

# 熱帯対流圏界面気温の 季節・経年スケールにおける変動要因

北海道大学大学院 環境科学院 環境起学専攻 先駆コース  
吉田康平

2008 年 3 月提出

# 概要

熱帯対流圏界面（高度約 17 km, 100 hPa; 以下、熱帯圏界面）は一年を通して極めて低温な領域である。空気がこの領域を通過して成層圏へ輸送されるため、その過程で凝結により水蒸気を奪われる（SPARC 2000）。このため、熱帯圏界面の低温は成層圏の水蒸気量をコントロールする役割を担い、この熱帯圏界面気温を理解することは重要となる。

熱帯圏界面気温は季節変動をしており、北半球の夏に暖かく、冬に冷たい。この季節変動の原因について次のような諸説がある。冬半球では対流圏から中緯度成層圏へ伝わるプラネタリー波が収束することで中緯度成層圏での極向きの流れを駆動し、それを補償するように熱帯での上昇流、極での下降流が形成される（‘stratospheric pump’）。北半球の方が南半球よりもプラネタリー波の活動度が大きく、それにより熱帯での上昇流が北半球の冬に強くなるために、断熱冷却効果で北半球冬季の熱帯対流圏界面気温が冷たい（Holton et al. 1995）。これが stratospheric pump 説である。一方、熱帯対流活動説もある。熱帯海面水温の経度方向の温度差が対流とそれに伴う凝結熱の経度非対称を形成し、熱帯下部成層圏や圏界面で子午面循環を駆動するような大気波動を生成する。対流の中心緯度が北半球の夏に赤道から離れ北へ移動し、その大気波動を変調させるために、子午面循環に伴う断熱冷却効果が北半球の冬に強くなり、北半球冬季の熱帯圏界面気温が冷たくなる（Kerr-Munslow and Norton 2006; Norton 2006）。また季節変動と異なるが、圏界面下層の積雲の雲頂高度が熱帯圏界面の長波放射加熱に影響を与えるという効果もある（Hartmann et al. 2001; Hatsushika and Yamazaki 2003）。

本研究はそれらの作用が熱帯圏界面付近の温度に与える影響について、季節・経年の時間スケールでの現象に焦点を当て、CCSR/NIES AGCM5.6 の数値モデルによる実験の結果と ERA40 再解析データを用い、熱収支解析を行うことでどのような作用が熱帯圏界面の温度変動に対して強い寄与を示すのか、またその作用は何が原因となって引き起こされるのかを考察した。

全陸域の山岳を除去（標高 0 m）した実験では成層圏下部（50 hPa）を中心に熱帯での北半球冬季における高温偏差と夏季における低温偏差が見られた。北半球（10°N-90°N）の山岳のみを除去した実験との比較で、冬季の高温偏差は北半球の山岳除去による中緯度プラネタリー波の弱化が原因と見られ、夏季の低温偏差も北半球の山岳除去による中緯度プラネタリー波が変調した効果が原因であった。南半球（10°S-90°S）の山岳のみを除去した実験から、南半球の山岳除去によるプラネタリー波の弱化は確認されたが、その影響は熱帯成層圏下部と圏界面で小さかった。熱帯下部成層圏（50hPa）に渡って Holton et al. (1995) で言われた stratospheric

pump の断熱冷却効果が主要となった。しかし熱帶圏界面は中緯度成層圏におけるプランタリーワー波の弱化の影響に比べ、対流圏循環と非断熱加熱の変調の影響が顕著に現れた。

熱帶 ( $15^{\circ}\text{S} - 15^{\circ}\text{N}$ ) の海面水温の経度偏差を増幅 (減衰) させると、熱帶対流圏から成層圏下部で卓越する'松野-Gill パターン (Matsuno 1966; Gill 1980)'が強化 (弱化) され、パターン上端付近での渦による鉛直熱輸送の効果で、熱帶対流圏界面気温が下降 (上昇) した。温度変化に関しては Norton(2006) の結果と整合しているが、その原因となる作用は異なった。また熱帶の海面水温を一様に上昇 (下降) させると、残差鉛直流による断熱冷却を主とした効果で成層圏下部を中心に帶状平均温度が下降 (上昇) し、これには中緯度プランタリーワー波の影響も見られた。熱帶海面水温の経度偏差が増幅 (減衰) することは La Niña (El Niño) 現象と対応しているため、ENSO イベントが盛んな 1996 年-1999 年の期間で観測された海面水温をモデルに与え、同時期の ERA40 と比較を行ったことと、熱帶圏海面気温をほぼ再現できた。特に 1998 年 1 月の高温の再現性が良く、主な寄与は渦による鉛直熱輸送の効果だった。また海面水温に関する実験全般で、200 hPa の雲水量と熱帶圏界面での長波放射加熱の経度分布が無視できない値の大きさで逆相関関係を示し、Hartmann et al. (2001) や Hatsushika and Yamazaki(2003) と類似した結果が得られた。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>背景</b>	1
1.1	熱帯対流圏界面付近の特徴	1
1.2	熱帯対流圏界面付近と環境	1
1.3	主な変動要因	3
1.4	目的	5
<b>第 2 章</b>	<b>方法</b>	6
2.1	使用したデータ	6
2.2	使用するモデルと実験設定	6
2.3	使用する式	9
2.4	解析手法	11
<b>第 3 章</b>	<b>中緯度プラネタリー波に関する実験</b>	13
3.1	山岳除去実験	13
<b>第 4 章</b>	<b>SSTに関する実験</b>	24
4.1	S'系,S系実験	24
4.2	観測 SST 実験	55
<b>第 5 章</b>	<b>考察</b>	59
5.1	熱帯圏界面での波の効果	59
5.2	非断熱加熱	72
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	76
6.1	結論	76
6.2	今後の課題	78
<b>謝辞</b>		79
<b>参考文献</b>		80
<b>追記</b>		82

# 第1章

## 背景

### 1.1 热帯対流圏界面付近の特徴

対流圏界面とは、対流圏と成層圏の境界とされる面である。対流圏界面には様々な定義の方法が存在し、以下のような気温減率による定義が最も頻繁に用いられ、WMO(世界気象機関)でもこの定義が用いられる。

“気温減率が  $2^{\circ}\text{C}/\text{km}$  以下となる最下層で、ここより上方  $2\text{km}$  までの平均気温減率は  $2^{\circ}\text{C}/\text{km}$  を越えない層”

この定義に基づくと熱帯と極では対流圏界面高度が異なり、熱帯では約  $17\text{km}$ , 極では約  $6\text{km}$  とその高度に大きな差がある。

しかし上記の定義も常に一定の高度を示すわけではなく、熱帯対流圏界面を定義すること自体にも疑問が抱かれている。熱帯対流圏と成層圏の間に境界面があるのではなく、対流圏から成層圏へと性質が遷移していく層 (‘transition zone’) が存在するという説もある (Highwood and Hoskins 1998)。よって熱帯対流圏界面ではなく熱帯対流圏界層 (Tropical Tropopause Layer; TTL) と呼ばれることもある。本研究では熱帯対流圏界面を温度で決定し、南緯  $10^{\circ}$  度から北緯  $10^{\circ}$  度の帶状平均温度が最も低い最下層とする。

熱帯対流圏界面付近の温度は季節・経年変動をしており、北半球の夏に暖かく冬に冷たい。その温度の変動要因に関する研究が近年までなされているが、明確にどの作用がどの程度熱帯対流圏界面付近の温度を決定しているのかを説明するには至らず、大気大循環モデル (Atmospheric General Circulation Model; 以下、AGCM) の計算結果も観測値との間にずれがあり、正確に再現されるには至っていない。

### 1.2 热帯対流圏界面付近と環境

熱帯対流圏界面 (高度約  $17\text{km}$ 、南緯  $10^{\circ}$  度～北緯  $10^{\circ}$  度) は極めて低温な領域である。成層圏における季節を含む長期的なスケールでの大気の動きを考えると、熱帯対流圏界面より成層

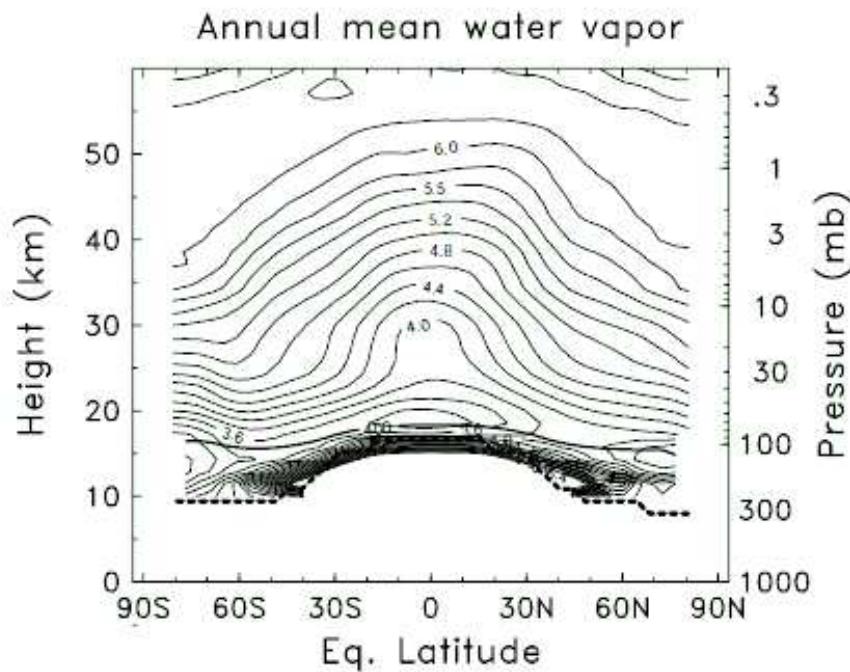


図 1.1 HALOE と MLS のデータによる年平均・帯状平均した水蒸気量 (contour)[ppmv] の高度等価緯度分布 (SPARC 2000) ※太い実線が温位 400K 面、太い破線は対流圏界面を表す

圈へ空気塊が流入し、極方向に輸送され、極で対流圏へ下降する子午面循環 (Brewer-Dobson 循環; 以下、BD 循環) が卓越するために、成層圏の空気はほとんどがこの極めて低温な熱帶対流圏界面を通過して来て (中緯度対流圏由来の空気塊も存在する)、その過程で凝結により水蒸気を奪われることとなる (脱水)(図 1.1)。

その後、成層圏において OH ラジカルによるメタンの酸化 ( $\text{CH}_4 + \text{OH} \longrightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CH}_3$ ) で水蒸気量が増加するが、脱水過程で奪われた水蒸気量に比べるとそれによる増分はかなり小さい。よってこの脱水過程により、熱帶対流圏界面付近の温度が成層圏の水蒸気量を調節するという側面を持つ。しかも、実際の成層圏に輸送される空気塊が持つ水蒸気量は、熱帶対流圏界面の領域平均した温度で凝結され至るはずの水蒸気量よりもさらに少ない。それは熱帶対流圏界面内には'cold trap' と呼ばれる周囲よりもさらに冷たい (約 188-194K) 領域があり、熱帶対流圏界面内の空気塊は水平輸送でこの領域を通過し、その低温を経験してしまうためである (Holton and Gettleman 2001)。水蒸気は成層圏の大気化学・物理過程に大きな影響を与える。1 つは水蒸気が水酸化ラジカル (OH) の供給源であること、次に水蒸気が長波放射による冷却効果で放射平衡温度の分布を決めること、そして水蒸気が極域成層圏雲 (Polar Stratospheric Clouds) の供給源となることである。これらの全ての作用は熱帶対流圏界面の温度が上昇することにより成層圏の水蒸気が増加すると成層圏オゾンの消失に働くと考えられていることから、地球環境の視点においても無視できない問題であり、また熱帶対流圏界面気温とその温度変動をもたらす要因を理解することが重要となる。

## 1.3 主な変動要因

近年の研究から、季節・経年スケールでの熱帯対流圏界面付近の温度を変動させる要因として、中緯度成層圏に伝わるプラネタリー波の収束による子午面循環の効果（例えば Holton et al. 1995）と、熱帯対流圏での経度非対称凝結熱が生成する大気波動（赤道ロスビー波、赤道ケルビン波、重力波等）の収束による子午面循環の効果（例えば Kerr-Munsow and Norton 2006; Norton 2006）、季節変動とは異なるが、圏界面下層の対流に伴う積雲の雲頂高度が熱帯圏界面の長波放射加熱を変調させる効果（Hartmann et al. 2001）などが挙げられる（詳細は以降の小節）。

### 1.3.1 中緯度起源のプラネタリー波

中緯度対流圏で生成されるプラネタリー波（ロスビー波）は背景風が西風の時のみ伝播する。そのため冬半球では成層圏が西風になることから、プラネタリー波が成層圏まで伝播する。そしてこの波が成層圏で収束することで、その場の西風を減速させる。この西風の減速がコリオリ力の弱化を招き、極向きの流れを生じさせる。プラネタリー波の収束が定常的に起こるならば、波の収束の作用と極向きの流れによるコリオリ力がバランスし、質量保存の観点から、この極向きの流れを補償するべく、極域での下降流、熱帯での上昇流が定常的に生じる。この中緯度プラネタリー波の収束が子午面循環を駆動する現象を‘stratospheric pump’と呼ぶ。そして上昇流は断熱冷却を生じさせるため、このプラネタリー波の収束の強さが熱帯での上昇流を調節し、その断熱冷却作用とバランスするような放射平衡温度がもたらされるために、熱帯対流圏界面付近の温度を変動させる。Holton et al.(1995) は熱帯対流圏界面付近の温度の季節変動をこの成層圏に伝播した中緯度起源プラネタリー波の収束の季節変動で説明した。これは海陸分布や山岳などの影響から、北半球の方が南半球よりも中緯度起源のプラネタリー波の活動度が大きく、北半球の冬の方が中緯度成層圏での強いプラネタリー波収束が起り、その結果として、強い極向き流れと強い上昇流のために、北半球冬季の熱帯対流圏界面がより冷えるというものである。

### 1.3.2 热帯起源の大気波動

Plumb and Eluszkiewcz(1999) は定常な中緯度起源のプラネタリー波が鉛直伝播し、中緯度成層圏で波の収束による stratospheric pump を起こすだけでは上昇流域は熱帯まで届かず、熱帯成層圏下部及び、対流圏界面の上昇流が説明できないとし、BD 循環には熱帯からの何らかの大気波動や非断熱加熱の効果が必要であると提言した。また、stratospheric pump が支配的なのは 80hPa より上層とする説も存在する (Highwood and Hoskins 1998)。

熱帯の海面水温 (Sea Surface Temperature; 以下、SST) は経度方向に一様ではない（インドネシア付近やインド洋で高温、太平洋東岸で低温）。そのため熱帯での対流による上昇流もまた経度方向に一様ではなく、熱帯 SST の高温域を中心に対流が起こる傾向がある。この経度方

向に一様でない対流はその領域が獲得できる水蒸気凝結熱の経度非一様を生む。Gill(1980) は簡潔な数値モデルに熱帯での代表的な潜熱分布を外的に与えることによって熱帯対流圏、成層圏下部で卓越する大気循環（モンスーン循環）を再現した。Kerr-Munsow and Norton(2006) は ERA15 の解析から熱帯対流圏界面付近の上昇流の季節変動が、成層圏の寄与よりも圏界面付近の寄与でもたらされているとし、その上昇流が圏界面付近の波によって駆動されているとした。さらに Norton(2006) ではこの波は熱帯対流圏の水蒸気凝結熱の経度非一様が主要な波源だとし、大気大循環モデル（Atmospheric General Circulation Model; 以下、AGCM）、HadAM3 GCM を用いて AGCM 内の非断熱加熱を熱帯対流圏のみに経度一様、経度非一様に分けて与え（帶状平均すると同じ加熱量）、非断熱加熱の経度非一様分布が経度一様分布に比べて、熱帯対流圏界面付近での上昇流を強める作用をすることを明らかにした。そして対流の中心緯度の季節変動により、その凝結熱の経度非一様領域の中心緯度が変動することでその効果が変化し（赤道に近いほど熱帯対流圏界面は冷える）、そのために熱帯対流圏界面付近の温度の季節変動がもたらされたとした。

### 1.3.3 積雲の雲頂高度による長波放射加熱の変調

熱帯対流圏では対流により背の高い積雲（convective anvil; 以下、anvil）がある。Hartmann et al.(2001) はこの anvil と熱帯圏界面付近に巻雲（cirrus）があった場合、anvil が cirrus に向けて放出した長波放射と cirrus が放出した全長波放射が熱的にバランスしているとした。anvil の雲頂の温度を  $T_{ca}$ 、その上の cirrus の温度を  $T_{cirrus}$  とした場合、両者の間の大気の長波放射の吸収と日射の効果を無視したとし、anvil を黒体と仮定し、cirrus の放射率を  $\epsilon$  とすると両者の間に以下の関係が成り立つ。

$$\epsilon\sigma T_{ca}^4 = 2\epsilon\sigma T_{cirrus}^4$$

よって cirrus の放射平衡温度は以下のように決まる。

$$T_{cirrus} = \sqrt[4]{\frac{1}{2}} T_{ca}$$

この関係により、雲頂温度が低い anvil の上の cirrus は低温になり、雲頂温度は anvil の雲頂高度に依存するため、インドネシア付近で雲頂温度の低い anvil が形成され、その直上で cold trap が生成されたとした。

また Hatsushika and Yamazaki(2003) では AGCM による解析でインドネシア付近の熱帯圏界面の非断熱加熱はその周囲よりも低く、短波放射は周囲とほぼ同じで水蒸気凝結熱は 110hPa より上層はほぼ 0 であることから、長波放射がその差を形成しているとした。それは深い対流による積雲が原因であり、雲のない領域の暖かい SST による上向き長波放射に比べ、冷たい積雲の雲頂からの上向き長波放射は小さいためであるとした。

## 1.4 目的

前述した主要な熱帯対流圏界面付近の温度変動をもたらす要因は、再解析データ等を用いた場合、どの作用が熱帯対流圏界面付近の温度に大きな寄与があるかについて明瞭な判断を下すのが困難である。それは中緯度成層圏に伝播するプラネタリー波と、熱帯対流圏での経度非対称凝結熱による波のいずれの作用も、循環場に影響を与えて温度変動を起こすため、その寄与が混在してしまうためである。そこで、本研究の目的はこれら混在した作用を抽出して熱帯対流圏界面への寄与を考察すべく、AGCMを用いて各作用を増幅あるいは減衰させる境界条件を与え(例えば、熱帯SSTの経度偏差を大きくし、水蒸気凝結熱の経度非一様を増幅させる)、増幅された作用が熱帯対流圏の温度変動にどのような影響を与えるか、また観測SSTをAGCMに与え、SSTの影響のみで熱帯対流圏界面気温の再解析データの値をどの程度再現できるのかを考察する。

## 第2章

# 方法

### 2.1 使用したデータ

現実の気象場のデータとして ECMWF(European Centre for Medium-Range Weather Forecasts)40 年再解析データ (ERA40) (Simmons and Gibson 2000) を用いる。水平方向の格子点間隔は  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ 、鉛直方向に 23 層で最上部が 1hPa である。時間間隔は 6 時間で、データの期間は 1957 年 9 月 1 日 00Z から 2002 年 8 月 31 日 18Z であるが、データ精度の関係上、衛星観測の始まった 1979 年 1 月からを計算に用いている。このデータにおいての熱帯対流圏界面は 100hPa 面となる。

### 2.2 使用するモデルと実験設定

#### 2.2.1 CCSR/NIES AGCM Ver.5.6 について

本研究で使用した AGCM は CCSR/NIES AGCM Ver.5.6 である (詳細は表 2.1)。

使用モデル	CCSR/NIES AGCM Ver.5.6
解像度	T42L24(上端は 0.4hPa)
海面水温	月平均の気候値
地形	現実地形
オゾン	月平均の気候値 (経度一様)

表 2.1: 使用した AGCM の仕様

鉛直座標は  $\sigma$  座標を用い、出力された計算結果を気圧座標に変換して用いている。 $\sigma$  座標での高度は以下のような設定である。

(層の境界値)

1.00000	0.99000	0.97000	0.93000	0.87000
0.79000	0.71000	0.63000	0.53000	0.43000
0.33000	0.24000	0.16000	0.10000	0.06300
0.04000	0.02500	0.01600	0.01000	0.00630
0.00400	0.00250	0.00160	0.00100	0.00001

(層の代表値)

0.99500	0.97999	0.94995	0.89988	0.82977
0.74975	0.66972	0.57949	0.47938	0.37921
0.28415	0.19904	0.12917	0.08100	0.05119
0.03229	0.02038	0.01292	0.00810	0.00512
0.00323	0.00204	0.00129	0.00043	なし

AGCM は 5 年のスピンアップタイムを設け、その後の 15 年分のデータを 1 日単位で出力しそれを解析して月平均化、気候値化して用いる。地形や SST に変更を加えずに出力された結果を標準実験 (CTR) とし、他の実験の値は観測 SST 実験 (Sobs) を除き全てこの標準実験からの偏差で表す。Sobs 実験は再解析データとの比較を行う。帯状平均温度と残差鉛直流について、AGCM の標準実験と ERA40 の月平均気候値の年平均値を比較すると (図 2.1)、熱帯対流圏界面付近で AGCM のほうがやや低温で、残差鉛直流が弱い傾向が見られた。さらに熱帯対流圏界面高度が ERA40 よりもやや高い (AGCM:90hPa, ERA40:100hPa)。

## 2.2.2 山岳除去実験

山岳除去実験では、全球の標高を 0m にした実験、北半球の標高を 0m にした実験、南半球の標高を 0m にした実験をそれぞれ行った。

実験名	実験概要
PAL	全球の全陸域の標高を 0m にする
PNH	北半球の全陸域の標高を 0m にする
PSH	南半球の全陸域の標高を 0m にする

表 2.2: 山岳除去に関するモデル実験の一覧

半球の山岳を除去する実験 (PNH、PSH) については、例えば、PNH なら赤道から北緯 10 度までを滑らかに接続し、北緯 10 度以北を 0m にしている。これらの実験は山岳を除去することで地形性プラネタリー波を減衰させ、その影響が熱帯対流圏界面付近の温度変動にどのような影響を与えるのかを考察するための実験である。ただし、この実験は山岳を取り払うことで対流圏の循環まで変えてしまうために Holton et al.(1995) で言われたような中緯度成層圏へ伝播するプラネタリー波の影響のみを減衰させていているわけではないという欠点を抱えている。

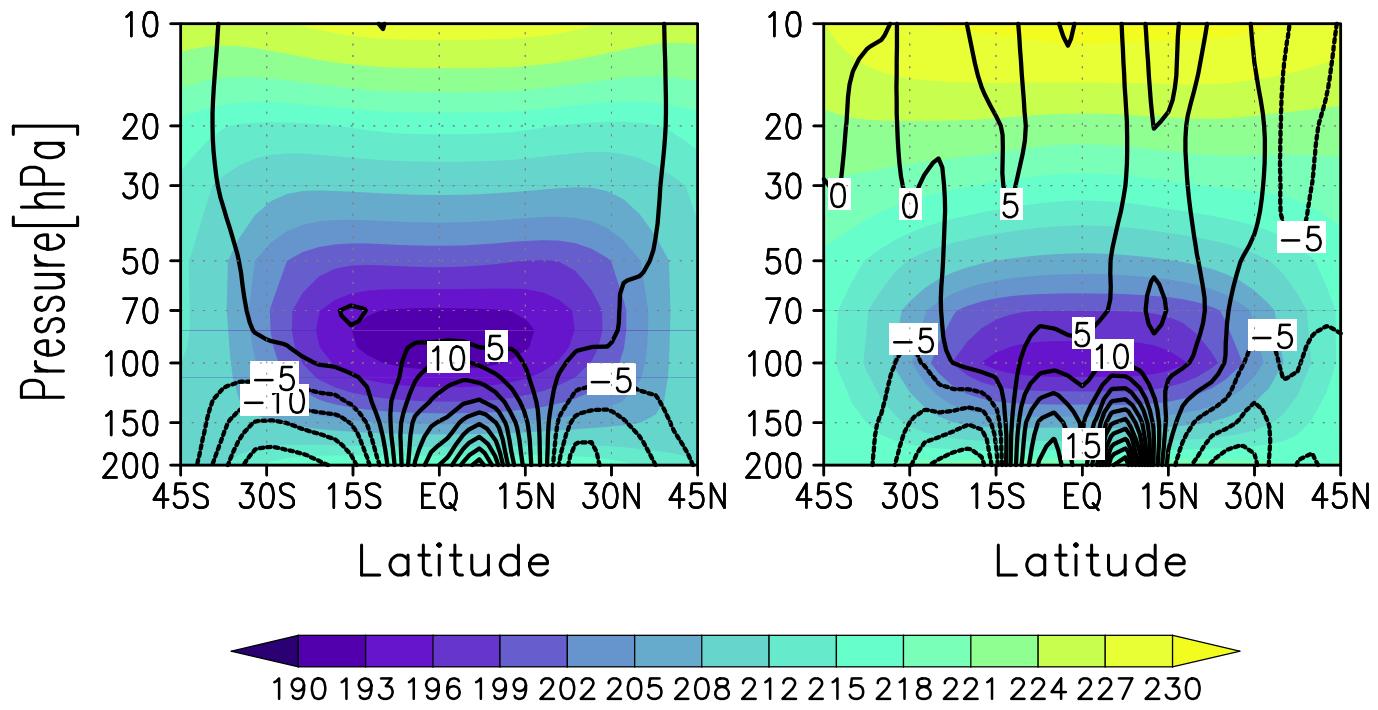


図 2.1 帯状平均温度の気候値の年平均値 (左)AGCM の標準実験. (右) ERA40 の月平均気候値の年平均値 (color:帯状平均温度 [K],contour:残差鉛直流 [ $10^{-4}$ m/s])

### 2.2.3 SST に関する実験

SST に関する実験では、気候値 SST の熱帶(ここでは南緯 15 度-北緯 15 度)における経度偏差を增幅あるいは減衰させる実験と経度方向に平均的に増減させる実験、現実の SST 分布を与える実験を行った(詳細は表 2.2 と図 2.2 を参照)。

実験名	実験概要
$S' \times 2$	南緯 15 度-北緯 15 度の SST の経度偏差を 2 倍する
$S'/2$	同領域の SST の経度偏差を半分にする
$S + 1$	同領域の SST を 1K 増加させる
$S - 1$	同領域の SST を 1K 減少させる
Sobs	HadISST の月平均 SST を 1996 年 1 月-1999 年 12 月の期間与える

表 2.3: SST 分布に関するモデル実験の一覧

現実の SST を与えた実験は、SST のみの効果でどの程度熱帶対流圏界面付近の温度変動を再現できるかを考察する。使用した SST データは'The Hadley Centre Global sea Ice

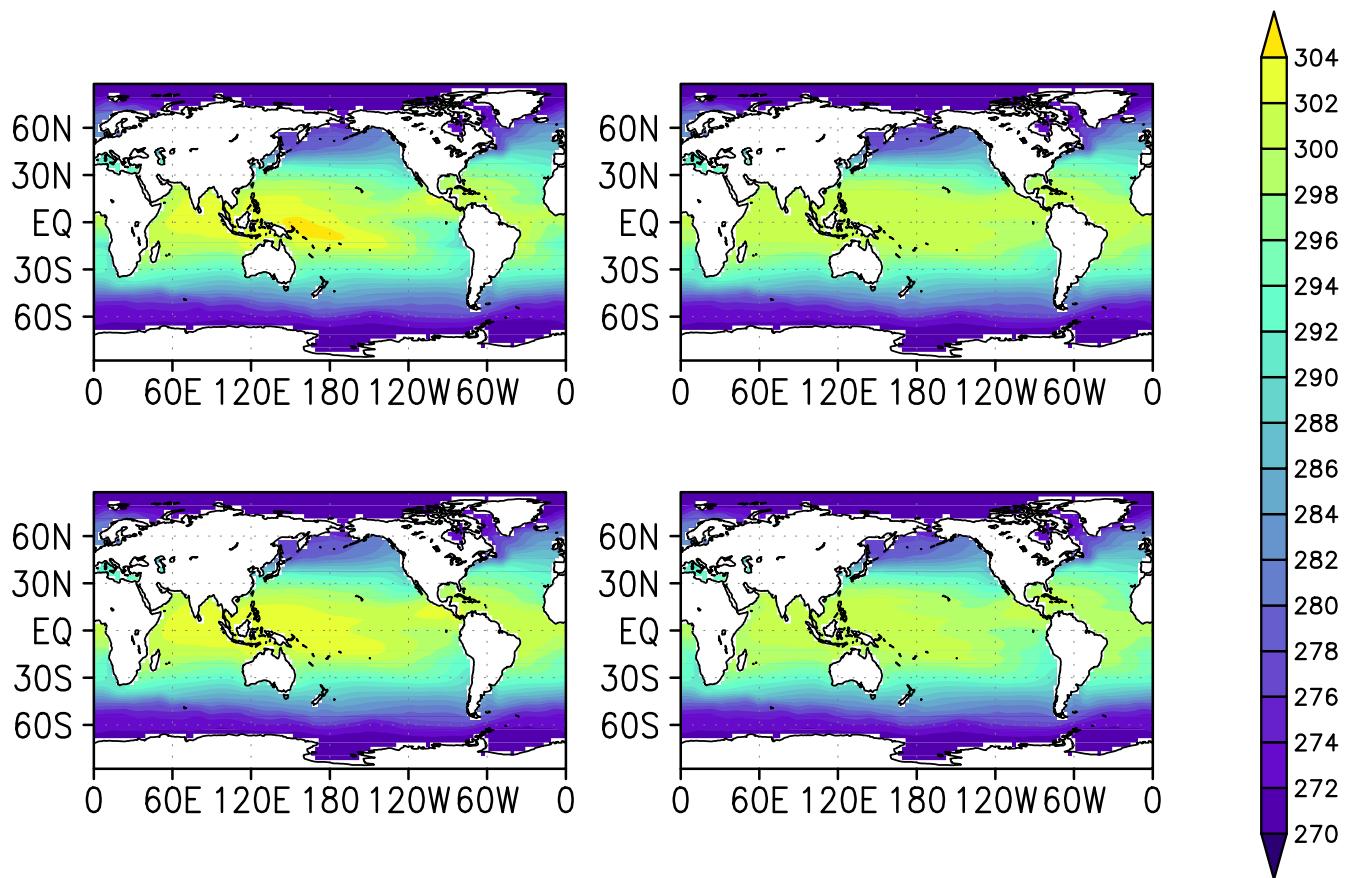


図 2.2 各実験においての年平均 SST[K].(左上)  $S' \times 2$ , (右上)  $S' / 2$ , (左下)  $S + 1$ , (右下)  $S - 1$

Coverage and Sea Surface Temperature data(HadISST1.1)<sup>7</sup>で、月平均データであり、本来、 $1^\circ \times 1^\circ$  のグリッドであるが、t42 の解像度に変換し使用している。ここで、変換の影響は無視できる範囲のものと考えられる(図 2.3)。

使用期間は ENSO イベントの盛んな 1996 年から 1999 年であり、4 メンバーのアンサンブルランを行い、解析後にアンサンブル平均を行っている。

## 2.3 使用する式

式の導出、詳細については追記に記載。

### 2.3.1 TEM 方程式系

オイラー平均方程式系などの帶状平均した方程式系は、子午面循環をラグランジュ(物質循環)的に考える際に、偽の子午面循環を作り出す傾向がある(例: フェレル循環)。それは子午面に波(例えばロスピー波)による橙円状の軌道を描くような空気塊の循環が、同じ回転方向で子午面に連続的に存在した場合、帶状平均をとるとその領域の内部の子午面流がキャンセル

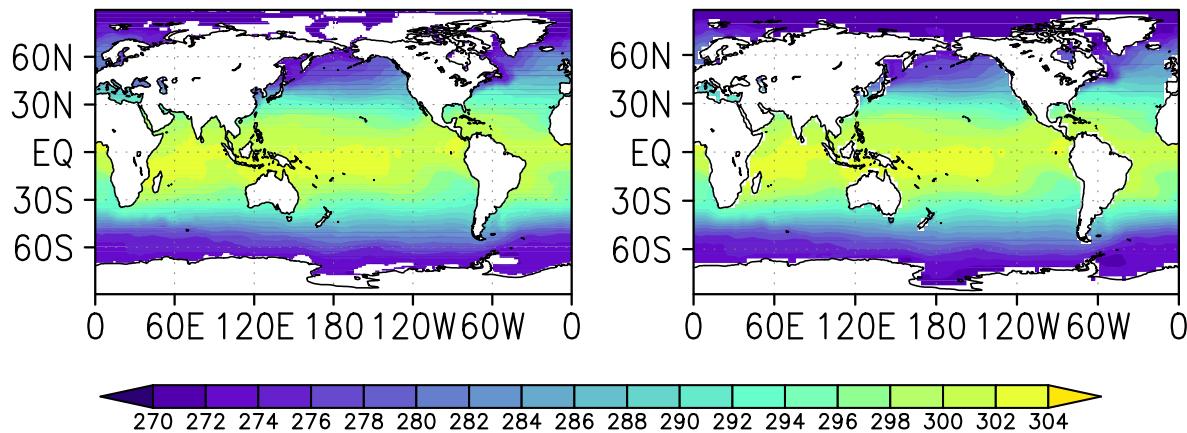


図 2.3 1998 年 1 月の HadISST による SST[K].(左)  $1^\circ \times 1^\circ$  グリッド,(右)T42 の解像度に変換後

され、見かけ上 1 つの大きな対流セルのような構造になってしまうためである。この問題を解消し、実際の物質循環に即した子午面循環を見出すために変形オイラー平均 (Transformed Euler Mean; 以下、TEM) 方程式系を導入する (参照 Andrews et al. 1987)。まず熱力学方程式において、子午面で波による橍円状の運動をする際に生じる空気塊の断熱温度変化の分をキャンセルし、かつ質量保存則から逸脱しない子午面循環を考える。これは、実際には元の位置に戻る空気塊が温度変化に寄与していないためである。

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 \bar{v}' \theta'}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (2.1)$$

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{\bar{v}' \theta'}{\bar{\theta}_z} \cos \phi \right) \quad (2.2)$$

$\bar{v}^*$ :残差南北流 [m/s],  $\bar{w}^*$ :残差鉛直流 [m/s]. この波の作用からの残差による循環 (残差循環) を用いた方程式系が TEM 方程式系となる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left( \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (2.3)$$

$$\bar{u} \left( f + \frac{\bar{u}}{a} \tan \phi \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} = G \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{R \bar{\theta}}{H} e^{-\kappa z/H} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}^* \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}^*}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho_0 \left( \bar{v}' \theta' \frac{\bar{\theta}_\phi}{a \bar{\theta}_z} + \bar{w}' \theta' \right) \right] \quad (2.7)$$

上から、経度方向の運動方程式、緯度方向の運動方程式、静力学平衡、運動量保存則、熱力学方程式となる。ここでベクトル  $\mathbf{F} \equiv (0, F^{(\phi)}, F^{(z)})$  は EP(Eliassen-Palm) フラックスと呼

ばれ、波の活動度とその伝播方向を表す。また、その成分は以下のように与えられる。

$$F^{(\phi)} \equiv \rho_0 a \cos \phi \left( \bar{u}_z \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} - \overline{v' u'} \right) \quad (2.8)$$

$$F^{(z)} \equiv \rho_0 a \cos \phi \left[ \left( f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} - \overline{w' u'} \right] \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F} \equiv \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( F^{(\phi)} \cos \phi \right) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z} \quad (2.10)$$

$\bar{G}$  は緯度方向の傾度風からのずれの項であり、十分に小さい値とされる。

また、この残差循環によってできる残差子午面質量流線関数  $\bar{\chi}^*$ (以下、残差流線関数) は質量保存則(式 2.6)から、以下のようなになる。

$$\rho_0 \bar{v}^* = - \frac{\partial \bar{\chi}^*}{\partial z}, \quad \rho_0 \bar{w}^* = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{\chi}^* \cos \phi}{\partial \phi} \quad (2.11)$$

緯度方向の運動方程式と静力学平衡を組み合わせると、以下のような帶状平均東西風と温位に関する式が得られる。

$$\left( f + 2 \frac{\tan \phi}{a} \bar{u} \right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = G_z - \frac{R}{aH} \bar{\theta}_\phi e^{-\kappa z/H} \quad (2.12)$$

熱帯を除いた領域では、 $G_z$  と  $2\bar{u}a^{-1} \tan \phi$  が無視できる大きさのため( $f$  や  $\frac{R}{aH} \bar{\theta}_\phi e^{-\kappa z/H}$  が大きくなる)、以下のような温度風の関係が成り立つ。

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{R}{aH} \bar{\theta}_\phi e^{-\kappa z/H} = 0 \quad (2.13)$$

## 2.4 解析手法

3 章では山岳除去実験の結果について、4 章では SST に関する実験の結果について以下の解析を行う。帶状平均温度偏差と残差鉛直流偏差の子午面断面の分布を調べ、実験設定によって、どのような温度変化と循環の変化が起きたのかを調べる。TEM 系熱力学方程式により熱収支解析を行い、どの作用が熱帯圏界面気温偏差に大きな寄与を与えたかを調べる。そして EP フラックス偏差、EP フラックス発散偏差、残差流線関数偏差を求め、どのような波の作用が温度変化をもたらす循環を変調させるのかを調べる。ちなみに EP フラックスをベクトルで表す際に密度で割り、鉛直成分を 200 倍して描画する。そして凡例の数値の  $\frac{1}{10}$  以下は描画しない。

さらに 5 章にて以下のことを行う。SST に関する実験での熱収支解析で温度偏差に対し大きな寄与をもたらした渦による鉛直熱輸送について、どのような波の作用がこの項を形成しているのか、水平構造や時間スケールから調べる。対流による積雲の長波放射に対する寄与について、AGCM から得られた長波放射加熱と雲水量や外向き長波放射の分布などから、積雲の雲頂高度の変動がどの程度、熱帯圏界面付近の長波放射に影響を与えているのかを明らかにする。

そして6章で本研究から得られた結論を示す。

## 第3章

# 中緯度プラネタリー波に関する実験

この章は山岳の除去による地形性のプラネタリー波が熱帶圏界面にどのような影響を与えるかを調べた山岳除去実験の結果を示す。行った実験は全陸域の標高を 0m にした PAL 実験、 $10^{\circ}\text{N} - 90^{\circ}\text{N}$  の標高を 0m にし、 $0^{\circ} - 10^{\circ}\text{N}$  を滑らかに接続した PNH 実験、 $10^{\circ}\text{S} - 90^{\circ}\text{S}$  の標高を 0m にし、 $0^{\circ} - 10^{\circ}\text{S}$  を滑らかに接続した PSH 実験の 3 つである（総称して P 系実験と呼ぶ）。

### 3.1 山岳除去実験

山岳除去実験の結果の帯状平均温度偏差と残差鉛直流偏差の子午面分布について、北半球の冬季（12-3月）と南半球の冬季（6-9月）について表した（図 3.1[偏差]）。また比較のために標準実験の値も表す（図 3.2a,b）。PAL は 12-3 月で熱帶下部成層圏（50hPa）を中心に高温偏差と下降流偏差となった（図 3.1a）。熱帶圏界面も高温偏差の領域に入っているが、循環は上昇流偏差で逆である。また北半球の高緯度で強い上昇流偏差と低温偏差が、熱帶成層圏を中心に下降流偏差と高温偏差があるので、図 3.2a を考慮すると標準実験の残差鉛直流と南北の温度傾度を弱める構造となっている。また中緯度下部成層圏（70 hPa）付近を中心とした上昇流と高温偏差の領域がある。6-9 月では下部成層圏に低温偏差と上昇流偏差が現れた（図 3.1b）。熱帶で 80 hPa を中心に上昇流偏差と 50 hPa を中心とした低温偏差があり、中緯度で下降流偏差と高温偏差、 $40^{\circ}\text{S} - 60^{\circ}\text{S}$  で上昇流偏差と低温偏差、高緯度で下降流偏差と低温偏差が見られ複雑な構造となった。また、図 3.2b を考慮すると  $30^{\circ}\text{S} - 60^{\circ}\text{S}$  で標準実験の残差鉛直流と南北の温度傾度を弱め、高緯度の下部成層圏で残差鉛直流と温度傾度を強めている。PNH は北半球及び熱帶に関して、帯状平均温度と残差鉛直流の分布に関し季節に依らず、PAL と類似した結果となった（図 3.1c,d）。12-3 月に関して（図 3.1c）、熱帶の 50hPa 付近の高温偏差が PAL の同時期よりもやや小さく、上部対流圏での高温偏差が小さい。熱帶圏界面付近の上昇流偏差も PAL よりもやや小さい。6-9 月に関して（図 3.1d）、熱帶の 50hPa で上昇流偏差と低温偏差が PAL と同様に現れ、北半球に関して同時期の PAL と類似した構造となった。PSH は  $20^{\circ}\text{S} - 70^{\circ}\text{S}$  の領域で PAL と類似の構造を示した（図 3.1e,f）。6-9 月に下降流偏差に関して  $45^{\circ}\text{S}$ 、 $20\text{hPa}$  にも中心を持つ構造をした（図 3.1e）。熱帶に関しては、 $100\text{hPa}$  を中心とし

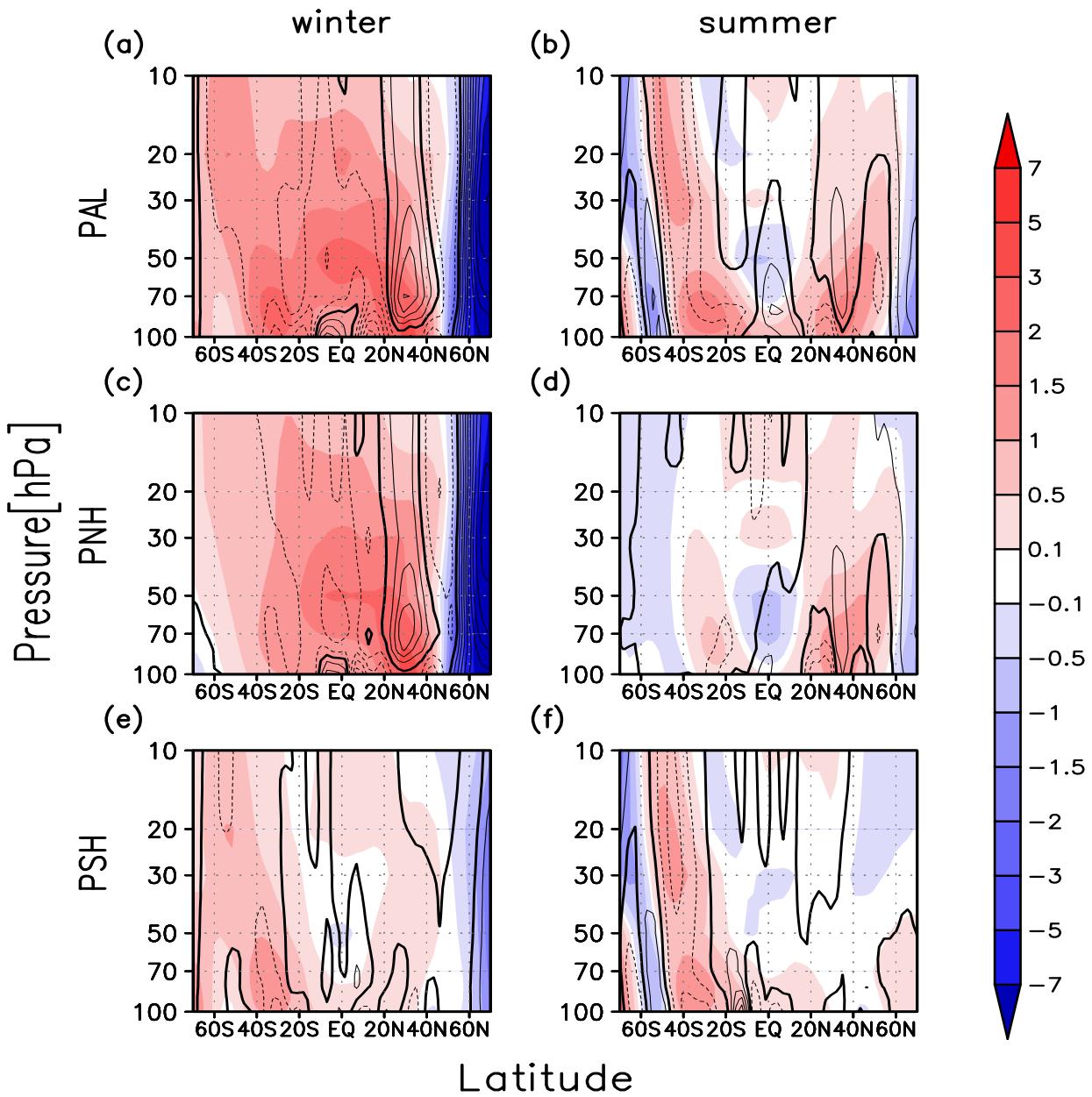


図 3.1 P 系実験での (color) 帯状平均温度偏差 [K],(contour) 残差鉛直流偏差 [ $5 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ ] 太線は 0, 破線は負 (a)PAL,12-3 月, (b)PAL,6-9 月, (c)PNH,12-3 月, (d)PNH,6-9 月, (e)PSH,12-3 月, (f)PSH,6-9 月

