) 0.3 and (g, h) 0.5 $K km^{-1}$ の場合の Cases A-1, A-2, A-3, A-4 の高度 0-70 km, 70°E-110°E における w' (左カラム) と T' (右カラム) の経度-高度分布のスナップショット。図によってカラースケールが異なることに注意。すべてのケースで U_{sfc} と Z_{PBL} はそれぞれ, $5 m s^{-1}$ と 35 km に固定している。すべてのデータは計算開始から 2 地球日で得られたものである。

A3.2. 地表面付近の東西風への依存性

図 A5 はあかつき LIR 観測(Fukuhara et al., 2017; Kouyama et al., 2017)によって弓状模様が観測された Ovda Regio, 経度 80°E-100°E の雲頂高度における, 山岳波に伴う w' と T' の振幅と, U_{sfc} の関係を示している。計算条件は, case A-4 (S_{PBL} が $0.5 K km^{-1}$, Z_{PBL} が 35 km) であり (図 1a), 励起された波は実効的に雲頂まで伝播している (図 4g と 4h)。 U_{sfc} が大きくなるのにしたがって, w' と T' の振幅のいずれも大きくなっている。さらに, 図 5b は, U_{sfc} が $3.5 m s^{-1}$ を超えると, 雲頂高度で T' が 1-3 K に達することを示している。 T' の振幅は Fukuhara et al. (2017) の示したあかつき LIR 観測の結果と整合的である。なお, Aphrodite Terra の山頂は ~5 km 程度であるから, $5 m s^{-1}$ 以上の U_{sfc} がふいている可能性は大いにあると考えられる (図 A3)。

図 A5 に見られるように, 雲頂高度における W' と T' の振幅は U_{sfc} とともに大きくなるものの, U_{sfc} に線形に依存していない点は興味深い。この理由は明らかではないが, 地表付近の水平風が非線形効果を通じて山岳波の励起と鉛直伝播に影響を与えることを示唆する。地表面付近の東西風や大気安定度を考慮していないモデルでは, このような非線形なふるまいは示されていない (Fukuhara et al., 2017; Yamada et al., 2019)。この非線形性については今後調べる必要がある。

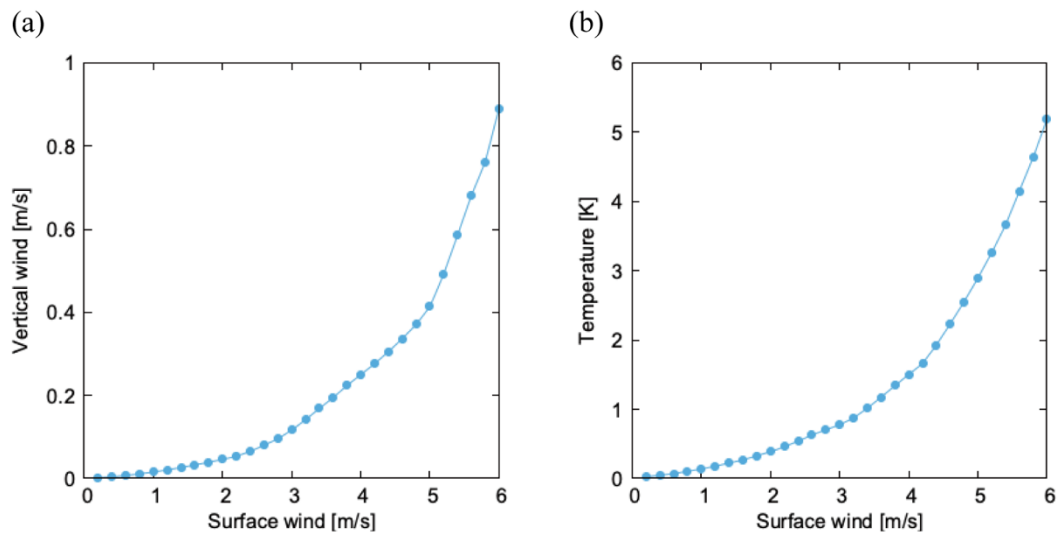


図 A5 Case A の高度 70 km の(a) w' と (b) T' の振幅と, U_{sfc} の関係を示したスナッチプロット。 S_{PBL} と Z_{PBL} はそれぞれ 0.5 K km^{-1} と 35 km である。すべてのデータは計算開始から 2 地球日で得られたものである。

A3.3. 地表面付近の大気安定度と惑星境界層の深さに対する依存性

さらに, U_{sfc} が 3.5 m s^{-1} , Z_{PBL} が 10 km (図 A1b), 4 km (図 A1c) のケースにおける山岳波の惑星境界層の深さ S_{PBL} への依存性を調べた。 S_{PBL} の値の範囲は $0.1\text{-}0.5 \text{ K km}^{-1}$ である。図 A10 は Aphrodite Terra 上空の高度 70 km における山岳波の鉛直風偏差 (w') と温度偏差 (T') に, S_{PBL} がどのように影響を与えるか示している。 U_{PBL} が 3 m s^{-1} のケースでは (実線), w' と T' の振幅は S_{PBL} に依存しておらず, T' の振幅は 1 K 以下である。これは Fukuhara et al. (2017) で得られたものより小さい値である。 U_{PBL} が 5 m s^{-1} で, Z_{PBL} が 4 km のケースでは (図 A6 の赤い点線), w' と T' の振幅は S_{PBL} が増加するにしたがって少している。しかしながら, Z_{PBL} が地形の標高とほぼ同じであるときには, w' は S_{PBL} に依存するものの, T' はほとんど依存しない。このケースでの T' の振幅は, $3\text{-}3.5 \text{ K}$ であり, これは Fukuhara et al. (2017) の観測結果とほぼ同じである。 U_{sfc}

が 5 m s^{-1} で、 Z_{PBL} が 10 km のケースでは (図 A6 の黒点線)、 w' と T' の振幅は明確に S_{PBL} の増加に応じて増加している。この結果は、 Z_{PBL} が地形の標高よりも大きいとき、つまり山頂が惑星境界層の中に埋もれている場合は、波の振幅が S_{PBL} に依存することを示唆している。このケースで、 S_{PBL} が 0.3 K km^{-1} 以上のときの T' の振幅は、 $2.7\text{-}2.9 \text{ K}$ である。これらの結果は以下のようにまとめられる。弓状模様を再現するには、 U_{sfc} が大きくなければならず ($4\text{-}5 \text{ m s}^{-1}$)、 S_{PBL} が小さくても Z_{PBL} が小さいときには弓状模様は常に観測される。 Z_{PBL} が大きいときは、 S_{PBL} が相対的に大きいときに、弓状模様が再現される。

上述したとおり、 U_{sfc} が 5 m s^{-1} のケースのとき、波の振幅は S_{PBL} に強く依存する。この依存性について調べるために、図 A7 に見られるように、 U_{sfc} が 5 m s^{-1} で、 Z_{PBL} が 4 km と 10 km のときのケースにおける、高度 20 km 以下での緯度 $70^\circ\text{E}\text{-}110^\circ\text{E}$ における w' と T' の経度-高さ分布を調べた。 Z_{PBL} が 4 km のケースでは、 Z_{PBL} が 10 km のケースよりも山の近くでの w' と T' の振幅が大きいことが明らかである。 Z_{PBL} が 10 km のケースでは Z_{PBL} が山の標高よりも高いので、山の近くで波が消失しているように見えるけれども、前者のケースでは、 Z_{PBL} が山の標高よりも低いので山岳波の振幅はちょうど山の上で増加している。したがって、山頂付近での波の振幅の違いは、図 A6 に見られるような雲頂高度での変化を直接的に引き起こす。

