

佐藤 尚毅 (地球環境観測研究センター)

1 はじめに

マッデン=ジュリアン振動(MJO)(たとえば Madden and Julian 1971)は熱帯域における主要な季節内変動である。MJO はインド洋から西太平洋にかけての領域を数 m/s 程度でゆっくりと東進するが、この位相速度はケルビン波と比べてかなり遅い。このような遅い東進のメカニズムはいまだに解明されていない。1980 年代から 90 年代にかけて、乾燥大気のケルビン波を修正することによって、MJO の遅い東進を説明しようという試みがなされた。たとえば、Lau and Peng (1987)は wave-CISK という考え方を提唱した。wave-CISK では、下層大気の水平収束や上昇流に応じた非断熱加熱を与えている。Chang and Lau (1988)は正の加熱のみを与えるようにモデルを修正し、また Wang (1988)は摩擦収束を考慮した。このように wave-CISK にはさまざまな変種が存在する。wave-CISK を取り入れることによって、ケルビン波の速度をある程度遅くすることはできたが、現実の MJO と比べて十分とはいえない。また、Wheeler and Kiladis (1999)の結果は、スペクトル空間上において MJO とケルビン波は明瞭に分離していることを示しているが、wave-CISK ではケルビン波自体の位相速度を遅くしてしまうので、MJO とケルビン波が共存している現実の熱帯域の季節内変動とは必ずしも整合しない。エルニーニョ=南方振動

(ENSO)に関しては、赤道 β 平面における浅水波方程式に大気海洋結合を考慮した修正を加えることによって、ENSO というモードの存在を説明する研究が行われてきた(たとえば Philander et al. 1984, Hirst 1986)。MJO に関しては、たとえば Flatau et al. (1997)の数値実験によって大気海洋結合の重要性が示唆されたが、方程式系の固有モードとして MJO の存在を説明しようとする研究は行なわれてこなかったようである。近年では衛星観測の進展により、MJO に伴う海面水温(SST)の変動が明らかになってきた(たとえば Han et al. 2007)。本研究では観測事実に基づいて大気海洋結合を簡略化して表現し、それを赤道 β 平面における浅水波方程式に取り入れることによって、MJO に対応するようなモードが現れるか検討する。

2 ケルビン波型のモード

赤道 β 平面における浅水波方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial t'} u' - \beta y' v' = -g \frac{\partial}{\partial x'} h'$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} v' + \beta y' u' = -g \frac{\partial}{\partial y'} h'$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} h' = -h_0 \frac{\partial}{\partial x'} u' - h_0 \frac{\partial}{\partial y'} v'$$

u' 、 v' 、 h' はそれぞれ東西風、南北風、層厚(気圧、気温)偏差で、下層が西風、南風、高気圧偏差の場合を正とする。ここで、SST 偏差 T' を新たに定義して予報変数の

数をひとつ増やす。 T' は東西風偏差 u' に依存して時間変化し、また T' は大気の種類厚(気圧、気温)の偏差 h' の時間変化を引き起こすと仮定する。

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t'}u' - \beta y'v' &= -g\frac{\partial}{\partial x'}h' \\ \frac{\partial}{\partial t'}v' + \beta y'u' &= -g\frac{\partial}{\partial y'}h' \\ \frac{\partial}{\partial t'}h' &= -h_0\frac{\partial}{\partial x'}u' - h_0\frac{\partial}{\partial y'}v' - c_1'T' \\ \frac{\partial}{\partial t'}T' &= -c_2'u'\end{aligned}$$

ここでは、観測事実に基づいて、西風基本場のもとで正の東西風偏差が生じると、海上風速が増大し、SST が低下することを考慮している。以上の方程式系において、赤道変形半径などを基準にして各変数を規格化すると、

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}u - yv &= -\frac{\partial}{\partial x}h \\ \frac{\partial}{\partial t}v + yu &= -\frac{\partial}{\partial y}h \\ \frac{\partial}{\partial t}h &= -\frac{\partial}{\partial x}u - \frac{\partial}{\partial y}v - \kappa T \\ \frac{\partial}{\partial t}T &= -u\end{aligned}$$

となる。ここで第3式の右辺第3項の κ は大気海洋結合の強さを表している。従来の浅水波方程式系と同様に $v=0$ という条件のもとで方程式を解き、分散関係を求めると、

$$\omega^3 - k^2\omega + \kappa k = 0$$

となる。 $\kappa=0$ の場合は $\omega=k$ という古典的な解が得られる。観測事実に基づく現実的な値として $\kappa=0.02$ とすると、分散関係は図1のようになる。従来の浅水波方程式($\kappa=0$)においては、実数の東西波数 k に

