

対流圏上部・下部の傾圧性と傾圧不安定波動に関する水惑星実験

小玉知央*・岩崎俊樹(東北大院理)・柴田清孝・行本誠史(気象研)

1 はじめに

CO₂ に代表される温室効果気体の増加によって、対流圏は将来温暖化すると予測されている。しかし、対流圏の気温上昇の大きさは緯度・高度によって異なる。図1(左)は気象研究所の大気モデルを用いて計算した温暖化時の気温変化である。積雲対流の活発化により、対流圏の気温上昇は熱帯の対流圏上部で大きい。従って、対流圏上部・成層圏下部において極・赤道間の温度差が大きくなる。また北半球 DJF の対流圏下部に限ると、極の温度上昇が大きいことから極・赤道間の温度差が小さくなる。このような温暖化時の気温変化の特徴は、定性的にはどの気候モデルにおいても共通して見られる (e.g., Houghton, *et al.*, 2001 の Figure 9.8)。

気温と同様に、温暖化時の EP(Eliassen-Palm) フラックスとその発散の変化を図1(右)に示した。現在気候では傾圧不安定波動や超長波の寄与によって対流圏下部で EP フラックスが発散し、対流圏上部で EP フラックスが収束する(図省略)。温暖化すると対流圏下部で発散、上部で収束がそれぞれ弱まるため、温暖化によって対流圏の波動活動は衰退する。ただし対流圏上部では、EP フラックス収束が弱まる領域の上空・極側に収束が強まる領域が見られることから、波動収束の領域は温暖化すると上空・極側へシフトすることも分かる。

つまり、温暖化によって中緯度の対流圏上部・成層圏下部で南北温度差は増大するが、対流圏の波動活動は全体的に弱まり、上空・極側へシフトする。ここで、対流圏の波動活動は傾圧不安定波動、元をたざせば傾圧性(≈南北温度差)によって支配されていると考え、「対流圏上部で南北温度差が増大するのに、なぜ波動活動は全体的に弱まるのか?」という疑問が生じる。もちろん、成層が安定化して対流圏の波動活動が抑制された可能性もあるが、中高緯度の対流圏における成層の変化はあまり大きいようには見えない。もしくは、北半球については中高緯度の対流圏下部で南北温度差が小さくなることが一因かもしれないが、これだけでは南半球の説明

ができない。そもそも温暖化の問題のように、「鉛直シアの変化が高度によって異なる」場合、傾圧不安定波動の活動がどうなるか理論的に考察することは困難である。

そこで本研究では、対流圏中高緯度の傾圧不安定波動の活動が、対流圏上部・下部それぞれの南北温度差の変化に対してどう応答するか、非常に単純化した条件である水惑星実験を行うことで調べる。水惑星実験の結果を通じて、温暖化による対流圏の波動活動の変化を理解・解釈することが目標である。

2 実験設定

大気大循環モデルは気象研究所からお借りした MRI/JMA98(Shibata, *et al.*, 1999; Yukimoto, *et al.*, 2006) を用いた。水平解像度は T42(約 2.8°×2.8°)、鉛直層数は 45 層で、モデル上端は 0.01hPa である。中層大気にレイリー摩擦を与えるが、地形がないため対流圏の重力波抵抗は 0 である。熱帯の非断熱加熱の決定に重要な積雲対流スキームは prognostic Arakawa-Schubert (Randall and Pan, 1993) である。

図2に実験のイメージを示す。はじめに、基準実験の SST 分布全体を一様に上昇させる(図2右上)。熱帯の対流圏上部で気温上昇が大きくなり、中緯度の対流圏上部・成層圏下部で極・赤道間の気温差が大きくなるのが温暖化実験の結果から期待される。次に、基準実験の SST 分布の高緯度側だけを上昇させる(図2右下)。この実験により、中緯度の対流圏下部で極・赤道間の温度差が小さくなるのが期待される。このように SST 全体の大きさと SST の南北傾度を変えることにより、中緯度の対流圏上部・下部の南北温度差を自由に变化させることができると考えた。