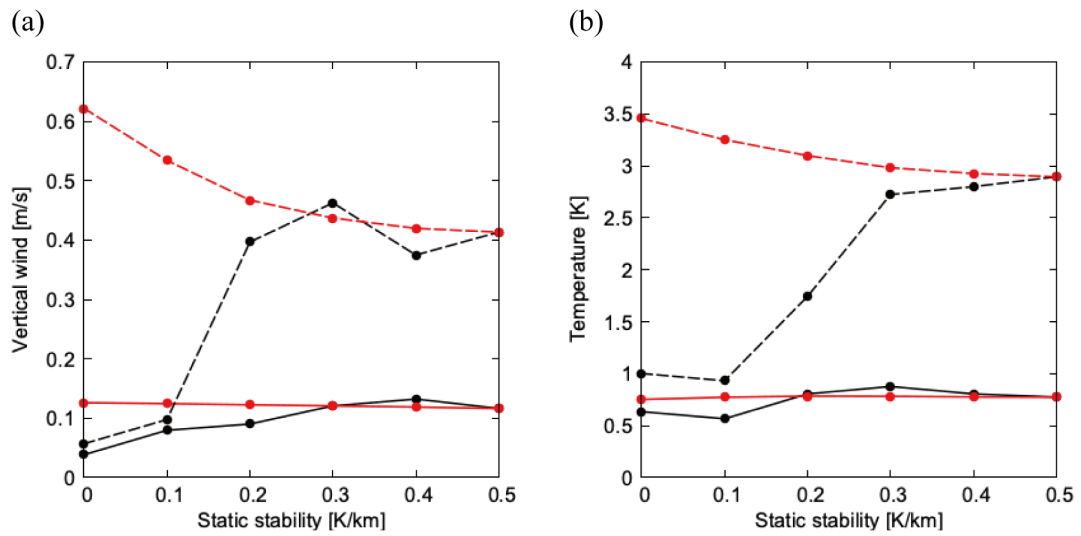


図 A6 Aphrodite terra の上空，高度 70 km の (a) w' と (b) T' の振幅の S_{PBL} に対する依存性。実線と破線はそれぞれ， U_{sfc} が 3 m s^{-1} と 5 m s^{-1} である。赤線と黒線はそれぞれ Z_{PBL} が 4 km と 10 km である。すべてのデータは計算開始から 2 地球日で得られたものである。

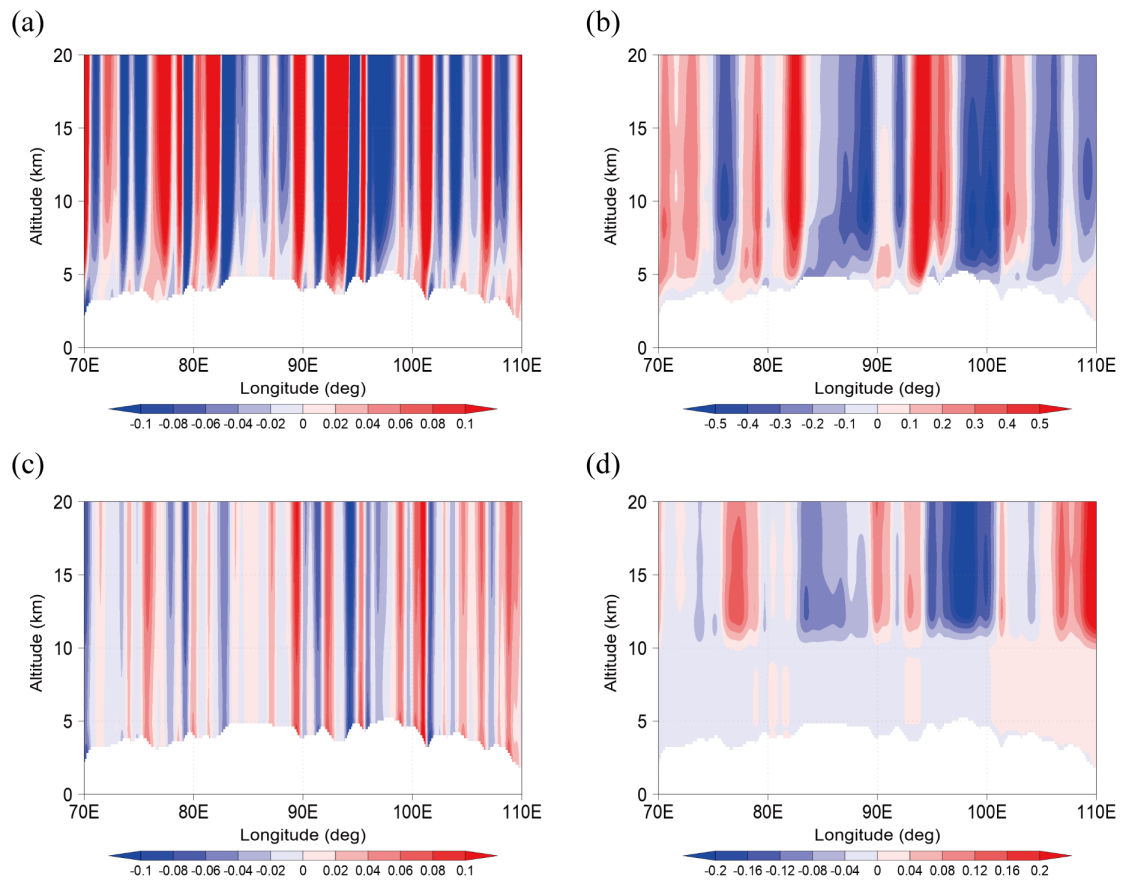


図 A7 高度 20 km 以下、経度 70°E-110°E における w' (a と c) と T' (b と d) の経度-高度分布のスナップショット。上段と下段それぞれ、 Z_{PBL} が 4 km と 10 km で得られた図である。すべてのケースに置いて、 U_{sfz} と S_{PBL} はそれぞれ 5.0 m s^{-1} と 0.0 K km^{-1} である。すべてのデータは計算開始から 2 地球日後で得られたものである。

雲頂高度において、 Z_{PBL} が T' に与える影響を調べるために、 Z_{PBL} が 4 km と 10 km のときの高度 65 km における T' の経度変化を解析した (図 A8)。これらの計算では、 U_{sfz} は 5.0 m s^{-1} 、 S_{PBL} は 0.0 K km^{-1} に固定した。 Z_{PBL} が 4 km のケースでは (図 A8a)、山頂 (~98°E) 上空で T' は負である。 T' の振幅は山頂の西側で ~2.5 K、東側で 0.5-1 K である。これらの特徴は Fukuya et al. (2017) が示した観測結果と整合的である。したがって、 S_{PBL} が 0.0 K km^{-1} よりも小さいときでも、山頂が Z_{PBL} よりも高ければ、あか

つき LIR 観測で観測されたような山岳波 (e.g., Fukuhara et al. 2017; Kouyama et al., 2017) が私たちのモデルで再現される。なお, Fukuhara et al. (2017) では T' のピークは $\sim 85^\circ\text{E}$ 付近であるが, 私たちのモデルでは, 95°E に位置している。これは、本研究のモデルが平滑化した地形を用いていることや, 南緯 8 度の 2 次元平面上で構築されているため、緯度方向の山岳構造が考慮されていないことに起因している可能性がある。 Z_{PBL} が 10 km の場合(図 A8b)は, 厚い惑星境界層のために山頂付近まで山岳波が実効的に鉛直伝播しないので, T' の振幅は 0.5 K 以下になっている。 T' は山頂付近で負になり、西側と東側で正になる。この T' の経度方向の分布は、図 A8a で示した分布とは異なっている。このことから, T' の経度方向の変動とその振幅は Z_{PBL} の時間変化に依存する可能性がある。

