長期予報研究

グロースベッター

第 33 巻　第 2 号

月例会「長期予報と大気大循環」報告

（テーマ：ブロッキング現象）

ブロッキングの局所非線形共鳴理論 …… 木本　昌秀，伊藤　久徳 …… 1
モドンのお話 …… 金久　博忠 …… 9
ブロッキングの事例解析（1989 年 2 月）…… 前田　修平 …… 20
ポテンシャル関数を用いた大気ブロッキングの診断 …… 佐藤　康雄 …… 34
成層圏突然昇温とブロッキング …… 小寺　邦彦，千葉　長 …… 46
1994 年 7 月の事例解析 …… 高野　清治 …… 52

トピックス

アメリカ気象局の 1 年予報（『Science』記事から） …… 59
気象庁の梅雨入り・明けの業務の見直しについて …… 61

1995 年 3 月

L. F. グループ

ブロッキングの局所非線型共鳴理論

木本　昌秀*・伊藤久徳**

1．はじめに

高層気象観測の黎明期より50年近くを経た今日でも，ブロッキング現象の力学に対するわれわれの理解は未だ不十分である。いうまでもなくブロッキング現象は，ジェット気流とその上に乗った高低気圧の経路が気候平均場から大きくずれること，かつそのような場が長続きすることから，長期予報にとってもっとも重要な現象の一つである。

本稿は，1994年9月22日，ブロッキング現象をテーマに行われた気象学会月例会「長期予報と大気大循環」において著者の一人（木本）が行った講演の内容に基づくものであるが，理論についてはすでに木本（1993；気象研究ノート第179号）にまとめておいたので，簡潔な記述にとどめ，主として著者らが行っている数値実験の結果を紹介することとしたい。

2．局所非線型共鳴理論－簡単なレビュー

本節では観測されるブロッキングの準定常性，持続性，局所性などを説明するのに好適と思われる見方（理論）の一つを簡単に紹介する。

Pierrehumbert and Mulguzzi（1984；以下PM）は，「強制・散逸のない非粘性の方程式が非線型・有限振幅の定常解をもつとき，より現実的に弱い強制・散逸を付加してもこの有限振幅定常解とあまり変わらない定常解が存在する」ことを示した。有限振幅解が小さい強制に対して共鳴的にエキサイトされる，と考えてよい。ここで，非線型・有限振幅の定常解は自由モード（free mode）と呼ばれ，局在化した南北双極子形の流線をもつ「モドン」解（McWilliams, 1980；金久，1995）などを念頭に置いている。強制として，赤道と極との加熱差や大規模山岳の効果，ジェット気流上を走る高低気圧等の非定常波からの熱や運動量の輸送の集団効果（～ある程度時間平均されたもの）などを考えている。散逸は渦粘性・拡散などである。モドンのような解は，非粘性の仮定ゆえに現実への適用に概念的困難さが伴うが，強制散逸が小さい限り，それらを含むより現実的な方程式系の定常解でありうる，と主張するものである。PMは自由モードに似た解が存在するための条件は，閉じた流線上で強制と散逸項がバランスしていることが必要であることを示しているが，これはそれほど強い拘束ではない。

また，PMは，有限振幅の自由モードに近い解の存在を可能にさせる同じ強制散逸のもとで，も

＊東京大学気候システム研究センター
＊＊和歌山大学教育学部

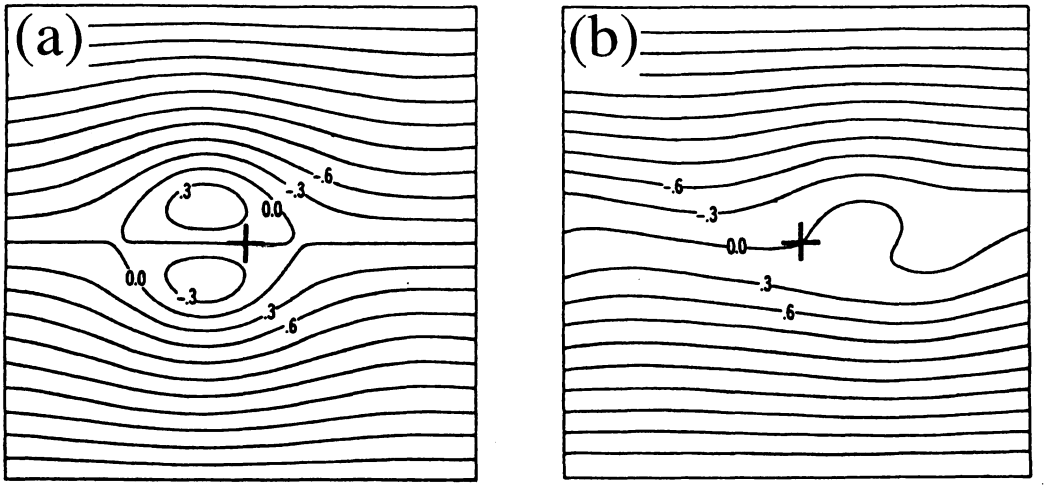


図1．Pierrehumbert and Mulguzzi (1984) の得た局所多重解。(a) 自由モードに近い高振幅解。(b) 低振幅解。

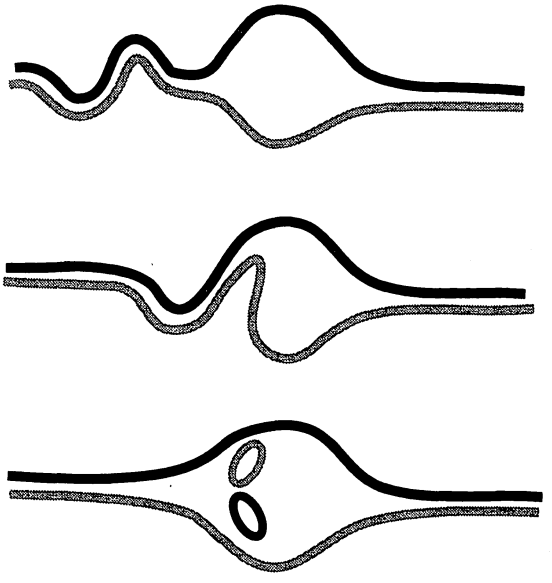


図2．ブロッキングに西から突入する傾圧波が，分流点付近で南北に変型をうけるようす。二本の線で寒気と暖気の境界（＝ジェットの位置）を示す。傾圧波が砕波することによって，もともと南側にあった暖かい空気塊は北側のブロッキング高気圧域に注入されて高気圧を強め，もとは北側にあった冷たい空気塊はブロック南側の寒冷低気圧に吸収される。

う一つ，帯状流に微少振幅の波成分が乗っただけの準線型定常解も存在する，つまり多重平衡が可能であることを示している（図1）。

さて，準地衡系においては，非粘性有限振幅解＝自由モードは，流線関数とポテンシャル渦度の間に関数関係が成り立っている（金久，1995）。モドン解においてはこの関数関係は線型であるが，モドンの内と外で異なった傾きを持つ。観測されたブロッキングにおいてもこれに似た関係が見られるという報告がある（Butchart et al., 1989；楠，1993）。

またこの関数関係の傾きは，いわゆるロスビー波伝播の屈折率（refractive index）に負号をつけたものになっており，ポテンシャル関数と呼ばれることがある（Butchart et al., 1989）。この関数の負の領域では波が伝播できるが，正のところではできない。ブロッキングを，鉛直・水平的にポテンシャル関数の正の領域で囲まれたダクト中に捕捉されて局在化したロスビー波，と解釈することができる。観測データからこの

ようなダクトの存在を実証する試みがある（主として鉛直断面のポテンシャル関数の分布を扱っている；Malanotte-Rizzoli and Hancock, 1987；佐藤，1995）が，ポテンシャル関数は微分が多く，良質のデータが要求されることに加え，ブロッキングと一般場の分離も困難であるため証拠をつかむのは容易ではない。

ブロッキング時には，上流（西）から流れてきた高低気圧波がジェットの分流域で東進を阻まれ，変形を受けたのち衰弱する。このとき，高低気圧擾乱は単に受動的に大規模場の影響を受けるだけでなく，逆にそのエネルギーをブロックに与え分流を強める正のフィードバック効果を持つ（eddy straining)。図2には高低気圧波のこのような効果を模式的に描いてある。PMの理論では強制項は必ずしも大規模場の関数でなくともよいのであるが，実際のブロッキングでは，発達と共に高低気圧波からの強制をますます自分に好都合になるように変えてゆくわけである。

3．簡単な数値モデルにおけるブロッキング

ここでは，地球上の非線型数値モデルによってブロッキングをシミュレートし，そのメカニズムを2節の理論に照らして考察する。用いたモデルは発散風の効果を含む準地衡風モデル（いわゆる線型バランス・モデル；「線型バランス」とは，発散風成分の診断方程式を線型としたことを指すもので，モデル自体は移流による非線型性をフルに評価する）である。鉛直には2層，水平にはスペクトル展開したT21の解像度を持ち，北半球のみを対象とする。モデルは，経度について一様な放射平衡温度に緩和させる形の過熱によって駆動される。地表での熱のやりとりはないが，大規