基準実験には Neale and Hoskins (2000) が提唱した水惑星実験の相互比較のための SST を用いた。この SST 分布に対して、以下のように SST 全体を变化させるパラメータ δ と、SST の南北傾度を変化させるパラメータ ζ を導入した。

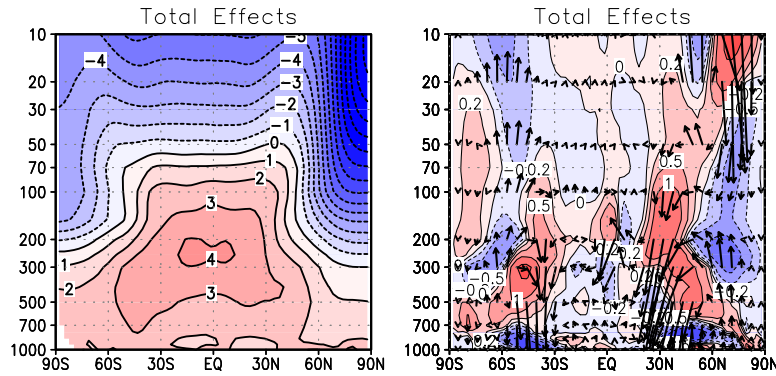


図 1: 帯状平均した (左) 気温 [K]、(右)EP フラックス (矢印) とその発散 [m/(s day)] (赤が発散、青が収束) の温暖化による変化。DJF(Dec-Jan-Feb) における平均。実験設定などの詳細は小玉ほか (2006) を参照。

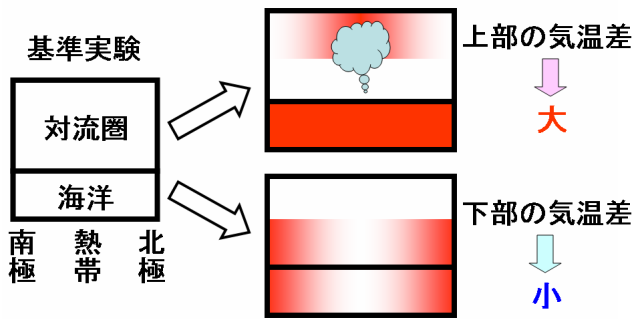


図 2: 実験のイメージ。基準実験 (左) の SST に対して、SST 全体を上昇させた様子 (右上) と、高緯度の SST のみを上昇させた様子 (右下) を示す。赤色は温度上昇を表す。但し、極・赤道間の温度差が変化すると期待される領域のみに色をつけた。

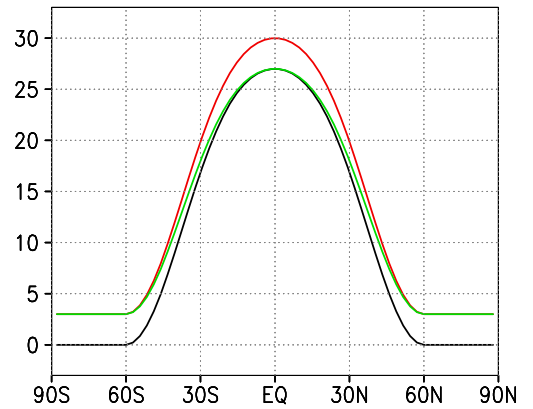


図 3: 大気モデルに与える SST の緯度分布 [°C]。黒: 基準実験、赤: 全体+3 実験、緑: 傾度-3 実験。

$$\begin{aligned}
 \text{SST } [^{\circ}\text{C}] &= (27 + \delta) - \frac{27 + \zeta}{2} \left[\sin^2 \left(\frac{3}{2} \phi \right) + \sin^4 \left(\frac{3}{2} \phi \right) \right] & \text{for } |\phi| < \frac{\pi}{3} \\
 &= (27 + \delta) & \text{for } |\phi| \geq \frac{\pi}{3}
 \end{aligned} \tag{1}$$