最近, Fukuya et al. (2022) は, あかつき LIR 画像を解析して, アフロディーテ上空の雲頂付近 (高度約 65 km) の輝度温度変動の経度分布を取得した。その結果, 山頂の西側で負, さらに西側で正, 山頂の東側で正の温度変動が観測されたことが報告された。図 12a の T' の経度分布は、Fukuya et al. (2022) の結果と定性的に一致しているが、モデル中の T' の位相はわずかに東にずれている。また、Fukuya et al. (2022) で示された輝度温度変動の振幅は ~ 1 K であり、図 12a で示された T' の振幅よりも小さい。Fukuya et al. (2022) は複数の LIR 画像を重ね合わせて山岳波を検出したため、温度変動の振幅が過小評価されている可能性がある。また、Fukuya et al. (2022) は, Onda Regio が夜側境界線の西側にある場合、山頂の西側と東側でそれぞれ $-0.3 \sim 0.3$ K と 0.5 K の小さな温度変動があることを示した。図 A6, A8a に示すように, 本研究で再現された山岳波は雲頂高度に達し, S_{PBL} は 0.0 K km^{-1} であるが, LIR 観測 (Fukuhara et al., 2017; Fukuya et al., 2022) と同等の振幅を持つことがわかった。したがって, Fukuya et al. (2022) の観測結果は, U_{sc} がローカルタイムとともに減少し Z_{PBL} が増加するか, または

いずれかの一方が起こることで説明できる。

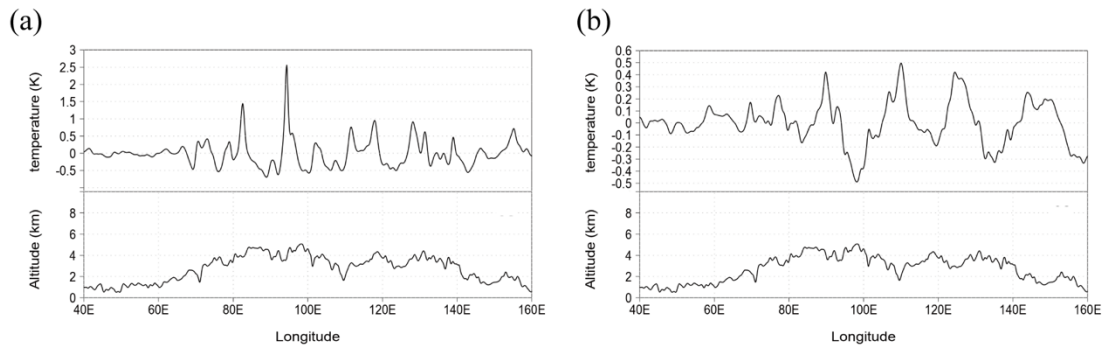


図 A8 Z_{PBL} が (a) 4 km と (b) 10 km のケースの高度 65 km, 経度 40°E - 160°E における T' の経度分布のスナップショット。下の方に 8°S における Aphrodite terra の標高を示している。いずれのケースも U_{sfc} と S_{PBL} はそれぞれ 5.0 m s^{-1} と 0.0 K km^{-1} である。(a) と (b) の鉛直軸のスケールは互いに異なることに注意。すべてのデータは計算開始から 2 地球日後に得られたデータである。

A3.4. 山岳波が東西風に与える影響

山岳波が金星大気の大循環に与える影響を調べるために、 U_{sfc} と Z_{PBL} をそれぞれ 5 m s^{-1} と 35 km に固定した場合について、山岳波の運動量輸送による平均東西風の減速率を計算した (図 A9)。これらの計算における S_{PBL} の範囲は 0.02 - 0.5 K km^{-1} である。背景場の東西風 (スーパーローテーション) は、金星大気と同様にモデルでは西向きであるため、図 A9 の正 (負) の値は背景場の東西風の減速 (加速) を示している。 S_{PBL} が比較的低い場合 (図 32a、9b)、山岳波はわずかに雲頂高度に達するものの、山岳波の振幅が小さいため (図 4a~4d も参照)、運動量フラックスは非常に小さくなる。このため、東西風に対する山岳波の影響は高度 10 km 以下に限定される。一方、 S_{PBL} が比較

の高い場合(図 A9c,A9d), 山岳波は雲頂より上空まで到達し, 東西風は高度約 85 km 付近で減速することがわかる。この減速は, 山岳波がモデル大気上層のスポンジ層で散逸し, 山岳波に伴う東西運動量が平均場に戻されることに起因する (第 2 節)。図 A9d に示すように, 高度 85 km 付近では最大で $3.5 \text{ m s}^{-1} \text{ day}^{-1}$ 程度の減速が見られる。この値は, Lefevre et al. (2020) で得られた値とほぼ同等である。また, 図 32 より, 高度 70 km 付近では, 山岳波は東西風を加速・減速していないことがわかる。このことから, Bertaux et al. (2017) が示した, Aphrodite Terra 上空の雲頂高度の東西風が山岳波によって 17.5 m s^{-1} 減速されたとする結果を説明するのは難しいかもしれない。

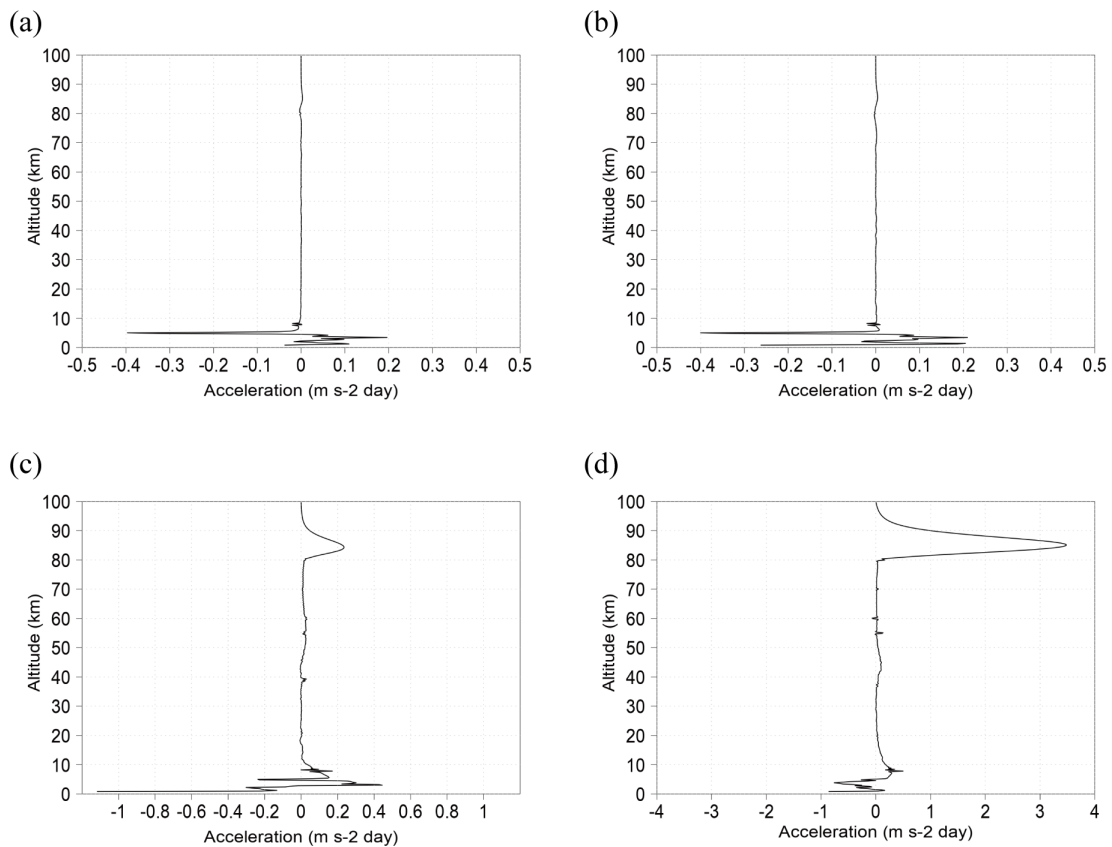


図 A9 S_{PBL} が (a) 0.02, (b) 0.1, (c) 0.3, (d) 0.5 K km^{-1} のケースにおける東西風の加速率の鉛直分布のスナップショット。すべてのケースにおいて, U_{sfz} と Z_{PBL}