た高温偏差は現れたが、循環は異なるものとなった。12-3 月は  $20^{\circ}\text{S} - 70^{\circ}\text{S}$  で PAL の同時期と類似した構造をとり、 $30^{\circ}\text{S}, 70\text{hPa}$  を中心とした高温偏差と、その下層の  $100\text{hPa}$  での下降流偏差が見られた (図 3.1f)。

熱帯圏界面 ( $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}, 90\text{hPa}$ ) と成層圏下部 ( $50\text{hPa}$ ) の大まかな結果を表にまとめる。

季節	実験	$\bar{T}[\text{K}]$ (90hPa)	$\bar{w}^*[\text{m/s}]$ (90hPa)	$\bar{T}[\text{K}]$ (50hPa)	$\bar{w}^*[\text{m/s}]$ (50hPa)
12-3 月	CTR	189.8	0.00061	198.2	0.00024
6-9 月	CTR	192.9	0.00036	201.3	0.00006

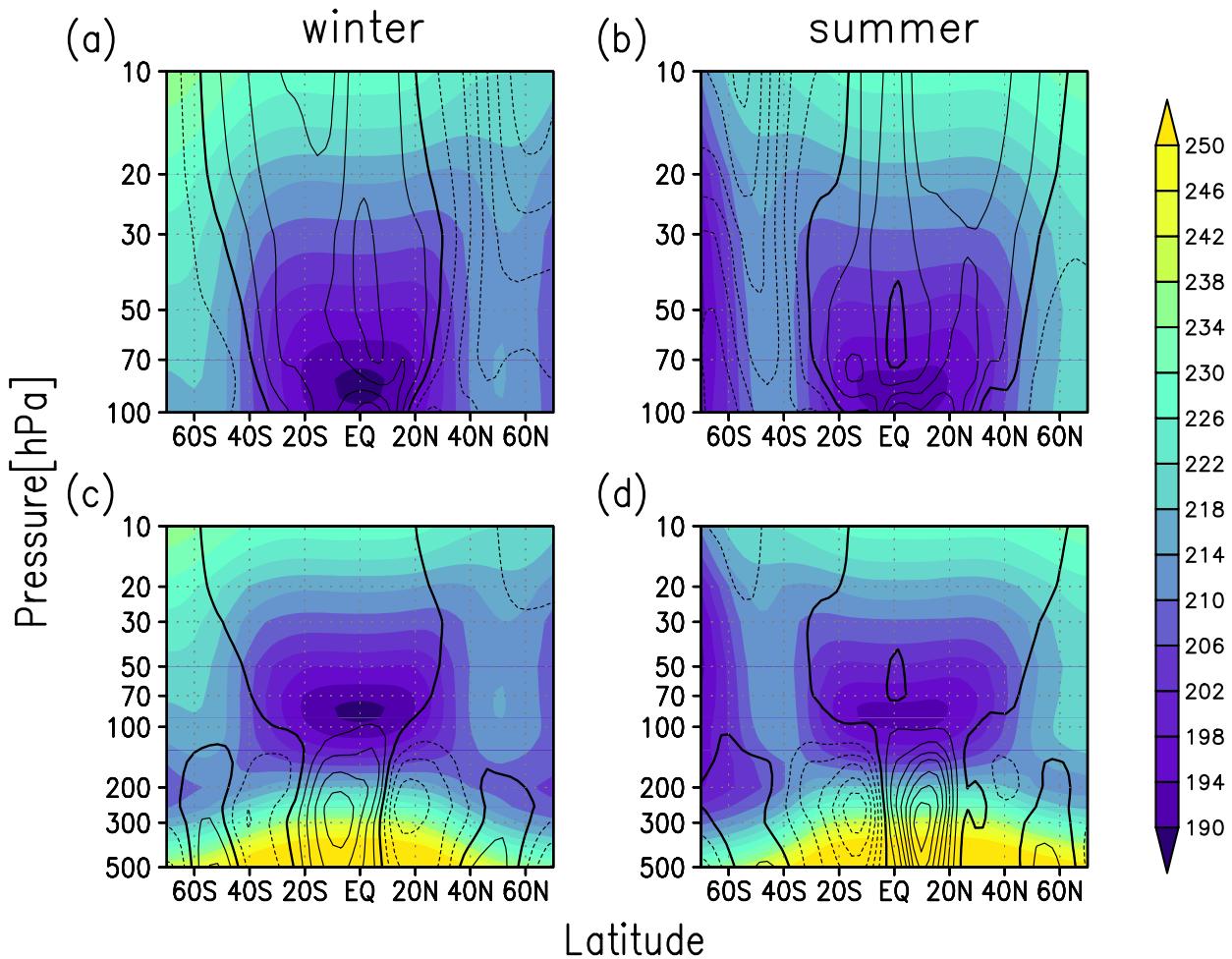


図 3.2 標準実験での (color) 帯状平均温度 [K],(contour) 残差鉛直流 [ $1 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ ] 太線は 0, 破線は負 (a)10-100hPa,12-3 月, (b)10-100hPa,6-9 月, (c)10-500hPa,12-3 月, (d)10-500hPa,6-9 月

季節	実験	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (50hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (50hPa)
12-3 月	PAL	+1.3	$+3.5 \times 10^{-5}$	+2.3	$-1.2 \times 10^{-4}$
	PNH	+1.2	$-2.1 \times 10^{-5}$	+2.0	$-1.0 \times 10^{-4}$
	PSH	+0.3	$+1.7 \times 10^{-5}$	-0.1	$-6.6 \times 10^{-7}$
6-9 月	PAL	+1.1	$+7.7 \times 10^{-5}$	-0.8	$+1.0 \times 10^{-4}$
	PNH	+0.2	$+2.3 \times 10^{-5}$	-0.9	$+1.1 \times 10^{-4}$
	PSH	+0.3	$-1.9 \times 10^{-5}$	0.0	$-1.0 \times 10^{-6}$

全体的に 80hPa より下層は特に熱帯で残差鉛直流が上層と異なる構造を示している。これは山岳の除去により対流圏の循環の変調が起き、それが影響している事が予想される。そこで対流圏も含めた同様の図を表す (P 系実験 [偏差] : 図 3.3, 標準実験 : 図 3.2c,d)。

PAL は 12-3 月に同時期の標準実験と比較すると、200hPa-500hPa、 $0^\circ - 30^\circ\text{N}$  までが上昇流偏差となり、標準実験では  $5^\circ\text{N}$  付近を除き同領域では下降流なため、下降流を弱化させる

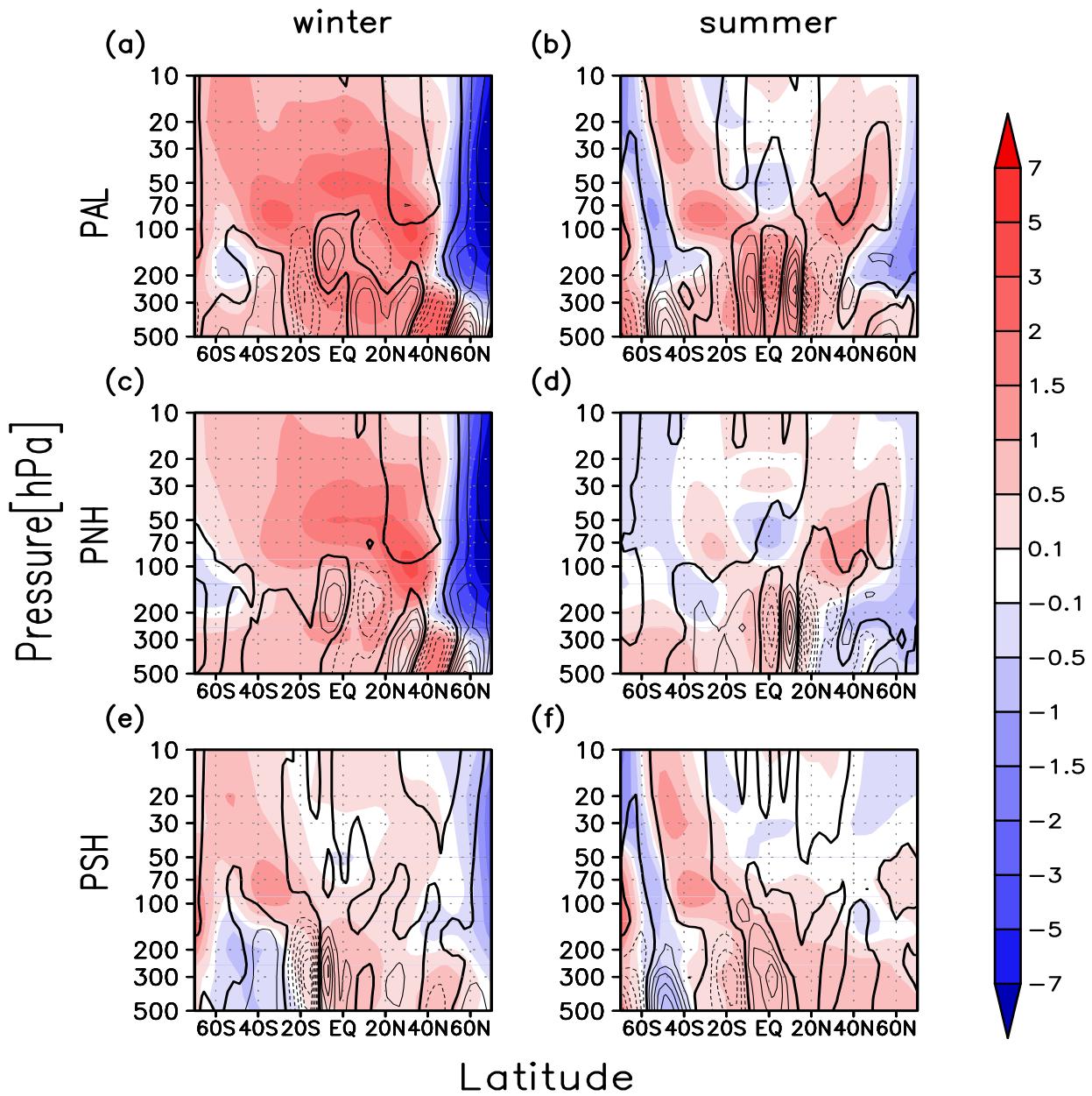


図 3.3 図 3.1 と同様だが、残差鉛直流が  $[2 \times 10^{-4} \text{m/s}]$  間隔 (a)PAL,12-3月, (b)PAL,6-9月, (c)PNH,12-3月, (d)PNH,6-9月, (e)PSH,12-3月, (f)PSH,6-9月

偏差となる(図 3.3a)。また、150hPa、 $5^{\circ}\text{S}$ 付近を除いた 100hPa-500hPa、 $0^{\circ} - 20^{\circ}\text{S}$ で下降流偏差となり、標準実験での上昇流を弱めている。150hPa、 $5^{\circ}\text{S}$ を中心として上昇流偏差があり、標準実験の上昇流を強めている。ここから、PAL の 12-3 月ではハドレー循環が赤道寄りになる偏差を構成し、熱帯圏界面付近の上昇流を強化しているのがわかる。PAL の 6-9 月は熱帯で残差鉛直流偏差が 100hPa-500hPa まで縦長の構造をしており、 $10^{\circ}\text{S}$ を中心に下降流偏差で標準実験の下降流を弱め、赤道を中心に下降流偏差で上昇流を弱め、 $10^{\circ}\text{N}$ を中心に上昇流偏差で上昇流を強めている(図 3.3b)。しかし熱帯の下降流偏差は、100hPa より上層で連続していない。よって標準実験の  $10^{\circ}\text{N}$  にある上昇流の中心を強め、赤道付近の鉛直流を

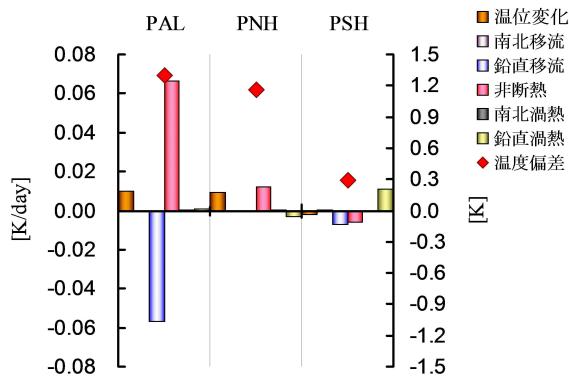


図 3.4 P 系実験での 90hPa, 12-3 月の帶状平均温度偏差と TEM 系熱力学方程式による熱収支

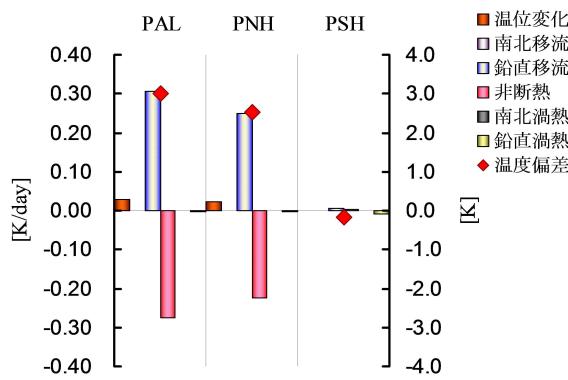


図 3.5 P 系実験での 50hPa, 12-3 月の帶状平均温度偏差と TEM 系熱力学方程式による熱収支

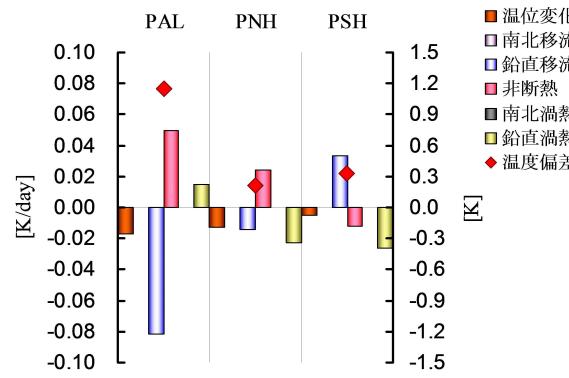


図 3.6 P 系実験での 90hPa, 6-9 月の帶状平均温度偏差と TEM 系熱力学方程式による熱収支

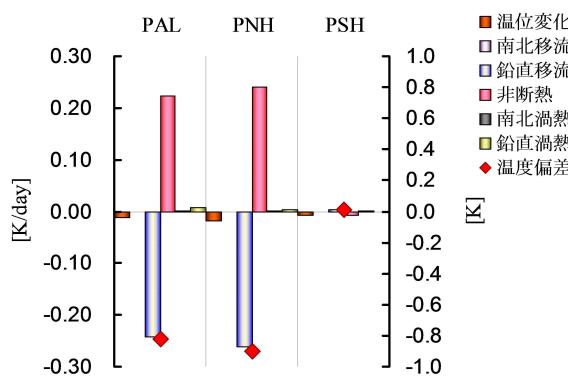


図 3.7 P 系実験での 50hPa, 6-9 月の帶状平均温度偏差と TEM 系熱力学方程式による熱収支

弱化する偏差を構成し、ハドレー循環の上昇域が  $10^{\circ}\text{N}$  に集中し、熱帯圏界面の残差鉛直流偏差が下層と連続してないのがわかる。PNH の 12-3 月は  $150\text{hPa}$ 、 $5^{\circ}\text{S}$  を中心に、同時期の PAL と同様の上昇流偏差をして、標準実験の同領域での上昇流を強めている(図 3.3c)。また  $150\text{hPa}$ 、 $10^{\circ}\text{N}$  を中心に下降流偏差があり、その下層の赤道付近を除いて標準実験の下降流を強化している。そして  $300\text{hPa}$ 、 $30^{\circ}\text{N}$  付近を中心として、同時期の PAL と同様に標準実験の下降流を弱化させている。PAL の同時期と同様に、対流の変化が熱帯圏界面の上昇流を強化する偏差を構成しているのがわかる。PNH の 6-9 月は同時期の PAL とほぼ同じ偏差の分布をしており、 $10^{\circ}\text{S}$  を中心とした上昇流偏差が PAL に比べて弱い(図 3.3d)。そして同時期の PAL と同様熱帯の下降流偏差は、 $100\text{hPa}$  より上層で連続していないのがわかる。PSH の 12-3 月は  $15^{\circ}\text{S}$  を中心に下降流偏差となり、同時期の標準実験の上昇流を弱化させ、 $10^{\circ}\text{S}$  を中心にある上昇流偏差が、標準実験の上昇流を強化し、その偏差が  $100\text{hPa}$  より上まで連続して上昇流を強化している(図 3.3e)。PSH の 6-9 月は、PSH の 12-3 月の偏差を北側に広げたような構造をしており、 $15^{\circ}\text{S}$  を中心とした下降流偏差が同時期での標準実験の下降流を強化

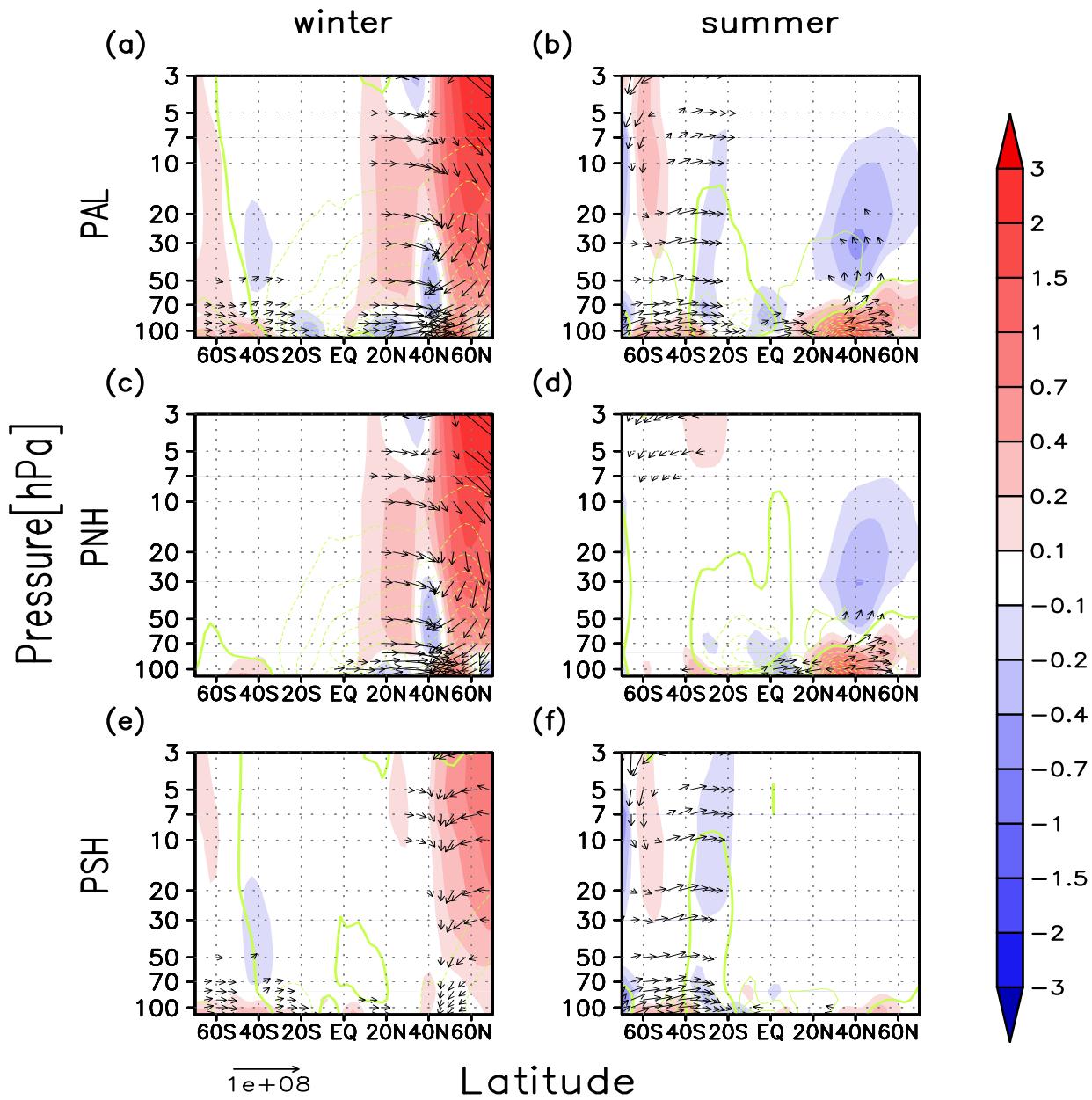


図 3.8 P 系実験での (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 残差流線関数偏差 [ $5 \text{kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負,(vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a)PAL,12-3 月, (b)PAL,6-9 月, (c)PNH,12-3 月, (d)PNH,6-9 月, (e)PSH,12-3 月, (f)PSH,6-9 月

し、赤道を中心とした上昇流偏差が標準実験の上昇流を強化している(図 3.3f)。しかしこの上昇流偏差域は上方で南へずれ、熱帶圏界面では下降流偏差となっている。

山岳を除去した結果、北半球を除去した実験では 12-3 月に北半球高緯度成層圏の低温偏差と上昇流偏差、熱帶と中緯度成層圏での高温偏差と下降流偏差が見られ、南半球を除去した実験では 6-9 月に南半球高緯度成層圏(極付近の下部成層圏は除く)の低温偏差と上昇流偏差、中緯度成層圏での高温偏差と下降流偏差が見られた。この結果は山岳を除去したことによる Holton et al.(1995) で言われた stratospheric pump の弱化に起因すると考えられる。そして温度偏差と残差鉛直流偏差の関係から、成層圏にわたって鉛直移流による断熱温度変化が支配

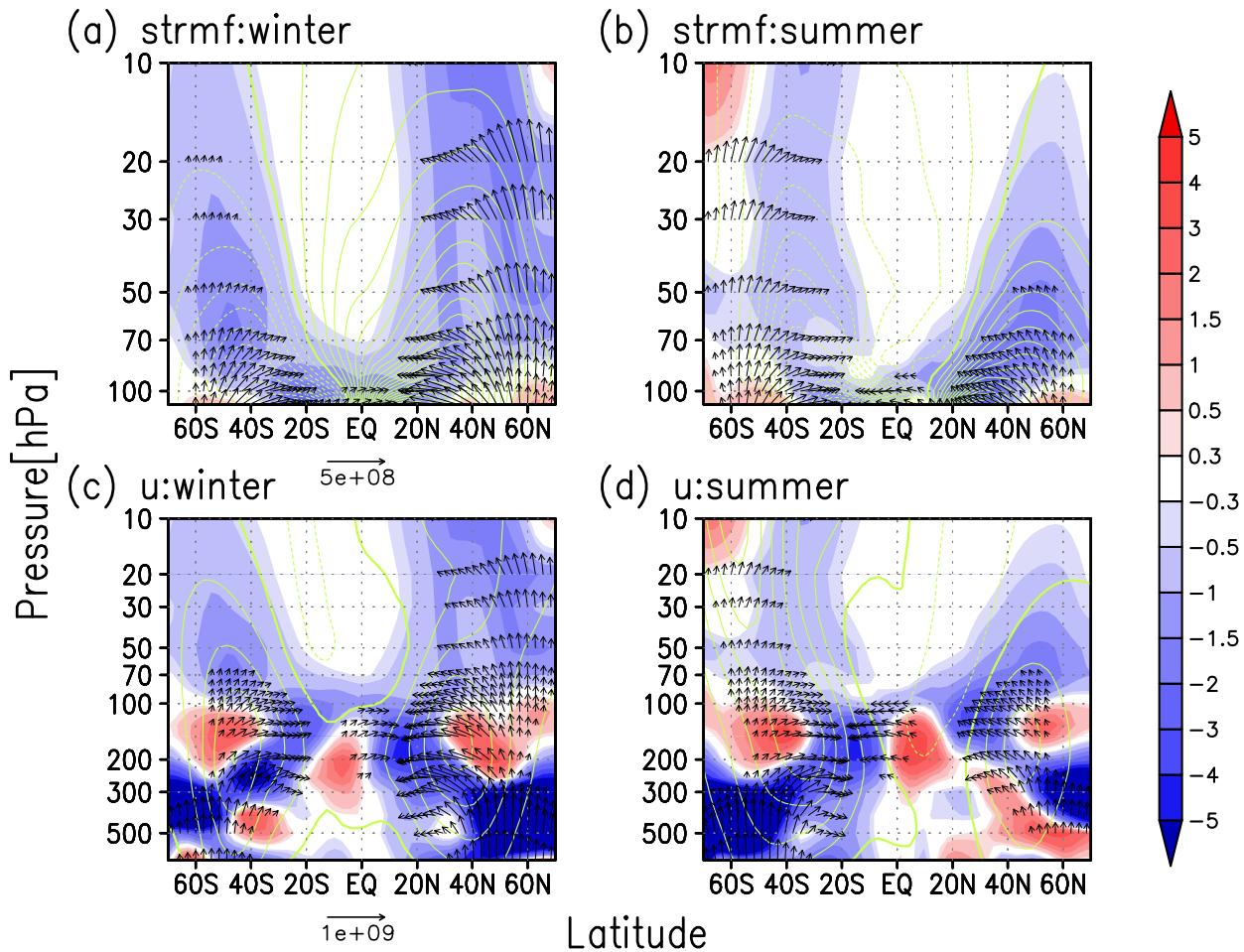


図 3.9 標準実験での (color)EP フラックス発散 [ $10^{-5} \text{ m/s}^2$ ], (contour)(上) 残差流線関数 [ $5 \text{ kg/m/s}$ ], (下) 帯状平均東西風 [ $3 \text{ m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a)12-3 月, (b)6-9 月, (c)12-3 月, (d)6-9 月

的であると考えられる。しかし南半球では stratospheric pump の効果が  $20^\circ\text{S}$  付近で止まっている。stratospheric pump は熱帯まで届かないとした Plumb and Eluszkiewcz(1999) と整合する。PAL、PNH に関しては 6-9 月の PNH を除き熱帯圏界面は高温偏差になったが、熱帯対流圏上部が起源と考えられる上昇流偏差を示しており、対流圏起源の影響が卓越している。これは stratospheric pump は熱帯では 80hPa 付近より上層で支配的であるとした Highwood and Hoskins(1998) と整合する。

以上から熱帯圏界面の残差鉛直流偏差は、対流の変調を起源とするものと、成層圏あるいは圏界面の循環の変調を起源とするものが考えられる。そして特に熱帯対流圏界面付近では残差鉛直流と温度偏差の関係が明確ではないのがわかる。つまり温度偏差に対して、鉛直流による断熱温度変化の効果が支配的とは限らないこととなり、温度変化に対してどの作用が支配的かを特定するような解析を行う必要がある。そこで TEM 系熱力学方程式を用いた熱収支解析を行う。式 (2.7) の左辺の温位の時間変化以外の項を右辺へ移行し、各項が温位変化に対する寄与の形式をとり、その領域に対して「加熱」、「冷却」のどちらの方向で働いているのかを明

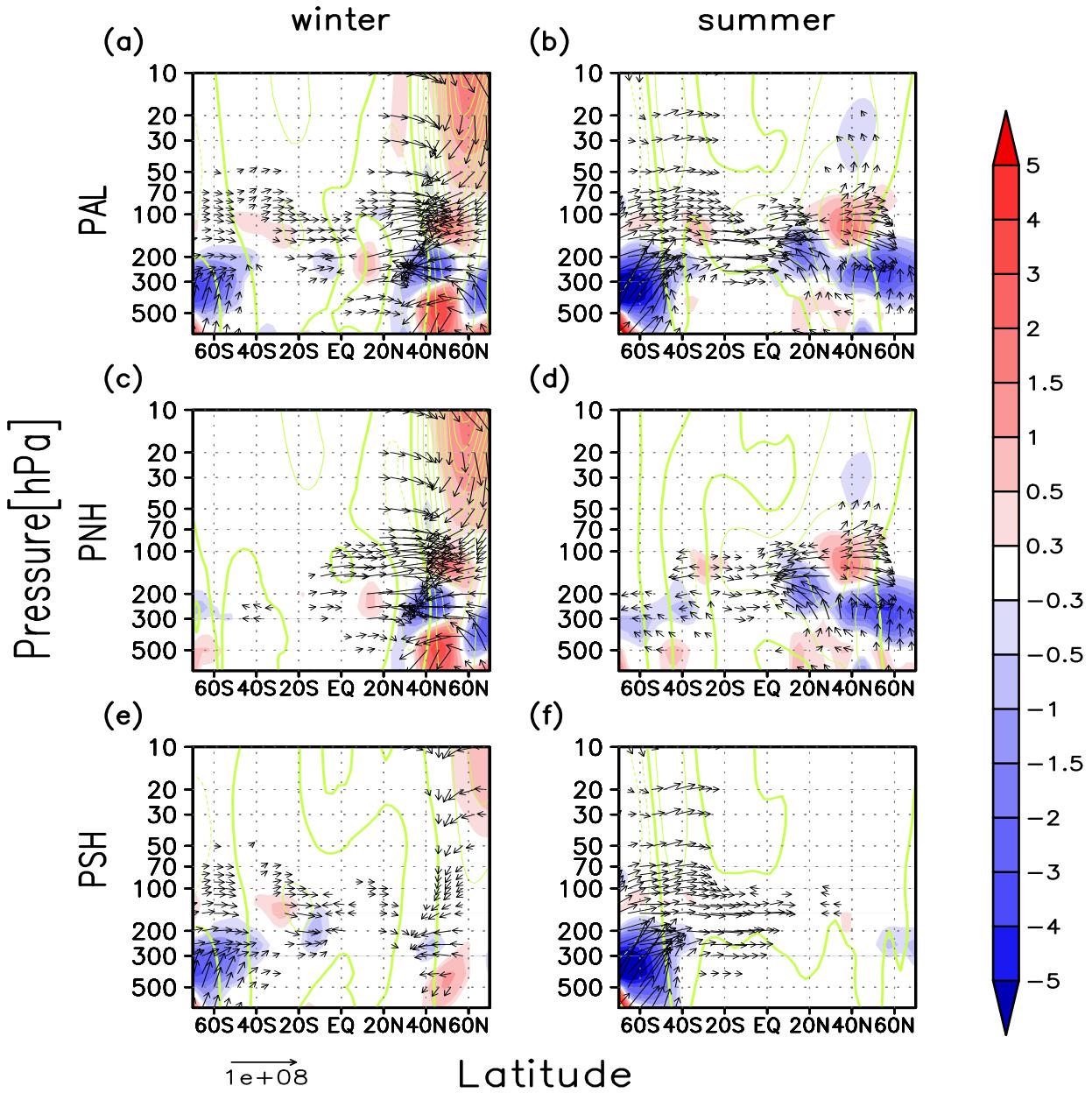


図 3.10 P 系実験での (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 帯状平均東西風偏差 [ $3 \text{m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a)PAL,12-3 月, (b)PAL,6-9 月, (c)PNH,12-3 月, (d)PNH,6-9 月, (e)PSH,12-3 月, (f)PSH,6-9 月

らかにする。

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\bar{v}^*}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \bar{Q} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho_0 \left( \bar{v}' \theta' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} + \bar{w}' \theta' \right) \right] \quad (3.1)$$

ここで下付きの添字  $z$  は偏微分を表す。

式 (3.1) の左辺は温位変化で、右辺第一項から南北移流、鉛直移流、非断熱加熱、渦による南北熱輸送(南北渦熱)、渦による鉛直熱輸送(鉛直渦熱)と呼ぶ。ここで非断熱加熱には長波放射加熱、短波放射加熱、水蒸気凝結熱、サブグリッド(解像できない細かさのグリッド)ス

ケールの波による熱輸送などの残余が含まれている。月ごとの気候値の4ヶ月平均を行っているため、温位変化項は季節スケールの変動しか残らずほぼ定常であり、各項の寄与により気温が放射平衡温度から移行し、その移行した温度による長波放射加熱の変化分が各項の寄与と熱的にバランスするために、各項の寄与は結果的に長波放射加熱と温度偏差に現れることが予想される。ここから非断熱加熱と温度偏差は負相関を構成することが考えられる。しかし、水蒸気の凝結加熱やその層が受け取る長波放射の起源の温度変化など、長波放射の熱的な緩和以外の能動的な作用があれば、非断熱加熱は負相関から離れることも考えられる。全ての実験で熱帶対流圈界面である90hPaと下部成層圏の50hPaについて、南緯10度から北緯10度を平均した場について、TEM系熱力学方程式による熱収支解析を行った。

P系実験のTEM系熱収支解析の結果について、高度、季節ごとに温度偏差の結果を含めてグラフで表す。(図3.4,3.5,3.6,3.7)。90hPa、12-3月について(図3.4)、PALは非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差がほぼバランスしているのがわかる。そして温位変化の偏差がやや正の値を示した。やはり鉛直移流偏差と温度偏差の対応が悪く、非断熱加熱偏差の能動的な作用がこの温度偏差をもたらしているのがわかる。PNHは温度偏差がPALと似た値だが、非断熱加熱偏差の寄与が小さく、鉛直移流偏差はほぼゼロになっている。これは10°S-10°Nを平均したために、南半球側の上昇流偏差と北半球側の下降流偏差がキャンセルされたためである。その分、鉛直移流偏差がPALより弱まり、非断熱加熱の弱化に際しても温度偏差が維持されたと考えられる。PSHは全ての項の寄与が弱く、鉛直渦熱偏差の寄与が、小さいながら温度偏差をもたらしているのがわかる。

次に90hPa、6-9月について(図3.6)、PALは12-3月と同様に、非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差がバランスしているのがわかる。非断熱加熱偏差の寄与で高温偏差がもたらされ、温位変化の偏差が負の値を示した。PNHは非断熱加熱偏差と鉛直渦熱偏差がバランスし、鉛直移流偏差がやや弱い。非断熱加熱偏差の寄与で高温偏差がもたらされている。PSHは非断熱加熱偏差と鉛直渦熱偏差がバランスし非断熱加熱偏差がやや弱い。鉛直移流偏差により高温偏差がもたらされている。

ここから、90hPaはPALとPNHで非断熱加熱偏差の寄与、PSHで鉛直移流偏差と鉛直渦熱偏差の寄与で温度偏差がもたらされているのがわかる。

50hPa、12-3月について(図3.5)、PALは鉛直移流偏差と非断熱加熱偏差の強いバランス関係があり、鉛直移流偏差により高温偏差がもたらされている。PNHはPAL同様の鉛直移流偏差と非断熱加熱偏差のバランス関係で、鉛直移流偏差により高温偏差がもたらされている。PSHはどの項も寄与が弱く温度偏差もほとんどない。

50hPa、6-9月について(図3.7)、PALは鉛直移流偏差と非断熱加熱がバランスし、鉛直移流偏差により低温偏差がもたらされる。しかし12-3月とほぼ同等の大きさの寄与にしては、温度偏差の大きさが小さい。PNHはPALと同様の鉛直移流偏差と非断熱加熱偏差のバランス関係で、鉛直移流偏差により低温偏差がもたらされているが、12-3月のPNHよりも温度偏差の大きさが小さい。PSHは12-3月のものと同様、温度偏差も各項の寄与もほとんどない。

以上のことから、50hPaでは循環の変調による鉛直移流の効果が支配的であるが、PALとPNHは鉛直移流項の値に比べ温度偏差が高温になる傾向が見られる。

90hPa では主に温度偏差に対して高い寄与を示したのは非断熱加熱だった。鉛直移流の変化により放射平衡温度が移行するという関係はこの領域では主要な影響として成り立たないことがわかる。これは Holton et al.(1995) とは異なる結果だが、山岳を除去した影響がプラネタリー波の弱化だけに留まらないため(例えば外向き長波放射の増加や対流の変調による水蒸気凝結熱の変調、対流圈循環の変調)、その影響が stratospheric pump に勝ったとも考えられる。50hPa では PAL と PNH で鉛直移流による断熱温度変化が大きな寄与をもたらし、北半球の山岳の影響は 12-3 月のみならず、6-9 月にも影響を与えていたのがわかる。

山岳を除去したことで、どの程度プラネタリー波が減衰されたのか、またどのように極渦と子午面循環に変調をもたらしたのかを確認するため、P 系実験と比較のために標準実験の波の活動度を示す EP フラックスと、EP フラックス発散、残差子午面流線関数を表す(P 系実験[偏差]:図 3.8, 標準実験:図 3.9a,b)。

12-3 月に PAL と PNH が共通して 10-70hPa、20°N 以北で、EP フラックスの下向き偏差が現れ、EP フラックスの発散偏差を示していることから、プラネタリー波とその収束域が弱化しているのがわかる(図 3.8a,c)。それに伴い、残差質量流線関数偏差は BD 循環と逆向きの流れを示し、BD 循環が弱化しているのがわかる。PSH は 100hPa、20°S 以南で、EP フラックスの弱い発散偏差が見られるが、大きな子午面循環の変化は起きていない(図 3.8e)。そして 40°N 以北で EP フラックスの下向き偏差が現れ、EP フラックスの発散偏差を示したが、北半球の山岳を除去していないため、プラネタリー波自体の減衰ではなくプラネタリー波の伝播傾向の変化と考えられる。6-9 月でも PAL と PNH が共通して 100hPa、30°N の EP フラックス発散偏差による BD 循環を弱める向きの循環と、70hPa、赤道付近の EP フラックス収束と、100hPa、30°S 付近での EP フラックス発散による反時計回りの閉じた循環が形成されている(図 3.8b,d)。いずれもプラネタリー波の減衰の直接的影響のみとは考え難く、伝播傾向の変化も関係していることが考えられる。PSH は 12-3 月のものと類似して、20hPa と 100hPa、50°S を中心として EP フラックス発散偏差が見られ、それにより弱い BD 循環を弱化させる循環の偏差が現れたが、この影響は熱帯には届いていない(図 3.8f)。この循環はプラネタリー波の弱化がもたらした可能性があるが、EP フラックス偏差の分布からは明確に読み取ることは出来ない。3hPa、60°S 付近で EP フラックスの下向き偏差が現れたため、これがプラネタリー波の減衰の影響であると考えられる。

次にプラネタリー波の減衰が西風をどう変えたのか、より広域の 10-700hPa での EP フラックス、EP フラックス発散、西風を標準実験の値と共に表す(P 系実験:図 3.10, 標準実験:図 3.9c,d)。

12-3 月では PAL と PNH が北半球全域で類似した結果を示し、40°N 以北で EP フラックス発散偏差の領域を中心に西風が強化され、この領域では 200hPa 付近のみ EP フラックスの収束偏差を示している(図 3.10a,c)。PSH は 40°S 以南で PAL と類似して、300hPa、50°S を中心に EP フラックス収束偏差があり、50hPa、70°S 付近にわずかな東風偏差があるのみである(図 3.10e)。下層で EP フラックスの上方伝播する偏差があるが、波源が 60°S 以南に見える。これは南極の標高を 0m にしたための影響と考えられ、南半球は陸が少なく中緯度プラネタリー波の影響が弱いこともあり、南極からの波の影響に隠れたと考えられる。6-9 月に

関して、北半球は PAL と PNH が類似した結果となり、100hPa、30°Nを中心とした EP フラックスの発散偏差と西風偏差が見られ、その上方で EP フラックスが上方伝播し収束しているのが見える(図 3.10b,d)。これは西風偏差がプラネタリー波が伝播できる西風の平均場を形成したためと考えられる。南半球は PAL と PSH が 12-3 月と類似した結果を示し、南極が波源と考えられる EP フラックスが 300hPa より上層で赤道向きに伝播しているのがわかる(図 3.10f)。また子午面循環の変化で 50°S – 60°S の南北の温度傾度が強くなり、温度風の関係で西風が強化されている。60°S 以南は逆で西風の弱化が起きている。

12-3 月の PAL と PNH は北半球で EP フラックスと EP フラックス収束の弱化による極渦の強化と BD 循環の弱化が見られ、6-9 月は PAL と PSH で EP フラックスと EP フラックス収束の弱化が見られたが、極渦や BD 循環への影響は小さかった。ここから北半球は南半球に比べ山岳によるプラネタリー波が BD 循環に大きな影響を与えていたことが明らかになり、プラネタリー波収束の大きさの違いにより BD 循環の季節変動がもたらされているとする Holton et al.(1995) と整合するが、熱帯圏界面では一様な下降流偏差ではないため、この効果が熱帯圏界面気温の季節変動をもたらしているとは考え難く、この点では整合しない。6-9 月の PAL と PNH は北半球成層圏下部で EP フラックス発散偏差、その上部で EP フラックス収束偏差が見られた。これはプラネタリー波の弱化により下部成層圏の東西風が 0 の領域での EP フラックス収束が弱化し、その作用で西風加速により西風に転じる。そしてプラネタリー波を上方へ伝播させ、上方での EP フラックス収束をつくったと考えられ、半球の夏では成層圏が東風のため上方に伝播できないプラネタリー波自身が東風を維持していたと考えられる。12-3 月の PSH では北半球高緯度の EP フラックス発散偏差が見られる。これは南半球の山岳除去により、対流が変調し北半球の高緯度対流圏で南北温度傾度の増加から西風が強化されたと考えられる。それによりプラネタリー波は西風の強い領域を避けて伝播する傾向があるため(Matsuno 1970; Andrews et al. 1987)、高緯度での EP フラックス収束が弱まったと考えられる。