但し SST は東西一様で、 ϕ は緯度である。 $(\delta, \zeta) = (0, 0)$ のとき、Neale and Hoskins (2000) で観測に近いとされる Q_{obs} SST に一致する。今回は図 3 のように $(\delta, \zeta) = (0, 0), (3, 0), (0, -3)$ の条件で実験を行い、それぞれ基準実験、全体+3 実験、傾度-3 実験と呼ぶ。SST 分布以外の条件 (e.g., 化学種の分布) は東西一様・南北対称で、基準実験と同一の条件を用いた。春分の日に固定して積分を行い、積

分開始 1 年後以降の 3 年分を解析に使用する。波動と平均子午面循環の解析には等温位面における質量重み付き帯状平均 (p_{\dagger} 系: Iwasaki, 1989; Iwasaki, 2001) を用いた。これは変形オイラー平均 (TEM 系: Andrews and McIntyre, 1976) の有限振幅波動への拡張で、さらに地表面境界を適切に扱うことができる利点もある。

3 結果

図4は帯状平均した気温とその変化である。春分固定で南北対称の条件を用いているため、気温とその変化は南北対称的である。全体+3実験では熱帯の対流圏上部で気温上昇が大きく、中緯度の対流圏上部で南北温度傾度が強まる。逆に傾度-3実験では高緯度の対流圏下部で気温上昇が大きく、中緯度の対流圏下部で南北温度傾度が弱まる。従って東西風(図5)は、全体+3実験では中緯度の対流圏上部から成層圏にかけて西風が強まり、傾度-3実験では中緯度の対流圏下部から成層圏にかけて西風が弱まる。なお全体+3実験については、亜熱帯の成層圏下部から中緯度の成層圏上部において気温上昇および気温下降の尾根が見られ、これに対応して中緯度の成層圏で西風がさらに強まり高緯度で西風が弱まる。このような気温・東西風の変化は、後述する平均子午面循環の変化に伴う断熱加熱・冷却の結果として理解できる。

図6はEPフラックスとその発散である。基準実験のEPフラックスは傾圧不安定波動に対応して、中高緯度の対流圏下部で発散、上部で収束する。全体+3実験では中高緯度の対流圏下部で発散、上部で収束がそれぞれ弱まる。同時に対流圏上部では収束域が上方へシフトする。傾度-3実験も全体+3実験と同様に対流圏下部で発散、上部で収束が弱まる。傾度-3実験でも対流圏上部における収束域のシフトが見られるが、全体+3実験に比べると小さい。EPフラックスの変化に対応して、平均子午面循環(図7)は全体+3実験、傾度-3実験ともに中緯度の対流圏下部・低緯度寄りでは弱まり、対流圏上部・高緯度寄りでは強まる。なお、熱帯のHadley循環は全体+3実験、傾度-3実験ともに弱まる。これは全体+3実験については成層の安定化、傾度-3実験についてはSSTによる加熱の南北差の減少が理由であると考えられる。全体+3実験では熱帯の対流圏上部・成層圏下部において平均子午面循環の強まりも見られるが、これは対流圏界面の上昇が一因であると考えられる。なお、対流圏上部・成層圏下部では上向きEPフラックスが強まるが、それより上方の成層圏における上向きEPフラックスはむしろ弱まる。これはCO₂増加によって成層圏の平均子午面循環が強まるという

過去の研究(e.g., Rind, *et al.*, 1990)とは矛盾しているように見えるが、停滞性波動の有無が成層圏の結果に影響したと考える。

図8は渦運動エネルギー K_E 、図9は K_E の鉛直積算値である。基準実験における K_E のピークは中緯度の対流圏上部にあり、ジェットを中心とおおむね一致する。全体+3実験では K_E は中緯度の対流圏上部で極・上方へシフトするが、図9bからも明らかのように K_E 全体としては減少する。一方傾度-3実験では K_E は中緯度の対流圏上部を中心に対流圏全体で弱まる。このように K_E の変化はEPフラックスの変化とおおむね調和的である。さらに全体+3実験についてはエネルギーの変換項も計算した(図省略)。その結果、帯状平均位置エネルギー P_Z から帯状平均運動エネルギー K_Z への変換項、および K_Z から波動エネルギーへの変換項についても K_E の変化と同様に、全体的な減少と中緯度の対流圏上部における極・上方へのシフトが見られた。