はそれぞれ 5 m s^{-1} と 35 km である。正（負）の値は、東西風の減速（加速）を表している。すべてのデータは計算開始から 2 地球日後に得られたものである。

A3.5. 山岳波の東西波数

S_{PBL} , U_{sfc} , Z_{PBL} をそれぞれ 0.5 K km^{-1} , 5 m s^{-1} , 35 km に固定した場合の 10 km , 45 km , 70 km における w' (図 A10 a), θ' (図 A10 b) の東西波数スペクトルをフーリエ解析で求めた。東西波数 1 は東西波長 $1.2 \times 10^4 \text{ km}$ に相当する。図 A10 より、 w' と θ' について得られた東西波数スペクトルの分布は鉛直方向にはほとんど変化しておらず。地表付近で励起された山岳波がそのまま上方に伝播して雲頂に到達していることがわかる。 w' のスペクトルではどの東西波数成分が支配的かはっきりしないが (図 A10a), θ' のスペクトルではすべての高度で東西波数 6~13 (東西波長 $1000 \sim 2000 \text{ km}$) が支配的であることがわかる (図 A10b)。これらの東西波長は、Fukuya et al. (2022) が得た山岳波の東西スケール ($500\text{-}1500\text{ km}$) とよく一致しているが、Fukuhara et al. (2017) が得た東西スケール ($\sim 4000\text{ km}$) に比べるとやや短くなっている。

図 A10c に示した T' の波数スペクトルに東西波数 k を乗じたスペクトル分布は、図 A10a に示した w' のスペクトルと類似している。外部加熱のない 2 次元 (経度-緯度) 断面における線形化された熱力学方程式は以下のように記述される:

$$\left(\partial_t + u \frac{\partial}{\partial x} \right) T' + \Gamma w' = 0, \quad (\text{A5})$$

ここで、 Γ は大気安定度である。 T' が東西波数を表す $\exp(ikx)$ に比例すると仮定すると、(2)式から w' は $k \times \exp(ikx)$ に比例するはずである。このことから、図 A10a と図 A10c が互いに似ている理由を説明でき、高東西波数では T' よりも w' の振幅が強調される傾向があることを示す (図 A10a、図 A10b)。

図 A11a は地形 (図 A3) の帯状波数スペクトル, 図 A11b はそれに帯状波数を乗じたものである。地表付近の鉛直風 (W_{sfc}) は, h が地形の高さを表す $U_{sfc} (dh/dx)$ でほぼ与えられるので, 図 A11b は図 A10c に示した W_{sfc} のスペクトルとほぼ一致し, 支配的波数成分が存在しないことが分かる。これは, W_{sfc} が東西波数に強く依存しない, つまり, 様々な東西波数を持つ山岳波がほぼ等しく発生する可能性があることを示唆している。Young et al. (1994) は, 東西風と大気安定度が鉛直方向に変化する場合, 東西波数の小さい波と波の非線形相互作用により, 東西波数の大きな波が発生することを示した。しかし, 今回の結果では, そのような波のカスケードは確認されなかった (図 A10)。今回の結果から, LIR 観測で示された大規模な弓状構造は, 小さい波同士の非線形相互作用ではなく, 表面付近で発生する東西波長 1000-2000km の山岳波によって引き起こされていることが示唆される (図 A10b)。

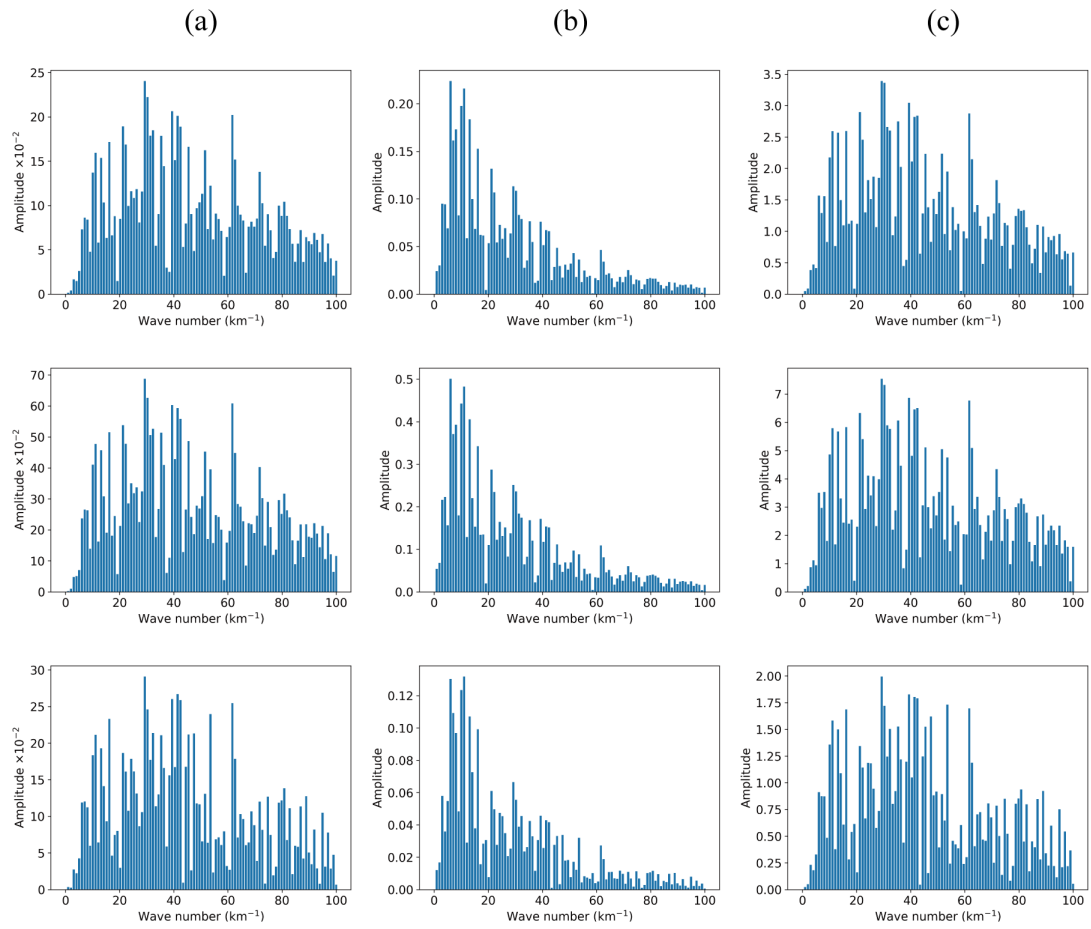


図 A10 S_{PBL} , U_{sfc} , Z_{PBL} がそれぞれ 0.5 K km^{-1} , 5 m s^{-1} , 35 km という条件下における、高度 70 km (上段), 45 km (中段), 10 km (下段) における (a) w' and (b) θ' の東西波数スペクトルのスナップショット。(c) は (b) のスペクトルに東西波数をかけたものを示している。東西波数 1 は東西波長 $1.2 \times 10^4 \text{ km}$ に対応している。すべてのデータは計算開始から 2 地球日後に得られたものである。

