

冬季北半球環状モードにおける帯状風と波動の役割

黒田友二（気象研究所）

1、はじめに

大気中には沢山の波動が存在し、それらの波動が大気中にさまざまな変動を引き起こすことで気象現象が生じている。中でも重要な波動は総観規模波動とよばれている中緯度で卓越する波長が5000km程度の波動であり、天候の変化を引き起こす主役となっている。大陸と海洋のコントラストが大きな北半球では、さらに停滞性波動とよばれる波長のきわめて長く地理的に移動しない波動も大きな振幅を持ち、気候形成に重要な役割を果たしている。これらの波動に対し、最近中間規模波動とよばれる波長が3000km以下の波動が新たに注目されるようになった。この波動は日々の天気を支配している高低気圧で卓越している波動である総観規模波動と、前線や台風などの大きさ程度の大きさを表すメソスケール（2000km以下）との中間程度のスケールの波動であって、典型的には2000-3000km程度の波長をもち、総観規模とメソスケールの「中間の」水平スケールを持つ波動ということから発見者である佐藤ら(Sato *et al.*, 1993)によって命名された。この波動は波長も短く気候学的な振幅も比較的小さいことから今まで気候学的に重要な役割を果たしているとは考えられてこなかった。しかし最近、Kuroda and Mukougawa (2011: 以下 KM11)によって、南半球極域における大規模変動である南半球環状モード(SAM)とよばれる半球規模において、中間規模波動はその変動を

駆動している全波動の約三分の一をも担う言わば準主役であることが報告され、中間規模波動は気候変動においても重要な役割を果たしていることが次第に明らかになってきた。

中間規模波動が南半球で重要な役割を果たしているなら、この波動は北半球でも重要な役割を果たしているであろうと考えることは自然であろう。そこで本論文では、SAMの北半球版とでも言うべき北半球極域の大規模変動である北半球環状モード(NAM)形成に対して中間規模波動が果たす役割を明らかにすることを目的とした。しかし、南半球とは異なってNAMの出現は冬季に顕著であることから冬季のNAMについて調べた。さらに、過去の研究からNAMの形成にはSAMとは異なって停滞性波動も総観規模波動も共に重要であることが既に分かっている(Limpasuvan and Hartmann, 2000; Lorentz and Hartmann, 2003)。そこで、本研究ではこれら3タイプの波動が冬季のNAM形成に果たす役割という視点で解析を行うこととした。なお詳細については投稿予定の論文(Kuroda and Mukougawa, 2013)を読んでいただきたい。

2、データと解析方法

本論文ではKM11と同様に、ヨーロッパ中期予報センター(ECMWF)が作成した最新の再解析データであるERA-Interim(Dee *et al.*, 2011)を気象場の観測データ

として用いた。解析期間は1989/90年から2008/09年までの20冬分とし、12月～3月を冬季と定義してこの間の6時間ごとのデータを用いた。摩擦力や非断熱加熱のような、データで陽に与えられていない緒量については、6時間ごとのデータを運動方程式に代入し、方程式の残差として求めた。解析は基本的には月平均データを用いたが、波加速などの二次以上の量は、6時間ごとに積を求めた結果を月平均した値を用いた。

解析手法としては主に月平均データに基づいて冬季のNAM指数と相関係数や回帰係数を計算することによって典型的なNAM変動に対しての波動の振る舞いを調べた。

NAMは、Thompson and Wallace (1998)に従い、季節変化を取り除いた20°N以北の海面校正気圧の冬季(12月～3月)の月平均場変動のEOFの第一成分とした定義した。この成分は全体の変動の22%を説明し、第二成分(14%)に比べて十分卓越していた。

次に波動の定義であるが、KM11と同様に、総観規模波動は周期が2日～6日の波動、中間規模波動は周期が1.75日以下の波動をバンド幅が31日のランチョスフィルターを用いて濾波した。但し、中間規模波動成分は潮汐成分がデータに含まれないように、ハイパスフィルターしたデータからさらに潮汐に相当する帯状波数0～2の成分を取り除いた。停滞性波動は31日の移動平均を用いた波動成分として定義した。移動平均の定義から周期的にはおよそ80日以上の変動ということになる。