## 第4章

# SSTに関する実験

この章は SST に対する熱帯圏界面付近の応答に関する実験の結果を示す。異なる SST の分布を与えた際に熱帯圏界面及びその周辺にどのような影響があるかを調べる。行った実験は 2 章で挙げたように、熱帯 ( $15^{\circ}\text{S} - 15^{\circ}\text{N}$ ) SST の経度平均からのずれを 2 倍に増幅した  $\text{S}' \times 2$  実験と、半分に減衰した  $\text{S}'/2$  実験 (2 つをまとめて  $\text{S}'$  系実験と呼ぶ)、また熱帯 SST の温度を一様に 1 K 上げた  $\text{S} + 1$  実験と、一様に 1 K 下げた  $\text{S} - 1$  実験 (2 つをまとめて  $\text{S}$  系実験と呼ぶ)、そして観測 SST の月平均値を 1996 年 1 月から 1999 年 12 月まで与えた  $\text{Sobs}$  実験である。

### 4.1 $\text{S}'$ 系, $\text{S}$ 系実験

まず  $\text{S}' \times 2$ ,  $\text{S}'/2$ ( $\text{S}'$  系実験),  $\text{S} + 1$ ,  $\text{S} - 1$ ( $\text{S}$  系実験) と標準実験について、年平均、12-3 月、6-9 月の帶状平均温度偏差と残差鉛直流を表す ( $\text{S}', \text{S}$  系実験 [偏差]:図 4.1(年平均), 図 4.2(12-3 月), 図 4.3(6-9 月), 標準実験:図 4.4a(年平均), 図 3.2a(12-3 月), 図 3.2b(6-9 月) )。

年平均に関して、 $\text{S}' \times 2$  は 70hPa、熱帯を中心とした低温偏差と中高緯度での高温偏差が見られ、30hPa より上層では低温偏差が南半球の中緯度のみに残る (図 4.1a)。残差鉛直流は 100hPa、赤道付近を中心とした狭いが強い上昇流偏差と、 $10^{\circ}\text{S}$  の下降流偏差がある。熱帯の 70hPa から上昇流偏差がほぼ 0 の領域が広がり、中高緯度では弱い下降流偏差となっている。 $\text{S}'/2$  は  $\text{S}' \times 2$  といずれも逆の偏差の構造をしており、70hPa、熱帯を中心とした高温偏差と中高緯度での低温偏差 (ただし  $70^{\circ}\text{N}$  付近は小さな高温偏差)、30hPa より上層では両半球の中緯度にのみ高温偏差があり、熱帯にはない (図 4.1b)。残差鉛直流は 100hPa、赤道付近を中心とした狭いが強い下降流偏差と、 $10^{\circ}\text{S}$  の上昇流偏差、熱帯の 70hPa から上昇流偏差がほぼ 0 の領域が広がり、中高緯度では弱い上昇流偏差となっている。ただし、 $70^{\circ}\text{N}$  付近は小さな下降流偏差である。 $\text{S} + 1$  は  $\text{S}' \times 2$  と類似した結果を示し、50hPa、熱帯を中心とした低温偏差があり、その偏差が 20hPa 付近まで続いている (図 4.1c)。50hPa、両半球の  $40^{\circ}$  を中心とした高温偏差が中高緯度ほぼ全域と熱帯の 100hPa 付近であり、100hPa、 $70^{\circ}\text{S}$  付近で低温偏差を示す。残差鉛直流は 100hPa で赤道付近を中心とした上昇流偏差が上方へ続き、10hPa、 $40^{\circ}\text{S} - 40^{\circ}\text{N}$  まで広がっている。中高緯度では主に下降流偏差だが、100hPa、 $70^{\circ}\text{S}$  付近で小

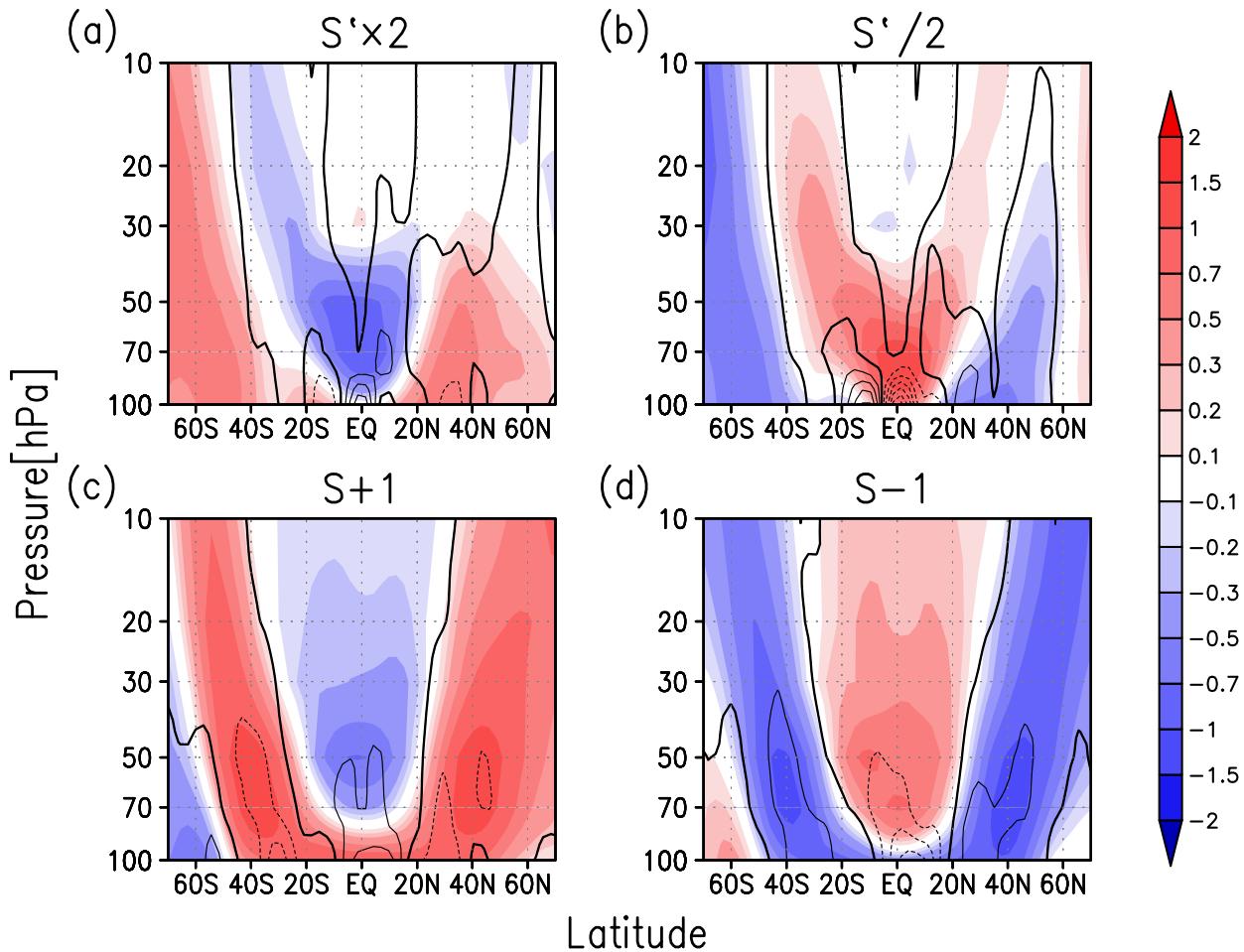


図 4.1  $S', S$  系実験においての年平均 (color) 帯状平均温度偏差 [K],(contour) 残差鉛直流偏差 [ $5 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ ]. (a)  $S' \times 2$  (b)  $S' / 2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

さな上昇流偏差を示す。 $S - 1$  は  $S' / 2$  と類似し、 $S + 1$  と逆の偏差の構造を示し、50hPa、熱帯を中心とした高温偏差が 10hPa まで続いている（図 4.1d）。50hPa、両半球 40° を中心とした低温偏差が中高緯度ほぼ全域と熱帯の 100hPa 付近にあり、100hPa、70°S 付近で高温偏差を示す。残差鉛直流は 100hPa で赤道付近を中心とした下降流偏差が上方へ続き、10hPa、30°S – 40°N まで広がっている。中高緯度では主に上昇流偏差だが、100hPa、70°S 付近で小さな下降流偏差を示す。

次に 12-3 月に関して、 $S' \times 2$  は 50hPa、熱帯を中心とした低温偏差と中高緯度を中心とした高温偏差が見られる（図 4.2a）。100hPa、熱帯ではやや高温偏差を示している。残差鉛直流は 50hPa、熱帯のあたりでは上昇流偏差、中高緯度では下降流偏差だが、100hPa、熱帯では上昇流偏差と下降流偏差が細かいスケールの分布し、熱帯で平均をとるとキャンセルするような構造になっている。 $S' / 2$  は 70hPa、熱帯を中心とした高温偏差と南半球高緯度と北半球中緯度での低温偏差を示している（図 4.2b）。北半球高緯度と南半球中緯度には高温偏差が見られる。残差鉛直流は 70hPa、熱帯での上昇流偏差、南半球高緯度と北半球中緯度の上昇流偏差、南半球中緯度と北半球高緯度の下降流偏差が見られ、100hPa、熱帯では  $S' \times 2$  と類似し

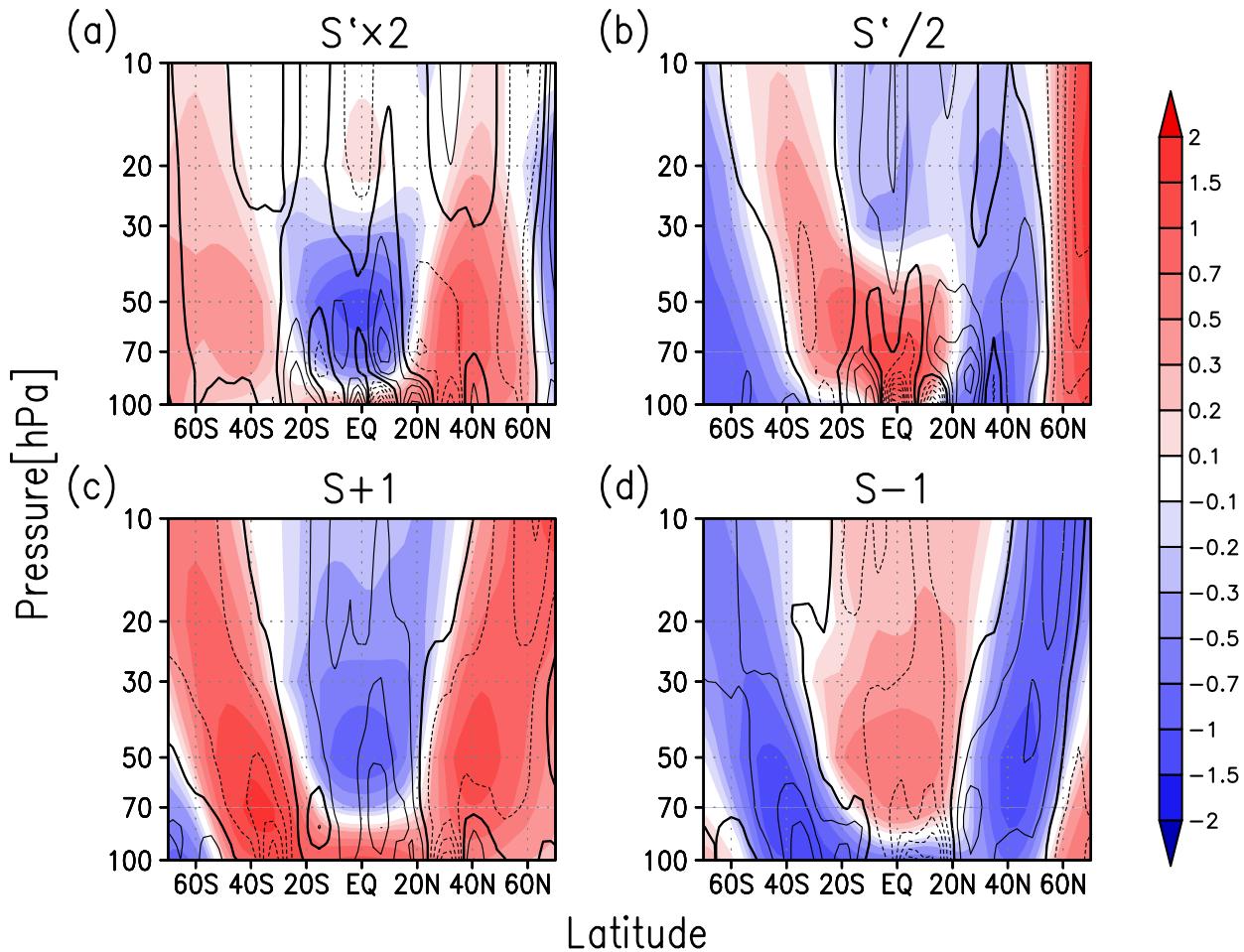


図 4.2  $S', S$  系実験においての 12-3 月の (color) 帯状平均温度偏差 [K],(contour) 残差  
鉛直流偏差 [ $5 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ ]. (a)  $S' \times 2$  (b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

た上昇流偏差と下降流偏差の細かい分布が見られる。 $S + 1$  は 50hPa、熱帯を中心とした低温偏差が上方へ延び、中高緯度では高温偏差を示している(図 4.2c)。100hPa、熱帯では高温偏差が見られる。残差鉛直流は熱帯でほぼ一様に上昇流偏差、中高緯度では下降流偏差が見られる。 $S - 1$  は  $S + 1$  と逆の構造を示し、50hPa、熱帯を中心とした高温偏差と中高緯度の低温偏差が見られる(図 4.2d)。100hPa、熱帯では低温偏差が見られる。残差鉛直流は熱帯でほぼ一様に下降流偏差、中高緯度では上昇流偏差が見られる。

6-9 月に関して、 $S' \times 2$  は 70hPa、熱帯を中心とした低温偏差と、南半球中緯度の低温偏差、両半球高緯度の高温偏差が見られる(図 4.3a)。残差鉛直流は 100hPa、赤道付近で強い上昇流偏差と  $15^{\circ}\text{S}$  で強い下降流偏差が見られる。南半球中緯度で上昇流偏差、両半球高緯度で下降流偏差が見られる。 $S'/2$  は 80hPa、熱帯を中心とした高温偏差と中緯度での高温偏差、高緯度での低温偏差が見られる(図 4.3b)。残差鉛直流は赤道付近での強い下降流偏差と  $10^{\circ}\text{S}$  での上昇流偏差、中緯度での下降流偏差と高緯度での上昇流偏差が見られる。 $S + 1$  は 50hPa、熱帯を中心とした低温偏差が上方へ延び、中緯度と北半球高緯度では高温偏差、南半球高緯度では低温偏差が見られる(図 4.3c)。100hPa、熱帯では高温偏差が見られる。残差鉛直流は熱

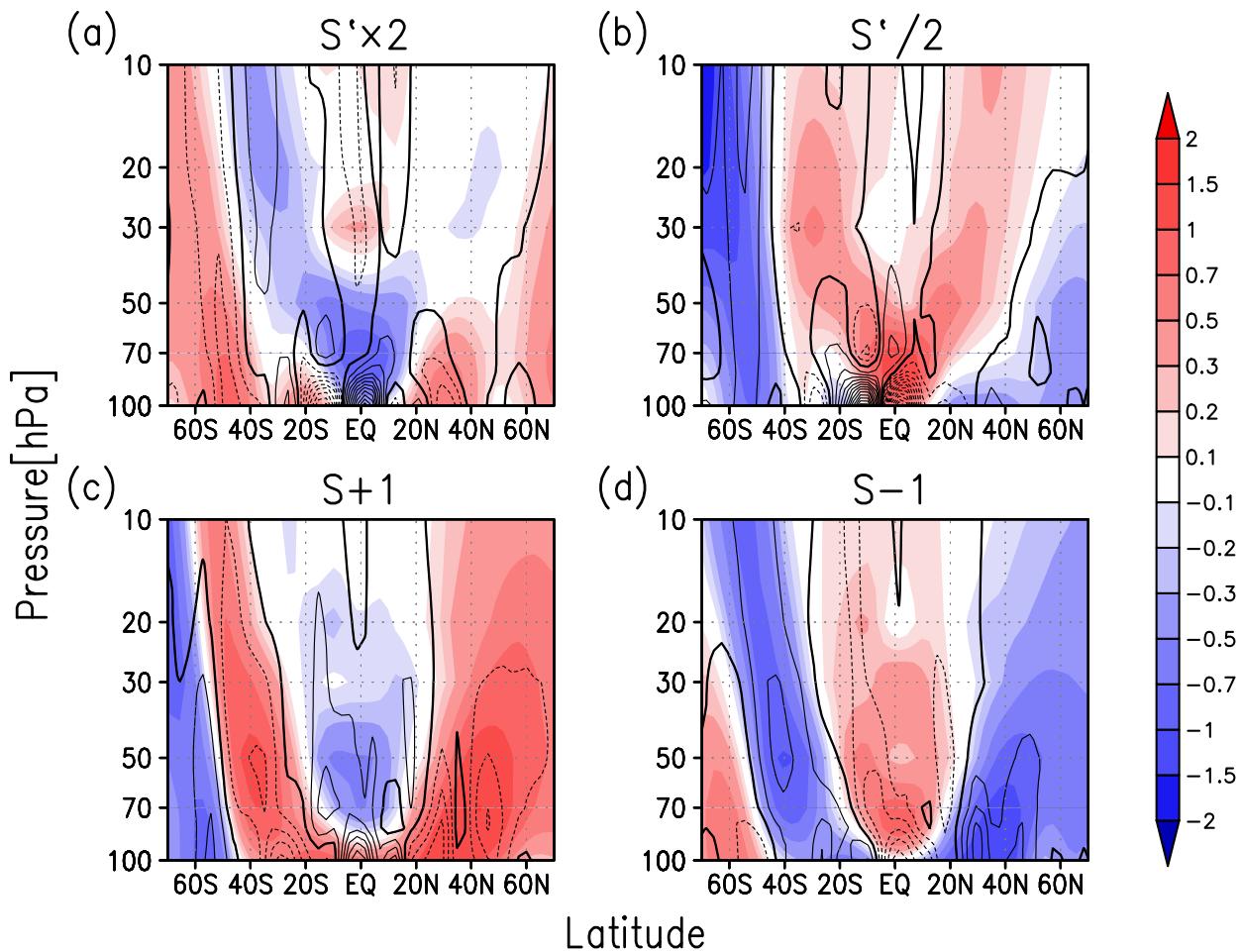


図 4.3  $S', S$  系実験において 6-9 月の (color) 帯状平均温度偏差 [K], (contour) 残差鉛直流偏差 [ $5 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ ]. (a)  $S' \times 2$  (b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

帶でほぼ一様に上昇流偏差、中緯度と北半球高緯度では下降流偏差、南半球高緯度で上昇流偏差が見られる。 $S - 1$  は 70hPa、熱帯を中心として高温偏差と中緯度と北半球高緯度で低温偏差、南半球高緯度で高温偏差が見られる (図 4.3d)。残差鉛直流は熱帯でほぼ一様に下降流偏差、中緯度と北半球高緯度で上昇流偏差、南半球高緯度で下降流偏差が見られた。

P 系実験と同様、大まかな結果を表にまとめる。

実験	期間	$\bar{T}[\text{K}]$ (90hPa)	$\bar{w}^*[\text{m/s}]$ (90hPa)	$\bar{T}[\text{K}]$ (50hPa)	$\bar{w}^*[\text{m/s}]$ (50hPa)
CTR	年平均	191.3	0.00053	199.6	0.00017
	12-3 月	189.8	0.00061	198.2	0.00024
	6-9 月	192.9	0.00036	201.3	0.00006

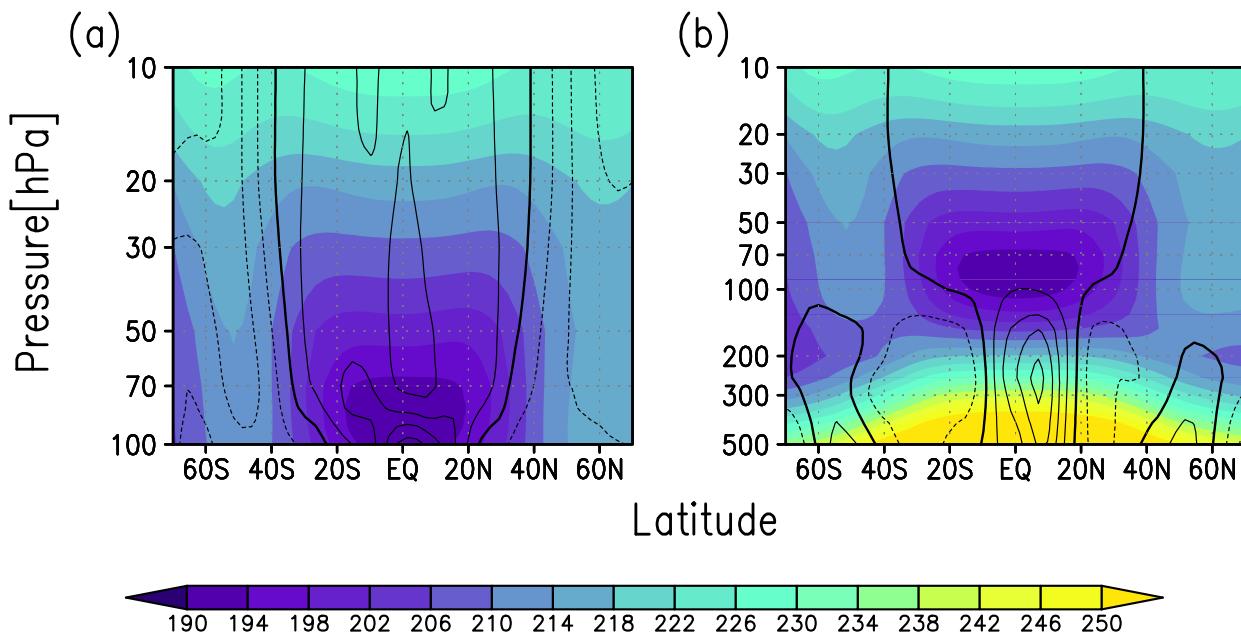


図 4.4 標準実験での年平均 (color) 帯状平均温度 [K],(contour) 残差鉛直流 [m/s].(a)  
100-10hPa, contour は  $2 \times 10^{-4}$  間隔,(b) 500-10hPa, contour は  $1 \times 10^{-3}$  間隔

年平均				
実験	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (50hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (50hPa)
S' × 2	-0.28	$+4.9 \times 10^{-5}$	-0.75	$+3.6 \times 10^{-5}$
S'/2	+0.84	$-6.0 \times 10^{-5}$	+0.44	$-1.9 \times 10^{-5}$
S + 1	+0.53	$+7.3 \times 10^{-5}$	-0.67	$+6.6 \times 10^{-5}$
S - 1	+0.02	$-8.6 \times 10^{-5}$	+0.66	$-5.1 \times 10^{-5}$

12-3月				
実験	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (50hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (50hPa)
S' × 2	+0.03	$-1.2 \times 10^{-5}$	-1.10	$+4.1 \times 10^{-5}$
S'/2	+0.86	$-2.2 \times 10^{-5}$	+0.54	$-2.6 \times 10^{-5}$
S + 1	+0.66	$+6.2 \times 10^{-5}$	-0.90	$+6.9 \times 10^{-5}$
S - 1	-0.23	$-7.2 \times 10^{-5}$	+0.67	$-5.7 \times 10^{-5}$

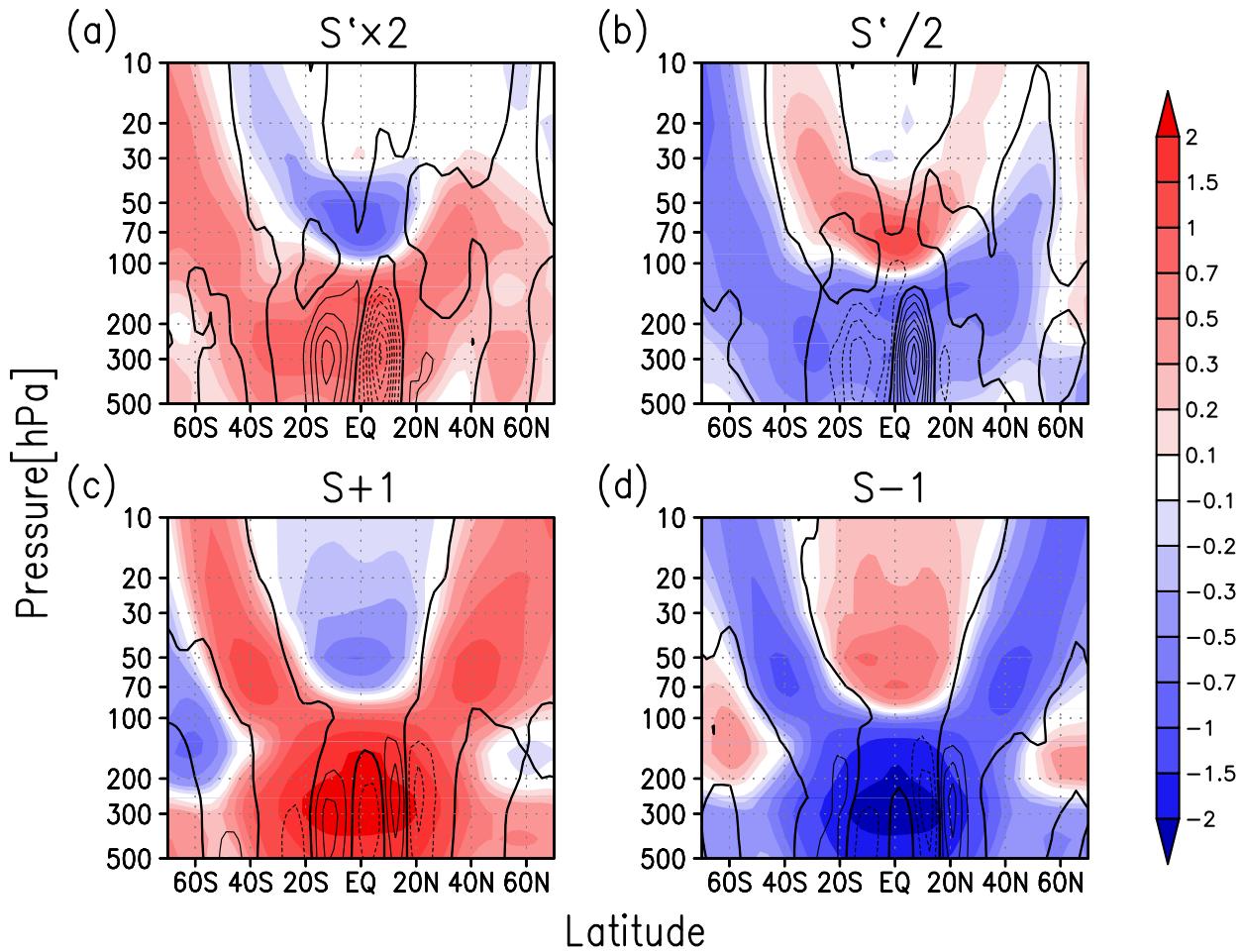


図 4.5  $S', S$  系実験においての年平均 (color) 帯状平均温度偏差 [K], (contour) 残差鉛直流偏差 [ $3 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ ]. (a)  $S' \times 2$  (b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

6-9月				
実験	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (90hPa)	$\Delta \bar{T}[\text{K}]$ (50hPa)	$\Delta \bar{w}^*[\text{m/s}]$ (50hPa)
$S' \times 2$	-0.45	$+8.9 \times 10^{-5}$	-0.45	$+2.2 \times 10^{-5}$
$S'/2$	+0.82	$-5.3 \times 10^{-5}$	+0.32	$-1.4 \times 10^{-5}$
$S + 1$	+0.26	$+7.2 \times 10^{-5}$	-0.50	$+6.9 \times 10^{-5}$
$S - 1$	+0.33	$-7.5 \times 10^{-5}$	+0.35	$-2.8 \times 10^{-5}$

大まかに分類すると、熱帯成層圏が冷えたのが  $S' \times 2$  と  $S + 1$  で暖まったのが  $S'/2$  と  $S - 1$  である。しかし熱帯圏界面に焦点を当てると、熱帯で温度偏差の正負が切り替わる高度が異なるために一概には言えない。 $S' \times 2$  は低温偏差、 $S'/2$  は高温偏差で、これらは上層側の偏差である。 $S + 1$  は高温偏差で下層側の温度偏差、 $S - 1$  はちょうど中間で温度偏差がほぼ 0 である。12-3 月と 6-9 月を比較すると、熱帯成層圏下部での温度偏差のピークの位置が 6-9 月で低くなる傾向が見られる。

残差鉛直流偏差は 4 つの実験の全てで、対流圏からの影響が予想される構造をしている。そ

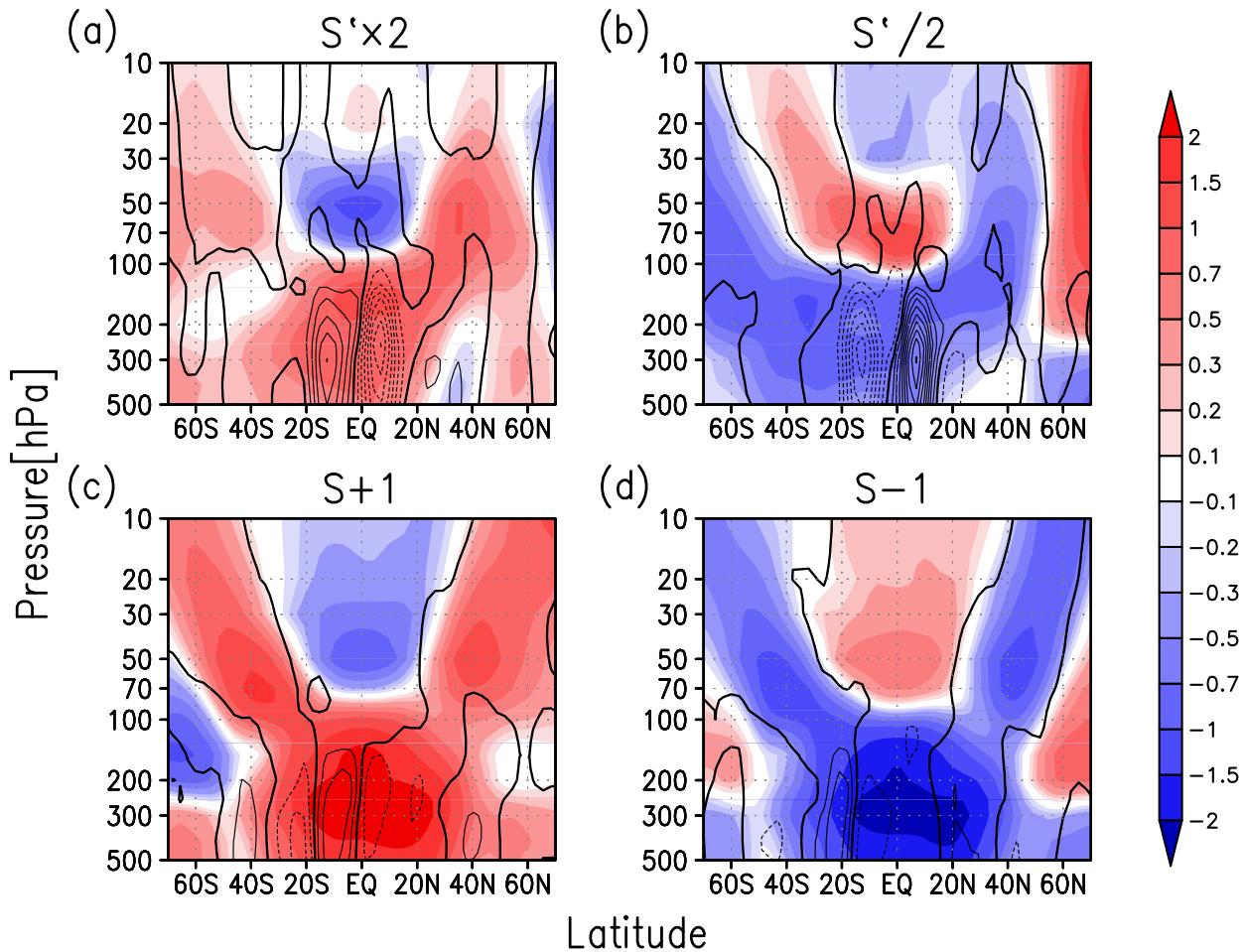


図 4.6  $S',S$  系実験においての 12-3 月の (color) 帯状平均温度偏差 [K],(contour) 残差  
鉛直流偏差 [ $3 \times 10^{-4}$  m/s].(a)  $S' \times 2$  (b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

こで P 系実験と同様に対流圏も含めた図を表す ( $S',S$  系実験 [偏差]:図 4.5(年平均), 図 4.6(12-3 月), 図 4.7(6-9 月), 標準実験:図 4.4b(年平均), 図 3.2c(12-3 月), 図 3.2d(6-9 月),)。

年平均について、 $S' \times 2$  は対流圏全域で高温偏差を示し、残差鉛直流は  $10^{\circ}\text{S}$  付近を中心とした強い上昇流偏差が上方へ続いているが、熱帯圏界面付近で強化されている(図 4.5a)。そして  $10^{\circ}\text{N}$  付近を中心とした強い下降流偏差を示し、ハドレー循環を南寄りにする偏差を示した。 $S'/2$  は  $S' \times 2$  とほぼ逆の偏差の構造で、対流圏全域で低温偏差を示し、残差鉛直流は  $10^{\circ}\text{S}$  付近を中心とした強い下降流偏差が上方へ続いているが、熱帯圏界面付近で強化されている(図 4.5b)。そして  $10^{\circ}\text{N}$  付近を中心とした強い上昇流偏差を示し、ハドレー循環を北寄りにする偏差を示した。 $S + 1$  は  $S' \times 2$  と類似した温度偏差で、対流圏全域で高温偏差を示した(図 4.5c)。ただし  $S' \times 2$  と異なり、 $150\text{hPa}$ 、両半球の  $60^{\circ}$  付近で低温偏差を示した。残差鉛直流は赤道付近で下降流偏差と両半球  $10^{\circ}$  を中心とした上昇流偏差を示し、それが熱帯成層圏まで続いている。ここからハドレー循環が熱帯で緯度方向に一様に近付く偏差を示した。 $S - 1$  は  $S + 1$  とほぼ逆の偏差の構造で、対流圏全域で低温偏差を示し、 $150\text{hPa}$ 、両半球の  $60^{\circ}$  付近で高温偏差を示した(図 4.5d)。残差鉛直流は赤道付近で上昇流偏差と両半球  $10^{\circ}$  を

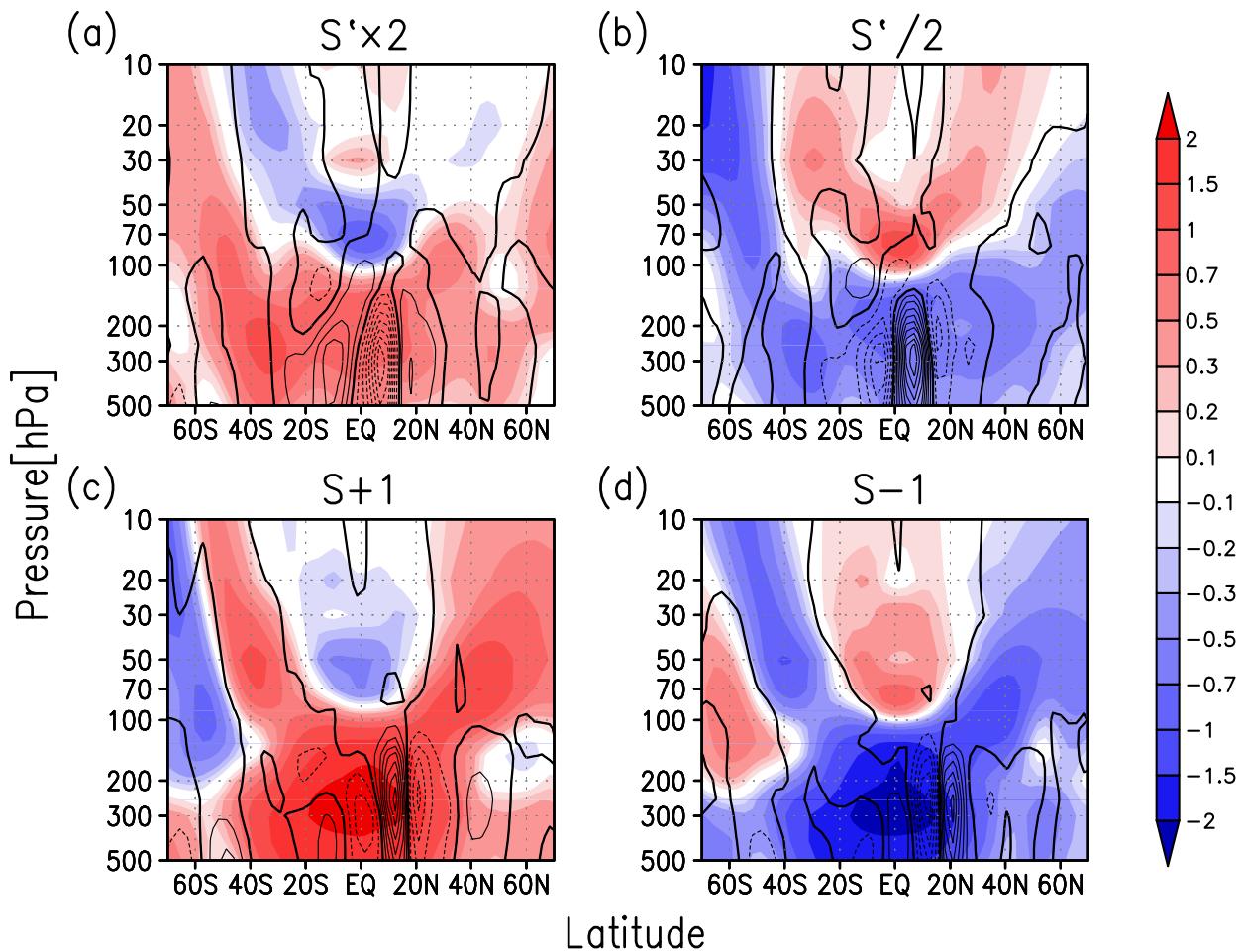


図 4.7 S',S 系実験において 6-9 月の (color) 帯状平均温度偏差 [K],(contour) 残差鉛直流偏差 [ $3 \times 10^{-4}$  m/s].(a) S' × 2 (b) S'/2 (c) S + 1 (d) S - 1

中心とした下降流偏差を示し、それが熱帯成層圏まで続いている。さらに 20°S と 20°N を中心とした上昇流偏差があり、下降流を弱化しているのがわかる。ここからハドレー循環が赤道付近に集中させ、かつ弱化させる偏差を示した。

12-3 月、6-9 月に関して、S' × 2 は対流圏の偏差の構造が 12-3 月,6-9 月で大きな違いが見られない (図 4.6a, 4.7a)。S'/2 は対流圏の偏差の分布は 12-3 月,6-9 月で大きな違いが見られないが 12-3 月で残差鉛直流の偏差が大きい (図 4.6b, 4.7b)。S + 1 は 12-3 月に 10°S を中心とした上昇流偏差、6-9 月では 15°N を中心とした上昇流偏差が見られ、いずれも対流を強化する方向の偏差を示した。 (図 4.6c, 4.7c)。S - 1 は 12-3 月に熱帯対流圏全域で下降流偏差と 20°S で上昇流偏差、6-9 月に 10°N で下降流偏差と 20°N で上昇流偏差が見られた (図 4.6d, 4.7d)。

ここでハドレー循環の変調を対流による降水の観点から確認するため、全ての実験での降水量偏差を示す (S',S 系実験 [偏差]:図 4.8(年平均), 図 4.9(12-3 月), 図 4.10(6-9 月), 標準実験: 図 4.13(年平均), 図 4.12(12-3 月), 図 4.13(6-9 月))。

年平均の降水量に関して、S' × 2 は 60°E と 180° を中心に、赤道から 30°S の広範な緯度に

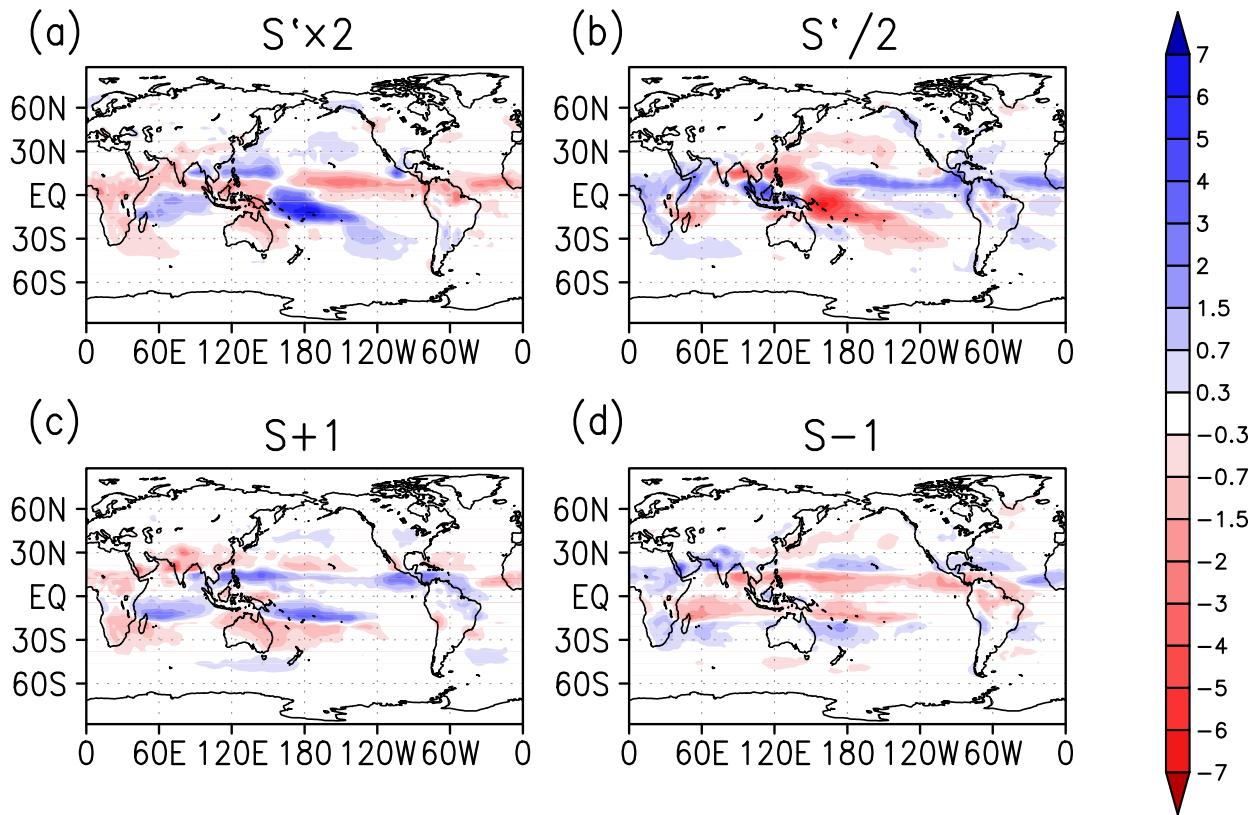


図 4.8 S', S 系実験においての年平均降水量偏差 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ] (a)  $S' \times 2$  (b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