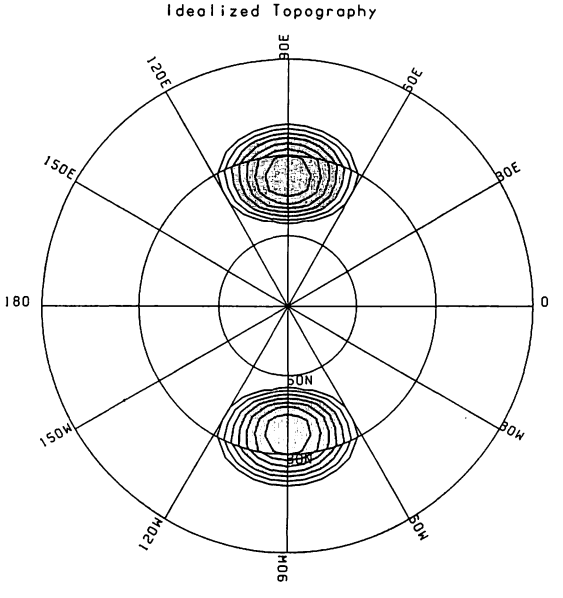


図3．モデルで用いられた，理想化した地形。等高度線間隔は500mごと。1,000m以上の領域に陰影。

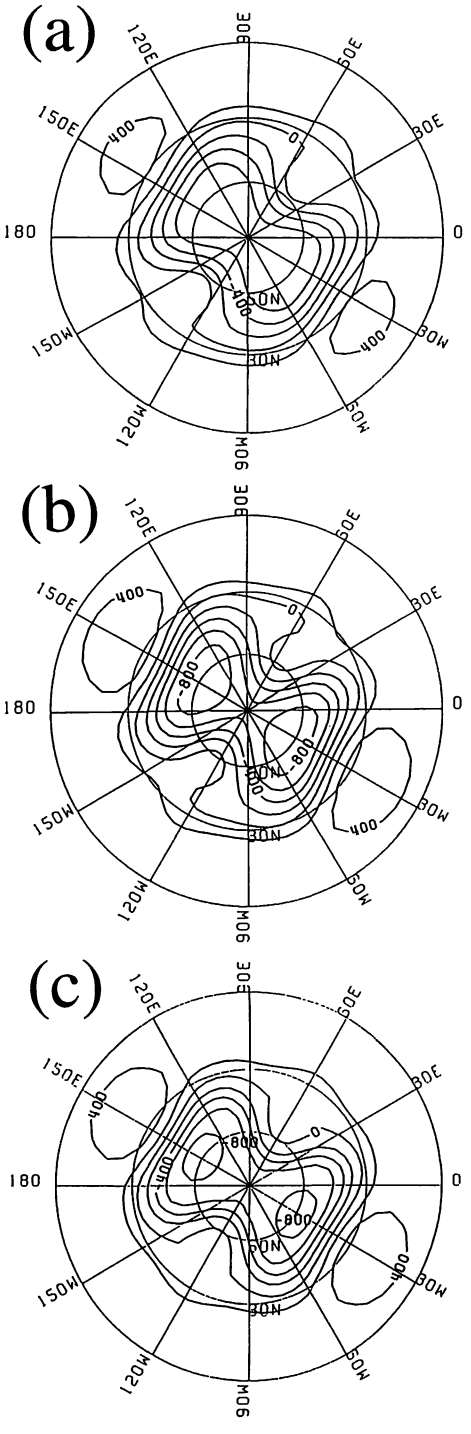


図4．（a）図3の地形のもとで1,000日間の時間積分中に現れた77日間のブロッキングの平均図。（b）図（a）を初期推定値として得られたモデル方程式の「準」定常解。（c）図（b）を初期推定値として得られた「準」自由モード。いずれの図もモデル上層（＝400hPa）の高度場を示す。等高度線間隔は200m。

模山岳の効果は含まれている。傾圧不安定波ももちろん表現できる。

考察を簡単にするため，まず，ヒマラヤを模した孤峰を経度180度間隔に置き，経度方向に180度の周期性を仮定した場合を考える。用いた地形を図3に示す。図4aはモデルの長時間積分中で現れるブロッキングの平均図（1000日積分のうち77日；以下で「平均ブロック場」と呼ぶ）である。

この場合，ブロッキングは分流の大きさにもとづく簡単な形態的定義によって判定した。経度方向の対称性があるため，図の右半球と左半球で必ずペアになってブロッキングが現れる。

さて，図4aの場を初期推定値として，モデルの方程式で時間変化項をすべてゼロとおいた非線型方程式の解，すなわち定常解を求めると図4bが得られた。モデルは時間積分中に現れるブロッキングパターンに非常によく似た定常解を持っていることがわかる。正確にいうと，図4bの場の時間変化項は厳密にゼロではないが，その大きさはモデル時間積分中の典型的な値より4桁ほど落ちる。本来「準」定常解と呼ぶべきであるが，簡単のため以後もただ定常解と呼ぶ。なお，初期推定値を時間積分中の日々のパターンとして定常解をもとめると，ブロッキングまたは帯状成分の卓越する数個の解のどれかに収束する。

さらに，図4bを初期推定値として，モデルから粘性項，非断熱加熱項，山岳を取り除いた方程式系の定常解，すなわち自由モードを求めると図4cが得られる。図4

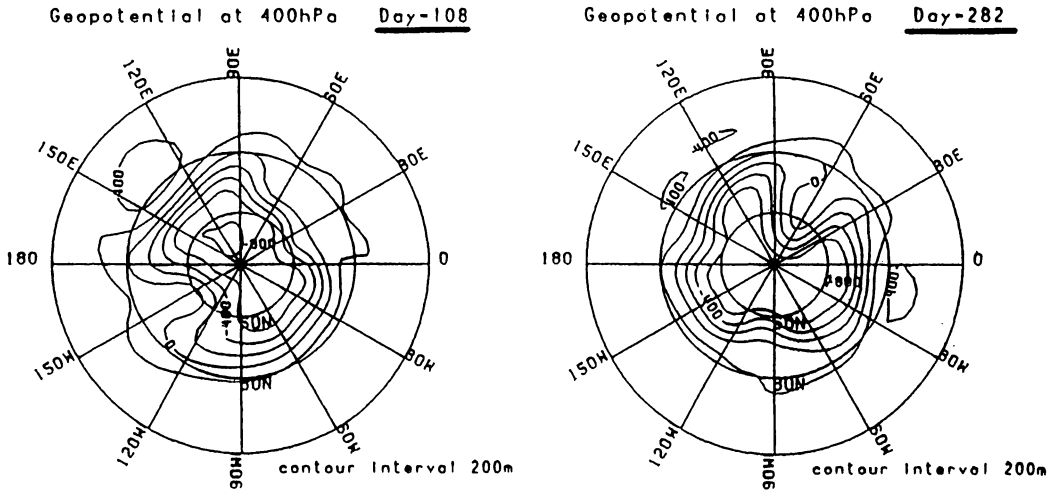
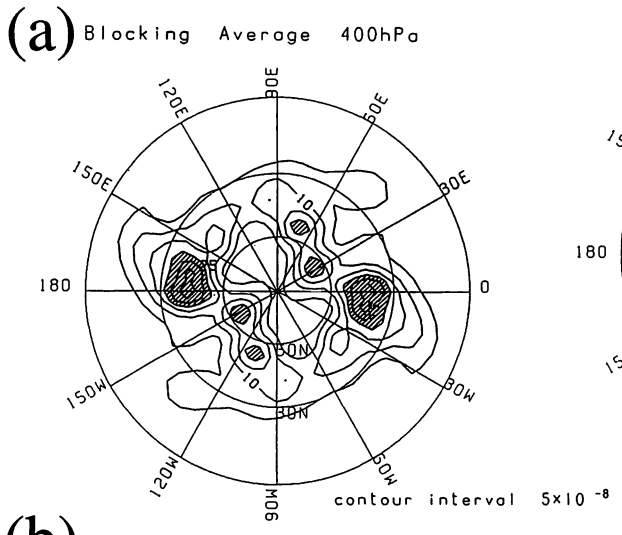


図5．図3の地形のもとで経度方向180度の周期性の仮定をはずして1,000日積分したときのブロッキングの例。400hPaの高度場。等高度線間隔は200m。

a，bと大きく変わらない。すなわち，このモデルのブロッキング型定常解のバランスは力学項のみによってほぼ達成されていることがわかる（このことは図4bで方程式の各項の大きさを評価することによってももちろん確かめられる）。

次に，図3の山はそのままにしておき，経度方向180度の周期性の仮定をはずして時間積分する。このときに現れるブロッキングの例が図5に示されている。前と異なり，図の右または左半球のどちらかでのみブロッキングが起きている。1000日の積分期間のうち片四半球でそれぞれ129，149日ずつのブロッキング日が見つかった。「ダブルブロック」はほとんど起こらない。この結果から，このモデルでのブロッキングは，波数2の惑星波の共鳴増幅のようなグローバルな過程でなく，せいぜい1／4半球程度の局所的な力学平衡によって達成されていることがわかる。

時間積分中に起こるブロッキング（図4a，図5）は形態的には定常解，自由モード（図4b，c）に類似しているが，現実と同様にブロッキングの期間中でも傾圧不安定波はジェット気流上を行き交っている。したがって，完全に定常状態が実現されているわけではない。図6にモデル上層（＝400hPa）での日々の時間変化率の大きさをプロットした。図6aがブロッキング期間（図4aに対応）図6bがその他の期間の平均である。まずブロッキング期の方が全般に時間変化率が小さい，とくに，ブロッキング高気圧付近はそうである。時間変化率の大きい領域はほぼジェットに沿っており，傾圧波の貢献が大きいと考えられるが，図6aでは，ブロッキング高気圧を大きく北へ迂回するパターンになっている。図6bではほぼ帯状である。また，図6aでは，西側のジェットの分流点付近から急に値が小さくなっていて，高低気圧波の阻塞が表現されている。ブロッキング期間について，各地点での流線関数の時間変化率（〜傾圧波に伴う変化傾向）とその地点での流線関数の平均ブロック場（図4a）からのずれとの共分散をとってプロットしたものが図7である。分



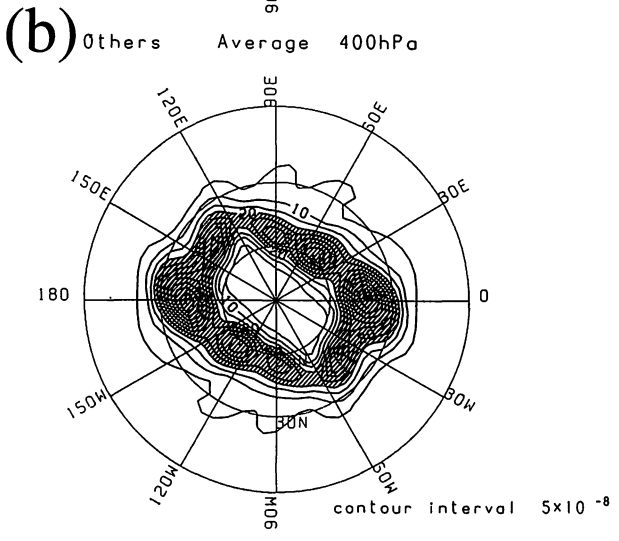


図6．モデル上層の流線関数の日々の時間変化率の大きさ（無次元）。（a）図4aのブロッキング期間の平均。（b）図4aの期間以外の平均。時間変化率の大きい領域に陰影。等値線間隔，陰影は両図とも同じ。