波動がNAM変動に与える寄与を見積もるためにここでは帯状平均した球面上の

プリミティブ方程式を元にした力学的診断を行った。基本となる方程式は以下の通りである：

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 2\Omega \bar{v} \sin \phi + \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{F}_n + \bar{G}, \quad (1a)$$

$$2\Omega \bar{u} \sin \phi + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} = \bar{J}, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial p} = -\frac{R\bar{T}}{p}, \quad (1c)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \Gamma \bar{\omega} = \bar{Q}_1 + \bar{Q}_2 + \bar{Q}_n + \bar{S}, \quad (1d)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v} \cos \phi) + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = 0, \quad (1e)$$

ここで、各項は

$$\begin{aligned} \bar{F}_1 &= -\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} [\overline{u'v'} \cos^2 \phi], \\ \bar{F}_2 &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 \overline{u'w'}], \\ \bar{Q}_1 &= -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} [\overline{v'T'} \cos \phi], \\ \bar{Q}_2 &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 \overline{w'T'}], \end{aligned} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $\bar{G}$ ($\bar{S}$)は摩擦(非断熱加熱)、 $\Gamma = -fT_0/fp + \kappa T_0/p$ は $T_0(p)$ を基本場の温度とした安定度、 Ω は地球の自転速度であり、バーは帯状平均、ダッシュは帯状平均からの偏差であり、他の記号は慣例に従っている。なお、 $\bar{F}_1 + \bar{F}_2$ は波の運動量強制、 $\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2$ は熱強制に相当する。なお、それぞれの強制で後者の項は鉛直速度と関係する項を表している。また、 $\bar{F}_n$ 、 $\bar{Q}_n$ 、 $\bar{J}$ は運動量方程式および熱力方程式の非線形(移流)項、バランス風の破れをあらわしている。但し、 $\bar{Q}_n$ には移流項に加えて、式を(1d)の左辺のように括った残りの全ての項も含めている。方程式(1) (2)は省

略無しのプリミティブ方程式を帯状平均しただけのものであることに注意してほしい。

ところで方程式(1)は下記の様に線形方程式であるオメガ方程式の形にまとめることができる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} \left(\frac{\cos\phi}{\sin^2\phi} \frac{\partial\bar{\omega}}{\partial\phi} \right) + \frac{4\Omega^2 a^2 p}{R\Gamma} \frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial p^2} \\ &= \frac{2\Omega a p}{R\Gamma \cos\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} \left[\frac{\cos\phi}{\sin\phi} \frac{\partial}{\partial p} (\bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{F}_n + \bar{G} - \frac{\dot{J}}{2\Omega \sin\phi}) \right] \\ & - \frac{1}{\Gamma \cos\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} \left[\frac{\cos\phi}{\sin^2\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} (\bar{Q}_1 + \bar{Q}_2 + \bar{Q}_n + \bar{S}) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

この方程式は線形であるから、右辺の各項のみを与えて方程式を解けば、その項が強制する上昇流を求めことができる。さらに、上昇流が分かれば、式(1e)から南北風、即ち子午面循環も一意に求めることができる。なお、これらの方程式は具体的には帯状ハフ関数と随伴関数を用いて境界条件を考慮した上で解いた。なお、最下層での境界条件としては $\overline{D\Phi/Dt} = 0$ を簡略化して用いた。

しかしながら、なお非線形項の部分がなお問題である。というのは、非線形項全部の効果は確かに(3)で評価できるが、非線形項は例えばある波強制のみを右辺に与えた場合でも結果として生じてしまう性質のものであり物理的には独立したものである。そこで与えた波強制にこの効果を取り込むために次のような工夫をした。まず全非線形効果を与えた場合でも波強制によって駆動される子午面循環は小さいことから、まずは非線形項を無視して(3)によって子午面循環を求め、それを子午面循環の第0近似とする。この計算

された子午面循環を用いて非線形項を計算する。計算の際の鉛直流、南北流以外の帯状風や温度場は、観測された量そのものを用いる。このようにして非線形項の第一近似を求める。次にこの項を最初の波強制と共に(3)の右辺に与えることで子午面循環の近似度を高める。このことを3回繰り返し十分収束させることによって各波強制に伴う非線形効果も含めた子午面循環を計算した。