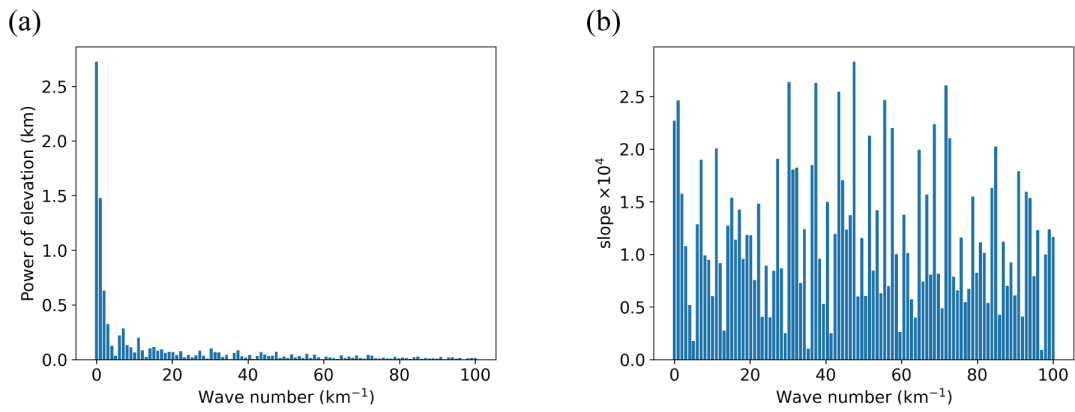


図 A11 (a) 地形の東西波数スペクトルと, (b) (a) のスペクトルに東西波数をかけたもの。

A4. 考察

A4.1 山岳波の伝播特性

2.1 節で述べたように、VEGA-balloon の観測では、高度～54km での鉛直風速は、平地では $0.5\sim 1\text{ m s}^{-1}$ 、Aphrodite Terra では $2\sim 3\text{ m s}^{-1}$ であった (Blamont et al, 1986)。しかし、図 A4 に示すように、雲頂の温度偏差の振幅があかつきの観測と同程度であっても、高度 50-55 km ではモデルで得られた w' の振幅は 0.5 m s^{-1} 以下である (Fukuhara et al, 2017; Kouyama et al, 2017)。この結果は、VEGA バルーン観測で検出された鉛直風は、山岳波ではなく、他の擾乱と関連していることを示唆している。例えば、Imamura et al. (2014) は、雲下層での対流運動を模擬した 2 次元数値実験を行い、対流運動による鉛直風速は、VEGA-balloon の測定値で得られたものと同等の $\sim 3\text{ m s}^{-1}$ になり得ることを示した (Blamont et al., 1986)。

A4.2 山岳波の鉛直波長

山岳波の鉛直波長は、内部重力波の分散関係から推定することができる：

$$c_x - \bar{u} = -\frac{N}{\sqrt{(k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2})}}, \quad (3)$$

ここで c_x は波の東西位相速度、 $k = 2\pi/\lambda_x$ 、 $m = 2\pi/\lambda_z$ はそれぞれ λ_x 、 λ_z の東西波長と鉛直波長である。 H はスケールハイトを表す。山岳波の場合は $c_x = 0$ である。 \bar{u} と N は高度に依存するので鉛直波長は高度によって大きく変化する。 $S_{\text{PBL}} = 0.5\text{ K km}^{-1}$ 、 $U_{\text{sfc}} = 5\text{ m s}^{-1}$ の場合 (図 A4g, A4h)、東西波長を 2000 km と仮定すると、鉛直波長は地表付近で $\sim 10\text{ km}$ 、高度 35 km で $\sim 100\text{ km}$ 、高度 60 km 以上で $\sim 30\text{--}40\text{ km}$ と推定される (3.5 節)。Yamada et al. (2019) は線形モデルを用いた数値実験により、山岳波の鉛直波長が雲頂高度で $30\sim 40\text{ km}$ であることを示した。Lefevre et al. (2020) は 54 km 以上の結果を示していないが、彼らのモデルで再現された山岳波の鉛直波長は～

40 km と推定される。したがって、我々の結果はこれらの結果とよく一致する。

一般に、安定度の低い領域では、内部重力波は効率よく伝播しない。しかし、本研究では、大気安定度が 0 K km^{-1} である 50-55 km の層で山岳波が消散せず、雲頂高度に到達することがわかった。Yamada et al. (2019) は、中立層の厚さが 15 km でも山岳波が雲頂高度に到達する可能性があることを示唆した。Lefevre et al. (2020) は、大気安定度が 18-36 km で低く、36-48 km で高いと仮定したモデル(3.5 節)で、山岳波が雲頂高度に到達することを明らかにした。この結果は、Yamada et al. (2019) や Lefevre et al. (2020) の研究とも整合的である。なお、Yamada et al. (2019) や Lefevre et al. (2020) で仮定された雲層内の中立層は、不安定成層に伴う鉛直対流によって形成されたものではない。山岳波の鉛直伝播に対する対流運動の影響を調べるには、雲底付近の赤外線加熱による対流運動を陽に表現できる非静力学モデルを用いた研究が必要である。

A4.3. 雲模様との関係

3.5 節で述べたように、 w の水平スケールは基本的に T' よりも小さい。このことは、山岳波に伴う風の鉛直変動が観測された場合、さらに小さなスケールの構造が卓越する可能性があることを示唆している。硫酸雲や未知の紫外線吸収剤に伴う雲頂高度の雲模様を観測するあかつき UVI 観測では、LIR 観測で弓状の構造を検出した際に、Aphrodite Terra 上に微細な構造が明確に現れた (Fukuhara et al, 2017)。この微細構造が未知の紫外線吸収剤の鉛直移流に関連しているとすれば、UVI 観測で見られた微細構造は、山岳波の鉛直風と関連している可能性がある。

A5. まとめ

山岳波の鉛直伝播が地表付近の東西風速、惑星境界層の厚さ、大気安定度にどのように依存するかを、2次元非静力学モデル CReSS を用いて調べた。その結果、地表付近の東西風速が 5 m s^{-1} 以上で、惑星境界層の上端が山頂より低い位置にある場合、雲頂高度で観測値と同程度の波高 ($\sim 3\text{K}$) を再現することができた。また、惑星境界層が山頂より高い位置にある場合、地表付近の東西風速と大気安定度により、雲頂高度の観測値と同程度の波高になることが分かった。Aphrodite Terra の山頂は高度約 5 km に位置するため、地表付近の東西風速 $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$ は現実的である可能性がある。

この結果から、惑星境界層の大気安定度が比較的高い場合、山岳波は運動量を上方に輸送することができるが、雲頂以下の背景場の東西風は山岳波によって減速されないことが示された。このことは、Bertaux et al. (2017) が示した雲頂高度での $\sim 17.5 \text{ m s}^{-1}$ の東西風の減速は、山岳波ではなく、他の波や擾乱に起因することを示唆する。

我々のモデルで再現された温度偏差の東西波長は $1000\text{-}2000 \text{ km}$ が支配的で、高度による変化がほとんどないことから、地表付近で励起された山岳波は非線形波動相互作用をほとんど受けずに雲頂高度に到達していることがわかる。このことは、あかつき LIR 観測で示された弓状模様は、東西波長の大きい山岳波に起因することを示唆している。この結果は、非線形波動相互作用により高度が高くなるにつれて山岳波の支配的な東西波数が大きくなるという Young et al. (1994) の結果とは異なるものである。Young et al. (1994) との相違は、私たちのモデルにおける波の振幅が Young et al. (1994) よりも小さく、非線形効果が弱くなることに起因している可能性がある。

本研究では2次元の数値実験を行ったが、実際の金星地形は南北一様ではなく、励起

される山岳波は3次元構造を持ち、3次元的に伝播する。今後、3次元の数値実験に向けて、本研究を発展させていく必要がある。また、赤外線放射伝達を考慮した非静力学モデルを用いて下部雲層の鉛直対流を陽に再現した数値計算を行い、雲中の対流運動が山岳波の鉛直伝播に与える影響を調べる必要がある。また、今回の結果は、山岳波が惑星境界層の気状態に依存していることを示唆しているため、将来的には表層付近の気構造に着目した長期間（数百地球日）の観測が必要である。

