

グローสบettor

第 30 卷 第 2 号

月例会報告（1991年10月1日）

- 中緯度大気の40日振動 木本昌秀 1
熱帯熱源による熱帯-中緯度間相互作用 伊藤久徳 17
永続する1月の条件でのAGCM長時間積分に現れるテレコネクションパターン
佐藤康雄・千葉 長・柴田清孝・木田秀次 35
インド/オーストラリア・モンスーンの年々変動 鬼頭昭雄 48

論 文

- 循環場のアノマリー相関値を使った高・低温出現確率を求める方法... 牛来 充 57
中部太平洋トラフの東西分裂について 横田寛伸 70

文献紹介

- ソ連の1991年6月の天気概況について 森 広道 77

1992年3月

L. F. グループ

中緯度大気の40日振動

木本昌秀*

1. はじめに

いわゆる季節内変動, 10日から90日くらいの時間スケールで大気は時折周期的ふるまいを見ることがある。とくに顕著なのは Madden と Julian (1971, 1972) によって発見された熱帯の40-50日振動 (Madden-Julian Oscillation: MJO) で, これまでに多くの研究がある。

一方, 中・高緯度でも古くから Index Cycle と呼ばれる現象があることが知られていた。図1は荒川 (1958) や村上(勝) (1985) によっても引用された Riehl et al. (1950) による 700 mb 帯状平均西風運動量の緯度-時間断面図であるが, 20~50日程度の不規則な周期で運動量のアノマリが極または赤道方向へ伝播しているのが印象的である。このような帯状平均流の準周期的振動の研究は 1940年代後半から50年代の高層観測の黎明期には活発に行われたようである (例えば, Namias

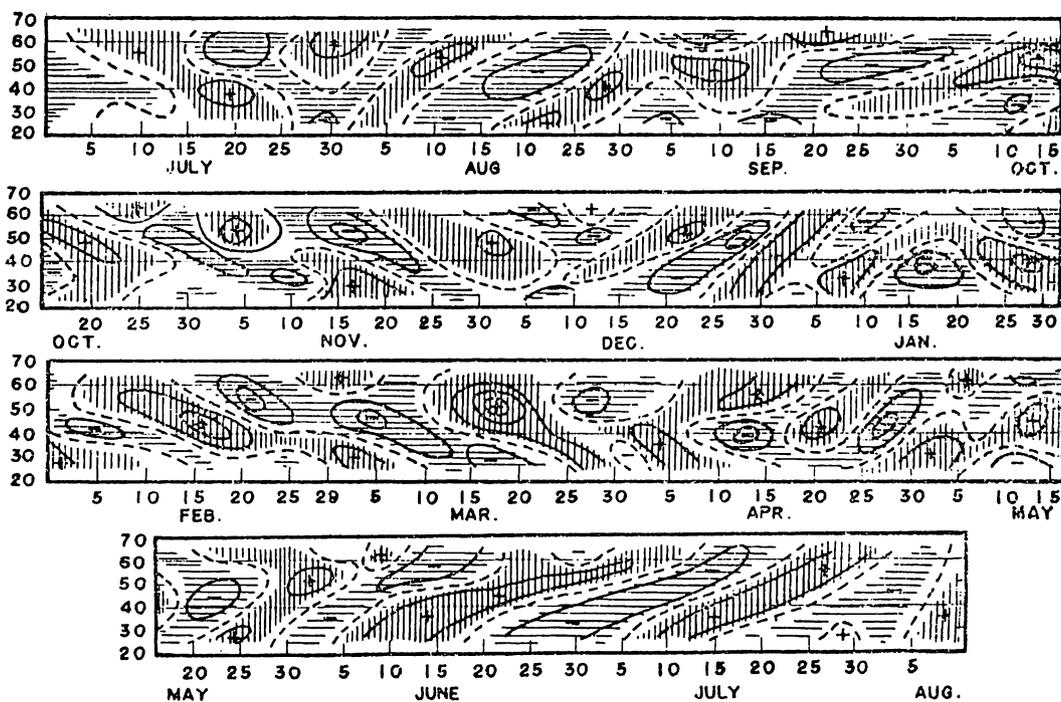


図1 700 mb 面帯状平均西風運動量 (5日平均) の月平均からの偏差の緯度-時間断面図。1947年7月から1948年8月まで。等値線間隔は $50 \times (4\pi a^3 \times 10^{-4})^{-1} \text{g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, ただし a は地球の半径。絶対値 20 以上にハッチが施してある (Riehl et al. 1950).

* 気象庁予報部数値予報課

1950)。しかし、いわゆる Index Cycle は、傾圧性擾乱やブロッキングを初めとするさまざまな季節内変動現象の中では、S/N 比が悪く、研究も立消えの状態になった。

ここでは長期間のデータを用い、新しい多変量統計解析手法を導入して、今一度中緯度の振動モードを解析する。コンボジット解析も併用して振動の空間構造を詳述したい。

2. 中緯度 40 日振動の存在

木本(1989)及び Kimoto and Ghil (1992; KG) は冬季北半球における再帰性の高い循環パターン(天候レジーム)とそれらの間の遷移を統計的に調べ、頻度の高い遷移のいくつかは $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow A$ のようにループを形成していることを見いだした。周期的モードの存在を確認するため、ここでは KG の定義した太平洋で 7 つ、大西洋で 6 つ、計 13 のレジームの合成天気図と毎日の 700 mb 天気図とのアノマリ相関をとって得られる 13 の時系列にスペクトル解析を施した。時系列は 1949 年から 1985 年まで、37 年間の毎冬、11 月 21 日から 110 日分計 4070 日分を用いている。図 2 はその結果を示す。P1~P7 は太平洋域 ($120^{\circ}\text{E} \sim 60^{\circ}\text{W}$)、A1~A6 は大西洋域 ($60^{\circ}\text{W} \sim 120^{\circ}\text{E}$) で定義された天候レジームで、それらの循環型については、KG を参照されたい。P1, P3, P5, P7, 及び A6 を除く 5 つの大西洋パターンで周期 40 日付近に有意なピークが認められる。

Madden and Julian (1971, 1972) は熱帯域の風のデータのスペクトル解析により MJO を見いだした。さらに各観測点間のクロススペクトル解析により空間的な伝播特性を解析している。一般に北半球中緯度では 1 点の時系列のスペクトルから有意なピークを抽出することは難しい。図 2 では再帰性の高い特別なパターンの再帰時間を解析したことによって初めて有意なピークを得たのである。さらに中緯度では長周期変動の空間パターンと伝播特性にきわめて複雑で、膨大な数の観測点または格子点对のクロススペクトル解析はあまり効率的でない。次節では、chaotic な時系列データから弱い振動モードを効果的に取り出せる、より一般的な方法を提示し、4 節ではその方法により 700mb 高度データから中緯度 40 日振動の空間構造を同定する。

3. Multichannel Singular Spectrum Analysis (MSSA) による振動モードの同定

a. M-SSA

Singular Spectrum Analysis (SSA) は Broomhead and King (1986) によって非線型力学系から得られた時系列データの解析に導入された。気象の分野では Fraeich (1986) および Vautard と Ghil (1989; VG) が SSA を議論している。とくに、Vautard と Ghil は SSA が noisy なデータの中から準周期的なモードを取り出すのに適していることに注目した。SSA は、通常のスペクトル解析では \sin , \cos で与える基底関数をデータから経験的に決める。ここで用いる M-SSA はスカラーでなくベクトル時系列に SSA を適用するもので、Multichannel は、ここでは「多変量」と同義である。

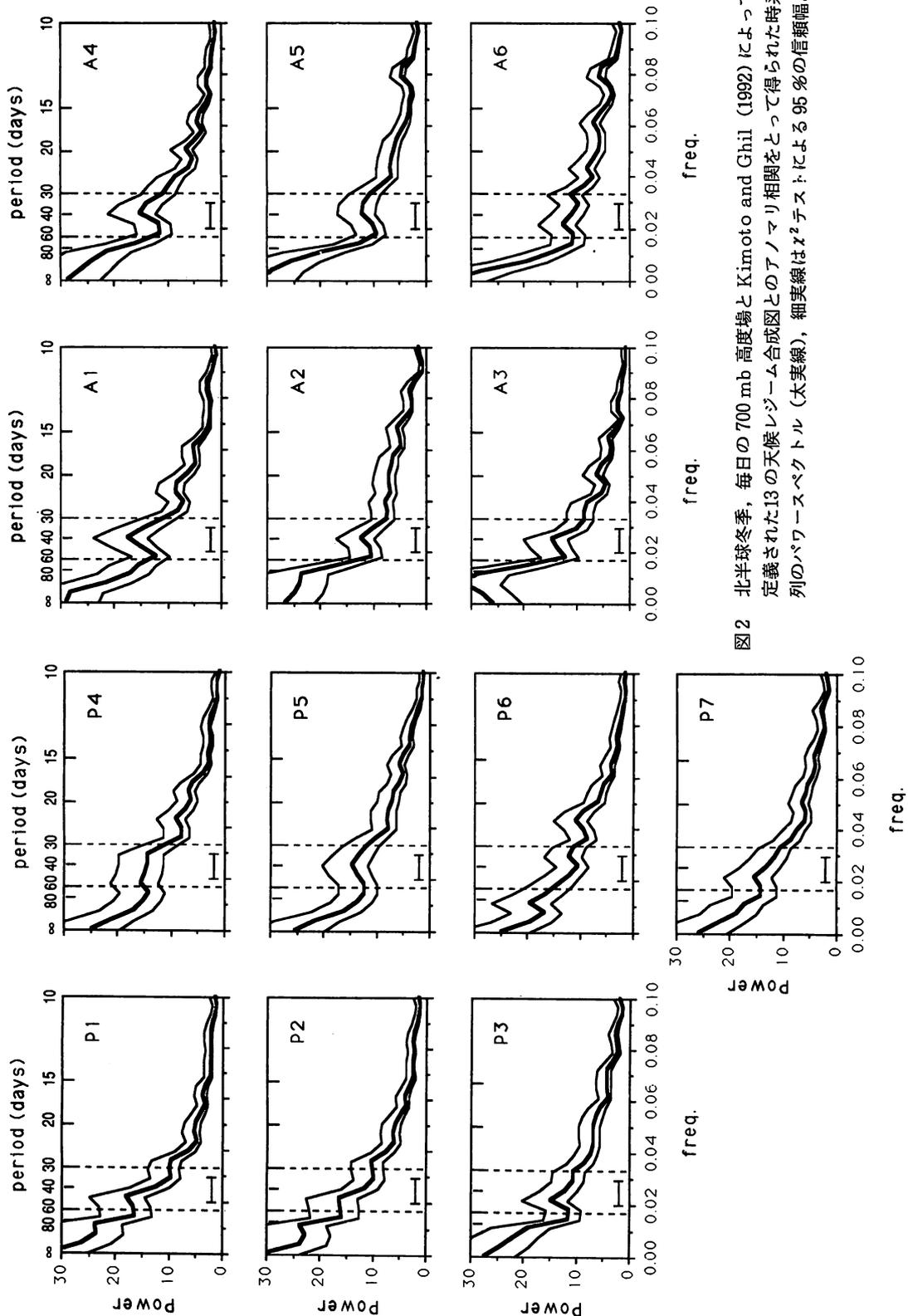


図2 北半球冬季、毎日の700 mb 高度場と Kimoto and Ghil (1992) によって定義された13の天候レジーム合成図とのアノマリ相関をとって得られた時系列のパワースペクトル (太実線), 細実線は χ^2 テストによる95%の信頼幅。

時刻 t のアノマリマップを $z(t)$ とする。ベクトル z の次元はアノマリ値が与えられる空間座標の数 N である。時刻 t の前後の場の時間発展を考慮するため、時刻 $t - M'\Delta\tau$ から $t + M'\Delta\tau$ までの場から一つなぎのベクトル

$$\begin{aligned} X^T(t) = & (z^T(t - M'\Delta\tau), z^T(t - (M'-1)\Delta\tau), \dots, z^T(t), z^T(t + \Delta\tau), \dots, \\ & z^T(t + (M'-1)\Delta\tau), z^T(t + M'\Delta\tau)), \end{aligned} \quad (1)$$

を定義する。ここで $\Delta\tau$ はマップ z が与えられる時間間隔である。 $M\Delta\tau \equiv 2M'\Delta\tau$ をウィンドウ幅と呼ぶ、肩付記号 T は転置を表す。

M -SSA は線型分解

$$X(t) = \sum f_i e_i, \quad (2)$$

を求めるが、その手続きは通常の EOF 解析と同じく、データ共分散行列

$$C = \langle xx^T \rangle \quad (\langle \rangle \text{は時間, またはアンサンブル平均を表す}) \quad (3)$$

の固有値・固有ベクトルを求めることである。固有ベクトル e_i はモード i について $M\Delta\tau$ の間の時間・空間変化を記述している。モード i が周期性を持つとき、同じ固有値を持ち、丁度通常の $\sin t$, $\cos t$ の間の関係のように、時間的に $1/4$ 波長ずれた対のモード j が存在する (VG), 共分散行列 C の要素はデータの与えられた空間座標間, そして $-M'\Delta\tau$ から $+M'\Delta\tau$ までの時差のすべての組み合わせについての共分散から成っている。SSA を multichannel で用いた場合は、時間方向のみならず空間方向のコヒーレンスも考慮したことになり、1地点のデータからではスペクトルピークの見つけにくい場合でも振動モードを同定しやすいと期待される。

b. データと M -SSA の結果

M -SSA を長期間の循環データに適用する。ここで用いるデータは、NMC による 700mb ジオポテンシャル高度で、 20° 以北の北半球で Barnston と Livezey (1987) のデザインした 358 個のグリッド上に値が与えられている。期間は 1949 年 1 月 1 日から 1989 年 12 月 31 日までの 41 年間、ここでは 1 日 1 回 00Z のデータのみ用いる。解析に先だて各グリッドで年周および半年周からなる平均の季節変化を定義し、それからの偏差 (アノマリ) 高度場を作っておく。10 日以下の短周期帯には今興味がないので、filter out した。

VG が議論しているように、SSA の利点の一つは振動モードの同定が容易であることであり、このためにはウィンドウ幅を注目している周期帯と同等か、より長くとらねばならない。この要請を満たし、かつ共分散行列 C (式 (3)) の次元を不必要に大きくしないため、データにあらかじめ通常の EOF 解析を施し、適当な数の空間モードで truncate して、空間的な自由度を下げしておく。

全年のアノマリデータに対して EOF 解析を適用した結果、11 モードをとることによって67%の分散を説明できることがわかった。以下に示す結果は 11 個の EOF を用いたものであるが、5 あるいは 17 個の EOF を用いても結果は変わらなかった。

振動モードの同定は M-SSA の固有モードのうち固有値が同じ（統計的に区別できない）と判断された全てのペアについて、主成分時系列（式（2）の $f_i(t)$ ；今後 T-PC と呼ぶ）の時差相互相関およびスペクトルを計算してチェックする。図 3 は、11 EOF を用い、ウィンドウ幅は 80 日を用いたとき、いくつかの M-SSA モードについてパワースペクトルを示す。モード 7 と 8 は全分散に対する寄与率で表した固有値がそれぞれ 2.06 ± 0.22 および 1.99 ± 0.20 で区別できず、ともに周期 40 日付近にスペクトルピークを持つ。このペアの T-PC は 12 日の時間差で 0.74 という高い相関係数を持っている。参考までに M-SSA を施す前の EOF の上位 5 モードの主成分（時間係数；以下 PC）のスペクトルを図 4 に示したが、40 日に有意なピークは認められない。ここでのデータの前処理の限りでは M-SSA が空間的なコヒーレンスを考慮することによって初めて 40 日モードが特定されたと云える。なお、結果はデータ期間を半分にしても変わらなかった。

Ghil and Mo (1991) も同じ 700mb データから 40 - 50 日振動を取り出すことに成功している。彼らの解析は single channel（スカラー）の SSA を冬季のみ、10 - 120 日のバンドパスフィルタを

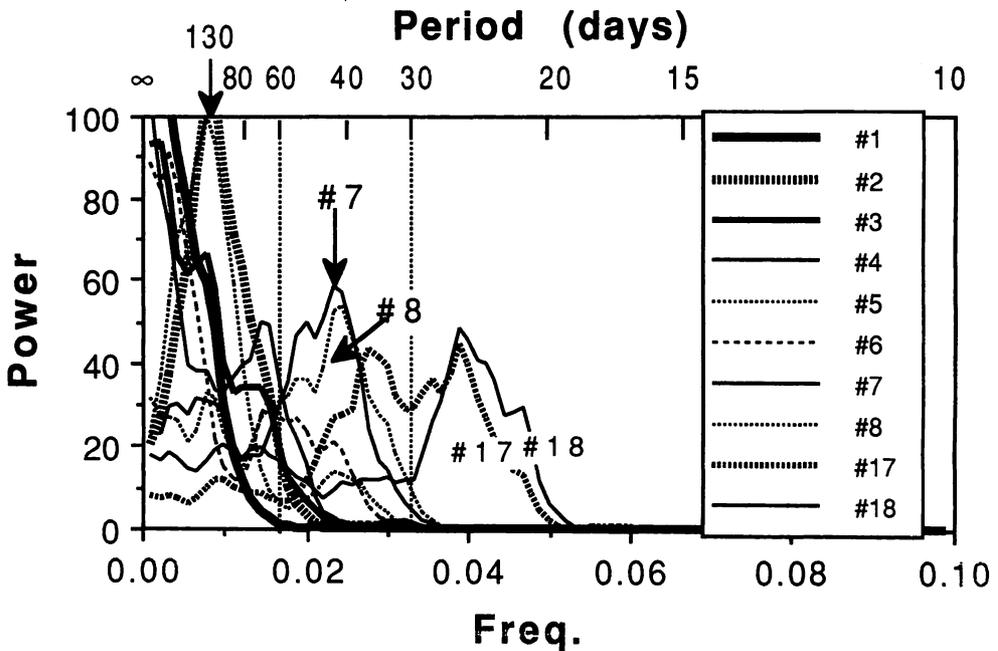


図3 700 mb 高度場の M-SSA の結果得られた T-PC 主要モードのパワースペクトル

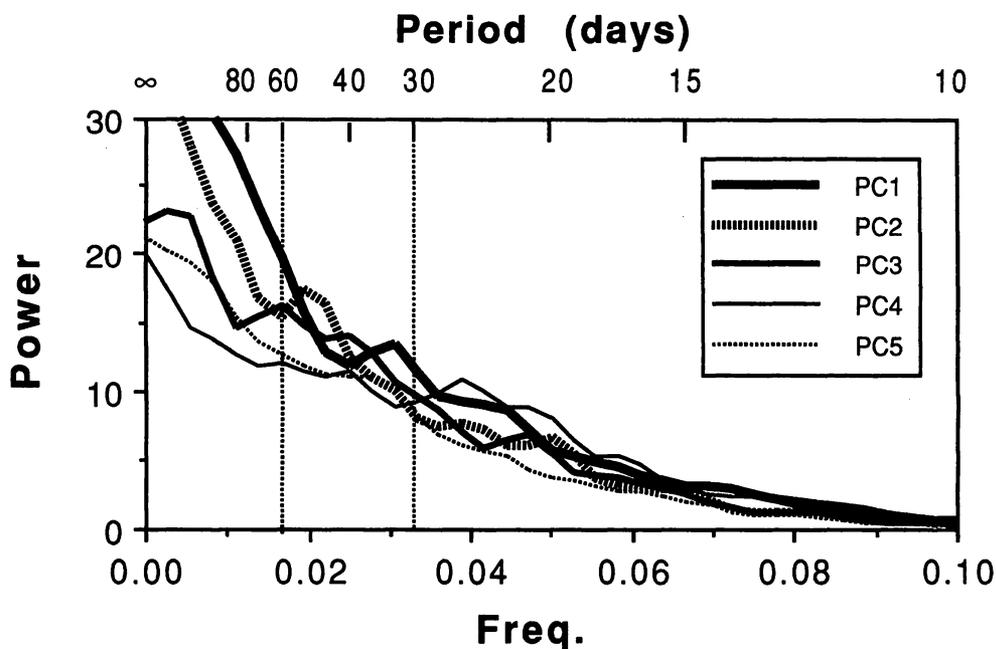


図4 700 mb 高度場の EOF 解析の結果得られた PC 上位 5 モードのパワースペクトル

施した PC に適用したものである。個々の EOF（空間パターン）モード毎に SSA を行うため、振動固有の空間パターンの把握が難しい。またバンドパスプリフィルタリングは偽の振動モードを作ることがあるのであまり望ましくない。M-SSA の適用によりこれらの点は克服できたと思われる。

図 3 では他に Branstator と Kushnir が 1987 年に独立に発見した周期約 25 日のペア（モード 17 と 18）も見られる。モード 2 と 5 については、固有値は異なっているがともに約 130 日のスペクトルピークを持つ。ウィンドウ幅を少し広げると固有値がペアになるので、この「4 か月振動」も統計的には有意であるらしい。空間パターンなど、このモードについての気象学的な考察は別の機会にゆずる。

4. 中緯度 40 日振動の空間構造

前節で得られた M-SSA のモード 7 と 8 の時系列 (T-PC) を図 5 に掲げる。係数の絶対値の大きいところでは両者の位相は 1/4 波長ずれており、振動モードが顕著に現れたことを示している。図 5 に示した範囲では 1985/86 年の冬がもっとも活発で持続性もあった。一般的に云って、ここで得た振動のシグナルはブロッキングなどの天候レジームやその他の長周期変動現象の中で、きわだって強いものではない。あまり現れない年もあるし、現れても長続きしないことも多い、従って、長い期間のデータと凝った統計的手法が必要とされるのである。またこの振動は、季節的には冬に

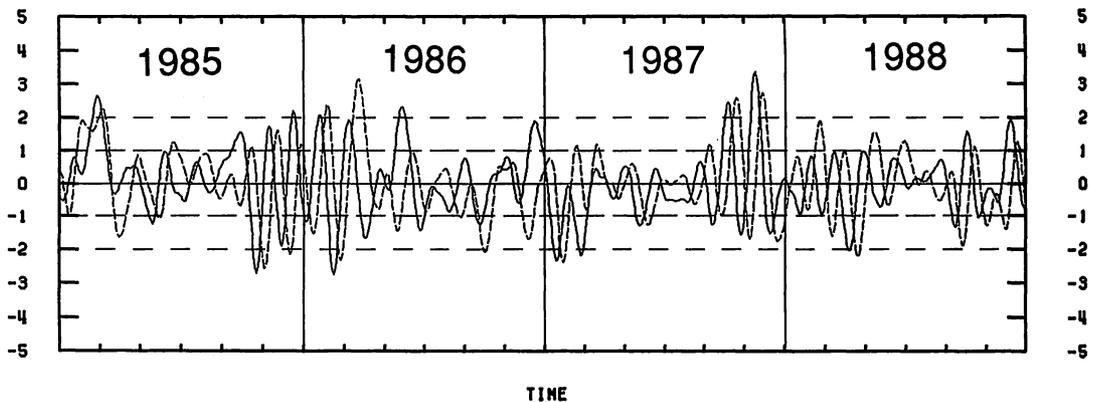


図5 中緯度40日振動を表す時系列，T-PCモード7（実線）および8（破線）。期間は1985年1月1日より1988年12月31日まで，時系列は各々の標準偏差で規格化されている。

もっとも強く，暖候期には現れない。

図5の2つの時系列に基づき，振動を8カテゴリーに分け，合成（コンポジット）図を作成して振動の空間構造を調べる。この目的のため，700mb高度データ以外に1974年から1986年までのNOAA外向き長波放射（OLR）データとECMWFおよび気象庁による1980-1989年の250，850mbの風と850mbの気温の全球データを用いた。これらのデータは合成に先立ち5日の移動平均を施してある。合成図に対しては，各格子点でのt-検定とモンテカルロ法による空間パターン検定（global significance test；Livezey and Chen, 1983）を行い，統計的有意性をチェックした。紙面の都合上，ここではこれら合成図のごく一部を示すにとどめる。

図6は700mb高度アノマリの合成図である。8カテゴリー全てについて示してある。振動の周期が約40日なのでカテゴリー間の時間間隔はおよそ5日である。等値線の間隔は20m，濃・淡のハッチはそれぞれ正・負の領域のうち99%以上の信頼度で有意な部分である。振動の水平構造の特徴は次のとおりである。

(i) カテゴリー1から4にかけてスカンジナビア近くの正のアノマリが弱まりながら西進（retrograde）して北米に達する。入れ替わりに負のアノマリがカテゴリー4から1にかけて西進する。

(ii) 2種類の波列が現れる，1つは北太平洋から北米にかけて，もう1つは北大西洋からユーラシア大陸にかけて。前者がまずカテゴリー1～3に見られ，後者がカテゴリー4から6にかけて顕在化する。カテゴリー6から2にかけては極性が逆で同様の alternation がある。

(ii)の特徴はMJOにkeyして500mb高度場を解析したLau and Phillips (1986)と似ている。図6のカテゴリー3と7の対照に見られる北大西洋 Jet の強弱は Weickmann et al. (1985) の合成図（彼らの Fig. 9b と d）にも現れている。ただし，Weickmann et al. の合成図は北大西洋 Jet そのものに関する index に key したものである。

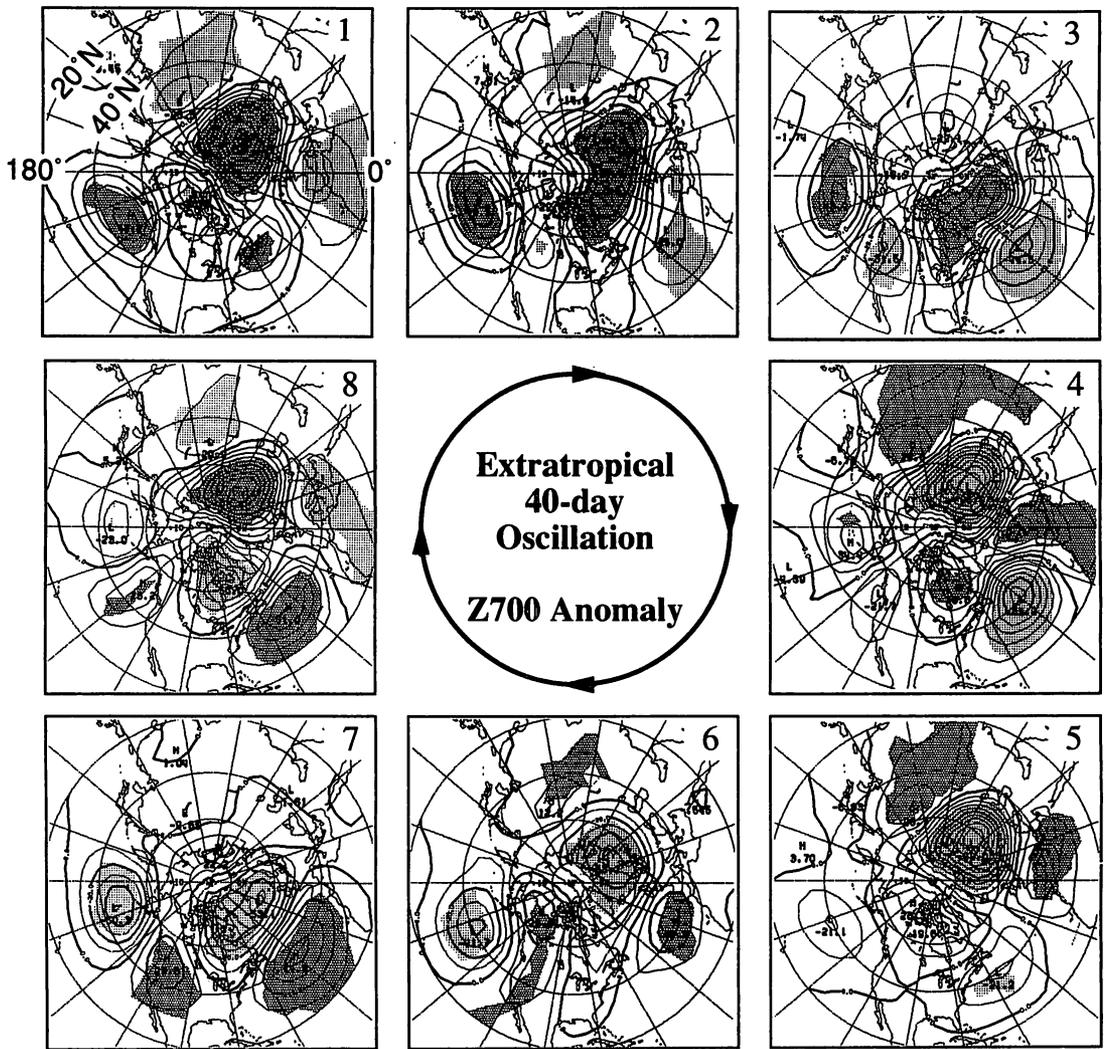


図6 中緯度40日振動に伴う700mb高度偏差の合成図。カテゴリ1から8までを時計回りに掲げる。等値線間隔は20m, t-検定で99%有意と判断された正偏差の領域には濃い陰影, 負偏差の領域には薄い陰影を施してある。

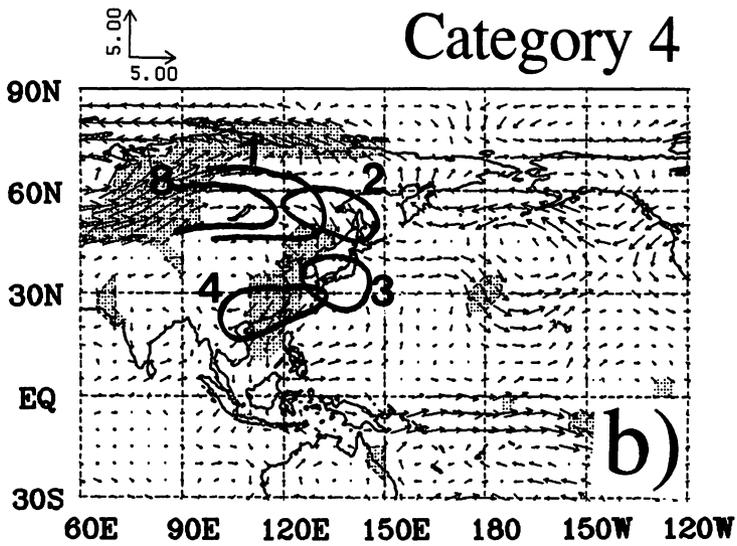
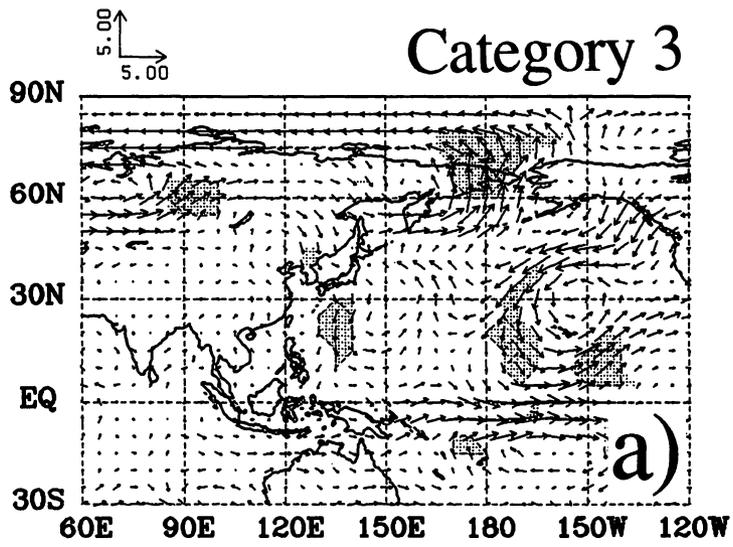


図7 カテゴリー3 (a) および4 (b) の850 mb 風ベクトル偏差の合成図。陰影は東西または南北成分が95%有意であった領域を表している。パネルbの太実線は本文を参照。

40日振動に伴う850mbの風の合成図を調べると、カテゴリ-3から4にかけて2種類の北風のサージが見られる(図7)。図7aはカテゴリ-3の850mb風のアノマリで、中部太平洋トラフ(Mid-Pacific Trough)の近辺、ハワイの西で赤道へ向かう北風が顕著である。その少し後のカテゴリ-4では極東、東シナ海を中心に北東風のアノマリが最盛期となる。これら2つの北風サージはMurakami(1988)の解析でも現れていた。ここではMurakamiの見つけたアラビア海のものも現れていない。図7bには東アジアのサージに伴う、カテゴリ-8~4にかけての850mb気温の負の偏差中心の動きを実線で示してある。カテゴリ-8~2は -2°C 、カテゴリ-3, 4は -1°C の等値線である。冬季シベリアからの寒気の吹き出しの一つ一つは総観スケールの低気圧の発達に伴うものであるが、それらのアンサンブルは40日振動に伴って変調を受けていることを示している。

5. 熱帯モードとの関係について

図8は中緯度40日振動に伴う、250mbの流線関数の合成図である。前節(ii)で述べた2つの波列がもっとも顕著に現れたカテゴリ-5からその逆位相であるカテゴリ-1を引いてこしらえたものである。この図には同時に、OLRのアノマリも陰影により示してある。OLRは、流線関数よりも1カテゴリ-ずつ若い、「カテゴリ-4マイナスカテゴリ-8」をプロットしており、対流の盛んな $-10\text{W}/\text{m}^2$ 以下のアノマリを薄く、対流が抑えられる $+10\text{W}/\text{m}^2$ 以上の領域を濃くハッチしてある。図は、扇型をした中緯度の2つの波列のうち、Wallace and Gutzler(1981)のPNAパターンに似た北太平洋~北米上のもはカテゴリ-5でもっともはっきりするが、その少し前(カテゴリ-4)に波列の始点付近、赤道中央太平洋に対流の盛んな領域があることを示している。このときユーラシア大陸上の波列の終点付近、西太平洋赤道域では対流が抑制されている。一方図8とアノマリの極性が逆になるカテゴリ-8では、西太平洋の対流が盛んになり、中央部で抑制される。

このように、中・高緯度のデータに基づいて得られた40日振動であるが、熱帯の対流活動の偏差とも関連がありそうである。ただ、中緯度40日振動に伴うOLRのアノマリは、図7で示唆される西太平洋と中部太平洋の間のシーソー、或は定在波的な様相が顕著で、MJOに特徴的な、インド洋から中部太平洋日付変更線付近まで東進するシグナルは、はっきりしない。MJOの周期帯は一般に30-60日と云われているので、ここで得た中緯度の40日振動(以下NH40と呼ぶ)がMJOに伴う中緯度での偏差を見ているだけなのか、あるいは中緯度に独自の励起メカニズムをもつモードなのかは重要な点である。

MJOとNH40の関係を調べるためにまず、OLRデータにM-SSAを施してMJOを定義する。図9は図3に対応するT-PCのパワースペクトルを示しているが、熱帯ではS/N比が良く、モード3と4ですでに振動を示す顕著なペアが現れている(NH40ではモード7と8であった)。スペクトルピークはNH40の場合より低周波側、50日以上のところにある。Dickey et al.(1991)は