渡って降水量が増加する偏差をもち、標準実験で主な降水帯の  $5^\circ\text{N}$  全域で降水量が減少する偏差を示す(図 4.8a)  $S'/2$  は  $5^\circ\text{N}$  に降水量が増加する偏差と減少する偏差が両方現れ、 $10^\circ\text{S}$  の  $45^\circ\text{E}$  と  $150^\circ\text{E}$  を中心に減少する偏差となっている(図 4.8b)。 $S + 1$  は、 $10^\circ\text{S}$  の  $60^\circ\text{E}$  と  $180^\circ$  で降水量が増加する偏差、 $5^\circ\text{N}$  のほぼ全域で減少する偏差となる(図 4.8c)。 $S - 1$  は  $S' \times 2$  と異なり、主だった降水量の増加域はないが、 $10^\circ\text{S}$  で降水量が減少する偏差を示している(図 4.8d)。

12-3月、6-9月に関して、 $S' \times 2$  は  $10^\circ\text{S}$ 、 $180^\circ$ を中心とした増加の偏差には大きな違いがないが、 $5^\circ\text{N}$ 、 $120^\circ\text{E}$  では12-3月に減少、6-9月に増加の偏差を、 $10^\circ\text{S}$ 、 $60^\circ\text{E}$  の増加の偏差が6-9月で弱化を示している(図 4.9a, 4.10a)。 $S'/2$  は  $10^\circ\text{N}$ 、 $110^\circ\text{E}$  を中心に、12-3月では増加の偏差、6-9月では減少の偏差を示している(図 4.9b, 4.10b)。また  $10^\circ\text{N}$ 、 $180^\circ$ を中心 に12-3月に増加偏差があるが、6-9月ではその偏差が小さい。 $S + 1$  は  $10^\circ\text{S}$ 、 $60^\circ\text{E}$  を中心に、12-3月では増加偏差が見られるが、6-9月ではその偏差が小さい(図 4.9c, 4.10c)。そして  $10^\circ\text{N}$ 付近では6-9月に増加偏差が多くの領域で見られるが、12-3月にはその偏差が弱化している。 $S - 1$  は赤道、 $150^\circ\text{E}$ を中心、12-3月で減少偏差だが、6-9月で増加偏差になっている(図 4.9d, 4.10d)。そして  $20^\circ\text{N}$ 付近で6-9月に見られる増加偏差は、12-3月に弱化している。また  $30^\circ\text{N}$ 、 $120^\circ\text{E}$ で6-9月に減少偏差が見られるが、12-3月には弱い増加偏差になって

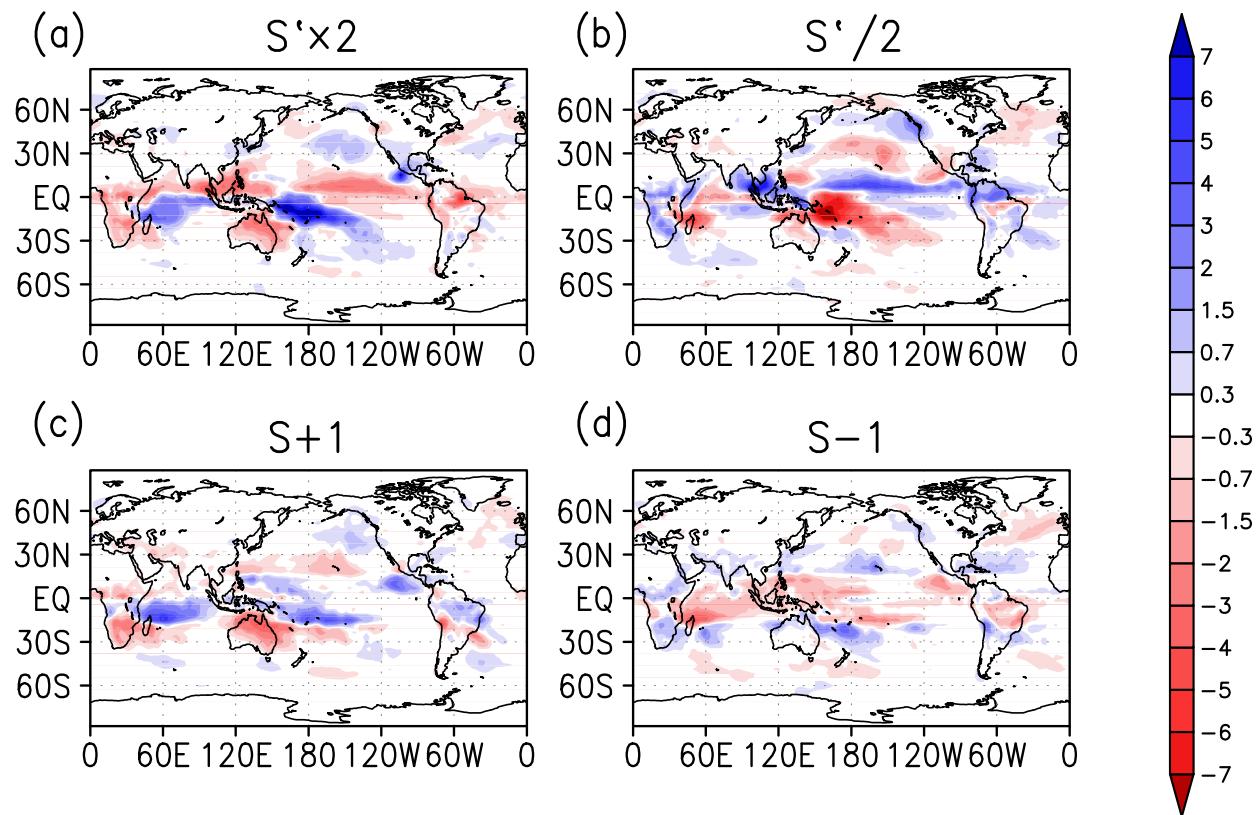


図 4.9 S',S 系実験において 12-3 月での降水量偏差 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ] (a)  $S' \times 2$   
 (b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

いる。

さらに、帶状平均値で降水量偏差の緯度分布を示す(図 4.14(年平均), 4.15(12-3 月), 4.16(6-9 月))。図 4.5 と比較すると、特に熱帯において年平均帶状平均降水量の変化した場所で残差鉛直流が変化しているため、降水量の緯度分布の変化が対流の緯度分布の変化を明瞭に示しているのがわかる。 $S' \times 2$  では  $10^\circ\text{N}$  で降水量が減少する偏差、 $15^\circ\text{S}$  で増加する偏差を示し、対流が南に推移するような偏差を示した。 $S'/2$  では  $10^\circ\text{N}$  を中心に降水量の增加偏差、 $15^\circ\text{S}$  で減少偏差を示し、対流が  $10^\circ\text{N}$  付近で強化され、北側に集中しているのがわかる。 $S + 1$  では  $15^\circ\text{S}$  と  $15^\circ\text{N}$  で増加偏差、 $20^\circ\text{S}$  と  $20^\circ\text{N}$  で減少偏差を示し、対流が熱帯で緯度方向に一様に近付く偏差を示した。 $S - 1$  は  $S + 1$  とほぼ逆の偏差で  $20^\circ\text{S}$  と  $20^\circ\text{N}$  で増加偏差、 $15^\circ\text{S}$  と  $15^\circ\text{N}$  で減少偏差を示し、対流が赤道付近を残し弱化する偏差を示した。

12-3 月と 6-9 月に関して(図 4.15, 4.16)、 $S' \times 2$  は  $15^\circ\text{N}$  を中心に、6-9 月は増加偏差だが、12-3 月ではその偏差が弱化している。 $S'/2$  は  $10^\circ\text{S}$  付近を中心とした減少偏差と  $10^\circ\text{N}$  付近を中心とした増加偏差が 12-3 月に強く、6-9 月に弱い。 $S + 1$  は  $10^\circ\text{S}$  と  $10^\circ\text{N}$  を中心に増加偏差が見られるが、その大きさは 12-3 月が  $10^\circ\text{S}$ 、6-9 月が  $10^\circ\text{N}$  の方が大きい。 $S - 1$  は 12-3 月、6-9 月のいずれも  $20^\circ\text{S}$  と  $20^\circ\text{N}$  を中心に増加偏差と、 $15^\circ\text{S}$  と  $15^\circ\text{N}$  を中心に減少偏差が見られるが、12-3 月では  $20^\circ\text{S}$  の増加偏差と  $15^\circ\text{S}$  の減少偏差、6-9 月では  $20^\circ\text{N}$  の増加偏差と

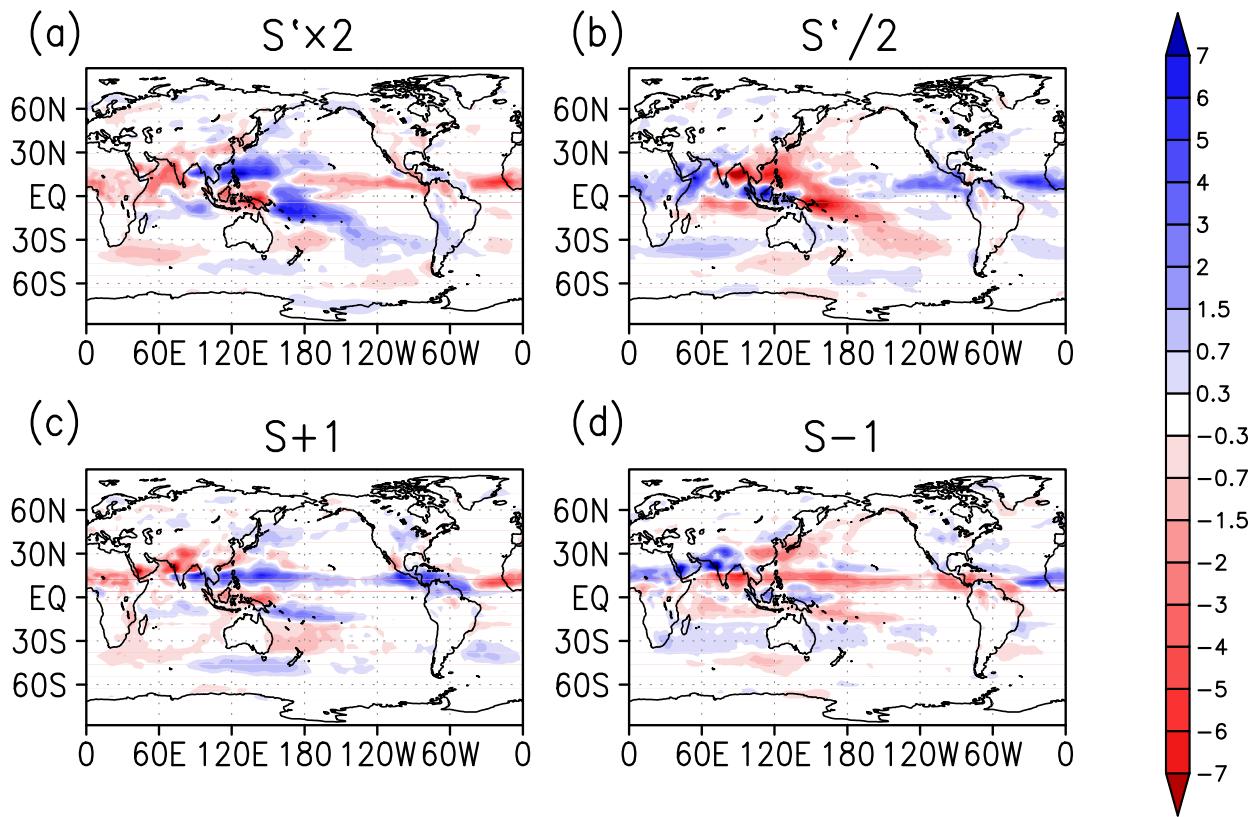


図 4.10  $S', S$  系実験において 6-9 月での降水量偏差 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ] (a)  $S' \times 2$   
(b)  $S'/2$  (c)  $S + 1$  (d)  $S - 1$

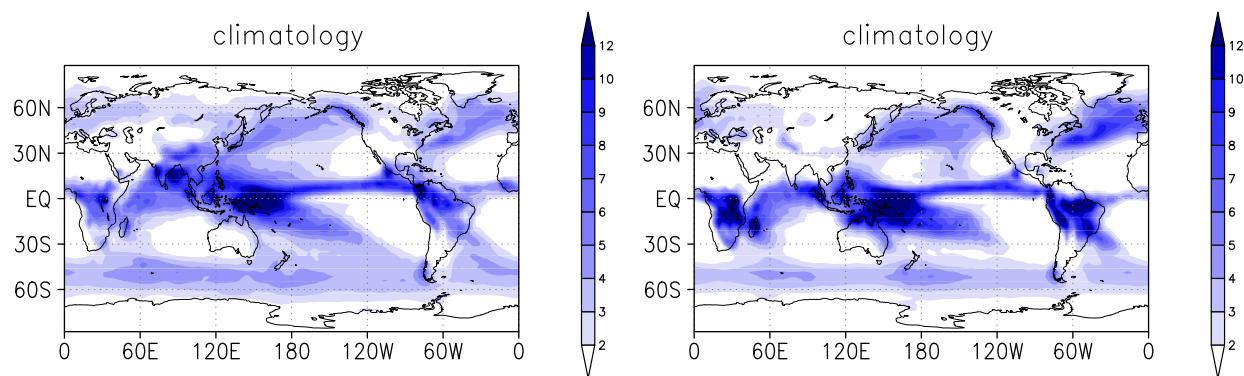


図 4.11 標準実験での年平均降水量 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ]

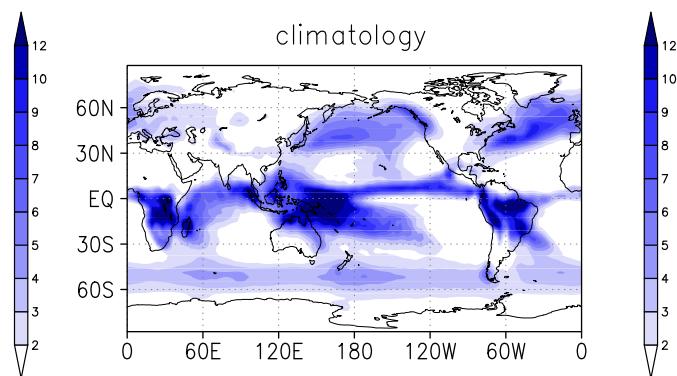


図 4.12 標準実験での 12-3 月の降水量 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ]

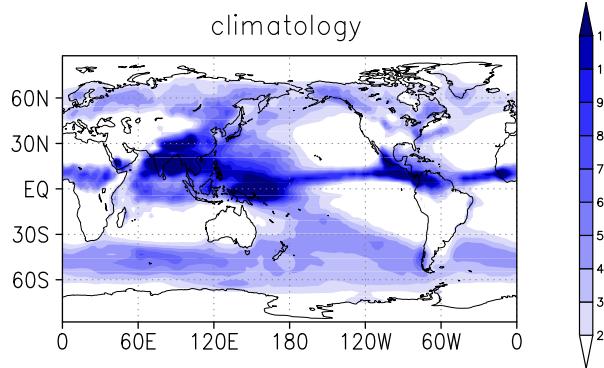


図 4.13 標準実験での 6-9 月の降水量 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ]

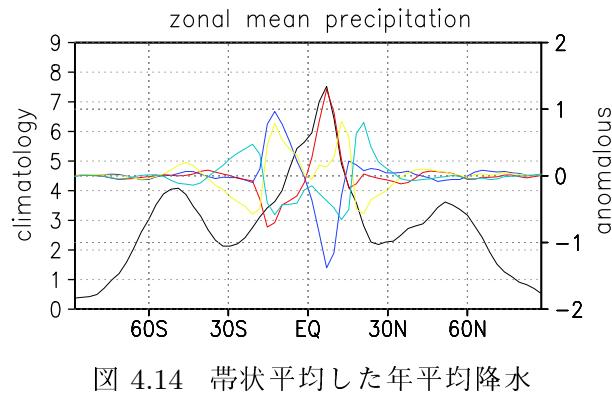


図 4.14 帯状平均した年平均降水量 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ] 標準実験:  
黒,  $S' \times 2$ (偏差):青,  $S'/2$ (偏差):赤,  
 $S + 1$ (偏差):黄緑,  $S - 1$ (偏差):水色

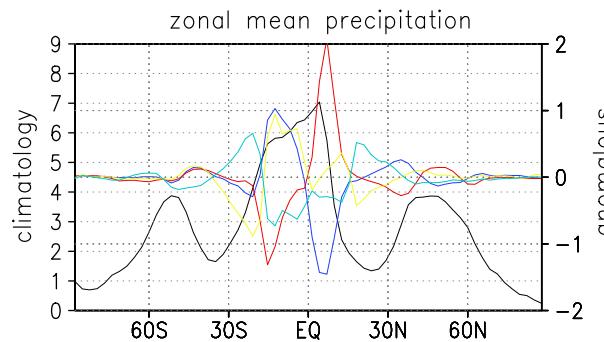


図 4.15 帯状平均した 12-3 月の降水量 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ] 標準実験:  
黒,  $S' \times 2$ (偏差):青,  $S'/2$ (偏差):赤,  
 $S + 1$ (偏差):黄緑,  $S - 1$ (偏差):水色

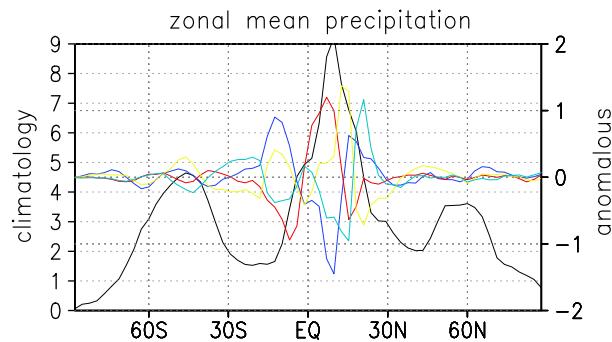


図 4.16 帯状平均した 6-9 月の降水量 [ $1 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2/\text{s}$ ] 標準実験:  
黒,  $S' \times 2$ (偏差):青,  $S'/2$ (偏差):赤,  
 $S + 1$ (偏差):黄緑,  $S - 1$ (偏差):水色

15°N の減少偏差の振幅が大きい。

以上から  $S'$  系実験、 $S$  系実験同士はそれぞれ逆符号の偏差で分布が類似しているのがわかる。そして  $S+1(S-1)$  での高緯度成層圏の高温(低温)偏差と下降(上昇)流偏差、熱帯の低温(高温)偏差と上昇(下降)流偏差という温度偏差と残差鉛直流偏差の分布から BD 循環の変調が起きているとわかる ( $S'$  系実験でも同様の BD 循環の変調が中高緯度で見られるが、熱帯成層圏での影響は小さい)。この結果は熱帯と中緯度の SST の南北勾配が大きくなると、BD 循環が強化されたとした Olsen et al.(2007) と整合している。また熱帯下部成層圏に関して、 $S$  系実験では残差鉛直流の偏差と温度偏差が鉛直移流による断熱温度変化と対応が良く、 $S'$  系実験では悪い。熱帯圏界面付近では同符号の残差鉛直流偏差に対して、温度偏差の符号が遷移しているため、より鉛直移流の効果が支配的でないことが考えられる。

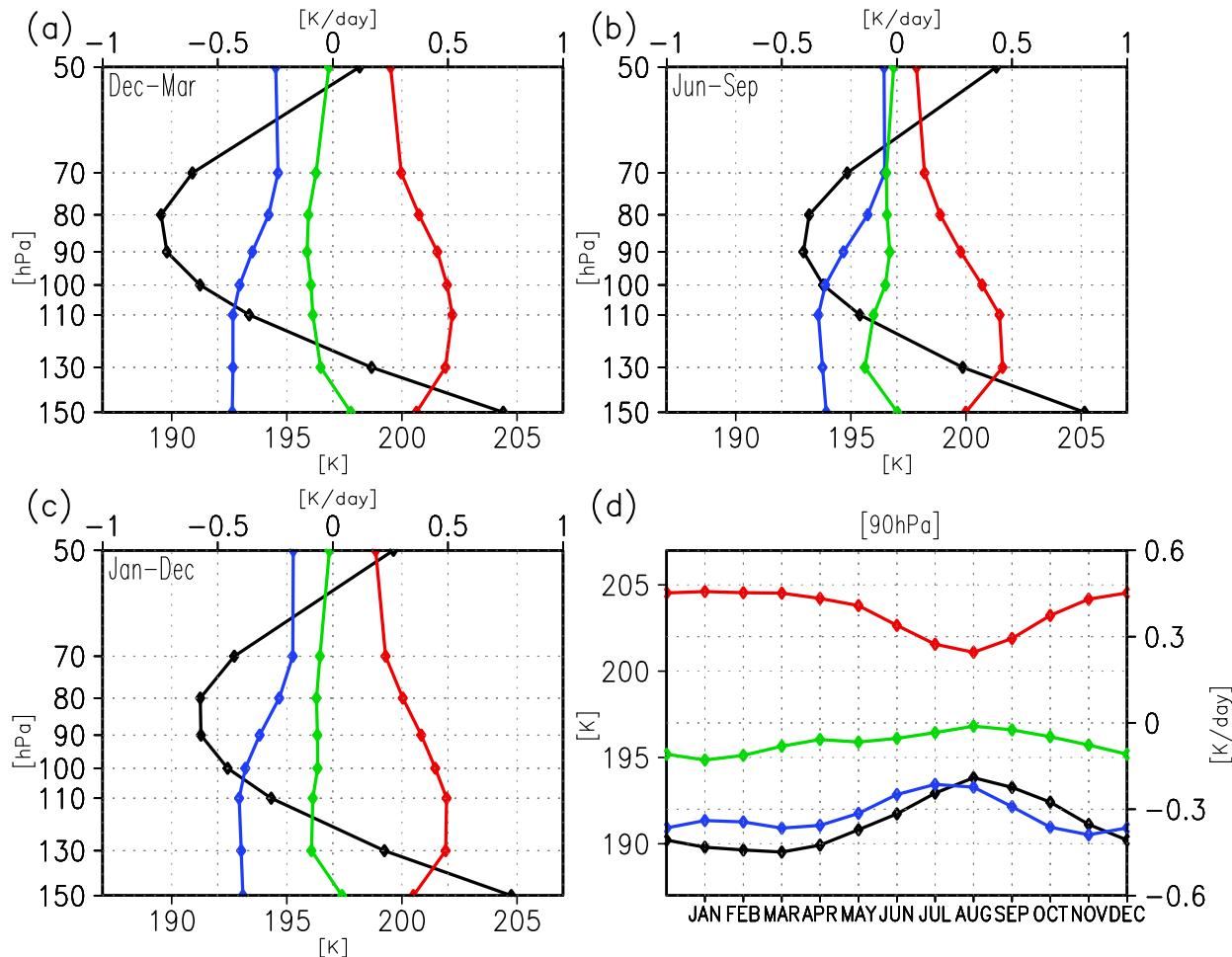


図 4.17 標準実験の  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  での (黒) 帯状平均温度 [K] (青) 鉛直移流 [K/s] (赤) 非断熱加熱 [K/s] (緑) 鉛直渦熱 [K/s] (a) 12-3 月の鉛直プロファイル (b) 6-9 月の鉛直プロファイル (c) 年平均した鉛直プロファイル (d) 90hPa における気候値の季節変動

そこで TEM 系熱力学方程式での熱収支解析を  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  で年平均、12-3 月、6-9 月の熱帶圈界面付近の鉛直プロファイルに関して、また 90hPa の時系列に関して行った（標準実験：図 4.17,  $S' \times 2$ [偏差]:図 4.18,  $S'/2$ [偏差]:図 4.19,  $S + 1$ [偏差]:図 4.20,  $S - 1$ [偏差]:図 4.21）。ちなみに値の小さかった温位変化、南北移流、南北渦熱は省略し、式 (3.1) を温位ではなく温度に対する寄与に変換している。

標準実験に関して、年平均値は低温のピークが 80hPa と 90hPa でほぼ同じ値となった（図 4.17c）。そこで主な寄与は鉛直移流の冷却作用と非断熱加熱のバランスであることがわかる。鉛直渦熱の値は小さい。50hPa になると鉛直移流と非断熱加熱がほぼ完全にバランスし、鉛直移流により温度がもたらされているのがわかる。12-3 月は低温のピークが 80hPa があり、そこで主な寄与は鉛直移流の冷却作用と非断熱加熱のバランスになっている（図 4.17a）。そして鉛直渦熱の冷却作用が 90hPa 附近で若干強くなっている。6-9 月は低温のピークが 90hPa に移り、鉛直移流が 12-3 月より若干小さい（図 4.17b）。鉛直渦熱の値は年平均よりさ

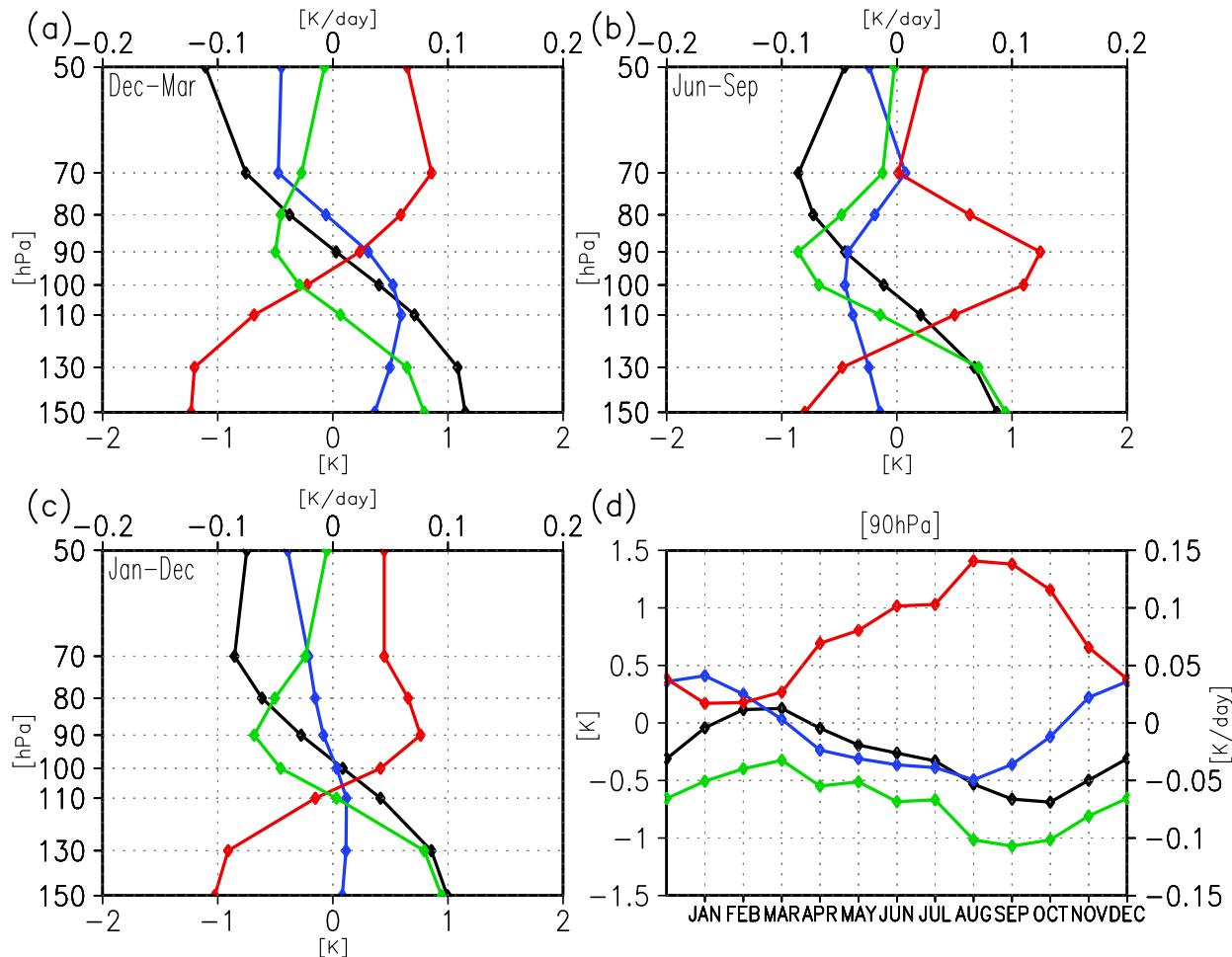


図 4.18  $S' \times 2$  の  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  での (黒) 帯状平均温度偏差 [K] (青) 鉛直移流偏差 [K/s] (赤) 非断熱加熱偏差 [K/s] (緑) 鉛直渦熱偏差 [K/s] (a) 12-3月の鉛直プロファイル (b) 6-9月の鉛直プロファイル (c) 年平均した鉛直プロファイル (d) 90hPaにおける気候値の季節変動

らに小さくなり、ピークが 130hPa に移行している。季節変動を見ると、90hPa の気温はほぼ鉛直移流に伴い変動しているが、鉛直渦熱も小さいながら季節変動をしているのがわかる(図 4.17d)。非断熱加熱と温度の変動が負相関なことから、非断熱加熱は放射平衡からのずれを緩和する作用が卓越しているとわかる。

$S' \times 2$  に関して、年平均は 90hPa より上方で低温偏差、100hPa より下方で高温偏差となっている(図 4.18c)。90hPa では鉛直渦熱の冷却作用の増幅が主な寄与となっている。50hPa では鉛直渦熱偏差はほぼ 0 になり、鉛直移流による冷却作用の増幅が卓越し低温偏差をもたらしている。12-3 月は 90hPa で鉛直渦熱偏差、鉛直移流偏差、非断熱加熱偏差がバランスし、温度偏差はほぼ 0 である(図 4.18a)。50hPa では鉛直渦熱偏差がほぼ 0 で鉛直移流偏差と非断熱加熱偏差がバランスし、鉛直移流偏差が低温偏差をもたらしているのがわかる。6-9 月は 90hPa で鉛直渦熱偏差と鉛直移流偏差が強く、これにより低温偏差がもたらされているとわかる(図 4.18b)。50hPa では鉛直渦熱偏差がほぼ 0 であり、鉛直移流偏差が低温偏差をもた

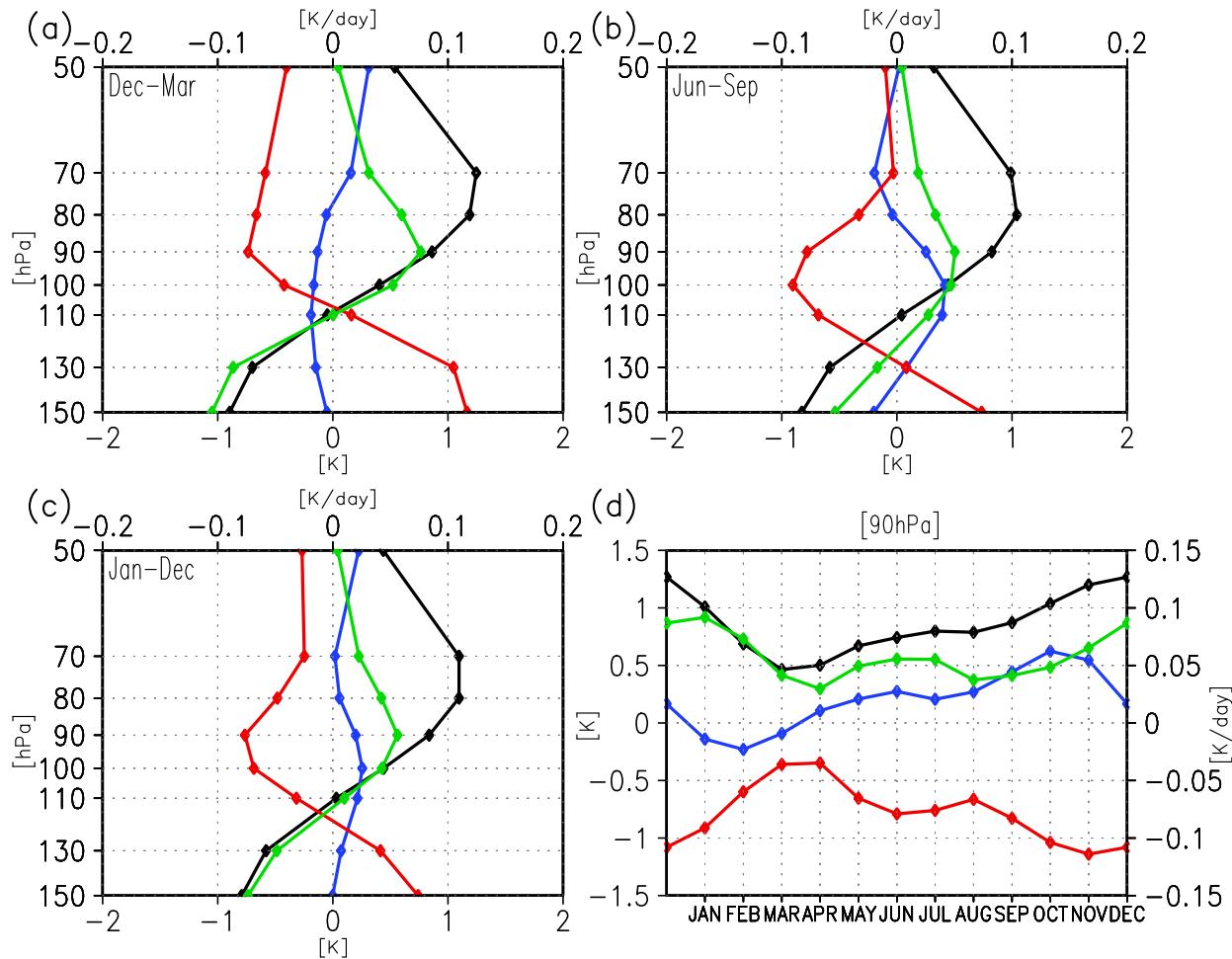


図 4.19  $S'/2$  の  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  での(黒) 帯状平均温度偏差 [K] (青) 鉛直移流偏差 [K/s] (赤) 非断熱加熱偏差 [K/s] (緑) 鉛直渦熱偏差 [K/s] (a) 12-3月の鉛直プロファイル (b) 6-9月の鉛直プロファイル (c) 年平均した鉛直プロファイル (d) 90hPaにおける気候値の季節変動

らしているのがわかる。90hPaの季節変動は鉛直渦熱偏差と鉛直移流偏差で温度偏差がもたらされており、鉛直渦熱偏差の作用がより強い(図 4.18d)。温度偏差と非断熱加熱偏差の負相関が強いことから、非断熱加熱偏差は放射平衡からのずれを緩和する作用が卓越しているとわかる。

$S'/2$ に関して、年平均は 100hPa より上方で高温偏差、110hPa より下方で低温偏差となっている(図 4.19c)。90hPa では鉛直渦熱の冷却作用の減衰と鉛直移流の冷却作用の若干の減衰により高温偏差がもたらされており、鉛直渦熱偏差の方が偏差が大きい。50hPa では鉛直移流の冷却作用の弱化により高温偏差がもたらされている。12-3 月は 90hPa で鉛直渦熱偏差が正になっており高温偏差もより大きい(図 4.19a)。6-9 月は年平均と大きな差異はない(図 4.19b)。90hPa の季節変動は鉛直渦熱偏差と鉛直移流偏差により温度偏差がもたらされているが、鉛直渦熱の効果が大きい(図 4.19d)。温度偏差と非断熱加熱偏差の負相関が強いことから、非断熱加熱偏差は放射平衡からのずれを緩和する作用が卓越しているとわかる。

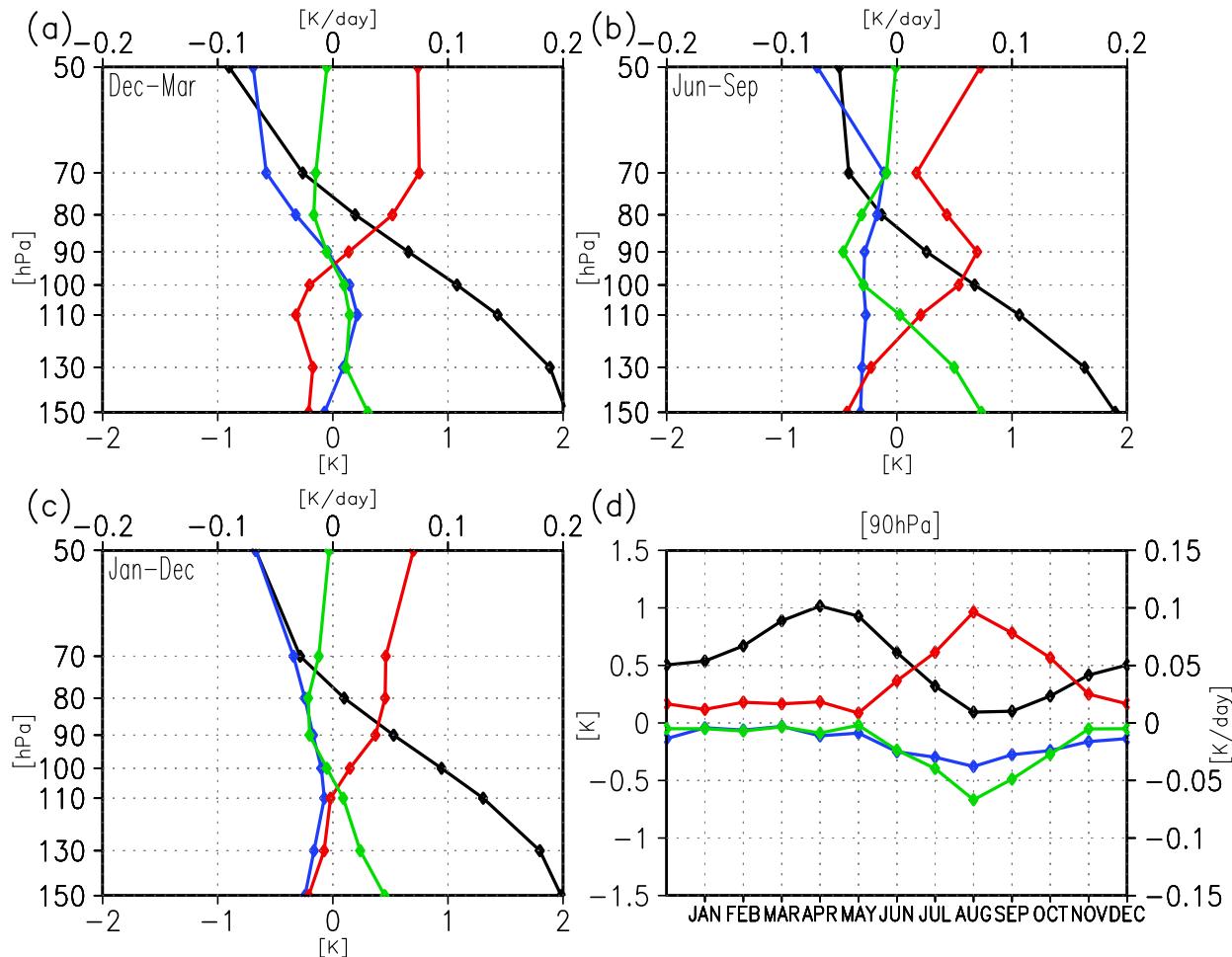


図 4.20 S + 1 の  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  での (黒) 帯状平均温度偏差 [K] (青) 鉛直移流偏差 [K/s] (赤) 非断熱加熱偏差 [K/s] (緑) 鉛直渦熱偏差 [K/s] (a) 12-3月の鉛直プロファイル (b) 6-9月の鉛直プロファイル (c) 年平均した鉛直プロファイル (d) 90hPaにおける気候値の季節変動

S + 1 に関して、年平均は 70hPa より上方で低温偏差、80hPa より下方で高温偏差となっている (図 4.20c)。90hPa では鉛直移流偏差、鉛直渦熱偏差のいずれも負で、高温偏差となっている。非断熱加熱偏差が正で温度偏差との負相関が成り立っていないことから、非断熱加熱の能動的な作用の影響が考えられる。50hPa では鉛直移流の冷却作用の増幅により低温偏差がもたらされている。12-3 月は 110hPa 付近で鉛直移流偏差と鉛直渦熱偏差が正に転じている (図 4.20a)。6-9 月は 90hPa で鉛直渦熱偏差の負が増幅し高温偏差が弱まっている (図 4.20b)。90hPa の季節変動は 8 月付近の鉛直渦熱偏差と鉛直移流偏差の負により、温度偏差の低いピークがつくられているが、他の時期は対応が悪い (図 4.20d)。温度偏差と非断熱加熱偏差の負相関が弱く、非断熱加熱の能動的作用が考えられる。

S - 1 に関して、年平均は 80hPa より上方で高温偏差、100hPa より下方で低温偏差となっており、90hPa はほぼ 0 となっている (図 4.21c)。90hPa では鉛直渦熱と鉛直移流の冷却作用が弱化しているが、温度偏差はほぼ 0 である。非断熱加熱偏差が負で S + 1 と同様に温度偏

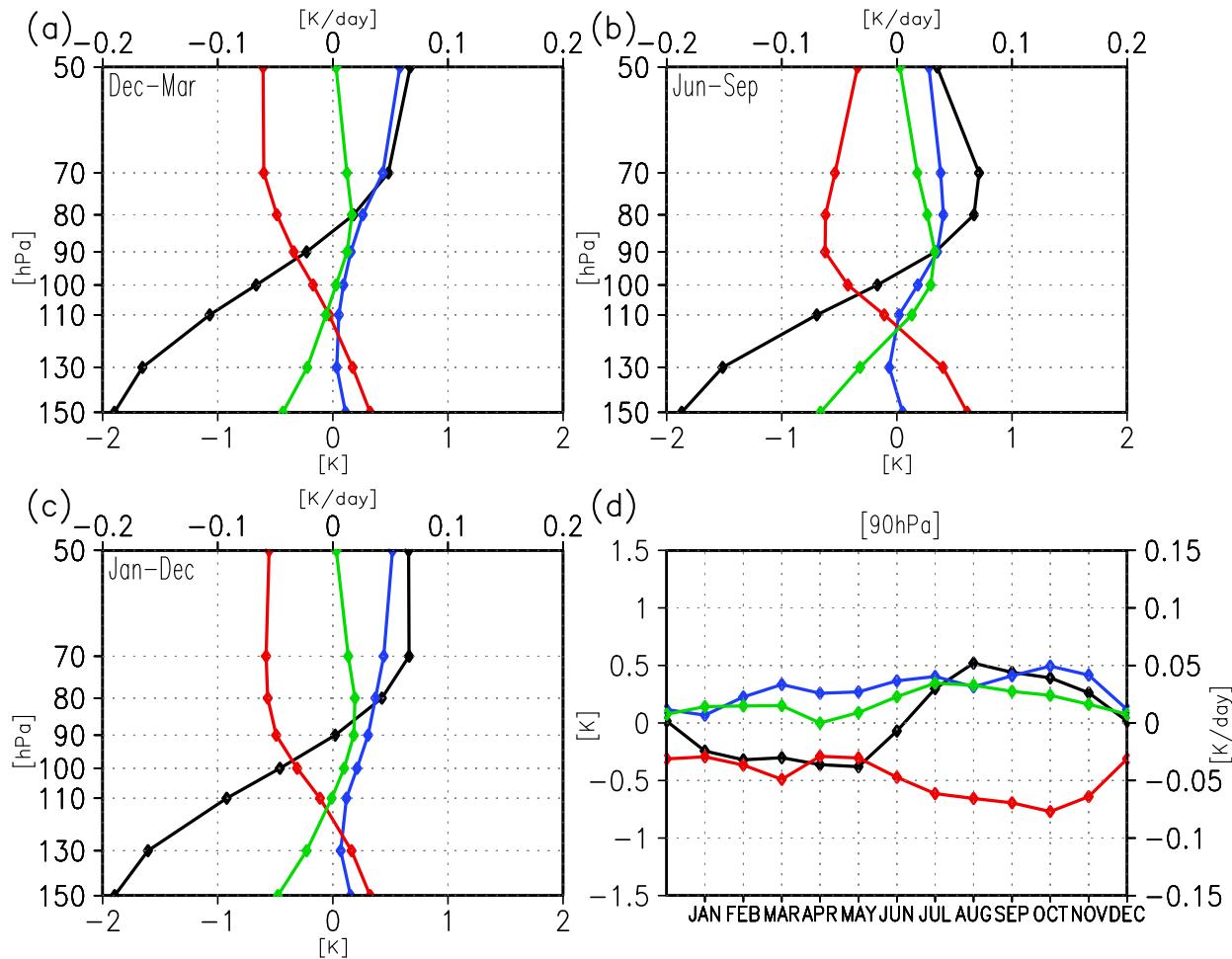


図 4.21 S – 1 の  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  での (黒) 帯状平均温度偏差 [K] (青) 鉛直移流偏差 [K/s] (赤) 非断熱加熱偏差 [K/s] (緑) 鉛直渦熱偏差 [K/s] (a) 12-3月の鉛直プロファイル (b) 6-9月の鉛直プロファイル (c) 年平均した鉛直プロファイル (d) 90hPaにおける気候値の季節変動