4 考察

4.1 温暖化実験との比較

対流圏の波動活動に注目して、水惑星実験と現実的な温暖化実験を簡単に比較する。はじめに述べたように、温暖化すると対流圏の波動活動は衰退し、同時に対流圏上部の波動収束域が上空・極側へシフトする(図1右)。細かい点を気にしなければ、この結果は水惑星実験における全体+3実験と似ている。ただし2つの結果は1種類の気候モデルから得られたものである。結果の一般性を確認するため、15種類の気候モデルから得られた温暖化時の対流圏の波動活動(Yin, 2005)とも比較した。Yin(2005)は渦運動エネルギーのストームトラック成分 K_E^S を計算し、温暖化すると対流圏上部の K_E^S がモデルに依らず極側へシフトすることを確認した。解析方法が異なるため単純な比較はできないが、温暖化すると渦運動エネルギーがシフトするという結果は水惑星の全体+3実験と共通である。ただし、全体+3実験の K_E はシフトしながら減少しているのに対し、温暖化時の K_E^S はシフトしながら増加しているように見える。

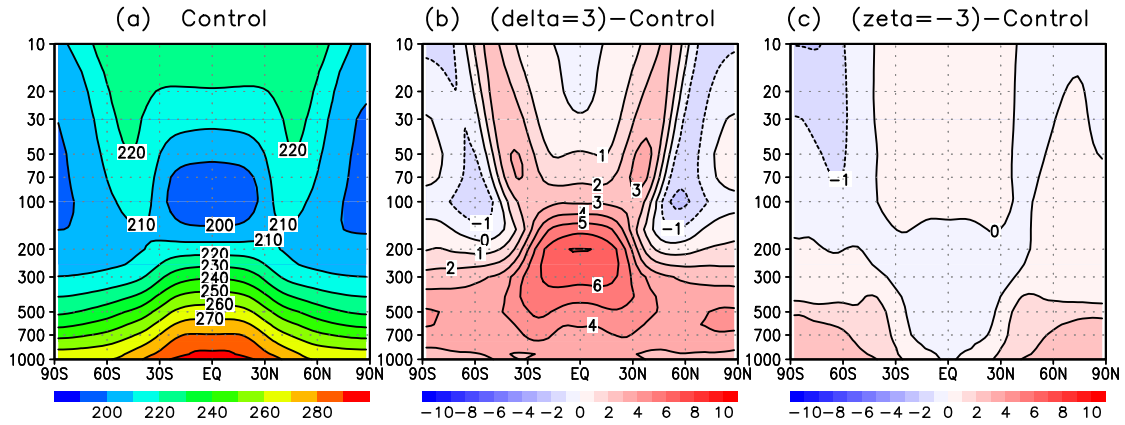