対して振動数 ω は常に実数であったが、 $\kappa>0$ の場合には k の値によって ω が虚数成分を持つようになる。これは成長モードが現れることを意味している。ここで k は地球の半径ではなく赤道変形半径に対して規格化されている点に注意されたい。図1を見ると、 $k>0.227$ (東西波長 28000km以下に相当)では、従来の解に近い実数解と、従来の解よりもずっと小さい実数解のふたつが存在することが分かる。つまり、古典的なケルビン波とは独立な、位相速度の遅い東進モードが存在することを示している。一方 $k<0.227$ では ω が虚数成分を持つ。これは不安定(成長)解が存在することを意味している。 $k>0.227$ における ω が小さいほうの解や、 $k<0.227$ における不安定解は、Wheeler and Kiladis (1999)が示したような現実のMJOの波長や位相速度に対応しているように思われる。今考えている設定では、地球半径に対して東西波数1の成分は $k<0.227$ であり、不安定モードとなっている。現実の大気においてもMJOが大気海洋結合系の不安定モードとして成長している可能性がある。

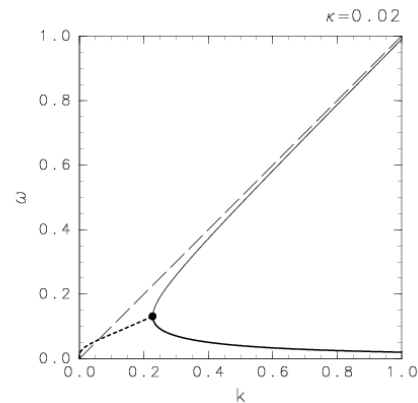


図1. $\kappa=0.02$ におけるケルビン波型モードの分散関係。実線は ω 実数の解、点線は ω 複素数の場合の実数成分。破線は $\kappa=0$ の場合。

解の空間構造を見ると(図2)、 ω 実数の中立解(図1中の実線)においては、 h と u の位相関係は、従来の方程式系におけるケルビン波の構造と同様である(ただし南北方向のスケールは $\sqrt{\omega/k}$ に比例して変化する)。つまり、 u が正の場所で、 h も正になっている。図2において、 h と u の極大の4分の1波長前方(東方)でSST偏差 T が極大になっている。東西風偏差の極大の前方でSST極大、後方でSST極小という構造は観測と整合的である。ケルビン波は東進するので、4分の1波長前方では h の時間変化は極大になる。この場所にある T の極大は h の負の時間変化を生じさせる作用があるので、 T の偏差はケルビン波の東進を遅くしているといえる。このような大気海洋結合が、図1において、従来の位相速度よりも遅い位相速度を持つ解をもたらしていると考えられる。位相速度の大きさによって u がもたらす T の偏差の大きさは変わるが、この T の偏差の大きさが逆にケルビン波の位相速度の減速の大きさを決める。したがって位相速度の大きさと、 u に対する T の大きさの比は互いに定量的に整合しなければならない。図1において ω 実数の解がふたつ存在することは、このような整合性のある位相速度の値がふたつ存在することを意味している。

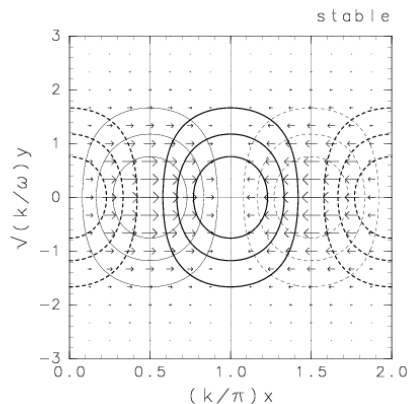


図2. ω 実数の解の構造。細い線は h 、太い線は T 。それぞれ点線は負の値。

次に、最も不安定(ω の虚数成分が最大)な解の構造を調べた(図3)。図2の中立解と比べて h の極大が u の極大に対して西にずれ、また、 h の極大の4分の1波長だけ西にあった T の極小が東にずれている。このため、 h と T の積の値の東西積分が負になる。これは、下層が高(低)気圧偏差になっている領域で負(正)のSST偏差が高(低)気圧偏差の強化をもたらしていることを意味している。このような気圧偏差とSST偏差の重なり合いがモードの成長に寄与していると解釈できる。

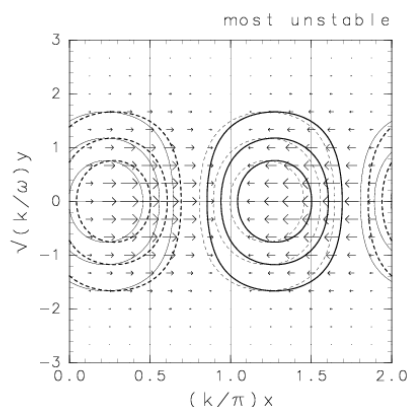


図3. 図2と同じ。ただし、 ω の虚数成分が最も大きい解。

3 ロスビー波型のモード

ここでは $\nu \neq 0$ として分散関係を求めた。
 $\omega^4 + [-k^2 - \mu(2n+1)]\omega^2 + (\kappa-1)k\omega + \kappa(n+1) = 0$

$$\mu = \frac{\kappa + \sqrt{4 + \kappa^2}}{2}$$

分散関係を図示すると図4のようになる。重力波成分には、 $\kappa=0$ の場合と比べて大きな変化はない。一方、赤道ロスビー波成分は、原点に対称な形で、ふたつに分離する。 $\kappa=0$ の場合とは異なり、分散曲線は原点を通らなくなり、 ω/k が正の値をとるような解が現れる。これも、MJOの遅い位相速度と対応する。