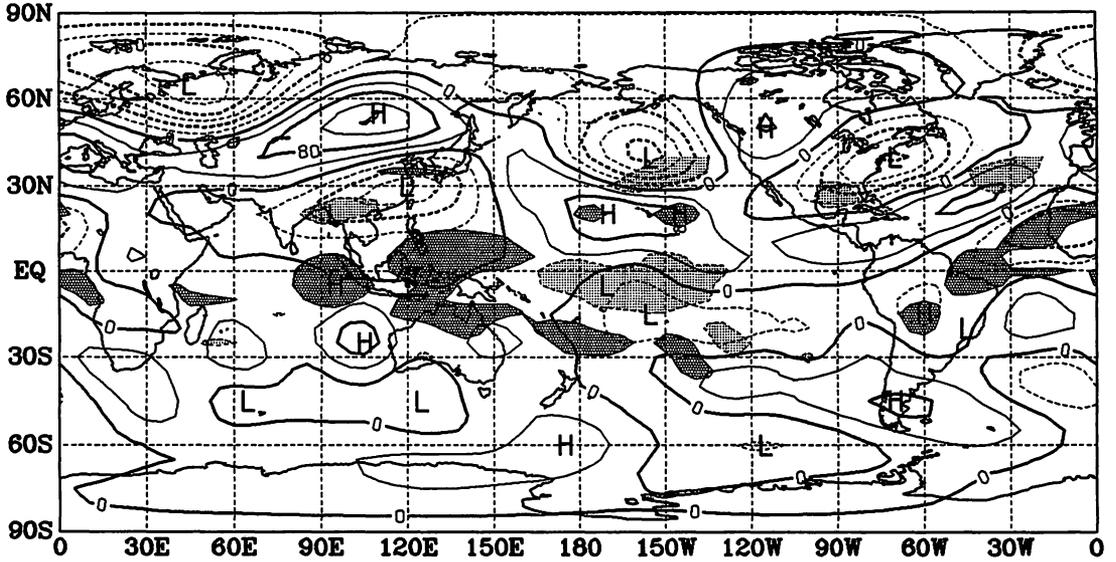


図8 中緯度40日振動に伴う250 mb 流線関数偏差（等値線：カテゴリ-5 マイナス1），および OLR偏差（絶対値 10 W/m^2 以上の領域に陰影：カテゴリ-4 マイナス8）。流線関数の等値線間隔は $2 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ ，濃い陰影は OLR偏差が $+10 \text{ W/m}^2$ 以上，薄い陰影は -10 W/m^2 以下。

熱帯と北半球中・高緯度で平均した角運動量時系列のスペクトル解析により前者で50日，後者で40日のピークを見つけており，ここでの結果と一致している。スペクトル解析で有意なバンド幅を考慮すると50日と40日の周期差は微妙であるが，異なったデータで同じ結果を得たことは，MJOとNH40の独立性を示唆するものと見ることもできる。

NH40のT-PC#7, 8とMJOのT-PC#3, 4との間の4種の組み合わせについてラグ相関を計算した結果が図10に示されている。比較的長いデータ期間（～11年）を用いることができたため相関の絶対値が0.158を越えると95%の信頼度で有意と云え，NH40とMJOの間のいくつかの組み合わせについてはこの値を越えている。しかしながら最大で0.2前後の相関は同一現象を記述したものとは云い難いと思われる。むしろ中緯度と熱帯で各々独自の振動が，たまたま似たような周期帯にあったため，時にconstructiveに作用しあうことができるのではなからうか？

図8に関連して述べたNH40に伴う熱帯対流の定在波の様相と，それと対照的なMJOの東進は両振動についての赤道域OLRアノマリの経度-カテゴリ-断面図（図11）で確かめられる。

最後に，図12はNH40とMJOそれぞれについて帯状平均角運動量（地表～100mbの積分値）を緯度-カテゴリ-プロットにしたものである。矢印で示したように，NH40（図12a）では北極から北緯30度付近まで赤道に伝播しており，MJO（図12b）では赤道から南北両極へのアノマリの伝播が見られる。図1に関して指摘した赤道向き・極向きの角運動量の伝播が，それぞれNH40

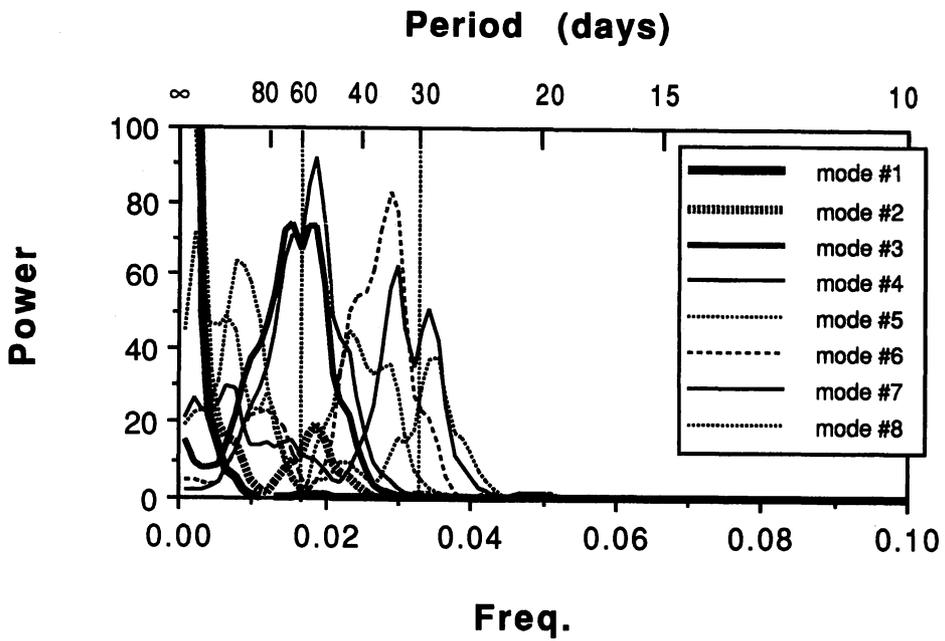


図9 OLRのM-SSAの結果得られたT-PC上位8モードのパワースペクトル

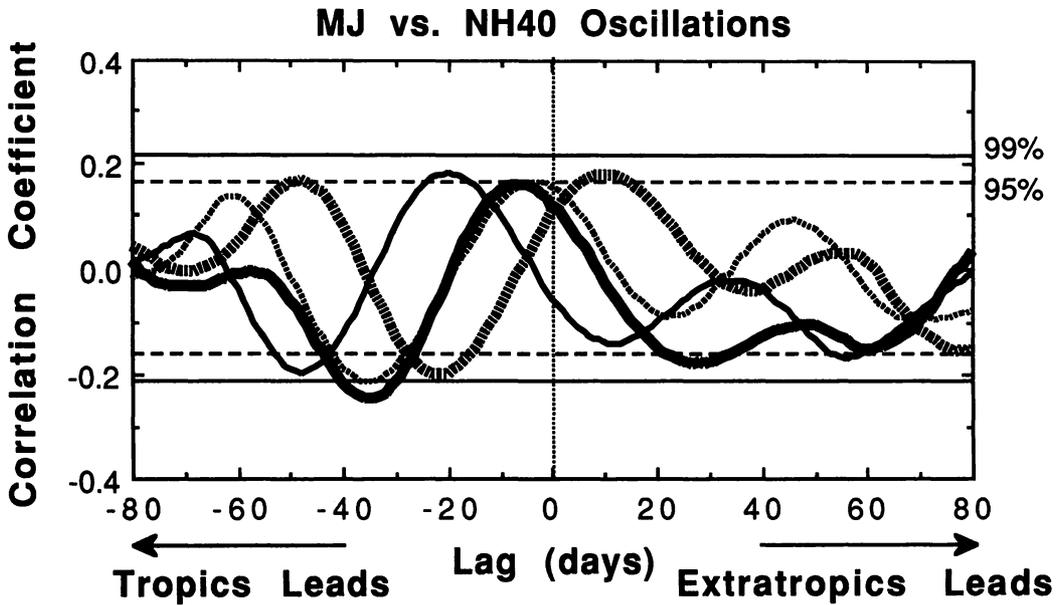


図10 MJOとNH40の間の時差相互相関

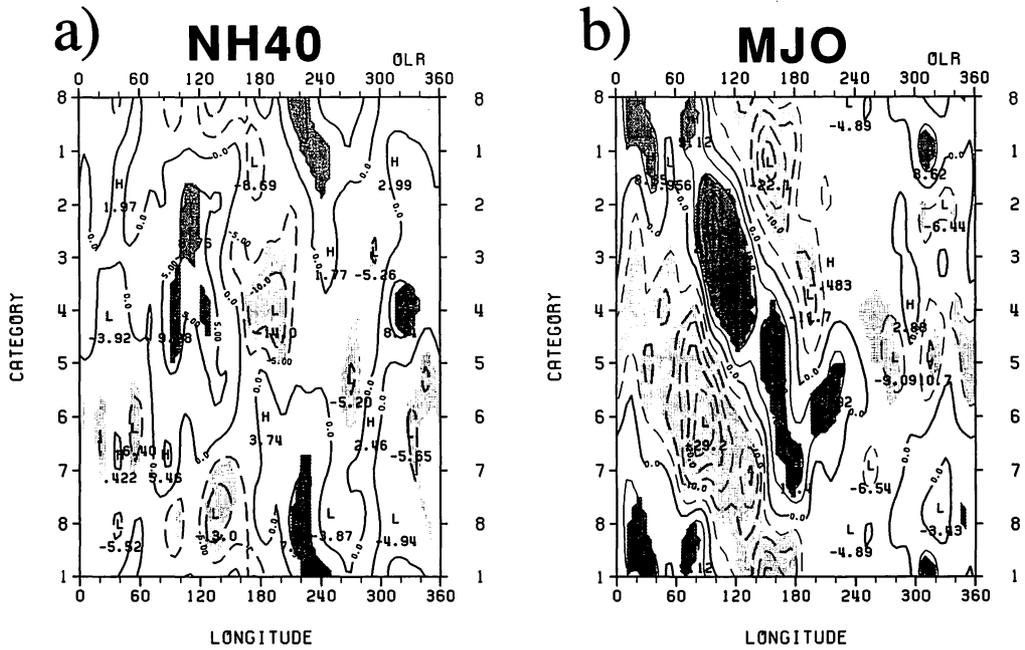


図 11 NH40 (a) と MJO (b) に伴う赤道域 (10°N ~ 10°S) の OLR アノマリの経度-時間 (カテゴリー) プロット。等値線間隔は 5 W / m²。濃い陰影は 95% 有意な正偏差域, 薄い陰影は同様な負偏差域。

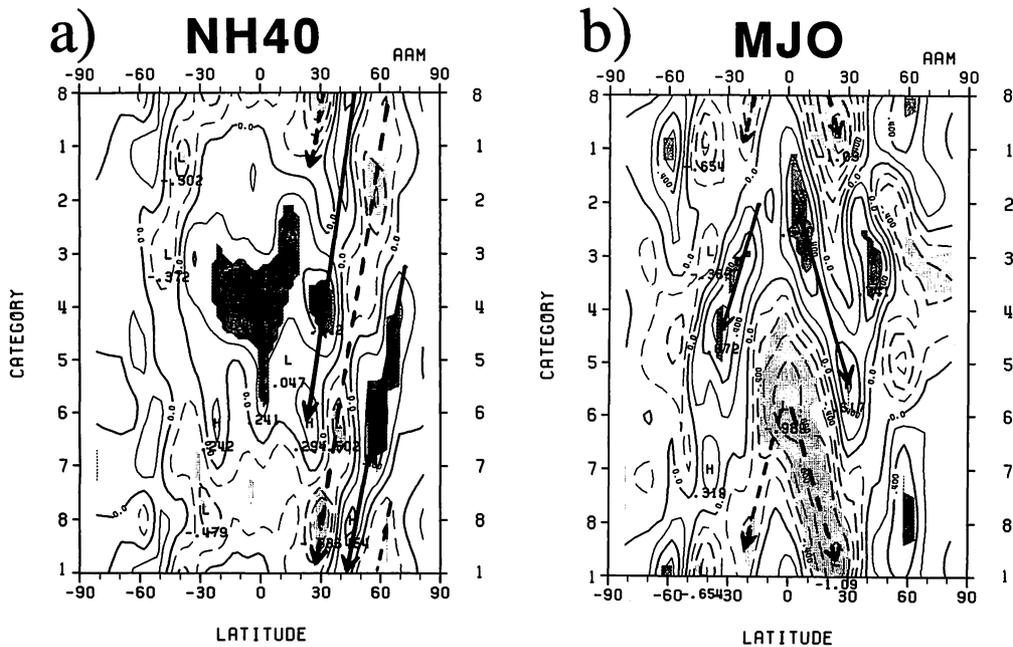


図 12 NH40 (a) と MJO (b) に伴う角運動量 (地表 ~ 100 mb) アノマリの緯度-時間 (カテゴリー) プロット。等値線間隔は $2 \times 10^{23} \text{ kg / m}^2 / \text{s}$ 。陰影の意味は図 11 と同様。

と MJO に伴ったものであった可能性を強く示唆している。この角運動量振動の構造的違いは NH 40 と MJO の独立性を示唆する証拠の一つである。

6. おわりに

Multichannel Singular Spectrum Analysis (M-SSA) を用いて 41 年間にわたる 700 mb 高度の偏差場の変動を解析した結果、周期約 40 日の振動があることが明らかになった。この振動の空間構造はユーラシア大陸と北太平洋～北米上の 2 つの波列様のアノマリパターンが一周期の中で極性を変えながら交互に現れることで特徴付けられる。北大西洋ではアノマリの西進、東アジア～中部太平洋では下層の北風サージも伴っている。中緯度 40 日振動 (NH 40) に伴う熱帯のアノマリは Madden-Julian Oscillation (MJO) に特徴的なインド洋～日付変更線への東進は示さず、西太平洋と中部太平洋の間の定在波の様相が強い。また、両振動に伴う角運動量の南北伝播も NH 40 では赤道向き、MJO では極向きと、異なっている。

今回の統計的解析のみを見る限り、NH 40 を単に MJO の中緯度成分とは結論づけにくい。中緯度独自の季節内変動のメカニズムとしては Simmons et al. (1983) が水平方向に変化する基本状態の順圧不安定を示唆している。Jin and Ghil (1990) は β 平面上の順圧方程式を解析的に扱うことにより、大規模な山岳を越える流れと、それを廻る流れとの間のバシレーションが中緯度独自の季節内変動メカニズムとして考えられることを示した。詳細は省略するが、球面上の非発散順圧方程式に現実的な山岳を入れ、気候学的な緯度プロファイルを持つ帯状平均流を強制すると、山の高さがある程度以上になると周期 40 日のバシレーションが現れることを確かめた。ただし簡単なモデルなので図 12 a で見られたような赤道向きの角運動量伝播ははっきりせず、振動の空間パターンも現実とはかなり異なっている。

仮に力学的 origin は異なっても、同一周期帯で強く相互作用しあっていることは考えられる。NH 40 のメカニズムと MJO との関係については、ケーススタディや、GCM 等も併用した力学的解析を含め、さらに詳細な研究が必要と考える。

参 考 文 献

- 荒川昭夫, 1958 : 最近の大気大循環論. 気象研究ノート, **9**, 134 pp.
- Barnston, A. G., and R. E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1083–1126.
- Branstator, G., 1987: A striking example of atmosphere's leading traveling pattern. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2310–2323.
- Broomhead, D. S., and G. P. King, 1986: Extracting qualitative dynamics from experimental data. *Physica*, **20D**, 217–236.
- Dickey, J. O., M. Ghil and S. L. Marcus, 1991: Extratropical aspects of the 30–60 day oscillation in length-of-day and atmospheric angular momentum. *J. Geophys. Res.*, sub judice.
- Fraedrich, K., 1986: Estimating the dimensions of weather and climate attractors. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 419–432.
- Ghil, M., and K.-C. Mo, 1991: Intraseasonal oscillations in the global atmosphere. Part I: Northern Hemisphere and tropics. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 752–779.
- Jin, F.-F., and M. Ghil, 1990: Intraseasonal oscillations in the extratropics: Hopf bifurcation and topographic instabilities. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 3007–3022.
- 木本昌秀, 1989 : 北半球冬季の天候レジーム. グロスベッター, **27**, 13 – 33.
- Kimoto, M., and M. Ghil, 1992: Multiple flow regimes in the Northern Hemisphere winter. Part II: Sectorial regimes and preferred transitions. *J. Atmos. Sci.*, sub judice.
- Kushnir, Y., 1987: Retrograding wintertime low-frequency disturbances over the North Pacific Ocean. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2727–2742.
- Lau, K.-M., and T. J. Philips, 1986: Coherent fluctuations of extratropical geopotential height and tropical convection in intraseasonal time scales. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1164–1181.
- Livezey, R. E., and W. Y. Chen, 1983: Statistical field significance and its determination by Monte Carlo techniques. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 46–59.
- Madden, R. A., and P. R. Julian, 1971: Detection of a 40–50 day oscillation in the zonal wind in the Tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702–708.
- Madden, R. A., and P. R. Julian, 1972: Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40–50 day period. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109–1123.
- 村上勝人, 1985 : 大気循環の 30 ~ 50 日変動. 天気, **32**, 459 – 482.
- Murakami, T., 1988: Intraseasonal atmospheric teleconnection patterns during the Northern Hemisphere winter. *J. Clim.*, **1**, 117–131.
- Namias, J., 1950: The index cycle and its role in the general circulation. *J. Meteorol.*, **7**, 130–139.
- Riehl, H., T. C. Yeh and N. E. LeSeuer, 1950: A study of variations of the general circulation. *J.*

Meteorol., **7**, 181–194.

Simmons, A. J., J. M. Wallace and G. Branstator, 1983: Barotropic wave propagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363–1392.

Vautard, R., and M. Ghil, 1989: Singular spectrum analysis in nonlinear dynamics, with applications to paleoclimatic time series. *Physica*, **35D**, 395–424.

Weickmann, K. M., G. R. Lussy and J. E. Kutzbach, 1985: Intraseasonal (30–60 day) fluctuations of outgoing longwave radiation and 250mb streamfunction during Northern Winter. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 941–961.

Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784–812.

熱帯熱源による熱帯 — 中緯度間相互作用

伊藤久徳*

1. はじめに

熱帯熱源に対する大気の応答問題は Matsuno (1966), Gill (1980) から始まった。彼らは静止大気のもとでの応答を取り扱ったが、その後、応答は基本場の風と鉛直波長に強く依存することが分かってきた (Lim and Chang, 1983)。すなわち基本場が西風で鉛直波長が長いとき、応答は熱帯に留まらず、ロスビー波列の伝播として中緯度にも及ぶ。ここから熱帯—中緯度間相互作用の力学的なアプローチが可能になった。Hoskins and Karoly (1981) は球面上の伝播を考え、中緯度テレコネクション・パターンにおける熱帯熱源の重要性を指摘した。これらの研究は線形の定常問題であったが、大ざっぱにはそのような取り扱いが妥当であることを示している。

しかし依然、基本的な問題が残されている。それは非定常性の役割である。例えば熱帯熱源に対する GCM と定常モデルの応答とでは中緯度の振幅に違いがあり、GCM の方が大きいことが知られている (例えば Nigam et al., 1986)。明らかに非定常性が増幅をもたらしていると考えられる。しかしかにかして非定常性が中緯度の振幅を大きくしているかは解明されていない。そして一方では、時間平均として定常波を定義し、その維持を考えると、実測においても、たいていのモデルにおいても、時間変動成分の寄与は無視できるか、またはどちらかという定常波を壊すセンスに働いているということもよく知られている事実である (Lau, 1979, 他)。どのようにすればこの事実と非定常性による「増幅」ということを統一的に考えることができるのであろうか。

本研究の第一の目的は上の問題に解答を与えることである。Kasahara (1991) は傾圧波との相互作用という立場からこの問題に取り組み、傾圧波がロスビー波列の増幅をもたらすことを主張した。しかし彼のモデルは線形で、ごく初期の相互作用しか扱えていない。相互作用をフルに取り扱うにはどうしても非線形性を考慮に入れなければならない。そしてこの問題に対するもっとも組織的なアプローチは、非線形定常モデルを構築し、それと時間積分モデルとの差異を調べることであろう。すなわち、中緯度の鉛直シアが弱いと大気は安定で解は定常となる。そこから徐々にシアを強くしていけば、どこかで定常解は不安定となり、両モデルの振舞いは異なってくる。この時どのようなことが起こっているかを調べれば、この問題に解答が出せるはずである。

もうひとつの研究の狙いは、熱帯→中緯度→熱帯という相互作用を明らかにすることである。これはとりわけ季節内振動にとって重要に見える。季節内振動の励起源はインド洋から中部太平洋にかけて存在する。それにもかかわらずその他の地域においても季節内振動の振幅はかなり強い (例

* 和歌山大学教育学部

例えば Madden and Julian, 1972)。これに関して Gutzler and Madden (1989) は中緯度大気が大きい影響を与えていることを示唆している。これは中緯度大気の影響を組み入れていない Itoh and Nishi (1990) のモデルにおける励起源の場所以外では季節内振動はかなり弱いものであったという結果とあわせ、大変説得的である。実際、多くの解析結果では中緯度→熱帯の波列の存在が確認されている (例えば Lau and Phillips, 1986)。このことは季節内振動が中緯度起源でない限り、熱帯→中緯度→熱帯という相互作用が存在することを示唆するものである。観測的研究でもそのような証拠が提出されつつある (例えば Magana and Yanai, 1991)。

この相互作用も中緯度での増幅機構がないと起こり得ないことは容易に分かる。すなわち、波列が熱帯から出て熱帯に戻ってくるまでに 20 日以上かかると考えられるが (Hoskins and Karoly, 1981, 他), 減衰の時定数を 10 日とすれば、これは熱帯から出ていったときの $1/e^2$ 以下の振幅で帰ってくることを意味する。これではとても励起源以外の場所の振幅を説明できない。定常での増幅機構は少なくとも著者には考えつかない。例えば進行方向に西風シアーの場合は増幅するが (Lau and Lim, 1984), 戻ってくるときにはその同じシアーで減衰するので、シアーのない場合と結局は同じことになってしまう。従ってこの増幅機構も結局、非定常性に求めざるを得ない。

次の第 2 章では本研究で用いられるモデルを説明する。第 3 章で定常熱源のもとでの結果を提出し、非定常性の役割を明らかにする。第 4 章では季節内振動における中緯度の役割を解明する。

2. モデル

(1) 基本方程式

基本方程式は球面上のプリミティブ方程式系で、鉛直座標は $\sigma (=p/p_s)$ である。ここで p は気圧, p_s は地表気圧である。熱源はすべて外部強制として与える。そして定常熱源のモデル (モデル S とする), 季節内振動のモデルすなわち移動熱源のモデル (モデル I とする) とも、これらを球面調和関数で展開したスペクトル・モデルとして構築する。

プリミティブ方程式は次の渦度方程式と発散方程式, 熱力学方程式, 地表気圧の傾向方程式からなる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi &= -J(\psi, \nabla^2 \psi) - \nabla \chi \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) - J(f, \psi) - \nabla(f \nabla \chi) \\ &\quad - \nabla^2 \psi \nabla^2 \chi - \dot{\sigma} \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial \sigma} - J\left(\dot{\sigma}, \frac{\partial \chi}{\partial \sigma}\right) - \nabla \dot{\sigma} \cdot \nabla \frac{\partial \psi}{\partial \sigma} - J(RT, \pi) \\ &\quad + \nu (\nabla^2 + 4) \psi + F_\psi \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \chi &= -\nabla^2 \left(\frac{\nabla \psi \cdot \nabla \psi}{2} \right) - \nabla^2 \left(\frac{\nabla \chi \cdot \nabla \chi}{2} \right) - \nabla^2 J(\psi, \chi) - \nabla \psi \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) \\ &\quad - J(\chi, \nabla^2 \psi) + (\nabla^2 \psi)^2 - J(\chi, f) + \nabla(f \nabla \psi) \end{aligned}$$

$$-\dot{\sigma} \frac{\partial \nabla^2 \chi}{\partial \sigma} + J(\dot{\sigma}, \frac{\partial \psi}{\partial \sigma}) - \nabla \dot{\sigma} \cdot \nabla \frac{\partial \chi}{\partial \sigma} - RT \nabla^2 \pi - \nabla RT \cdot \nabla \pi$$

$$-\nabla^2 \phi + \nu (\nabla^2 + 4) \phi + F_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -J(\psi, T) - \nabla \chi \cdot \nabla T - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa T \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} - \kappa T \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} - \kappa T \nabla^2 \chi$$

$$+ \frac{\dot{Q}}{C_p} + \nu \nabla^2 T - \mu (T - T_e) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = \int_0^1 [-J(\psi, \pi) - \nabla \chi \cdot \nabla \pi - \nabla^2 \chi] d\sigma \quad (4)$$

ここで ψ , χ , T , ϕ はそれぞれ流線関数, 速度ポテンシャル, 気温, ジオポテンシャルである。また $\pi = \ln p_s$ で, $\dot{\sigma}$ は鉛直 σ 速度, \dot{Q} は加熱率, C_p は空気の定圧比熱, R は空気の気体定数, T_e は放射平衡温度, ν_H は水平拡散係数, μ はニュートン加熱・冷却率, κ は R/C_p である。さらに, J はヤコビアン演算子, F は鉛直拡散項を表す。物理量 A に対する鉛直拡散項は次のように書ける。

$$F_A = \frac{g}{p_s} \frac{\partial \tau_A}{\partial \sigma} \quad (5)$$

地表では $\tau_A = -\rho C_D V A$ で, 他のレベルでは $\tau_A = (\rho^2 g / p_s) \nu_V (\partial A / \partial \sigma)$ である。ここで g : 重力加速度, ρ : 空気の密度, C_D : 抵抗係数, V : 風速, ν_V : 鉛直拡散係数である。

また上下の境界条件は $\sigma = 0$ と 1 で $\dot{\sigma} = 0$ とする。この境界条件と連続の式から任意のレベルの $\dot{\sigma}$ が次のように求められる。

$$\dot{\sigma} = - \int_0^\sigma \left[\frac{\partial \pi}{\partial t} + J(\psi, \pi) + \nabla \chi \cdot \nabla \pi + \nabla^2 \chi \right] d\sigma \quad (6)$$

放射平衡温度 T_e は帯状平均場のみが値を持つとする。すなわち, $T_e(\phi, \sigma) = [T_e](\sigma) + r \overline{T_e}(\phi, \sigma)$ のように書ける。ここで $[T_e](\sigma)$ は平面平均, $\overline{T_e}(\phi, \sigma)$ はそれからの偏差, ϕ は緯度を示す。この r を変化させることによって, 様々な気温の南北傾度, すなわち帯状流の強さを実現することができる。

熱帯の熱源は次のような形で外部パラメータとして与える。

$$\dot{Q} / C_p = q(\sigma) G(\phi, \lambda) \quad (7)$$

$$q(\sigma) \begin{cases} = q_0 (\pi_0^2 + \delta^2) / (\pi_0^2 (1 + \exp(\delta))) \sin(\pi_0 \sigma_D) \exp(\delta \sigma_D) & \sigma_U < \sigma < \sigma_L \text{ のとき} \\ = 0 & \sigma < \sigma_U \text{ または } \sigma > \sigma_L \text{ のとき} \end{cases}$$

ここで π_0 は円周率, $\sigma_D = (\sigma - \sigma_U) / (\sigma_L - \sigma_U)$ で, σ_U と σ_L はそれぞれ 0.15 と 0.95 である。 δ

は加熱の最大の位置を上下するパラメータであり、 \sin の前の係数は加熱率を鉛直に積分した値を正規化するための因子である。また λ は経度である。 $G(\phi, \lambda)$ は両モデルで異なるので、以下の(2)および(3)で述べる。

モデルSとモデルIで使われる主な定数の値が表1で示されている。同時に時間積分モデルの結果の解析期間も示されている。以下、それぞれのモデルについて説明する。

表1 各モデルでの定数の値および解析期間

| 定数 | ν_H | ν_V | C_D | r | μ | 解析期間 |
|------|----------------------|-----------|--------|------|--------|----------------|
| 単位 | m^2/sec | m^2/sec | | | /day | 日 |
| モデルS | 5.0×10^{17} | 10 | 0.0025 | -1.0 | 1/8 | 101-300 |
| モデルI | 1.2×10^{17} | 10 | 0.0025 | -0.5 | Fig. 1 | 81-200 または 320 |

(2) 定常熱源モデル (モデルS)

時間積分モデルと定常モデルを構築し、分岐パラメータ r によって両者がどのように異なっていくかを調べる。 $r = 0$ のとき放射平衡温度は南北に一定で、東西風の鉛直シアは弱く、解は安定である。時間積分モデルと定常モデルの結果は完全に一致する。 r を徐々に大きくしていくとついには定常解が不安定となり、時間積分解はカオティックな運動をするようになる。ここでは当然、時間積分解は(不安定)定常解と性質が異なってくる。

このモデルのスペクトル切断は波数 15 の三角形切断とする。また鉛直方向には等間隔に 4 層に分ける。 $\sigma = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00$ が $\dot{\sigma}$ の定義レベル、そして、 $\sigma = 0.125, 0.375, 0.625, 0.875$ が他の物理量の定義レベルとなる。この解像度はかなり粗いものであるが、非線形定常解を求めるためにはこの程度が精一杯であるとともに、目下の問題には十分なものである。またもっぱら赤道対称の解のみを問題とする。

時間積分モデルにおいては非線形項を格子点で計算する変換法を用いる。また時間積分に関してはセミ・インプリシット法を用いた。これらのごく一般的なものなので、詳細は省略する。例えば Kanamitsu et al. (1983) を見られたい。初期条件としては静止大気を仮定する。

一方、定常モデルは、(1) ~ (4) 式において左辺 = 0 とおいたものおよび(6)式であるが、非線形項も含めすべてをスペクトル形で計算する。具体的には ψ, χ, T, π と $\dot{\sigma}$ を従属変数として球面調和関数でモード展開する。非線形項は

$$J_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{i 4\pi_0} \iint Y_\alpha^* J(Y_\beta, Y_\gamma) \cos \phi d\phi d\lambda,$$

$$I_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{4\pi_0} \iint Y_\alpha^* \nabla Y_\beta \cdot \nabla Y_\gamma \cos \phi d\phi d\lambda,$$

$$C_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{4\pi_0} \iint Y_\alpha^* Y_\beta Y_\gamma \cos \phi d\phi d\lambda$$

等をあらかじめ計算しておいて、それぞれ適切なところに代入する。ここで Y は球面調和関数、下添字はモードを表す。また上添字 $*$ は複素共役を示す。このような手続きによって連立の非線形方程式が得られるので、これを解くことになる。 σ を従属変数としたのは、これを他の変数で表すと三重積が出てくるためである。このうち $\pi_{0,0}$ は他に影響を与えず、 $\chi_{0,0}$ は恒等的にゼロなので、これらを除いて結局、2107元の連立非線形方程式を解くことになる。これを r を分岐パラメータとする連続法で解いていく。すなわち r を徐々に変化させながら、解を連続的に追跡していくことになる。具体的には pseudo-arclength 法を用いた (Keller, 1979; Legras and Ghil, 1985)。これはニュートン法の変形で、極限点等に会ってもうまく連続的に解を追うことのできる方法である。またこの定常解の線形安定性も調べた。

表2 モデルSにおける放射平衡温度(K)。他の成分はゼロ。

| レベル (σ) | 0.125 | 0.375 | 0.625 | 0.875 |
|------------------|-------|-------|-------|-------|
| $T_{e 0.0}$ | 220 | 238 | 258 | 277 |
| $T_{e 0.2}$ | 0 | -6 | -14 | -22 |

放射は (3) から分かるように、ニュートン加熱/冷却の方式で行う。放射平衡温度は表2に与えられている。また地面は平坦で、大気と熱のやり取りはしないと仮定する。さらに (1), (2) 式の最上層 ($\sigma=0.125$) に時定数15日のレーリー摩擦を与える。これはこのままではある r の値で強い共鳴が出て非現実的なため、共鳴を弱めるように導入されたものであるが、物理的には成層圏への波の伝播を表現することになっていると考えられる。また地表風速 V は一定値 5 m/sec を与え、地表の ψ , χ は $\sigma=0.875$ で ψ , χ の 0.5 倍としている。

熱帯の熱源における $G(\phi, \lambda)$ は次のような形で与える。

$$G(\phi, \lambda) = \cos(\pi_0 \phi / 30^\circ) \cos(\pi_0 (\lambda - 90E) / 60^\circ)$$

ただし、 $|\phi| < 15^\circ$, $60E < \lambda < 120E$ の範囲でのみ値を持つ。 q_0 は 10 K/day とする。

(3) 季節内振動モデル (モデル I)

このモデルにおいては波数切断が三角形の 21, 層の数は 12 ($\sigma = 0.025, 0.075, 0.160, 0.290, 0.430, 0.565, 0.690, 0.800, 0.890, 0.950, 0.995$) とする。モデルの表面はすべて海洋で覆われているものとし, 海面水温は経度方向に一定とし, さらに南北両半球で対称と仮定する。実際には 4 月の気候値を各緯度で経度平均し, これをさらに各緯度毎に南北両半球の平均をとることによって計算した。

熱源の入れ方は Itoh and Nishi (1990) とまったく同じである。すなわち 60E から 180° まで 40 日の周期で移動し, それをまた繰り返すことになる。振幅もその間で $|\sin^{1.5} \pi_0 t / T_0|$ のように変化する。ここで T_0 は周期 40 日を表す。振幅の最大は熱源の中心が 120E にあるときにとり, その大きさは 5K/day である。

2 つの実験を行った。ひとつは放射平衡温度が南北に一定の場合 (実験 I A) で, もうひとつはそれが南北に変化する場合 (実験 I B) である。前者においては中緯度の偏西風が弱いので熱帯-中緯度間相互作用は起こらず, 後者では偏西風が強く相互作用が生ずる。時間積分は, 前者においては 200 日間, 後者においては 320 日間実行し, 解析は 81 日目から最終日の間で行った。前者で 3 サイクル, 後者で 6 サイクルが解析の対象となる。実験 I A と I B の放射平衡温度がニュートン

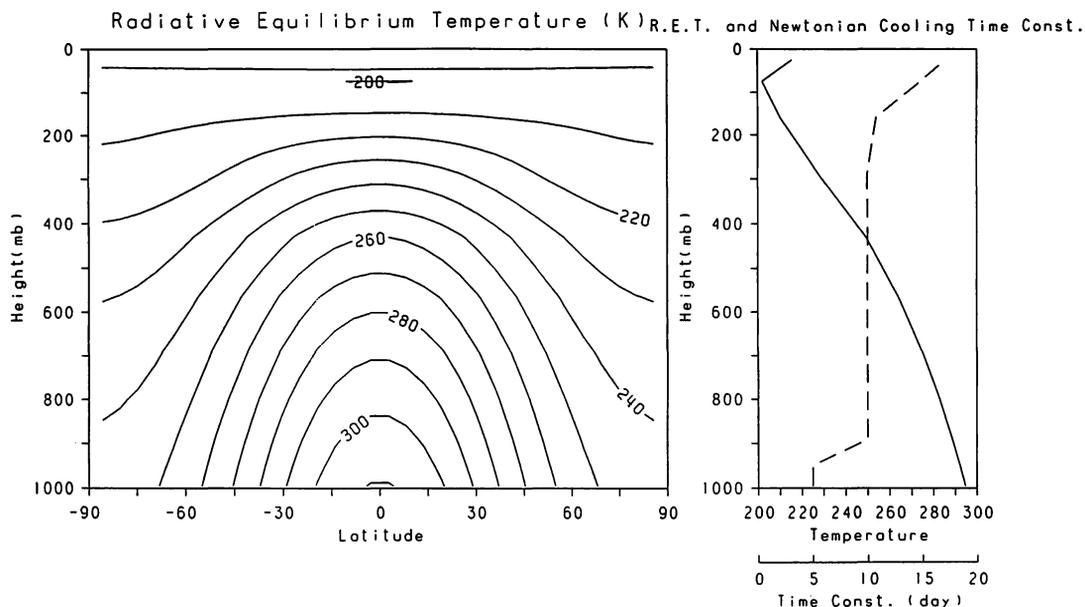


図1 モデル I における放射平衡温度 (K) とニュートン冷却率 (1/day)。左図が実験 I B に対する放射平衡温度で, 右図の実線が実験 I A に対するもの。