ところで、このようにして各波強制が駆動する子午面循環が分かると、式(1a)の右辺でそのようにして計算された子午面循環を用いれば東西風加速に対しての診断を行うことができる。また、鉛直気圧速度のモデル最下端での評価から、地表面気圧変化に対する診断も行うことができる。このような診断を1日ごとに行い、さらにこれらから月平均値を作成した。

3、結果

まずは、基本的な量についての NAM に対する回帰係数を調べてみた。図1は NAM に回帰した海面校正気圧 (a)、東西風 (b)、オイラー質量流線関数(c)である。海面校正気圧への回帰パターン(a)は、これまでの研究の結果とほぼ同様に極と中緯度間

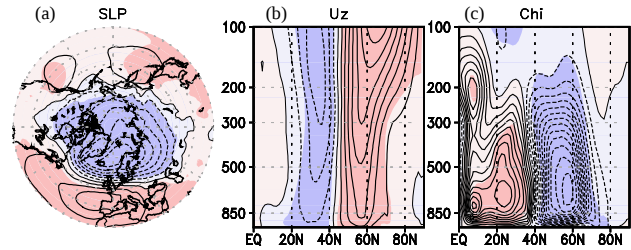


図1、NAM指数に回帰した(a)海面校正気圧、(b)帯状平均東西風、(c)オイラー質量流線関数。コンター間隔は(a)では1 hPa、(b)では0.5m/s、(c)では $5 \times 10^9 \text{ kg/s}$ であり、統計的有意性が98%以上の領域に陰影を施している。

のシーソー的変動を示しているが中心域が北大西洋方面へとシフトした、北大西洋振動(NAO)による変動が主となっており、極域のピークはアイスランド東方の -7 hPa である。他方、東西風(b)は 35° N と 60° N 付近を作用中心とする南北双極子的な変動パターンを示し、その振幅は対流圏界面付近の 300 hPa 高度で見ると 60° N で 2.5 m/s 、 35° N で -1.5 m/s である。オイラー質量流線関数については、高緯度では反時計回り、低緯度では時計回りの双極子的構造を示し、地表面気圧の変動パターンとよく対応している。なお、高緯度側のピークの値は、 60° N で $-6.8\times 10^9\text{ kg/s}$ となっている。

まず、NAM 形成のための各強制項の役割について概観した。図2は主な強制項である全波加速と地表面摩擦による子午面循環と帯状風加速、さらに計算のチェックのために全強制項の和に伴う子午面循環、帯状風加速の NAM 指数に対する回帰係数を示した。

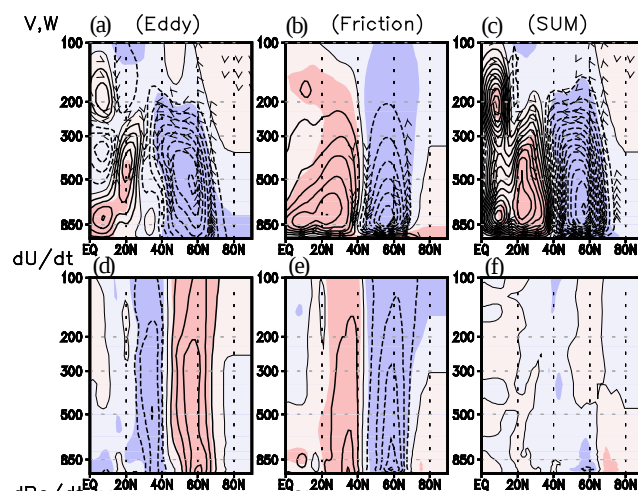


図2、図1と同じ、但し各強制項による(a-c)オイラー質量流線関数、(d-f)東西風加速。(a) (d)は全波動による運動量強制と熱強制の総和の寄与、(b) (e)は摩擦力の寄与、(c) (f)は、全ての強制項による寄与を示す。コンター間隔は(a-c)では $5\times 10^9\text{ kg/s}$ 、(d-f)では 0.1 m/s/day 。