まとめ

本論文では、スーパーローテーションに対して熱潮汐波が加速、山岳波が減速の効果を与える可能性について調べた。

熱潮汐波の研究では、GCM を用いた数値計算を行い、熱潮汐波が上層雲層の大気安定度によってどのように影響されるかを調べた。ニュートン冷却に用いる参照温度場の分布を改善することにより、モデル内で得られる大気安定度分布を改善し、さらに観測と整合的な熱潮汐波の構造を再現することに成功した。熱潮汐波による角運動量の南北輸送は高度に強く依存し、必ずしも赤道向きではないことが示された。さらに、観測された角運動量の南北輸送だけでなく、鉛直輸送と熱輸送もスーパーローテーションの加速・減速に関係していることが示された。特に、case C ではこの3者の効果により、広い範囲でスーパーローテーションが加速されていた。角運動量輸送と熱輸送は熱潮汐波の構造に強く影響されるため、現実のスーパーローテーションに対する正味の効果を明らかにするには、熱潮汐波の3次元構造を観測的に解明する必要がある。また、短周期擾乱や子午面循環の3次元構造を観測し、熱潮汐波の効果と定量的に比較する必要もある。

山岳波の研究では、CReSS を用いた数値計算を行い、山岳波が下層の大気安定度によってどのように影響されるかを調べた。その結果、地表付近の東西風速が 5 m s^{-1} 以上で、惑星境界層の上端が山頂より低い位置にある場合、雲頂高度で観測値と同程度の波高 ($\sim 3\text{K}$) を再現することができた。また、惑星境界層が山頂より高い位置にある場合、地表付近の東西風速と大気安定度により、雲頂高度の観測値と同程度の波高になることが分かった。この結果から、惑星境界層の大気安定度が比較的高い場合、山岳波は運動量を上方に輸送することができるが、雲頂以下の背景場の東西風は山岳波によって

減速されないことが示された。このことは、Bertaux et al. (2017) が示した雲頂高度での $\sim 17.5 \text{ m s}^{-1}$ の東西風の減速は、山岳波ではなく、他の波や擾乱に起因することを示唆する。本研究では 2 次元の数値実験を行ったが、実際の金星地形は南北一様ではなく、励起される山岳波は 3 次元構造を持ち、3 次元的に伝播する。今後、3 次元の数値実験に向けて、本研究を発展させていく必要がある。また、赤外線放射伝達を考慮した非静力学モデルを用いて下部雲層の鉛直対流を陽に再現した数値計算を行い、雲中の対流運動が山岳波の鉛直伝播に与える影響を調べる必要がある。また、今回の結果は、山岳波が惑星境界層の大気状態に依存していることを示唆しているため、将来的には表層付近の大気構造に着目した長期間（数百地球日）の観測が必要である。

以上の結果より、熱潮汐波はスーパーローテーションに対して加速の効果をもたらすが、観測された南北輸送だけではなく、鉛直輸送や熱輸送の効果も加味する必要があることが示された。赤道上空の低緯度域の上層雲層で東西平均東西風が加速されるかどうかは大気安定度に依存する。本研究の結果から、雲層でのスーパーローテーションは、高度 52- 67 km の低緯度域において、雲頂付近の子午面循環メカニズムと、雲層付近の熱潮汐波メカニズムの 2 つの異なるメカニズムによって維持されることが推察される。また、熱潮汐波に伴う南北方向の熱輸送は雲層の中緯度では極向きで、雲頂より上では赤道向きであることが示された。これらの特性はこれまでの理論的・数値的研究において検討されていない。今後、2 つの異なるメカニズムおよび熱輸送が金星大気の大気構造に与える影響について、検討する予定である。また、山岳波によるスーパーローテーションの減速は見られず、観測された東西風の減速は山岳波以外の波や擾乱に起因することが示唆された。ただし、今回は 2 次元での計算であることから、3 次元の数値実験に向けて、本研究を発展させていく必要がある。

謝辞

本論文を結ぶにあたり、本研究を遂行する上で、ご指導、ご鞭撻いただいた方々に感謝の意を表します。

博士後期課程から筆者を研究室に受け入れ、惑星気象学の基礎から論文執筆に至るまで指導して下さった京都産業大学理学部 高木征弘 教授には、深謝いたします。多様な研究会および学会での発表の機会を提供していただき、外部の研究者とのつながりも持たせていただいたことも、研究活動を続けるモチベーションとなりました。

次に、本論文の提出にあたって副査を引き受けていただいた京都産業大学理学部 高谷康太郎 教授、ならびに、同所属 佐川英夫 教授には、本論文の構成や表現について貴重なご指導をいただきましたこと、厚く感謝の意を表します。

さらに、共同研究者としてご指導ご鞭撻いただいた、東京学芸大学 松田佳久 教授、慶應義塾大学法学部 杉本憲彦 教授、京都産業大学理学部 安藤紘基 助教、同所属 今井正堯 博士、理化学研究所 前島康光 博士に心から感謝いたします。

計算に使用したモデルである AFES と CReSS を提供して下さったそれぞれの開発チームおよび、作図に使用した GrADS と Gnuplot の提供元に厚くお礼申し上げます。

また、本研究は JSPS 科研費 16H02225, 16H02231, 17H02961, 19H01971, 19H05605, 20K14540 の助成を受けて遂行することができました。

最後に、研究活動および事務手続きにあたって様々なご考慮、ご協力くださいました京都産業大学理学部事務室の皆様にご心よりお礼申し上げます。

参考文献

- Akiba, M., Taguchi, M., Fukuhara, T., Imamura, T., Kouyama, T., & Sato, T. M. (2021), Thermal tides in the upper cloud layer of Venus as deduced from the emission angle dependence of the brightness temperature by Akatsuki/LIR. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 126, e2020JE006808. <https://doi.org/10.1029/2020JE006808>
- Ando, H., N. Sugimoto, M. Takagi, H. Kashimura, T. Imamura and Y. Matsuda (2016), The puzzling Venusian polar atmospheric structure reproduced by a general circulation model, *Nat. Commun.*, 7, 10398, doi:10.1038/ncomms10398.
- Ando, H., T. Imamura, N. Sugimoto, M. Takagi, H. Kashimura, S. Tellmann, M. Pätzold, B. Häusler and Y. Matsuda (2017), Vertical structure of the axi-asymmetric temperature disturbance in the Venusian polar atmosphere: Comparison between radio occultation measurements and GCM results, *J. Geophys. Res.*, 122, doi:10.1002/2016JE005213.
- Ando, H., M. Takagi, T. Fukuhara, T. Imamura, N. Sugimoto, H. Sagawa, K. Noguchi, S. Tellmann, M. Pätzold, B. Häusler, Y. Murata, H. Takeuchi, A. Yamazaki, T. Toda, A. Tomiki, R. Choudhary, K. Kumar, G. Ramkumar and M. Antonita (2018), Local time dependence of the thermal structure in the Venusian equatorial upper atmosphere: Comparison of Akatsuki radio occultation measurements and GCM results, *J. Geophys. Res.*, 123, doi:10.1029/2018JE005640.
- Ando, H., T. Imamura, S. Tellmann, M. Pätzold, B. Häusler, N. Sugimoto, M. Takagi, H. Sagawa, S. Limaye, Y. Matsuda, R. K. Choudhary and M. Antonita (2020), Thermal

structure of the Venusian atmosphere from the sub-cloud region to the mesosphere as observed by radio occultation, *Scientific Reports*, doi:10.1038/s41598-020-59278-8.

Andrews, D. G., J. R. Holton and C. B. Leovy (1987), *Middle Atmosphere Dynamics*, 150 pp., Academic, San Diego, Calif.

Crisp, D. (1986), Radiative forcing of the Venus mesosphere. I. Solar fluxes and heating rates. *Icarus*, 67, 484–514.

Del Genio, A. D., & Rossow, W. B. (1990), Planetary-scale waves and cyclic nature of cloud top dynamics on Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 47, 293–318.

Fels, S. B., & Lindzen, R. S. (1974), The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophysical Fluid Dynamics*, 6, 149–191.

Fukuya, K., Imamura, T., Taguchi, M. et al. (2021), The nightside cloud-top circulation of the atmosphere of Venus. *Nature* 595, 511–515. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03636-7>

Gierasch, P. J. (1975), Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32, 1038–1044.