図 4: 帯状平均した気温 [K]。(a) 基準実験、(b) 基準実験に対する全体+3 実験の変化、(c) 基準実験に対する傾度-3 実験の変化。

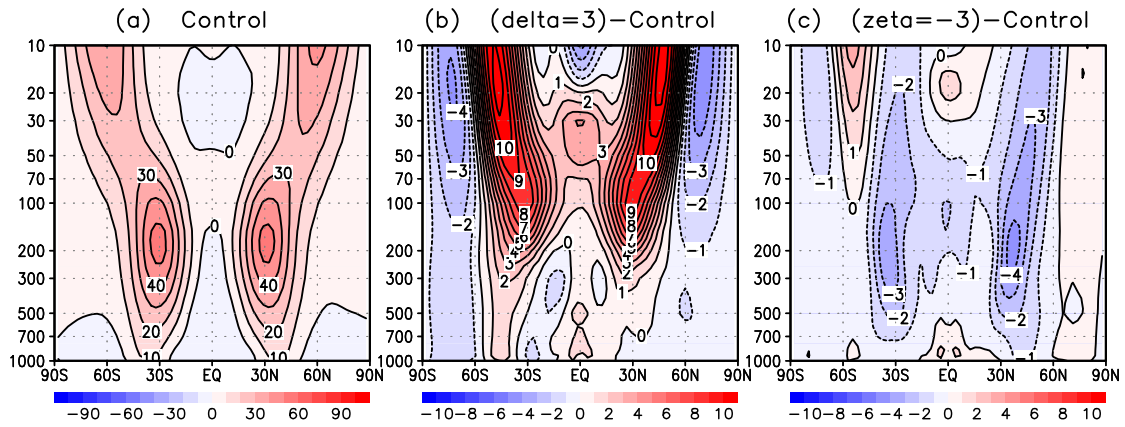


図 5: 帯状平均した東西風 [m/s]。(a) 基準実験、(b) 全体+3 実験の変化、(c) 傾度-3 実験の変化。

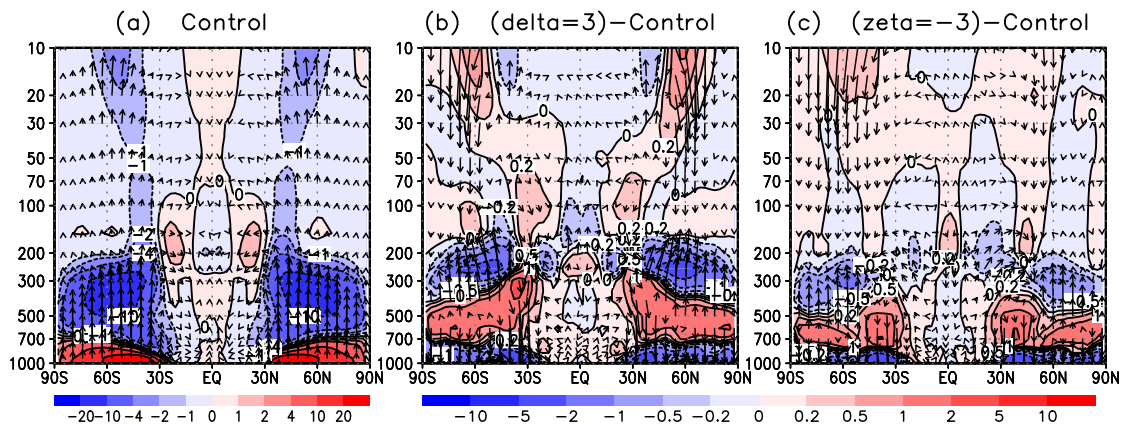


図 6: EP フラックス (矢印) とその発散 (等値線) [m/(s day)]。(a) 基準実験、(b) 全体+3 実験の変化、(c) 傾度-3 実験の変化。赤が発散、青が収束を表す。

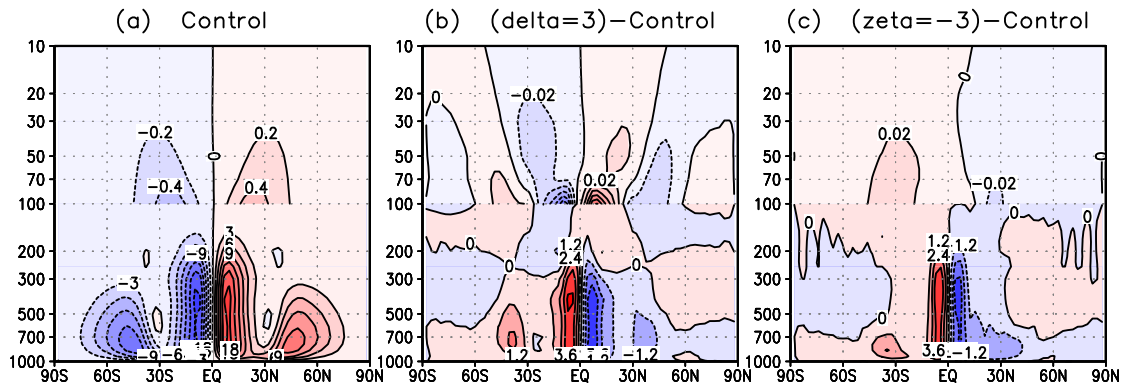


図 7: 平均子午面循環 [10^{10} kg/s]。 (a) 基準実験、 (b) 全体+3 実験の変化、 (c) 傾度-3 実験の変化。赤が時計回り、青が反時計回りを表す。高度によって値が急激に変化するため、100hPa を境に等値線の間隔を変えてある。