図から、全波動で駆動される子午面循環のピーク値は $-4\times 10^9\text{ kg/s}$ であり、ピーク値が $-3\times 10^9\text{ kg/s}$ である摩擦と循環が同じ方向であることが分かる。また、全子午面循環はほぼこの2者で決まってい、その他の強制項からの寄与は小さい。また、全ての項から求められる子午面循環を合計した値(図2c)は、再解析データの南北流と鉛直気圧速度から直接求められた子午面循環の回帰図(図1c)とほとんど同じであるため、その計算精度は十分であると判断できる。次に、東西風加速をみると、波による加速のピークは地表面付近の 0.44 m/s/day であり、それに対して摩擦による加速は -0.54 m/s/day とほぼ釣り合っている。また、面白いことにNAMに伴う東西風に働く摩擦が駆動する子午面循環は摩擦層のみならず対流圏全層にわたる減速要因であることが分かる。また、それ以外の項による加速は小さい。また、波加速と摩擦による効果はおおよそキャンセルして全ての項の和は、極域に存在するノイズ的な値を除くと、ほとんど0となっている。なお、波強制の計算では、陸地の下で波強制項を0と置いているが、摩擦に関してはそのような取扱いをしていない。それは本研究ではフラットな境界条件を用いた計算をしているため、子午面循環を閉じさせるために重要な地形上の摩擦をフラットな下部境界上に射影させる必要があるためである。実際に結果をみると、このような取扱いによって、近似的には帯状平均した子午面循環はよく記述されていることが分かる。

さて、まず各波動の振幅について NAM の回帰係数を調べた。なお、波の振幅は帯状平均からのずれということで定義して

いることに注意する。図3はNAMに対する帯状場(上段)、300hPa面(中段)、1000hPa面(下段)上の停滞性波動(左列)、総観規模波動(中列)、中間規模波動(右列)の回帰係数を示す。

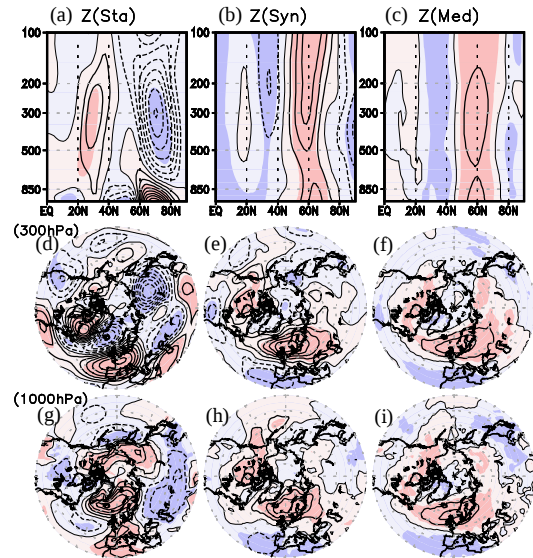


図3、図1と同様、但しNAM指数と停滞性波動(a)(d)(g)総観規模波動(b)(e)(h)および中間規模波動(c)(f)(i)の振幅との回帰係数。(a)-(c)は帯状平均を、(d)-(f)は300hPa面上、(g)-(i)は1000hPa面の変動を表す。コンター間隔は帯状場は1m、300hPa面上は5m、1000hPa面上は2mである。

帯状平均場に対する回帰を見ると、停滞性波動は高緯度では下部対流圏とそれ以上でNAMに対する変化が異なっていて、下層で最大振幅が9mの正、上層で最大振幅が-7mの負という応答を示している。低緯度でも比較的小さな振幅変化が見られ、高緯度と合わせておよそ4重極的な変化をしていることが分かる。このような停滞性波動の複雑な振幅変化に比べ、総観規模波動と中間規模波動は南北双極子的な振幅変動であり、特に高緯度側の正の振幅変動が目立つ。実際総観規模波動では3m強の、中間規模波動では2m弱のピークが圏界面付近に見られる。次に300hPa面の波

動を見ると停滞性波動は北大西洋域で波束的変動をしているのみならず極東域にも大きな負の領域があり振幅変動は複雑である。それに対して、総観規模波動と中間規模波動の振幅は比較的単純で、スカンジナビア付近とカナダあたりで正の大きな振幅をもち、その南に負の振幅が存在するような変動である。このような構造は1000hPaでもほぼ同じであり、総観規模波動と中間規模波動は順圧的な変化をしていることが分かる。それに対して停滞性波動は帯状場で見えた振幅変動に対応して1000hPa面では北極周辺は正、その南側に負の領域が取り巻くような構造となっていて対流圏上部とは構造が異なっている。NAMに伴う形態的な変化は以上のようなものである。