冷却率とともに図1に示されている。

このモデルをこのままの形で時間積分すると、赤道上空で10m/secを越える西風が生じてくる。(この説明は困難でないが紙数の関係で省略する。)これは非現実的なので、渦度方程式の帯状平均成分に次のような形のダンピングを導入した。

$$-\varepsilon / a \cdot \sin(\pi_0 \sigma_D) \sin(\pi_0 \phi / 20^\circ)$$

ここで ε は減衰定数 (0.5m/sec/day), a は地球半径, σ_D は上で述べた通りであるが, この場合 σ_L は 0.55 としている。

3. 熱帯定常熱源に対する応答

まずモデルSの結果を示そう。図2は定常解がパラメータ γ とともにどのように変化するかを示している。 $\gamma \leq 0.700$ までは安定である。 $\gamma = 0.701$ で Hopf 分岐し不安定となる。時間積分の結果を見ると、この値でもはやカオティックになっているようなので、サブクリティカルな Hopf 分岐となっていると思われる。当然ながら、この値より大きな γ で (不安定) 定常解と時間積分解が異なってくる。 $0.84 \leq \gamma \leq 0.85$ と $1.01 \leq \gamma \leq 1.02$ の間では解は単純でなく、この図からは読み取れないが複数解を持っている。またこの間では一般的傾向とは逆に不安定モードの数も少なくなっている。

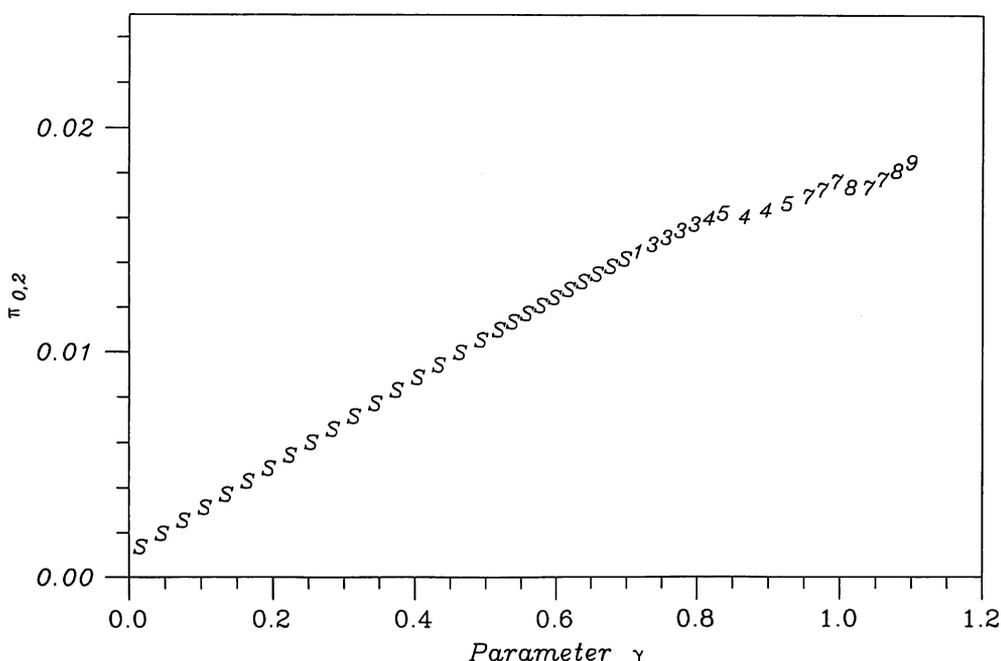


図2 分岐パラメータ γ (放射平衡温度の南北傾度の強さを表す) に対する定常解 $\pi_{0,2}$ 。S は安定解, 数字が書かれているのは不安定解。数字は [不安定モードの個数 / 2] を示す。

以下、定常解と時間積分解の違いを $r = 1.0$ で比べていくことにする。 $r = 0.8$ では両方の解に顕著な違いはなく、 $r = 0.9$ は 1.0 とほぼ同じ傾向を示す。

まず帯状平均場で両者の違いを見てみよう。図3は $r = 1.0$ での帯状平均東西風を示している。時間積分解の時間平均（以下、簡単のため単に時間積分解という）は 101～300 日間とっている。両者の差はあまり顕著でないが、中緯度から亜熱帯の下層にわずかな違いが見られる。すなわち定常解ではほぼ同 大きさの東風が全緯度に渡って吹いているが、時間積分解では中緯度で弱く、亜熱帯で強い東風となっている。なお両モデルとも下層ではすべての緯度で東風となっているが、これは最上層に入れたダンピングにより、そこが運動量のシンクになっているためである。これは実際と異なっているが、東風の値自身は小さいので本質的な影響はないと思われる。

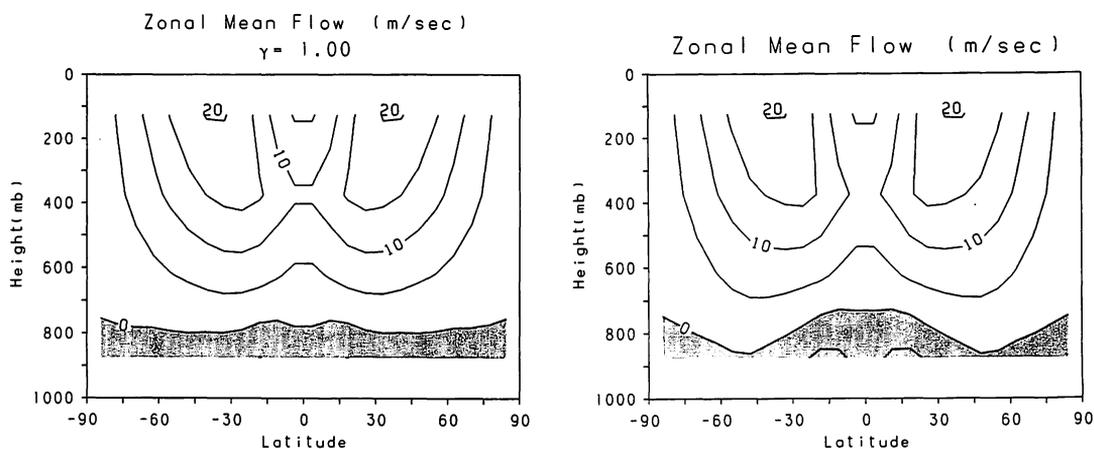
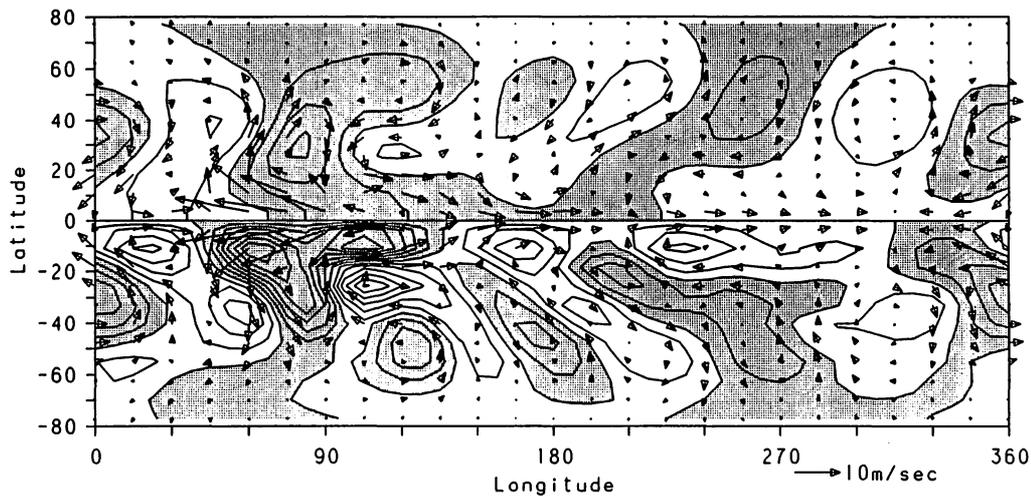


図3 モデルS から得られた $r = 1.0$ での帯状平均風 (m/sec)。定常解 (左) と時間積分解の 101～300 日平均 (右)。

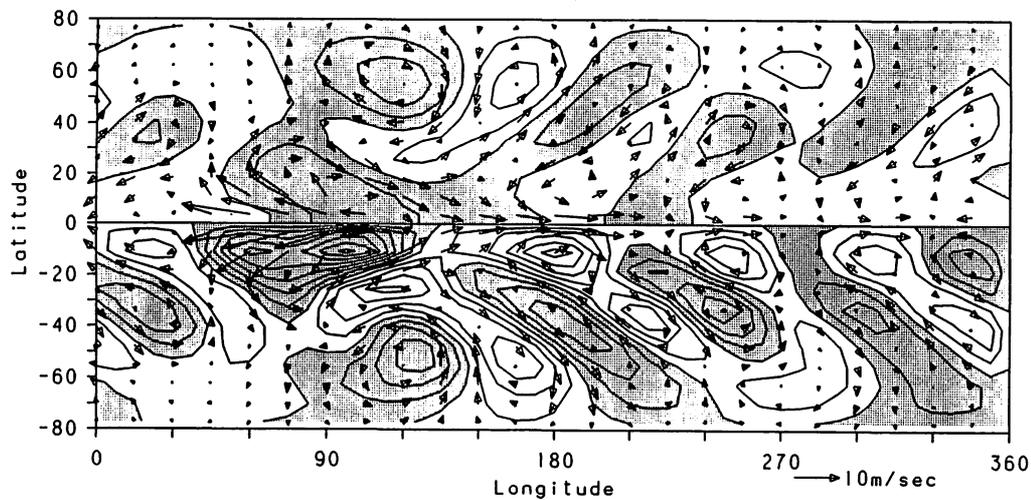
一方、偏差場は両者の間でかなり異なっている。とりわけ上層での違いが顕著である。まず図4は 375 mb での水平構造を示している。中緯度の状況は明らかにかなり異なっている。すなわち、定常解における波列に比べて、時間積分解の波列はずっと振幅が大きい。そして後者の場合、波列が 180° 付近と 110° W 付近で熱帯へと戻っていることが、渦度場だけでなく、風の間からも明瞭に見てとれる (表3のエントロピー、エネルギー・フラックスも参照のこと)。

熱帯における両者の違いは分かりにくいので、次のような工夫を試みる。すなわち各々の結果において、風速と渦度の最大値で、それぞれの場所の風速と渦度を正規化した図を描いてみることである。結果が図5に示されている。この図から中緯度ばかりでなく、熱帯でも両者はかなり異なっていることが分かる。すなわち波列が戻ってくる経度 (180° 付近と 110° W 付近) で時間積分解の方が明らかに振幅が大きいと言える (表3の正規化された風速も参照のこと)。

Geopotential, Vorticity and Wind at 375mb
 $\gamma = 1.00$



from day 101 to 300
 Geopotential, Vorticity and Wind at 375mb



contour interval of Geop. 20m
 shade: > 0m
 contour interval of Vort. $1 \times 10^{-6}/\text{sec}$
 shade: > $0 \times 10^{-6}/\text{sec}$

図4 モデルSから得られた375mb面での水平構造。定常解(上)と時間積分の101~300日平均(下)で、帯状平均場を引いている。各図の北半球の等値線は高度(20m毎)南半球は過度($10^{-6}/\text{sec}$ 毎)、ベクトルは風(スケールは図の右下に示す)を表す。正の高度、渦度には陰影を付けている。

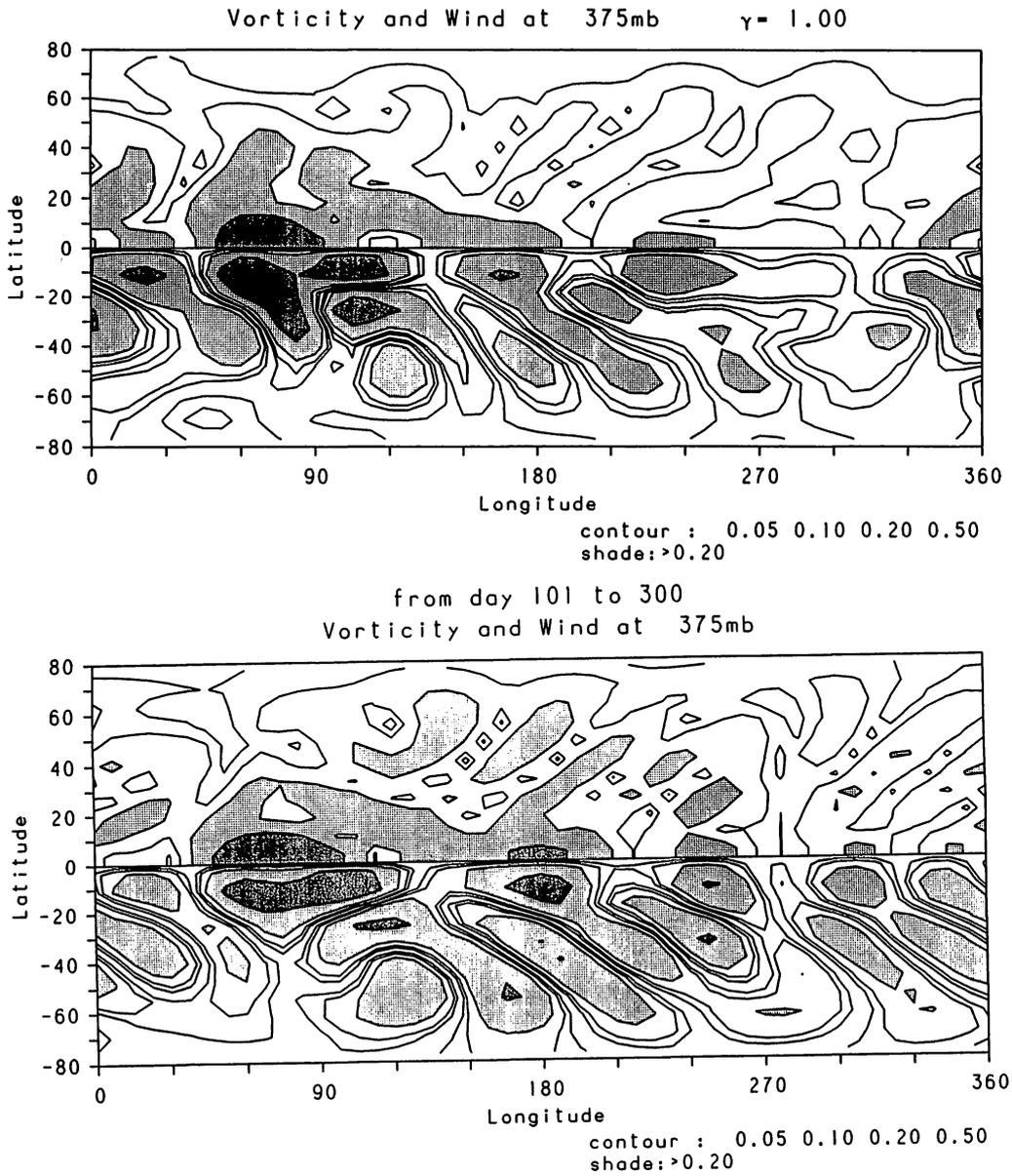


図5 図4と同じ場において、それぞれの最大で正規化した風速（北半球）と渦度（南半球）の場。等値線は右下に書かれているとおりで、0.20より大きいところに陰影、0.50より大きいところに濃陰影を付けている

以上のように、特に偏差場で中緯度・熱帯の両方とも違いが明瞭である。さらに熱帯→中緯度→熱帯というルートでの強い相互作用が時間積分分解において存在することも分かった。

ただし非定常性が重要とは言っても時間変動成分の大きさと直接に関係しているのではなさそうである。このことは次の2つの事実から言える。

まず表3にもとづいて説明をしていこう。この表は渦度方程式における各項に渦度を乗じた結果を示したものである。すなわち各項が渦度の維持にどのようにかかわっているかを表現していると考えられる。ただし中緯度における偏差場の渦度の維持を見るために、30°より極側でのみ、また経度平均を引いた量で計算している。「線形項」とは(1)式の右辺第3, 4項で、「減衰項」とは右辺の最後の2項を言う。その他が非線形項である。時間積分分解の非線形項は、時間平均での積に加え、それからの偏差の積の時間平均があるので、結果を分けて示している。あわせてエンストロフィーと西半球での赤道向きエネルギー・フラックス、正規化された風速の大きさについても結果を示している。

表3 $r = 1.0$ での375 mbにおける定常解と時間積分分解の渦度バランス。ただし30°より極側のみで、かつ経度平均を引いた量で計算している。同時に、33.05°における西半球経度平均の赤道向き水平エネルギー・フラックス(-zv)と、赤道での正規化された風速の第2の最大値も示している。単位は、エンストロフィーが $10^{-12}/\text{sec}^2$ 、渦度バランスの各項が $10^{-18}/\text{sec}^3$ 、エネルギー・フラックスが m/sec^2 である。

| | エンストロフィー | 時間平均場の非線形項 | 時間変動場の非線形項 | 線形項 | 減水項 | エネルギーフラックス | 正規化風速 |
|--------|----------|------------|------------|-------|--------|------------|-------|
| 定常解 | 4.15 | -1.92 | — | 19.67 | -19.33 | -6.60 | 0.43 |
| 時間積分分解 | 5.76 | 1.80 | 0.42 | 28.29 | -30.98 | 6.64 | 0.60 |

エンストロフィーに関しては図4, 図5からも明らかであるが、時間積分分解の値が大きい。そしてその維持は、「時間変動場の非線形項」によるのではなく、「線形項」と「時間平均場の非線形項」がともに大きくなっていることによっている。これは第1章で述べた観測結果に一致している。表は省略するが、これを運動エネルギーについてみても同様な結果が得られる。このように波列の振幅は非定常性によって大きくなるが、それは「時間変動場の非線形項」によって維持されているのではない。

時間積分モデルにおいて、中緯度における帯状平均流と東西風の分散(時間変動成分の大きさ)、時間平均場のエンストロフィー、赤道向きエネルギー・フラックスの関係が図6に示されている。 r が大きくなるにつれて、平均帯状流や時間変動の分散も大きくなっていくが、エンストロフィー

とエネルギー・フラックスは必ずしもそうはなっていない。さらにエンストロフィーとエネルギー・フラックスの間には高い相関があるが、時間変動の分散とはかなり異なっていることも分かる。すなわち、 $r = 0.8$ から 0.9 にかけてと 1.1 から 1.2 にかけては、時間変動の分散はそんなに大きくなっていないのに、エンストロフィーとエネルギー・フラックスは急に大きくなっている。一方 $r = 1.0$ から 1.1 にかけては、分散は大きくなっているのに、エンストロフィーとエネルギー・フラックスはむしろ小さくなっている。

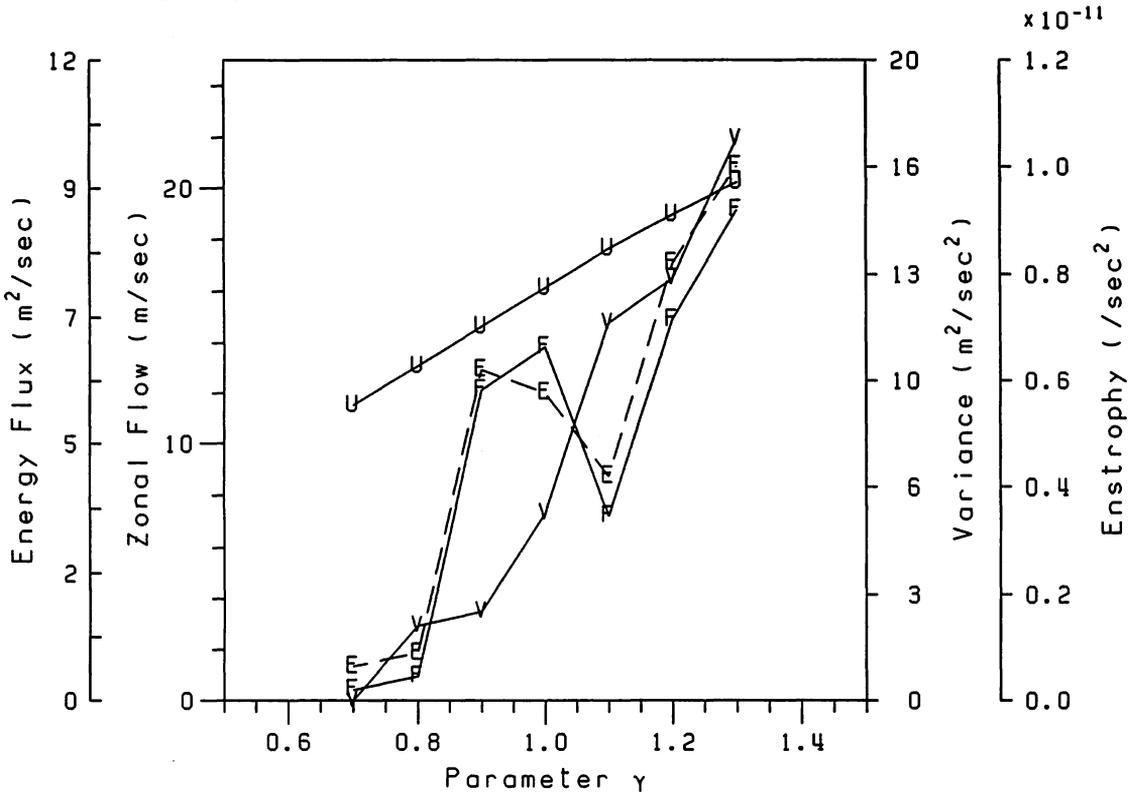


図6 時間積分モデルにおいてパラメータ γ に対する375 mbでのいくつかの物理量の変動。33.05°における帯状流(—U—), 33.05°での東西風の分散の経度平均(—V—), 30°より極側でのエンストロフィーの平均(--E--)および33.05°での赤道向きエネルギー・フラックスの西半球経度平均(—F—)。スケールはそれぞれの軸に示されている。

以上より非定常性が重要とはいっても、それは時間変動成分の大きさに規定されているのではなく、「時間変動場の非線形項」によって維持されているのではないことが分かる。むしろ内部非線形力学、例えば非定常極小点(Mukougawa, 1988)や不安定周期解などに強く規定されているのでは思われる。定常解と異なる別の「解」に捕捉されているなら、たとえ時間変動成分が小さくとも、「時間変動場の非線形項」が無視できても、時間積分解の波列の振幅が大きくなることは十分ありうることである。ここからさらに、「時間変動場の非線形項」が小さいことと非定常性が無視できることとはまったく別の問題であるということも言える。

最後に傾圧波の役割について言及しておこう。定常解の不安定はもちろん傾圧不安定として起こる。この意味で傾圧波が波列を増幅するという言い方は誤りではない。実際、帯状平均の傾圧場からバロトロピックな構造を持つ波列へエネルギーを与えるには傾圧的な構造を持つ波動の存在が不可欠である。しかし $r = 1.0$ と 1.1 の違いからも分かるように、傾圧波が強いからといって、より振幅が大きくなるわけではない。この意味では傾圧波が波列の増幅を引き起こすという言い方は不十分、不正確なものであるように思われる。

4. 季節内振動における熱帯－中緯度間相互作用

次にモデル I の結果を示そう。図 7 は実験 I B から得られた 250 mb 面での 81～320 日平均の東西風である。最大で 40 m/sec 強となっており、ほぼ春や秋の状況を近似していると言える。より西風の強い場合も計算を行ったが、定性的には以下で述べる結果と同じであった。

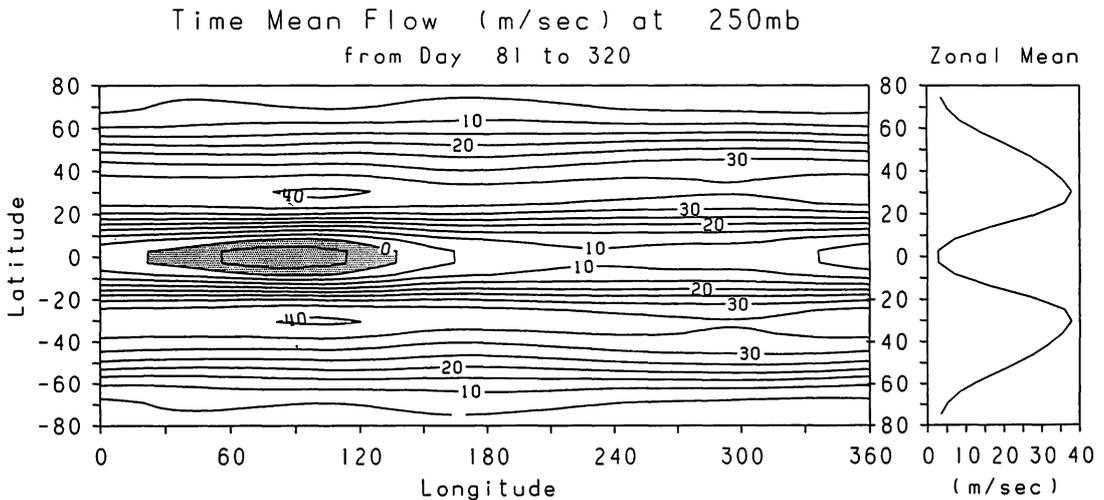


図 7 実験 I B における 250 mb 面での 81～320 日平均の東西風。単位：m/sec。東風のところに陰影を付けている。右はその帯状平均図。

図 8 は、250 mb と 850 mb の東西風、地表気圧、250 mb 高度場の 40 日周期成分が赤道に沿ってどのように振幅変化するかを示している。以下ではこのうちの東西風についてのみ見ていくことにする。実験 I A の結果は Itoh and Nishi (1990) の結果とほぼ同様である。すなわち強制最大の経度 120 E で風速最大となり、それより東では急速に振幅を減少させる。一方、実験 I B の結果は大いに異なる。まず 250 mb 面の東西風の最大は 180° 付近で現れる。さらに励起源のない領域 (90 W～45 W や 0°～45 E) でも増幅が起こっており、振幅はかなり大きい。ただし 850 mb

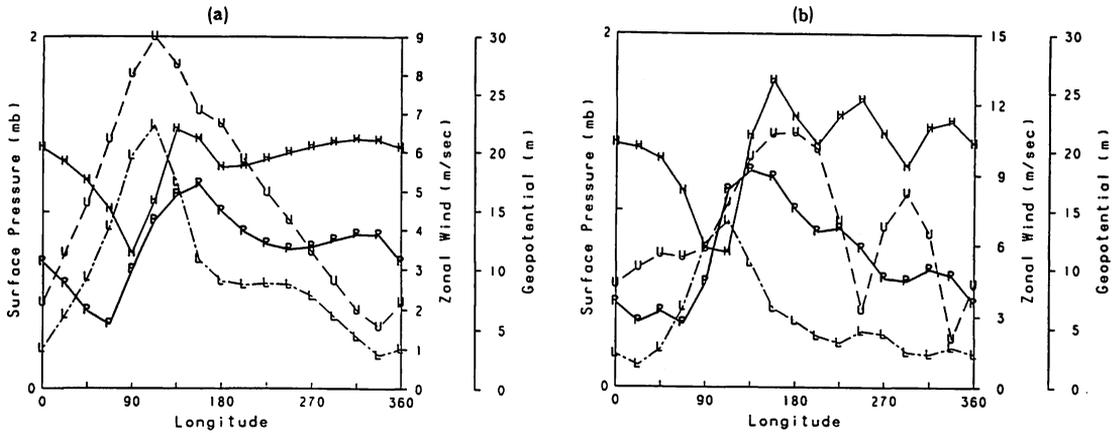


図8 実験 IA (a) と IB (b) における赤道に沿う 40 日周期成分の振幅変化。太実線 (P) は地表気圧、細実線 (H) は 250 mb 高度、破線 (U) は 250 mb 東西風、一点鎖線 (L) は 850 mb 東西風を表す。スケールはそれぞれの軸に示されている。

の東西風にはこのようなことは見えず、ほぼ実験 IA の結果と同じである。これらの結果は観測と一致している (例えば, Madden and Julian, 1972 ; Gutzler and Madden, 1989)。

実験 IA と IB の違いは明らかに熱帯-中緯度間相互作用のあるなしによってもたらされたものである。では具体的にはどのような相互作用が起こっているのでしょうか。これを図 9 をもとに考えてみる。この図は実験 IB からとったもので、カテゴリ 1 と 5 における 250 mb 面での高度と風の時間平均からの偏差図である。強制の強弱、従ってまたその位置によって周期 40 日を 8 つのカテゴリに分けた。カテゴリ 1 とはそのうち最も強制の弱い時期にあたり、カテゴリ 5 は逆に最も強制の強い期間で、熱源の中心は 120 E 付近に存在する。

両方の図とも、熱帯から中緯度へ伝播し、そして熱帯へ戻ってくる波列の存在が明らかである。波列の戻ってきたあたり (60 W ~ 30 W) がちょうど振幅の大きい場所となっている。カテゴリ 6 や 7 ではより強い振幅で熱帯へ戻っていることが見てとれる (図省略)。これが図 8 (b) でのこの領域の増幅の理由である。一方、0° ~ 45 E へは特にカテゴリ 8 で強い振幅の波列が熱帯へ戻っていることが分かる (図省略)。

励起源で風のもっとも強い場所は 180° 付近である。通常の松野-Gill パターンでは熱源の西のロスビー波にともなう風速の方が、東のケルビン波にともなう風速より大きいことを考えると、この風速分布は興味あるものである (図 9)。またロスビー波にともなう垂熱帯の双子高気圧の東に双子低気圧が存在することも見てとれる。これも線形論では出現しないものである。

このような特徴も中緯度から熱帯への作用として理解できる。すなわち、双子低気圧は中緯度から熱帯への波列の一部として形成され、この双子低気圧を経由して中緯度から熱帯へのエネルギー

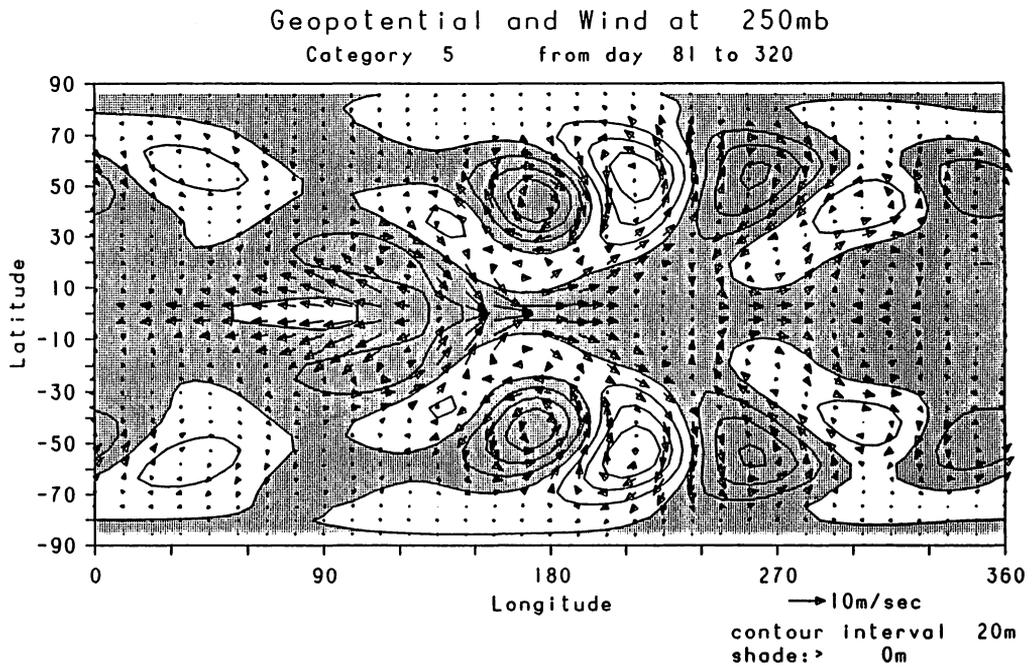
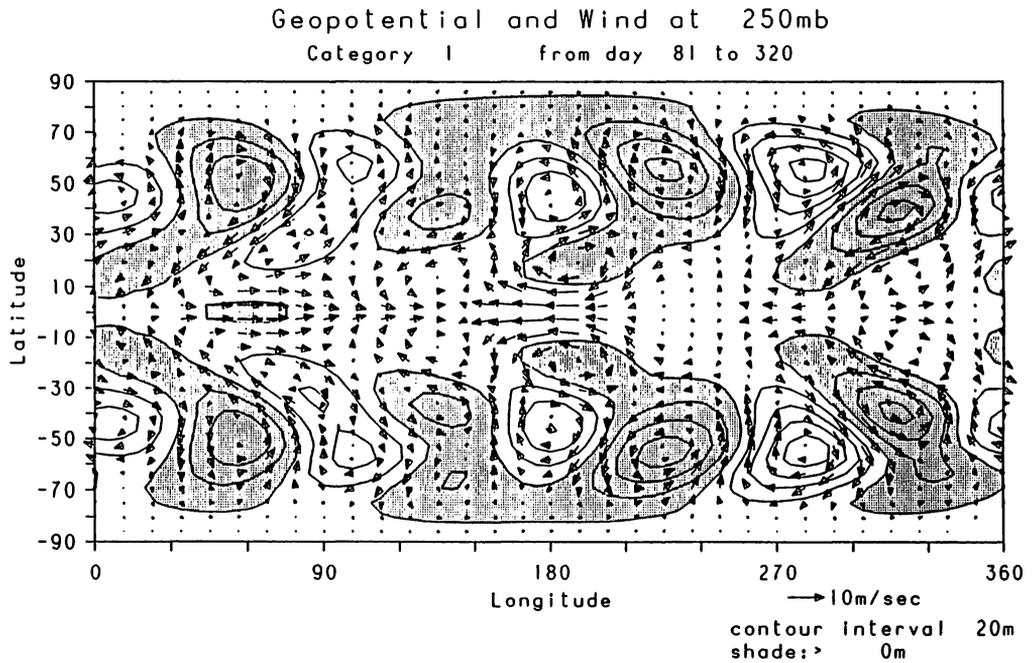


図9 実験IBにおけるカテゴリー1と5での250mb面高度と風の偏差図。高度場の等値線間隔は20m、正の場所に陰影を付けている。風のスケールは図の右下に示されている。

収束があることが分かる。これによって 180° 付近の増幅が起こっている。一方、熱源の西ではこのような中緯度からのエネルギー収束はない。これらのため励起源の中心より東側、すなわち 180° 付近で東西風の振幅が最も強くなったものと考えられる。双子低気圧が亜熱帯に存在し、それを經由して熱帯へのエネルギー収束が起こっていることは実際に観測されていることである（例えば Rui and Wang, 1990）。

一方、850 mb 面では実験 IB でも中緯度の波列は振幅が弱く、かつ熱帯へ戻って来ることはない（図省略）。この理由も明らかである。すなわち中緯度の波列は風速の大きい上層の状態によって基本的に決定され、その構造はバロトロピック的となる。このため下層でも波列が従属的に形成されるが、当然ながら振幅は小さくなる。また熱帯の下層は東風が卓越しているため、波列は戻って来れない。従って下層では実験 IB でも中緯度との相互作用は起こらず、実験 IA と同じような結果になる。

5. まとめ

熱帯熱源のもとでの熱帯—中緯度間相互作用を数値モデルを用いて調べた。熱源はいずれも外部強制として与えた。

まず定常熱源のもとでの非定常性の役割を明らかにするため、時間積分モデルと定常モデルを構築し、その両者の性質の違いを調べた。定常解が不安定となるパラメータ領域では、両モデルの結果は特に偏差場において顕著な違いを示す。すなわち時間積分解の方が定常解より大きな振幅の波列を持つ。さらに熱帯から出た波列は中緯度を經由し、また熱帯へと戻ることによって、励起源から離れた場所での振幅を大きくする。このように非定常性は熱帯—中緯度間相互作用において重要な役割を果たす。ただし時間変動成分そのものの大きさや、それによる非線形項の大きさは直接的な関係はなさそうで、むしろ非線形に固有な力学が関与していることを示唆する。

山岳によって励起された準定常波に関して、定常モデルの限界と非定常モデルとの差異は Itoh (1985) によって詳しく議論されている。本論文の結果は熱帯熱源によって励起される波列についても同じことが言えるということである。

次に季節内振動における熱帯—中緯度間相互作用の役割を調べた。このモデルにおける熱源は 60°E から 180° へ 40 日の周期で移動する。まず中緯度との相互作用がない場合（中緯度偏西風が弱い場合）には季節内振動の振幅は 120°E を中心とする励起源の場所でのみ大きい。一方、中緯度での偏西風が強くなると、熱帯から出た波列が中緯度を經由し、ふたたび熱帯へ戻って来るという熱帯—中緯度間相互作用が生じる。そして波列の収束する場所、すなわち励起源から遠く離れた西半球においても季節内振動の振幅は強くなる。

参 考 文 献

- Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447–462.
- Gutzler, D. S. and R. A. Madden, 1989: Seasonal variations in the spatial structure of intraseasonal tropical wind fluctuations. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 641–660.
- Hoskins, B. J. and D. J. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179–1196.
- Itoh, H., 1985: The role of transient motions in the formation of quasi-stationary planetary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 917–932.
- and N. Nishi, 1990: Considerations for the structure of the tropical intraseasonal oscillation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 659–675.
- Kanamitsu, M., K. Tada, T. Kudo, N. Sato and S. Isa, 1983: Description of the JMA operational spectral model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 812–828.
- Kasahara, A., 1991: Transient response of planetary waves to tropical heating: Role of baroclinic instability. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 293–309.
- Keller, H. B., 1979: Global homotopies and Newton methods. Recent Advances in Numerical Analysis, C. de Boor and G. H. Golub, Eds., *Academic Press*, 73–94.
- Lau, K.-M. and H. Lim, 1984: On the dynamics of equatorial forcing climate teleconnections. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 161–176.
- and T. J. Phillips, 1986: Coherent fluctuations of extratropical geopotential height and tropical convection on intraseasonal time scales. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1164–1181.
- Lau, N.-C., 1979: The observed structure of tropospheric stationary waves and the local balance of vorticity and heat. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 996–1016.
- Legras, B. and M. Ghil, 1985: Persistent anomalies, blocking and variations in atmospheric predictability. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 433–471.
- Lim, H. and C.-P. Chang, 1983: Dynamics of teleconnections and Walker circulations forced by equatorial heating. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1897–1915.
- Madden, R. A. and P. R. Julian, 1972: Description of global scale circulation cells in the tropics with a 40–50 day period. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109–1123.
- Magana, V. and M. Yanai, 1991: Tropical-midlatitude interaction on the time scale of 30 to 60 days during the Northern summer of 1979. *J. Climate*, **4**, 180–201.

- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25–43.
- Mukougawa, H., 1988: A dynamical model of “quasi-stationary” states in large-scale atmospheric motions. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2868–2888.
- Nigam, S., I. M. Held and S. W. Lyons, 1986: Linear simulation of the stationary eddies in a general circulation model. Part I: The no-mountain model. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2944–2961.
- Rui, H. and B. Wang, 1990: Development characteristics and dynamic structure of tropical intra-seasonal convection anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 357–379.

永続する1月の条件でのAGCM長時間積分に現れるテレコネクションパターン

佐藤康雄*・千葉 長*・柴田清孝*，木田秀次**

1. はしがき

長期予報の対象は Normal の (Climatological な) 季節変化からのズレを予想することにある。一般に、ある気象変数の個々の年の月平均、あるいは、季節平均の気候値からの偏差は、年々の変動の一環として現れる年平均値に見られる偏差、季節変動の振幅と位相の変化(季節進行の進み遅れ)による偏差と、本質的には季節変化とは関係が無いと考えられるゆっくりとした現象による偏差との和として、理解されよう。基本的な季節現象としては、モンスーン、梅雨、亜熱帯高気圧・シベリア高気圧の消長等が考えられ、基本的に季節現象でないものとしては、ブロッキング、テレコネクション等が考えられよう。もし、このような単純化が第一近似で可能ならば、ブロッキング、テレコネクション等の低周波変動の理解には、第一近似で季節変化は必要ないとも言えよう。そうであるならば、いわゆる、perpetual Jan, perpetual July 等の境界条件での長時間ランを行い、それらの現象がどの程度、モデルで再現されているかを調べるのは興味のあることである。また、このような大気内部の力学によっていくつかの特徴的な固有モードがあるとすれば、境界条件の偏差による大気の応答も、固有モード毎に異なって来るであろうと予想される。そのような基本的考えの基に、我々は perpetual Jan, 境界条件固定の限定された実験で、現実大気の低周波変動がどの程度 simulate できるか、調べてみた。

2. 数値実験に用いたモデルと実験の設定

実験に用いたモデルは、Chiba et al. (1986) によって、長期予報実験用に開発された全球スペクトルモデルを R36L11 に拡張したものである。R36 はスペクトル展開の切断を東西波数 36 に取った平行四辺形切断とすることを意味し、L11 は 11 層とすることで、上端はほぼ 10 mb である。東西方向の格子の数は 112、南北方向の格子の数は 92 である。格子間隔で言えば、 $D_x=3.2^\circ$; $D_y=2^\circ$ である。実験は、次のように設定された。1984 年 11 月 1 日を初期値として予報実験と同じように数値積分する。海水表面温度、海水分布は月平均の気候値を日々、内挿して用いた。海水分布は SIGRID のデータを 13 年間平均したものをを用いた(佐藤(1989))。1985 年 1 月 15 日を期して、太陽高度を固定し以後いわゆる perpetual Jan の条件で 50 ヶ月積分した。30 日平均の 500 mb 高度のデータを用いてテレコネクティビティの解析を行った。

* 気象研究所・気候研究部

** 気象研究所・応用気象研究部

3. 実験結果の解析

テレコネクションの解析の前に、境界条件を1月に固定したモデルの長時間ランのパフォーマンスをみるために、500 mb 高度の1500日平均と30日平均値を基に計算した標準偏差を示し、観測値と比較する。5700mの等値線が30°Nに沿い、日本付近・オホーツク海、カナダハドソン湾北部、カスピ海北部・ノバヤゼムリア付近の3ヶ所に低圧部が存在し波数3のパターンを形成している。図1bとcが観測のノーマルでbは、1951年から1980年までの1月の30年平均として長期予報課で作成されたもの、cは1961年から1990年までの1月の新ノーマル500mb高度である。波数3型のトラフの位置などはモデル(図1a)はかなり良く表現している。モデルと観測との違いとして一番目につく所は、オホーツク海、カムチャッカのトラフとアラスカ上空のリッジとのコントラストの表現である。

図2aは、30日平均値を基に計算された標準偏差である。等値線間隔は20m毎である。標準偏差の大きい所は、アリューシャン上空、イギリス西部の北大西洋、カスピ海北部である。アリューシャン上空の値は120m超である。第2の極大域イギリス西部は80m強、カスピ海北部も同じく80m強である。図2bとcに観測の1ヶ月平均値から求められた標準偏差を示す。図2bは長期予報課の旧ノーマル(1951~1980)データ、図2cは新ノーマル(1961~1990)データである。旧ノーマルデータでは、今回のperpetual Janの実験と同じようにアリューシャン上空とアイスランドからイギリス西部の北大西洋、シベリア等に標準偏差の大きい所が連なる。最大値はアリューシャン上空の90m強である。新ノーマルデータでは、最大値はグリーンランドのすぐ南の北大西洋に現れ、その値は110m強である。第2の極大はカスピ海北部に現われ、その値は100m強である。旧ノーマルデータで最大値であったアリューシャン上空は90m強で第3の極大になっているのは、最近10年あるいは40年前のなんらかの経年変動を示しているものとして興味深い。

さて、テレコネクションの解析に移る。図3a、bはWallace & Gutzler (1981)によるテレコネクションパターンのまとめである。北半球全地点で1点同時相互相関係数を計算し、その中で負相関の絶対値最大をその地点の値とするいわゆるテレコネクティビティマップである。図3bは観測の500mb高度の図上にまとめられた5つの顕著なテレコネクションパターンである。PNA(太平洋北アメリカ)パターン、西大西洋(WA)パターン、東大西洋(EA)パターン、西太平洋パターン、ユーラシアパターンである。図3aは、いわゆるテレコネクティビティマップで相互に-0.75を超える逆相関を示す領域が濃い黒で、-0.60を超える領域が薄い黒で塗られている。図3bと対照させてみれば、先ほど挙げた5つの卓越パターンの相対的強度が把握できよう。すなわち、Wallace & Gutzler (1981)の観測では、PNAや西太平洋パターンが最も強く現れ、東西の大西洋パターンがそれに次ぎ、ユーラシアパターンは最も弱く現れている。図3cはモデルの50ヶ月積分データによるテレコネクティビティマップである。但し、全地点、経度方向112点、緯度方向92点を経度28点、緯度23点、すなわち全地球上644点に減らし、それらについての相互相関を計算して

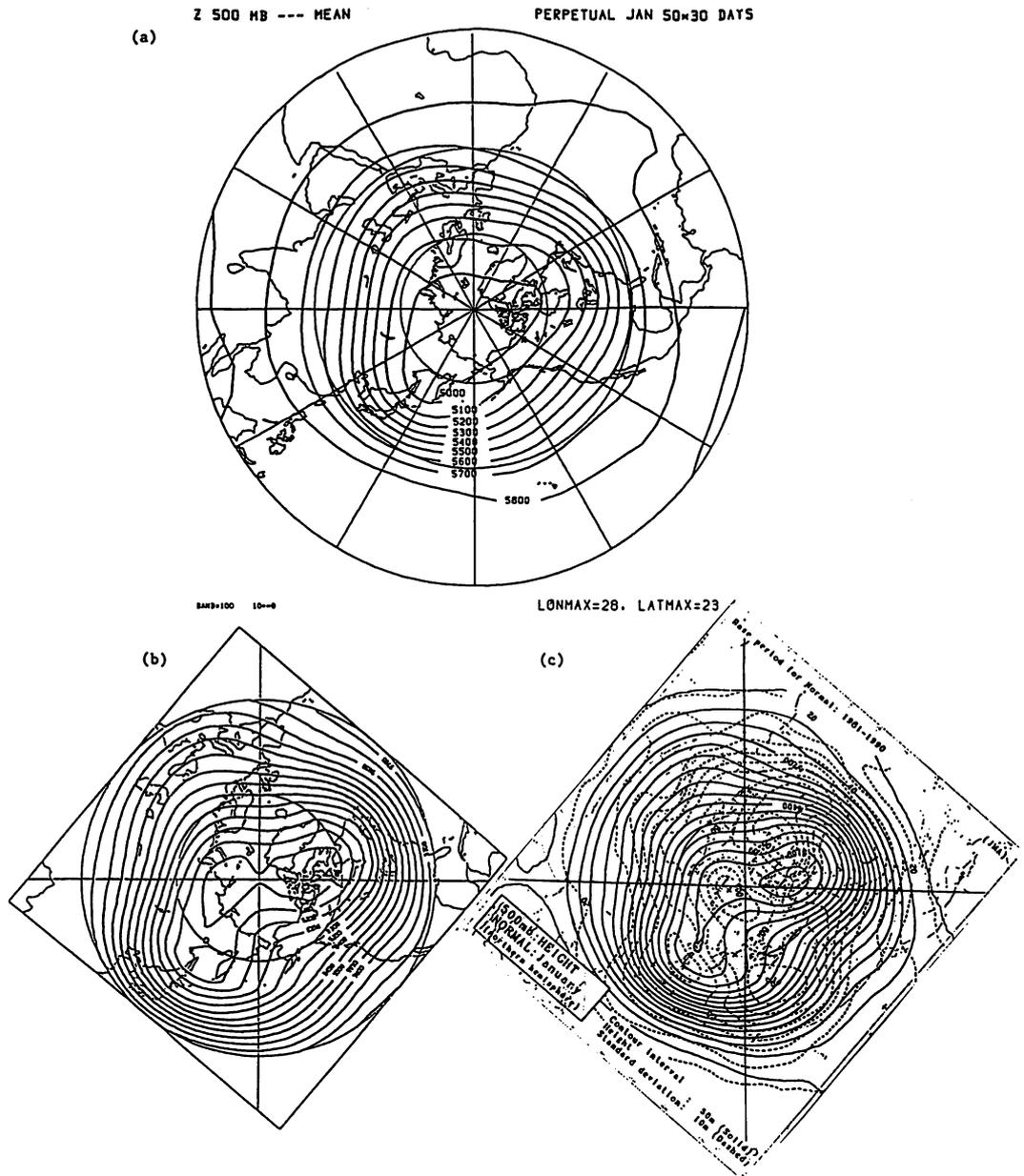


図1 (a) perpetual Jan の条件で計算された 500 mb 高度の 50 カ月平均
 (b) 1951～1980 年までの 1 月の旧ノーマル 500 mb 高度
 (c) 1961～1990 年までの 1 月の新ノーマル 500 mb 高度
 (長期予報テクニカルノート No.35, 気象庁(1991))

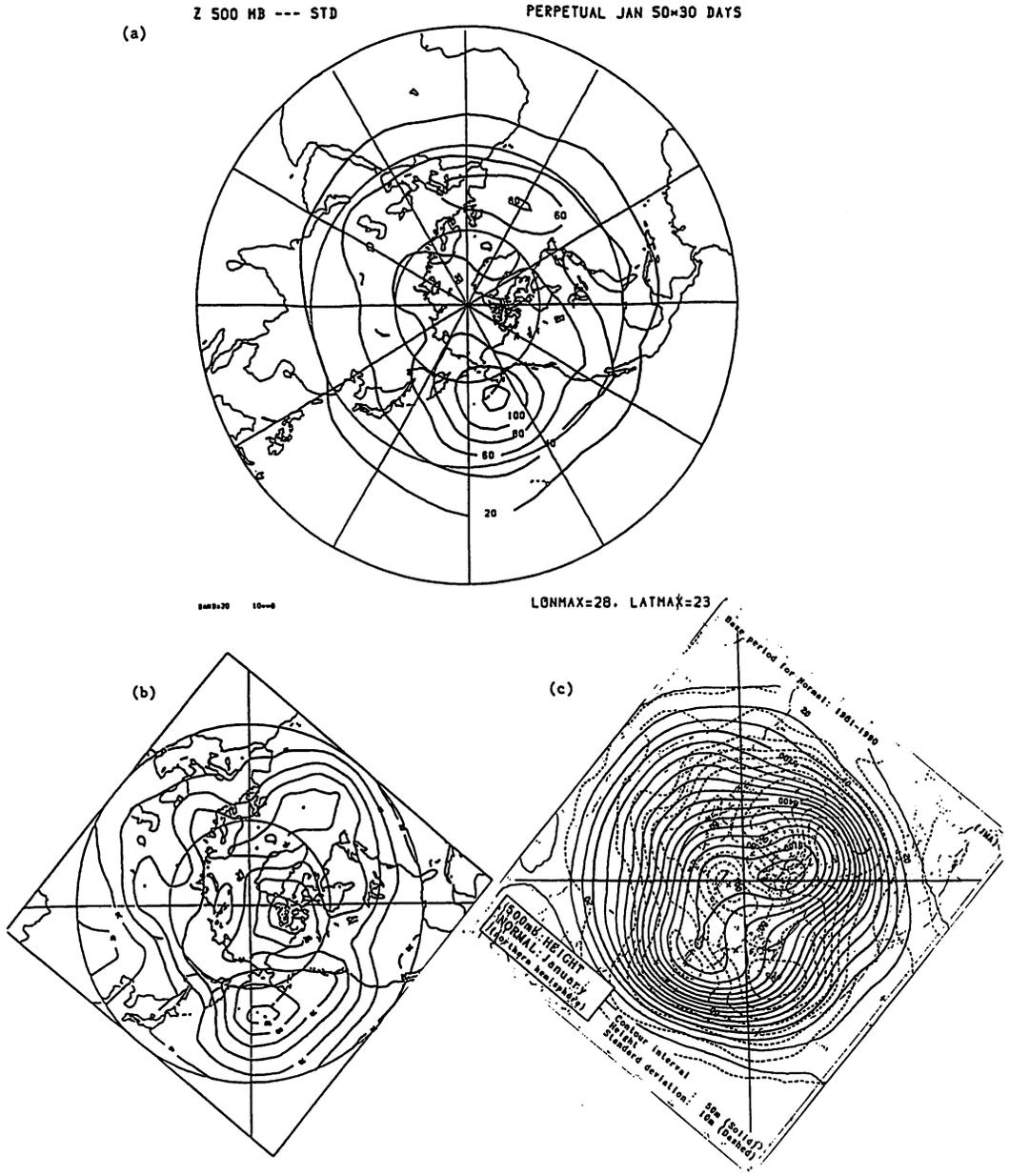


図2 (a), (b), (c) 図1のそれぞれに対応する標準偏差。モデル，観測データともに30日平均値を基にしている。但し，(c) 図は破線。

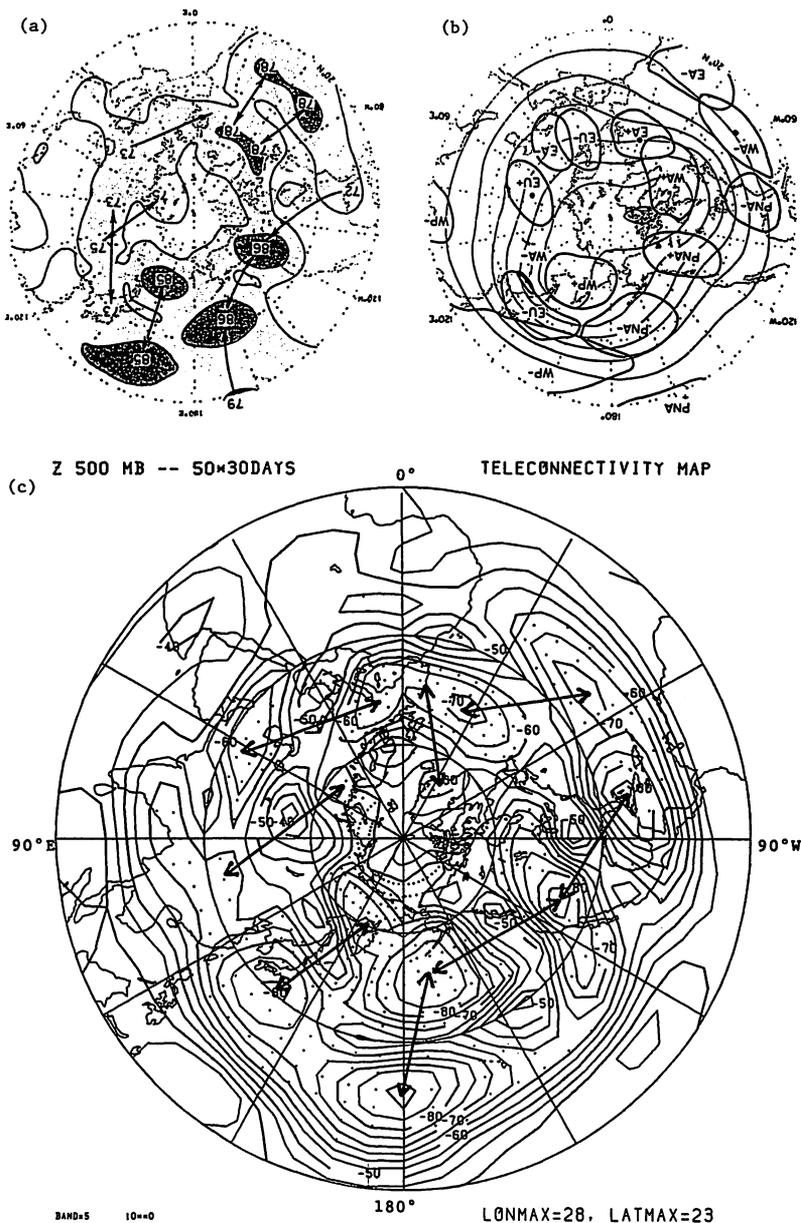


図3 冬季北半球 500 mb 高度の一点同時相関に見られる卓越パターン，モデルの結果と合わせるため 180°回転させられている。(a) テレコネクティビティマップ。影をつけた領域は隔たった地点で強い負相関を示す領域（薄い影は -0.6 より強い相関域，濃い影は -0.75 より強い相関域）。矢印はそれらの領域が強い負相関であることを示す。(b) 太実線で囲まれた領域は相関統計で係数の大きかった領域，PNA - 太平洋北アメリカパターン，WA - 西大西洋パターン，EA - 東大西洋パターン，EU - ユーラシアパターン，WP - 西太平洋パターン。細実線は冬の平均 500 mb 高度パターン。（Wallace & Gutzler, 1981）。(c) モデルデータによるテレコネクティビティマップ。点彩は -0.60 より強い負相関域。矢印はそれらの領域間が強い負相関であることを示す。

ある。この場合、 $D_x = 13^\circ$ 、 $D_y = 8^\circ$ の分解能である。相関係数は100倍されている。-60より強い負相関に点彩が施してある。太線の矢印はそれらの領域の間が強い負相関であることを示す。図3 a, bの観測値の南限は 20°N 、モデルデータの方は赤道である。まず、モデルにおいても比較的美丽なPNAパターンが現れていると考えてよいと思われる。北米大陸上の高相関域が観測より少し南に位置している。次に高い相関域も観測と同じ様に西太平洋パターンである。西大西洋パターンもよく表現されている。ところが東大西洋パターンとユーラシアパターンの表現は余り良くない。この原因は、今の所良く分からないが大西洋の亜熱帯ジェットの盛衰についての表現に問題があるのではないかと考えている。(と言っても、傾圧不安定の表現に問題があるとは考えられないので、海水温分布が非現実的とか?.....)。

テレコネクティビティは物理量の局所的な変動の記述の仕方として優れているが、欠点もある。一番分かりやすい例は、遠く離れた2地点の正相関を持つ変動を記述できないことである。それで、別の解析方法として、いわゆるEOF解析の結果を示す。図4は 28×23 に減じられた各点の500 mb高度に面積の重み($\sqrt{\cos \varphi}$, φ は緯度)を乗じた上で、通常のEOF解析を行った。図4 aがその解析の第一モードで、PNAパターンに対応することは明らかである。このモードの寄与率は25.9%である。図4 bに示されている第二モードは、北極を挟んでアリューシャン上空の気圧とイギリス南西部の気圧変動が正の相関を持っていると言うことで、その寄与率は17.9%である。手法から言って、この変動はテレコネクティビティ解析では検出し得ないものである。さらに高次のモードについては、ここでは省略する。図4 aはKitoh (1991)から取られた観測データのEOF解析で1946~1989年までの冬3ヶ月の500mb高度のデータである。モデルデータの解析結果と同様にPNAモードが第一モードとして現れている。その寄与率は19.9%である。第二モードはアリューシャン上空と北大西洋の気圧が正相関で変動するモードで、この寄与率は12.4%で、北大西洋の変動がモデルの方がかなり南にシフトしていることが気になるが、一応観測と対応していると考えられる。図4 a, bの右側は、モデルから得られたEOF第一、第二モードの時間係数である。PNAを表現している第一モードの時間係数はアリューシャン上空が高気圧のモードから、低気圧のモードの方が出現し易くなるような弱いトレンドがある様だ。この性質は観測には見られない。Palmer (1988)は逆PNAパターン(Palmerの定義は、アリューシャン上空の高度偏差が正なので、本文のEOFの正負の定義とは逆になっている。)は不安定で順PNAパターンより持続期間が短いと述べているがこの実験の結果では正負どちらのPNAパターンも同様な出現頻度と持続期間を持っているように見える。Palmer (1988)との結果の違いについても突っ込んで調べる必要がある。

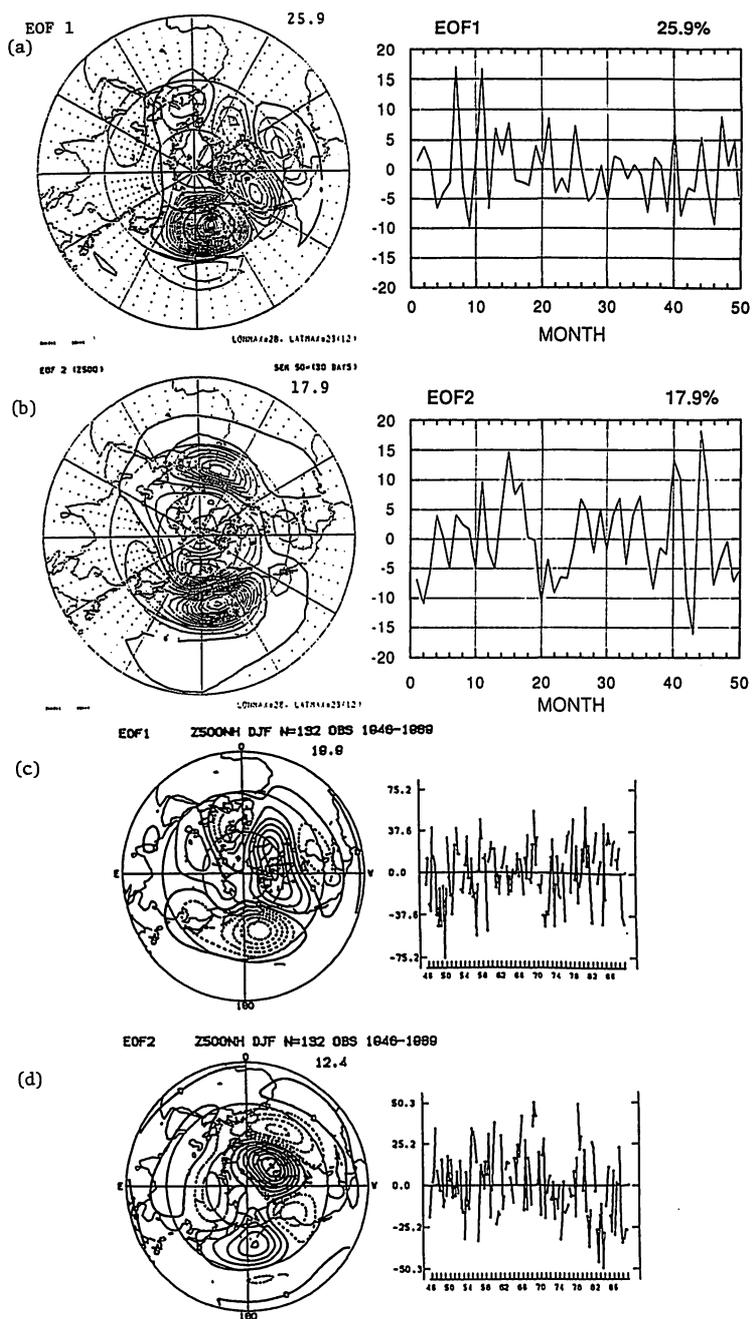


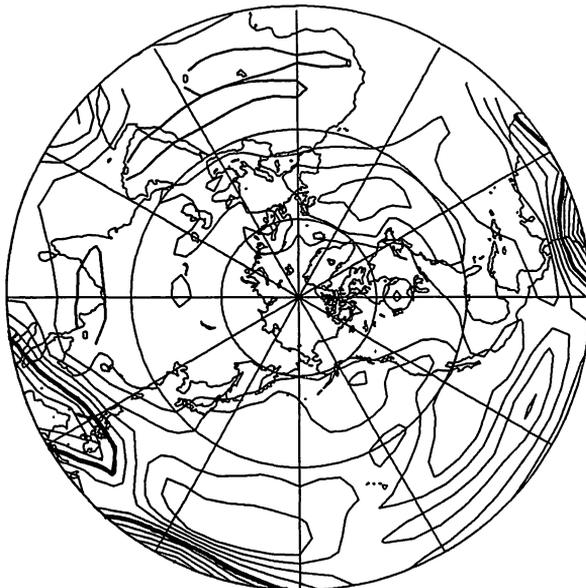
図4 モデルと観測の500 mb 高度データの EOF 解析, (a) モデルの EOF 第一モードの固有ベクトルと時間係数。(b) モデルの EOF 第二モード, (c) 1946-1989 年までの冬3ヶ月のデータによる EOF 第一モード, (d) EOF 第二モード(観測は Kitoh (1991) より)。

4. PNA パターンと熱帯の熱源

Hoskins & Karoly (1981) の中・高緯度への Rossby 波の伝播理論, Horel & Wallace (1981) の ENSO に伴う中部熱帯太平洋の海水温偏差に伴う波列分布の概念図などによって, PNA パターンと熱帯の対流活動に伴う熱放出との関係が強調されてきた。しかし, 最近のいくつかの研究は PNA パターンは熱帯の熱源によって励起されたロスビー波とは, 単純に解釈できないと言う研究が多くなっている。(Palmer & Mansfield (1986), Kitoh (1988), Horel & Mechoso (1988), Held et al. (1989)) Kanaya (1988) も長期予報課の半旬平均 500 mb 高度を解析して, PNA パターンに 2 種類あることを指摘している。一つは SOI (南方振動指数) と相関を持っているが, 他方は亜熱帯ジェット付近が波源になっていることを指摘している。本研究は, そのような研究の流れの中で, Perpetual Jan で気候値の海水温を用いると言う限定された実験結果を統計的に解析したものである。熱帯の対流活動に伴う非断熱加熱の指標として, 簡単のためにここでは降水量変動と PNA モード (EOF 第一モード) との相関をとった結果を示す。その前に図 5 は PNA モードの時間係数で +5 以上の 9 例, -5 以下の 9 例についての降水量のコンポジット図である。等値線は 2 mm/day 毎 (太い実線は 10 mm/day) である。赤道で切られていて見にくいだが PNA モードの正負で熱帯の降水量に特別の変化がないことが一目瞭然である。中緯度のストームトラックに伴う降水量についてはかなり異なっていることがわかる。図 6 は PNA モードの時間係数と降水量との相関を調べたものである。a は 20 日前にずらした 30 日平均降水量と PNA モードとの相関図で北半球中緯度に 40% を超える正負の相関があるが, 熱帯の降水量との相関は低いことが分かる。b は 10 日前にずらした図であるが, 特徴は変わらない。c は同時相関図である。太平洋から北米大陸にかけて PNA パターンに対応すると見られる相関パターンが見られる。言うまでもなく, 低気圧域では多雨, 高気圧域では雨が少ないということを表現しているに過ぎない。以下降水量の方を 10 日, あるいは 20 日遅らせた相関も計算しているがここでは, 省略する。

Simmons et al. (1983) はテレコネクションのような中・高緯度の低周波変動における局所的な亜熱帯ジェットの順圧不安定の重要性を指摘している。ここでは, 300 mb の東西風と EOF 第一 (PNA) モードとの相関を EOF モードの時間変動を基準に 20 日前にずらした 300 mb 東西風の一ヶ月平均値の変動との相関 (a), 10 日前 (b), 同時相関 (c), 10 日遅れ (d), 20 日遅れ (e) を計算した (図 7)。まず, c の同時相関を見ると PNA パターンの高度分布に対応すると思われる相関パターンが得られているのが分かる。面白いのは, この同時相関を挟んで 20 日前から 20 日遅れまで中・低緯度太平洋に現れる正負の相関パターンである。20 日前の 145°E 付近から 10 日後の 165°W 付近まで東進していることが見てとれよう。この特徴がモデルではなく観測データでも検出できるものかどうか興味がある。

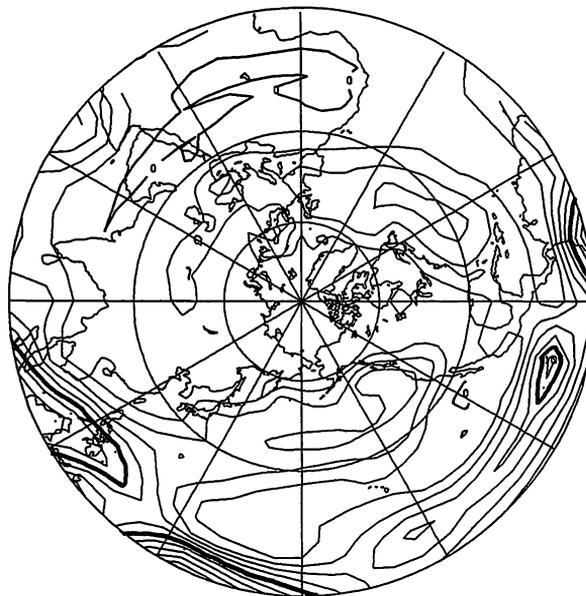
(a) RAIN-COMPOSITE EOF1+ 50*(30 DAYS)



RA92=2 10=0

LONMAX= 28. LATMAX=23(12)

(b) RAIN-COMPOSITE EOF1- 50*(30 DAYS)



RA92=2 10=0

LONMAX= 28. LATMAX=23(12)

図5 モデルの EOF 第一モード (PNA) の時間係数でコンポジットされた降水量分布。
(a) EOF 第一モードの係数が+5以上の月。(b) EOF 第一モードの係数が-5以下の場
合。等値線間隔は2 mm/day, 太い実線は10 mm/day。

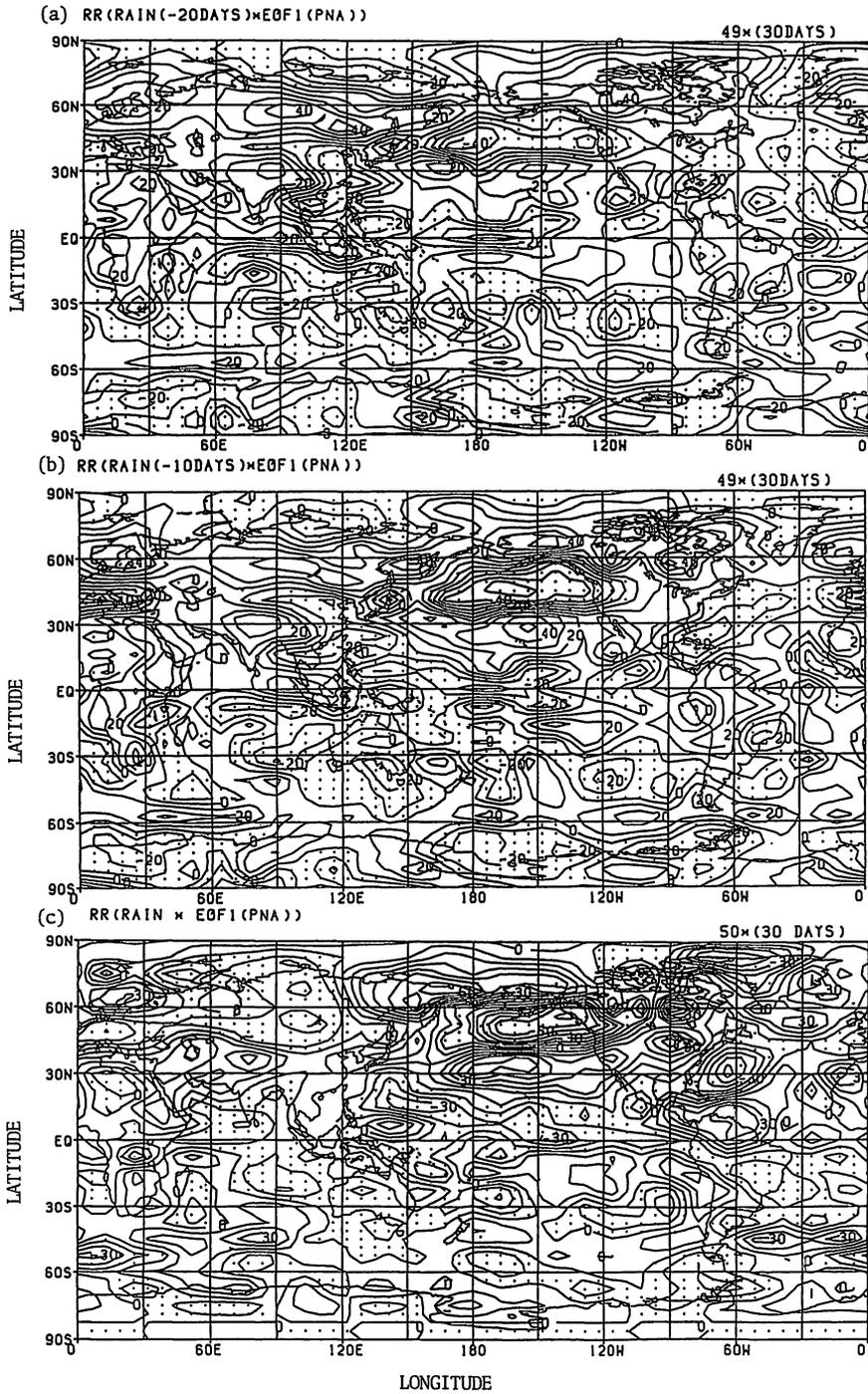


図6 モデルの EOF 第一 (PNA) モードの時間係数とモデルの降水量との相関。(a) EOF 第一 (PNA) モードを基準にして 20 日前の 30 日平均降水量とのずらし相関, (b) 10 日前の 30 日平均降水量とのずらし相関。(c) 同時相関。等値線は 10% 毎。負相関域に点彩。