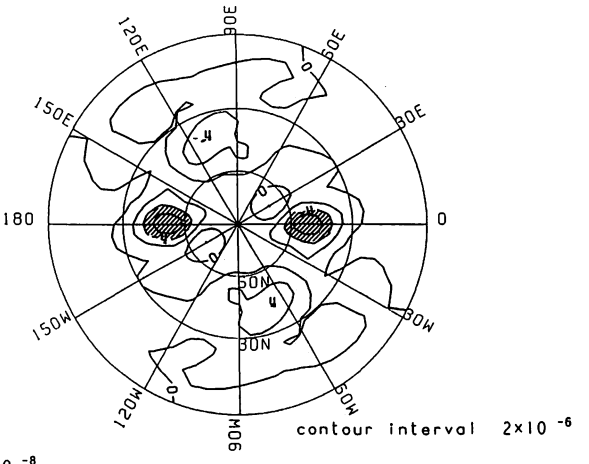


図7．図4aのブロッキング期間中の日々のモデル上層流線関数の時間変化率とそのときの平均ブロック場（図4a）から流線関数の差の共分散（無次元）。値が負で大きい領域に陰影。

流点付近の経度（0，180°）で，共分散が顕著な負になっている；すなわち，平均ブロック場からずれようとするのを戻す方向のフィードバックが働いていることがわかる。

最後に，モデルにヒマラヤ，ロッキーを含む現実的な北半球の地形を入れたときの長時間積分の結果を図8に示す。時間平均からの偏差場をEOF解析し，その第1，第2成分（図8a，b；両方で全分散の44.9%を説明する）で張られる位相面積（原点が時間平均場）上の日々の偏差場の散布の様子を確率密度の形で表した（図8c）。モデル中では観測と同様，北太平洋，シベリアにブロッキングが発生するが，相対頻度は南北の放射平衡温度差に依存する。図8は太平洋でもっとも頻度の高い場合に相当する。図8cには，北太平洋でブロッキングの起きた日をドットで表示してある。南北双極子型の偏差パターンをもつEOF第1成分に沿ったbimodality，すなわち帯状流とブロッキング間の多重平衡，が明瞭である。

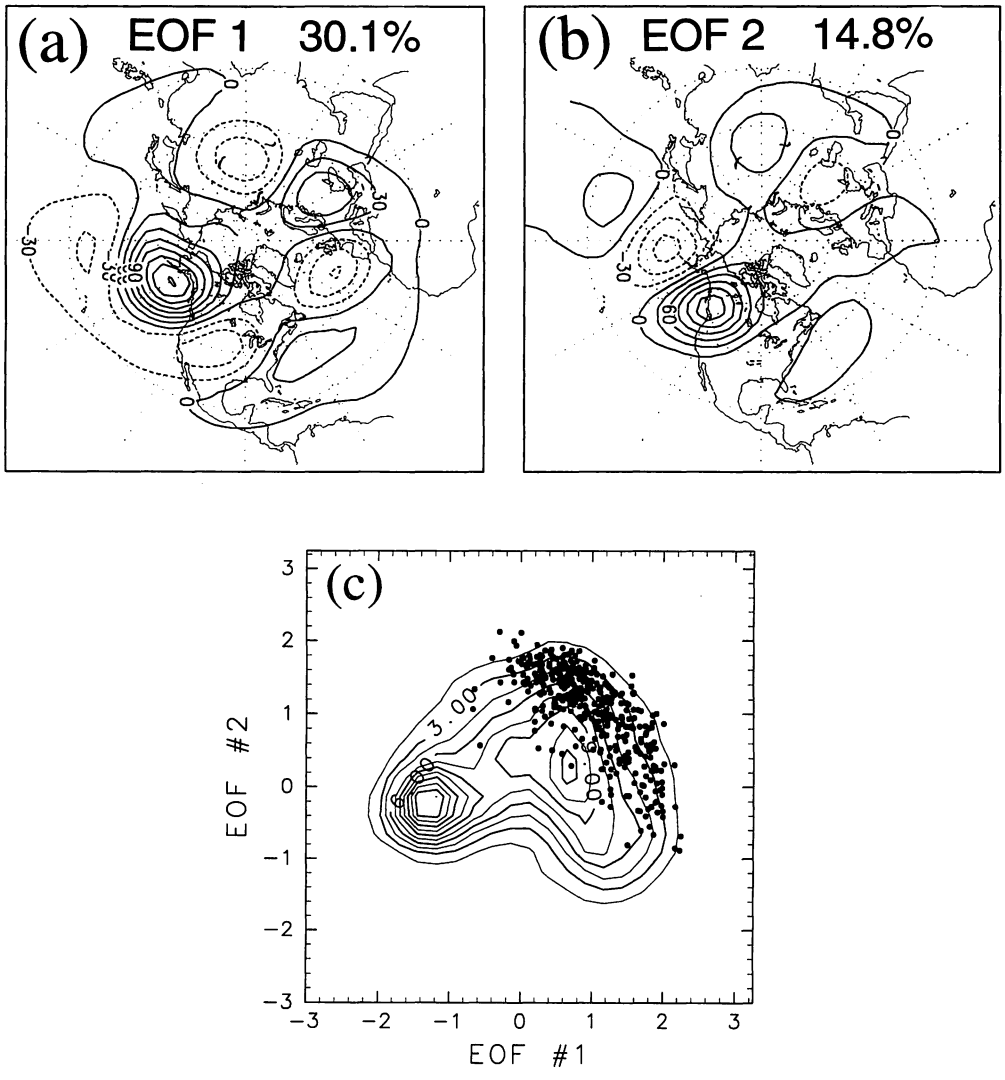


図8．モデルに現実的な地形を与えた1万日積分の400hPa高度場の経験的直交関数（EOF），（a）第1成分，（b）第2成分。等値線間隔は任意。（c）は（a），（b）で張られる平面に投影した日々の偏差場の散布を，積分の全期間について確率密度関数の等値線で表す。ドットは北太平洋でブロッキングが起こっていた日（及びその前後1日）395日のデータ散布を示す。

4. おわりに

ブロッキングの局所非線型共鳴理論と，メカニスティックモデルによるブロッキングのシミュレーション結果を紹介した。このモデルでのブロッキングは，もちろん，モドンなど知られている非線型解とは異なったものである。しかし，多くの面で理論を強くサポートするものであるといえる。

（参考文献）

Butchart, N., K. Haines, and J. C. Marshall, 1989 : A theoretical and diagnostic study of solitary waves and atmospheric blocking. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2063-2078.

金久博忠，1995：グロースベッター，本号.

木本昌秀，1993：ブロッキング現象.「気象とソリトンとモドン－気象現象中の孤立波（下）」，気象研究ノート第179号，319-367.

楠　昌司，1993：気象庁全球予報モデルによるモドン型ブロッキング：事例解析．日本気象学会1993年春季大会講演予稿集C209.

Malanotte-Rizzoli, P., and P. J. Hancock, 1987 : Coherent structures in a baroclinic atmosphere. Part Ⅳ : A comparison between theory and data. *J. Atmos. Sci.*, 44, 2506-2529.

McWilliams, J. C., 1980 : An application of equivalent modons to atmospheric blocking. *Dyn. Atmos. Oceans*, 5, 43-66.

Pierrehumbert, R. T., and P. Malguzzi, 1984 : Forced coherent structures and local multiple equilibria in a barotropic atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 41, 246-257.

佐藤康雄，1995：グロースベッター，本号.

モドンのお話

金久博忠*

第〇節　あらすじ

モドンは渦位方程式の定常解或は並進解の一つです。並進解はこれと共に移動する座標形に移れば定常解に成ります。故に定常解のみを考えます。また此処では等価順圧モデルのみを考えます。

定常解では渦位 q は流線関数 ϕ の関数に成ります。即ち $q = F[\phi]$。全領域で此の関数形 $F[\phi]$ が同一であれば解は全領域に広がった波動に成ります。此の解はロスビイ波と呼ばれています。

全領域を閉じた境界線 Γ で内部領域と外部領域に分けます。領域毎に異なった関数形 $F[\phi]$ を指定します。そして境界線 Γ 上で流線関数 ϕ を滑らかに繋ぎ合わせた解を作ります。各関数形 $F[\phi]$ をうまく選べば内部領域に顕著に波動の存在する解を作る事ができます。此の解はモドンと呼ばれています。

流線関数 ϕ は境界線 Γ 上で滑らかに繋がらねばなりません。此の境界条件の故に関数形 $F[\phi]$ を任意に選ぶ事はできません。関数形 $F[\phi]$ は基本場 Ψ の形や境界線 Γ の形に依存します。

基本場 ϕ が一様帯状流かつ境界線 Γ が円形かつ内外の関数形 $F[\phi]$ が共に線形の時には解析解が存在します。此の解はプロトタイプのモドンと呼ばれています。

関数 $F[\phi]$ の形と基本場 Ψ の形と境界線 Γ の形の間の関係を一般的に解析的に調べるのは極めて困難です。しかしプロトタイプのモドンからのずれが僅かの場合には近似計算を行う事ができます。

即ち基本場 Ψ のシアが小さく境界線 Γ が円形に近く関数 $F[\phi]$ の非線形項が小さい場合には基本場 Ψ と境界線 Γ と関数 $F[\phi]$ の関係を調べる事ができます。結果は以下の様に成ます。

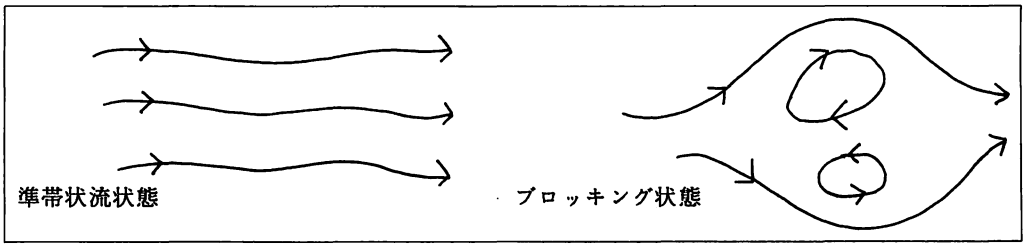
基本場 Ψ が一様帯状で境界線 Γ が楕円形の場合には関数 $F[\phi]$ は3次の非線形関数と成ります。境界線 Γ が東西に伸びている時と南北に伸びている時では非線形項の各項の係数の符号が異なります。