差との負相関が成り立っていないことから、非断熱加熱の能動的な作用が考えられる。50hPa は鉛直移流の冷却作用の弱化により高温偏差がもたらされている。12-3月は 90hPa で低温偏差が見られるが、非断熱加熱は年平均より負偏差が若干小さい(図 4.21a)。そして年平均と同様に温度偏差と非断熱加熱偏差の負相関が弱い。6-9月は 90hPa で鉛直渦熱と鉛直移流の正偏差が見られ、温度偏差は正になっている(図 4.21b)。年平均に比べ、温度偏差と非断熱加熱の負相関が強い。90hPa の季節変動は鉛直移流と鉛直渦熱が正偏差だが小さく、ほぼ一様である(図 4.21d)。温度偏差と非断熱加熱偏差の関係を見ると、全体的には負相関が弱いが 6-12月では比較的、負相関が強く 1-5月は弱い。

要約として年平均値に対し P 系実験と同様に 50hPa、90hPa の  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  平均した領域について TEM 系熱力学方程式(式 3.1)による熱収支解析の図を示す(標準実験:図 4.22, S, S' 系実験[偏差]:図 4.23, 図 4.24)。

90hPa について(図 4.23)、標準実験は主に鉛直移流と非断熱加熱がバランスしていて、鉛

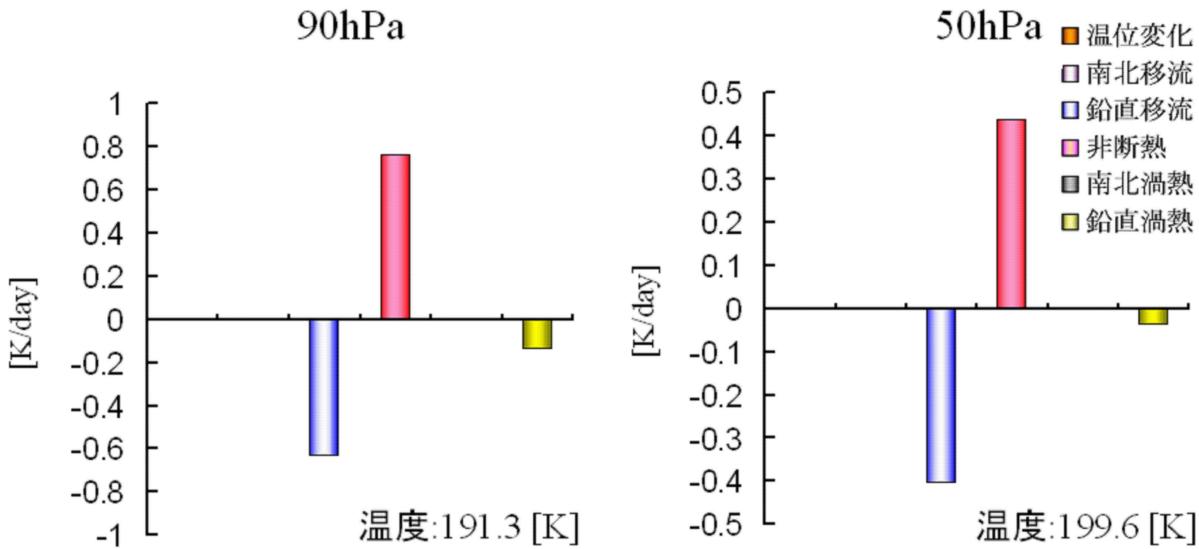
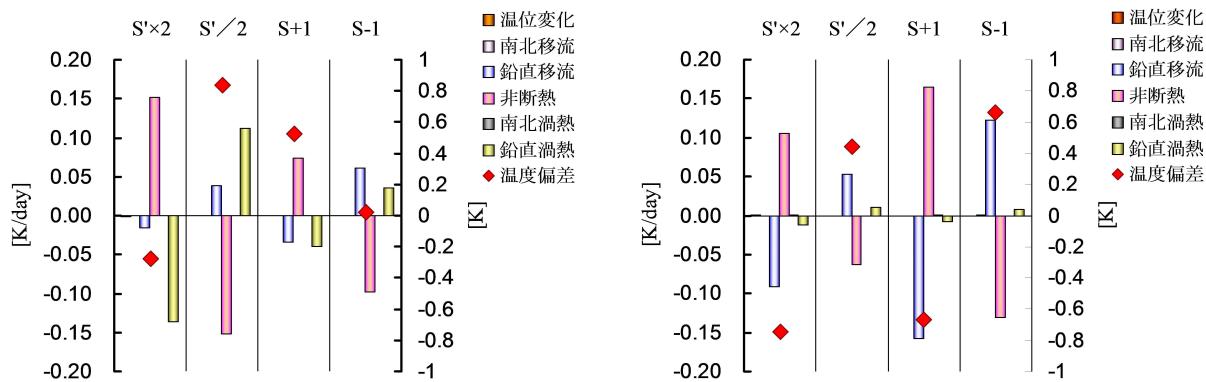


図 4.22 標準実験での 90hPa, 年平均の帯状平均温度 [K] と TEM 系熱力学方程式の各項 [K/day]

図 4.23  $S, S'$  系実験での 90hPa, 年平均の帯状平均温度偏差 [K] と TEM 系熱力学方程式の各項の偏差 [K/day]図 4.24  $S, S'$  系実験での 50hPa, 年平均の帯状平均温度偏差 [K] と TEM 系熱力学方程式の各項の偏差 [K/day]

直渦熱も小さな寄与があるが、他の項の寄与は小さい。主に鉛直移流、わずかに鉛直渦熱により低温がもたらされているのがわかる。 $S' \times 2$  は非断熱加熱偏差と鉛直渦熱偏差でほぼバランスし、鉛直渦熱偏差が低温偏差をもたらしているのがわかる。 $S' / 2$  は  $S' \times 2$  とほぼ逆の偏差を示し、非断熱加熱偏差と鉛直渦熱偏差がほぼバランスし、鉛直移流偏差も若干の寄与がある。高温偏差は主に鉛直渦熱偏差よりもたらされる。 $S + 1$  は非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差、鉛直渦熱偏差の 3 項がほぼバランスし、非断熱加熱偏差によって高温偏差がもたらされる。 $S - 1$  は  $S + 1$  と逆の偏差で非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差、鉛直渦熱偏差の 3 項がほぼバランスして、温度偏差がほぼ 0 となっている。

50hPaについて(図 4.24)、標準実験は鉛直移流と非断熱加熱がバランスしており、鉛直渦

熱の寄与はかなり小さい。ほぼ鉛直移流により低温がもたらされている。 $S' \times 2$  は非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差がほぼバランスし、低温偏差は鉛直移流偏差によりもたらされる。 $S'/2$  は非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差がほぼバランスし、高温偏差は鉛直移流によりもたらされる。 $S+1$  は非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差がほぼバランスし、低温偏差は鉛直移流偏差によりもたらされる。 $S-1$  は非断熱加熱偏差と鉛直移流偏差がバランスし、高温偏差は鉛直移流偏差によりもたらされる。

50hPa は全ての実験の温度偏差が鉛直移流項によりもたらされており、この領域では鉛直移流による断熱冷却の作用が支配的であるのがわかる。そして S 系実験は鉛直移流項の値の大きさに比べ温度偏差がやや小さい。しかし、90hPa は  $S'$  系実験で鉛直渦熱偏差が卓越し、 $S+1$  では非断熱加熱偏差、 $S-1$  は拮抗している。S 系実験では非断熱加熱の能動的な作用の影響が見られる。ここから Norton(2006) で言われた、経度非対称凝結熱を与えるとその凝結熱により生成される大気波動の収束が鉛直流を駆動し、熱帶圏界面が冷却されるという効果が支配的とは限らないという結果になった。 $S'$  系実験温度偏差に大きな寄与をもたらした鉛直渦熱や S 系実験で大きな寄与をもたらした非断熱加熱については 5 章でより詳しく調べる。

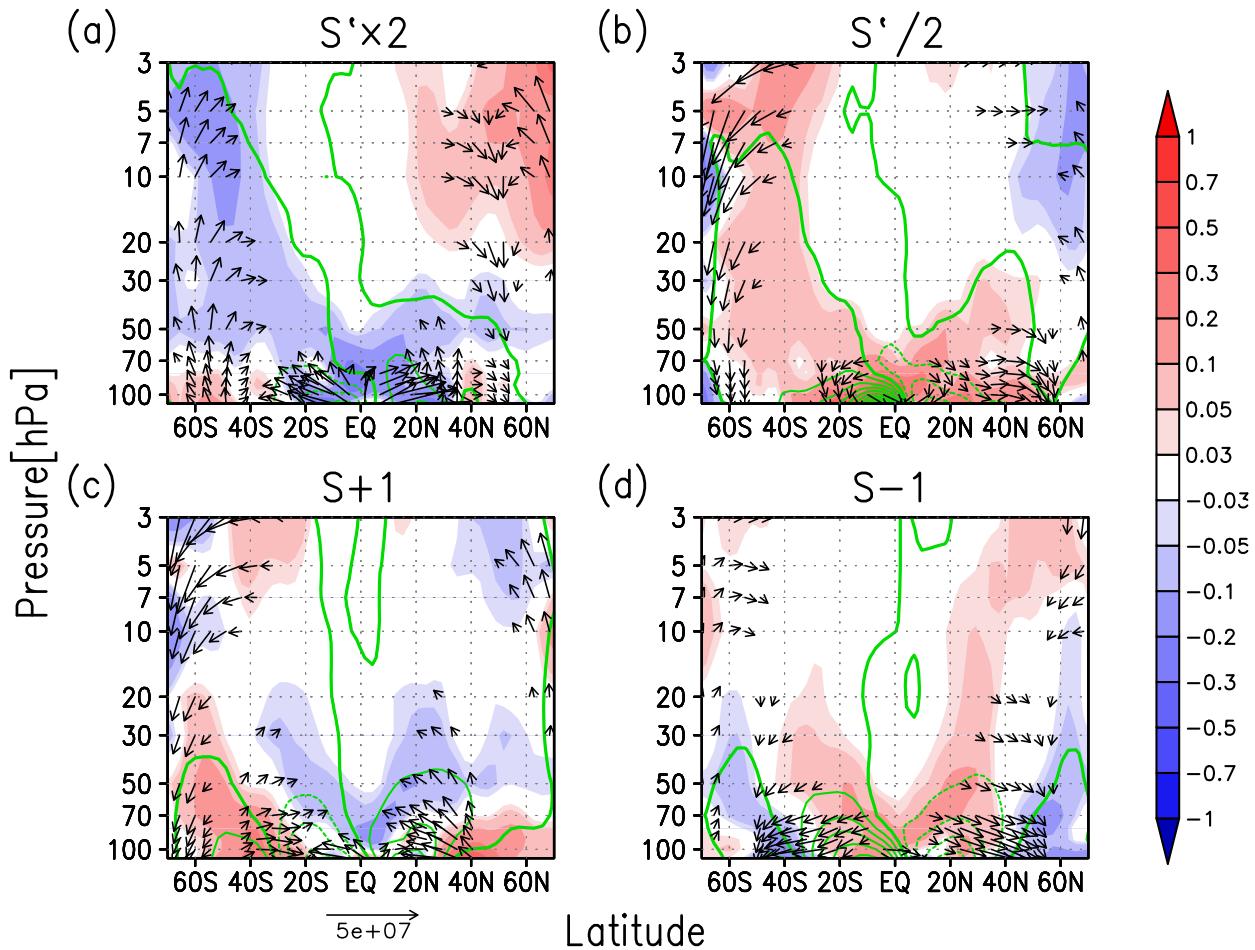


図 4.25 S,S' 系実験での年平均 (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{ m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $3 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S' / 2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

次に残差鉛直流をもたらす子午面循環とその成因を明らかにするため、P 系実験と同様に EP フラックス、EP フラックス発散、残差流線関数を示す (S,S' 系実験 [偏差]:図 4.25, 標準実験:図 4.27)。

$S' \times 2$  は熱帯対流圏上部が起源の EP フラックスの上向き偏差が、100hPa、熱帯を中心収束し、極向きの流れを駆動している (図 4.25a)。この作用により 100hPa、赤道付近の上昇流偏差がもたらされている。そして 10hPa、 $50^\circ\text{S}$  を中心に EP フラックスの収束偏差があり、それによっても弱い極向きの流れが駆動されている。 $S' / 2$  は熱帯対流圏上部が起源の EP フラックスの下向き偏差が、100hPa、熱帯を中心発散し、赤道向きの流れを駆動している (図 4.25b)。この作用により 100hPa、熱帯の上昇流偏差がもたらされている。そして 10hPa、 $50^\circ\text{S}$  を中心に EP フラックスの発散偏差があり、それによっても弱い赤道向きの流れが生じている。 $S+1$  は熱帶上部対流圏が起源の EP フラックスの弱い極向き偏差と中緯起源の EP フラックス赤道向き偏差による 70hPa、熱帯を中心とした収束偏差があり、この作用で 100hPa、熱帯の上昇流偏差がもたらされている (図 4.25c)。そして 100hPa、両半球の  $50^\circ$  を中心とし

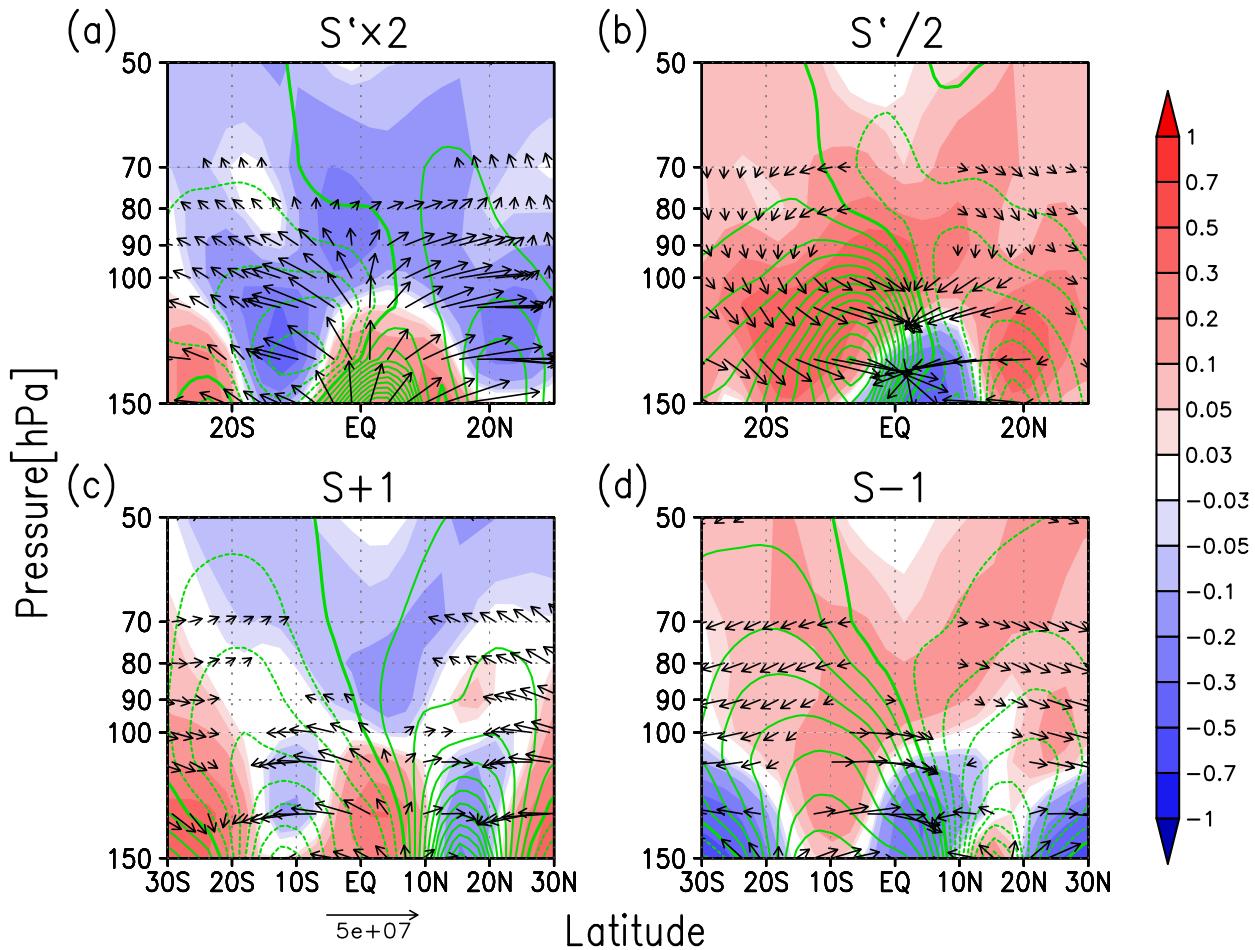


図 4.26 S,S' 系実験での年平均 (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{ m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $5 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

て、EP フラックスの発散偏差により赤道向きの流れが生じている。 $S-1$  は中緯度起源の EP フラックスの極向き偏差が、70hPa、熱帯を中心として発散し、赤道向きの流れを駆動している(図 4.25d)。この作用で 100hPa、熱帯の下降流偏差がもたらされている。そして 100hPa、両半球の  $50^\circ$  を中心とした EP フラックスの収束偏差により極向きの流れが生じている。

次に、上部対流圏と成層圏下部での同様の図を示す(図 4.26)。 $S' \times 2$  は 150hPa、 $5^\circ\text{N}$  を中心に EP フラックスの発散偏差領域があり、その周囲に強い EP フラックス収束偏差が見られる(図 4.26a)。その結果、残差子午面循環は 80hPa 付近で閉じるような偏差を示し、熱帯圏界面での残差鉛直流への寄与は小さいのがわかる。 $S'/2$  は 150hPa、 $5^\circ\text{N}$  を中心に EP フラックスの収束偏差領域があり、その周囲に強い EP フラックス発散偏差が見られる(図 4.26b)。残差子午面循環は 80hPa 付近で閉じるような偏差を示すが発散偏差が強いため、熱帯圏界面での残差鉛直流への寄与は  $S' \times 2$  よりも大きい。 $S+1$  は 150hPa、 $5^\circ\text{N}$  を中心に EP フラックス発散偏差領域があり、その周囲(特に上方)に EP フラックス収束偏差が見られる(図 4.26c)。その結果、残差子午面循環は下部成層圏まで届く偏差を示し、熱帯圏界面での残差鉛

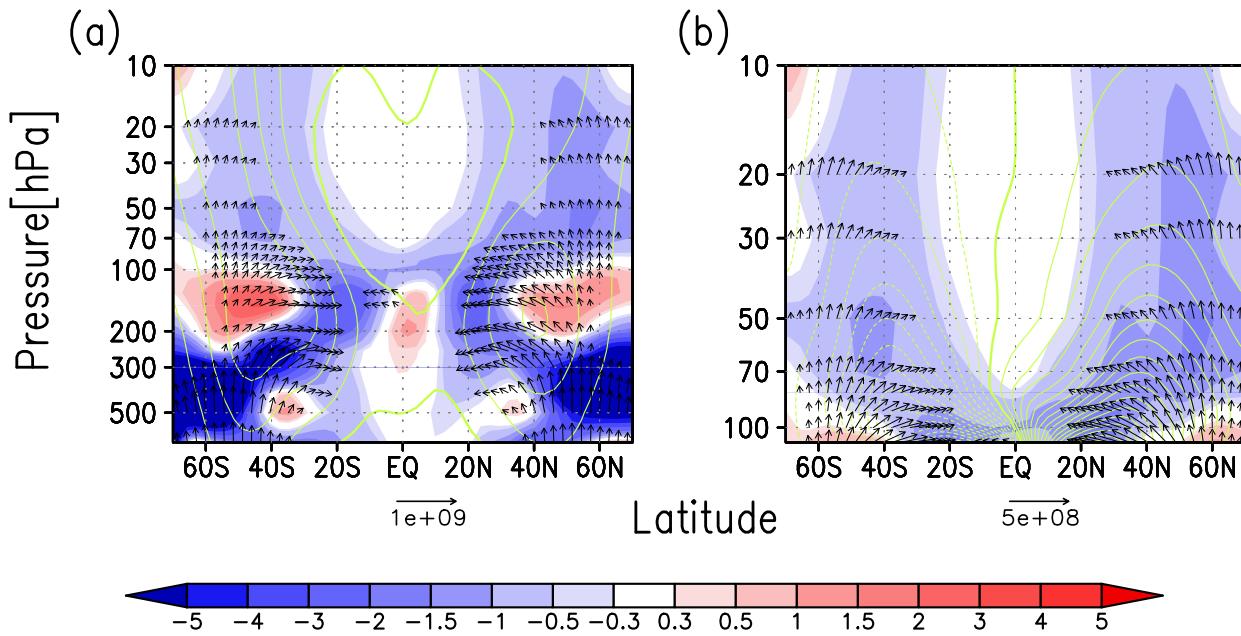


図 4.27 標準実験での年平均 (color)EP フラックス発散偏差  $[10^{-5} \text{m/s}^2]$ , (contour)(a) 残差子午面流線関数偏差  $[10 \text{kg/m/s}]$ , (b) 帯状平均東西風偏差  $[10 \text{m/s}]$ , 太線は 0, 破線は負,(vector)EP フラックス偏差  $[\text{m}^2/\text{s}^2]$ .

直流への寄与は  $S' \times 2$  に比べ大きいのがわかる。 $S - 1$  は 150hPa、 $5^\circ\text{N}$  を中心に EP フラックス収束偏差領域があり、その周囲（特に上方と南方）に EP フラックス発散偏差が見られる（図 4.26c）。その結果、残差子午面循環は下部成層圏まで届く偏差を示し、熱帶圏界面での残差鉛直流への寄与は  $S'/2$  に比べ大きいのがわかる。

大まかな結果を表にまとめる。

	$\frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot F [\text{m/s}^2]$			
実験	$20^\circ\text{N}-60^\circ\text{N}, 10-90\text{hPa}$	$20^\circ\text{S}-60^\circ\text{S}, 10-90\text{hPa}$	$20^\circ\text{S}-20^\circ\text{N}, 10-90\text{hPa}$	$20^\circ\text{S}-20^\circ\text{N}, 90-110\text{hPa}$
CTR	$-1.0 \times 10^{-5}$	$-7.0 \times 10^{-6}$	$-3.2 \times 10^{-5}$	$-1.1 \times 10^{-5}$

	$\Delta \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot F [\text{m/s}^2]$			
実験	$20^\circ\text{N}-60^\circ\text{N}, 10-90\text{hPa}$	$20^\circ\text{S}-60^\circ\text{S}, 10-90\text{hPa}$	$20^\circ\text{S}-20^\circ\text{N}, 10-90\text{hPa}$	$20^\circ\text{S}-20^\circ\text{N}, 90-110\text{hPa}$
$S' \times 2$	$-1.6 \times 10^{-7}$	$-4.4 \times 10^{-7}$	$-7.3 \times 10^{-7}$	$-1.3 \times 10^{-6}$
$S'/2$	$+3.8 \times 10^{-7}$	$+5.4 \times 10^{-7}$	$+7.2 \times 10^{-7}$	$+2.5 \times 10^{-6}$
$S + 1$	$-5.0 \times 10^{-8}$	$+4.2 \times 10^{-7}$	$-4.3 \times 10^{-7}$	$-8.5 \times 10^{-8}$
$S - 1$	$+2.2 \times 10^{-7}$	$-8.6 \times 10^{-8}$	$+5.6 \times 10^{-7}$	$+6.6 \times 10^{-7}$

全ての実験において Norton(2006) で言わされたような熱帶圏界面付近の EP フラックス収束（発散）偏差が確認された。しかし残差鉛直流偏差は小さく、熱収支解析で温度偏差に対し支配的とはならなかった。特に  $S'$  系実験で EP フラックス偏差の作用が強いにも関わらず、その

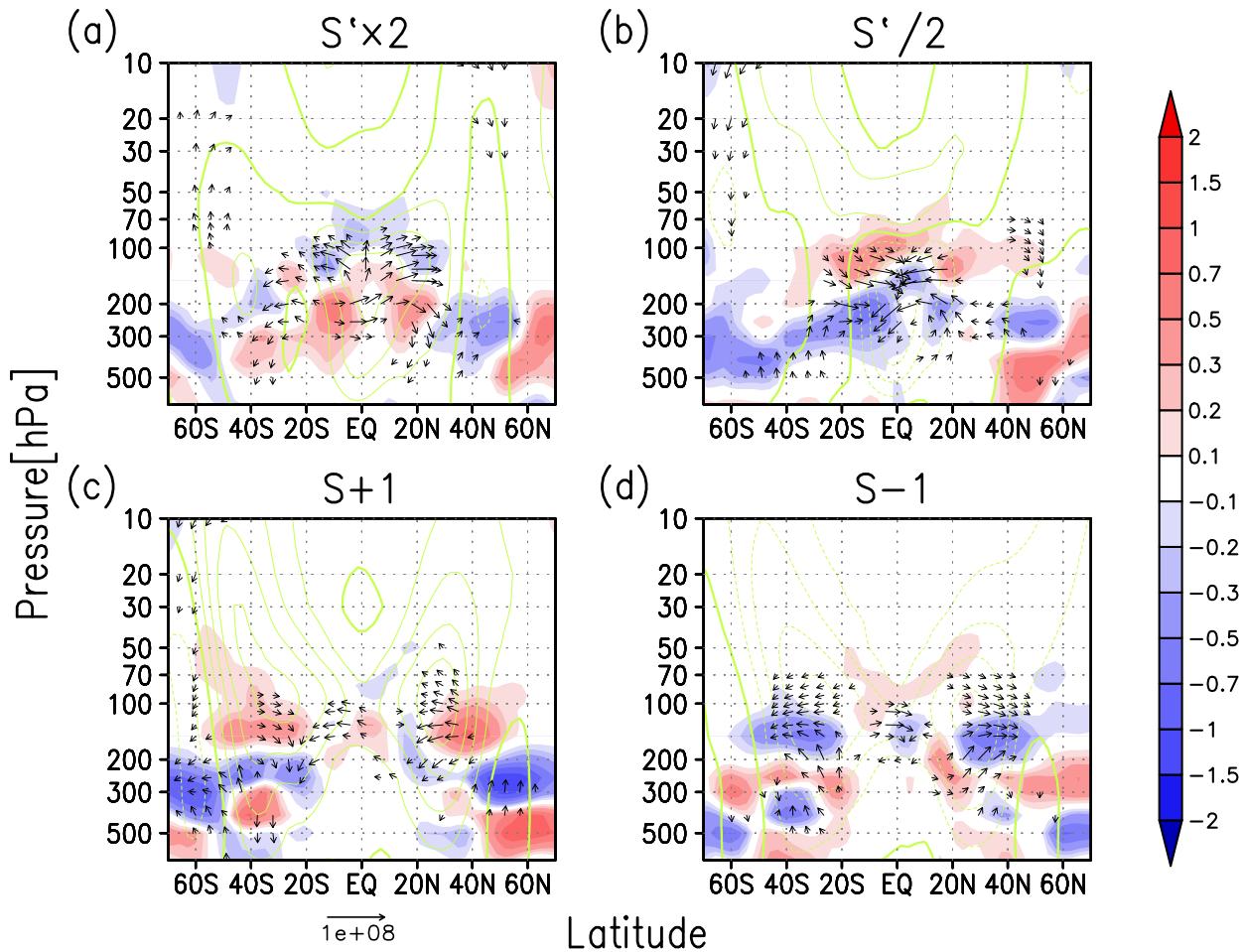


図 4.28 S,S' 系実験での年平均 (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 帯状平均東西風偏差 [ $1 \text{m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ]  
(a) $S' \times 2$ , (b) $S' / 2$ , (c) $S + 1$ , (d) $S - 1$

作用がほぼ熱帶圏界面と同じ高度であるため、子午面流が駆動されたが赤道付近を除き鉛直流は小さく、南北流が大きい。S 系実験の方が EP フラックス偏差の作用が弱いが作用する領域が高いため、 $10^\circ\text{S} - 10^\circ\text{N}$  平均で  $S'$  系実験よりも強い残差鉛直流偏差を形成した。

次に東西風の変化と EP フラックスの伝播傾向の変化を見るため、EP フラックス、EP フラックス発散、帯状平均東西風を示す (S,S' 系実験 [偏差] : 図 4.28, 標準実験: 図 4.27)。

$S' \times 2$  は 150hPa、熱帶を中心とした EP フラックスの発散偏差が西風を加速し西風偏差となっている (図 4.28a)。また 300hPa、 $45^\circ\text{N}$  を中心とした EP フラックスの収束偏差が、その領域の弱い東風偏差を生じさせている。50hPa より上層では帯状平均東西風の変化はほとんどない。 $S' / 2$  は  $S' \times 2$  と逆の偏差の構造を示し、150hPa、熱帶を中心とした EP フラックスの収束偏差が西風を減速し、東風偏差となっている (図 4.28b)。また 70hPa より上層の熱帶、中緯度で弱い西風偏差がある。 $S + 1$  は 100hPa、両半球の  $30^\circ$  を中心に、EP フラックス発散と南北温度傾度の強化による強い西風偏差があり、その西風偏差が 10hPa まで続いている (図 4.28c)。 $S - 1$  は  $S + 1$  と逆の偏差の構造を示し、100hPa、両半球の  $30^\circ$  を中心に、EP

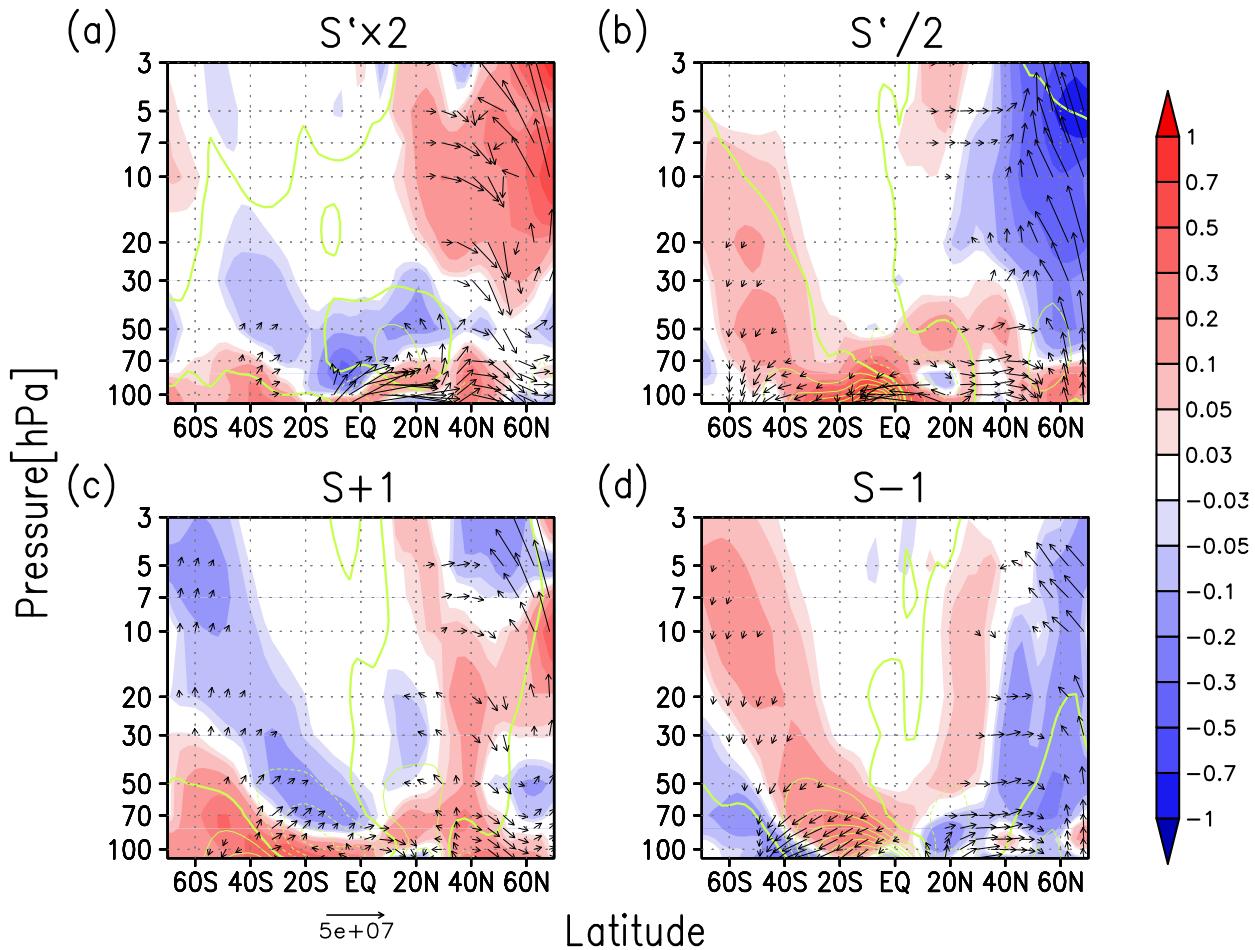


図 4.29 S,S' 系実験での 12-3 月の (color)EP フラックス発散 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $5 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

フラックス収束と南北温度傾度の弱化による強い東風偏差があり、その東風偏差が 10hPa まで続いている (図 4.28d)。

以上から、 $S'$  系実験は熱帶上部対流圏の EP フラックスの収束(発散)偏差が東風(西風)偏差をもたらす。S 系実験は対流の変調が南北温度傾度と東西風偏差をもたらし、それが EP フラックスの伝播方向を変調させていることがわかる。

4 つの実験すべてで、中緯度成層圏で EP フラックスの変調が確認された。中緯度成層圏での EP フラックスの変調はプラネタリー波の変調が原因と予想され、プラネタリー波は主に冬半球で卓越することから、P 系実験と同様に北半球の冬(12-3 月)と南半球の冬(6-9 月)の期間の EP フラックス、EP フラックス発散、残差子午面質量流線関数、帯状平均東西風を示す。

まず EP フラックス、EP フラックス発散、残差子午面質量流線関数について、12-3 月平均した子午面分布を示す ( $S', S$  系実験 [偏差]: 図 4.29; EP フラックス偏差を除去した図: 図 4.31 標準実験: 図 3.9a)。

$S' \times 2$  は 70hPa より上層において EP フラックスの変調が見られた (図 4.29a)。70hPa は

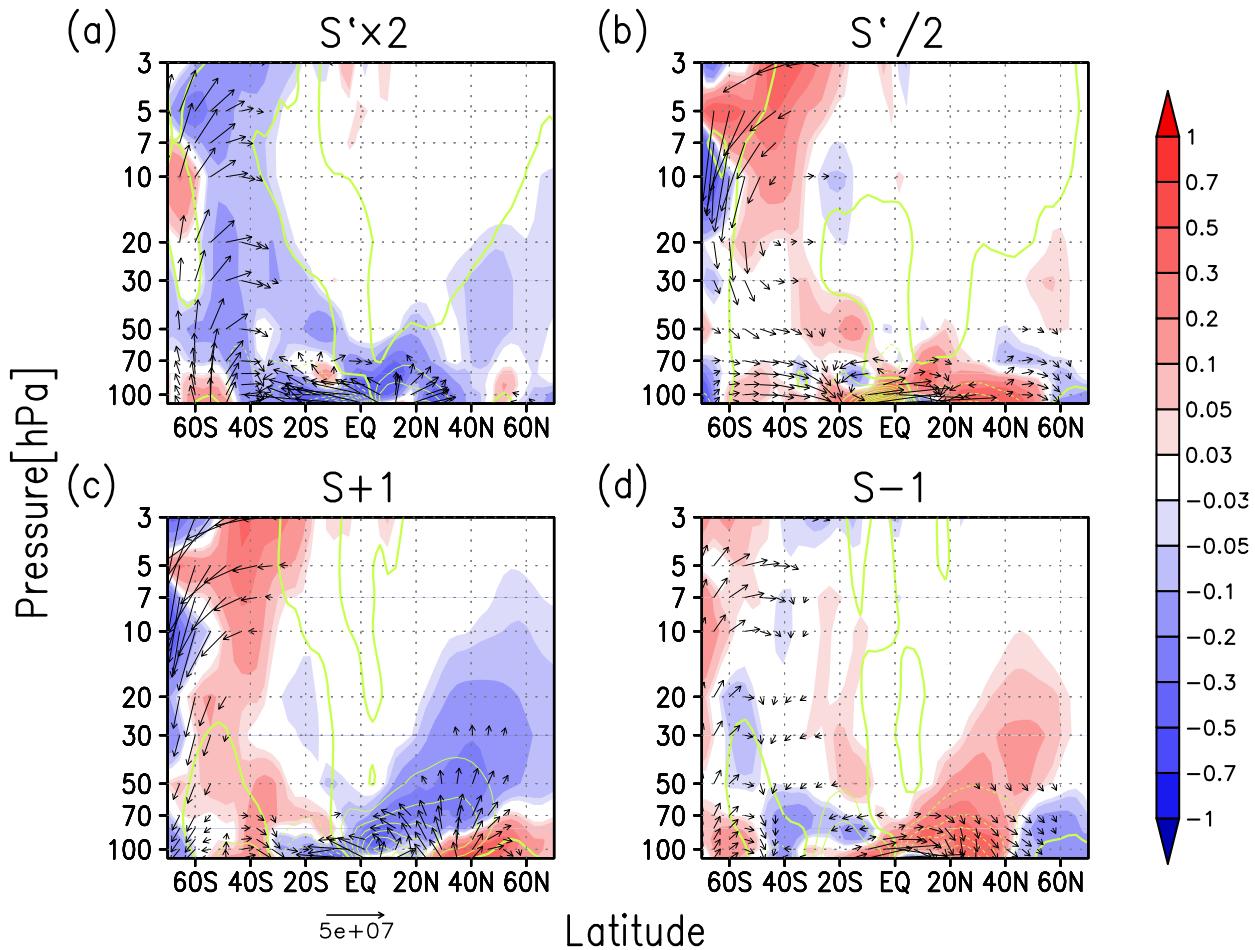


図 4.30 S,S' 系実験での 6-9 月の (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $5 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

$60^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$ 、 $5\text{hPa}$  は  $45^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$  まで大きな EP フラックスの上向き偏差が見られ、下向き偏差は  $70\text{hPa}$  で  $40^\circ\text{N} - 60^\circ\text{N}$ 、 $5\text{hPa}$  で  $30^\circ\text{N} - 45^\circ\text{N}$  まで見られた。 $30\text{hPa}$  から  $3\text{hPa}$ 、 $20^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$  で EP フラックス発散偏差が見られ、その作用により  $60^\circ\text{N}$  で弱い赤道向きの流れが生じた。そして  $50\text{hPa}$ 、 $10^\circ\text{N}$  の EP フラックス収束と  $70\text{hPa}$ 、 $20^\circ\text{N}$  の EP フラックス発散により時計回りの循環が生じている。 $S'/2$  は中高緯度の成層圏で強い EP フラックス収束が見られ、その作用で  $50^\circ\text{N}$  付近の成層圏での極向きの流れが生じているが、熱帯までこの影響は届いていない(図 4.29b)。南半球の成層圏、熱帯圏界面と  $40^\circ\text{S} - 40^\circ\text{N}$  の成層圏下部で EP フラックス発散が見られ、その作用で熱帯圏界面での下降流偏差、南半球での赤道向きの流れが生じている。 $S+1$  は北半球の成層圏で  $S' \times 2$  と類似した結果を示し、 $70\text{hPa}$  での  $60^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$  から、 $5\text{hPa}$  での  $45^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$  までの EP フラックスの上向き偏差と、 $70\text{hPa}$  での  $40^\circ\text{N} - 50^\circ\text{N}$  から、 $5\text{hPa}$  での  $25^\circ\text{N} - 45^\circ\text{N}$  までの EP フラックスの下向き偏差が見られた(図 4.29c)。EP フラックス発散偏差は北半球の中緯度成層圏下部で見られ、 $30\text{hPa}$ 、 $20^\circ\text{N}$  を中心とした EP フラックス収束との作用で、 $50\text{hPa}$ 、 $20^\circ\text{N}$  を中心に時計回りの循環が