Haus, R., Kappel, D., Arnold, G., (2015), Radiative heating and cooling in the middle and lower atmosphere of Venus and responses to atmospheric and spectroscopic parameter variations, *Planet. Space Sci.*, 117, 262–294.

Horinouchi, T., Kouyama, T., Lee, Y.J., Murakami, S. y., Ogohara, K., Takagi, M., Imamura, T., Nakajima, K., Peralta, J., Yamazaki, A., Yamada, M., Watanabe, S., (2018),

- Mean winds at the cloud top of Venus obtained from two-wavelength uv imaging by Akatsuki, *Earth Planets Space*, 70 (1), 10.
- Horinouchi, T. et al., (2020), How waves and turbulence maintain the super-rotation of Venus' atmosphere, *Science* 368, 405–409.
- Hueso, R., Peralta, J., & Sanchez-Lavega, A. (2012), Assessing the long-term variability of Venus winds at cloud level from VIRTIS-Venus Express, *Icarus*, 217, 585–598. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.04.020>
- Imamura, T., Takehito Higuchi, Yasumitsu Maejima, Masahiro Takagi, Norihiko Sugimoto, Kohei Ikeda, Hiroki Ando, (2014), Inverse insolation dependence of Venus' cloud-level convection, *Icarus*, 228, 181-188, <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.10.012>.
- Kashimura, H., Sugimoto, N., Takagi, M. et al. (2019), Planetary-scale streak structure reproduced in high-resolution simulations of the Venus atmosphere with a low-stability layer, *Nat Commun*, 10, 23. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07919-y>
- Kouyama, T., Imamura, T., Nakamura, M., Satoh, T., & Futaana, Y. (2012), Horizontal structure of planetary-scale waves at the cloud top of Venus deduced from Galileo SSI images with an improved cloud-tracking technique, *Planetary and Space Science*, 60, 207–216. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.08.008>
- Kouyama, T., Taguchi, M., Fukuhara, T., Imamura, T., Horinouchi, T., Sato, T. M., et al. (2019), Global structure of thermal tides in the upper cloud layer of Venus revealed by LIR on board Akatsuki, *Geophysical Research Letters*, 46, 9457–

9465. <https://doi.org/10.1029/2019GL083820>

Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Crespin, A., Fournier, R., & Forget, F. (2010), Superrotation of Venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, 115, E06006. <https://doi.org/10.1029/2009JE003458>

Limaye, S. S., & Suomi, V. E. (1981), Cloud motions of Venus: Global structure and organization, *Journal of Atmospheric Sciences*, 38, 1220–1235.

Limaye, S. S. (1988), Venus: Cloud level circulation during 1982 as determined from Pioneer cloud photopolarimeter images. II. Solar longitude dependent circulation, *Icarus*, 73, 212–226.

Limaye, S. S. (2007), Venus atmospheric circulation: Known and unknown, *Journal of Geophysical Research*, 112, E04S09. <https://doi.org/10.1029/2006JE002814>

Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Gonçalves, R., Donati, J., Luz, D. (2017), Venus cloud-tracked and Doppler velocimetry winds from CFHT/ESPaDOs and Venus express/VIRTIS in April 2014, *Icarus*, 285, 8–26.

Machado, P.;Widemann, T.; Peralta, J.; Gilli, G.; Espadinha, D.; Silva, J.E.; Brasil, F.; Ribeiro, J.; Gonçalves, R., (2021), Venus Atmospheric Dynamics at Two Altitudes: Akatsuki and Venus Express Cloud Tracking, Ground-Based Doppler Observations and Comparison with Modelling, *Atmosphere*, 12, 506.

<https://doi.org/10.3390/atmos12040506>

Matsuda, Y. (1980), Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 58, 443–470.

Moissl, R., Khatuntsev, I., Limaye, S. S., Titov, D. V., Markiewicz, W. J., Ignatiev, N. I., ...
Hviid, S. F. (2009), Venus cloud top winds from tracking UV features in Venus
Monitoring Camera images, *Journal of Geophysical Research*, 114, E00B31.
<https://doi.org/10.1029/2008JE003117>

Newman, M., & Leovy, C. (1992), Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides, *Science*, 257, 647–650.

Pechmann, J. B., & Ingersoll, A. P. (1984), Thermal tides in the atmosphere of Venus: Comparison of model results with observations, *Journal of Atmospheric Sciences*, 41, 3290–3313.

Peralta, J., Luz, D., Berry, D. L., Tsang, C. C. C., Sanchez-Lavega, A., Hueso, R., ...
Drossart, P. (2012), Solar migrating atmospheric tides in the winds of the polar region of Venus, *Icarus*, 220, 958–970. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.06.015>

Plumb, R. A. (1975), Momentum transport by the thermal tide in the stratosphere of Venus, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101, 763–776.

Rossow, W. B., Del Genio, A. D., & Eichler, T. P. (1990), Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP Images, *Journal of Atmospheric Sciences*, 47, 2053–2084.

Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Piccioni, G., Drossart, P., Peralta, J., Pérez-Hoyos, S., ...

- Lebonnois, S. (2008), Variable winds on Venus mapped in three dimensions, *x* 35, L13204. <https://doi.org/10.1029/2008GL033817>
- Schubert, G., Covey, C., Del Genio, A., Elson, L. S., Keating, G., Seiff, A., ... von Zahn, U. (1980), Structure and circulation of the Venus atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 85, 8007–8025.
- Sugimoto, N., Takagi, M., & Matsuda, Y. (2014a), Baroclinic instability in the Venus atmosphere simulated by GCM, *Journal of Geophysical Research: Planets*, 119, 1950–1968. <https://doi.org/10.1002/2014JE004624>
- Sugimoto, N., Takagi, M., & Matsuda, Y. (2014b), Waves in a Venus general circulation model, *Geophysical Research Letters*, 41, 7461–7467. <https://doi.org/10.1002/2014GL061807>
- Sugimoto, N., Takagi, M., & Matsuda, Y. (2019), Fully developed superrotation driven by the mean meridional circulation in a Venus GCM, *Geophysical Research Letters*, 46, 1776–1784. <https://doi.org/10.1029/2018GL080917>
- Sugimoto, N., Fujisawa, Y., Kashimura, H. et al. (2021), Generation of gravity waves from thermal tides in the Venus atmosphere, *Nat Commun*, 12, 3682. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24002-1>
- Taguchi, M., Fukuhara, T., Imamura, T., Nakamura, M., Iwagami, N., Ueno, M., Suzuki, M., Hashimoto, G. L., & Mitsuyama, K. (2007), Longwave Infrared Camera onboard the Venus Climate Orbiter, *Advances in Space Research*, 40(6), 861–868. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.05.085>

- Takagi, M., & Matsuda, Y. (2005), Sensitivity of thermal tides in the Venus atmosphere to basic zonal flow and Newtonian cooling, *Geophysical Research Letters*, 32, L02203. <https://doi.org/10.1029/2004GL022060>
- Takagi, M., & Matsuda, Y. (2006), Dynamical effect of thermal tides in the lower Venus atmosphere, *Geophysical Research Letters*, 33, L13102. <https://doi.org/10.1029/2006GL026168>
- Takagi, M., & Matsuda, Y. (2007), Effects of thermal tides on the Venus atmospheric superrotation, *Journal of Geophysical Research*, 112, D09112. <https://doi.org/10.1029/2006JD007901>
- Takagi, M., Sugimoto, N., Ando, H., & Matsuda, Y. (2018), Three-dimensional structures of thermal tides simulated by a Venus GCM, *Journal of Geophysical Research: Planets*, 123, 335–352. <https://doi.org/10.1002/2017JE005449>
- Taylor, F. W., Beer, R., Chahine, M. T., Diner, D. J., Elson, L. S., Haskins, R. D., ... Reichley, P. E. (1980), Structure and meteorology of the middle atmosphere of Venus: Infrared remote sensing from the Pioneer Orbiter, *Journal of Geophysical Research*, 85, 7963–8006.
- Tellmann, S., M. Paetzold, B. Hauser, M. K. Bird, and G. L. Tyler (2009), Structure of the Venus neutral atmosphere as observed by the Radio Science experiment VeRa on Venus Express, *J. Geophys. Res.*, 114, E00B36, doi:10.1029/2008JE003204.
- Titov, D. V., Taylor, F. W., Svedhem, H., Ignatiev, N. I., Markiewicz, W. J., Piccioni, G., & Drossart, P. (2008), Atmospheric structure and dynamics as the cause of ultraviolet

markings in the clouds of Venus, *Nature*, 456, 620–623.
<https://doi.org/10.1038/nature07466>

Tomasko, M. G., L. R. Dose, P. H. Smith and A. P. Odell (1980), Measurements of the flux of 720 sunlight in the atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, 85, 8167–8186, 721
[doi:10.1029/JA085iA13p08167](https://doi.org/10.1029/JA085iA13p08167).