次に、各波動について、それぞれが駆動する子午面循環、帯状風加速を調べた。図4は各波動の駆動する子午面循環と帯状風加速のNAMに対する回帰を示したものである。

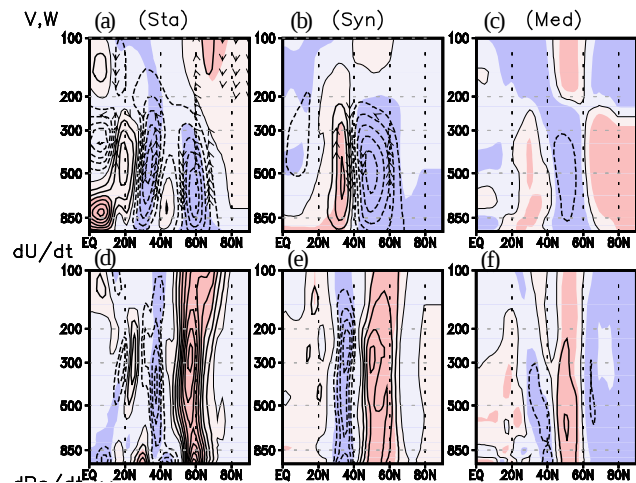


図4、図1と同様、但し、停滞性波動(a)(d)、総観規模波動(b)(e)、中間規模波動(c)(f)による子午面循環(上段)と帯状風加速(下段)。コンター間隔は(a-c)は $3 \times 10^8 \text{ kg/s}$ 、(d-f)は 0.03 m/s/day 。

まず子午面循環を見ると、停滞性波動では複雑で 60° N付近と 35° N付近にそれぞれ $-1.7 \times 10^9 \text{kg/s}$ と $-1.6 \times 10^9 \text{kg/s}$ のピークを持つ反時計まわりの子午面循環が卓越している。総観規模波動と中間規模波動では共に 50° Nを中心とするそれぞれ $-1.7 \times 10^9 \text{kg/s}$ と $-0.5 \times 10^9 \text{kg/s}$ のピークの反時計まわりの循環が作られている。次に帯状風加速を見ると、停滞性波動は 60° N付近の圏界面に 0.25m/s/day 、地表付近に 0.29m/s/day の正のピークを持つ構造をしている。それに対して総観規模波動は 50° N付近の圏界面に 0.13m/s/day の正のピークを持ち、対して中間規模波動は 50° N付近の 700hPa で 0.06m/s/day をピークとして帯状風を加速していることが分かる。

以上の結果から NAM による帯状風の加速の全体の 6 割ほどは停滞性波動によるものであり、残りの部分が総観規模波動と中間規模波動による。そのうち三分の一即ち全体の 15% 程度の加速が中間規模波動によるということが分かる。南半球の SAM では中間規模波動の寄与は 3 割ほどもあったことを考えると、北半球冬季の NAM ではその半分ほどしかないことになる。その理由は SAM とは異なり NAM では停滞性波動の寄与が非常に大きいためである。実際に SAM に対する停滞性波動の寄与は減速であり、加速には寄与していなかったのだからその違いは非常に大きい。

さて波動がこのように帯状風を加速しているということは、波動は帯状風に対して仕事をしているということであり波動はエネルギーを失っていることになる。そこでもしこの系が自己維持的に安定であるならば波動にエネルギーが注入されるような仕組みが必要な筈である。このこと

を調べるためにここでは K11 と同様にローレンツ流の波と平均流とのエネルギー論を一般化した Holton(1975)による定式化を用いて議論する。この定式化を用いることによって、帯状場のエネルギーから波のエネルギーへの変換量を見積ることができる。

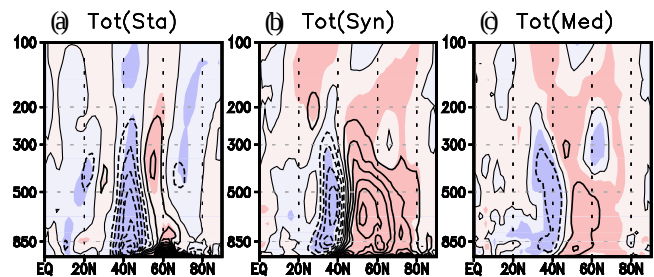


図5、図1と同様、但し、帯状平均エネルギーから(a)停滞性波動、(b)総観規模波動、(c)中間規模波動への全エネルギー変換量の回帰。コンター間隔は(a)が $1 \times 10^{-5} \text{W/m}^3$ 、(b)(c)が $0.5 \times 10^{-5} \text{W/m}^3$ 。