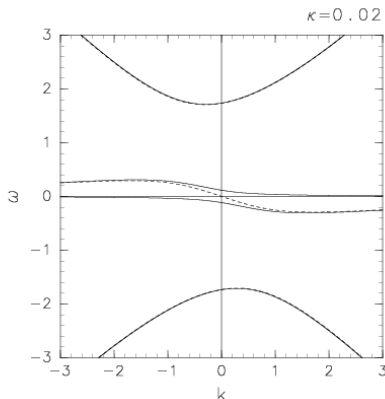


図4. $\kappa=0.02$ におけるロスビー波型モードの分散関係。点線は $\kappa=0$ の場合。

図5にロスビー波型モードの構造を示す。東西風偏差 u 、層厚偏差 h の構造は、大気海洋結合がない場合($\kappa=0$)と同じである。SST偏差は、東西風の正偏差の極大の4分の1波長東方で、極大になっている。この点については、ケルビン波型モードと同様、観測と整合的である。ただし、層厚偏差は、下層の西風が極大の場所で、下層に低気圧偏差が現れるような符号になっている。この点で、ロスビー波型モ

ードはケルビン波型モードとは異なっている。

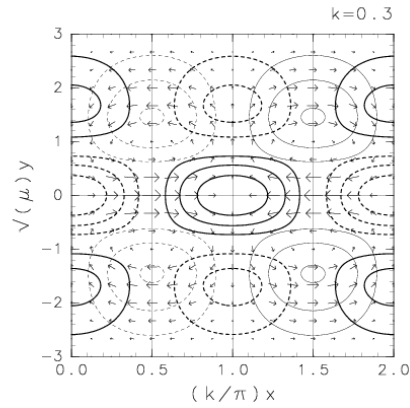


図5. 図2と同じ。ただし、ロスビー波型モード。

4 まとめ

赤道 β 平面における浅水波方程式に大気海洋結合を取り入れることによって、MJOに対応する遅い東進成分の存在を説明することを試みた。 $\nu=0$ を仮定した場合に得られるケルビン波型モードとして、現実のMJOに近い分散関係を持つモードが得られた。このモードは、大気海洋結合がない場合にも得られるケルビン波とは別のものである。つまり、古典的なケルビン波とMJOが共存することが整合的に説明されている。特に東西波数が小さい場合には、不安定解が存在し、現実大気の大気MJOが不安定モードとして成長している可能性を示唆している。 $\nu \neq 0$ を仮定したロスビー波型モードとしても、観測されたMJOに近い分散関係を持つ解が得られる。MJOに伴う東西風、気温、SST偏差の構造を詳しく解析することによって、現実のMJOがどちらのモードに近いのか明らかになるであろう。

文献

Chang, C.-P., and H. Lim, 1988: Kelvin wave-CISK: A possible mechanism for the 30-50 day oscillations. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1709–1720.

Flatau, M., P. Flatau, P. Phoebus, and P. P. Niño, 1997: The feedback between equatorial convection and local radiative and evaporative processes: The implications for intraseasonal oscillations. *J. Atmos. Sci.*, 54, 2373–2386.

Han, W., D. Yuan, W. T. Liu, and D. J. Halkides, 2007: Intraseasonal variability of Indian Ocean sea surface temperature during boreal winter: Madden-Julian Oscillation versus submonthly forcing and processes. *J. Geophys. Res.*, 112, C04001, doi:10.1029/2006JC003791.

Hirst, A. C., 1986: Unstable and damped equatorial modes in simple coupled ocean-atmosphere models. *J. Atmos. Sci.*, 43, 606–632.

Lau, K.-M., and L. Peng, 1987: Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part I: Basic theory. *J. Atmos. Sci.*, 44, 950–972.

Madden, R. A., and P. R. Julian, 1971: Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropic Pacific. *J. Atmos. Sci.*, 28, 702–708.

Philander, S. G. H., T. Yamagata, and R. C. Pacanowski, 1984: Unstable air-sea interactions in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, 41, 604–613.

Wang, B., 1988: Dynamics of tropical low-frequency waves: An analysis of the moist Kelvin wave. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2051–2065.

Wheeler, M., and G. N. Kiladis (1999), Convectively coupled equatorial waves: Analysis of clouds and temperature in the wavenumber-frequency domain. *J. Atmos. Sci.*, 56, 374–436 399.