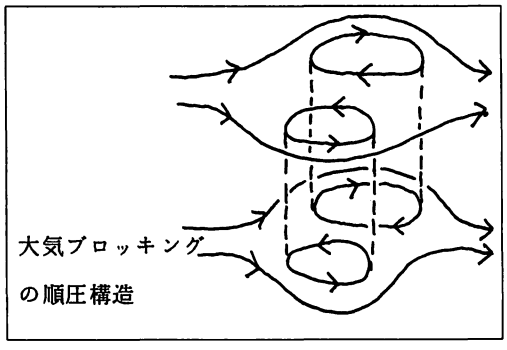
境界線 Γ が円形で基本場 Ψ が線形型シアを持つ場合には関数 $F[\phi]$ は2次の非線形関数と成ります。また基本場 Ψ が放物型シアを持つ場合には関数 $F[\phi]$ は3次の非線形関数と成ります。シアの向きが逆に成れば非線形項の各項の係数の符号も逆に成ります。

第1節　大気ブロッキング現象

偏西風の蛇行により北の高気圧と南の低気圧から成る双極渦の形成される事があります。典型的な大気ブロッキングとは偏西風の流れの中に局在する此の双極渦構造によって特徴付けられる現象

＊気象研究所　予報研究部

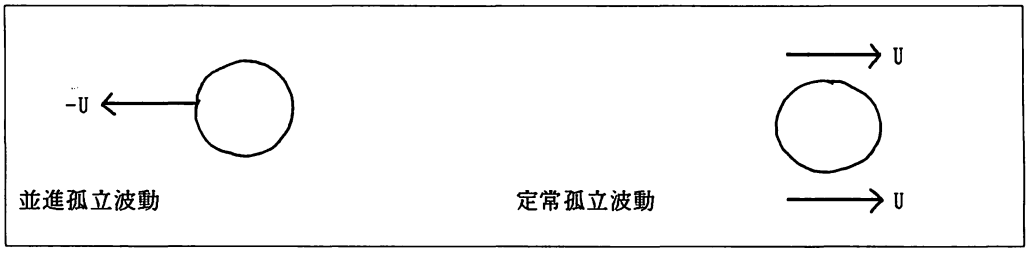




です。此の双極渦は一所に停滞する場合もあれば東西方向へ僅かに並進する場合もあります。此の双極渦の時間規模に就いて言うと一旦形成されると数週間も持続する事が多く準定常的現象と言えます。空間規模に就いて言うと日本列島がすっぽり入ってしまう程の広がりを持っており大規模現象に属します。鉛直構造に就いて言うと最下層を除いて対流圏を通じてどの高度でも見られる事が多く順圧構造（鉛直方向にほぼ一様な構造をしています。）

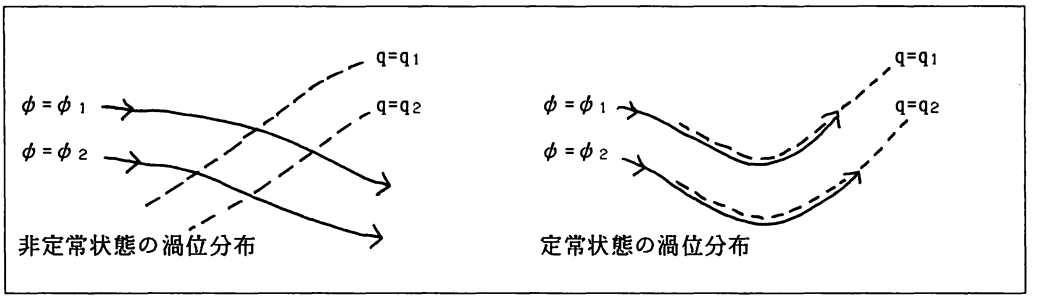
第2節　数学的模型

先ず大気ブロッキングは順圧的構造の大規模現象です。従ってβ平面上（或は回転球面上）の順圧的（二次元的）運動として記述するのが適当です。順圧的運動を扱うのに此処では浅水方程式を採ります。此の時圧力場は速度場とほぼ均衡しており準地衡風近似が成り立っています。流体の渦的運動の活動性は渦位qと呼ばれる物理量によって記述されます。渦位qは保存量ですが此の事の数学的表現は渦位方程式と呼ばれています。次に大気ブロッキングは準定常的現象です。従って渦位方程式の定常解（或は並進解）を探す事になります。大気ブロッキングは偏西風中の孤立双極渦ですから孤立波動解を捜します。基本場の中を東西速度－Uで並進する孤立波動は此れと共に動く座標に移れば新たな基本場（元の基本場プラス一様流U）の中の定常波動と成ります。



第3節　定常状態

定常状態では流体は流線に沿って流れます。流線は流線関数ϕの等値線として定められます。今仮に渦位qの分布が流線に沿って一様でないとします。此の時流れによって渦位qの分布が変化し定常では無い事に成ります。故に定常解では流線に沿って渦位qの分布は一様と成ります。



流線が流線関数ϕの等値線ですから此の事より渦位qは流線関数ϕを通じてのみ位置（x，y）の関数となります。

$$q = F[\phi] \text{ 即ち } q(x, y) = F[\phi(x, y)], \qquad (3-1)$$

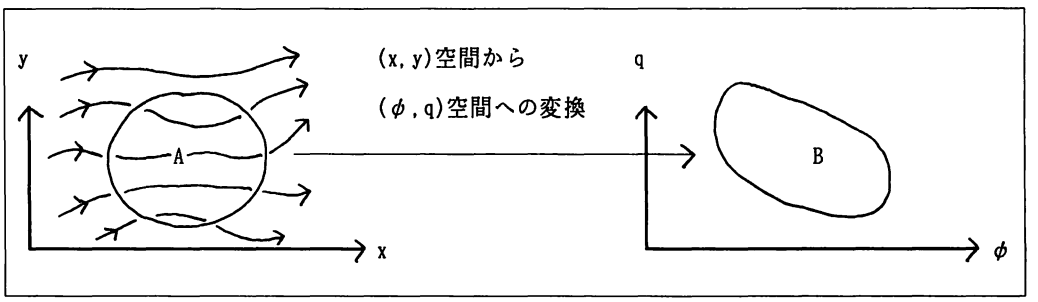
但し此処でx及びyは各々東西および南北座標を表します。渦位方程式は

$$\partial q / \partial t + J(\phi, q) = 0 \qquad (3-2)$$

と表現されます。但しtは時間を表しJ（　，　）はヤコビアン

$$J(\phi, q) = (\partial \phi / \partial x)(\partial q / \partial y) - (\partial q / \partial x)(\partial \phi / \partial y) \qquad (3-3)$$

を表します。（x，y）空間の或る領域をAとします。（ϕ，q）空間の対応する領域をBとします。



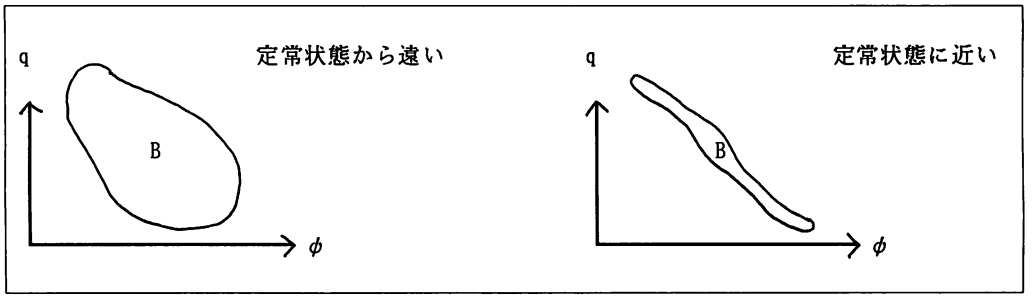
（ϕ, q）空間の領域Bの面積は（x, y）空間の領域Aでのϕとqのヤコビアンの面積積分に成ります。

$$\text{Bの面積} = \iint_B d\phi dq = \iint_A dxdq\,\partial(\phi, q)/\partial(x, y) = \iint_A dxdyJ(\phi, q). \qquad (3-4)$$

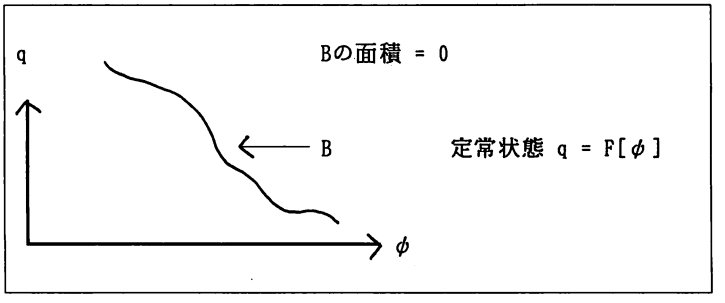
渦位方程式（2－2）より$J(\phi, q) = -J(q, \phi) = \partial q/\partial t$ですから（$\phi$, q）空間の領域Bの面積は（x, y）空間の領域Aでの渦位積分の時間変化に成ります。

$$\text{Bの面積} = \iint_B d\phi dq = (d/dt) \iint_A dxdyq \qquad (3-5)$$

即ち（ϕ, q）空間の領域Bの面積が（x, y）空間の領域Aの定常状態からの隔たりを測る尺度に成ります。

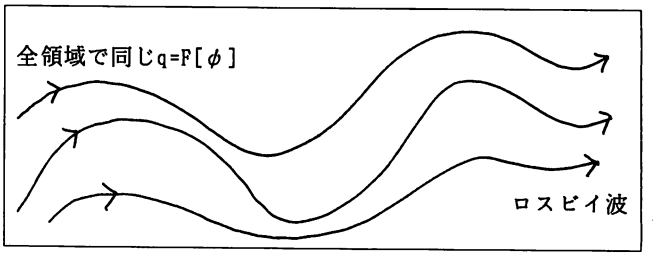


特に定常状態では（ϕ, q）空間の面積は零に成ります。従ってqはϕの関数と成り（3－1）が再現されます。

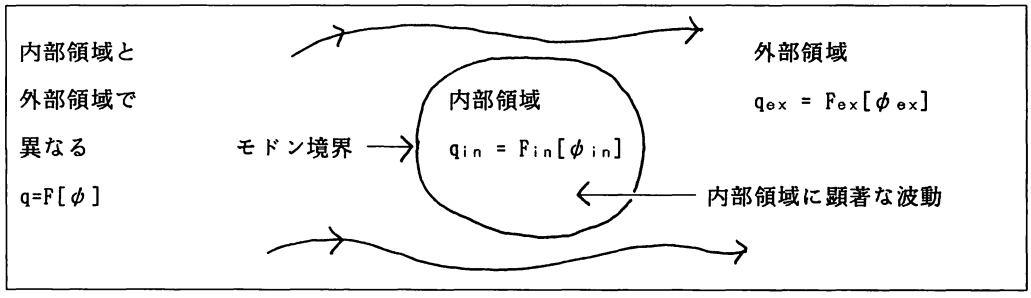


第4節　モドンの一般論

q＝F[ϕ]の関数形が全領域で同じであれば解は或る特定の領域に局在した孤立波動には成らず全領域に広がった波動となります。此の解はロスビイ波と呼ばれています。いま全領土を閉じた境界線Γで内部