図5はこのようにして計算した帯状場から波動へのエネルギー変換の NAM 指数に対しての回帰係数である。同様な計算を運動エネルギー変換とポテンシャル変換に分けても計算したが、後者が前者にたいして卓越していること、即ち図5はポテンシャルエネルギー変換と殆ど同じであることが分かった。

図から総観規模波動も中間規模波動も主に $55-60^{\circ}$ N の帯状風の加速域で、帯状場から波動へのエネルギー変換が起きていることが分かる。これはいわゆる傾圧変換であり、平均場の位置エネルギーが波動のエネルギーへと変換されており、特に総観規模波動はもっとも成長率の大きい波動であるため傾圧不安定性がこのようにして解消されていることを表していると考えられる。また、中間規模波動の場合も

総観規模波動に比べて不安定性が小さいものの平均場から波動への有意なエネルギー変換が存在していることが分かる。これらに対して停滞性波動では高緯度側のエネルギー変換は小さく、低緯度側の負のエネルギー変換も目立つものの、少なくとも帯状風の加速域でやはり正のエネルギー変換が存在していることは面白い。

図4と図5の結果を総合的に見ると、停滞性波動、総観規模波動、中間規模波動は全て帯状風を加速するセンスで働くものの、エネルギー的にはこれによって失われるエネルギーの幾ばくかは帯状場から波動へと変換するエネルギーによって補われているということが分かる。つまりエネルギー的には波動と帯状場の間で双方向のやりとりが起きているということ、つまりある種の正のフィードバックが成立しているということを意味している。

さて、ここまではNAMと各種物理量との同時回帰を調べてきたが、時間的なズレまで考慮して回帰を調べてみることは興味深いであろう。それはラグまで考慮することで各諸量の時間的な作用と反作用等の効果も含めた解析が可能になるからである。そこで、特に波の加速と平均場から波動へのエネルギー変換についてラグ回帰解析を行った。

図6はその結果であり、上段の図はNAMと帯状風との相関が特に高かった下部対流圏の55-60°N、950-800 hPaで平均した各波動の帯状風に対する加速量(a)と帯状平均場から各波動へのエネルギー変換量(b)であり、下段の図は帯状風のNAM回帰が正である45°N以北かつ100 hPa以下の全領域で積分した諸量を表している。なお、下段で加速量の単位がワット

で表されているのは仕事をエネルギー換算したためである。なお、横軸はNAM指数に対しての日を単位としたラグであり、ラグの計算は31日移動平均した物理量で計算していてラグが正はNAM指数が諸量に対して先行していることを表している。

結果を見ると、コア領域(図6上段)で帯状風を加速している主役の波動は停滞性波動であり、総観規模波動、中間規模波動の寄与は比較的小さい。またそのラグを見ると停滞性波動の加速の最大はNAMがピークになる10日ほど前に出現しており、