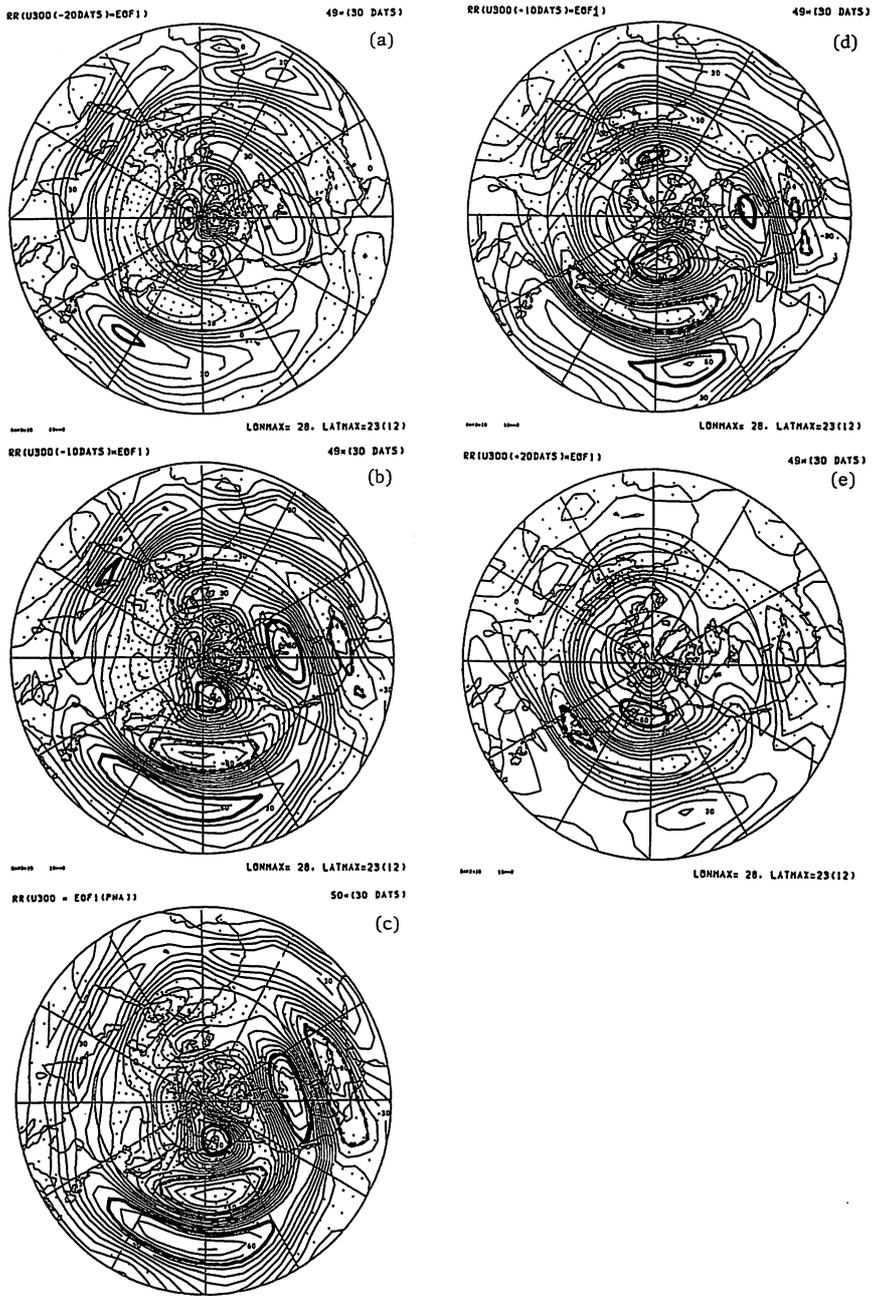


図7 モデルの EOF 第一 (PNA) モードの時間係数と 300 mb 30 日平均東西風のずらし相関 (x 100)。(a) 20 日前の東西風, (b) 10 日前の東西風, (c) 同時相関, (d) 10 日後の東西風, (e) 20 日後の東西風。等値線は 10 毎。太い実線は 50, 太い破線は -50。負相関域に点彩。

5. まとめ

- 太陽高度と海水温，海水分布等の外部境界条件を1月の気候値に固定した，大気大循環の長時間積分の中に，Wallace & Gutzler (1981)，Blackmon et al. (1984)，Kitoh (1991) 等によって，観測データから見出されている，顕著なテレコネクションパターンの多くに似たパターンが見られる。
- テレコネクティビティマップからはPNA，WP，WA等に比べてEAとEUが相対的に検出しにくい。
- 北半球500mb高度のEOF解析からは，第一主成分としてPNAパターンが検出され，その寄与率は25.9%である。
- 第一主成分（PNAモード）の時間係数と1カ月平均の降水量との±2ヶ月，±1ヶ月，±20日，±10日のずらし相関，同時相関を調べると，熱帯の降水量との相関は弱い。中緯度の降水量との同時相関はある。
- 300mb東西風の30日平均値とPNAモードの時間係数との±20日，±10日のずらし相関と同時相関は中・低緯度太平洋に正負の相関パターンが現れることを示す。しかも，その正負の相関パターンは-20日の145°E付近から+10日の165°W付近まで東進する。

あとがき

「長期予報と大気大循環」の月例会で話したことに，一部その後の解析の結果を加えて簡単に報告した。これまでの研究との関連，引用など不備な点をご容赦を乞いたい。

引用文献

- Blackmon, M. L., Y. H. Lee, & J. M. Wallace, 1984: Horizontal structure of 500mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961–979.
- Chiba, M., H. Kida, H. Fukutani, Y. Tanaka, M. Kawahara, S. Yamada, and T. Ueno, 1986: A simulation of seasonal change of atmospheric general circulation with a low resolution spectral model. Part I: Calculated monthly mean fields, *Pap. Meteor. Geophys.*, 53–82.
- Held, I. M., S. W. Lyons & S. Nigam, 1989: Transients and the extratropical response to El Nino, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 163–174.
- Horel, J. D. & C. R. Mechoso, 1988: Observed and simulated intraseasonal variability of the wintertime planetary circulation, *J. Climate*, **1**, 582–599.
- Horel, J. D. & J. M. Wallace, 1981: Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813–829.
- Hoskins, B. J. & D. J. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179–1196.
- Kanaya, T., 1988: On the processes of transients between circulation regimes during winter over the Pacific and North America, *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 277–290.
- 気象庁, 1991: 長期予報テクニカルノート, No.35.
- Kitoh, A., 1988: A numerical experiment on sea surface temperature anomalies and warm winter in Japan, *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 515–533.
- Kitoh, A., 1991: Interannual variations in an atmospheric GCM forced by the 1970–1989 SST. Part II: Low frequency variability of the wintertime Northern Hemisphere extratropics, *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 271–291.
- Palmer, T. N., 1988: Medium and extended range predictability and stability of the Pacific North American mode, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 691–713.
- Palmer, T. N. & D. A. Mansfield, 1986: A study of winter circulation anomalies during past El Nino events using a high resolution general circulation model. Part I: Influence of model climatology, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 613–638.
- 佐藤康雄, 1989: 新しいデータによる海水分布の13年平均値による月平均海水分布について, 平成元年度全国長期予報技術検討会資料, 1990年2月。
- Simmons, A. J., J. M. Wallace & G. Branstator, 1983: Barotropic wave propagation and instability and atmospheric teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363–1392.
- Wallace, J. M. and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 785–812.

インド/オーストラリア・モンスーンの年々変動

鬼頭 昭雄*

1. はじめに

アジアとオーストラリアの夏のモンスーンの熱源は世界中で最大の強さ・広がりを持っており、その季節変化はユーラシア大陸と西太平洋間の熱源・循環の移動のみでなく全世界中にその影響がある。またその年々変動について、その影響や機構を知ることは、長期予報・気候の研究にとって欠かすことのできないものである。気象研究所では経常研究「気候モデルの開発」や科学技術庁海洋開発及地球科学技術調査研究促進費「アジアモンスーン機構に関する研究」でこの課題に取り組んでいる。後者は観測・解析・モデルの各分野からなる総合研究である。この研究の一環として、我々は気候モデルによるモンスーンの年々変動について調べている。その手始めとして、海面水温を外部条件として与えた大気大循環モデルの結果を紹介する。

2. モデルと実験方法

ここで用いたモデルは鉛直5層で東西5°、南北4°のグリッドモデルである(MRI GCM, 時岡他, 1984)。モデルにはその後種々の修正が加えられている。詳しくはKitoh (1991a)を参照していただきたい。モデルに1969年9月から1990年2月までの各月のほぼ全球(40°S - 60°N)の海面水温の実測値を境界条件として与えて、20.5年積分した。極寄りの海面水温および海水分布は気候値を与えた。これとは別に気候値の海面水温を用いた20.5年積分、熱帯太平洋のみ実測の海面水温を用いた20.5年積分も行なっている。これらの積分によるモデル熱帯大気の応答、冬季北半球大気の間年々変動、モンスーンの年々変動について、それぞれKitoh (1991a, 1991b, 1992)に記述がある。またBhaskar Rao et al. (1991)がこのモデルで得られたモンスーンと観測の比較およびいくつかの感度実験について述べている。以下、ほぼ全球の実測海面水温によるランの20年間の季節平均値に基づいて議論する。モンスーンには20日から60日の周期帯のいわゆる季節内変動があることが観測から知られており、モデル中にもこの周期帯での顕著な変動が存在する。しかしここでは年々変動の時間スケールでゆっくりと変化する海面水温偏差に対する大気の応答としてのモンスーンの年々変動を調べるために季節平均値のみを見ることにする。

* 気象研究所気候研究部

3. アジアの夏のモンスーン

図1は6-7-8月平均の降水量の20年平均値と標準偏差である。10mm/dayを越える降水量が南アラビア海とベンガル湾でシミュレートされている。インド亜大陸ではアラビア海からの西風が当たる西側で東側より降水量が多い。ヒマラヤ山麓で観測される局地的な地形に影響される降水のピークはモデルでは再現されていない(Bhaskar Rao et al. 1991)。インドシナ半島から海洋大陸では海上より陸上で明らかに降水が多い。

一方、降水量の年々変動は平均値とは逆に陸上より海上で大きい。20年平均降水量は南アジア、中央アメリカ、アフリカで多いのに対して、2mm/day以上の標準偏差を持つ領域はすべて海上にある。なかでも南アラビア海とベンガル湾で大きい。この平均値と標準偏差の海陸コントラストの逆転は、年々変化のない気候値の海面水温を与えたランでも同様である。

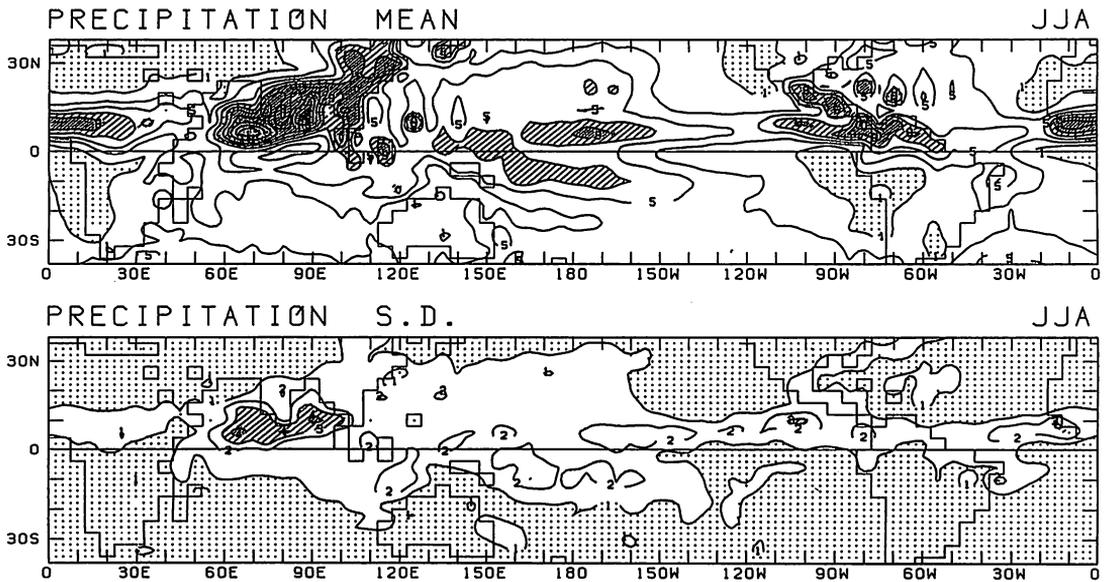


図1 (上) モデルの20年平均の6-7-8月降水量。等値線は2mm/day。7以上に斜線。1以下に点彩。
 (下) モデルの6-7-8月平均降水量の20年間の標準偏差。等値線は1mm/day。3以上に斜線。
 1以下に点彩。

図2はベンガル湾(85°E-95°E, 4°N-16°N)でのモデル降水量が多い3年の平均と少ない3年の平均の差をとることでコンポジットした、6-7-8月平均の降水量、蒸発量、海面水温(陸上は地面温度のシミュレーション値)および全水蒸気フラックスの分布である。また20年間の年々変動成分について、ベンガル湾での降水量変動との相関を計算し、5%の危険率で有意なグリッドに印を付けた。

ベンガル湾の降水量が平年より多い時には、西太平洋で降水が多く、東太平洋で少ない傾向がある。ベンガル湾の蒸発量は有意な正の値を示しているが、その絶対値は降水量のそれより格段に小

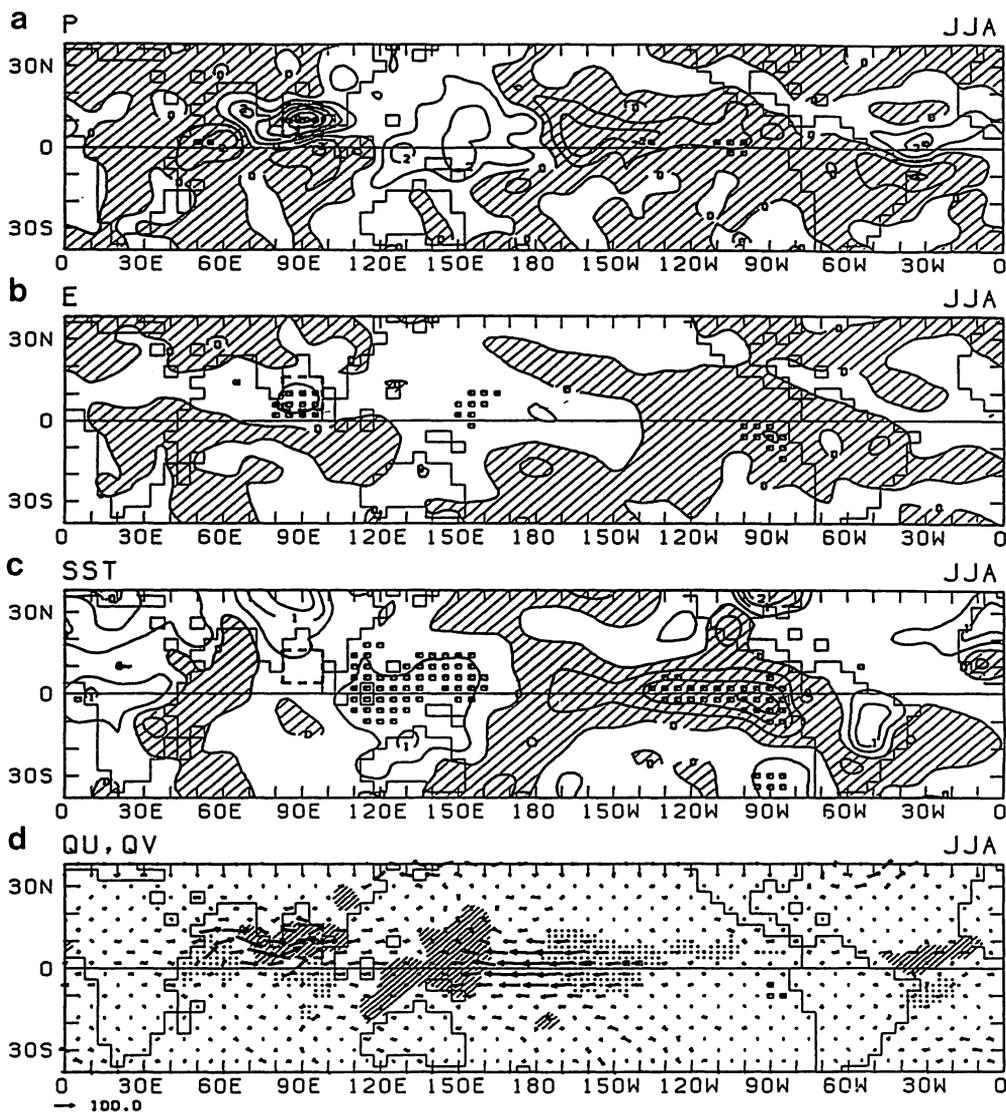


図2 モデル中のベンガル湾 (85°E-95°E, 4°N-16°N) での6-7-8月降水量が多い3年と少ない3年の差によるコンポジット・マップ。(a)降水量。等値線は1mm/day。負に斜線。5%の危険率で有意なグリッドに点彩。(b)蒸発量。(c)海面水温。等値線は0.5°C。(d)水蒸気フラックス。1mm/day以上の収束に斜線, 発散に点彩。

さい。事実ベンガル湾の降水量の標準偏差は 1.94 mm/day なのに対し、蒸発量のそれは 0.45 mm/day にすぎない。すなわち水蒸気フラックスの収束の変動がローカルな蒸発の変動よりも、降水の年々変動に寄与している。海面水温の図を見ると、ベンガル湾の降水量は西太平洋海面水温と有意な正の相関をしており、東太平洋海面水温と有意な負の相関をしている。しかしながら現地の（つまりベンガル湾の）海面水温偏差は小さく、有意な関係はない。この太平洋での海面水温偏差分布に対応して、水蒸気フラックス偏差は海洋大陸に向けて収束している。海洋大陸で平年より高い海面水温が、赤道太平洋では東風アノマリーを伴いかつ南アジア全域での強いモンスーン循環をもたらし、ベンガル湾での多い降水量を伴っていると考えられる。インド洋北部では強いモンスーン西風に加え、インド半島を回り込みベンガル湾では南風成分を持っている。以上は年々変化する実測の海面水温を全球で与えた場合の結果であるが、同様の結果が熱帯太平洋でのみ実測海面水温を与えた実験でも得られている（図3）。

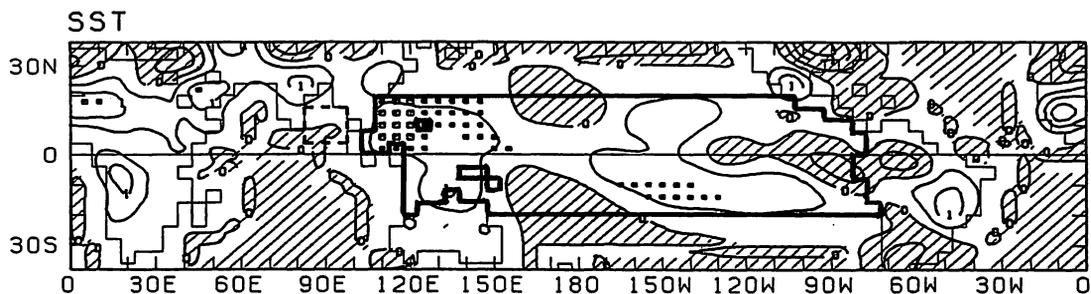


図3 図2 (c)に同じ、ただし熱帯太平洋のみ実測の海面水温を与えたラン。

図4は観測されたインドのモンスーン降水量と全球海面水温との相関係数分布である。降水量のデータは Parthasarathy (1987) による6～9月の積算値で、1970～1986年について計算した。まず注目されることは、インド洋の海面水温がインド・モンスーン降水量と無関係であることである。一方中部赤道太平洋の広い範囲で負の相関域が見られる。このことは Shukla (1987) や Yasunari (1990) 等により指摘されている。さらにこの図からは、インド・モンスーン降水量がフィリピン付近の海面水温と有意な正相関をしていることが分かる (Yasunari, 1990)。

観測されたインド・モンスーン降水量とモデルでシミュレートされたインド亜大陸上の降水量の相関を計算してみたが、相関はなかった。つまりモデルではインド亜大陸上の降水量の年々変動は全く再現できない。このことは納得できない結果ではない。即ち、モデル中のインド亜大陸上の降水量の年々変動はアラビア海上のモンスーン西風の軸の位置に関係しており、アラビア海の海面水温が高い年には西風が平年より南下しアラビア海上に多量の降水をもたらしている。一方、西風が平年より北に位置する時に、インドにより多量の水蒸気フラックスの収束をもたらす多雨となって

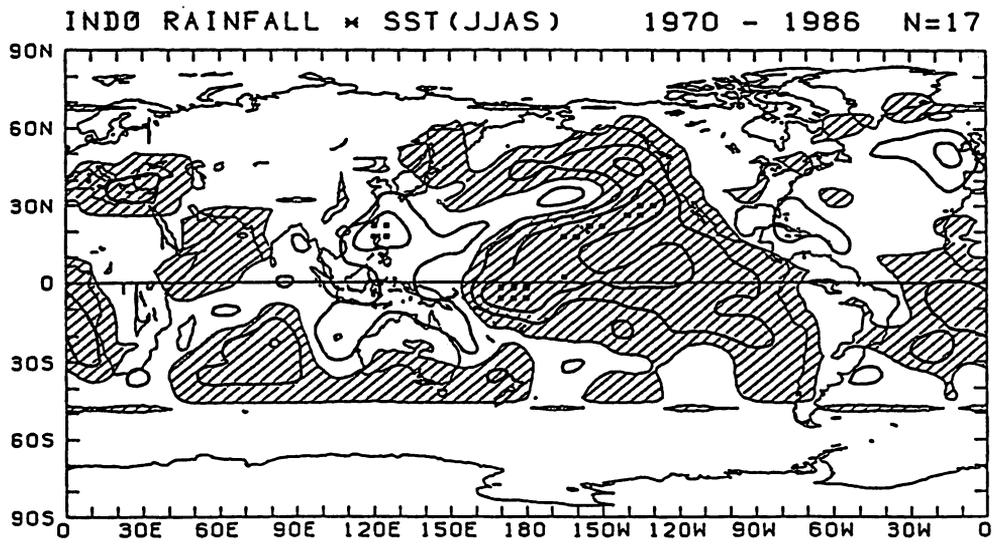


図4 観測されたインドの降水量 (Parthasarathy, 1987) と全球海面水温との相関係数分布。1970 - 1986年の6-7-8-9月の4ヶ月合計値による。等値線は20%, 負に斜線。5%の危険率で有意なグリッドに点彩。

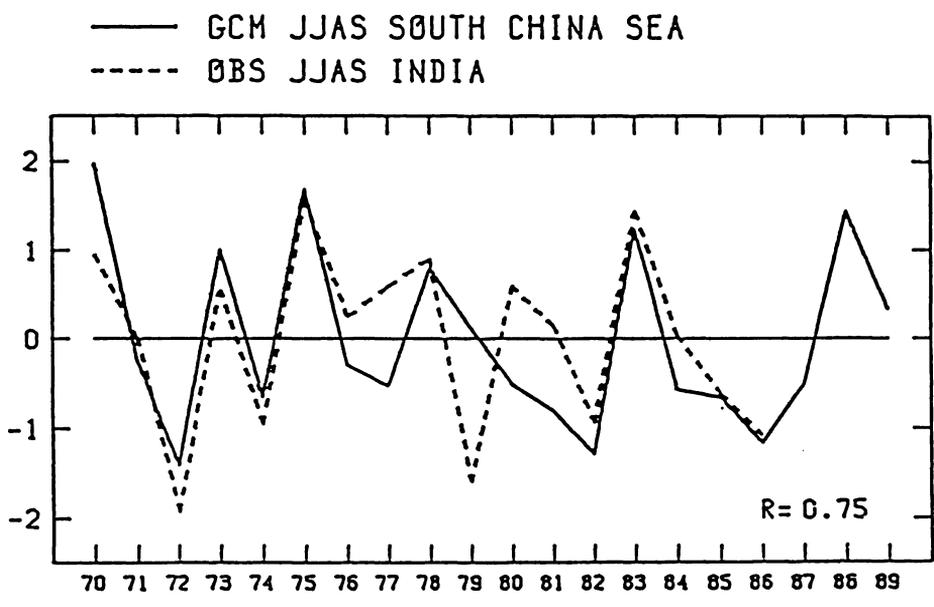


図5 観測されたインドの降水量とシミュレートされた南シナ海の降水量のアノマリー時系列。6-7-8-9月の4ヶ月合計値を標準偏差で正規化してある。1970-1986年の17年間のデータによる相関係数は0.75。

いる (Kitoh, 1992)。しかし、実際にインドで観測される降水の年々変動のメカニズムはそれとは異なっており、ベンガル湾で発生しインド上へ西進してくるモンスーン小低気圧の数と、どこまで大陸上を西進してくるかにおおいに依存している (Mooley and Shukla, 1987)。ここで用いたモデルの水平解像度は $5^{\circ} \times 4^{\circ}$ で、モンスーン小低気圧はシミュレート出来ない。

しかしながら、ベンガル湾上のシミュレートされた降水量の年々変動を見てみると、観測されたインド・モンスーン降水量と $+0.42$ の相関を持つ。このことは、モデルが、ベンガル湾上で発生し西進するモンスーン小低気圧そのものは無理としても、その発生傾向・ポテンシャルはシミュレート出来ていると考えられる。さらに興味深いのは南シナ海のモデル降水量である。図5にその年々変動を観測されたインド・モンスーン降水量とともに示した。両者の相関係数は $+0.75$ である。これは、図4で見たように、インド・モンスーン降水量と良い相関を持つ南シナ海海面水温変動にモデル大気が応答していることを示している。

まとめると、モデルはインドの降水という様な精確な地域的降水変動のシミュレーションはまだ出来る段階にはないが、海面水温の年々変動を与えることによって南アジア全域でのモンスーン活動の年々変動をある程度再現することには成功している。その結果、海洋大陸近辺の正の海面水温偏差が、強い南アジアの夏のモンスーン循環に影響を及ぼし、それがインド洋北部での強いモンスーン下層西風を伴い、ベンガル湾での水蒸気収束・降水をもたらしていることが示唆された。

4. オーストラリアの夏のモンスーン

12-1-2月平均でみたオーストラリア・モンスーンのシミュレーション結果について簡単に触れる。図6は12-1-2月平均の降水量の20年平均と標準偏差である。下部対流圏にはオーストラリアの北西、 125°E 、 14°S 付近に中心を持つ低気圧性循環が存在する。この循環に対応して、インドネシアからニューギニアにかけてのちょうど赤道の南側・オーストラリアの北側の海域では、西からの水蒸気フラックスがあり、その収束による降水が顕著である。またオーストラリア北東部では南太平洋からの貿易風による水蒸気フラックスが大陸にぶつかって収束することによって降水帯を形成している。降水の年々変動はやはり陸上より海上で大きく、特にオーストラリアの北側の海域で最大である。ここではこの海域をオーストラリア・モンスーン域と仮に呼ぶことにする。

図7はオーストラリア・モンスーン域 ($125^{\circ}\text{E}-135^{\circ}\text{E}$, $12^{\circ}\text{S}-0^{\circ}\text{S}$) の降水量に準拠して作った12-1-2月のコンポジット図である。6-7-8月のベンガル湾のケースと同様に、その場の蒸発量よりも水蒸気収束が降水量変動に効いている。オーストラリア・モンスーン域に西から流入する水蒸気フラックス・アノマリーは、先に述べたオーストラリア北西方の低気圧性循環の強まりに対応している。水蒸気源の分布を見ると、ベンガル湾で発散し、北風アノマリーによって赤道を越えて南半球へ入り、西風アノマリーに合流する成分がある。相関を計算すると、 80°E 付近で南北両半球側から赤道へ向けて収束する成分が、オーストラリア・モンスーン域の降水量と有意な高い相関がある。

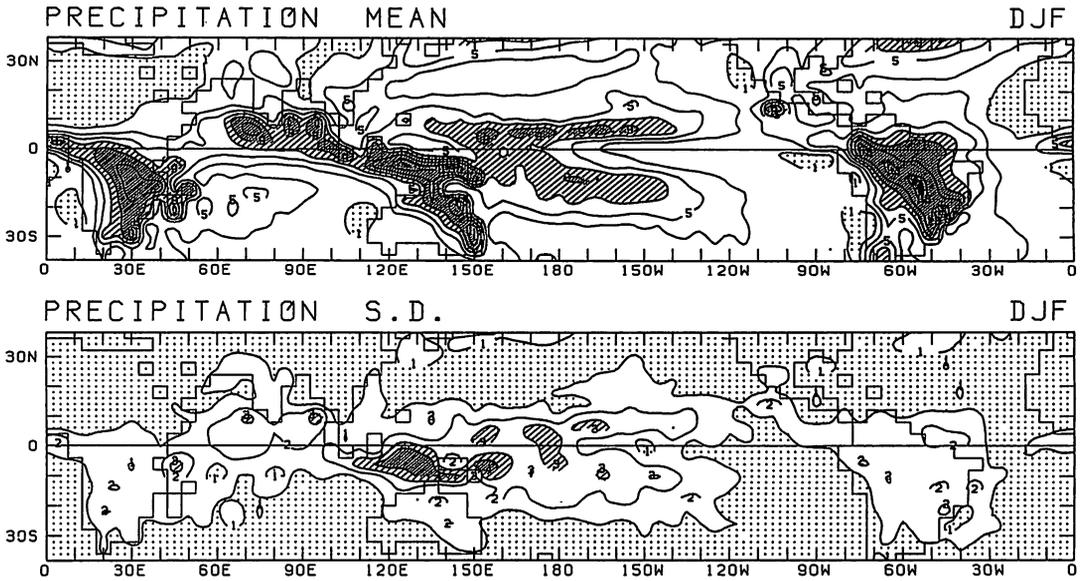


図6 図1に同じ，ただし12-1-2月。

5. おわりに

観測された海面水温を用いた20年間の大気大循環モデルにおけるアジアの夏のモンスーンおよびオーストラリアの夏のモンスーンの年々変動について述べた。熱帯域では20年平均の水蒸気収支からはその場の蒸発量と水蒸気収束が同等の大きさで降水量に寄与している領域であっても、降水量の年々変動には水蒸気収束の役割が大きい。

6-7-8月のシミュレートされたベンガル湾の降水量は、その場の海面水温変動とは関係がなくむしろ西太平洋の海面水温変動と良い関係があることが示された。西太平洋での平年より高い海面水温は南アジア全域のモンスーン循環を強め、インド洋北部の下層西風も強化される。ここで用いたモデルは、恐らくその粗い解像度のために、実際にインドで観測される降水をもたらしているモンスーン小低気圧や地形性降水パターンの再現は出来ていないが、観測された海面水温を与えることによって、南アジア域のモンスーンの年々変動をある程度再現することが出来た。また12-1-2月にはオーストラリアの北側の海域で降水量変動が大きく、それはインドネシアの南側の西風水蒸気フラックス・アノマリーの変動によること、また北半球からの赤道を越えた水蒸気フラックスの存在も示唆された。

ここでは意識的に省いた季節内変動がモデル中にはシミュレートされている。モンスーンのオンセットと季節内変動との関連や、その年々変動にも興味がある。今後の課題である。

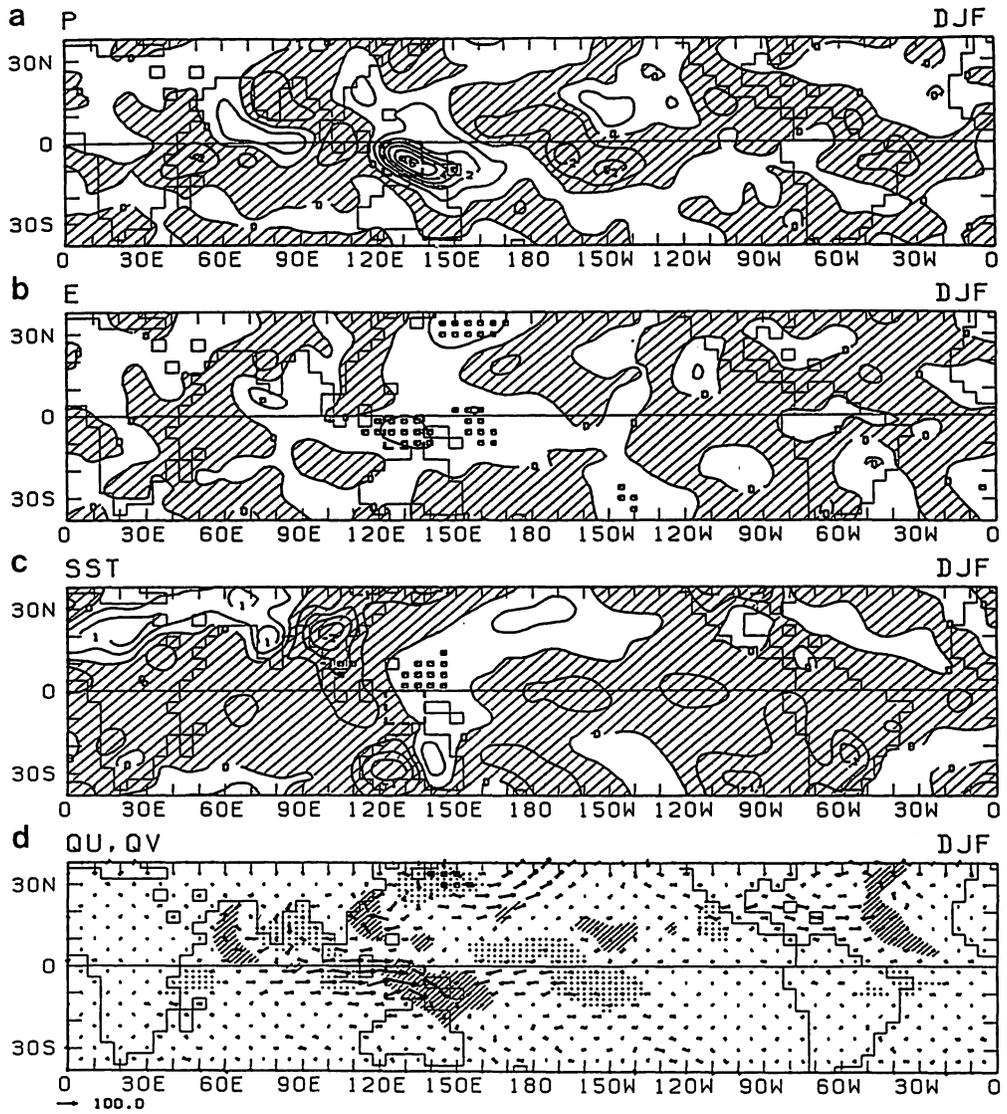


図7 図2と同じ，ただし12-1-2月でオーストラリア北の海域(125°E-135°E, 12°S-0°S)での降水量によるコンポジット。

参 考 文 献

- Bhaskar Rao, D. V., K. Yamazaki and A. Kitoh, 1991: Some GCM experiments of the Asian summer monsoon related to land boundary conditions. *Pap. Met. Geophys.*, **42**, 127–143.
- Kitoh, A., 1991a: Interannual variations in an atmospheric GCM forced by the 1970–1989 SST. Part I: Response of the tropical atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 251–269.
- Kitoh, A., 1991b: Interannual variations in an atmospheric GCM forced by the 1970–1989 SST. Part II. Low-frequency variability of the wintertime Northern Hemisphere extratropics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 271–291.
- Kitoh, A., 1992: Simulated interannual variations of the Indo-Australian monsoons. *J. Meteor. Soc. Japan (Special Edition on Asian Monsoon)*, **70**, (in press)
- Mooley, D. A. and J. Shukla, 1987: Characteristics of the westward-moving summer monsoon low pressure systems over the Indian region and their relationship with the monsoon rainfall. Center for Ocean-Land-Atmosphere Interactions, Univ. of Maryland, October 1987.
- Parthasarathy, B., 1987: Droughts/floods in the summer monsoon season over different meteorological subdivisions of India for the period 1871–1984. *J. Climatol.*, **7**, 57–70.
- Shukla, J., 1987: Interannual variability of monsoons. *Monsoons*. J. S. Fein and P. L. Stephens, Eds., John Wiley & Sons, New York, 399–466.
- 時岡達志・山崎孝治・谷貝勇・鬼頭昭雄, 1984: 気象研究所大気大循環モデル - I (MRI・GCM - I). 気象研究所技術報告第13号, 249 pp.
- Yasunari, T., 1990: Impact of Indian monsoon on the coupled atmosphere/ocean system in the tropical Pacific. *Meteorol. Phys.*, **44**, 29–41.