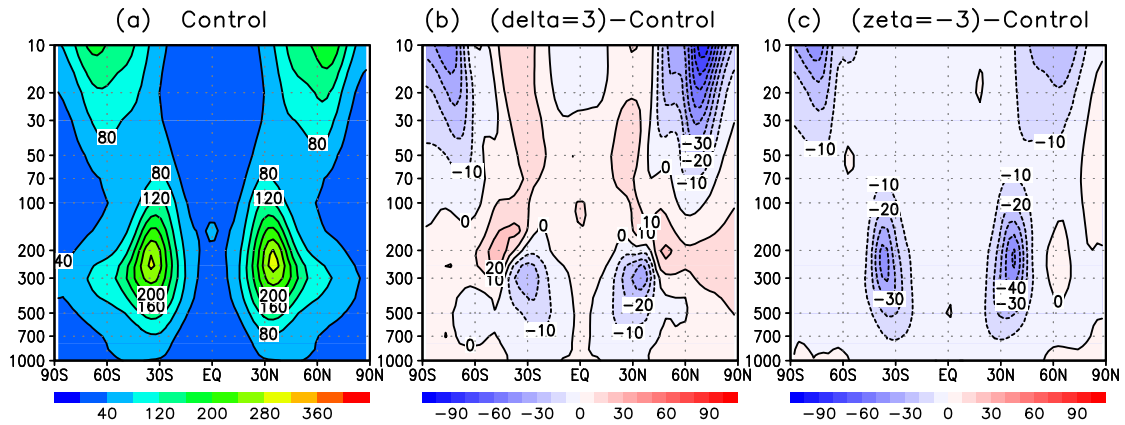


図 8: 渦運動エネルギー [m^2/s^2]。 (a) 基準実験、 (b) 全体+3 実験の変化、 (c) 傾度-3 実験の変化。

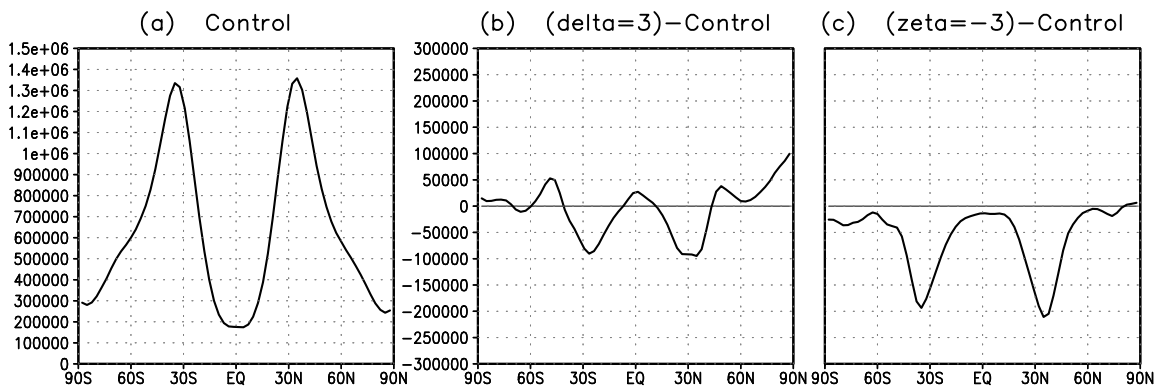


図 9: 鉛直積算した渦運動エネルギー [$\cos \phi$ J/ m^2]。 (a) 基準実験、 (b) 全体+3 実験の変化、 (c) 傾度-3 実験の変化。