領域と外部領域の二つに分割します。内部領域と外部領域で $q=F[\phi]$ に異なった関数形を選びます。これらの関数形をうまく選べば内部領域に顕著に渦が局在する孤立波動解を作る事ができます。



此の様にして作られた定常孤立波動解をモドンと言います。境界線Γをモドン境界と言います。$q=[\phi]$ の関数形は任意に選ぶ事はできません。これは基本場Ψやモドン境界Γの形に依存します。内部領域から十分遠方では状態は基本場Ψに近づきます。従って外部領域の $q=F[\phi]$ の関数形 F_{ex} は

$$Q(y)=F_{ex}[\Psi(y)] \qquad (4-1)$$

を満たさねばなりません。但し $\phi(y)$ および $Q(y)$ は基本場の流線関数および渦位を表します。これより与えられた基本場Ψに対して外部領域の関数形 F_{ex} は

$$q_{ex}=F_{ex}[\phi_{ex}]=Q(\Psi^{-1}(\phi_{ex})) \qquad (4-2)$$

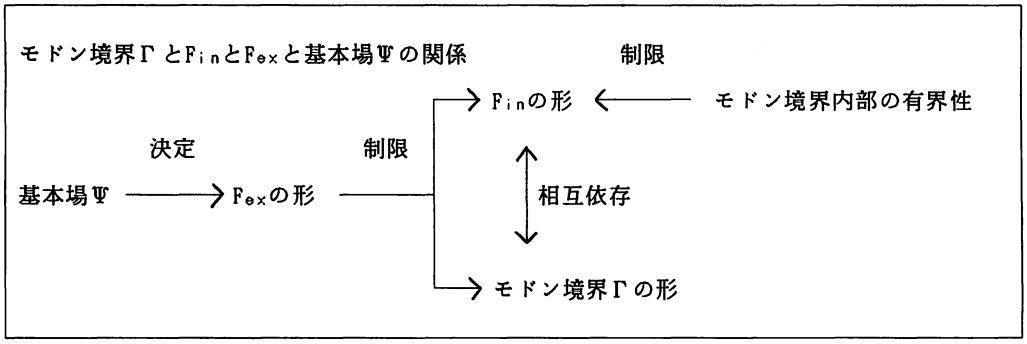
と決定されます。モドン境界Γは一つの流線に成ります。内部領域の $q=F[\phi]$ の関数形 F_{in} はモドン境界Γに於いて速度場が連続となる様に選ばねばなりません。

$$\text{モドン境界}\Gamma\text{で}\ \phi_{in}=\phi_{ex}=\text{一定}\equiv 0 \quad \text{且つ} \quad \nabla\phi_{in}=\nabla\phi_{ex} \qquad (4-3)$$

更に渦位の連続性を要求すれば F_{in} は次の条件を満たさねばなりません。

$$\text{モドン境界}\Gamma\text{で}\ F_{in}[\phi_{in}]=F_{ex}[\phi_{ex}] \quad \text{即ち} \quad F_{in}[0]=F_{ex}[0] \qquad (4-4)$$

従ってモドン境界とΓの形と F_{in} の形は独立ではなく相互に依存します。更に F_{ex} の形（従って基本場Ψの形）に依存します。



第5節　プロトタイプのモドン

基本場Ψが一様流（即ち静止流体中を西進するモドン）

$$\Psi(y) = -Uy, \quad Q(y) = (\triangle - \lambda^2)\,\Psi(y) + (\beta - \lambda^2 U)y = \beta y \qquad (5-1)$$

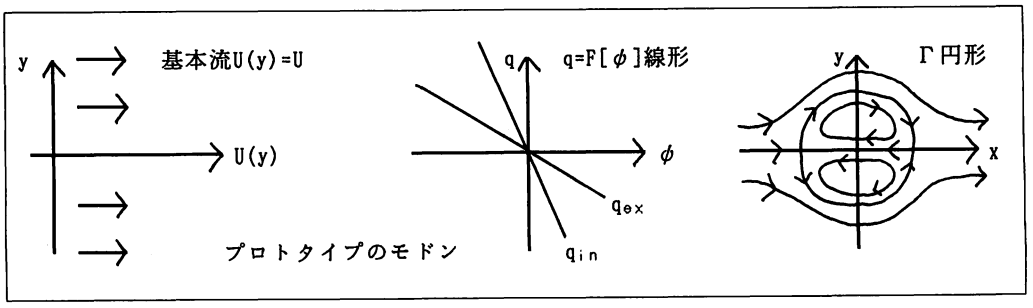
の場合には（4－2）より外部領域での F_{ex} は次の線形関数と成ります。

$$q_{ex} = F_{ex}[\phi_{ex}] = -(\lambda^2 - p^2)\,\phi_{ex} \qquad (5-2)$$

但し△はラプラシアンであり $p^2 = \lambda^2 - (\beta/U)$ であり λ は系の基本構造によって指定される定数です。これに加えて内部領域の F_{in} も線形関数で且つモドン境界Γが円形

$$q_{in} = -(\lambda^2 + k^2)\,\phi_{in}, \qquad \Gamma = \{(x, y) : x^2 + y^2 = a^2\}, \qquad (5-3,\ 4)$$

更に $\beta/U < \lambda^2$ の時には解析解が存在します。k および a は各々モドン波数及びモドン半径と呼ばれる定数です。ka の値は境界条件から定まります。此の解はプロトタイプのモドンと呼ばれています。



第6節　シアを持つ基本場の中のモドン

基本場Ψが弱いシアを持つ場合，即ち

$$\Psi(y) = -Uy + \varepsilon\Phi(y), \quad 0 < \varepsilon \ll 1 \qquad (6-1)$$

の場合には外部領域での F_{ex} の関数形は（4－2）より次の弱非線形関数と成ります。

$$q_{ex} = F_{ex}[\phi_{ex}] = -(\lambda^2 - p^2)\phi_{ex} + \varepsilon N_{ex}[\phi_{ex}]$$

$$\text{但し}\quad N_{ex}[\phi_{ex}] = \Phi''(-\phi_{ex}/U) - p^2\Phi(-\phi_{ex}/U) \qquad (6-2)$$

これは $\varepsilon = 0$ の時にプロトタイプのモドンの関数形（5－2）に一致します。内部領域での F_{in} の関数形は（5－3）より次の弱非線形の形に仮定できます。

$$q_{in} = F_{in}[\phi_{in}] = -(\lambda^2 + k^2)\phi_{in} + \varepsilon N_{in}[\phi_{in}] \qquad (6-3)$$

円形のモドン境界（5－4）を仮定すれば，境界条件（4－3，4）より N_{in} は次の条件式を満たさねばなりません。

$$\iint_{r<a} r\,dr\,d\theta\, N_{in}[\phi^{(0)}]\ \{J_n(kr)/J_n(ka)\}\cos n\theta$$

$$= -\iint_{r>a} r\,dr\,d\theta\, N_{ex}[\phi^{(\theta)}]\ \{K_n(pr)/K_n(pa)\}\cos n\theta, \quad n = 0,\ 1,\ 2\cdots, \qquad (6-4)$$

$$N_{in}[0] = N_{ex}[0] \qquad (6-5)$$

但し $\phi^{(0)}$ はプロトタイプのモドンです。基本ばΨが線形シアを持つ場合，即ち

$$\Phi(y) = -Sy^2/2 + c \qquad (6-6)$$

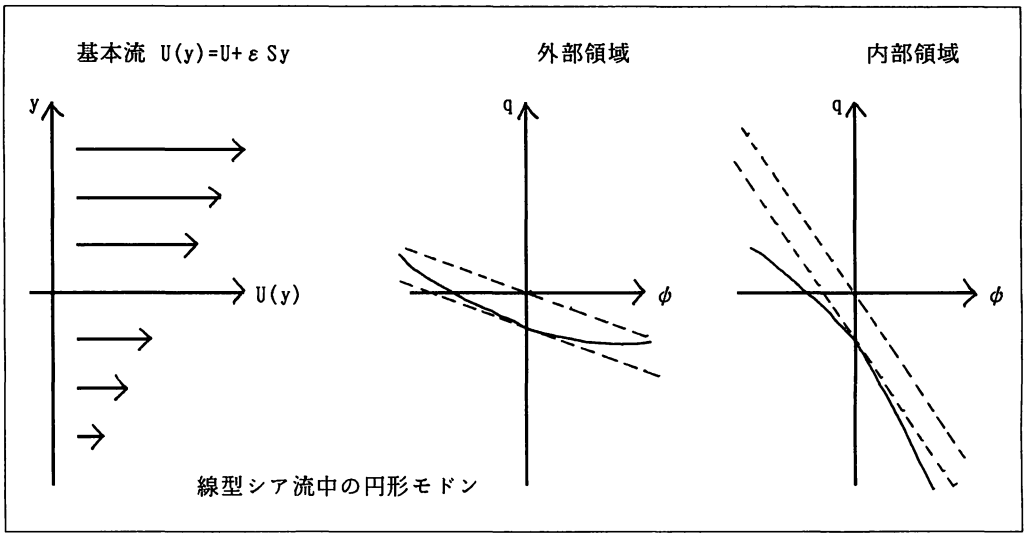
の場合には外部領域の（6－2）は次の2次関数に成ります。

$$q_{ex} = F_{in}[\phi_{ex}] = (\lambda^2 - p^2)\phi_{ex} + \varepsilon\{(Sp^2/2U^2)\phi_{ex}^2 - (S + p^2C)\} \qquad (6-7)$$