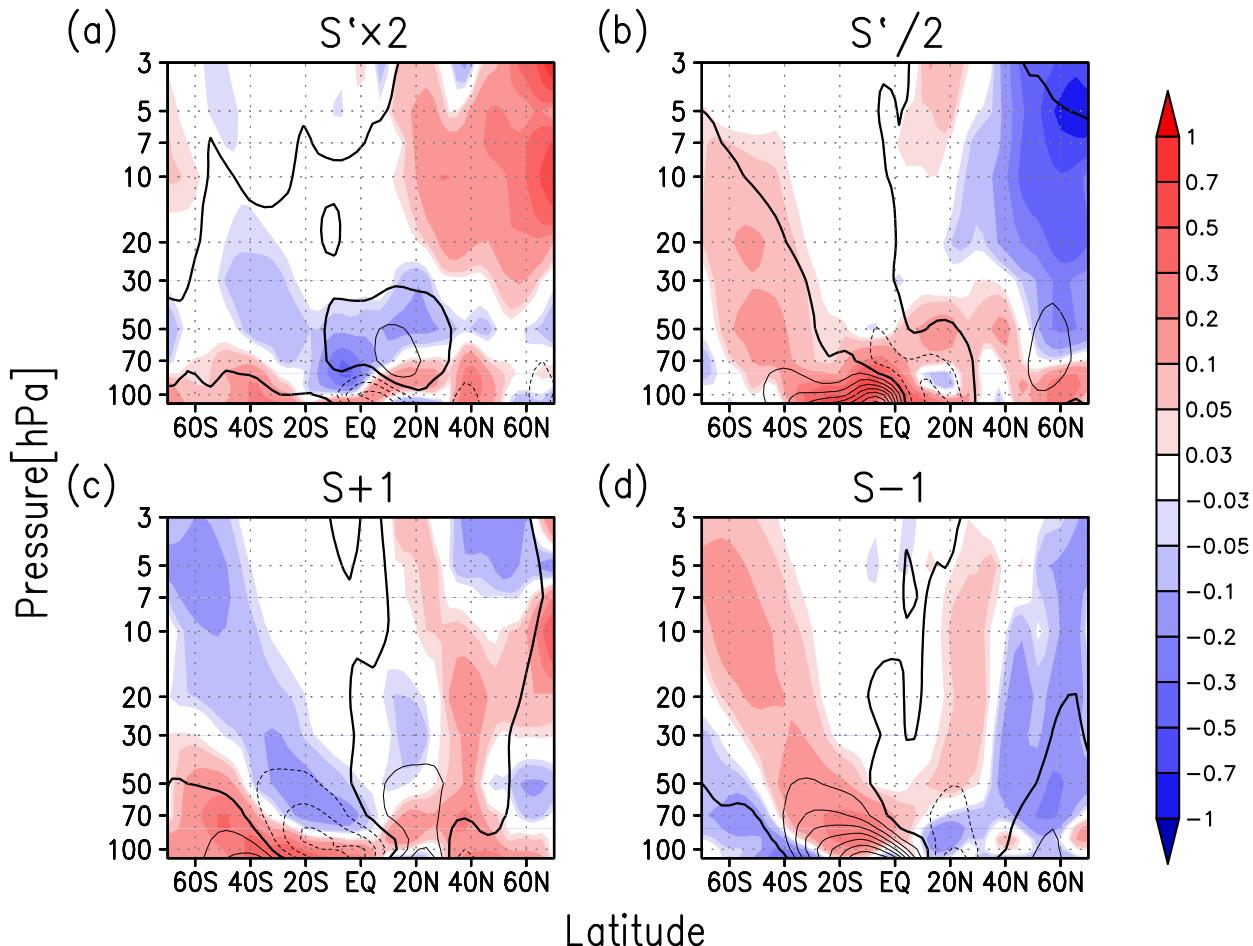


図 4.31 S,S' 系実験での 12-3 月の (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [5 kg/m/s], 太線は 0, 破線は負, (a)S' × 2, (b)S'/2, (c)S+1, (d)S-1

生じている。S-1 は  $40^\circ\text{N} - 70^\circ\text{N}$  での EP フラックス収束偏差により 100hPa、 $60^\circ\text{N}$ を中心とした時計回りの循環と、50-5hPa、 $20^\circ\text{N}$  での EP フラックス発散偏差による反時計回りの循環、熱帶圏界面から 5hPa、 $60^\circ\text{S}$  までの EP フラックス発散偏差により 100hPa、 $10^\circ\text{S}$ を中心とした反時計回りの循環が生じている(図 4.29d)。

続いて、6-9 月について同様の図を示す (S',S 系実験 [偏差]:図 4.30;EP フラックス偏差を除去した図: 図 4.32, 標準実験:図 3.9b)。

$S' \times 2$  は南半球中高緯度の EP フラックスの上向き偏差による EP フラックス収束偏差が見られる(図 4.30a)。熱帶の圏界面と成層圏下部の EP フラックス収束偏差によって極向きの流れが駆動されているが熱帶での上昇域は非常に狭く、100hPa、 $0^\circ - 10^\circ\text{N}$ 付近に留まっている。 $S'/2$  は  $S' \times 2$  とほぼ逆の偏差構造を持ち、南半球の中高緯度成層圏で EP フラックスの下向き偏差による EP フラックス発散偏差( $70^\circ\text{S}$ 付近は収束偏差)が見られる(図 4.30b)。また 100hPa、 $30^\circ\text{S} - 40^\circ\text{N}$  の EP フラックス発散偏差によって、赤道向きの流れが駆動される。 $S' \times 2$  と類似して熱帶圏界面付近の下降流偏差の領域が非常に狭い。 $S + 1$  は南半球の中高緯

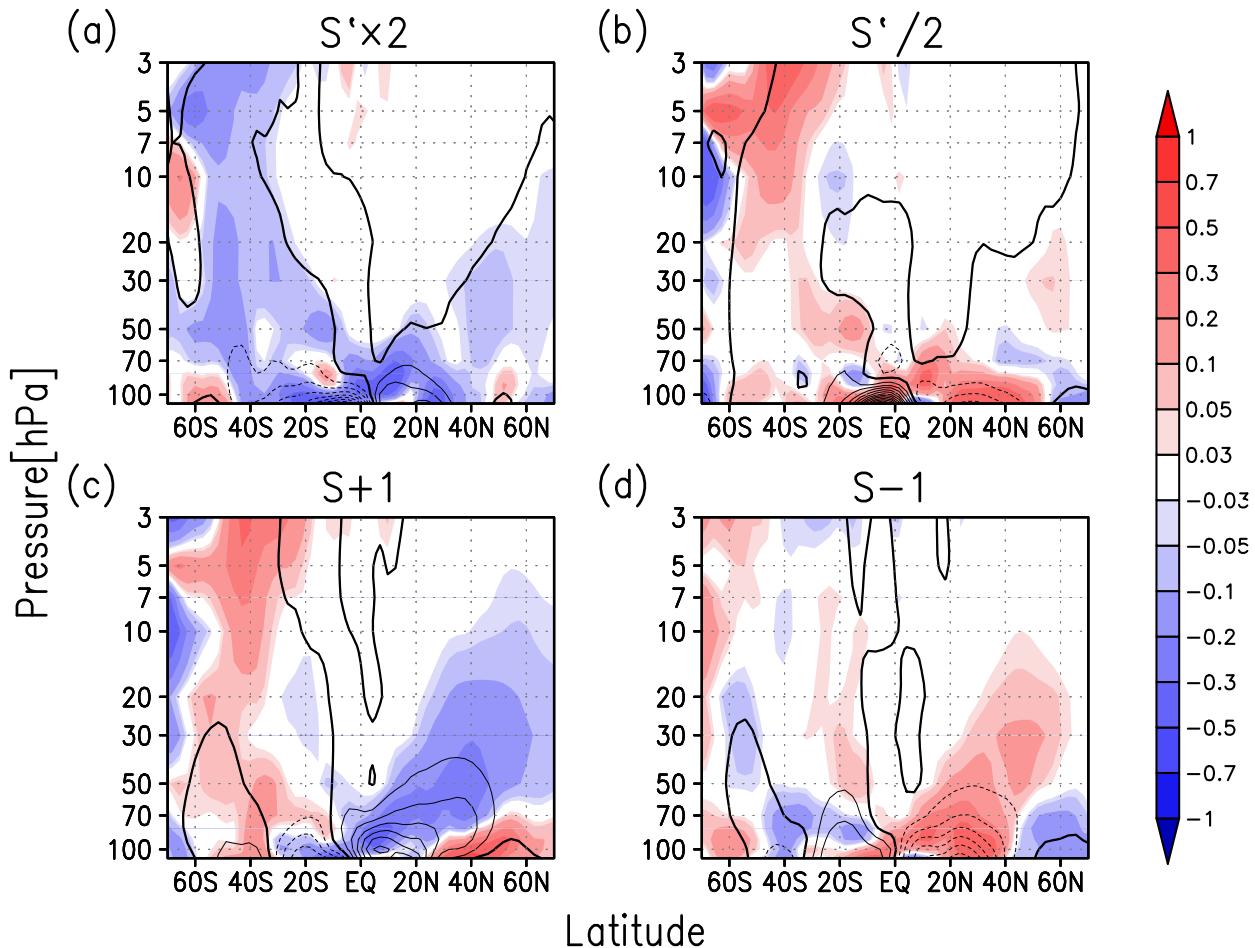


図 4.32 S,S' 系実験での 6-9 月の (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{ m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $5 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (a) $S' \times 2$ , (b) $S' / 2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

度成層圏で EP フラックスの下向き偏差による EP フラックス発散偏差 ( $70^\circ\text{S}$  は収束偏差) が見られる (図 4.30c)。熱帯圏界面から北半球の中緯度成層圏に渡っての EP フラックス収束偏差によって極向きの流れが駆動され、熱帯圏界面および熱帯成層圏下部で上昇流偏差もたらす。そして  $S' \times 2$  に比べ上昇域が広い。 $S-1$  は南半球の中高緯度成層圏で EP フラックスの上向き偏差があるが、他の 3 実験に比べ収束発散の偏差が小さい (図 4.30d)。熱帯圏界面から北半球の中緯度成層圏に渡っての EP フラックス発散偏差によって赤道向きの流れが駆動され、熱帯圏界面および熱帯成層圏下部で下降流偏差をもたらす。 $S' / 2$  に比べ下降域が広い。

以上から、全ての実験で 12-3 月は北半球、6-9 月は南半球の中緯度プラネタリーワークが変調しているのがわかる。さらに S 系実験では夏半球の中緯度プラネタリーワークも変調している。これはプラネタリーワークが西風でのみ伝播できるため、中緯度の東西風が大きく変化した S 系実験で伝播可能な経路が変調したと考えられる。同時に熱帯圏界面付近の子午面循環の偏差を見ると、S 系実験では熱帯圏界面の子午面循環が夏半球側の EP フラックス偏差の影響を強く受けているのに対し、S' 系実験は熱帯圏界面付近の EP フラックス偏差の影響を強く受けているの

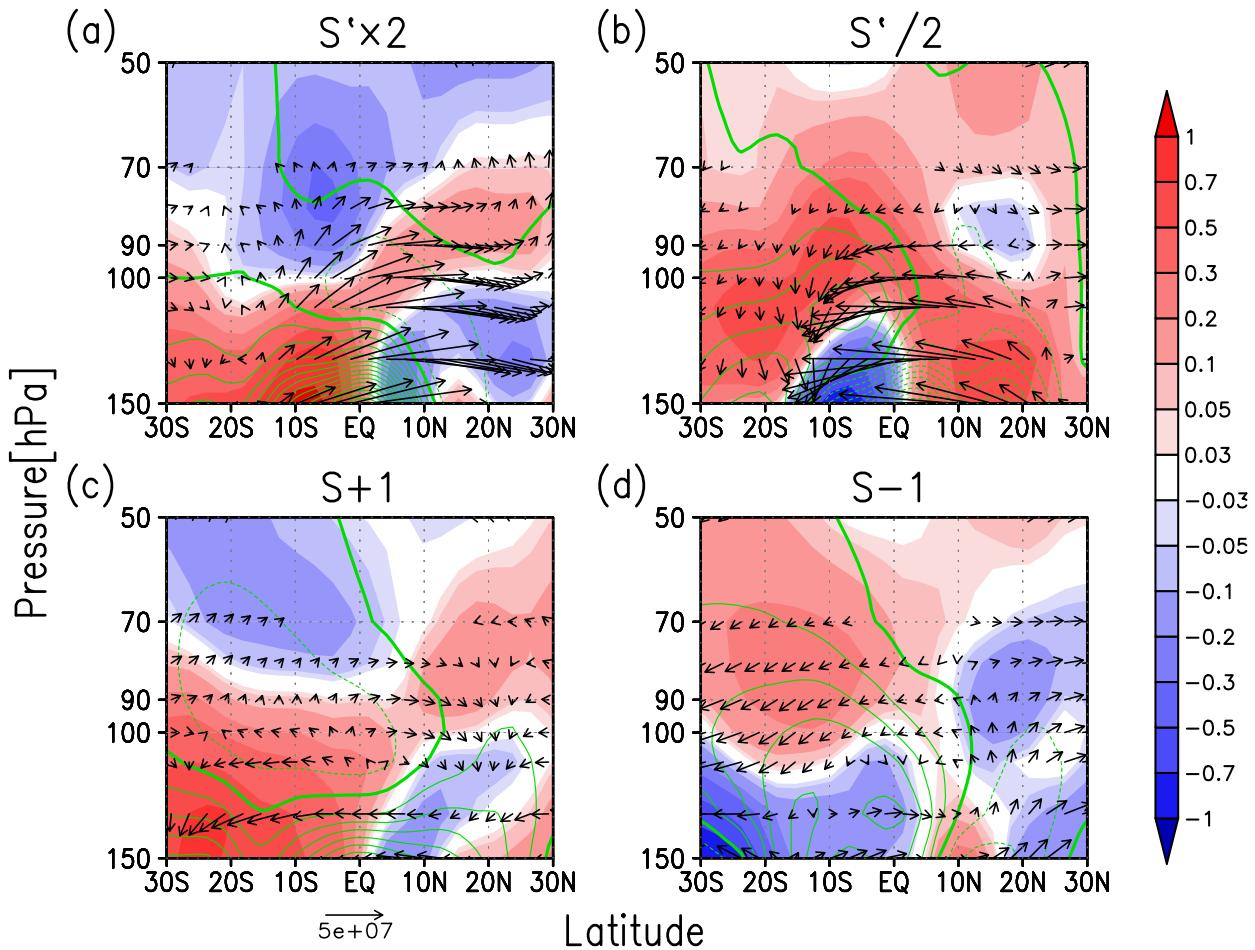


図 4.33 S,S' 系実験での 12-3 月の (color)EP フラックス発散 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $10 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

がわかる。

さらに S 系実験では EP フラックス発散偏差の分布が 12-3 月と、6-9 月で南北方向に反転しているのに対し、S' 系実験は分布は南北反転しているが、符号までも反転している。また熱帯上部対流圏からの EP フラックス偏差と発散偏差も季節変動をしているのがわかる。S' × 2 は 6-9 月に熱帯圏界面で強い EP フラックス収束偏差と極向きの流れが形成されているが、12-3 月に熱帯圏界面で EP フラックス発散偏差と赤道向きの流れが形成されている。S'/2 は熱帯圏界面での EP フラックス偏差の向きが 12-3 月は南向き、6-9 月は北向きに変わるが、いずれも EP フラックス発散偏差と赤道向きの流れを形成する。S+1 は 6-9 月の方が熱帯圏界面で強い南向きの EP フラックス偏差と収束偏差があり、12-3 月は北向きの弱い EP フラックス偏差と発散偏差がある。S-1 は S+1 と逆で、6-9 月に熱帯圏界面で強い北向きの EP フラックス偏差と発散偏差があり、12-3 月に弱い南向きの EP フラックス偏差と収束偏差がある。

さらに上部対流圏と成層圏下部での同様の図を示す (図 4.33(12-3 月), 4.34(6-9 月))。

12-3 月に関して、S' × 2 は 150hPa、 $10^\circ\text{S}$ を中心とした広い EP フラックス発散偏差領

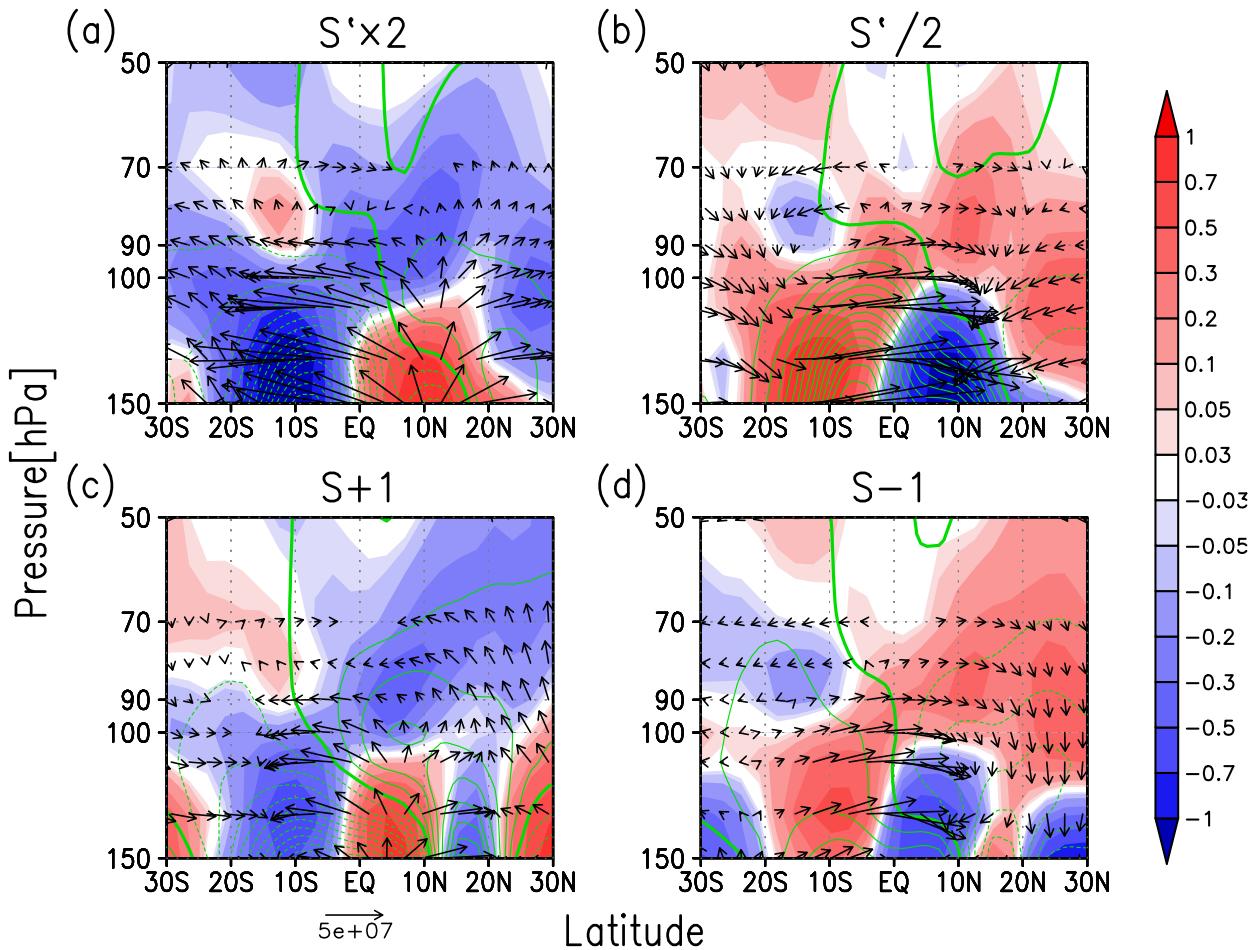


図 4.34 S,S' 系実験での 6-9 月の (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 残差子午面流線関数偏差 [ $10 \text{ kg/m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

域があり、その影響で強い残差子午面循環偏差が見られるが、熱帯圏界面への影響は小さい(図 4.33a)。 $S'/2$  は 150hPa、10°S を中心とした EP フラックス収束偏差があり、その周囲に EP フラックス発散偏差が見られる(図 4.33b)。その影響で 110hPa、10°S を中心とした残差子午面循環偏差があり、熱帯圏界面に下降流偏差をもたらす。 $S+1$  は  $S' \times 2$  と類似して、150hPa、25°S を中心とした広い EP フラックス発散偏差領域があり、その影響で強い残差子午面循環偏差が見られるが、熱帯圏界面への影響は小さい(図 4.33c)。 $S-1$  は 150hPa、25°S を中心とした広い EP フラックス収束偏差領域があり、その上部に EP フラックス発散偏差が見られる(図 4.33d)。その結果 130hPa、10°S を中心とした残差子午面循環偏差が見られ、熱帯圏界面に下降流をもたらす。

6-9 月に関して、 $S' \times 2$  は 150hPa、10°N を中心とした EP フラックス発散偏差領域があり、その周囲で EP フラックス収束偏差が見られる(図 4.34a)。その影響で強い残差子午面循環偏差が見られ、熱帯圏界面に上昇流偏差をもたらす。 $S'/2$  は 150hPa、10°N を中心とした EP フラックス収束偏差領域があり、その周囲で EP フラックス発散偏差が見られる(図 4.34b)。

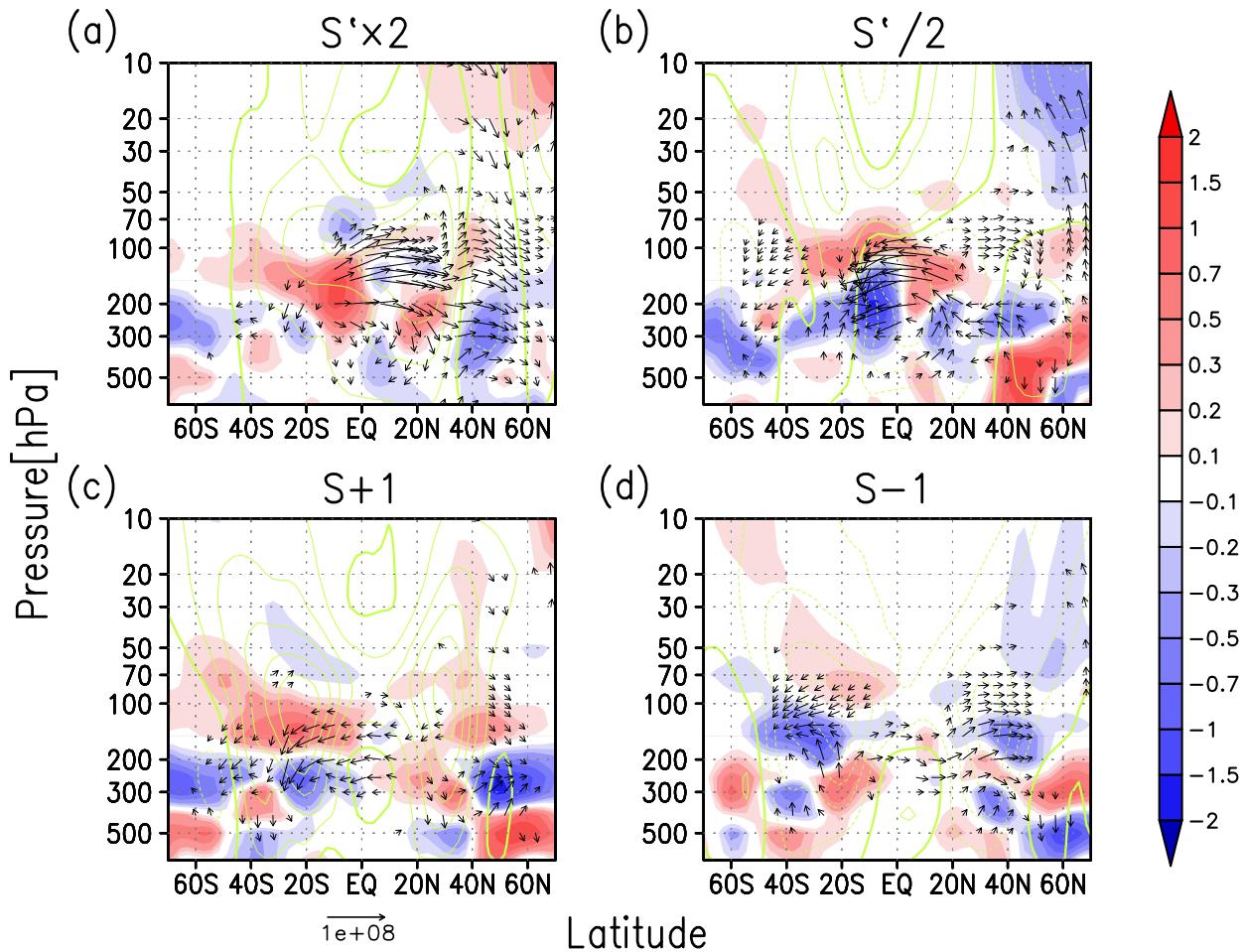


図 4.35 S,S' 系実験での 12-3 月の (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{ m/s}^2$ ], (contour) 帯状平均東西風偏差 [ $1 \text{ m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

その影響で強い残差子午面循環偏差が見られ、熱帶圏界面に下降流偏差をもたらす。 $S+1$  は 150hPa、 $5^\circ\text{N}$ を中心とした EP フラックス発散偏差があり、その周囲に EP フラックス収束偏差が見られる(図 4.33c)。その影響で 150hPa、 $5^\circ\text{S}$ を中心とした残差子午面循環偏差があり、熱帶圏界面に上昇流偏差をもたらす。 $S-1$  は 150hPa、 $5^\circ\text{N}$ を中心とした EP フラックス収束偏差があり、その周囲に EP フラックス発散偏差が見られる(図 4.33d)。その影響で 150hPa、 $5^\circ\text{S}$ を中心とした残差子午面循環偏差があり、熱帶圏界面に下降流偏差をもたらす。

次に EP フラックス偏差、EP フラックス発散偏差、帯状平均東西風偏差を 12-3 月、6-9 月それぞれについて示す。

12-3 月について示す (S,S 系実験 [偏差]:図 4.35, 標準実験:図 3.9c)。 $S' \times 2$  は 200hPa、 $20^\circ\text{S} - 20^\circ\text{N}$  で EP フラックス発散の領域があり、その上部に西風偏差がある(図 4.35a)。北半球中緯度の EP フラックスは北向きの偏差をし、300hPa、 $45^\circ\text{N}$  での収束偏差と 10hPa、 $70^\circ$  での発散偏差が形成された。100hPa、 $20^\circ\text{N}$  を中心とした西風偏差は、対流の変化によって南北温度傾度とともに形成されたと見られる。 $S'/2$  は熱帶対流圏上部を中心に EP フラッ

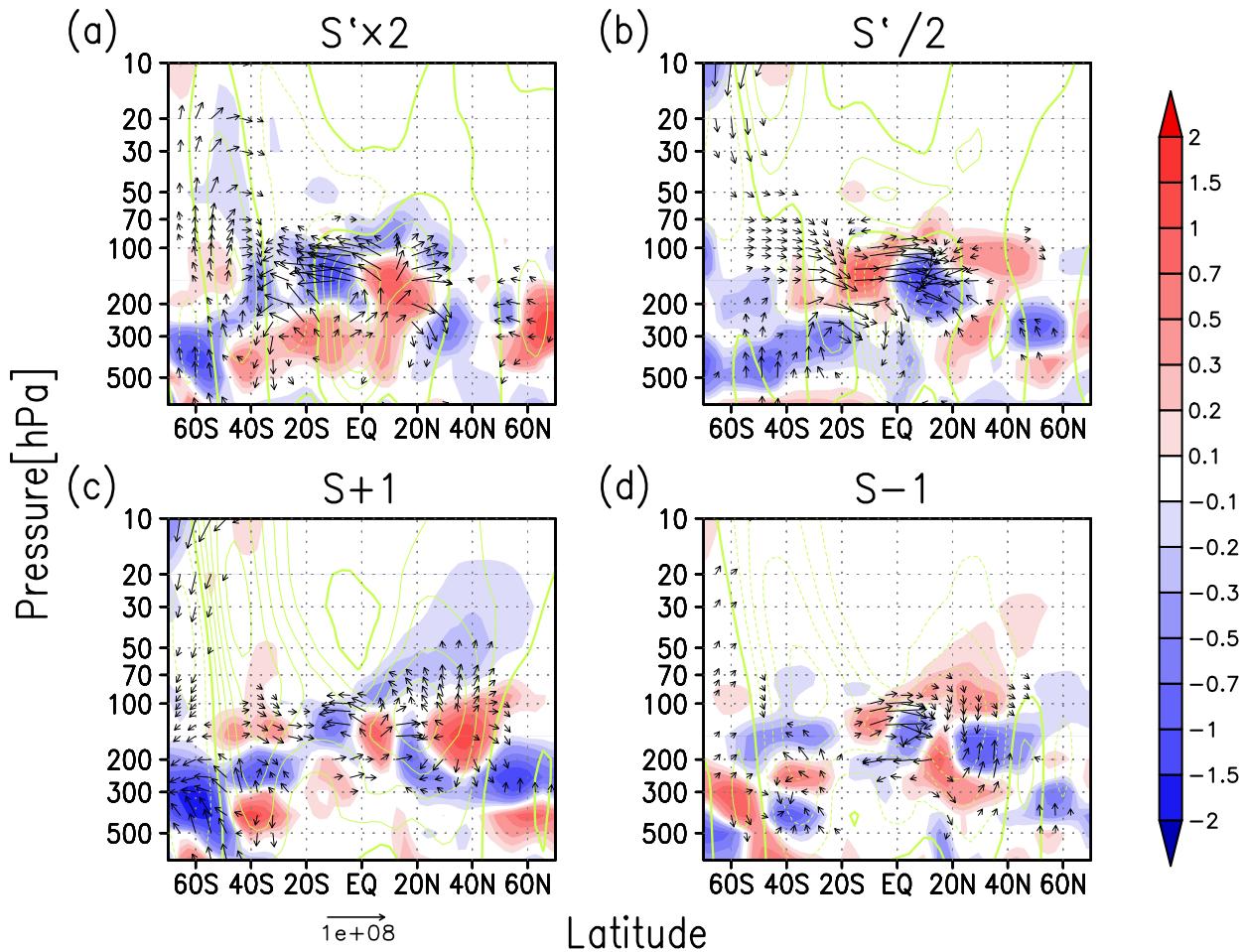


図 4.36 S,S' 系実験での 6-9 月の (color)EP フラックス発散偏差 [ $10^{-5} \text{m/s}^2$ ], (contour) 帯状平均東西風偏差 [ $1 \text{m/s}$ ], 太線は 0, 破線は負, (vector)EP フラックス偏差 [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ] (a) $S' \times 2$ , (b) $S'/2$ , (c) $S+1$ , (d) $S-1$

クスの南向き偏差と東風偏差が、また 300hPa、50°N で EP フラックスの発散とそれによる西風偏差が見られる(図 4.35b)。S+1 は 100hPa、30°N と 20°S で EP フラックス発散偏差と西風偏差が見られ、いずれもその極側で EP フラックスが極向きの偏差をしている(図 4.35c)。S-1 は S+1 とほぼ逆の偏差の構造をしており、100hPa、30°N と 20°S で EP フラックス収束偏差と東風偏差が見られ、いずれもその付近で EP フラックスが極向きの偏差で収束している(図 4.35d)。

次に 6-9 月について示す (S',S 系実験 [偏差]:図 4.36, 標準実験:図 3.9d)。 $S' \times 2$  は熱帯対流圈上部を中心に EP フラックス発散と西風偏差があり、その上方で 10°S を中心に EP フラックス収束偏差がある(図 4.36a)。 $S'/2$  は  $S' \times 2$  と逆の偏差の構造をしており、熱帯対流圈上部を中心に EP フラックス収束と東風偏差があり、その上方で 10°S を中心に EP フラックス発散偏差がある(図 4.36b)。S+1 は 30hPa、45°S を中心に西風偏差と EP フラックス発散偏差と 100hPa、20°N を中心に西風偏差と 150hPa、35°N を中心に EP フラックス発散偏差が見られる(図 4.36c)。S-1 は 100hPa、30°S を中心に EP フラックス収束偏差と東風偏差が

見られ、150hPa、20°Nを中心には東風偏差が見られ、その上層と下層にEPフラックス発散偏差、南北にEPフラックス収束偏差が見られる(図4.36d)。

以上から、S'×2では熱帶圏界面付近でのEPフラックス収束偏差とそれに伴う残差子午面循環偏差が12-3月よりも6-9月の方が強く、これは熱帶上部対流圏からのEPフラックスがより強化されたためと考えられる。S'/2でも熱帶圏界面付近でのEPフラックス発散偏差とそれに伴う残差子午面循環偏差が12-3月よりも6-9月の方が若干強く、これは熱帶上部対流圏からのEPフラックスがより弱化したためと考えられる。S+1は熱帶圏界面付近のEPフラックス収束偏差とそれに伴う残差子午面循環偏差が12-3月より6-9月の方が強く、夏半球の中緯度からのEPフラックス収束がより強まったためと考えられる。S-1は熱帶圏界面付近のEPフラックス発散偏差とそれに伴う残差子午面循環偏差が12-3月と6-9月でほぼ同程度であり、いずれも夏半球の中緯度からのEPフラックス発散が弱まったためと考えられる。ここからS'系実験では熱帶対流圏からのEPフラックスの変調、S系実験では夏半球の中緯度からのEPフラックスの変調が残差子午面循環を変調させていることが明らかになった。

## 4.2 観測 SST 実験

Sobsの実験結果は観測データと比較してその再現性を見る。AGCMの季節変動が現実と若干ずれがあるため、AGCMの結果とERA40両方のデータに5ヶ月の移動平均をかけ、1996年1月から1999年12月までのSobs実験の90hPa、ERA40の100hPaでの南緯10度から北緯10度までを平均した帶状平均温度と残差鉛直流の時系列を示す(図4.37)。

その結果、2章で行った比較と同様に、モデルの低温偏差と残差鉛直流が弱い傾向があるが、概ね季節変動や経年変動が類似した結果となった。1998年1月周辺の期間の高温をAGCMで再現できた。しかし、1998年6月以降のERA40で見られた上昇トレンドを再現できなかった。残差鉛直流に関して1998年まではERA40に比べ、AGCMのデータは値の大きさと振幅がかなり小さく見えるが、1998年以降はERA40の残差鉛直流が小さくなっていることで、その差がかなり小さくなっているのがわかる。そしてERA40の残差鉛直流はこの値の小さい傾向をその後も保つ(図4.38)。残差鉛直流が小さくなったにもかかわらず、熱帶圏界面が高温になったということもなく、1998年以前のデータが鉛直流を過大評価していることが考えられる。

次にこれまでの実験と同様にTEM系熱力学方程式による熱収支解析を行い、各項の寄与がAGCMとERA40で類似しているかを確認する。ERA40データは100hPaの上層が70hPa、下層が150hPaと粗く、100hPaで鉛直方向に中央差分を行うと差分値がキャンセルされる弊害がある。そこで95hPaを内挿する形式でERA40の95hPa、10°S-10°N平均でのTEM系熱力学方程式による熱収支解析を行う(図4.39)。

温位変化と南北移流、渦による南北熱輸送は値が小さいため省いた。そして渦による鉛直熱輸送の項は変動の振幅の小ささのため2倍に誇張してある。まず図4.37の残差鉛直流と同様に、ERA40と比べてAGCMの鉛直移流項の値と季節変動が小さいのがわかる。1998年1月の高温は、ERA40、Sobsのいずれも、鉛直移流の寄与ではなく渦による鉛直熱輸送の寄与で

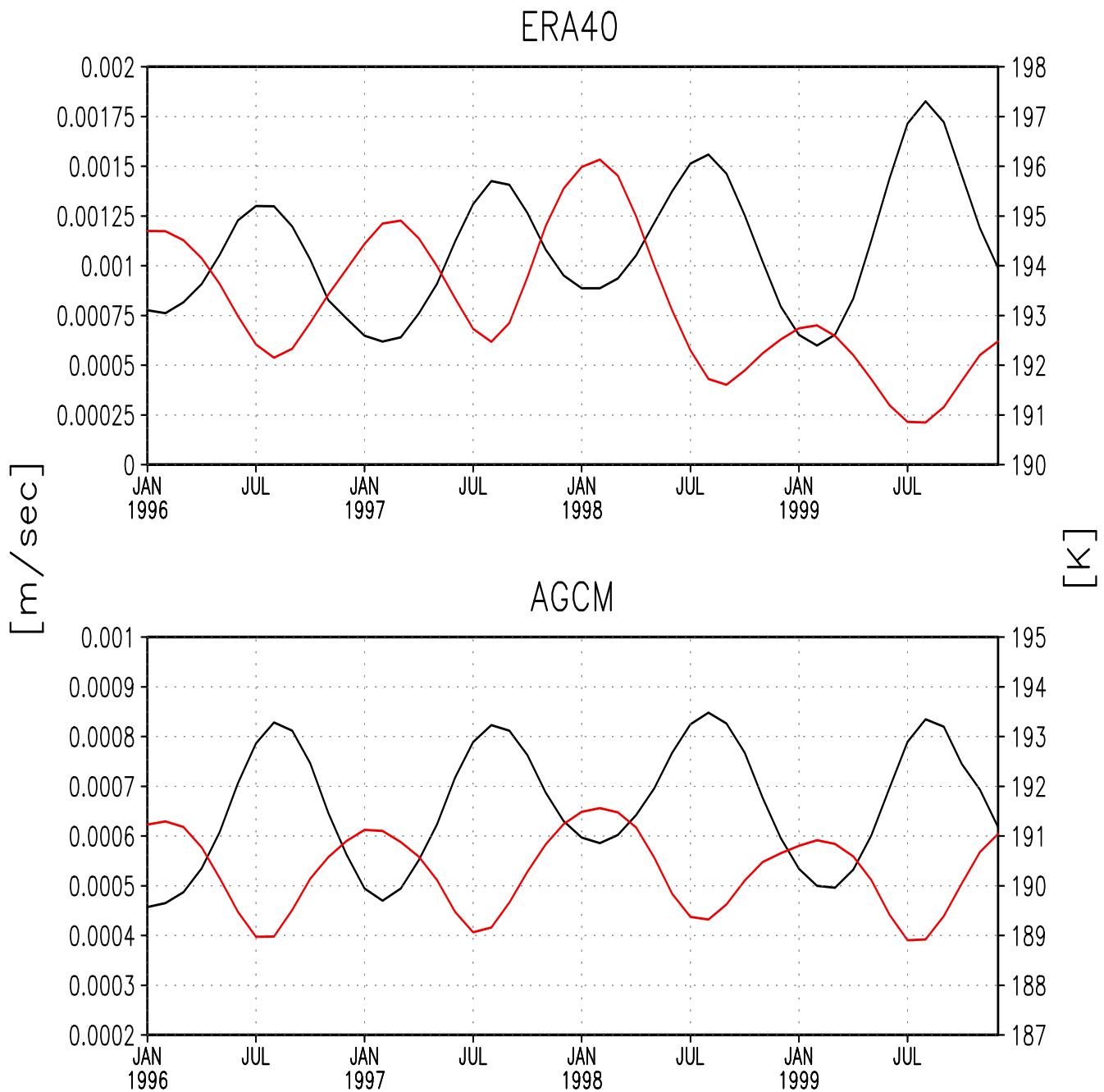


図 4.37 1996 年 1 月-1999 年 12 月での  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$ , 5 ケ月移動平均した帶状平均温度 [K]:黒、残差鉛直流 [m/s]:赤 (上)ERA40,95hPa(下)Sobs,90hPa

あると考えられる。1998年1月の渦による鉛直熱輸送は他の年の同時期に比べて冷却効果が小さい。

1998年1月は El Niño のピーク時であり、 $S'/2$  に似た SST 分布になることを考慮すると、1998年1月は SST の経度方向の偏差が減衰した結果、鉛直渦熱が高温偏差をもたらしたと考えられる。

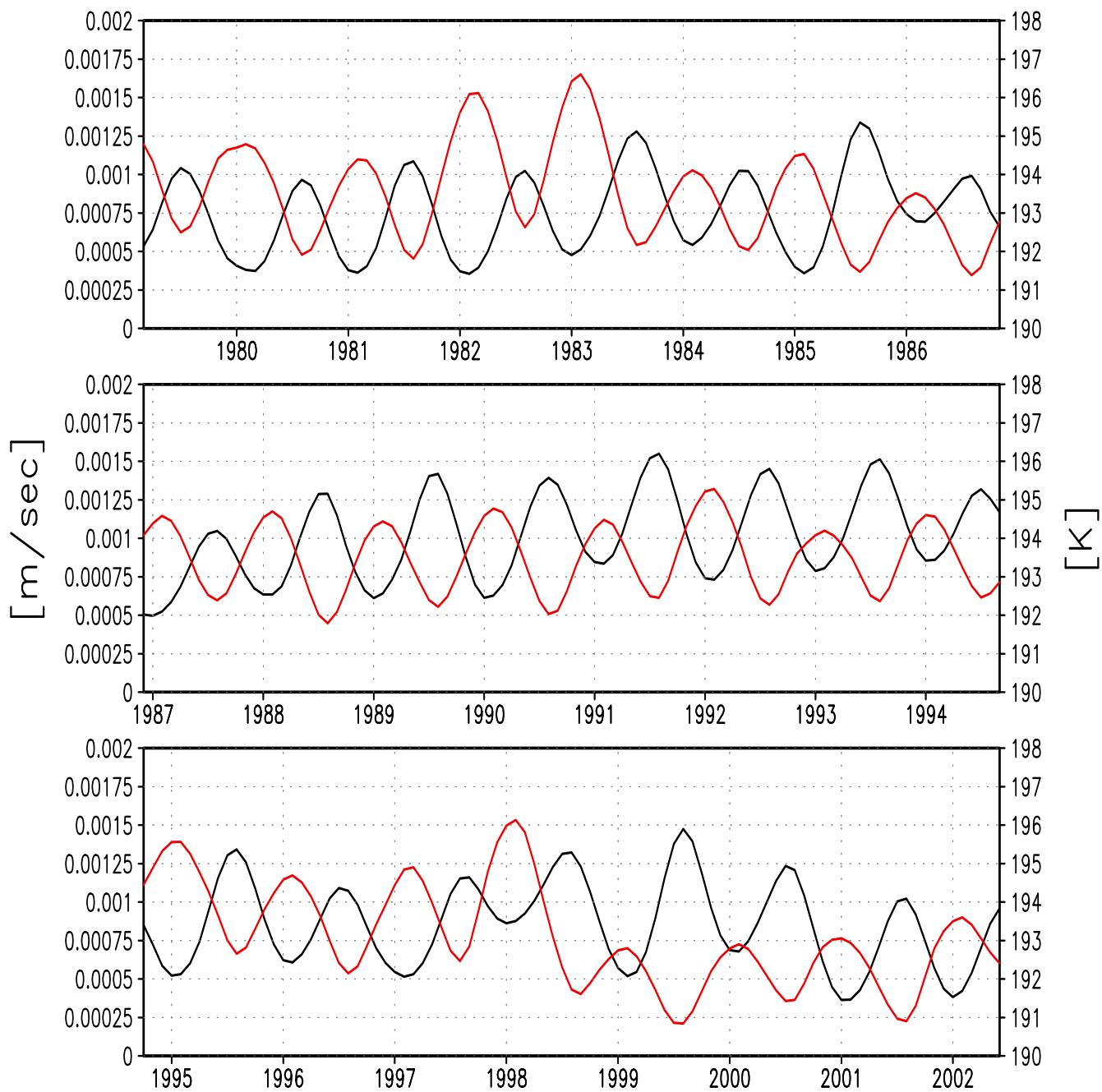


図 4.38 ERA40 の 100hPa, 1979 年 1 月-2002 年 8 月での  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$ , 5 ケ月移動平均した帶状平均温度 [K]:黒, 残差鉛直流 [m/s]:赤