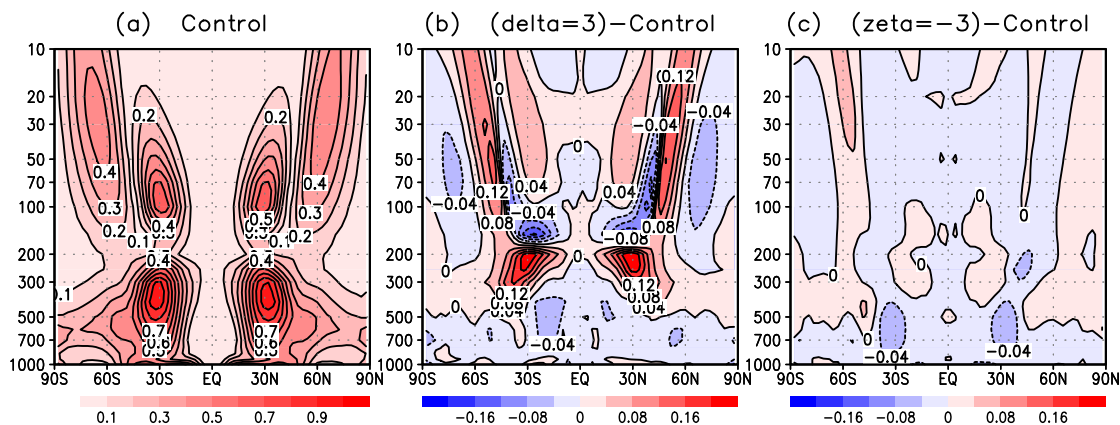


図 10: 帯状平均した Lindzen and Farrell (1980) の傾圧性 [/day]。 (a) 基準実験、 (b) 全体+3 実験の変化、 (c) 傾度-3 実験の変化。

4.2 全体+3 実験の解釈

傾度-3 実験において対流圏の波動活動が減少するという結果については、対流圏下部の南北温度傾度の減少で理解できる。しかし全体+3 実験については、南北温度傾度の増加と波動活動の衰退が矛盾しているように見える。そこで Lindzen and Farrell (1980) の傾圧性を用いて、全体+3 実験の解釈を試みる。この傾圧性は Charney 問題における最大増幅率を近似したもので、

$$(kc_i)_{\max} = 0.31 \times \frac{g}{N\theta} \left| \frac{\partial\theta}{\partial y} \right| \quad (2)$$

と定義される。但し g は重力加速度、 N は Brunt-Väisälä 振動数である。図 10 は傾圧性を図示したものである。全体+3 実験では南北温度傾度の増大により中緯度の対流圏上部・成層圏下部で傾圧性が増加する。一方、成層の安定化により中緯度の対流圏下部と熱帯対流圏で傾圧性がやや減少する。つまり、傾圧性は対流圏上部において上方・極側へシフトする。この結果は渦運動エネルギー K_E のシフト (図 8b) と対応しているように見えるが、話はそう単純ではない。例えば傾圧性が増加する領域 (200hPa, 30N or 30S 付近) について K_E の変化と比較すると、 K_E はこの領域とその下方で減少し、上方・極側で増加する。より一般的な傾向として、対流圏では傾圧性が強まる (弱まる) 位置の上方で K_E が増加する (減少する) ようである。温暖化実験について

の傾圧性は Yin (2005) も計算しており、モデルアンサンブル平均においても同様の傾向が確認できる。

Iwasaki (1990) は対流圏の下部境界に注目し、Eady 問題の考察から地表付近の傾圧性が対流圏の傾圧不安定波動にとって重要であると指摘した。全体+3 実験では対流圏下部の傾圧性がやや弱まっていることから、これが対流圏の全体的な波動活動の減少を決定している可能性がある。逆に、対流圏上部における傾圧性の強まりは、波動活動のシフトを引き起こした可能性はあるものの、対流圏全体の波動活動へはほとんど影響しない (もしくは逆効果である) ことも示唆している。ただし、Lindzen and Farrell (1980) の傾圧性はシア一定を仮定しているため、そもそも本研究や温暖化実験のように $\partial\theta/\partial y$ が高度に依存して変化するような問題に対して有効であるのかという疑問も持っている。全体+3 実験の解釈は今後の課題である。