内部領域の（６－３）は条件式（６－４，５）と（６－７）より次の２次関数に成ります。

$$q_{in}=F_{in}[\phi_{in}]=(\lambda^2+k^2)\phi_{in}+\varepsilon\{\alpha\phi_{in}^2-(S+p^2C)\} \qquad (6-8)$$

定数αはｓと異符号で（ｓ＋ｐ²ｃ）はｓと同符号と成ります。



基本場Ψが弱い放物型シアを持つ場合，即ち

$$\Phi(y)=-Sy^3/3-(2S/p^2)y+C \qquad (6-9)$$

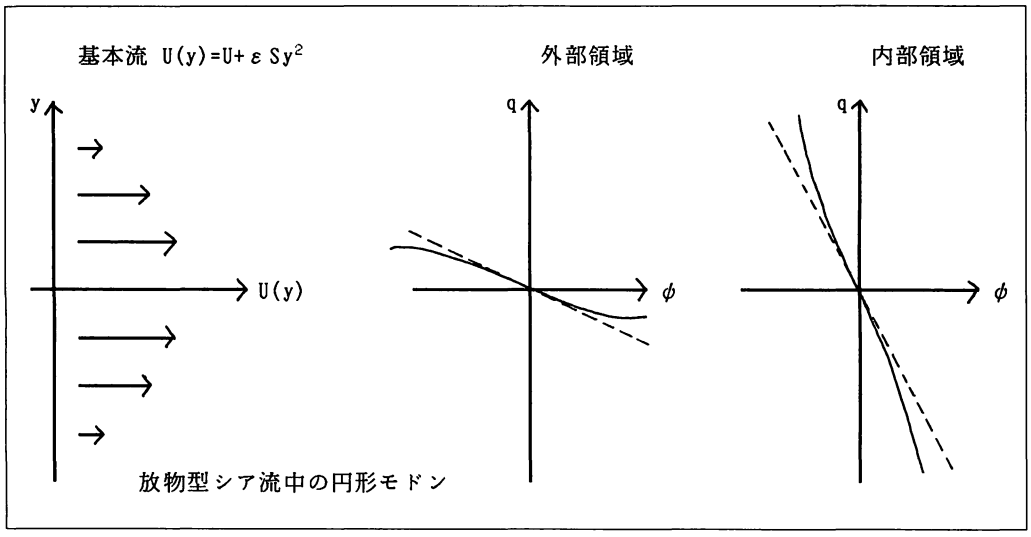
の場合には外部領域の（６－２）は次の３次関数と成ります。

$$q_{ex}=F_{ex}[\phi_{ex}]=-(\lambda^2-p^2)\phi_{ex}+\varepsilon\{-(Sp^2/3U^3)\phi_{ex}^3-p^2C\} \qquad (6-10)$$

内部領域の（６－３）は条件式（６－４，５）と（６－10）より次の３次関数に成ります。

$$q_{in}=F_{in}[\phi_{in}]=-(\lambda^2+k^2)\phi_{in}+\varepsilon\{\alpha\phi_{in}^3\gamma\phi_{in}-p^2C\} \qquad (6-11)$$

定数αおよびγはｓと同符号でありｃ＝０と成ります。



第７節　非円形の境界を持つモドン

モドン境界Γが円形 r ＝ a から僅かにずれている場合を考えます。

$$\Gamma=\{(r,\theta):r=a+\varepsilon E(\theta)\},\quad 0<\varepsilon\ll 1. \qquad (7-1)$$

但し角度θは北から時計回りに計ります。ε＝０の時にはモドン境界は円形と成ります。外部領域でのF_{ex}の関数形は（４－２）により基本場Ψで決まりモドン境界Γの形には依存しません。従って基本場が一様流Ψ（ｙ）＝－Uy の時には任意のモドン境界Γの形に対してはF_{ex}はプロトタイプのモドンと同様に次の線形関数と成ります。

$$q_{ex}=F_{ex}[\phi_{ex}]=-(\lambda^2-p^2)\phi_{ex} \qquad (7-2)$$

ε＝０の時にはプロトタイプのモドンですから内部領域でのF_{in}の関数形は（５－３）より次の非弱線形の形に仮定できます。

$$q_{in}=-(\lambda^2+k^2)q_{in}+\varepsilon N_{in}[\phi_{in}] \qquad (7-3)$$

境界条件式（４－３，４）よりN_{in}は次の条件式で満たさねばなりません。

$$\{kaJ_n'(ka)/J_n(ka)-paK_n'(pa)/K_n(pa)\}\int d\theta\cos n\theta E(\theta)\partial\phi^{(\theta)}(a,\theta)/\partial r$$

$$=-\iint_{r<a} r\,dr\,d\theta\, N_{in}[\phi^{(\theta)}]\ \{J_n(kr)/J_n(ka)\}\cos n\theta,\quad n=0,\ 1,\ 2,\ \cdots \qquad (7-4)$$

$$N_{in}[0]=0 \qquad (7-5)$$

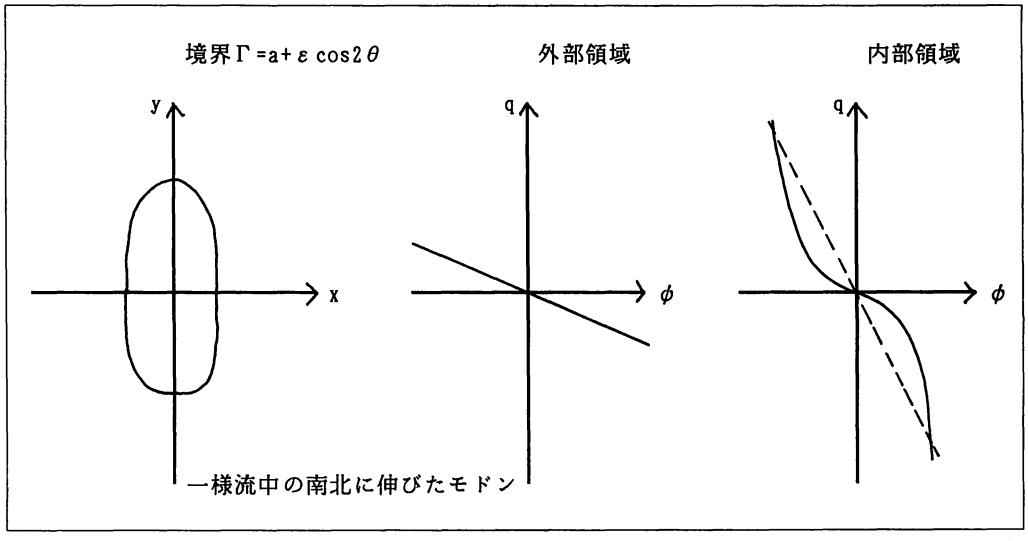
モドン境界が南北に伸びている場合即ち

$$E(\theta)=\cos 2\theta \qquad (7-6)$$

の場合には内部領域の（７－３）は次の３次関数に成ります。

$$q_{in}=-(\lambda^2+k^2)\ \phi_{in}+\varepsilon\{\alpha\phi_{in}+\gamma\phi_{in}^3\}. \qquad (7-7)$$

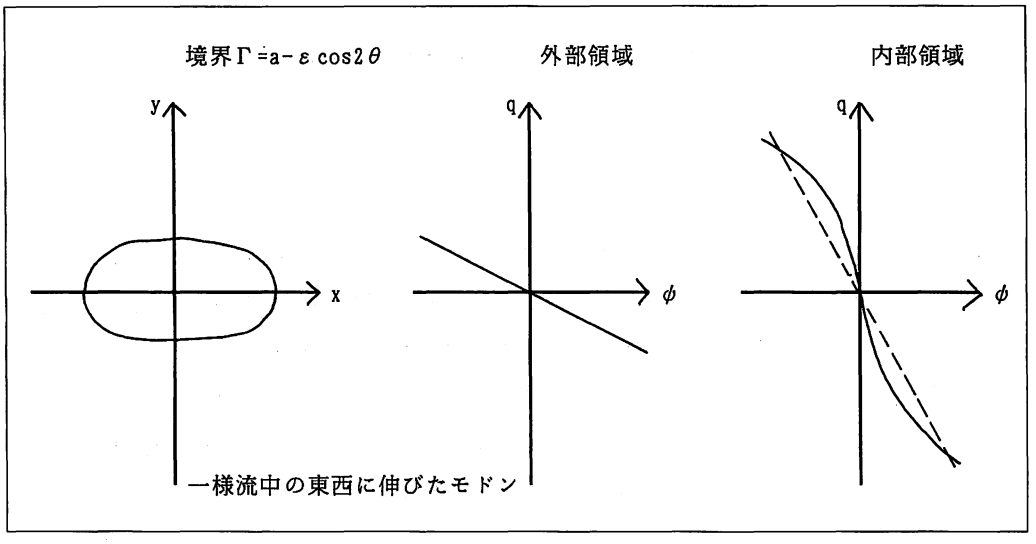
定数αは正では負と成ります。



モドン境界が東西に伸びている場合，即ち

$$E(\theta)=-\cos 2\theta \qquad (7-8)$$

の場合には内部領域の（７－３）は（７－７）と同じ形と成り定数αは負でγは正と成ります。


境界Γ=a-εcos2θ
外部領域
内部領域
y
x
q
φ
q
φ
一様流中の東西に伸びたモドン

ブロッキングの事例解析

前　田　修　平*

要　旨

1989年1月末に発生し2月いっぱい持続したアラスカ付近のブロッキング高気圧について，気象庁の客観解析データ（GANAL）を用いて解析した。その結果，①等価順圧的な構造であること，②ブロッキング流は強弱を繰り返しながら長期間維持されたことを確認した。

強弱を繰り返しながらブロッキング流が維持されたメカニズムを調べるために，ブロッキング流を基本場とする不安定モードを順圧モデルを用いて解析した。その結果，発達率が最も大きなモードは，基本場のブロッキング域とその上流・下流とで位相が逆で，2週間程度の周期を持つモードであり，強弱を繰り返しながらブロッキング流が維持されることについては，この不安定モードと基本場との重ね合わせで説明できることが分かった。更に，この事例は渦位方程式の非線形定常解であるモドン・ソリトン解の存在条件を満たしていることが分かった。