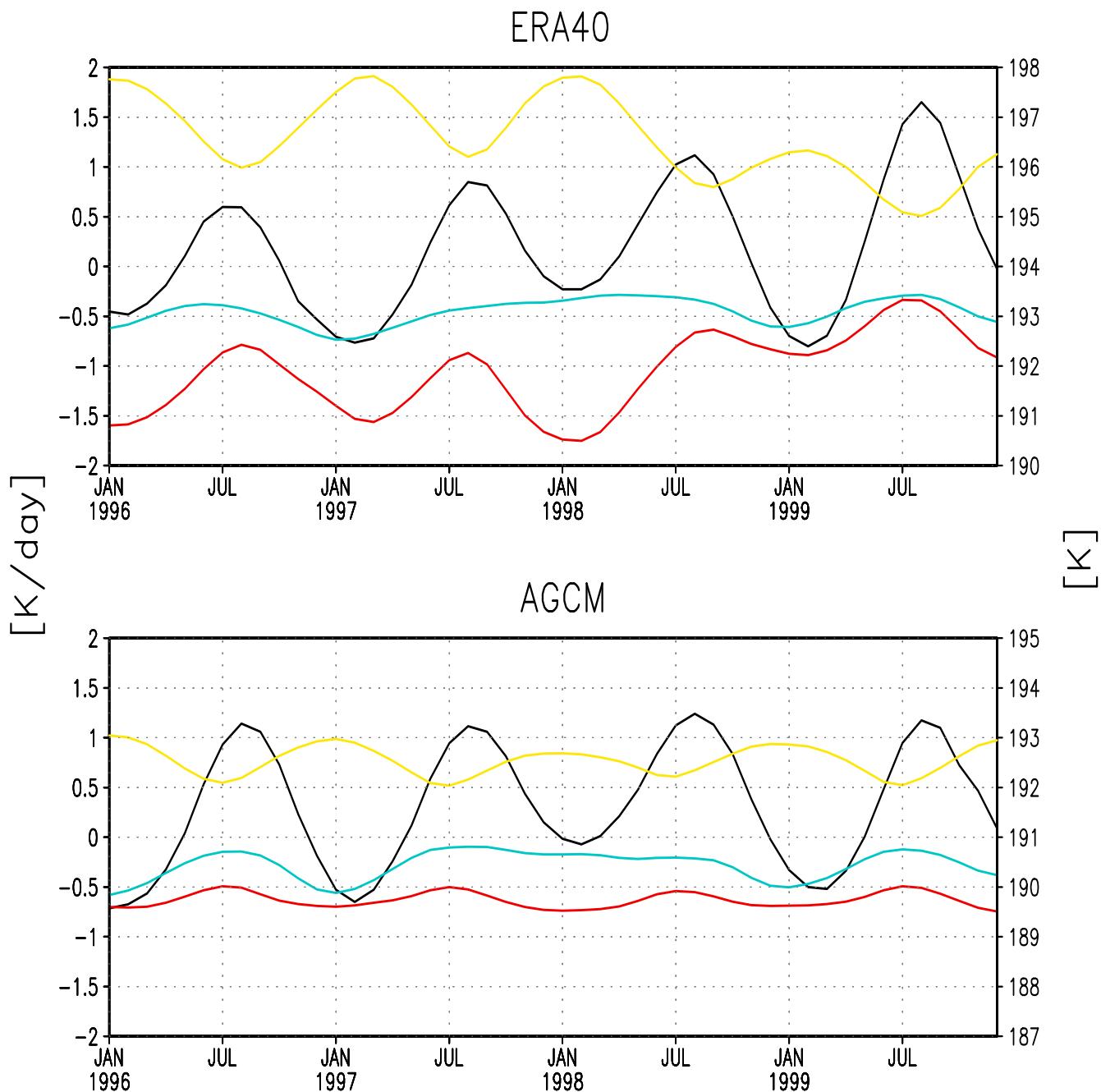


図 4.39 1996 年 1 月-1999 年 12 月での  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$ , 5 ケ月移動平均した帶状平均温度 [K]:黒, 鉛直移流 [K/day]:赤, 非断熱加熱 [K/day]:黄, 鉛直渦熱 [0.5 K/day]

(上)ERA40,95hPa(下)Sobs,90hPa

# 第5章

## 考察

### 5.1 热帯圏界面での波の効果

#### 5.1.1 渦による鉛直熱輸送

全ての実験 (特に S' ラン) で温度偏差に対して、大きな寄与をもたらした渦による鉛直熱輸送に関して考察するため、100hPa と 70hPa での渦による鉛直熱フラックス ( $\overline{w'\theta'}$ ) と水平風の帶状平均からのずれの水平分布を 12-3 月と 6-9 月のそれについて示す (標準実験: 図 5.1, 5.6, S',S 系実験: 図 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.7, 5.8, 5.9, 5.10)

まず 12-3 月について示す。標準実験は 100hPa では赤道、 $160^{\circ}$  付近で鉛直渦熱フラックスの負の値が現れ、70hPa ではその値が減衰している (図 5.2)。ここからこの間の層に鉛直渦熱フラックスが冷却作用を与えていたのがわかる。また、100hPa の両半球の  $20^{\circ}$ 、 $120^{\circ}\text{E}$  付近で正の値と  $100^{\circ}\text{W}$  で負の値が現れ、70hPa で減衰しているが、こちらは  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  に影響を与えない。S' × 2 は 100hPa では  $5^{\circ}\text{S}$ 、 $180^{\circ}$  付近で鉛直渦熱フラックスの負偏差が現れ、70hPa ではその偏差が減衰している (図 5.2)。ここからこの間の層に鉛直渦熱フラックス偏差が低温偏差をつくっているのがわかる。また、100hPa の両半球の  $20^{\circ}$ 、 $150^{\circ}\text{E}$  付近で正偏差が現れ、70hPa で減衰しているが、こちらは  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  に影響を与えない。S'/2 は S' × 2 と逆の偏差の構造で、100hPa では  $5^{\circ}\text{S}$ 、 $160^{\circ}\text{E}$  付近で鉛直渦熱フラックスの正偏差が現れ、70hPa でその偏差が減衰している (図 5.3)。ここからこの間の層に鉛直渦熱フラックス偏差が高温偏差をつくっているのがわかる。 $20^{\circ}\text{S}$  に正偏差と負偏差が見えるが、これも  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  に影響を与えない。S + 1 は S' 系実験と異なり、100hPa では赤道、 $160^{\circ}$  に鉛直渦熱フラックスの負偏差が見えるが小さい (図 5.4)。70hPa でその偏差は減衰しているが、明らかにこの間の層でつくられる低温偏差は小さい。S - 1 は S + 1 と類似するが逆の偏差構造をなし、100hPa では  $5^{\circ}\text{N}$ 、 $160^{\circ}\text{E}$  に小さい鉛直渦熱フラックスの正偏差が現れ、70hPa でその偏差が減衰しているが、S' 系実験に比べると明らかにこの間の層でつくられる高温偏差は小さい (図 5.5)。

次に 6-9 月について示す。標準実験は 100hPa では  $20^{\circ}\text{N}$ 、 $100^{\circ}\text{E}$  付近に鉛直渦熱フラックスが負の領域があり、70hPa では減衰している (図 5.6)。この負の領域の熱帯付近の部分

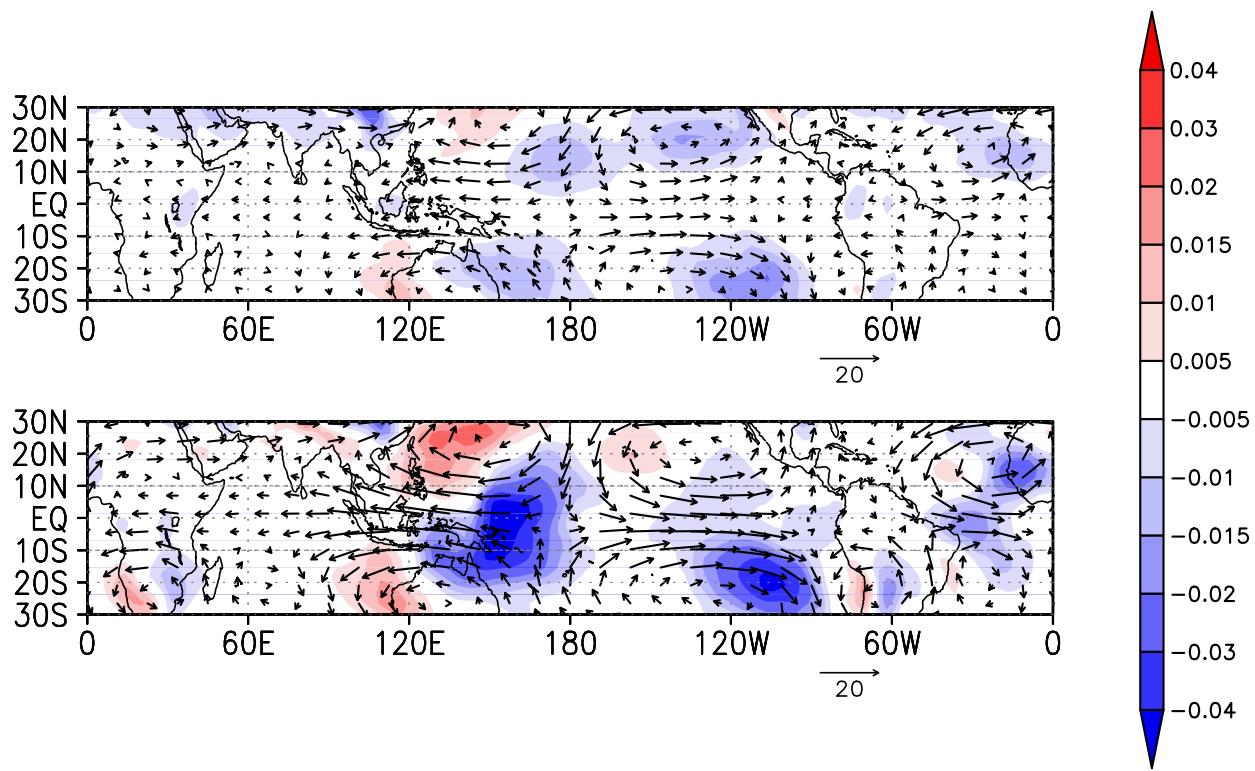


図 5.1 12-3 月の標準実験での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) [K · m/s],(vector) 水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

が間の層に冷却作用をもたらしている。12-3 月に比べ、負の領域が北西に変位しており、フラックスの大きさに比べ、この間の層への影響は小さいと考えられる。 $S' \times 2$  は 100hPa では  $20^{\circ}\text{N}$ 、 $130^{\circ}\text{E}$  付近に鉛直渦熱フラックスの大きな負偏差と、 $5^{\circ}\text{S}$ 、 $160^{\circ}\text{E}$  付近に小さな負偏差が現れ、70hPa ではその偏差が減衰している(図 5.7)。12-3 月の  $S' \times 2$  と比較すると、大きな負偏差が水平風偏差とともに北へ変位しており、 $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  で見るとこの間の層でつくられる低温偏差は小さい。 $S'/2$  は 100hPa では  $20^{\circ}\text{N}$ 、 $120^{\circ}\text{E}$  付近に鉛直渦熱フラックスの大きな正偏差と、 $5^{\circ}\text{S}$ 、 $160^{\circ}\text{E}$  付近に小さな正偏差が現れ、70hPa ではその偏差が減衰している(図 5.8)。12-3 月の  $S'/2$  と比較すると、大きな正偏差が水平風偏差とともに北へ変位しており、 $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  で見るとこの間の層でつくられる高温偏差は小さい。 $S + 1$  は 100hPa では  $20^{\circ}\text{N}$ 、 $130^{\circ}\text{E}$  付近に鉛直渦熱フラックスの小さな負偏差と、 $80^{\circ}\text{E}$  付近に小さな正偏差があり、これらの偏差は赤道付近まで続いている(図 5.9)。しかし帶状平均でみるとこれらの偏差はほぼキャンセルしてしまうのがわかる。70hPa では  $20^{\circ}\text{N}$  付近以外の偏差は減衰している。12-3 月の  $S + 1$  と比較すると、小さな負偏差が水平風偏差とともに北東へ変位しており、 $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  で見るとこの間の層でつくられる低温偏差はかなり小さい。 $S - 1$  は 100hPa では  $20^{\circ}\text{N}$ 、 $130^{\circ}\text{E}$  付近に鉛直渦熱フラックスの正偏差と、 $60^{\circ}\text{E}$  付近に負偏差があり、この正偏差は赤道付近まで続いている(図 5.10)。70hPa では  $20^{\circ}\text{N}$  付近以外の偏差は減衰している。12-3 月の  $S - 1$  と比較すると、小さな負偏差が水平風偏差とともに北東へ推移しており、

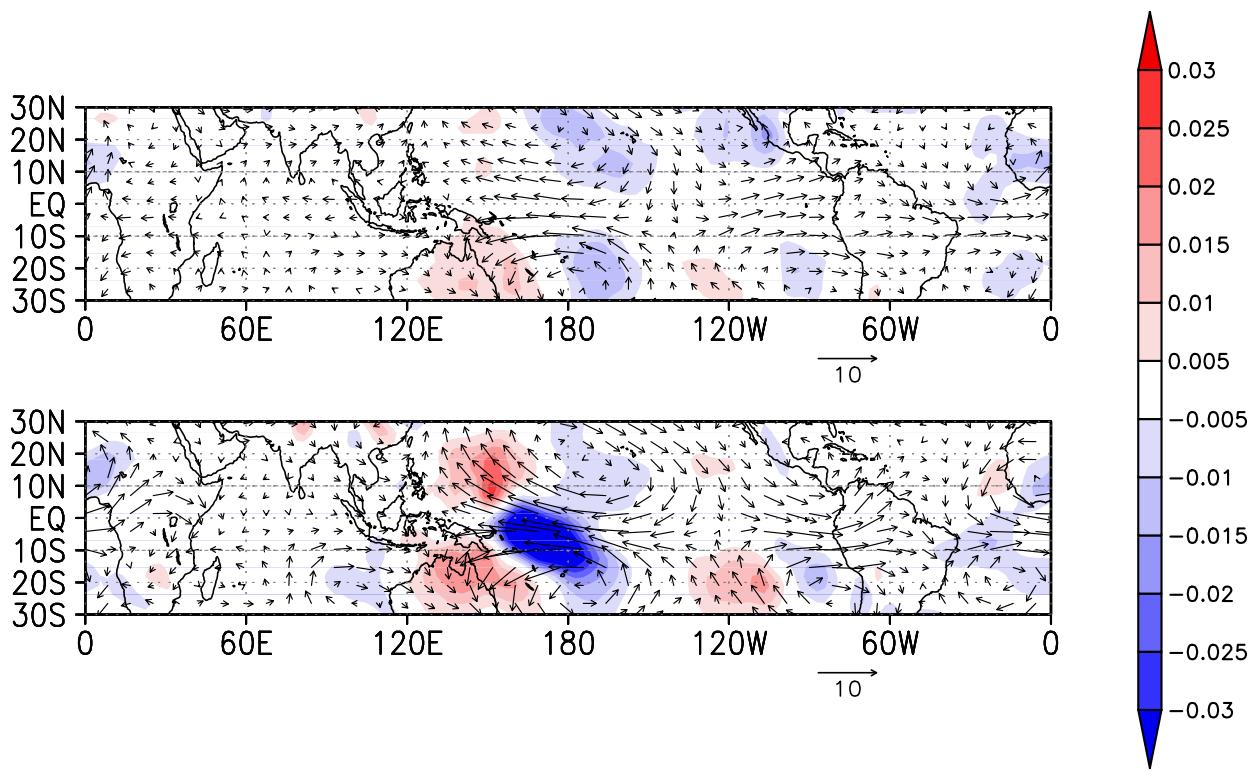


図 5.2 12-3月の  $S' \times 2$  での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [ $\text{K} \cdot \text{m/s}$ ],(vector) 水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [ $\text{m/s}$ ] (上)70hPa, (下)100hPa

$10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  で見るとこの間の層でつくられる高温偏差は小さい。

これらの図から、12-3月では赤道上の  $170^{\circ}\text{E}$  付近を中心とした、6-9月では  $20^{\circ}\text{N}, 130^{\circ}\text{E}$  と赤道上の  $170^{\circ}\text{E}$  付近を中心とした鉛直渦熱フラックスの偏差が 100hPa で見られ、それが 70hPa では弱化している。よってこのフラックスが収束することで温度偏差に作用していると考えられる。そして  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  での鉛直渦熱フラックス収束の効果は、 $S'$  系実験で顕著に見られた。水平風偏差と併せて考えると、その分布は松野-Gill パターン (Matsuno 1966; Gill 1980) との類似が見られる。傾向として高気圧 (低気圧) 性循環の中心から東側の赤道側で負 (正) 偏差、赤道から離れた西端で正 (負) 偏差となる (例として  $S' \times 2$  の場合の概念図: 図 5.11)。

この結果から、熱帯 SST の分布を変化 (特に経度偏差を增幅 (減衰))させたことで、熱帯対流圏における凝結熱の経度非対称が強化 (弱化) され、パターンが強化 (弱化)、その結果、鉛直渦熱フラックス偏差が強まり温度偏差をもたらすことがわかった。これは Hatushika and Yamazaki(2001) の La Niña 時に熱帯圏界面で  $160^{\circ}\text{E}$  を中心に上昇流偏差と低温偏差が、El Niño 時に熱帯圏界面で  $180^{\circ}$  を中心に下降流偏差と高温偏差がもたらされるという結果と類似している。

この現象が ERA40 でも見られるか、また、その鉛直渦熱フラックスの分布を同じ SST を与えた AGCM で再現できているかを確認するため、4章で鉛直渦熱の作用が顕著だった 1998

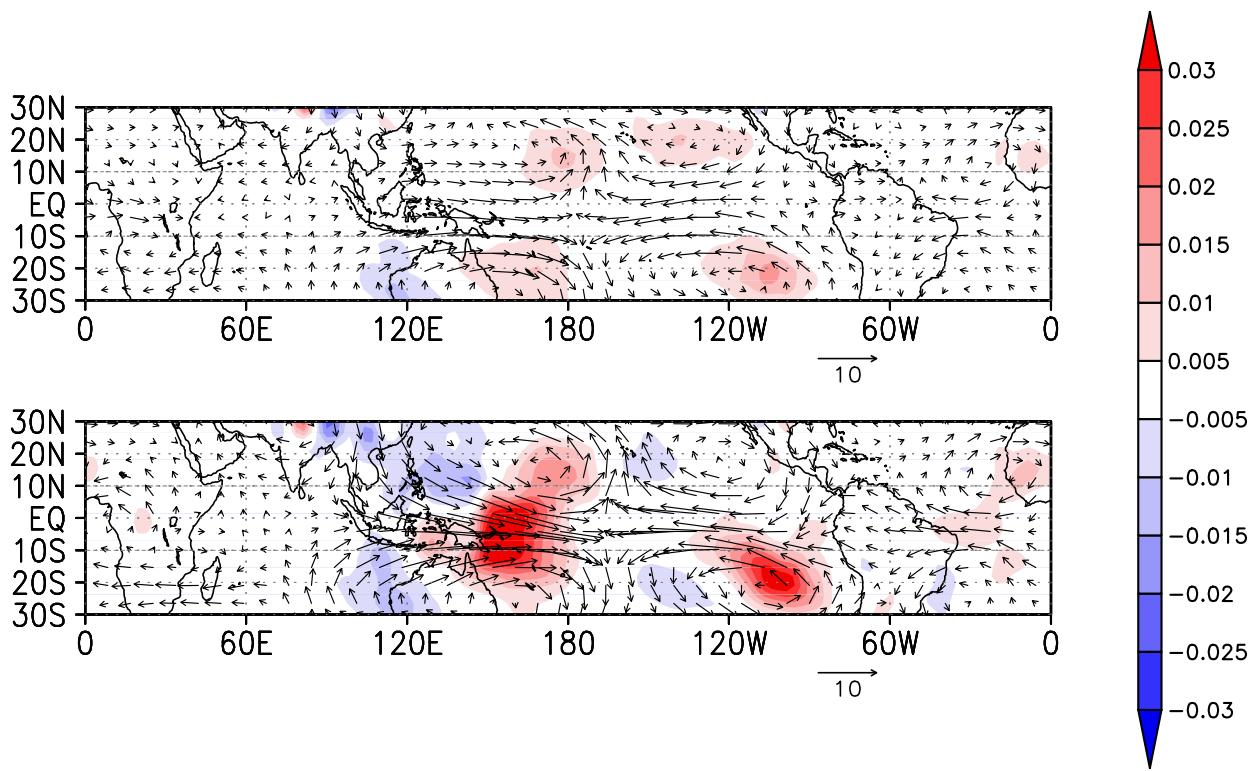


図 5.3 12-3 月の  $S'/2$  での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [ $\text{K} \cdot \text{m/s}$ ],(vector) 水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [ $\text{m/s}$ ] (上)70hPa, (下)100hPa

年 1 月 (5 ヶ月移動平均) の鉛直渦熱フラックス偏差の図 (図 5.12) と、Sobs の同時期の同様の鉛直渦熱フラックス偏差の図を示す (図 5.13)。ここで、偏差として ERA40 では 1979 年 1 月から 2002 年 8 月のデータによる気候値からの偏差、Sobs は標準実験からの偏差を用いた。

ERA40 の 1998 年 1 月は 100hPa では赤道上の  $150^{\circ}\text{E}$  を中心に正の鉛直渦熱フラックス偏差が現れ、70hPa ではその偏差が減衰している。ここから 95hPa の鉛直渦熱項が 1998 年 1 月に下がらなかったとわかる。鉛直渦熱フラックス偏差の分布の仕方は、12-3 月の  $S'/2$  に類似している。Sobs の 1998 年 1 月は ERA40 の同時期と類似した結果となり、100hPa では赤道上の  $150^{\circ}\text{E}$  を中心に正の鉛直渦熱フラックス偏差が現れ、70hPa ではその偏差が減衰している。ここから 90hPa の鉛直渦熱項が 1998 年 1 月に下がらなかったとわかる。

両者を比較すると、赤道付近、 $150^{\circ}\text{E}$  と  $15^{\circ}\text{S}$ 、 $110^{\circ}\text{W}$  を中心とした正の鉛直渦熱フラックス偏差をいずれも示しているが、Sobs の方が正偏差が大きい。さらに水平風偏差は Sobs の方がかなり大きい。これは AGCM がこの領域の水平風を大きめにする傾向があると考えられる。そして北半球側の水平風偏差の分布が異なる。これは ERA40 には SST 以外の影響もあるためと考えられる。

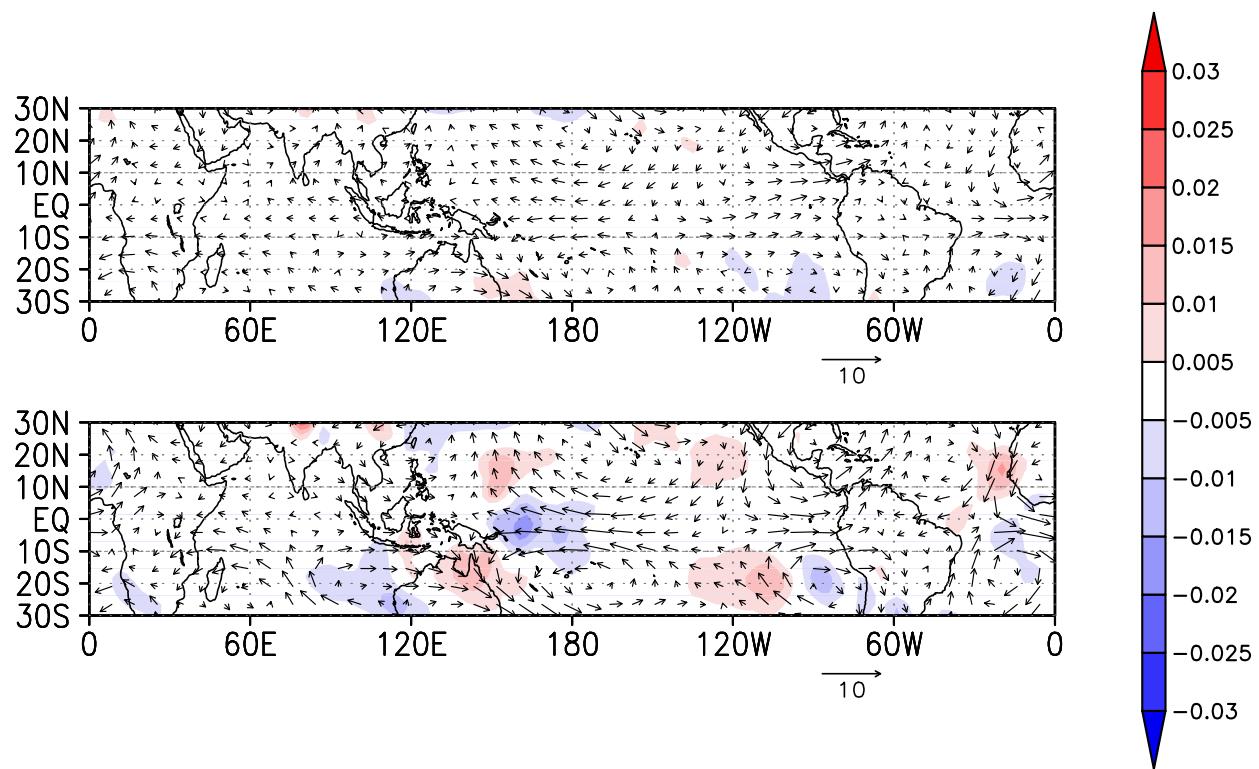


図 5.4 12-3 月の S + 1 での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [K · m/s],(vector)  
水平風の経度平均からのはずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

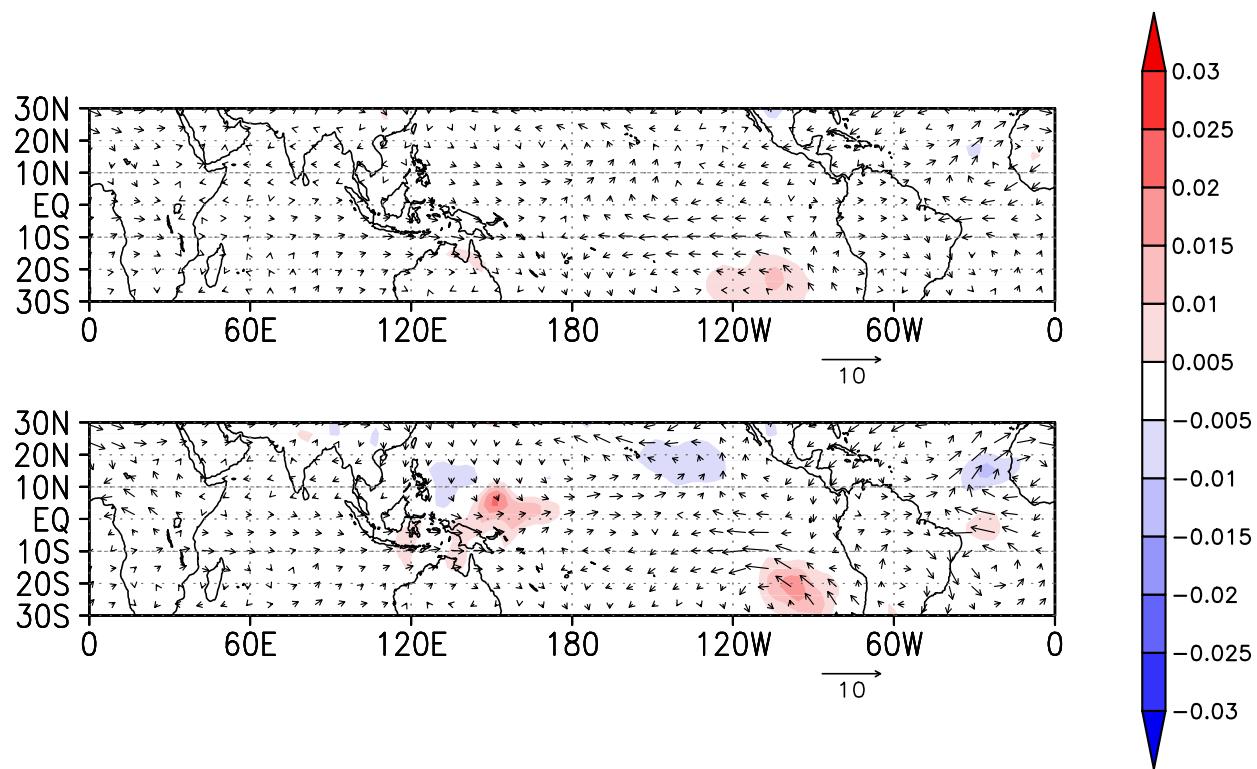


図 5.5 12-3 月の S-1 での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [ $\text{K} \cdot \text{m/s}$ ],(vector)  
水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [ $\text{m/s}$ ] (上)70hPa, (下)100hPa

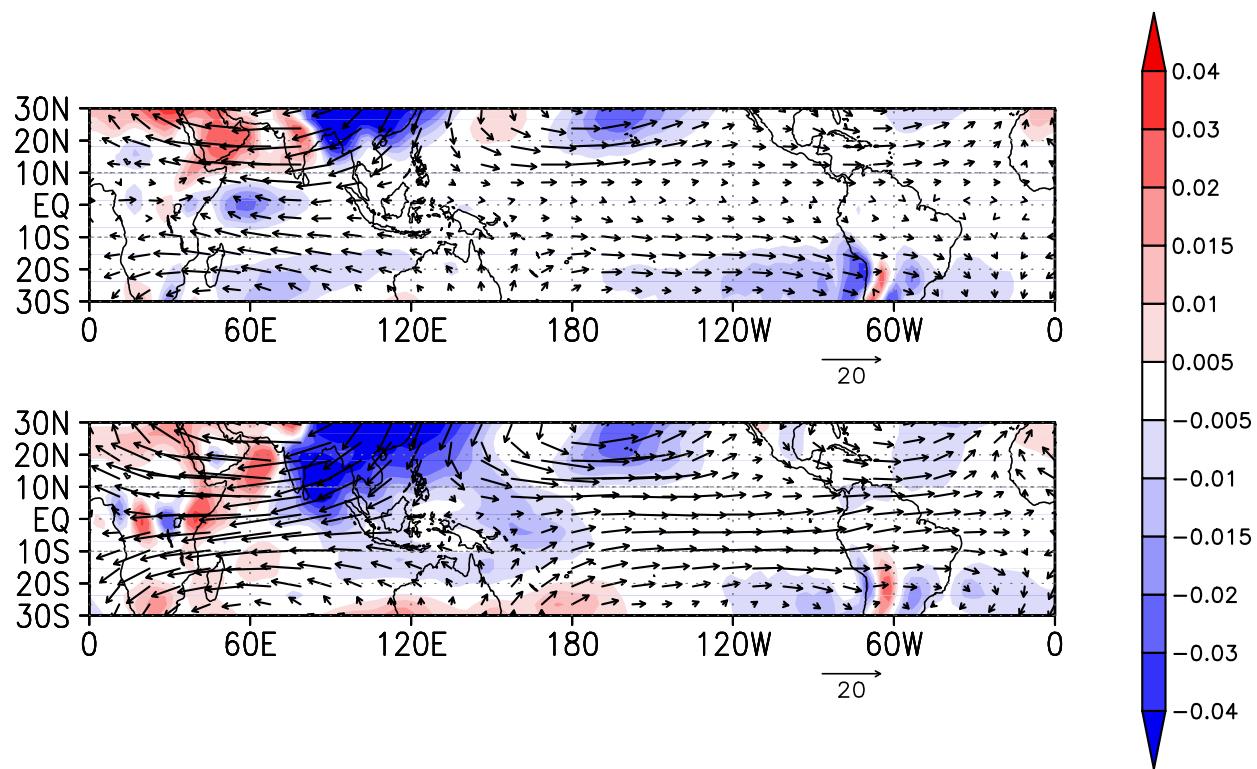


図 5.6 6-9 月の標準実験での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) [ $\text{K} \cdot \text{m/s}$ ],(vector) 水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) [ $\text{m/s}$ ] (上)70hPa, (下)100hPa

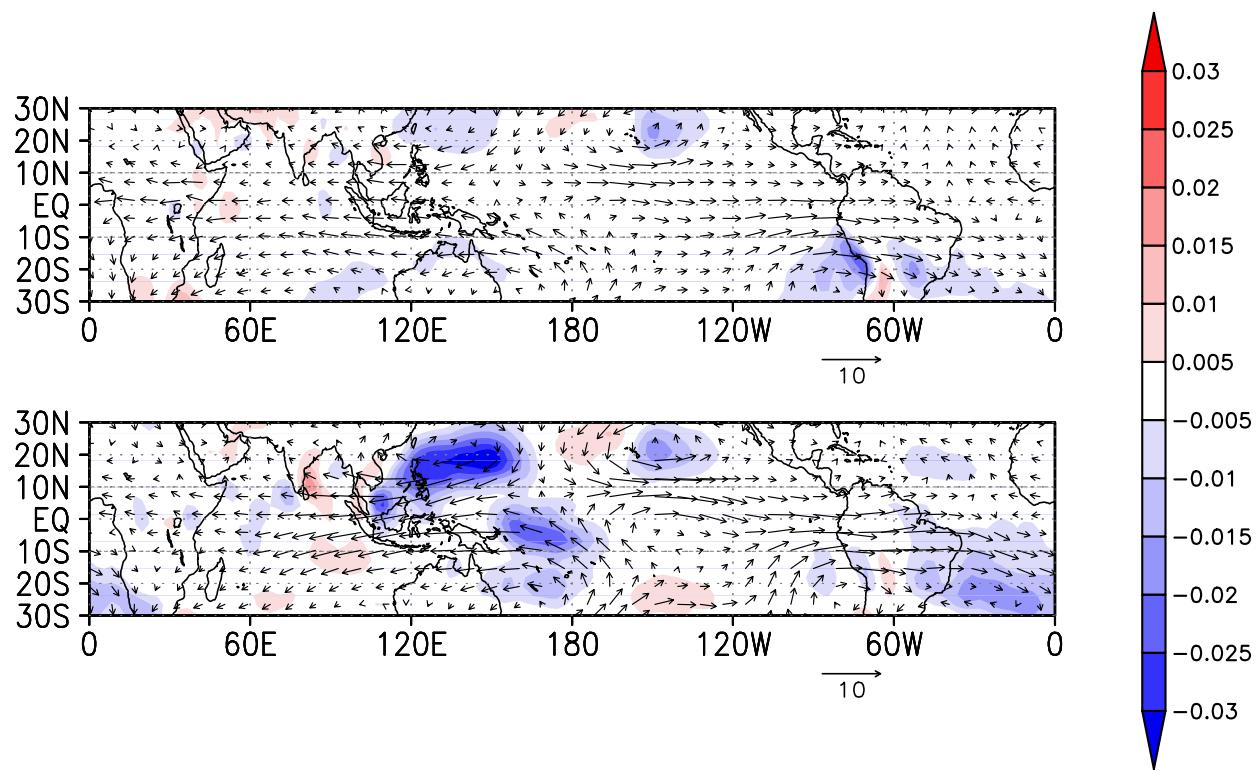


図 5.7 6-9 月の  $S' \times 2$  での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [K · m/s],(vector)  
水平風の経度平均からのはずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

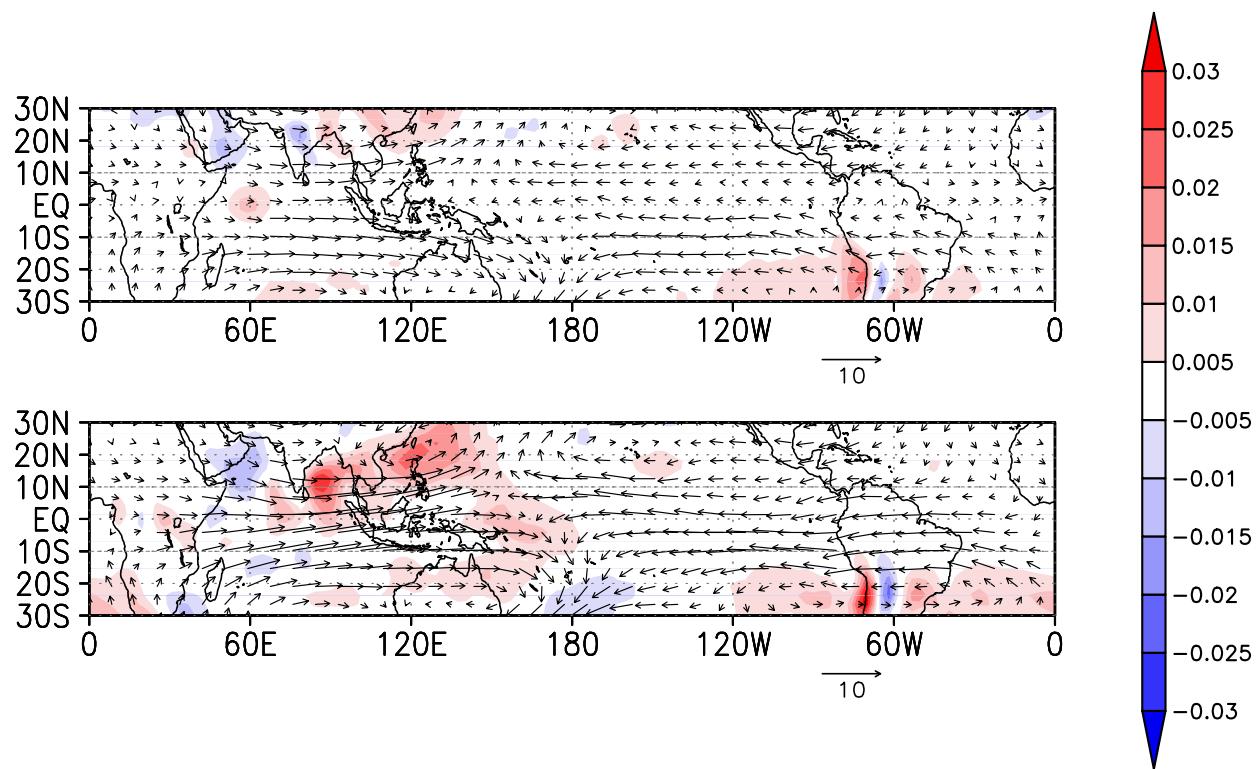


図 5.8 6-9 月の  $S'/2$  での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [ $\text{K} \cdot \text{m/s}$ ],(vector)  
水平風の経度平均からのはずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [ $\text{m/s}$ ] (上)70hPa, (下)100hPa

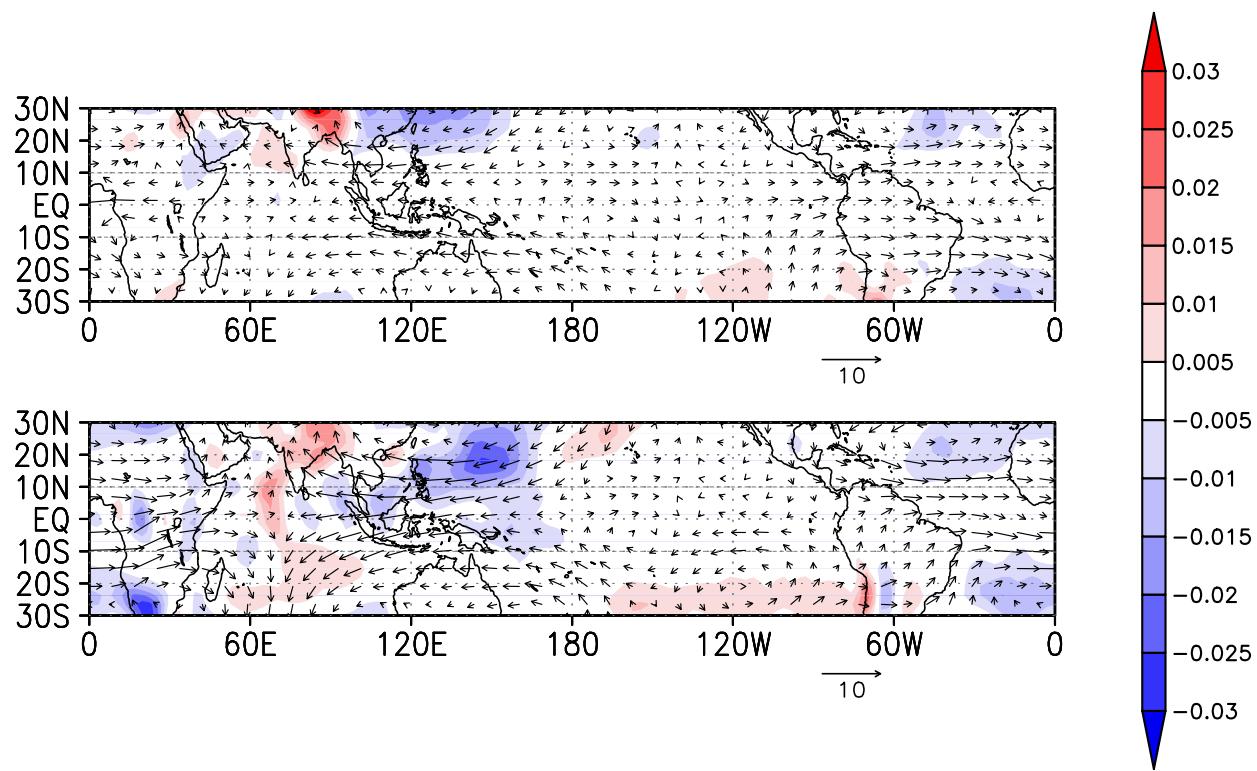


図 5.9 6-9 月の S + 1 での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [K · m/s],(vector)  
水平風の経度平均からのはずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

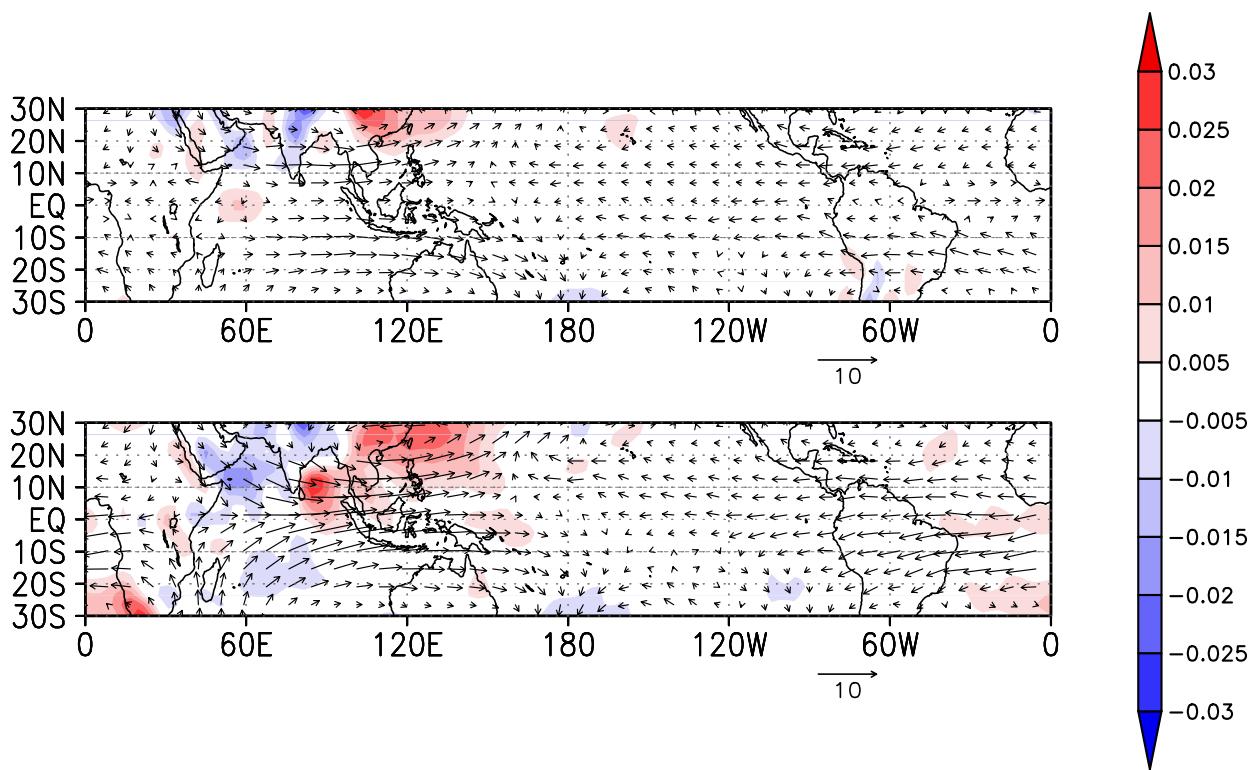


図 5.10 6-9 月の S-1 での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [K · m/s],(vector)  
水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