循環場のアノマリー相関値を使った高・低温出現確率を求める方法

牛 来 充*

1. はじめに

長期予報は決定論的予測可能性を超えたところを対象とし、或る幅をもった天候状態の出現確率を求めることといえる。こうした認識から長期予報の確率表現が課題となっている。

筆者らは、さきにアノマリー相関 (anomaly correlation, ACORと略す) 値を用いて循環場の類似 (反類似) とその持続性を検討し (牛来, 藤川, 1990), その後, 循環場の ACOR 値による高・低温年の分離度から高・低温出現確率を求める手法を開発した。その検討経過を追いながら本手法を説明する。

2. 循環場のもつ予報値へのシグナル

数値予報において, 初期値がもつ予報値へのシグナルは時間とともに小さくなり, 外部強制力 (境界条件) の影響が次第に大きくなると考えられている。月平均場など時間平均場がもつ予報値へのシグナル (前兆) も同じ傾向を示すであろう。

仮に, このような時間平均場がもつ予報値へのシグナルが決定論的予測の限界を起えたところで

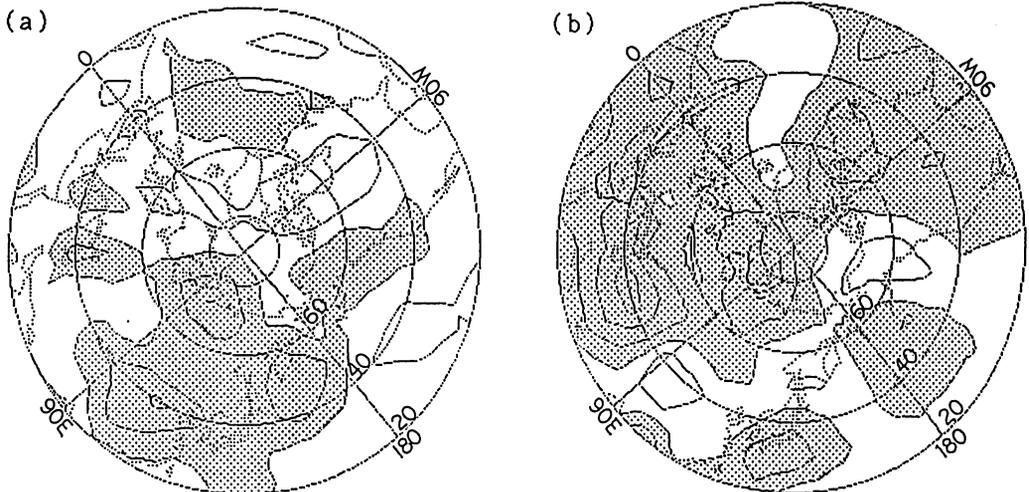


図1 7～8月平均の北半球100 mb 高度偏差合成図の比較 (点彩: 負偏差)

(a): 翌冬, 東北地方が低温の年 (1966, 69, 74, 76, 83, 85 年)

(b): 翌冬, 東北地方が高温の年 (1971, 72, 78, 82, 88, 89 年)

* 仙台管区气象台予報課

殆どなくなるとすれば循環場を使った長期予報の手法は成立しない。だから過去 50 年余の長期予報研究の多くは「どこかに必ず前兆があるはず」という「信念」や「前提」に立っている。筆者もまた同じ前提に立つ。

この前提が成り立つかどうか検討する。100 mb 高度の格子点値のある 1993 年以降の 27 年間をとり、冬 (12~2 月) の東北平均気温 (青森, 秋田, 宮古, 山形, 石巻, 福島の 6 点平均) の高・低温年について調べる。気温の高 (低) い方から各 6 年とり、それにさきだつ盛夏期 (7~8 月) の 100 mb 2 か月平均高度偏差の合成図 (図 1) を作成すると北半球的に違いが認められる。とくにチベット高気圧の領域 (20~40 N, 40~140 E) に着目すると 90 E の東西で正負の違いが明瞭である。このような夏の偏差場の違いが翌冬の気温予報へのシグナルとなるかも知れないと考えるのは自然であろう。

循環場の変動の本質は不規則であるといわれている。しかし、多少秩序だったものとして南方振動やテレコネクションなど波列パターン、シーソー・パターンの存在が指摘されている。

2 つの Map の高度偏差 (各格子点) 値を z_i, z_j , 共分散を $R_{ij} = \{ z_i z_j \}$ とすれば, ACOR (r_{ij}) は次式で表わされる。

$$r_{ij} = \frac{\{ z_i z_j \}}{\{ z_i^2 \}^{1/2} \{ z_j^2 \}^{1/2}}$$

この式からも ACOR は偏差場の位相の一致度を表わすのに適していることが分かる。従って図 1 のような現実のパターンがもつ予報値へのシグナルを取り出す可能性をもつ。

上のチベット高気圧域の 6~8 月の 100 mb 3 か月平均高度偏差を使って 1978 年と他の各年 (1963~1989 年) との ACOR 値を計算し (この場合の 1978 年のような年を以下では“基準年”と呼ぶことにする), つぎに 1978 / 79 年冬を基準年とし極東域 (20~70 N, 90~170 E) の冬 (12~2 月) の 100 mb 3 か月平均高度偏差を使って他の各年との ACOR 値を計算し, 前者を横軸に, 後者を縦軸にプロットしたのが図 2 である。

この散布図には, 各年冬の東北平均気温を高・並・低温年を各 9 年に区分し, 識別してある。ただし, 基準年の 1978 / 79 年冬は暖冬

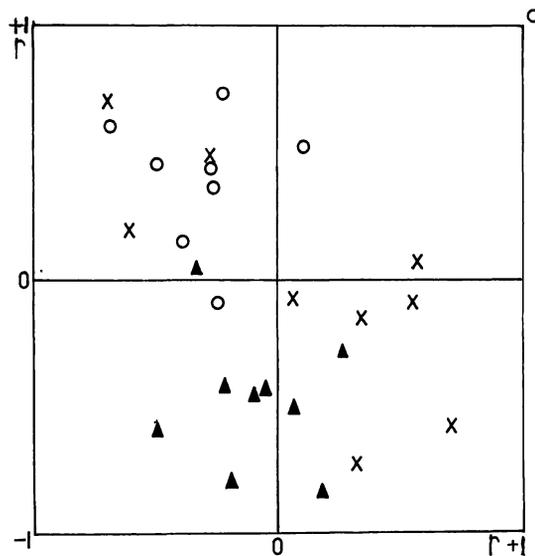


図 2 夏と冬の ACOR 散布図 (1963~1989/90)
 基準年: 夏 1978 年 6~8 月, 冬 1978/89 年 12~2 月
 横軸: チベット領域, 6~8 月 100 mb の ACOR
 縦軸: 極東域, 12~2 月 500 mb の ACOR
 ○: 冬高温, ×: 冬並温, ▲: 冬低温の年

である（基準年は右上の枠外に記す）。

この図を上下にみると高温年はプラス側に多く、低温年はマイナス側に多い。基準年の冬は暖冬であるから、冬の極東域のパターンが基準年に似て（ACOR 値がプラスで大きい）れば高温、逆位相のパターンに近ければ低温という分布である（同時関係）。つまり、類似の概念どおりである。左右にみると一見して上下方向の分離より悪い。しかし、翌冬の高温暖年は夏のチベット高気圧域の ACOR 値がマイナス（左）へ偏っている（ラグ関係）。このような ACOR 値の偏り方も夏のパターンの類似がそれに続く冬の高・低温の予報に利用できるかも知れない。

3. 反転する場のシグナル

図2とは異なった分布例を示す。図3-aは、夏の2か月平均高度を使って計算した ACOR 値の散布図である。期間および続く冬の高・並・低温年の識別は図2と同じで、基準年、縦・横軸は図の説明どおりである。この例の低温年は双極に分布しているが、ACOR 値の散布から高温年と低温年とは破線で示すようにおおまかに分離できる。

図3-bは、秋の2か月平均500mb高度の ACOR 散布図で、翌年7~8月の平均気温をみたものである。期間は同じで、縦・横軸、その他は図の説明どおりである。これをみると高温年が ACOR の絶対値の小さな所に偏っており、低温年は ACOR 絶対値の大きい所に偏っている。

図3のような例は少なくない。そこで、続く冬の気温が低温であった年を次々に基準年にとり、各年との ACOR を計算し、9個（ただし基準年になった年は8個）の ACOR の絶対値の平均を求めた。図4-aはその散布図で、横軸には各年の冬の気温偏差をとってある。図4-bは、続く

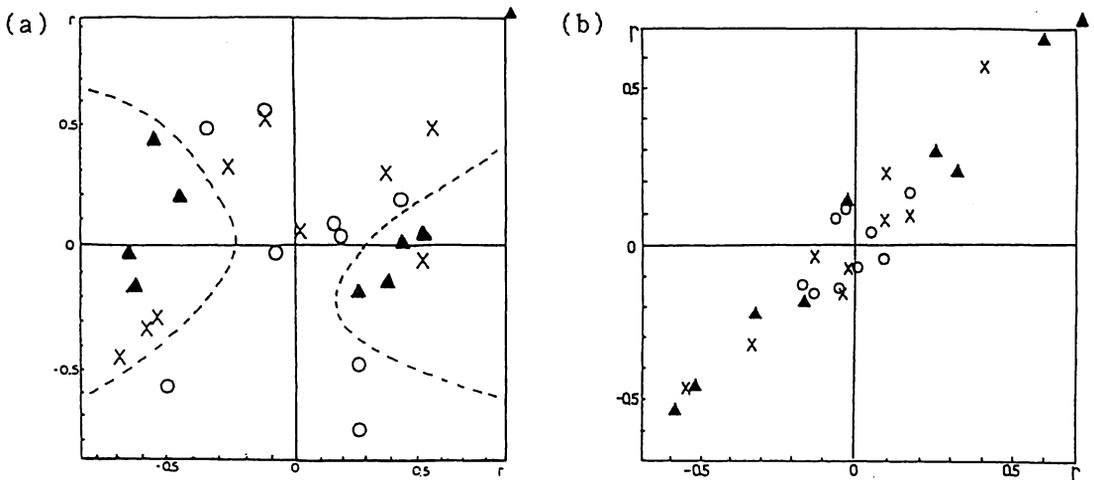


図3 夏と冬の ACOR 散布図 [(a): 基準年 1976 年 7~8 月, 横軸 同月 100mb 北半球の ACOR, 縦軸 同月 500mb 極東域の ACOR, 記号は翌冬気温, (b): 基準年 1967 年 10~11 月, 横軸 同月 500mb 高緯度の ACOR, 縦軸 同月 500mb 西半球の ACOR, 記号は翌 7~8 月気温, その他図 2 と同じ]

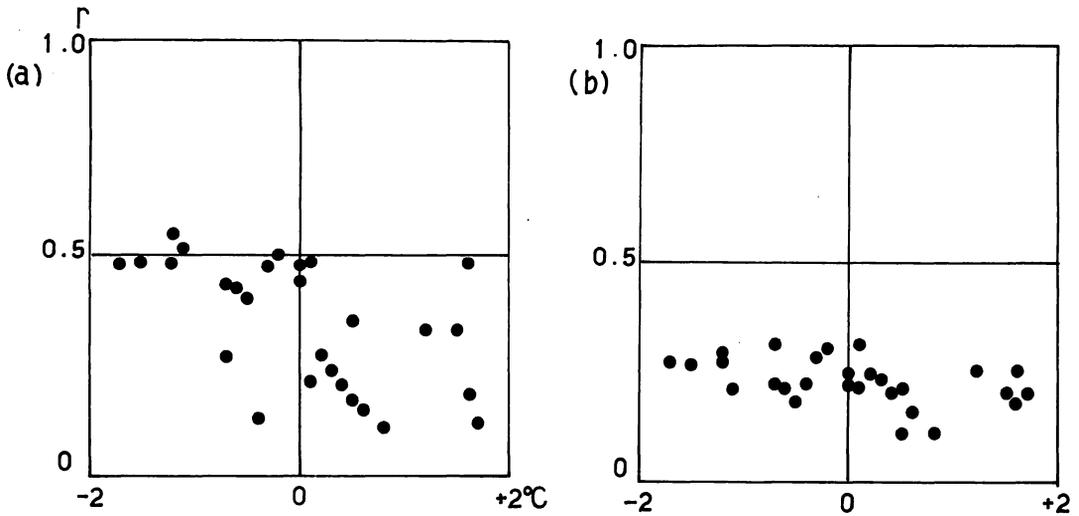


図4 7～8月平均100 mb 高度のACOR絶対値（縦軸）と翌冬の東北平均気温偏差（横軸）との関係
 (a)：翌冬低温，(b)：翌冬高温，の各9年を基準年としたときのACOR絶対値の平均
 翌冬低温：1966, 67, 69, 73, 74, 76, 83, 84, 85年，翌冬高温：63, 68, 71, 72, 78,
 82, 86, 88, 89年

冬が高温であった年を基準年として計算した同様の図である。

図4-bでは各年（27年）とも殆ど同じ値で区分はできないが，図4-aをみると高温年と低温年でACORの絶対値が違ふ。このことは基準年によっては夏の高度場のACOR絶対値の違いによって翌冬の高・低温が分離されることを示す。

つまり，図2のような通常の類似の概念で高・低温年を分離できる場合（通常分布型）と図3のようなACORの絶対値で分離できる場合（反転のシグナル，絶対値分布型）の2種類があり，双方とも高・低温年の分離さえ良ければ予報へのシグナルになりうると考えられる。

4. 高・低温年の分離

この手法で重要なことはACOR値の散布図上で高温年と低温年とが予報上有効なほど分離されているかどうかである。散布図は多次元でもよいが，説明の容易さから2次元で示す。当然のことではあるが通常分布型の散布図はそのまま用い，絶対値分布型では絶対値で描き直した散布図を考え，分離の度合をみることになる。

分離の度合の良否は，高温年の重心付近に高温年が集中し，低温年の重心付近に低温年が集中する度合で決まる。具体例は後で示すが，高（低）温年の重心からの各高（低）温年までの距離の標準偏差で描いた円内に含まれる高（低）温年の割合を従属率，含まれない低（高）温年を排他率とすれば，従属率，排他率とも50%未満の場合は予報上有効とはなりえない。またその2つの円の重なりが小さいほど分離が良いわけである。重心間距離/[標準偏差の平均]（以下，重心間距離と

略す)を指標とすれば、2つの円の半径が等しい場合に、重心問題=1なら36%、重心間距離=0.75なら51%重なる。この重りの基準はないが気象現象の判別例をみれば約50%が目安であろう。

実際の数値は実験によらなければならないが、分離の条件を緩めれば予報精度を悪くし、条件を厳しくすれば予報不能になる。長期予報では従属率、排他率の下限を65%以上にするのは無理であろう。

その前に問題となるのが高・並・低温年の区分における月(旬)平均気温の気

候ノイズの取り扱いである。気候ノイズによって高・並・低温年が1~2個入れ変わると従属率、排他率の限界50%を割り込むからである。

山元ほか(1984)は北海道22箇所の日最高気温平均の30年のスペクトル解析から周期3~4日の所に明かなピークが認められ(図5)、気候ノイズを1次のマルコフ過程として取り扱うことの困難さを指摘している。そこでLow pass filterによる気候ノイズの見積りを提唱している。

ここで、例えば7日のLow pass filterをかけた値とはどういうものかを考える。それは暦どおりの月(旬)平均値のほか、前後に1~3日ずらした7個の「月(旬)平均値」を考えると、その重心に相当する値と考えてもよい。この7個の重心で区分したものと、5個、9個、...、15個の重心で区分したものとを比較した。その結果は図5から推測されるとおり、7個の重心で区分したものでおよそ代表できる。

しかし高・並・低温年の割合を正確に3:4:3にとると、「しきい値」付近の僅かの差で区分されることも起こる。その僅かな差にシグナルを求めることも意味がない。実際に7日程度のLow pass filterをかけた値をみると高(低)温年は離散した値をとり、並温年の値は連なる傾向がある。1951~90年の40年間の1月の気温で見ると離散した高低温年は各9年か各10年である。以上の

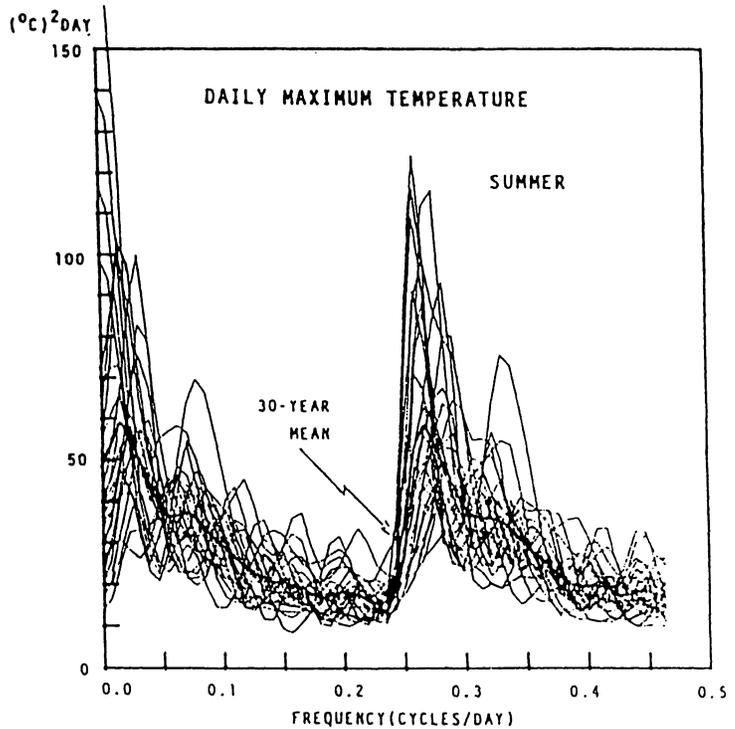


図5 夏の北海道22か所での日最高気温の spectrum の各年の平均値(細線)とその30年平均(太線) [山元龍三郎ほか(1984)による]

ことから3:4:3にはこだわらず、離散した値のところでは区別する方がよいと考える。

循環場の反転については偏西風や熱帯対流活動の季節内変動、QBOやENSOなどの周期変動が関連しているとも考えられる。従って、循環場の時間変動にも留意し、それらの変動のシグナルを取り出すには複数の期間をとる以外にないと考えた。

5. 計算手順と出現確率の求め方

(1) 資料は上記の方法で区分した高・並・低温データおよび緯経度10度メッシュの北半球高度偏差値(500mb,100mb)である。

500mb 高度の年平均値はさしあたり1951~1980年(100mb 高度は1963~1990年平均)を用い、気温は青森、秋田、宮古、山形、石巻、福島の6点平均の1951~1990年の40年平均とした。

(2) ACORを計算する領域は循環場の特徴や波列を十分含むうほど広くとる必要がある。

それには準定常場の分析結果

(木元, 1989, 金谷, 1989)などを考慮し、図6に示すチベット高気圧域を含む極東域(20~60N, 60~170E)、ユーラシア・パターンを含む東半球域(30~70N, 20W~150E)、PNAパターンを含む西半球域(30~70N, 160E~30W)、極うず変動を含む高緯度域(50N以北)の4領域のほかに北半球全域(30N以北)の計5領域をとることとした。

(3) 手順は、フローチャートA, B(図7)のとおり。

- ① まず、従属資料年と予測対象年、平均場をとる2つの期間(例えば4月1~30日と5月1~30日、期間は多少重なってもよい)または2つの層を指定する。
- ② つぎに計算領域、基準年を選択する。それらはそれぞれループにし基準年が一巡したら次の領域に移る。
- ③ すべてのケースについてACORの計算をおこない計算機のなかで平面図にプロットすることを考える。高・並・低温年は識別し、その散布図上で高・低温の分離の良否を判別し、分離の基準をクリアしたもののみ採用する。

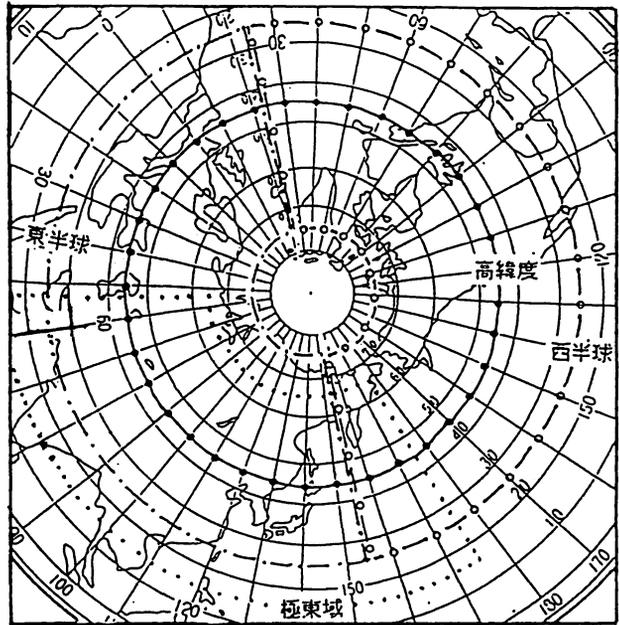


図6 アノマリー相関を計算した領域

④ その散布図上で予測対象年の ACOR 値の近傍にある高・並・低温年数から予測対象年の高・並・低温出現確率を求める。

⑤ ループによって、すべての従属資料の年を基準年とし、すべての領域の組合せで計算する。またシグナルがあると思われる期間は、平均場を半句づつずらして前に溯りながらシグナルをとりだし、それらから求めた確率値を平均して予測確率とする。

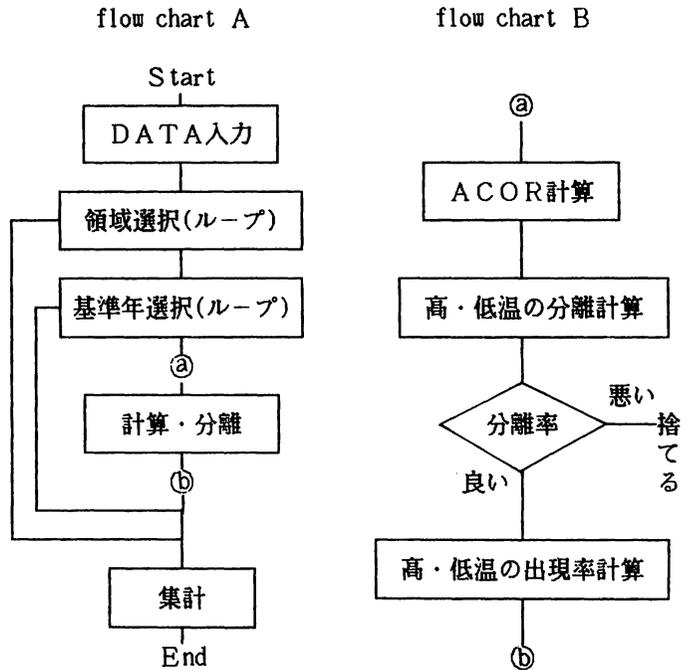


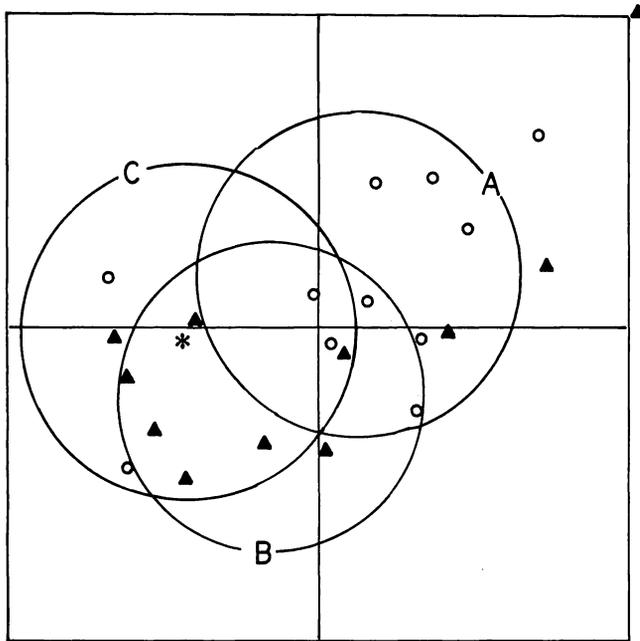
図7 本手法の計算フローチャート

以上のことを実列で説明する。図8の右にあるように従

属資料は33年、基準年は1976/77年冬、12月平均場と1月平均場を使って、1991年7~8月の気温の高・並・低温出現確率を求めるケースの一例である。横軸は12月平均場の極東域の ACOR 値、縦軸は1月平均場の西半球域の ACOR 値で、中心は0、周囲の枠は ACOR 値 = ±1 の線である。高、並、低温数はそれぞれ11個、図中の白丸は高温年、黒三角は低温年である。1977年は低温で、ACOR 値は右上隅に位置する。またこの図は、見易くするため並温年は省いてある。*印は1990/91年の ACOR 値である。

この図をみると高温年は第1象限に多く、低温年は第3象限に多くっており、一見して通常分布型であることがわかる。Aは11個の高温年の重心からの距離の標準偏差で描いた円、Bは基準年を除く10個の低温年の重心からその標準偏差で描いた円である。円Aに含まれる高温年(従属率)は8/11=73%、含まれない低温年(排他率)は9/11=80%である。同様に、円Bをみると従属率は70%、排他率は73%、また重心間距離も0.79で、分離の条件をクリアしているとする。

つぎにこの図を使って1991年7~8月の高・並・低温出現確率の求め方を説明する。Cは1990/90年の ACOR 値(*)を中心とする基準年を除く32年の半数(16個)を含む円である。円C内の白丸は4個で高温出現率は4/16=25%、同様に低温出現率は7/16=44%、従って並温出現率は31%である。従属資料の高、並、低温出現率はそれぞれ33%であるから高温出現率はそれよ



| | |
|---------|--------------|
| 基準年 | 1976年 |
| 従属資料 | 52/53～84/85年 |
| 期間 | 12～1月 |
| 目的変数 | 翌7～8月気温 |
| 横軸 | 500mb 極東域 |
| 縦軸 | 500mb 西半球 |
| 通常型 | 標準偏差 = 0.51 |
| 高温年 | 従属率 = 0.73 |
| | 排他率 = 0.80 |
| | 標準偏差 = 0.49 |
| 低温年 | 従属率 = 0.70 |
| | 排他率 = 0.73 |
| グループ間距離 | = 0.40 |
| 距離/標準偏差 | = 0.79 |
| 絶対値型 | 標準偏差 = 0.30 |
| 高温年 | 従属率 = 0.55 |
| | 排他率 = 0.50 |
| | 標準偏差 = 0.29 |
| 低温年 | 従属率 = 0.50 |
| | 排他率 = 0.45 |
| グループ間距離 | = 0.09 |
| 距離/標準偏差 | = 0.30 |

図8 ACOR散布図から高・低温の分離計算と高・低温出現確率の求め方を説明する図

り8%小さく、低温出現率は11%も大きい。なお、円Cは全年の1/3を含むようにとってもよい。

6. 予報実験結果

(1) 予測可能性

- ① 分離の条件を一定にし、その条件をクリアした数の変化をみたのが図9である。予報発表日は図の矢印の所で、それまで半旬ずらして（図では左から右へ）18回計算したときのものである。1月の図で丸印を付した所は左から9月（前）と10月（後）、10月（前）と11月（後）の平均場を使って計算したもので、資料は1950/51～89/90年、高度は500mbである。従って40年×（前5×後5の領域）=1000ケース中、分離の条件をクリアした数（白：通常分布型の数、黒：絶対値分布型の数）である。

1月をみると分離の条件をクリアした数が予報月に近づくほど多い。この数を予測可能性の指標とすれば、単純増加ではないが予報対象月が近づくほど予報可能性が大きいといえる。8月は1月に比べて少く、1月より予測困難といえる。また8月の予報では5～6月頃、盛夏期（7～8月）の予報では初冬に、冬（12～2月）の予報では梅雨から夏に比較的大きなシグナルがある。これらは循環場の季節変動特性として注目される。

通常分布型と絶対値分布型の割合をみると寒・暖候期予報では絶対値分布型の割合が多い。ま

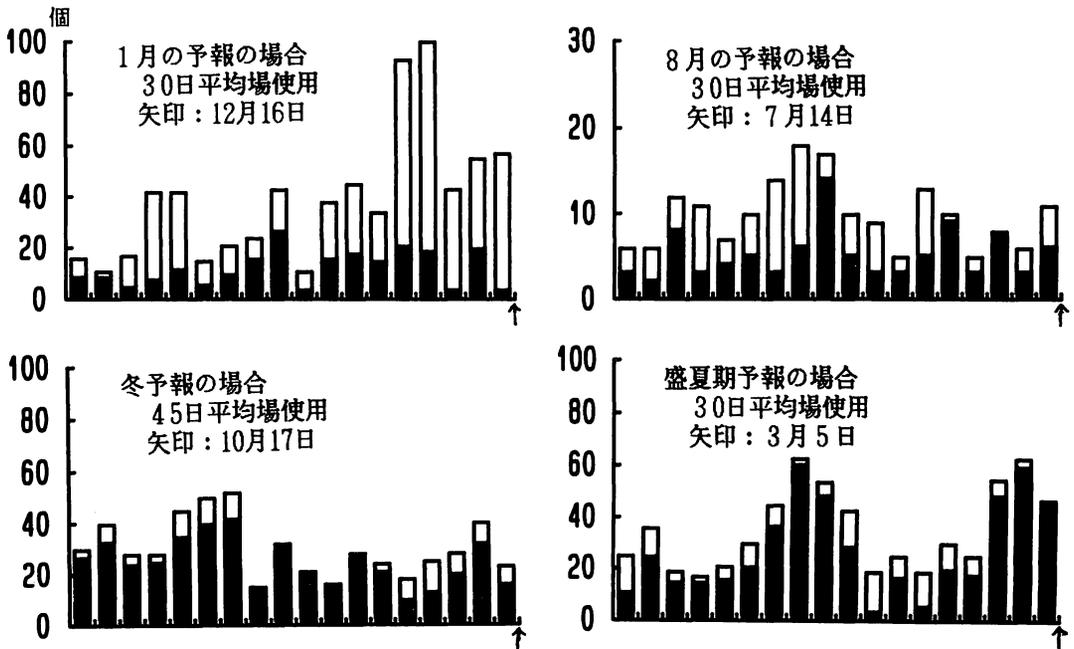


図9 予報発表日(矢印)まで半月毎に計算した18回の予測値計算で、分離の基準(従属率, 排他率とも55%, 重心間距離0.75と0.90)をクリアした数の時系列図(白:通常型, 黒:絶対値型)

た1月は近くなるほど通常型が多く, 前々月や前月との持続性が大きいことを示唆する。

- ② つぎに分離の条件を変えてみる。従属率, 排他率を0.50に緩めると, 当然のことではあるが, 予報はランダムに近くなる。逆に従属率, 排他率を0.65に上げると分離の条件をクリアする数が極端に少なくなる。重心間距離の基準を変えた場合も同様である。

そこで気象庁長期予報課の多変量解析による統計モデルの開発(青木ほか, 1990)で予報のスキルがあるといわれる月別予報では6か月前(旬別予報では6旬前)までの高度場を使って, 分離の条件をクリアする数が10個程度(全ケースの1%)は出る条件を求めた。その結果によると高・低温年数が各10個未満なら従属率, 排他率とも0.60, 高・低温年数が各10~12個なら0.55程度, 重心間距離は通常分布型で0.75~0.85, 絶対値分布型では0.90~1.00程度でよいことが分かった。

平均的な分離率を求めるために40年の期間をとった1月予報で, 従属率, 排他率とも0.55, 重心間距離は通常型0.75, 絶対値型0.90の条件をクリアした1800ケースをランダムにとり, その平均の従属率, 排他率を求めると68%であった。予報には最低60ケースは平均するので60ケース毎の平均は65~72%であった。これは従属資料による適中率の目安になる。

同様に個々のケースでの各年の高(低)温出現確率の標準偏差を求めれば, 平年の確率(30%)

からの偏りの目安となる。全数の1/2からとった場合の標準偏差は約8%, 全数の1/3からとった場合は約13%で, この手法による高(低)温出現確率の振幅の標準偏差はおよそ10%ということになる。だが, 60~100ケースの平均値では, それぞれ約4%, 約6%と小さくなるので, これらを統一して見るときには, 標準偏差で規格化し, それを10倍すればよいだろう。