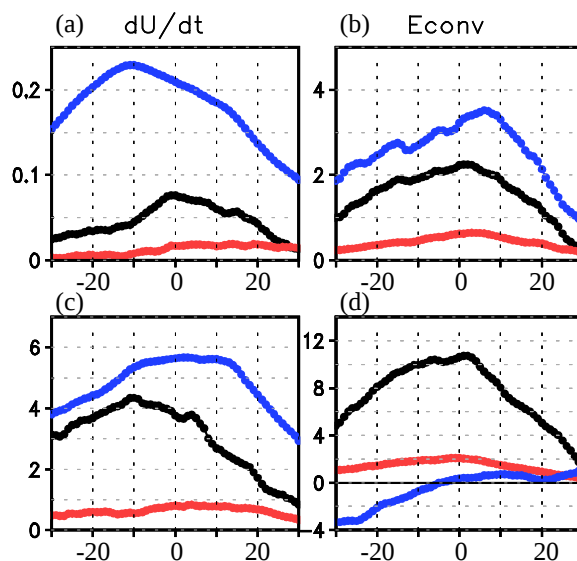


図6、各波動の平均東西風に対する加速(a)(c)及び、平均場から波動へのエネルギー変換(b)(d)のNAM指数に対してのラグ回帰。上段(a)(b)は平均東西風とNAMの相関が特に大きい下部対流圏のコア領域で平均したもの。下段(c)(d)は45°N以北で100hPaまでの全領域で積分したもの。青、黒、赤がそれぞれ停滞性波動、総観規模波動、中間規模波動を表す。横軸の単位は日であり、正がNAM指数の先行、負が遅延を表す。縦軸の単位は、(a)は1 m/s/day、(b)は 10^5 W/m³、(c)(d)は 10^{12} Wである。

NAMの成熟期では帯状風の正味の加速が無い筈であるからこの結果はリーズナブルである。これに対して総観規模波動の先

行度合は小さいがこれはこの波動の時間スケールが短いことによると考えられる。中間規模波動についてはむしろピークは遅れていることはこの波動が加速の主役ではないことと対応していると考えられる。次にエネルギー変換について見ると、全ての波動で NAM に対して遅れていて、時間スケールの長い波動ほどその遅れは大きく加速の傾向とは似ていない。このように波動へのエネルギー変換が NAM に対して遅れているのは NAM 減少期に波動へのエネルギー変換がピークとなるということであるから NAM をより長持ちさせる働きをしているということが分かる。また、エネルギー変換量は停滞性波動、総観規模波動、中間規模波動の順に小さくなるが、加速量ほどの差は無く総観規模波動への変換はかなり大きいと言えるが、これは傾圧変換が最大であるためであろう。

これに対して加速領域全域で見た場合（図 6 下図）には、コア領域とは異なり、帯状風の加速は停滞性波動のみならず総観規模波動もほぼ同じ程度の大きさを持っている。さらにピークを見ると NAM に対して先行しているのは総観規模波動であり、停滞性波動による加速はラグの効果は顕著ではない。このことは全領域で見ると加速の主役は停滞性波動というよりは総観規模波動であるということを示している。これらに対し中間規模波動はほぼラグによる変化は非常に小さい。他方、帯状平均場から各波動へのエネルギー変換量について見ると総観規模波動が圧倒的でありまたラグで見ると NAM のピークからピークが少し遅れている。これに対し停滞性波動への変換は非常に小さく殆どゼロかやや負になっているが、ラグが正ほどや

や大きくなる傾向は見える。中間規模波動は変換量で見てもほぼラグに対しての変化は非常に小さい。

しかし考えてみるとある非常に不思議なことが存在する。つまり、停滞性波動は平均場からのエネルギーの補給が無いのに帯状風を加速し続けているということである（図 6 c,d）。このことはしかし、ここでは帯状場と各波動間のエネルギーのやりとりだけを考えているからで、波動相互間でエネルギーをやり取りしていてエネルギーを他の波動から得ていれば不思議ではないことになる。そこで、各波動についてのエネルギー保存則を考え、その破れの項を他の波動からのエネルギー移行として見積もることにした。

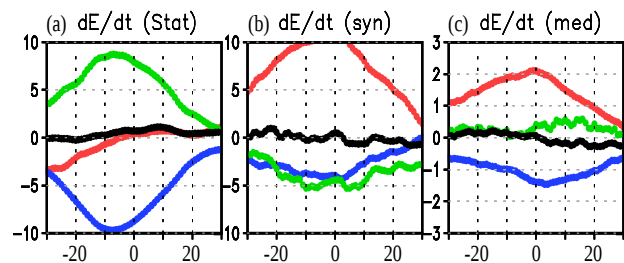


図 7、図 6 (d) と同様、但し各波動について 45°N 以北で 100hPa までの全領域におけるエネルギー変化量についての NAM に対するラグ回帰。図は左から (a) 停滞性波動、(b) 総観規模波動、(c) 中間規模波動を表す。黒、青、赤、緑の線がそれぞれ波のエネルギー変化量、境界領域からのエネルギー流入、帯状場からのエネルギー変換、他の波動からのエネルギー移行を表す。横軸の単位は NAM に対するラグ日であり、正が NAM 指数の先行、負が遅延を表す。縦軸の単位は 10^{12} W である。