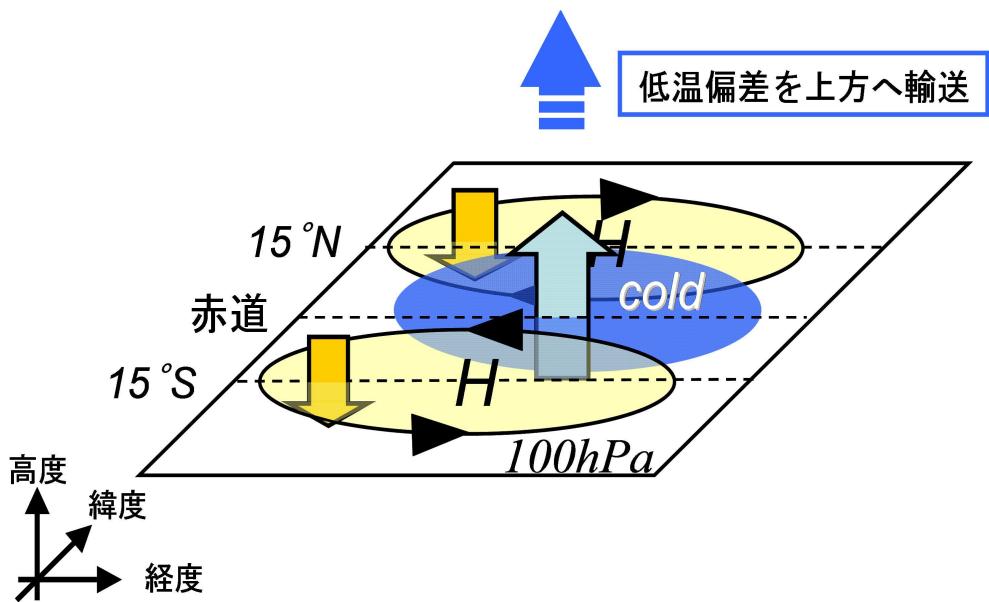


図 5.11  $S' \times 2$  での 100hPa における鉛直渦熱フラックス偏差と水平風偏差分布の概念図

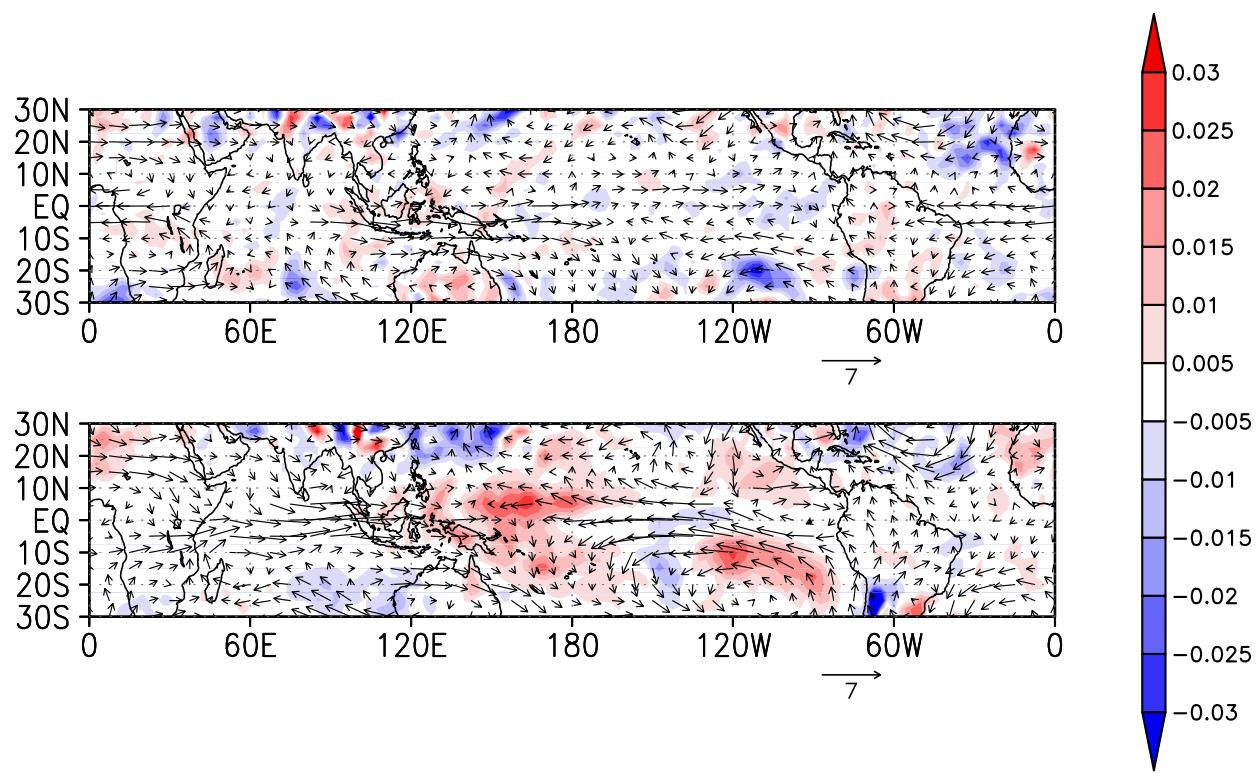


図 5.12 1998 年 1 月 (5 ケ月移動平均) の ERA40 での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 気候値偏差 [K · m/s],(vector) 水平風の経度平均からのはずれ ( $u', v'$ ) の気候値偏差 [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

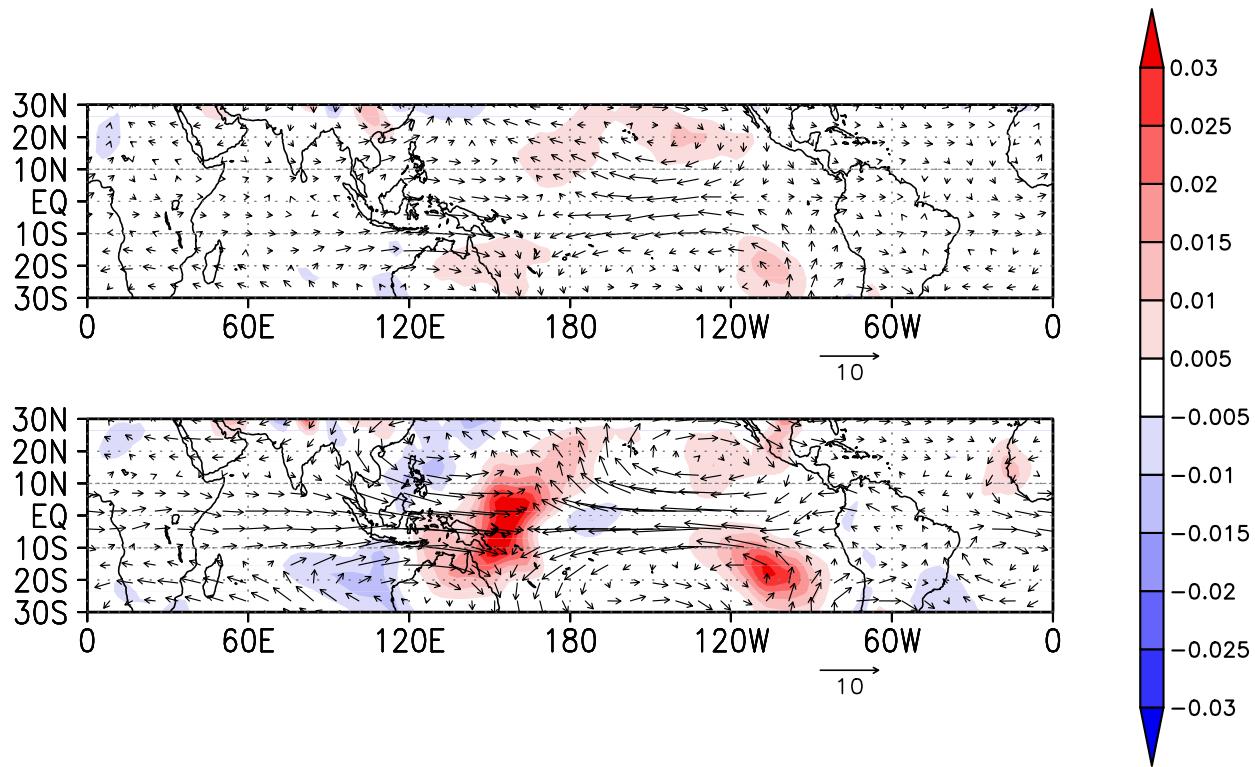


図 5.13 1998 年 1 月 (5 ケ月移動平均) の Sobs での (color) 鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) 偏差 [K · m/s],(vector) 水平風の経度平均からのずれ ( $u', v'$ ) 偏差 [m/s] (上)70hPa, (下)100hPa

## 5.2 非断熱加熱

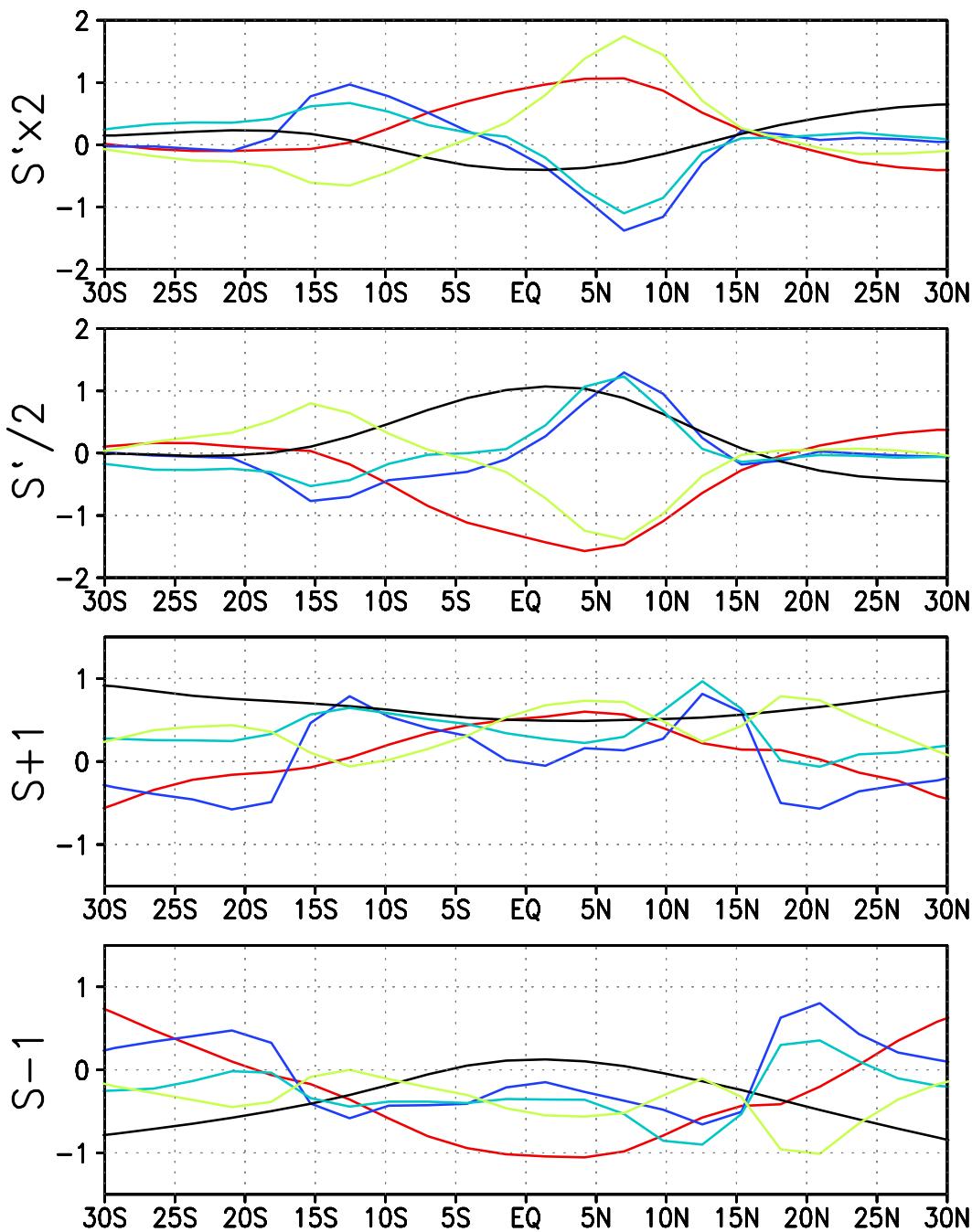


図 5.14  $S', S$  系実験の年平均、帯状平均した 90hPa における温度偏差 (黒)[K], 長波放射加熱偏差 (赤) [ $5 \times 10^{-7}$  K/s], 降水量偏差 (青) [ $1 \times 10^{-5}$  kg/m<sup>2</sup>/s], 外向き長波放射偏差 (黄緑) [5 W/m<sup>2</sup>], 200hPa での雲水量偏差 (水色) [ $1 \times 10^{-6}$  kg/kg]

次に、非断熱加熱について考察する。Hartmann et al.(2001) と Hatsushika and Yamazaki(2003) から、熱帯対流圏の積雲による雲頂高度が熱帯対流圏界面に与える長波放射加熱に影響を与えていることが考えられるので、熱帯圏界面の年平均した温度偏差、長波放

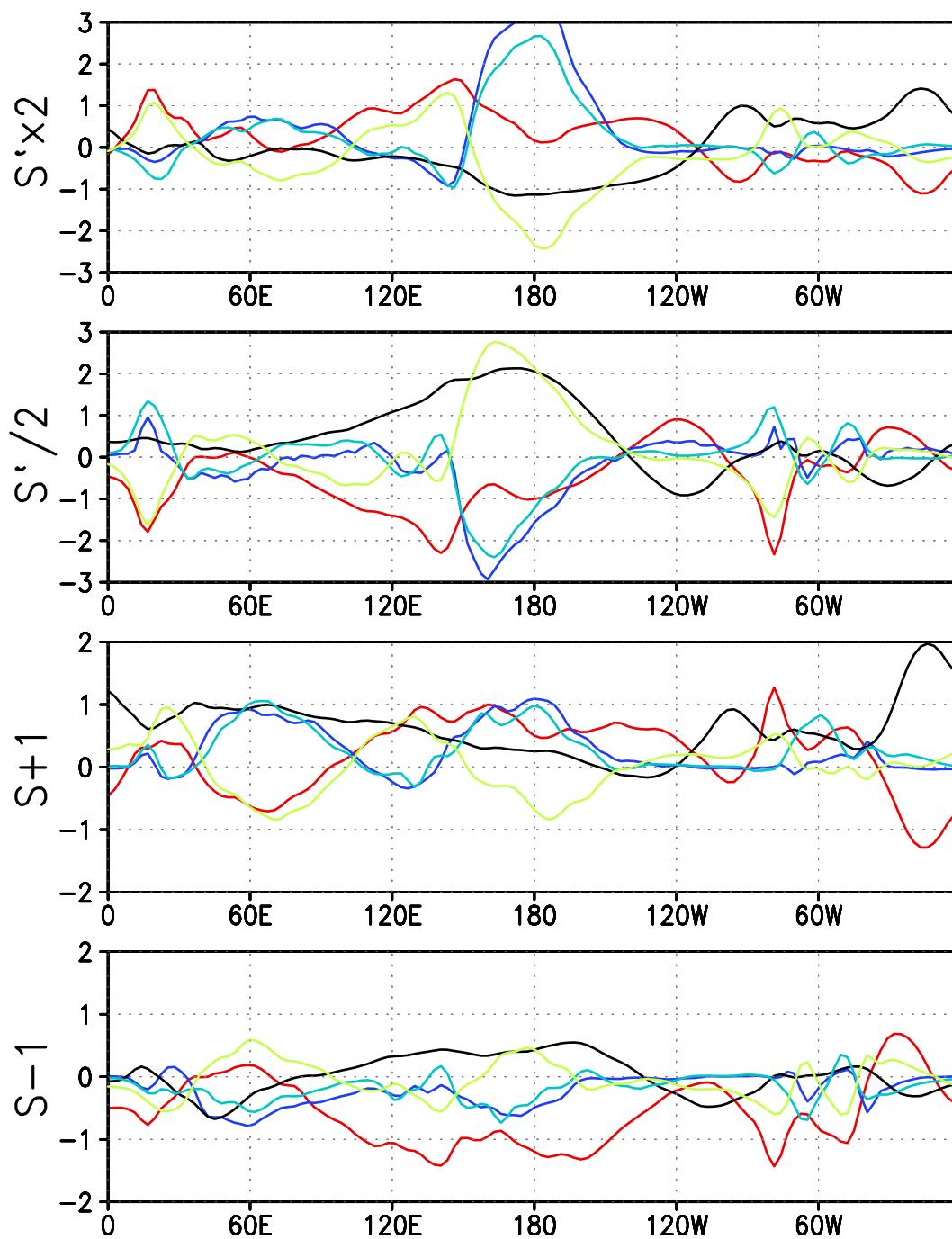


図 5.15  $S', S$  系実験の年平均,  $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$  平均した  $90\text{hPa}$  における温度偏差(黒)[K], 長波放射加熱偏差(赤) [ $5 \times 10^{-7}\text{K/s}$ ], 降水量偏差(青) [ $2 \times 10^{-5}\text{kg/m}^2/\text{s}$ ], 外向き長波放射偏差(黄緑) [ $10\text{ W/m}^2$ ],  $200\text{hPa}$  での雲水量偏差(水色) [ $2 \times 10^{-6}\text{kg/kg}$ ]

射加熱偏差、対流の指標として降水量偏差を、雲頂高度の指標として 200hPa の雲水量偏差と外向き長波放射 (Outgoing Long wave Radiation; 以下、OLR) 偏差の緯度分布、経度分布をそれぞれに関して示す (緯度分布 [偏差]:図 5.14, 経度分布 [偏差]:図 5.15)。

緯度分布に関して (図 5.14)、全ての実験で降水量偏差と 200hPa 雲水量偏差の分布の仕方がほぼ一致している。ここから S'、S 系実験のいずれも対流の変調により、雲頂高度が変化しているのがわかる。そして温度偏差と長波放射加熱が、ほぼ逆符号の偏差をとっている。ここからこの領域では長波放射には温度変化を緩和しようとする作用が主要であると考えられる。S' × 2 は標準実験で対流のピークである 5°N 付近で上昇流の弱化により、雲水量の負偏差、OLR の正偏差から雲頂高度が下がっているのがわかる。それに伴い、長波放射加熱の正偏差のピークが 5°N にあり、温度偏差の負のピークとそれが生じている。また 12.5°S で雲水量の正偏差、OLR の負偏差から雲頂高度が上がっているのがわかる。それに伴い、長波放射加熱の正偏差のピークが 12.5°S にあり、正の温度偏差のピークとそれが生じている。S'/2 は標準実験で対流のピークである 5°N 付近で上昇流の強化により、雲水量の正偏差、OLR の負偏差から雲頂高度が上がっていることがわかる。それに伴い、長波放射加熱の負偏差のピークが 5°N にあり、正の温度偏差のピークとそれが生じている。また 15°S で雲水量の負偏差、OLR の正偏差から雲頂高度が下がっているのがわかる。それに伴い、長波放射加熱の正偏差のピークが 15°S にあり、負の温度偏差のピークとそれが生じている。S + 1 は両半球の 12.5° で上昇流の強化により、雲水量の正偏差、OLR は SST の上昇を受け全体的に正偏差の傾向にあるが、この領域では周囲に比べ小さな正偏差となっていて、雲頂高度が上がっているのがわかる。それに伴い、長波放射加熱はこの付近で温度偏差に比べ、負偏差が大きくなっている。SST の上昇により、平均的に長波放射加熱が増加している傾向も見られる (S' 系実験の SST は帶状平均すると標準実験と同じであるため、この影響が少ない)。S - 1 は両半球の 12.5° で上昇流の弱化により、雲水量の負偏差、OLR は SST の低下を受け全体的に負偏差の傾向にあるが、この領域では周囲に比べ小さな負偏差となっていて、雲頂高度が下がっているのがわかる。それに伴い、長波放射加熱はこの付近で温度偏差に比べ、偏差が正方向に傾いてる。SST の上昇により、平均的に長波放射加熱が減少している傾向も見られる。

次に 10°S – 10°S 平均した経度分布に関して (図 5.15)、S' × 2 は 180° で雲水量の正偏差、OLR の負偏差から雲頂高度が上がっているのがわかる。それに伴い、温度の負偏差ピークで長波放射加熱偏差がほぼ 0 となっている。S'/2 は 160°E で雲水量の負偏差、OLR の正偏差から雲頂高度が下がっているのがわかる。それに伴い、温度の正偏差ピーク付近の 160°E で、長波放射加熱の負偏差が小さくなり、そのやや西の 140°E に長波放射加熱の負偏差のピークができている。S + 1 は 60°E、180° で雲水量の正偏差、OLR の負偏差から雲頂高度が上昇、125°E で雲頂高度の負偏差、OLR の正偏差から雲頂高度が下降しているとわかる。それに伴い、温度偏差のピークではない 60°E、180° で長波放射加熱の負偏差のピーク、125°E で正偏差のピークが見られる。S - 1 は 60°E、160° で雲水量の負偏差、OLR の正偏差から雲頂高度が下降しているとわかる。それに伴い、温度偏差のピークではない 60°E で長波放射加熱の正偏差のピークがあり、160°E で負偏差が小さくなっているのがわかる。

ここから、降水量と 200hPa の雲水量が熱帯圏界面の長波放射加熱と負相関を特に対流の

活発な  $30^{\circ}\text{E} - 180^{\circ}$  で示し、積雲の雲頂高度の上昇（下降）はその上部で局所的な熱帯圏界面の長波放射加熱の減少（増加）を招き、その影響は無視できないこと、S' 系実験でその影響は顕著であることがわかり、この結果は Hartmann et al.(2001) と類似、Hatsushika and Yamazaki(2003) と整合している。また、熱帯 SST の増加（減少）が熱帯圏界面の長波放射加熱を大きく増加（減少）させることがわかった。

# 第6章

## 結論

### 6.1 結論

CCSR/NIES AGCM Ver.5.6 を用いて山岳を除去、あるいは熱帯の海面水温を変化させ熱帯対流圏界面(熱帯圏界面) 気温に対する影響とその原因を調べた。

その結果、以下のことがわかった。

- ◊ 全陸域の山岳を除去した実験 (PAL) に関して、熱帯圏界面 ( $10^{\circ}\text{S} - 10^{\circ}\text{N}$ , 90hPa) の気温が 12-3 月は 1.3K、6-9 月は 1.2K 上昇し、その温度変化はいずれも非断熱加熱の寄与によるものだった。そして 12-3 月に北半球中緯度でプラネタリー波の減衰に伴う EP フラックスの弱化、中緯度成層圏にて EP フラックス発散偏差をもたらし Brewer-Dobson 循環を弱化させるが、熱帯圏界面では対流圏循環の影響が勝り下降流偏差が形成されなかった。また 6-9 月にプラネタリー波の減衰に伴い、EP フラックスの弱化、中高緯度で EP フラックスの発散偏差をもたらすが、その影響は北半球に比べ弱く、南極の山岳をなくした波の影響もあり、成層圏中高緯度の狭い領域でしかその影響を確認できず、EP フラックス偏差による残差子午面循環偏差も熱帯まで届かなかった。
- ◊ 北半球の山岳を除去した実験 (PNH) に関して、熱帯圏界面気温が 12-3 月は 1.2K、6-9 月は 0.2K 上昇し、その温度変化はいずれも非断熱加熱によるものだった。12-3 月の北半球のプラネタリー波減衰の結果は全陸域の山岳を無くした実験と同様に、EP フラックスの弱化、中緯度成層圏にて EP フラックス発散偏差をもたらし Brewer-Dobson 循環を弱化させるが、熱帯圏界面では対流圏循環の影響が勝り下降流偏差が形成されなかった。
- ◊ 南半球の山岳を除去した実験 (PSH) に関して、熱帯圏界面気温が 12-3 月は渦による鉛直熱輸送を主な寄与に 0.3K、6-9 月は鉛直移流を主な寄与に 0.3K 上昇した。全陸域の山岳を除去した実験と同様に、6-9 月にプラネタリー波の減衰に伴い、EP フラックスの弱化、中高緯度で EP フラックスの発散偏差をもたらすが、その影響は北半球に比べ弱く、南極の山岳をなくした波の影響もあり、成層圏中高緯度の狭い領域でしかその影響を確認できず、EP フラックス偏差による残差子午面循環偏差も熱帯まで届かなかった。
- ◊  $15^{\circ}\text{S} - 15^{\circ}\text{N}$  の海面水温の経度偏差を 2 倍にした実験 ( $S' \times 2$ ) に関して、年平均熱帯圏界面気温が 0.2K 低下し、その主な原因是渦による鉛直熱輸送の寄与だった。この実験では熱帶上

部対流圏からの大気波動が強化され、その結果、熱帯圏界面付近の EP フラックス収束偏差と、100hPa、赤道付近の上昇流偏差と熱帯圏界面での渦による鉛直熱輸送が強化された。また 6-9 月に南半球で西風の変調による EP フラックスの伝播経路の変調が南半球高緯度成層圏にて EP フラックス収束偏差を形成、Brewer-Dobson 循環の強化を招いた。

- ◊ 15°S – 15°N の海面水温の経度偏差を半分にした実験 ( $S'/2$ ) に関して、年平均熱帯圏界面気温が 0.8K 上昇し、その主な原因は渦による鉛直熱輸送の寄与だった。またこの実験では熱帯上部対流圏からの大気波動が弱化され、その結果、熱帯圏界面付近の EP フラックス発散偏差と、100hPa、赤道付近の下降流偏差と熱帯圏界面での渦による鉛直熱輸送が弱化された。また 6-9 月に南半球で西風の変調による EP フラックスの伝播経路の変調が南半球高緯度成層圏にて EP フラックス発散偏差を形成、Brewer-Dobson 循環の弱化を招いた。
- ◊ 15°S – 15°N の海面水温を一様に 1K 上昇させた実験 ( $S + 1$ ) に関して、年平均熱帯圏界面気温が 0.5K 上昇し、その主な原因は非断熱加熱の寄与だった。またこの実験では 12-3 月、6-9 月のいずれも亜熱帯成層圏下部を中心とした西風偏差により夏半球中緯度からのプラネタリー波が鉛直伝播可能になり、その結果、熱帯成層圏下部の EP フラックス収束偏差と Brewer-Dobson 循環の強化を招いた。海面水温の上昇が海面から放出される長波放射の量を増やし、熱帯圏界面の長波放射加熱を増加させている。
- ◊ 15°S – 15°N の海面水温を一様に 1K 低下させた実験 ( $S - 1$ ) に関して、年平均熱帯圏界面気温がほぼ変化しなくて、それは非断熱加熱、鉛直移流、渦による鉛直熱輸送のバランスの結果であった。またこの実験では 12-3 月、6-9 月のいずれも亜熱帯成層圏下部を中心とした東風偏差により夏半球中緯度からのプラネタリー波が鉛直伝播できなくなり、その結果、熱帯成層圏下部の EP フラックス発散偏差と Brewer-Dobson 循環の弱化を招いた。海面水温の低下が海面から放出される長波放射の量を減らし、熱帯圏界面の長波放射加熱を減少させている。
- ◊ 全ての実験において、熱帯圏界面では温度偏差に対し中緯度成層圏由来の鉛直移流の効果が主要になることはなかった。しかし、熱帯の 50hPa では全ての実験で鉛直移流の寄与が温度偏差をもたらした。中高緯度成層圏では逆の温度偏差、残差鉛直流偏差を形成し、熱帯の 50hPa では温度偏差に関し Brewer-Dobson 循環による鉛直移流の強弱が支配的となる。
- ◊ 渦による鉛直熱輸送について、鉛直渦熱フラックス ( $w'\theta'$ ) の水平分布は、松野-Gill パターンの分布に類似し、高気圧(低気圧)性循環の中心から東側の赤道側で負(正)偏差、赤道から離れた西端で正(負)偏差となる傾向がある。この値は 100hPa から上層に行くにつれて減衰するため、その間の層に低温(高温)偏差をもたらす。熱帯 SST の経度偏差を增幅(減衰)させた場合、熱帯対流圏における凝結熱の経度非対称が強化(弱化)され、パターンが強化(弱化)し、鉛直渦熱フラックス偏差が強まりその間の層に低温(高温)偏差をもたらす。またこのパターンは 12-3 月に赤道、160°E 付近、6-9 月に、20°N、140° に中心をもつ。
- ◊ 1996 年 1 月-1999 年 12 までの観測 SST を与えた実験 (Sobs) について、同時期の ERA40 再解析データと熱帯圏界面気温や熱収支の時系列に関して比較した。ERA40 に比べ、AGCM の残差鉛直流が小さい傾向があるものの、SST のみを与えて季節変動と 1998 年 1 月周辺の高温を再現できた。1998 年 1 月の高温への寄与も ERA40 と AGCM ともに渦による鉛直熱輸送であり、鉛直渦熱フラックスの 100hPa における水平分布に関しても、赤道付近、160°E を

中心とした正偏差をいずれも形成した

- ◊ 热帶圈界面での長波放射について、降水量と 200hPa の雲水量が热帶圈界面の長波放射加熱と負相関であることを緯度分布、経度分布(特に対流の活発な  $30^{\circ}\text{E} - 180^{\circ}$ )で示し、積雲の雲頂高度の上昇(下降)はその上部で局所的な热帶圈界面の長波放射加熱の減少(増加)を招き、その影響は無視できない大きさであった。また対流を大きく変える  $S' \times 2$ ,  $S'/2$  でその影響は顕著であった。

## 6.2 今後の課題

今後の課題として以下のことが上げられる。

- ◊ 渦による鉛直熱輸送は松野-Gill パターンの強さに依存すると考えられる。この項は温度偏差に対しどの時間スケールの作用が効いているのか調べる必要があり、EP フラックスに関する同様である。
- ◊ 热帶圈界面における AGCM や ERA40 の信頼性が疑問視されるため、他の再解析データや観測値も用いて解析を行い同様のことが言えるか調べる。
- ◊ 現状の TEM 方程式系では、サブグリッドスケールの波の作用を考慮出来ないため、その分を残差として非断熱加熱項に含ませている。そのため AGCM の出力結果と比較して特に対流圏で非断熱加熱が正確ではない。これを改善するため、パラメタリゼーションを用いて近似する必要がある。
- ◊ 現在使用している AGCM は鉛直解像度が 24 層と粗く、より現象を詳細に考えるには鉛直解像度を上げなくてはならない。
- ◊ データ容量の関係もありの AGCM の出力間隔を 1 日としているが、1 日以下のスケールの現象が非定常効果として大きな寄与を持ってるかもしれない、出力間隔の異なる同じデータを作り比較する必要がある。
- ◊ プラネタリー波の伝播する方向の指標として、Li et al.(2006) で用いられていた定常プラネタリー波の屈折率 (Refractive index) を用いようとしたが、EP フラックスの伝播方向をうまく説明できなかった。現状では屈折率が負になる確率を指標として用いてるが、より有用な使用法を見出す必要がある。
- ◊ 山岳除去実験で南極を除去したことにより、南半球中緯度からのプラネタリー波の効果が曖昧になってしまった。また、一様に標高を 0m にしてしまったため、対流圏循環を大きく変えてしまった。stratospheric pump の热帶圈界面に対する影響を考えるには、山岳を変えずに上方伝播するプラネタリー波を減衰させる(ポンジレイヤー実験)か、プラネタリー波に大きな影響を与えると思われる大きな山のみを選択的に除去するといった手法を考える必要がある。

# 謝辞

指導教官である山崎孝治教授には心より感謝します。山崎教授の指導が無ければ研究をここまで好きにはならなかったと思います。そして査読、指導をして戴いた、長谷部文雄教授と藤原正智准教授には深く感謝申し上げます。そして AGCM の指導をして戴いた現在、東京大学気候システムセンターの渡部雅浩准教授には大変感謝しています。CCSR/NIES AGCM Ver.5.6 の使用に関して、東京大学気候システムセンター並びに国立環境研究所に感謝します。研究室の先輩である大島和裕氏には大変御世話になりました。様々な面で御世話になった先輩方ありがとうございました。研究室の同期の仲間、そして何かと縁のあった同期に深く感謝します。お陰で 2 年間を楽しく過ごすことが出来ました。

# 参考文献

- [1] Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press.
- [2] Gill, A. E., 1980: some simple solution for heat-induced tropical circulation. *Quart J. Roy. Meteor. Soc.*, 106, 447-462.
- [3] Hartmann, D. L., J. R. Holton, and Q. Fu, 2001: The heat balance of the tropical tropopause, cirrus, and stratospheric dehydration. *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1969-1972
- [4] Highwood, E. J., and B. J. Hoskins, 2001: The tropical tropopause. *Quart. J. Roy. Meteor. soc.*, 124, 1579-1604
- [5] Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, and L. Pfister, 1995: Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, 33, 403-439.
- [6] Holton, J. R., and A. Gettleman, 2001: Horizontal trasport and the dehydration of the stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2799-2802.
- [7] Hatsushika, H., and K. Yamazaki, 2001: Interannual variations of temperature and vertical motion at the tropical tropopause associated with ENSO. *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2891-2894.
- [8] Hatsushika, H., and K. Yamazaki 2003: Stratospheric drain over Indonesia and dehydration within the tropical tropopause layer diagnosed by air parcel trajectories. *J. Geophys. Res.*, 108(D19), 4610, doi:10.1029/2002JD002986.
- [9] Kerr-Munslow, A. M., and W. A. Norton, 2006: Tropical wave driving of the annual cycle in tropical tropopause temperatures. PartI: ECMWF analyses. *J. Atmos. Sci.*, 63, 1410-1419.
- [10] Norton, W. A., 2006: Tropical wave driving of the annual cycle in tropical tropopause temperatures. PartII: Model results. *J. Atmos. Sci.*, 63, 1420-1431.
- [11] Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. soc. japan*, 44, 25-43.
- [12] Matsuno, T., 1970: Vertical Propagation of Stationary Planetary Waves in the Winter Northern Hemisphere. *J. Atoms. Sci.*, 27, 871-883.
- [13] Olsen, M. A., M. R. Schoeberl, J. E. Nielsen, 2007: Response of stratpspheric circulation and stratosphere-troposphere exchange to changeng sea surface temperatures.

- J. Geophys. Res.*, 112, D16104,doi:10.1029/2006JD008012.
- [14] Plumb, R. A., and J. Eluszkiewcz, 1999: The Brewer-Dobson circulation:Dynamics of the tropical upwelling. *J. Atmos. Sci.*, 56, 868-890.
- [15] Simmons, A. J., J. K. Gibson,2000: The ERA-40 Project Plan. ERA-40 Project Report Series 1, 61 pp.
- [16] SPARC:Assesment of Upper Tropospheric and Stratospheric Water Vaper, pp. 215-220, World Climate Research Programme, WCRP-113, WMO/TDNo. 1043,2000.

# 追記

## A. 使用する方程式の導出

### A.1. 球面 $\log p$ 座標系でのプリミティブ方程式

$\log p$  座標は高度  $z[\text{m}]$  を気圧を用いて近似し, 鉛直座標として用いる.

$$z = -H \ln(p/p_s) \quad (6.1)$$

ここで  $H[\text{m}]$  はスケールハイト,  $p[\text{Pa}]$  は気圧,  $p_s[\text{Pa}]$  は地表気圧である.

そして, この高度を鉛直  $\log p$  座標とし, 水平方向に球面座標を用いたプリミティブ方程式系は以下の形式となる.

$$\frac{Du}{Dt} - \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{\Phi_\lambda}{a \cos \phi} = X \quad (6.2)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left( f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{\Phi_\lambda}{a} = Y \quad (6.3)$$

$$\Phi_z = H^{-1} R \theta e^{-\kappa z/H} \quad (6.4)$$

$$\frac{[u_\lambda + (v \cos \phi)_\phi]}{a \cos \phi} + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0 \quad (6.5)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q \quad (6.6)$$

ここで, 添字の  $\lambda, \phi, z$  は経度, 緯度, 高度方向の偏微分,  $u[\text{m/s}]$  は東西風速度,  $v[\text{m/s}]$  は南北風速度,  $w[\text{m/s}]$  は鉛直風速度,  $a[\text{m}]$  は地球半径,  $f[\text{s}^{-1}]$  はコリオリパラメーターで,  $f \equiv 2\Omega \sin \phi$ ,  $\Omega$  は地球の回転角速度で  $\Omega = 2\pi(\text{day})^{-1} = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ,  $\phi$  は緯度,  $\lambda$  は経度,  $\Phi[\text{m}^2/\text{s}^2]$  はジオポテンシャル,  $X[\text{m/s}^2]$  は経度方向の摩擦と高次の非保存量,  $Y[\text{m/s}^2]$  は緯度方向の摩擦と高次の非保存量,  $\theta[\text{K}]$  は温位,  $\kappa = R/C_p$  で,  $R[\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}]$  は理想気体定数,  $c_p[\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}]$  は空気の定圧比熱,  $Q[\text{K/s}]$  は非断熱加熱であり,  $Q \equiv (J/c_p)e^{\kappa z/H}$ ,  $J[\text{J}]$  は単位体積あたりの非断熱加熱率,  $\rho_0[\text{kgm}^{-3}]$  は基本密度で,  $\rho_0 \equiv \rho_s e^{-z/H}$ ,  $\rho_s[\text{kgm}^{-3}]$  は地表密度で,  $\rho_s \equiv p_s/RT_s$ ,  $p_s[\text{Pa}]$  は地表気圧,  $T_s[\text{K}]$  は全球平均地表気温.

また,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

$$(u, v, w) = \left( a \cos \phi \frac{D\lambda}{Dt}, a \frac{D\phi}{Dt}, \frac{Dz}{Dt} \right)$$

である. ここで  $w$  は一般に幾何学的な鉛直速度とは一致しない. しかし, ほとんどの場合, その差は地表付近を除いて小さい.

## A.2 EM 方程式系

対流圈上部や成層圏などの大気の現象を議論する際には, 平均流と波 (あるいは擾乱) の相互作用を考えることが重要である. その相互作用とは 2 通りの過程が考えられ, 1 つは平均流が波の伝播性質を変えることと, もう 1 つは波が自身の非線形作用で平均流を変えることである. ここで平均流は経度平均 (以下, 帯状平均) 場での流れを指し,  $(\bar{\ })$  のように表す. 例えば,

$$\bar{A}(\phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(\lambda, \phi, z, t) d\lambda$$

そして平均流からの偏差は  $(')$  のように表す.

$$A'(\lambda, \phi, z, t) \equiv A - \bar{A}$$

非線形項の場合,

$$AB = (\bar{A} + A')(\bar{B} + B')$$

$$= \bar{A}\bar{B} + \bar{A}B' + A'\bar{B} + A'B'$$

となり,  $(\bar{\ }) = 0$  のため,

$$\overline{AB} = \bar{A}\bar{B} + \overline{A'B'} \quad (6.7)$$

さらに, ラグランジュ微分に関して [6.5] を組合せ, 以下のようにフラックス形式を用いると,

$$\rho_0 \frac{DA}{Dt} = \rho_0 \left( \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial A}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial A}{\partial \phi} + w \frac{\partial A}{\partial z} \right)$$

$$+ \rho_0 A \left( \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 w}{\partial z} \right) \quad (6.8)$$

$$\rho_0 \frac{DA}{Dt} = \left( \frac{\partial \rho_0 A}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial \rho_0 A}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \rho_0 A}{\partial \phi} + \rho_0 w \frac{\partial A}{\partial z} \right)$$

$$+ A \left( \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \rho_0 u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \rho_0 v \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{\partial \rho_0 w}{\partial z} \right) \quad (6.9)$$

$$\frac{DA}{Dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u A}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v A \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 w A}{\partial z} - \frac{u A \tan \phi}{a} \quad (6.10)$$

とすると経度方向の運動方程式は,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial uu}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial uv \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 uw}{\partial z} - fv + \frac{\Phi_\lambda}{a \cos \phi} = X \quad (6.11)$$

ここで [6.11] に関して帶状平均をとると,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u}\bar{v} \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}\bar{w}}{\partial z} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u}'\bar{v}' \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}'\bar{w}'}{\partial z} = \bar{X} \quad (6.12)$$

また [6.5] を帶状平均すると,

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v} \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (6.13)$$

これを [6.13] に代入して非線形項のみを右辺へ移行させると,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \left( \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} - f \right) + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}'\bar{u}' \cos \phi}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}'\bar{u}'}{\partial z} \quad (6.14)$$

同様の手法を用いて、残りのプリミティブ方程式系も帶状平均をとると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \phi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \bar{u} \left( f + \frac{\bar{u}}{a} \tan \phi \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - \bar{Y} \\ = - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}'^2 \cos \phi}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}'\bar{v}'}{\partial z} - \frac{\bar{u}'^2}{a} \tan \phi \end{aligned} \quad (6.15)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{1}{H} R \bar{\theta} e^{-\kappa z/H} = 0 \quad (6.16)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}'\bar{\theta}' \cos \phi}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}'\bar{\theta}'}{\partial z} \quad (6.17)$$

### A.3. TEM 方程式系

まず熱力学方程式において、子午面で橿円状の運動をする際に生じる空気塊の断熱温度変化の分をキャンセルし、かつ質量保存則から逸脱しない子午面循環を考える。これは、実際には元の位置に戻る空気塊が温度変化に寄与していないためである。

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 \bar{v}'\bar{\theta}'}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (6.18)$$

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{\bar{v}'\bar{\theta}' \cos \phi}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (6.19)$$

[6.18][6.19] を [6.13]-[6.17] に代入し左辺に平均流の成分、右辺に帶状平均からのずれ成分を分配すると TEM 方程式系が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left( \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{X} = \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (6.20)$$

$$\bar{u} \left( f + \frac{\bar{u}}{a} \tan \phi \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} = G \quad (6.21)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{R \bar{\theta}}{H} e^{-\kappa z/H} = 0 \quad (6.22)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}^* \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}^*}{\partial z} = 0 \quad (6.23)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{v}^*}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho_0 \left( \overline{v' \theta'} \frac{\bar{\theta}_\phi}{a \bar{\theta}_z} + \overline{w' \theta'} \right) \right] \quad (6.24)$$

$$\mathbf{F} \equiv (0, F^{(\phi)}, F^{(z)})$$

$$F^{(\phi)} \equiv \rho_0 a \cos \phi \left( \bar{u}_z \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} - \overline{v' u'} \right) \quad (6.25)$$

$$F^{(z)} \equiv \rho_0 a \cos \phi \left[ \left( f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} - \overline{w' u'} \right] \quad (6.26)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F} \equiv \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( F^{(\phi)} \cos \phi \right) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z} \quad (6.27)$$