表1 本手法による高・低温出現確率予報の適否分割表(分離の条件は図9と同じ, 使用した平均場の期間は表の上に示す。小丸は独立資料の結果)

| | | | | |
|----|------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|---|
| | 8月予報(30日6回) 2月20日~5月15日 | 8月予報(30日12回) 2月20日~6月14日 | 8月予報(30日18回) 2月20日~7月14日 | |
| 実況 | 高 | 5 | 6 | |
| | 並 | 5 | 10 | 3 |
| | 低 | 1 | 2 | 8 |
| 実況 | 高 | 5 | 6 | |
| | 並 | 6 | 9 | 3 |
| | 低 | | 3 | 8 |
| 実況 | 高 | 9 | 2 | |
| | 並 | 2 | 12 | 4 |
| | 低 | | 4 | 7 |
| 実況 | 1月予報(30日12回) 7月20日~11月16日 | 盛夏予報(30日12回) 9月18日~1月10日 | 冬期予報(45日9回) 5月26日~10月2日 | |
| | 高 | 7 | 4 | |
| | 並 | 4 | 13 | 1 |
| 実況 | 高 | 8 | 2 | |
| | 並 | 2 | 10 | 2 |
| | 低 | | 2 | 8 |
| 実況 | 高 | 8 | 2 | |
| | 並 | 2 | 11 | 1 |
| | 低 | | 1 | 9 |

(2) 予報精度

従属資料を1950/51~83/84年とした場合と1950/51~89/90年にした場合の2種類で検証した。計算時間(1回の計算時間は約1時間)の関係で, 1, 2, 7, 8月と冬(12~2月)と盛夏(7~8月)だけ計算した。ここでの数値は規格化しない高温出現率と低温出現率との差である。

その大きさの順序で従属資料の高(低)温年数だけとり, 適否をみたのが表1である。表中の数

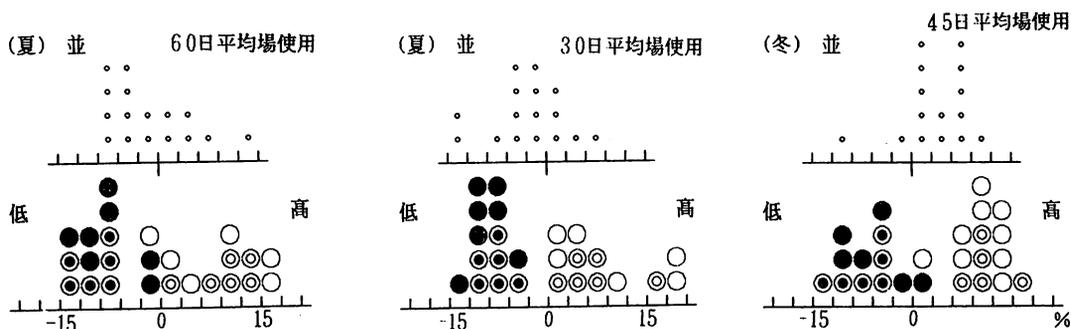


図10 ACORによる高・低温出現確率予報値(横軸)と実況の頻度分布(1951~91年) [白丸:高温, 小丸:並温, 黒丸:低温, 二重丸は偏差±1.0°C以上, 分離の条件は図9と同じ]

字は従属資料の結果、小丸は独立資料の結果である。

表の上に示した月日は予測に用いた平均場の期間で、括弧内には連続した2つの平均場の長さと同半ずつ溯った回数である。

① 月別予報では従属資料の期間を1950/51～1983/84年とした場合の適中率は、従属期間も含めて60%以下と悪い。

従属資料の期間を1950/51～1989/90年とした場合の予報成績のみ示す。1月の予報は2か月前で75%と良い。8月は2か月前で55%と悪いが、直前は70%と良い。2月と7月の表は省略したが、2か月前で55～65%、直前でも60%程度であった。

しかし、この表にみられるように2か月前や直前の予報では低温の予報が高温になったり、その逆になることは少ない。

② 冬(12～2月)と盛夏(7～8月)の予報では従属資料を1950/51～83/84年とした場合(表1)と1950/51～89/90年にした場合を比較すると成績は同じ程度であった。この表をみると、冬、盛夏とも適中率は70%以上で良い。この手法では従属資料でも並温年は分離の際に使っていない。長期予報では独立資料を多くはとれないので、並温年をなかば独立資料とみても良いだろう。

③ 図10に示したのは高・低温年の予想確率偏差と実況の気温偏差との関係である。これをみると予測確率値と気温偏差とは関係があり、高・並・低温年の分離はよい。しかし、もともと3階級区分で計算しているため「やや高(低)い」年と「かなり高(低)い」年との分離はできない。

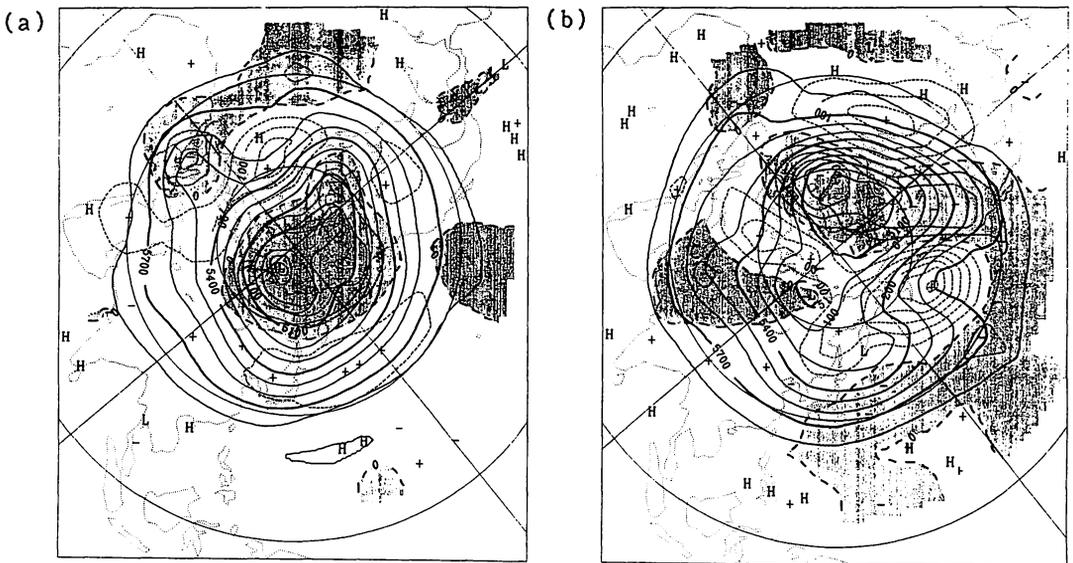


図11 1990年12月の前半(a)と後半(b)の500 mb 高度と高度偏差
(斜線：負偏差域、等値線間隔：高度は100 m、偏差は50 m)

(3) 予報の安定性

準定常場の遷移は数日～1週間で進行する。図11に1990年12月前半の15日平均図(a)と12月後半の15日平均図(b)を示すが、このように僅かの期間で偏西風の蛇行の様子も高度偏差の分布も大きく変化する。図は省略するが、1991年7月後半と8月後半の平均場も大きく変化し、日本の天候も変わっており、準定常場の遷移はしばしば起こっている。

このような高度偏差場（アノマリー）の変化と天候の変化は、本手法による高・低温出現確率値にも影響し、半旬ずらしで計算された値を見ても急に大きく変ることがある。そのような遷移過程の場のシグナルも否定できない。それどころか、かえって重視しなければならないのかも知れない。このため、図9や表1のように半旬ずらしの6～12回の計算結果の平均を予則値としている。

図12は60日平均場を使って7～8月の2か月平均気温を予報したもので、確率値の集計期間は図の説明にあるように若干ずらしたときの3例である。これは1951～91年の実況と高・低温出現確率差（予測）とを時（年）系列の形式で図示したものである。ずらしたのは3半旬または6半旬で、集計期間の多くはダブッているので同じ傾向の年は多い。しかし、例えば1962, 63, 75, 85年は（この4年は実況で高温か並温年）は実線と鎖線が離れており、実線と実況とは違っている。

集計期間によって予測値が変動するような不安定な年についての検討はこれからである。

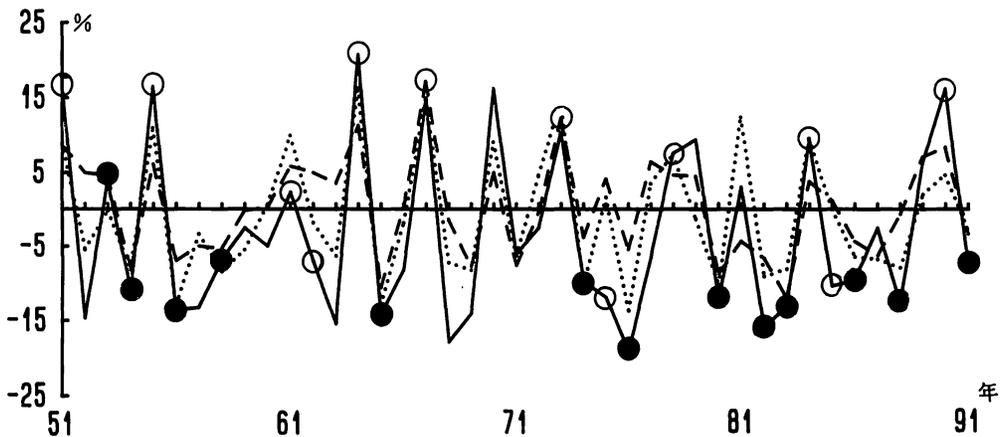


図12 本手法で計算に使う平均場の期間を15日づつずらしたときの高、低温出現確率差の時系列図
〔連続した60日平均場を使用、実線は9月13日～2月4日、点線は9月28日～2月19日、斜線は10月13日～3月5日の各6回の平均、従属資料：1950/51～83/84年、縦軸：翌年7～8月平均気温の予測での高、低出現確率差、○：翌年7～8月高温の年、●：同 低温の年（実況）〕

7. まとめ

循環場を使った長期予報の予報法は、循環場のランダム的な変動のなかからシグナルをどうとり出すかにある。この手法は、上下または前後の2つの平均場のアノマリー相関値を使ってシグナル

をとり出し、予測対象年の高・低温出現確率を求めるというものである。この手法の特徴は通常の類似のシグナルと循環場の反転のシグナルとをあわせて取り出すところにある。

統計（確率）的手法の評価は多数例でのスキルによる。従って、この僅かな結果から議論することはできないが、夏や冬の予報では多数例の検証はのぞめないで、あえて言えば、冬季と盛夏期の予報精度は良いようである。月別予報の成績では、月平均気温が季節内変動の位相によって大きく変ること、もともとの高・低温年の区分の仕方、さらにはこの手法の限界なども考えられる。旬別予報を含めた多数例の検証結果は別途報告する予定である。

アノマリ-相関はパターン類似をとるのに最適とはいえないし、こうしてとり出したシグナルが境界条件によって次第にかき消されてしまうということもある。

計算機の発達で、今後さまざまな予測手法が開発されるであろうが、その1つとして紹介した。読者のご指導、ご批判を乞うものである。

最後に、昨年までの共同研究者でありプログラム開発者でもある藤川典久技官（現気象庁長期予報課）とその後プログラムを改良した仙台管区気象台予報課の村上雅規技官に感謝する。

参 考 文 献

- 青木 孝，栗原弘一，上野達雄，渡辺典昭，小泉 耕，三浦芳敬，前田修平，1990：多変量解析による統計モデルの開発，平成元年度全国長期予報技術検討会資料（気象庁予報部）45-99
- 牛来 充，藤川典久，1990：循環場の類似と持続性・再現性について，平成2年度仙台管区調査研究会資料165-167
- 牛来 充，1990：類似／反類似のもう1つの意味，東北地方長期予報速報42-3，45-52
- 金谷年展，1989：冬季ユーラシア大陸上における異なった天候レジーム間の遷移過程，グロースベッター 27-2，34-41
- 木本昌秀，1989：北半球冬季の天候レジーム，グロースベッター 27-2，13-33
- 山元龍三郎，岩嶋樹也，Sanga Ngoie Kazadi，星合 誠，1984：気候の診断的研究，京都大学理学部付属気候変動実験施設 研究成果集（1991年版）124-127

中部太平洋トラフの東西分裂について

横 田 寛 伸*

要 旨

季節内変動に伴う χ_{200} の発散中心がフィリピンまたはフィリピンの東に達すると、同じ半旬に中部太平洋トラフが東西に2つ～3つに波打って分裂する。その約2半旬後には日本の南の海上の北緯30度付近に対流活発域が形成される。梅雨期には傾圧帯に伴う雲域として振舞うが、夏期には傾圧帯とも区別される収束域で、台風の発生にも寄与している。

1. はじめに

中部太平洋トラフ（以下、MPTと略する）は、日付変更線付近の対流圏上層によく形成される大きなトラフで、通常は1つのトラフである。MPTの南西端で切り離されたMPTの一部が上層寒冷低気圧として西進して日本付近に達したり、偏東風波動と重なると台風が発生することもある。MPTの動向は、日本の特に夏期の天候に影響する度合いが大きい。

日本付近に西進してきた上層寒冷低気圧がMPTから切り離された時期まで溯ってみると、それまで1つのトラフであったMPTが一時的に東西に波打って複数個のトラフに分裂していた。そこでMPTの東西分裂に着目し、その発生機構を調べることで、およびMPTの東西分裂と熱帯域の対流活動の関連を探ることが本研究の目的である。

2. 研究の方法

1988年から1991年までの4年間について調査した。半旬平均全球200hPa面天気図を用いて、MPTがはじめて東西に分裂した半旬を目視により抽出し、35例を抽出した。

さらに、半旬平均全球200hPa面速度ポテンシャル(χ_{200})の発散中心の位置によって季節内変動の動きを追跡し、 χ_{200} の発散中心位置と分裂したMPTの位置との関係を調べた。さらに、日本の南の海上北緯30度付近の半旬平均上層雲量に着目し、ITCZとは別に日本の南の海上で収束域が形成される時期を調べた。

3. 結果

3-1 春(5～6月)と秋(9～10月)の特徴

3-1-1 季節内変動に伴う χ_{200} の発散中心とMPTの分裂位置

* 大阪管区气象台

(a) χ_{200} の発散中心がフィリピンの東（東経 130～140 度付近）にあるとき（6 例）

一覧表を表 1 に示す。6 例全て、MPT は東経 180 度付近と西経 150 度付近の 2 箇所に東西分裂した。このとき、日本ではトラフ場が 5 例、逆にリッジ場が 1 例あった。

表 1 MPT の東西分裂位置の一覧表

| χ_{200} の発散中心 | フィリピン付近 | フィリピンの東 |
|--------------------|------------------|------------|
| 春, 秋 | 170E, 150W | 180E, 150W |
| 夏 | 160E, 180E, 150W | |

(b) χ_{200} の発散中心がフィリピン（東経 120 度付近）にあるとき（9 例）

MPT は東経 170 度付近と西経 150 度付近の 2 箇所に東西分裂した。このとき、日本はトラフ場が 6 例、逆にリッジ場が 3 例あった。

(c) χ_{200} の発散中心がフィリピンから遠い所（東経 160 度付近）にあるとき（2 例）

3-1-2 具体事例

例として、1989 年第 30～36 半旬（5/26～6/29）の 200hPa 面の变化を図 1 に示す。第 32 半旬（ $P=0$ ）で MPT が東経 150 度と西経 160 度の東西に分裂した。 $P=0$ は東進する季節内変動に伴う χ_{200} の発散中心がフィリピンに達した時である。この期間は梅雨期間であり、等高度線の混んでいる傾圧帯が日本付近に南下している。この 2 半旬後の第 34 半旬（ $P=2$ ）で東経 150 度、北緯 20～30 度に上層雲域が現れた。

そこでこの期間の上層雲量の変化を図 2 に示す。 $P=-2$ と $P=-1$ および $P=1$ の東経 140 度にある雲域は、この時南下していた梅雨前線の雲である。梅雨前線の南下のようすは図 1 で傾圧帯が日本の東で南下していることでも示されている。 $P=0$ の東経 155 度の雲域は、この時東西分裂した MPT のうち西側のトラフに伴う雲域であり、 $P=1$ ではこの雲域の一部が梅雨前線の雲と重なり、 $P=2$ では東経 145 度に西進している。そして $P=3$ には東経 130 度で再び梅雨前線と重なった。

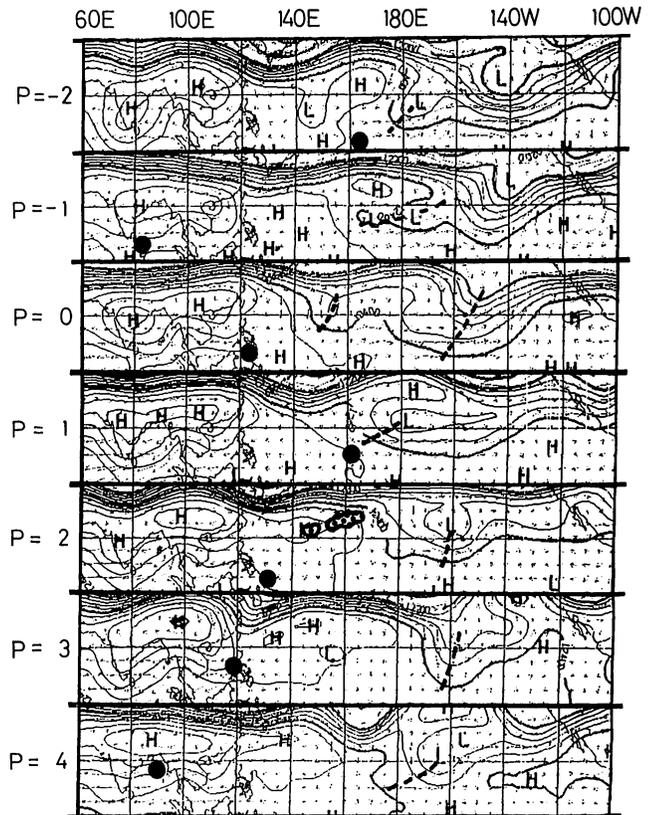


図 1 1989 年第 30～36 半旬（5/26～6/29）の 200 hPa 面の時間変化
赤道から北緯 40 度までの各半旬平均図を積み重ねてある。MPT が東西分裂した第 32 半旬を $P=0$ とし半旬は上から下に経過する。実線は等高度線で間隔は 40 m。破線は MPT。黒丸は発散の中心。 $P=2$ での中央部の陰影はこの時に現れた上層雲域を示す。

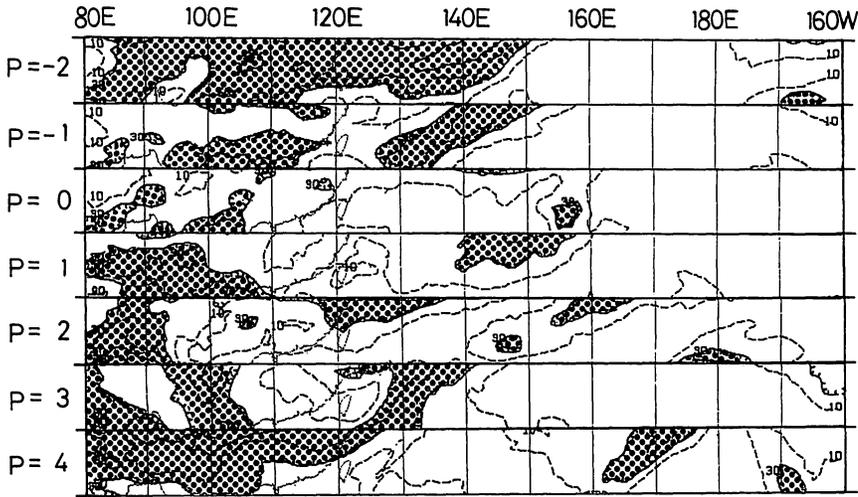


図2 1989年第30～36半旬(5/26～6/29)の上層雲量の時間変化
北緯20度から北緯30度までの各半旬平均図を積み重ねてある。MPTが東西分裂した第32半旬をP=0とし、半旬は上から下に経過する。点線は雲量10%を、陰影は雲量30%以上の領域を示す。

3-2 夏期(7～8月)の特徴

3-2-1 季節内変動に伴う χ_{200} の発散中心とMPTの分裂位置

(a) χ_{200} の発散中心がフィリピンの東(東経130～140度付近)にあるとき(4例)
MPTは東経180度付近と西経150度付近の2箇所に東西分裂した。このとき、日本はリッジ場であった。

(b) χ_{200} の発散中心がフィリピン(東経120度付近)にあるとき(7例)
MPTは東経160度付近と東経180度付近、西経150度付近の3箇所に東西分裂した。このとき、日本はリッジ場が5例、逆にトラフ場が2例あった。

(c) χ_{200} の発散中心がフィリピンから遠い所(東経80～100度付近)にあるとき(2例)

3-2-2 具体事例

例として、1990年第39～45半旬(7/10～8/13)の200hPa面の変化を図3に示す。第42半旬(P=0)でMPTが東経150度と東経180度、西経150度の

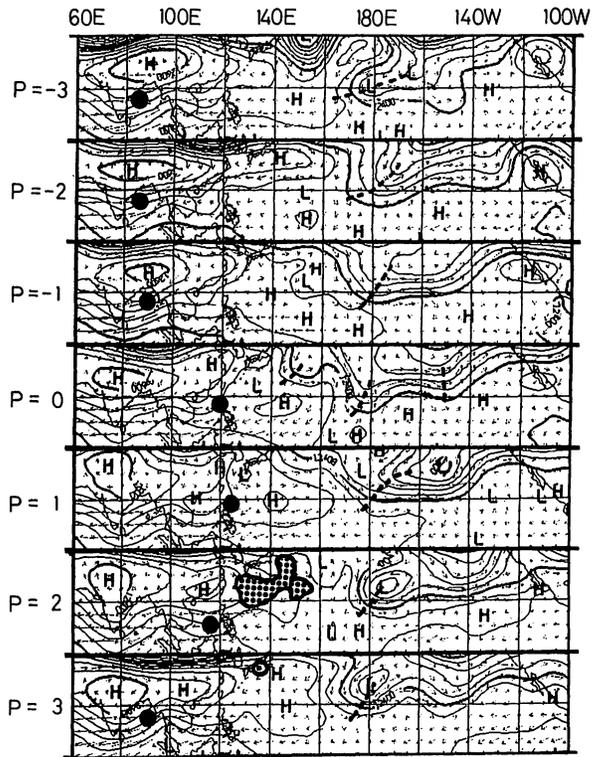


図3 1990年第39～45半旬(7/10～8/13)の200hPa面の時間変化

赤道から北緯40度までの各半旬平均図を積み重ねてある。MPTが東西分裂した第42半旬をP=0とし、半旬は上から下に経過する。実線は等高線で間隔は40m。破線はMPT。黒丸は発散の中心。P=2での中央部の陰影はこの時に現れた上層雲域を示す。

3つに東西に分裂した。これも季節内変動に伴う χ_{200} の発散中心が東進してフィリピンに達した時である。

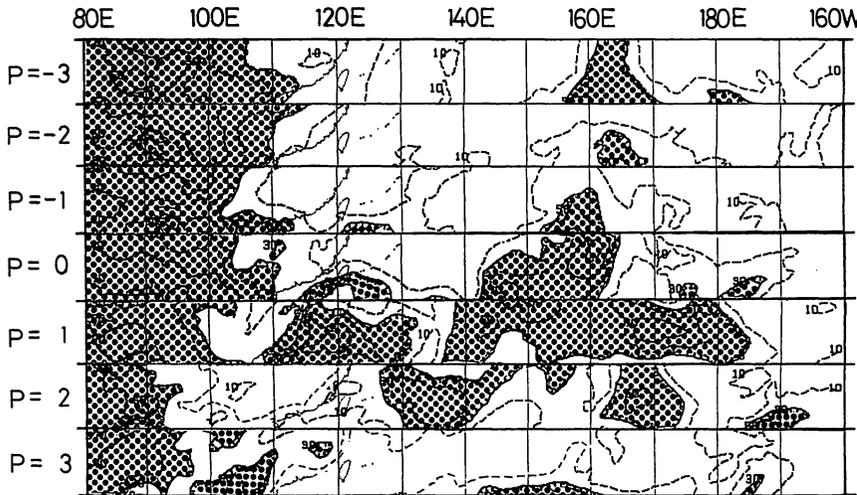


図4 1990年第39～45半旬(7/10～8/13)の上層雲量の時間変化
北緯20度から北緯30度までの各半旬平均図を積み重ねてある。MPTが東西分裂した第42半旬をP=0とし、半旬は上から下に経過する。点線は雲量10%を、陰影は雲量30%以上の領域を示す。

この期間の上層雲量の変化を図4に示す。MPTが東西分裂する3半旬前(P=-3)の東経160度の雲は、図3に見られるように日本の東で蛇行したトラフによるもので、東経180度の雲がMPTに伴う雲域である。P=0では分裂した西側のMPTに伴って東経150度に雲域がある。この東経150度では7月26日に台風第8号が発生している。P=1ではこの雲域が西進して東経140度に達している。この東経140度の雲は7月29日に発生した台風第10号の雲として現れている。東経120度の雲は、図3のようにフィリピンで対流活動が2半旬続いて活発となり、そこから北東に延びる雲域である。P=2には西進した雲域が日本の南に達し、一方P=1で東経120度にあった対流活発域がゆっくり東進したものが重なり、8月8日には台風第11号が発生した。

夏期は日本付近の傾圧帯は北緯40度以北で図3の領域外にある。したがってこの雲域は傾圧帯からは切り離されている。なお、この上層雲は、上層寒冷低気圧の動きに一致していた。

3-3 寒候期(11月～4月)

この場合は5例あった。MPTは西経170度付近と西経140度付近に東西分裂していた。西半球であるので、日本への影響は見られなかった。

3-4 亜熱帯の収束域の形成

MPTが2つ～3つに東西分裂した約2半旬後に、日本の南の海上の北緯20～30度付近に上層雲量が増大した。これは北緯10度付近にあるITCZとは明確に区別できた。しかもこの位置は、梅雨期の場合は傾圧帯の位置と重なることが多く、夏期は傾圧帯の位置とは遠く離れている。このような傾向は全ての例について同様にみられた。

そこで、梅雨期の例として1989年第34半旬の上層雲量を図5に示す。MPTの東西分裂による雲域は、ITCZと梅雨前線帯の間にあるが、梅雨前線帯から完全に分離してはならず、北端では

梅雨前線帯の雲につながっている。この半旬の850hPa面平均風を図6に示す。日本の南の北緯30度付近では下層強風域が顕著である。これは亜熱帯高気圧の縁辺を回る南東風と、モンスーンによるベンガル湾からの西風が収束しているからである。

図5 1989年第34半旬(6/15~6/19)の上層雲量
点線は雲量10%を、陰影は雲量30%以上の領域を示す。22N, 147Eの雲域が、東西分裂したMP Tの西側のトラフから西進してきた雲域。

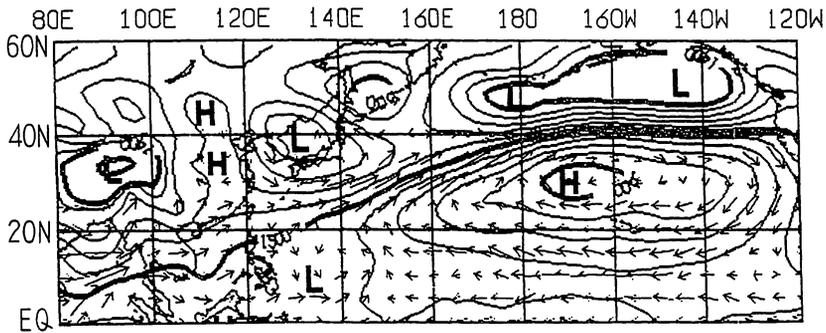
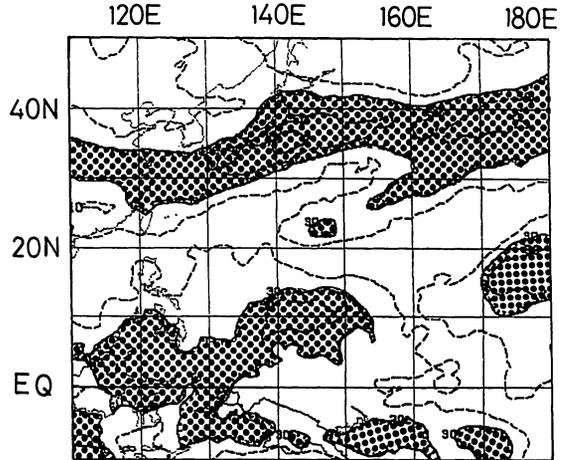


図6 1989年第34半旬(6/15~6/19)の850hPa面平均風
等高度線の間隔は20m。

次に夏期の例として、1990年第44半旬の上層雲量を図7に、850hPa面平均風を図8に示す。上層雲量の多い北緯20~30度付近を挟んで、下層では北風と南風が収束していることが分かる。この南風は、北緯20度付近の高気圧セルを回って北上してきたものであることも読み取れる。一方北風は、日本海から黄海にかけて形成された中緯度の高気圧から吹き出ていることが分かる。

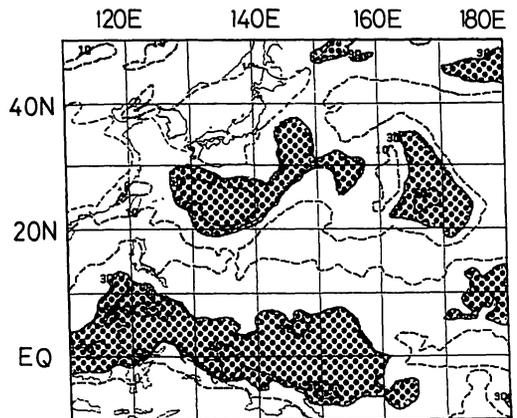


図7 1990年第44半旬(8/4~8/8)の上層雲量
点線は雲量10%を、陰影は雲量30%以上の領域を示す。25N, 135Eの雲域が、東西分裂したMP Tの西側のトラフから西進してきた雲域。

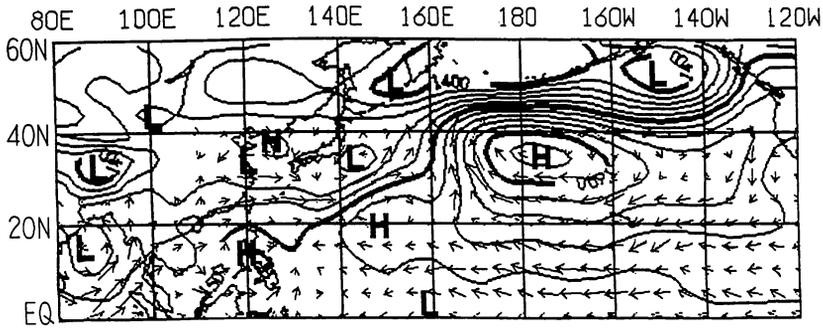


図8 1990年第44半旬(8/4~8/8)の850hPa面平均風
等高度線の間隔は20m。

4. 考察

4-1 MP Tの東西分裂

Nitta (1987) のようにフィリピン付近で対流活動が活発になると、定常ロスビー波の伝播によって高圧部と低圧部の波列が形成されるとしよう。これは Nitta (1987) の示した熱源の位置を少し北東にずらして対流活動の活発域をフィリピンのやや東付近に持ってくることによって考えることができる。伝播するロスビー波の波長を約 4000km とすると、次の低圧部が東経 160~170 度付近にでき、そのまた次の低圧部が西経 160~150 度付近にできることになる。これが MP T の分裂として現れるのかもしれない。しかし本研究では半旬データを用いているので、これについては推測にすぎない。

東西分裂した状態は長続きすることは少なく、やがて元の一つのトラフに戻ろうとする。このとき、東西分裂した MP T の南西端の一部が切り離されて上層寒冷低気圧として西進する。この上層寒冷低気圧が日本の南の海上に達するのは、MP T の分裂の約 2 半旬後になっている。

MP T が東西分裂する時に、その偏西風帯の上流の日本付近ではジェット気流が大きく波打って蛇行するという特徴がみられた。そして蛇行の結果が日本の上でリッジになるかトラフになるかを調べてみた。夏期はリッジの場が強まり、春と秋にはトラフの場が強まる傾向があるらしい。しかし、偏西風の蛇行のようすは場合によって少しずつ異なり、統一的な特徴を見いだすには至らなかった。従って MP T の東西分裂と日本付近の高度場とが純粋に一対一対応するものではないと言える。

4-2 亜熱帯の収束域

東西分裂した MP T から切り離された上層寒冷低気圧が西進してくると、日本の天候に影響を及ぼす。例えば図 3 や図 4 で示したように、分裂した MP T から切り離された上層寒冷低気圧の西進に伴って台風が次々と発生することもある。また 1988 年 8 月中旬のように西進してきた上層寒冷低気圧が西日本に居座り天候不順をもたらすこともある。

しかも活発な雲域が西進して日本の南に達したときの振舞いには、春・秋と夏とでは相違がみら

れた。即ち、夏は上層寒冷低気圧の構造を保ったままで偏東風領域の擾乱として現れる。しかし春・秋はむしろ日本の南で中緯度の前線帯と重なっている。しかも活発な雲域が西進して日本の南に達したときが梅雨前線や秋雨前線が日本の南に南下するタイミングに一致している。

但し、図8のように下層収束が明瞭に見られる場合もあるが、下層収束の様子が半旬平均図には現れにくい場合もある。これは、上層寒冷低気圧の中心付近では下降気流場で下層で発散場となっており、上層寒冷低気圧の周辺部では対流活発域で下層収束の場となっていることから、平均図にするとこれら発散場と収束場が相殺されるために、平均図の上では下層収束が顕著にはならないのだろう。それでも、傾圧帯からは遠く離れた所で上層雲量が飛躍的に増大するのだから、この原因は下層収束であると考えるのが妥当だろう。

しかし、1991年は亜熱帯の収束域は比較的不明瞭であった。これは、1991年はフィリピン付近の対流活動が不活発であったことに関係しているものと思われる。

5. 結論

季節内変動に伴う χ_{200} の発散中心がフィリピンまたはフィリピンの東に達すると、同じ半旬に MP T は2つ～3つのトラフに分かれ波打って東西分裂する。その約2半旬後には日本の南の海上の北緯20～30度付近に対流活発域が形成される。

この対流活発域は分裂した MP T の先端が切り離されて移動してきたものである。従って、はじめは上層寒冷低気圧の西進という形で現れる。そして上層寒冷低気圧の西進に伴って、台風が次々と発生することがある。しかもここは下層収束の場として現れる。

この対流活発域は ITCZ とは位置的に遠く離れている。梅雨期には傾圧帯に伴う雲域として振舞うが、夏期には傾圧帯とも区別され、亜熱帯の収束域となっている。

なお、1991年のようにフィリピン付近の対流活動が不活発な年は、MP T の東西分裂にかかわる日本付近の気象現象との関連性は不明瞭であった。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、新田勲気象大学校教授および中村和信長期予報課調査官には、有益なコメントをいただきました。

参 考 文 献

Nitta, T., 1987: Convective activities in the tropical western Pacific and their impact on the Northern Hemisphere summer circulation. J. Meteor. Soc. Japan, 65, 373-390.