なお，ブロッキングの中心の南北およびその上層（圏界面近く）には，ロスビー波が伝わることのできない外部波領域が存在しており，ブロッキング域にロスビー波が閉じこめられる構造となっていた。順圧不安定，モドン・ソリトン解の存在条件およびロスビー波の閉じこめとの関連についても議論する。

1. はじめに

ブロッキングは1週間から時として1か月以上長続きする寿命の長い大気現象であり，比較的頻繁に発生する。また，ブロッキング高気圧におおわれた地域では高温が持続し，高気圧の南の低圧部では低温が持続する。このようにブロッキングは天候に大きな影響を与えるため1か月予報にとって非常に重要な現象である。

一方，現在の数値予報モデルは「ブロッキング流よりもゾーナル流を好む」傾向があることがいくつかの数値予報センターでの予報誤差の統計的解析等からわかっている（Tibaldi et.al,1990)。気象庁の全球モデルによる1か月アンサンブル予報実験でも，ブロッキング発生の頻度が実況の約半分であるという結果が出ている（前田，1992)。決定論的な予測可能性には限界があるため1か月予報の第2，3旬はアンサンブル予報による確率的な予報を行うしかないが，「ブロッキング流を好まない」という数値予報モデルの系統的な誤差は，ブロッキング発生の確率を常に過小評価するので，特に深刻である。

＊気象庁長期予報課

このブロッキング発生頻度の系統的な誤差を解消するためには，水平・鉛直分解能を上げる等（Tsuyuki,1994，Tracton,1990など），工学的にモデルを改良する必要がある。しかし，ブロッキングの発生・持続・衰弱のメカニズムはまだほとんど解明されていないため，より効率的に改良するためには，ブロッキング現象そのものについての理解を深めることが重要である。

Tung and Lindzen（1979）やFrederikson（1987）らは，ブロッキングの力学を共鳴現象や不安定論などの線形論の枠組みの中で理解しようと試みてきた。しかし，ブロッキングの持続性が説明できないこと，また，擾乱の振幅が大きくなった場合の非線形効果が無視しえないこと等，ブロッキングのモデルとしてはいくつか問題がある。

最近，木本（1993）はブロッキングの力学に関する秀逸なレビューを発表し，その中で1980年代から発展を遂げた局所非線形共鳴理論がブロッキングを理解する上で最も有効であるとしている。この理論はブロッキングをモドンやソリトンなど非線形定常解（辻村・金久，1993）と考え，それに重なった総観規模擾乱からのフィードバックも考慮に入れるものである。理論的にはすっきりしていて魅力的であるが，現実大気に適用する場合には，大気が次のような条件を満たしていることが必要である。

1）鉛直方向の構造が等価順圧　擾乱の振幅は鉛直方向に変化するが変わるが符号は変わらない――であること

2）擾乱の渦位qを流線関数ϕの関数Fで表すことができ，ブロッキング域で$dF/d\phi$が極小値となること

しかし，現実のブロッキングがこれらの条件を満たしていることを，実況データから明解に示した解析は少ない（Malanotte－Rizzoli et.al, 1987）。

そこで，ここでは1989年の1月末にアラスカ付近で発生し2月中続いたブロッキング高気圧の事例について，次の2点に焦点を当てて解析を行った。

1）線形不安定論で，ブロッキングの持続を説明できないか。

2）局所非線形共鳴理論をブロッキングの理論として適用する場合の条件が満たされているか。

このブロッキングを解析事例に選んだ理由は，①気象庁客観解析データを用いた詳細な解析が可能である，②持続期間が長い，③ヨーロッパ中期予報センター（ECMWF）とアメリカ国家気象局（NMC）および気象庁がともにアンサンブル数値予報実験の対象としており，いずれもブロッキングの予報に失敗している（Kimoto et al., 1992）からである。

なお，このブロッキングの形態は南側の低気圧がはっきりしない，いわゆるΩ型に属しており，モドン解と形態が似ている双極子型ではない。

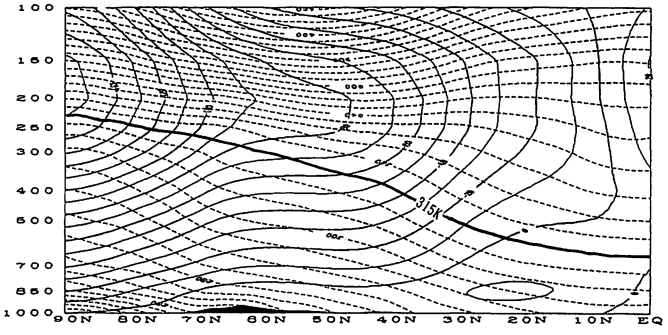
使用したデータは，日別（12Z）の気象庁全球解析値（GANAL）2.5度メッシュ，鉛直16層である。

2 総観的解析

2.1 Q－MAP を利用することの意義

Hoskins ら（1985）や二階堂（1986）は，大気の診断に等温位面上の渦位（Q）のマップ Q－MAP を使うことを推奨している。その理由は，①大規模な大気の運動では渦位保存則断熱・摩擦なし大気では渦位は保存するがよく成り立っており，渦位をモニターすることによって大規模な運動の力学的な解釈が容易となることと，②温位を鉛直方向の座標に選べば，大気の 3 次元的な運動を 2 次元的な運動としてとらえることが出来るので，等温位面上の渦位の変化を見ることによって Lagrange 的に大気の流れを追跡することができること，の 2 点にある。なお，温位は安定成層した大気では高度の一価関数である。このため，温位を鉛直座標として使うことが出来る。

等温位面は高緯度から低緯度に向かって南北に大きく傾いている。例えば，第 1 図の冬期の例では 315 K の等温位面は高緯度では 200～300 hPa の下部成層圏にあるが，中緯度では 500～600 hPa の対流圏中層にある。このことは極地方の 成層圏にある Q が中緯度に運ばれる場合には，等圧面を横切り等温位面上を対流圏中層まで滑り降りることを意味している。



第 1 図　流線関数 ϕ と温位 θ の緯度高度断面図
1989 年 1 月 31 日～2 月 16 日平均。180～120W 平均。
破線：温　　位　等値線間隔は 10 ℃
実線：流線関数　等値線間隔は $20\times10^6 m^2uu/S$

南北に狭い範囲を対象とした解析ならば等圧面上の渦位でも構わないが，南北方向のスケールが大きいブロッキングを解析する場合には，等圧面上の渦位よりも Q－MAP を使う方が有利である。また，強い非線形性を示すブロッキングの生成期や衰弱期には Lagrange 的に渦位の変化を把握できる Q－MAP の方が便利である。そこで，ここでのブロッキングの総観的解析にも Q－MAP を使う。

2.2 Q－MAP による解析

θ 面上の渦位 Q は，

$$Q=-g\,(f+\zeta)\,/\,(\partial P/\partial\theta) \qquad (1)$$

g：重力加速度

f：コリオリパラメータ

ζ：相対渦度の θ 成分

である。断熱・摩擦なしの大気では渦位は保存するので，

$$dQ/dt = 0 \qquad (2)$$

ただし，

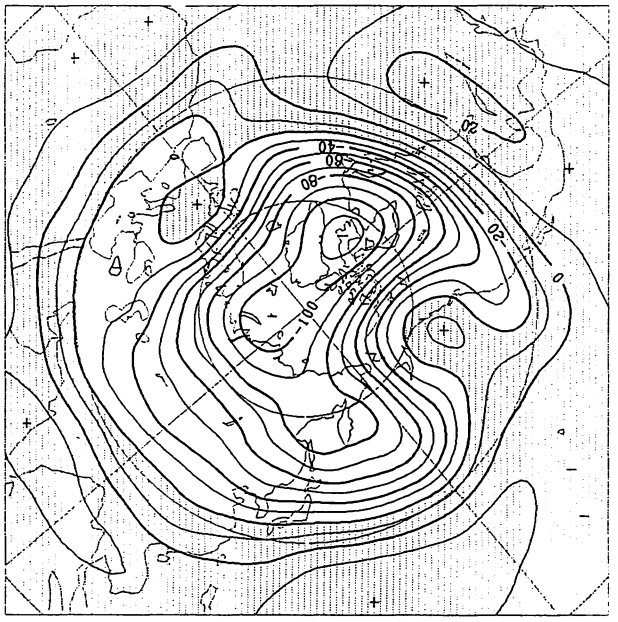
$$d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}\cdot\nabla$$

$\mathbf{u} = (u,\ v)$ ：θ面上の風

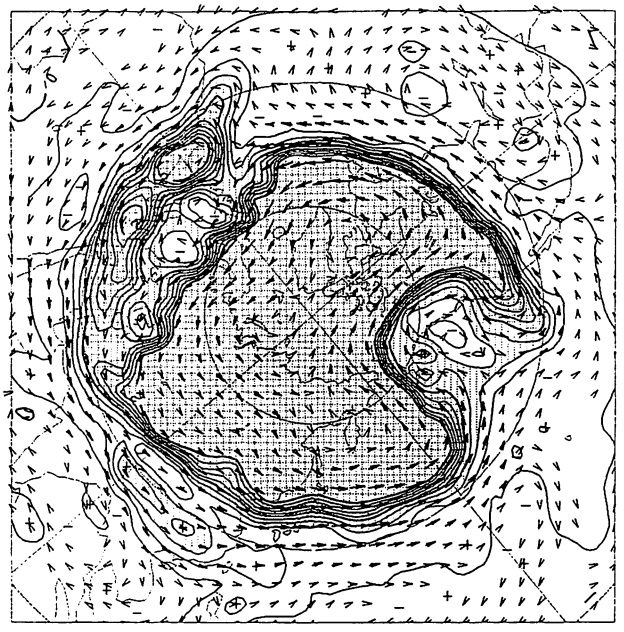
である。つまり，ある場所の渦位は，θ面上の風uによる水平移流によってのみ時間変化する。一般にQはfの大きな高緯度，安定度の大きな成層圏でより大きな値となる。また，Qは低気圧性循環では大きな値（以後，High－Qと呼ぶ）をとり，高気圧性循環は小さな値（以後，Low－Qと呼ぶ）をとる。また，(1)に示したとおり，渦位は絶対渦度と安定度の積に比例するが，このことは渦管の伸び縮みによるζの変化を安定度の変化で表していることにすぎない。