5 まとめ

対流圏中高緯度の傾圧不安定波動の活動が、対流圏上部・下部それぞれの南北温度差の変化に対してどう応答するか、水惑星の条件で調べた。SST 全体を 3K 上昇させた実験 (全体+3 実験) では中緯度の対流圏上部で南北温度差が大きくなったが、対流圏の波動活動は弱まり、かつ上方・極側へシフトした。一方、熱帯は変わらずに高緯度の SST のみを 3K

上昇させた実験（傾度-3 実験）では、対流圏下部における南北温度差の減少を反映して対流圏全体で波動活動が弱まった。

対流圏上部の南北温度差が大きくなるにも関わらず、対流圏の波動活動が弱まってしまふのはなぜか、理論的に解釈することが今後の課題である。また、本実験の結果がどれだけ現実の温暖化実験の結果を説明するのかという点についても、これから詳しく調べていきたい。

謝辞

発表や懇親会の際、多くの方から質問・コメントを頂き、有意義な議論ができたことを感謝致します。このような発表の機会を与えてくださった北海道大学の渡部先生をはじめとする主催者の方々に、深くお礼申し上げます。本研究は東北大学 21 世紀 COE プログラム「先端地球科学技術による地球の未来像創出」の支援を受けて行われました。

参考文献

- Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031–2048.
- Houghton, J. T., Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguera, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell and C. A. Johnson, 2001: *Climate Change 2001: The Scientific Basis*. Cambridge University Press, New York, 881pp.
- Iwasaki, T., 1989: A diagnostic formulation for wave-mean flow interactions and Lagrangian-mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **67**, 293–312.
- Iwasaki, T., 1990: Lagrangian-mean circulation and wave-mean-flow interaction of Eady's baroclinic instability waves. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **68**, 347–356.
- Iwasaki, T., 2001: Atmospheric energy cycle viewed from wave-mean-flow interaction and Lagrangian mean circulation. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3036–3051.
- Lindzen, R. S. and B. Farrell, 1980: A simple approximate result for the maximum growth rate of baroclinic instabilities. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1648–1654.
- Neale, R. B. and B. J. Hoskins, 2000: A standard test for AGCMs including their physical parameterizations: I: The proposal. *Atmos. Sci. Lett.*, **1**, doi:10.1006/asle.2000.0019.
- Randall, D. and D.-M. Pan, 1993: Implementation of the Arakawa-Schubert cumulus parameterization with a prognostic closure. *Meteorological Monograph / The representation of cumulus convection in numerical models*, **46**, 145–150.
- Rind, D., R. Suozzo, N. K. Balachandran and M. J. Prather, 1990: Climate change and the middle-atmosphere. Part I: The doubled CO₂ climate. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 475–494.
- Shibata, K., H. Yoshimura, M. Ohizumi, M. Hosaka and M. Sugi, 1999: A simulation of troposphere, stratosphere and mesosphere with an MRI/JMA98 GCM. *Pap. Meteor. Geophys.*, **50**, 15–53.
- Yin, J. H., 2005: A consistent poleward shift of the storm tracks in simulations of 21st century climate. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, doi:10.1029/2005GL023684.
- Yukimoto, S., A. Noda, A. Kitoh, M. Hosaka, H. Yoshimura, T. Uchiyama, K. Shibata, O. Arakawa and S. Kusunoki, 2006: Present-day climate and climate sensitivity in the Meteorological Research Institute Coupled GCM Version 2.3 (MRI-CGCM2.3). *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **84**, 333–363.
- 小玉知央, 岩崎俊樹, 柴田清孝, 行本誠史, 2006: CO₂ 増加時の Brewer-Dobson 循環の変化. 平成 17 年度「異常気象と長期変動」研究集会報告.