Zasova, L. V., Ignatiev, N. I., Khatountsev, I. V., & Linkin, V. (2007), Structure of the Venus atmosphere, *Planetary and Space Science*, 55, 1712–1728.

Ando, H., T. Imamura, S. Tellmann, M. Pätzold, B. Husler, N. Sugimoto, M. Takagi, H. Sagawa, S. Limaye, Y. Matsuda, R. K. Choudhary and M. Antonita (2020), Thermal structure of the Venusian atmosphere from the sub-cloud region to the mesosphere as observed by radio occultation, *Scientific Reports*, [doi:10.1038/s41598-020-59278-8](https://doi.org/10.1038/s41598-020-59278-8).

Bertaux, J. L., Khatuntsev, I. V., Hauchecorne, A., Markiewicz, W. J., Marcq, E., Lebonnois, S., Patsaeva, M., Turin, A., Fedorova, A., 2017. Influence of Venus topography on the zonal wind and UV albedo at cloud top level: the role of stationary gravity waves. *J. Geophys. Res. Planets* 121, 1087–1101.

Blamont, J. E., Young, R. E., Seiff, A., Ragent, B., Sagdeev, R., Linkin, V. M., Kerzhanovich, V. V., Ingersoll, A. P., Crisp, D., Elson, L. S., Preston, R. A., Golitsyn, G. S., Ivanov, V. N., 1986. Implications of the VEGA balloon results for Venus atmospheric dynamics. *Science* 231, 1422–1425.

- Crisp, D. (1986). Radiative forcing of the Venus mesosphere: I. Solar fluxes and heating rates. *Icarus*, 67(3), 484–514. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(86\)90126-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90126-0)
- Crisp, D., Ingersoll, A. P., Hildebrand, C. E., & Preston, R. A. (1990). VEGA balloon meteorological measurements. *Advances in Space Research*, 10(5), 109–124. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(90\)90172-v](https://doi.org/10.1016/0273-1177(90)90172-v)
- Durrán, D.R. (1986) Another look at downslope windstorms. Part I: the development of analogs to supercritical flow in an infinitely deep, continuously stratified fluid. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(21), 2527–2543.
- Fukuhara, T., Futaguchi, M., Hashimoto, G. L., Horinouchi, T., Imamura, T., Iwagami, N., Kouyama, T., Murakami, S.-Y., Nakamura, M., Ogohara, K., Sato, M., Sato, T.M., Suzuki, M., Taguchi, M., Takagi, S., Ueno, M., Watanabe, S., Yamada, M., Yamazaki, A., 2017. Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus. *Nat. Geosci.* 10, 85–88.
- Fukuya, K., Imamura, T., Taguchi, M., Kouyama, T., Horizontal structures of bow-shaped mountain wave trains seen in thermal infrared images of venusian clouds taken by Akatsuki LIR, *Icarus*, Volume 378, 2022, 114936, ISSN 0019-1035, <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2022.114936>.
- Gal-Chen, T. and R. Somerville, 1975: On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier–Stokes equations. *J. Comput. Phys.*, 17, 209–228.
- Garate-Lopez, I., Lebonnois, S., 2018. Latitudinal variation of clouds' structure responsible for Venus' cold collar. *Icarus* 314, 1–11.

- Imamura, T., Higuchi, T., Maejima, Y., Takagi, M., Sugimoto, N., Ikeda, K., Ando, H.,
Inverse insolation dependence of Venus' cloud-level convection, *Icarus*, Volume 228,
2014, Pages 181-188, ISSN 0019-1035, <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.10.012>.
- Ingersoll, A.P., Crisp, D., Grossman, A.W., VEGA Balloon Science Team, 1987. Estimates
of convective heat fluxes and gravity wave amplitudes in the Venus middle cloud layer
from VEGA balloon measurements. *Adv. Space Res.* 7 (12), 343–349.
- Klemp, J. B., and D. K. Lilly, 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves.
J. Atmos. Sci., 35, 78-107.
- Kouyama, T., Imamura, T., Taguchi, M., Fukuhara, T., Sato, T.M., Yamazaki, A.,
Futaguchi, M., Murakami, S., Hashimoto, G.L., Ueno, M., Iwagami, N., Takagi, S.,
Takagi, M., Ogohara, K., Kashimura, H., Horinouchi, T., Sato, N., Yamada, M.,
Yamamoto, Y., Ohtsuki, S., Sugiyama, K., Ando, H., Takamura, M., Yamada, T., Satoh,
T., Nakamura, M., 2017. Topographical and local time dependence of large stationary
gravity waves observed at the cloud top of Venus. *Geophys. Res. Lett.* 44, 12098–12105.
- Lefèvre, M., Spiga, A., Lebonnois, S., 2020. Mesoscale modeling of Venus' bow-shape
waves. *Icarus* 335, 113376.
- Lilly, D. K., and E. J. Zipser, 1972: The Front Range windstorm of 11 January 1972 –A
meteorological narrative. *Weatherwise*, 117, 2041-2058.
- Navarro, T., Schubert, G., Lebonnois, S., 2018. Atmospheric mountain wave generation
on Venus and its influence on the solid planet's rotation rate. *Nat. Geosci.* 11, 487–491.

- Phillips, N. A., 1957: A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *J. Atmos. Sci.*, 14, 184–185.
- Seiff, A., Schofield, J. T., Kilore, A. J., Taylor, F. W., Limaye, S. S., Revercomb, H. E., et al. (1985). Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5, 3–58.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90197-8](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90197-8)
- Tsuboki, K., Sakakibara, A., 2002. Large-scale parallel computing of Cloud Resolving Storm Simulator. In: Zima, H. P., Joe, K., Sato, M., Seo, Y., Shimasaki, M. (Eds.), *High Performance Computing*. Springer, pp. 243–259.
- Tsuboki, K., Sakakibara, A., 2007. Numerical prediction of high-impact weather systems. In: *The Textbook for Seventeenth IHP Training Course*, 281pp.
- Yamada, T., Imamura T., Fukuhara, T., Taguchi, M., 2019. Influence of the cloud-level neutral layer on the vertical propagation of topographically generated gravity waves on Venus. *Earth, Planets and Space*, Volume 71, Issue 1, article id. 123, 8 pp.
- Yamada, T. and Mellor, G. (1975): A Simulation of the Wangara Atmospheric Boundary Layer Data. *J. Atmos. Sci.*, 32, pp. 2309–2329
- Young, R. E., Walterscheid, R. L., Schubert, G., Seiff, A., Linkin, V. M., Lipatov, A. N., 1987. Characteristics of gravity waves generated by surface topography on Venus — comparison with the VEGA balloon results. *J. Atmos. Sci.* 44, 2628–2639.
- Young, R. E., Walterscheid, R. L., Schubert, G., Pfister, L., Houben, H., Bindschadler, D.

L., 1994. Characteristics of finite amplitude stationary gravity waves in the atmosphere of Venus. *J. Atmos. Sci.* 51, 1857–1875.