図 7 は積分形の強制項を含む波エネルギー保存則を用いて、各波動につき波エネルギーの時間変化、境界領域からのエネルギー流入、帯状場からのエネルギー変換等を求めたものである。このようにして見積もった時の各波エネルギー保存則の破れの量を他の波動からのエネルギー移行と

みなして評価している。この図から、停滞性波動では、エネルギー損出の大きな部分は成層圏等への波動の流出であり、それを他の波動から大きなエネルギー移行が補っているということが分かる。また帯状場からのエネルギー変換は他の波動からのものに比べれば比較的小さいことも分かる。このように大きなエネルギーが他の波動から移行してきているので帯状風を加速し続けることが出来たわけである。それに対して総観規模波動では帯状場から傾圧変換によって大きなエネルギーを得ている反面他の波動へのエネルギーの大きな移行が存在することが分かる。各波動の他の波動からの移行量を比べると、総観規模波動からの移行の多くは停滞性波動へ行っていると考えられる。これらの波動に比べ中間規模波動では他の波動からのエネルギー移行は小さく、帯状場からのエネルギー変換と境界領域からの流出がほぼバランスしていることが分かる。

このことから、NAMに伴う帯状風の加速では停滞性波動の役割が一番大きいものの、そのエネルギーの多くが総観規模波動から来ていることを考えると間接的には殆どが総観規模波動による加速とみなすこともできることになる。

4、結論

本論文では、波動が冬季北半球極域の半球規模変動である NAM の形成維持に果たす役割について調べた。その結果、以下の結論が得られた：

- ① NAM 加速の主要な波動は停滞性波動であるが、総観規模波動も中間規模波動も加速に大きな役割を果たしている。停滞性波動は全体の大体 60%、総観

規模波動は 30%ほどである。特に中間規模波動は気候学的な振幅は非常に小さいものの全加速量全体の 15%もの寄与をしている。

- ② NAM のコア領域(55-60° N の下部対流圏)では加速の 75%は停滞性波動でありまた帯状場からのエネルギー移行の 50%も停滞性波動に依っている。
- ③ しかし 45° N 以北対流圏の全領域で見ると、停滞性波動による加速の寄与は 50%もあるが帯状場からのエネルギー移行は殆ど無い。その代りにそのエネルギーの殆どを総観規模波動からもらっている。
- ④ 総観規模波動は自分自身が帯状場を加速するのみならずエネルギーを停滞性波動に移行させることを通じて間接的に帯状場を加速させているという意味で NAM をめぐる波動の中でも特に重要な役割を果たしている。

本論文では NAM の形成メカニズムについて波動と平均場の関係に注目し、帯状風の加速と帯状場から波動へのエネルギー移行という観点で調べ、今までも指摘されていた停滞性波動と総観規模波動の役割の重要性について明らかにすると同時に中間規模波動の重要性も指摘した。今回の研究により新たに波動間のエネルギーのやりとりの重要性が分かったので今後この観点で波動についてさらに詳しく調べる必要がある。

参考文献

Dee D.P. *et al.* (2011), The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 137, 553-597, doi:10.1002/qj.828.

Holton, J. R. (1975), *The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere*, Meteorological Monographs, 15(37), American Meteorological Society, 218 pp.

Kuroda, Y. and H. Mukougawa (2011), Role of medium-scale waves on the Southern Annular Mode, *J. Geophys. Res.*, *116*, doi:10.1029/2011JD016293.

Kuroda, Y. and H. Mukougawa (2013), Role of m waves on the Nouthern Annular Mode, 準備中.

Limpasuvan, V. and D.L. Hartmann (2000), Wave-maintained annular modes of climate variability, *J. Clim.* *13*, 4414-4429.

Lorenz, D. J. and D.L. Hartmann (2003), Eddy-zonal flow feedback in the Northern Hemisphere winter, *J. Climate.*, *16*, 1212-1227.

Sato K., H. Eito, and I. Hirota (1993), Medium-scale traveling waves in the extratropical upper troposphere, *J. Meteorol. Soc. Japan*, *71*, 427-436.

Thompson, D.W.J. and J.M. Wallace (1998), The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields, *Geophys. Res. Lett.* *25*, 1297-1300.