ソ連の1991年6月の天気概況について

森 広 道*

はじめに

ソ連の公式の地上観測資料は約9000であるが、実際にはこの他にも多数の地上観測所があるもようである。この豊富な観測資料を使った毎月の気象概況が、1990年4月より科学技術誌“気象と水文”に掲載されるようになった。これまで、このように定期的にこの種の解析資料が同誌に掲載されることはなかった。15ヶ月分の資料が集まったので、最近のもの（1991年6月）を紹介する。また、参考資料としてこれまで同誌に掲載された図も併せて紹介しておく。

1. 全般天気概況

6月のソ連領の大半の地域では平年より1～3℃高かった。ヨーロッパロシアの北東部、西シベリアの大半、カザフの北、チュクチ半島（シベリア東北端）中央部では平年より4～6℃高くなった。ヤクーツク（レナ河上流の都市）の北・中部では、平年より1～4℃低かった（図1）。

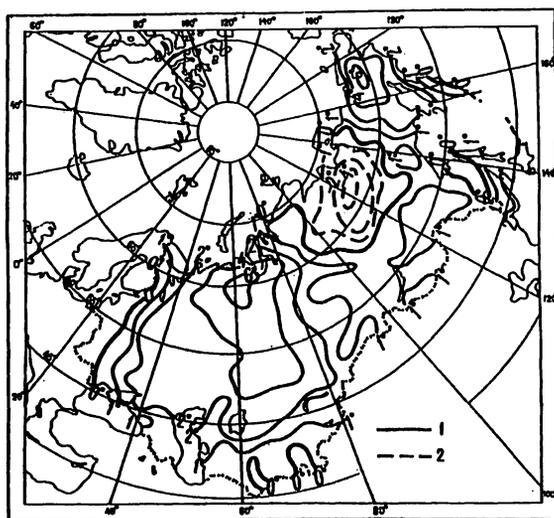


図1 1991年6月の月平均気温偏差図。1は $\Delta t > 0^{\circ}\text{C}$ 、2は $\Delta t < 0^{\circ}\text{C}$

* 大阪管区気象台技術部予報課

ソ連領の大半の地域での月平均気温偏差分布は、先月（5月）の偏差分布に類似していた。しかも、正偏差の中心の値 Δt （6℃）と正偏差の中心位置も西シベリアの北西端で同じであった。

ヨーロッパロシアでは月平均気温は1～3℃平年よりも高かった。北部の東、ウラルの大半では平年より4～6℃高くなったが、西部では平年並となった。過去110年間の観測資料から、 Δt が類似した分布を捜すと1921年がある。ここで、1989年とはやや異なっている。

ヨーロッパロシアの西半分では、6月の最初の15日間はほとんど毎日、ヨーロッパに深い気圧の谷が停滞したため、この地域では不安定な涼しい天候が卓越した。月はじめの北西域では、地上で-1～-2℃の冷え込みが観測された。月半ばには大気循環において重要な変化が生じ、ヨーロッパ領域には暖かな熱帯性の空気が流入し気温は上昇した。

反対にヨーロッパロシアの東半分では、1ヶ月の大半が気圧の峯の影響下にあり、そこでは暖かく乾燥した。その大半の地域では、月最高気温は月末に観測され27～35℃となった。特に、ヴォルガ・ビャートカ（現称はキーロフ）の南、ウラル地方、ヴォルガ流域地方、中央黒土地帯の東、北コーカサス地方では36～42℃となった。これらの地域におけるこの高温は、6月の日最高気温の極値に近く、いくつかの地域では極値を上回った。

月平均降水量は65～110mmで、平年比90～140%であった（図2）。ウラルの大半、ヴォルガ流域地方、中央部の東、中央黒土地帯では降水量は少なく、ウクライナの南半分の所々では20～50mmで平年比35～75%となった。ヨーロッパロシアの1ヶ月を通した天候の特徴は、雷を伴った豪雨が頻発に発生したことであろう。特に、ヨーロッパロシアの西半分の地域では、短時

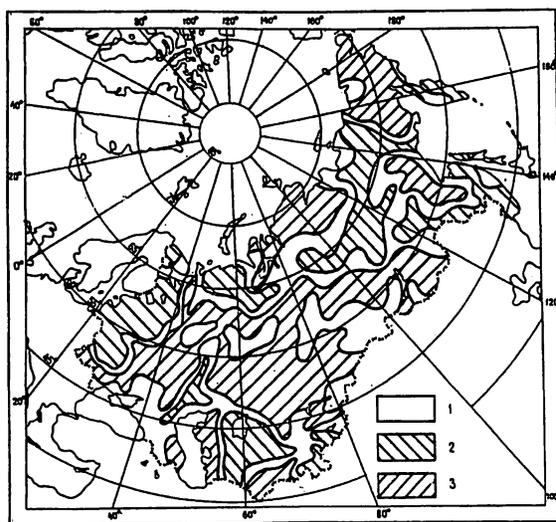


図2 1991年6月の月平均降水量偏差図。1は平年並（80～120%）、2年は平年より多い（ $\geq 120\%$ ）、3は平年より少ない（ $\leq 80\%$ ）。

間に 30～70 mm (所によっては 100～130 mm) に達する豪雨が何日かあった。また、所によっては直径 30 mm かそれ以上のヒョウを伴った激しい雷雨と、強い突風を伴った (22 m/s, 所によっては 30 m/s)。

モスクワでは、6月は平年より 2.7℃暖かかった。上旬の天候は不安定で、数日間は日平均気温が平年より低くなった。6月4日には6月の最低気温を記録した (5.6℃)。しかし、最低気温の極値は 1916年6月1日の -2.3℃である。中旬の平均気温は 19.1℃となり平年より 2.2℃高かった。中旬のこのような気温は、8～9年に1度観測されている。6月17日以降、モスクワでは暖かな天気となりその状態は月末まで続き、日中の気温は 33℃まで上昇した。6月29日には 33.5℃の日最高気温の極値を越し、日平均気温は平年を 11℃も越えた。

月降水量は 122 mm で、これは平年比 174% である。上旬の2日間、短時間の豪雨があったがモスクワではその分布は非常に不均質であった。例えば、6月6日の場合、モスクワ大学では 71.4 mm (月平均値は 70 mm) となったが、その他の都市では降水は全くなかった。

外コーカサスの共和国では、月平均気温・降水量とも平年並であった。西シベリアの南、カザフの北半分では、月の大半は暖かく乾燥した天候が卓越し、平年より 3～5℃高かった。月平均最高気温は 33～38℃、所によっては 39～42℃となった。しかし、下旬には気温は平年より低くなりノボシビルスク州では、月はじめ -1℃の冷え込みとなった。

西シベリアの大半、カザフの西と北東では、降水量は 20～50 mm、所によっては 60 mm 以上となった。同様に、カザフの北半分の地域、チュメニ (西シベリア) の東、オムスク州の北、アルタイ地方 (ロシア共和国の中南部) の西の所々では、降水量は 15 mm 以下、所によっては降水量は全くなかった。

中央アジア、カザフの南の6月は不安定な天候が卓越し、月平均気温は平年並か平年より 1℃ほど高くなった。月平均最高気温は 33～39℃、トルクメンとウズベクの所々では 40～43℃となった。大半の地域で激しい豪雨があり、日最高降水量は 90 mm に達した。その結果、土石流が発生し農作物は損害を受けた。ウズベク、タジクのいくつかの地域ではヒョウが降った。

東シベリアの南の地方では、適度の暖かな天候が卓越した。この地域の大半では早朝 0～-3℃の冷え込みとなり、イルクーツクと外バイカルの所々では -5℃となった。このような冷え込みは 10年に 1～2度観測されている。今回の冷え込みと同様なものとしては、1972年6月15から17日に観測されたものがある。より珍しいものとしては、1987年6月末の冷え込みがある。

極東では、6月の月平均気温は平年並か平年より 1℃高かった。月平均最高気温は 27～30℃、所によっては 32～33℃となった。大半の地域では 60～100 mm の強雨があり、ハバロフスク州の南、沿海州の所々では 150 mm 以上となった。

2. 大気循環の特徴

6月のソ連領におけるこのような様々な天候状態の形成は、代表的な大気循環場の特徴に原因がある。北半球の全領域において南北流循環が卓越し、これは様々な指数で確認することができる。例えば、南北流循環の強度については、A.L.Katua (I) の指数がある。これによると、3領域ともに平均値 (0.75) を上回った。第1領域では1.14、第2領域では0.90、第3領域では1.25であった。反対に、大気の東西流循環の月平均指数であるH.Brinoba 指数は、平年 ($L = -1.9$) より小さくなった。北半球における南北流循環強度の増大は、対流圏中層におけるシオポテンシャル高度と地上気圧場における平年値からの著しい偏差として現れた。例えば、地上気圧場においてはスカンジナビアとグリーンランドの南に低気圧、北米の東とグリーンランド、ウラル、ベーリング海の西では高気圧となった。対流圏下層における気圧場の分布は、ヨーロッパロシア、ウラル、ソ連領の西アジア地域、マガダン州 (ロシア共和国東端部の湾岸都市) において暖かな空気の移流が1ヶ月を通して卓越することに対応した。寒気の流入は、外バイカルと極東の隣接地域、東シベリアの北で何度見られた。

1991年6月の天候予想はソ連邦全体ではうまく予測できた ($\rho = 0.43$, $Q = 1.54$)。同様に、ヨーロッパロシアの Δt の予想は十分であった ($\rho = 0.40$, $Q = 1.15$)。さらに、北部、北西部、ヴォルガ・ビャートカ、ウラル州、白ロシアでは同様に (ρ) は1.00であった。6月、予想よりも暖かかったのはソ連邦の南半分であったが、上旬の Δt は予想通り負偏差となった。中旬は予想に反して Δt は正偏差に変わった。

西シベリア、カザフでは Δt はうまく予想され ($\rho = 1.00$)、外コーカサスでは実際の気温偏差分布は予想通りとなった ($\rho = 1.00$, $Q = 0.53$)。全体的には、東部 ($\rho = 0.22$, $Q = 2.11$)、中央アジア ($\rho = 0.00$, $Q = 0.50$)、東シベリア地域 ($\rho = 0.47$, $Q = 0.40$) で予想はほぼ的中した。

ソ連邦の降水量予想もほぼ的中した (63%)。西シベリアの大半の地域 (67%) とカザフ (75%) では降水量予想は適切であった。

3. 危険な気象現象

6月の北極での夏季の成層圏高気圧は平年よりも弱く、中緯度帯の対流圏中層ジオポテンシャル高度場に顕著な平年偏差として現れた。それは、ソ連邦ではウラル、カムチャッカ、マガダン州において上層の気圧の峯が現れ、これらの上層の気圧の峯は7~15 mmのジオポテンシャル高度の正偏差に対応した。

下層対流圏の気圧場の特徴から、ヨーロッパロシア、ウラル、ソ連邦の西アジア地域、マガダン州においては暖かな空気が流入した。寒気は、外バイカル、アムールク州、ハバロフスク州にしばしば流入した。大雨は、ヨーロッパロシアの北西部、タジク、ウズベク、キルギスの山岳地域で発生した。

ウラルとシベリアの隣接地域、カザフとヨーロッパロシアでは30～35℃の暑さが続き（所によって36～40℃）、6月5日から20日までと24日から30日までは降水はなかった。6月の最後の週の暖かく乾燥した天候は、ヴォルガ流域地方、中央部、中央黒土地帯、ウクライナの東、ロストフスク州（ヨーロッパロシアの都市）、北コーカサスで卓越した。このような天候条件は、農業にとって不都合であり、森林地帯では多くの火災が発生した。例えば、チェメニ州では火災が包んだ面積は1日に2万5千haに達した。不都合な気象現象、特に乾燥した暑さの天候から、それに隣接した中央アジアの共和国の山岳と山岳の村では、しばしば寒冷前線による豪雨と強風、竜巻が観測された。

主要な気象現象としては

- ① 6月1日、バシキール自治共和国では20～25 m/sの強風があり、送電線は切断された。強風はカスピ海の低気圧から伸びる寒冷前線に関係していたが、6時間前に事前に予告された。
- ② モスクワでは、6月7日32時間に58～71 mmの強雨となった。
- ③ シンフェローポリ（クリミア中南部の都市）では、6月12日には40分間で61 mmの強雨となった。この2つの現象は、対流発達に伴った不安定な空気塊において発生した。このような強さの豪雨は事前に予測できなかった。
- ④ チタ州とブリヤート自治共和国では、6月15日から16日に-1～-3℃、所によっては-5～-7℃の冷え込みとなった。それらは農作物（じゃがいも、とうもろこし、野菜の芽）に害を与えた。この冷え込みは、冷たい北極大気で形成された高気圧による。12時間前に事前に予告された。
- ⑤ ウクライナ西部では17日から23日にかけて、豪雨（所によっては2時間で100～128 mm）、ヒョウ、雷雨、15～24 m/sの強風があり農業用地は水浸しになった。土地は侵食され、送電設備は不通となり、交通輸送は中止された。この現象は西から東へ移動してきた寒冷前線による。12時間前に予告されていた。
- ⑥ 6月17日にケメロヴォ（ロシア共和国ケメロヴォ州の州都）ピオネールで、同29日にはビイスク（ロシア共和国アルタイ地方の都市）で竜巻が発生した。10数棟の建物が壊され、送電線は切断、多くの村が被害を受けたが死者は出なかった。今のところ、この種の予測手法はまだ確立されていない。
- ⑦ 6月16日から18日にかけて、オムスクとノボシビルスク州では所により30～40 m/sの強風となった。送電線は不通になり、建物は壊され、樹木は伐採された。強風は北西方向から伸びる温暖前線による。事前の予想では風速は15～20 m/sであった。

4. 危険な水文現象

ヴォルガ上流域では多くの降水量があり、イヴァノヴォ（ロシア共和国イヴァノヴォ州の州都）、ウグリチ（ロシア共和国ヤロスラブリ州中西部のヴォルガ河に臨する湾岸都市）、ルイビンスク（同ヴォルガ河の湾岸都市）の人工貯水池では、平年の2.0～2.8倍に流入量が増えた。カムスク、カムスク下流の人工貯水池では、暖かな天候のため流入量は平年の35～75%に大きく低下した。ヴォルガ・カムスク流域での総流入量は、平年（23.6 km³）に近い20.7 km³であった。

ヨーロッパロシア西部の豪雨により、ドナ川、ドニプロ川、西ドヴィナ川（ロシア北部の川）、ナルゼ川、バルホーダ川の流域では増水した。シベリア地域の流入量は平年並であったが、ノボシビルスクとブフタルミンスクの人工貯水池では、平年より45～50%少ない水量となった。

中央アジアの河川の水量は平年並に近く、アルダリア流域の河川は10～40%平年より多かった。キルギスとカザフの南のいくつかの小さな河川では、水量は少なかった。トルクメンのムルガワの水量は平年の約2.5倍であった。

6月のカスピ海では水位の上昇が引き続いた。1ヶ月平均海面水位は15 cm上昇した。昨年6月と比較すると、上昇は46 cmに達した。カスピ海の北では、6月23日から25日にかけて低気圧の移動に関連して東の風10～15 m/s（18 m/sの突風）が観測され、カスピ海の西海岸と人工島の沿岸では水位は危険水位に達した。人工島では水位の高さは3 mに達し、これは危険水位より1 mも高かった。

アラル海の平均水位は引き続き低下した。昨年6月と比較すると今年は76 cm低くなった。5月から6月にかけての低下は7 cmであった。1991年6月のソ連における水文現象の主要な特徴は以上である。

5. おわりに

ソ連の長期予報の現業的な解析手法は、地上気温と降水量偏差、500 mb・100 mbの高度偏差の類似年の検索を中心としている。また、大気循環指数としては本論文にもあったA.L. Katua(I)とH. Brinoba (L)指数があり、その他には長波の谷の位置、波数分析、大西洋の水溫偏差等との関係がルーチンの解析されているようである。

数値予報モデルも当然利用されているが、そのあたりの実情は今のところよくわからない。

参 考 文 献

Т. А. Богданова, 1991 : Обзор погоды на июнь 1991 г., МЕТЕОРОЛОГИЯ И ГИДРОЛОГИЯ, NO. 9, 120–124.

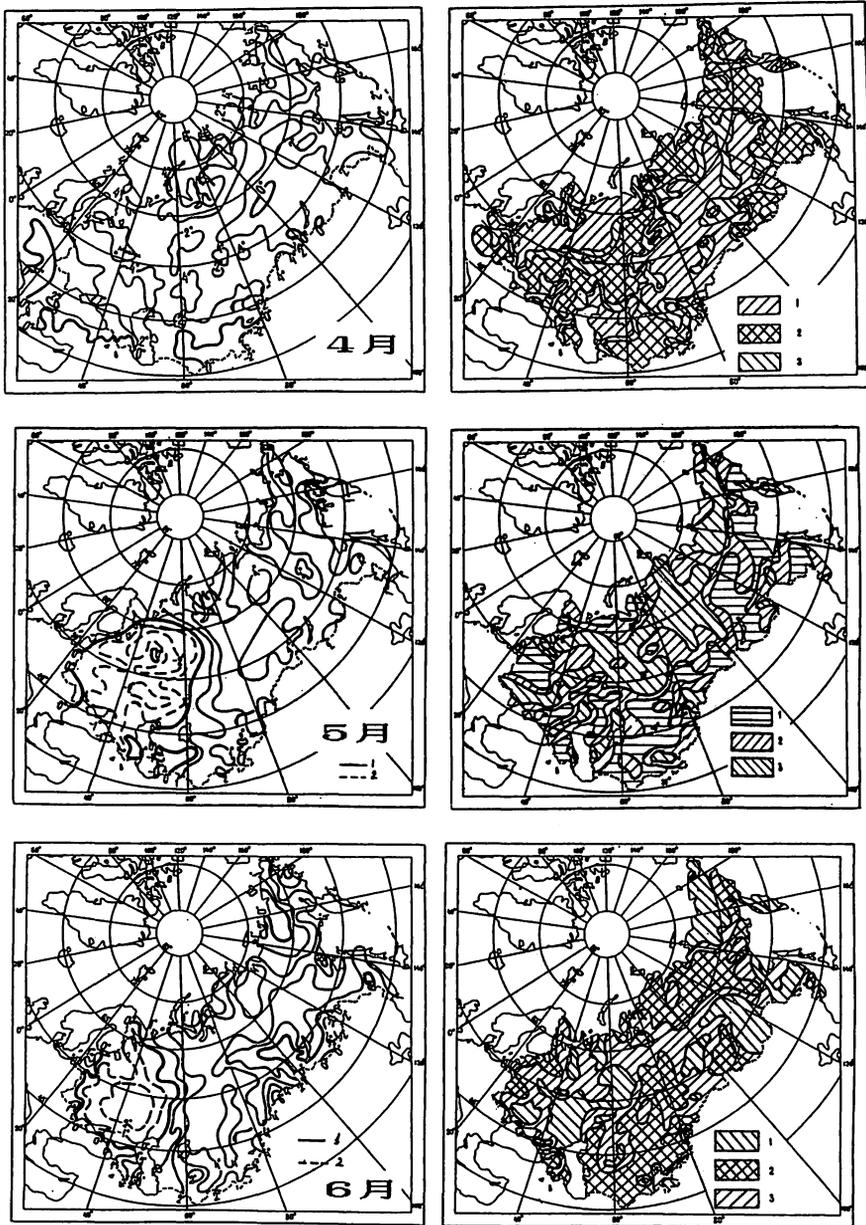


図3-1 1990年4月から6月までの月平均気温偏差図(左)と月平均降水量偏差図(右)。図1と図2の説明に同じ。ただし、4月の降水量で1は $\leq 80\%$ 、2は $\geq 120\%$ 、3は $80\sim 120\%$ を、5月は1は $\leq 80\%$ 、2は $80\sim 120\%$ 、3は $\geq 120\%$ を、6月は1は $\geq 120\%$ 、2は $\leq 80\%$ 、3は $80\sim 120\%$ をそれぞれ示す。

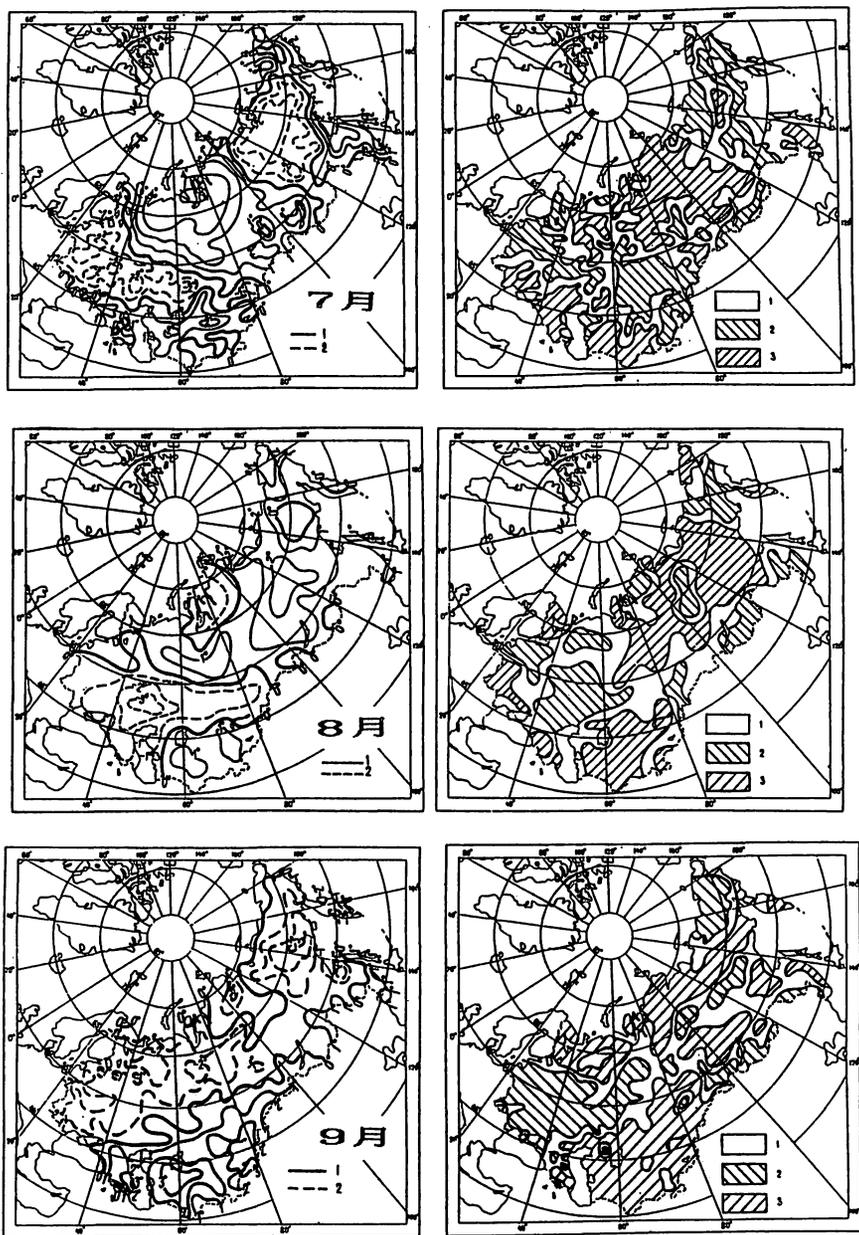


図3-2 1990年7月から9月までの月平均気温偏差図(左)と月平均降水量偏差図(右)。
図1と図2の説明に同じ。

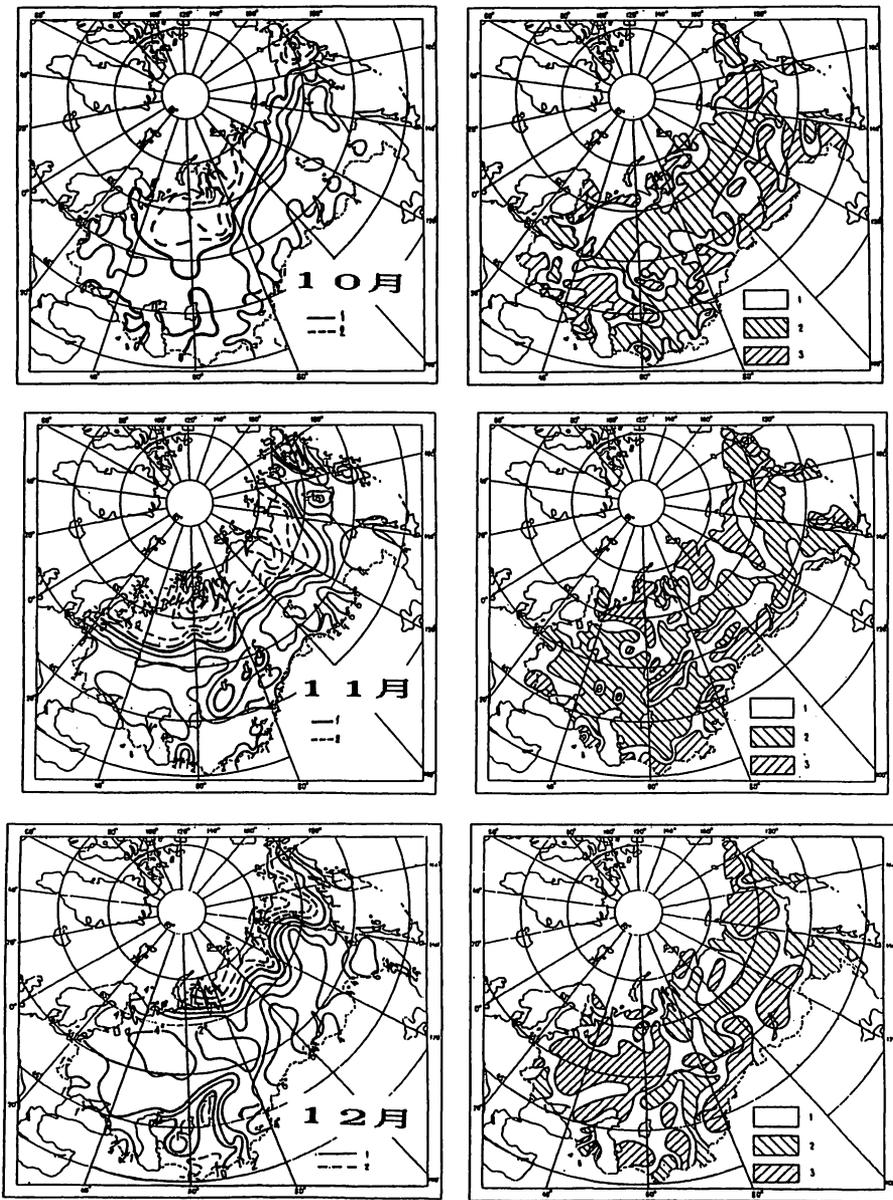


図3-3 1990年10月から12月までの月平均気温偏差図（左）と月平均降水量偏差図（右）。
図1と図2の説明に同じ。

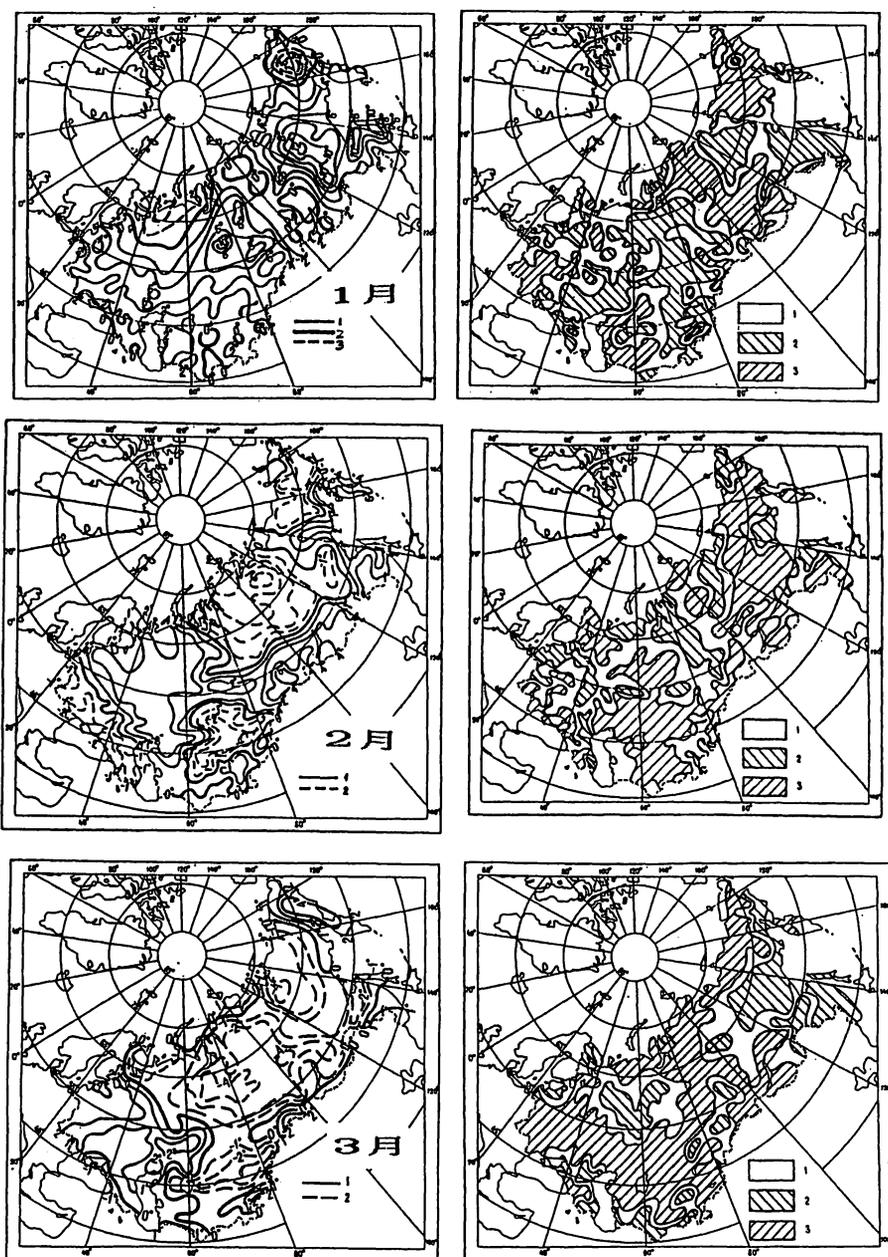


図3-4 1991年1月から3月の月平均気温偏差図(左)と月平均降水量偏差図(右)。
 図1と図2の説明に同じ。ただし、1月の気温偏差で1は $\Delta t \geq 2^{\circ}\text{C}$ 、2は $\Delta t = 0^{\circ}\text{C}$ 、3は $\Delta t \leq -2^{\circ}\text{C}$

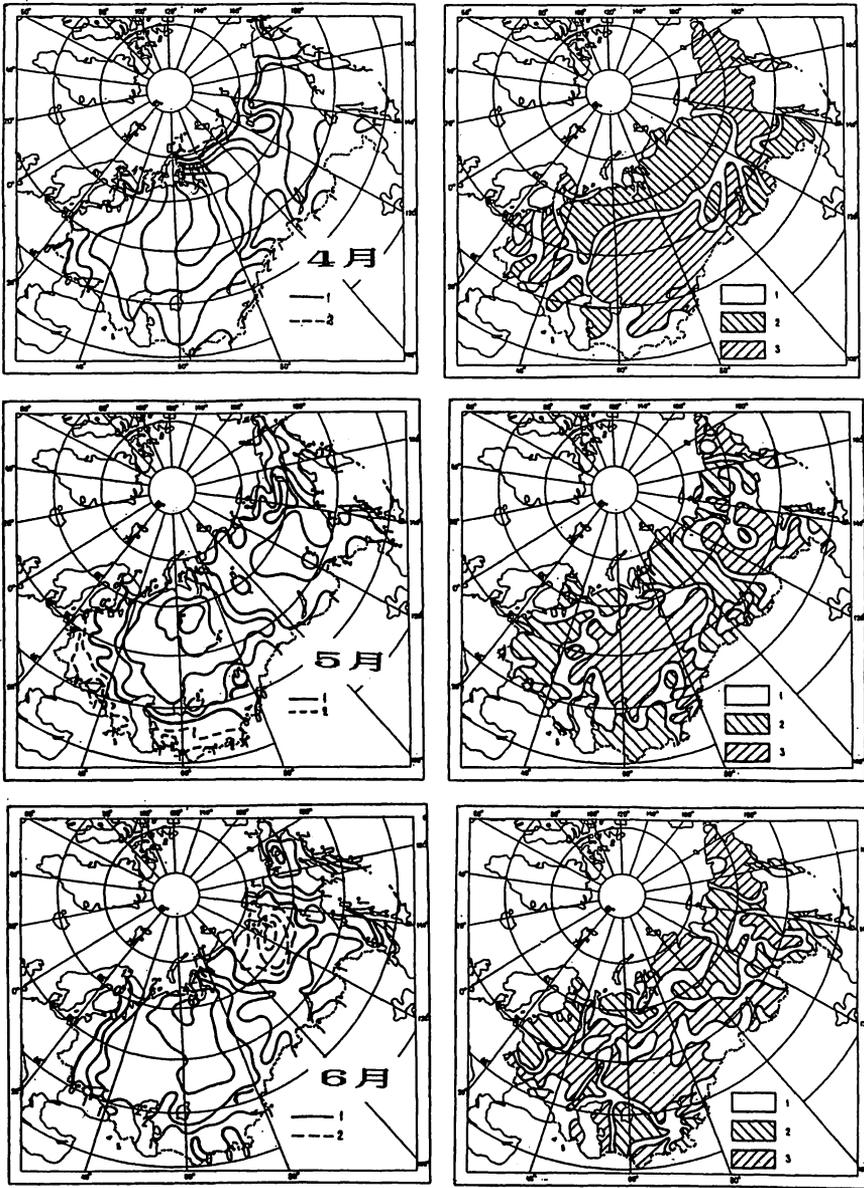


図3-5 1991年4月から6月の月平均気温偏差図(左)と月平均降水量偏差図(右)。
図1と図2の説明に同じ。

編集後記

今年も長期予報をめぐる話題が豊富になりそうです。

昨年、5年ぶりにエルニーニョが発生し、アメリカのテキサス州の大雨やアフリカ南東部のジンバブエの干ばつなど、世界の天候に大きな影響が出始めています。今回のエルニーニョの発達期にあたる夏から秋にも、インドネシアやオーストラリア東部は干ばつになりました。日本は、10月18日発表の寒候期予報通り暖冬になりましたが、日本の冬の天候については、最近注目されている10年スケールの気候変動の役割も大きいのではないかとされており、単準にエルニーニョのせいというわけにはいかないでしょう。エルニーニョが夏まで続くかどうかが注目されます。

一方、昨年6月に大噴火したピナトゥポ火山の影響で、色鮮やかな夕焼けが続いています。ハンセン博士らは、昨年後半の全球平均気温に下降傾向が現れていることを示し、ピナトゥポ火山によって成層圏に大量に注入されたエアロゾルとの関連を指摘しました。気温にも影響が出始めたということでしょうか。

さて今回は、昨年10月1日に気象庁で行われた、月例会「長期予報と大気大循環」で発表された論文を特集しました。最新の研究成果が報告されており、興味深く読んでいただけるものと思います。「天気」にも簡単な報告が掲載されますので、あわせてご覧下さい。

ご存じのように、「グロースベッター」は、皆様のご投稿によって成り立っている長期予報の研究誌です。長期予報に関するものなら何でも結構ですので、下記まで気楽に原稿をお送り下さい。

〒100 東京都千代田区大手町1-3-4 気象庁長期予報課内 LFグループ事務局
ワープロで原稿を作成される場合には、A4の用紙に縦置き横書きで、1行44字、1ページ33行で作成していただくと、編集作業が楽になって助かります。 (露木)

グロースベッター第30巻第1号の訂正

P. 18 図5の説明： 左例 ⇨ 左列

P. 53 下から1行目と2行目： 隈 建一 ⇨ 隈 健一

P. 54 1行目： 平成元年度 ⇨ 平成2年度

平成3年度グロースベッター役員

(筑波大学) 安成 哲三 (気象研究所) 佐藤 康雄
(長期予報課) 工藤 達也, 湯田 憲一, 小沢 芳郎, 露木 義 (庶務担当),
林 久美, 前田 修平, 石原 洋, 小島 直美 (会計担当)