Q－MAPを解析する前に，流線関数ϕ（ただしθ面）により解析の対象とするアラスカ付近のブロッキングを概観する。第2図は，ブロッキングの振幅が最も大きかった1989年2月5日～9日までの5日平均の温位 θ＝315K面の流線関数ϕである。アラスカの南に閉じた流線を持つ強いブロッキングが出来ている。ブロッキング高気圧の南には対となる低気圧がなく，いわゆるΩ型である。

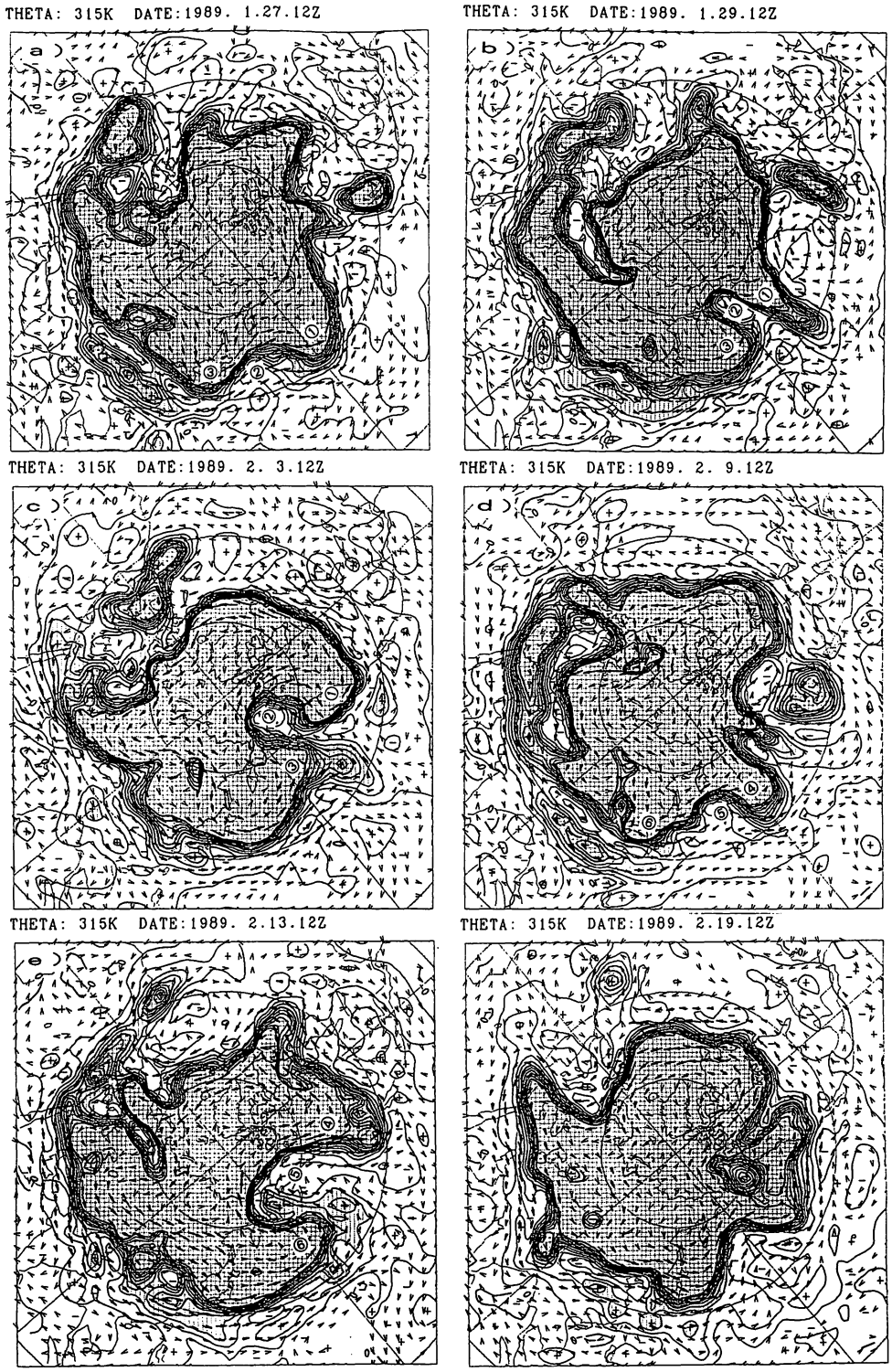
第2図のϕに対応するθ＝315K面のQ－MAPを第3図に示す。図の等値線間隔は0.2×10^{-4} mK／s³hPaで，



第2図　北半球の流線関数ϕ
1989年2月5日～2月9日の5日平均。θ＝315度面等値線間隔は20×10^6 m²／s



第3図　北半球の渦位Qと風u（等値線間隔，陰の意味は本文参照）
1989年2月5日～2月9日の5日平均。
θ＝315度面



第4図　日々の北半球の渦位Qと風u（等値線間隔，陰の意味は本文参照）

a)1989年1月27日　b)1月29日　c)2月3日　d)2月9日　e)2月13日

2×10^{-4}mK／s^3hPa を越える等値線は省略し，また 0.6×10^{-4} mK／s^3hPa 以上の 領域には陰をつけてある。170°W～110°W にかけて 1×10^{-4} mK／s^3hPa 以下の Low－Q の塊が高緯度側の High－Q 域に深く侵入している様子がわかる。また，矢印で示した風の分布からわかるように Low－Q の中心域では閉じた高気圧性の循環となっており，High－Q の移流によりブロッキングが壊されることのないような構造となっている。

第4図は，1月27日から適当にピックアップした日々のQ－MAP である。1月27日には日付変更線付近および日本付近に High－Q（図中①と③）があり，その間の日本の東海上にブロッキングの種となる Low－Q（図中②）がある。29日にはそれぞれのQアノマリーが南北に伸び，等Q線の振幅が増幅しており，315Kの θ 面上のジェットは日付変更線付近で①の High－Q の南側と②の Low－Q の北側に分流した。30日には（図略）①の High－Q の南端がカットオフされ，②の Low－Q と対になった双極子型のブロッキングとなった。南北に伸びていた②の Low－Q が2月3日には東西に伸び，東西と南北のスケールがあまり変わらないブロッキング高気圧に形を変えた。また，同時に①と③の High－Q が南下しスケールが大きくなり，Ω型のブロッキングとなった。2月9日頃にはブロッキングは解消しかかるが，日付変更線付近の High－Q④，カムチャッカ半島南の Low－Q⑤，日本海付近の High－Q⑥があらたにこの領域に進み，13日頃には，またΩ型のブロッキングの振幅が大きくなった。その後，別のQアノマリの系 High－Q，Low－Q，High－Q の組により24日頃を中心にもう一度Ω型のブロッキングの振幅がピークとなり，月末になってようやくブロッキングは完全に解消した。

以上から，

1）Ω型のブロッキング流が強弱を3回繰り返しながら約1か月間持続した。

2）それぞれのピークで，ブロッキングを構成するQアノマリーの系が異なる。

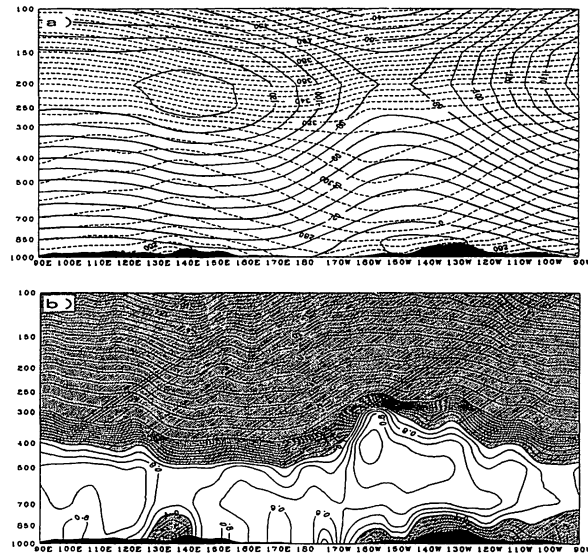
という特徴がわかる。

2.3 鉛直構造

次に，ブロッキング流の強かった1月31日～2月16日（2.2節で解析したブロッキングのピークを2度含む期間）の17日平均場の流線関数 ϕ，温位 θ，渦位Qの北緯60度に沿う経度高度断面図を第5図に示す。ただし，ここでのQはP面上の渦位のP方向の成分であり θ 面上の渦位とは多少異なる。第5a図は，ϕ，θ の経度高度断面図である。経度は，東経90度から西経90度まで，高度は100hPa面までを表示した。ϕ は高度とともにやや西に傾いているものの，西経150度付近において地表から100hPa まで各P面上で極大値となっており，ブロッキング流が鉛直方向に節をもたない等価順圧な構造をしていることを示している。ブロッキング域の θ は，西経160度を中心に圏界面付近までは他の領域に比べ高温であるが，下部成層圏ではむしろ低温となっており，圏界面直下の上部対流圏の250hPa～400hPa での安定度（$-\partial\theta/\partial p$）が小さくなっている。

第５ｂ図は，Ｑの経度高度断面図である。ブロッキング高気圧に対応するLow－Ｑの中心が西経160度，400hPa面付近にある。

以上から，ブロッキング流は等価順圧な鉛直構造をしており，400hPa付近でその振幅が最も大きくなっていることがわかる。



第５図　流線関数ϕ，温位θ，渦位Ｑの経度高度断面図
60°N，1989年１月31日～２月16日平均。
a）実線：流線関数ϕ　等値線間隔は第１図と同じ。
波線：温位θ　等値線間隔は第１図と同じ。
b）渦位Ｑ
等値線間隔は0.1×10^{-4} mK／s³hPa（2×10^{-4} mK／s³hPa以上）
1×10^{-4}mK／s³hPa（2×10^{-4}mK／s³hPa以上）。
1×10^{-4} mK／s³hPa以上の領域には陰をつけた。

3　順圧不安定モードとブロッキング流の持続

２節では，ブロッキング流が強弱を繰り返しながら長く持続したことを示した。このことを順圧モデルを使った線形不安定論により検討する。2.3節で示したとおりブロッキング流は等価順圧な構造をしているため，順圧モデルでもブロッキング流の水平構造をある程度説明できると考えられる。

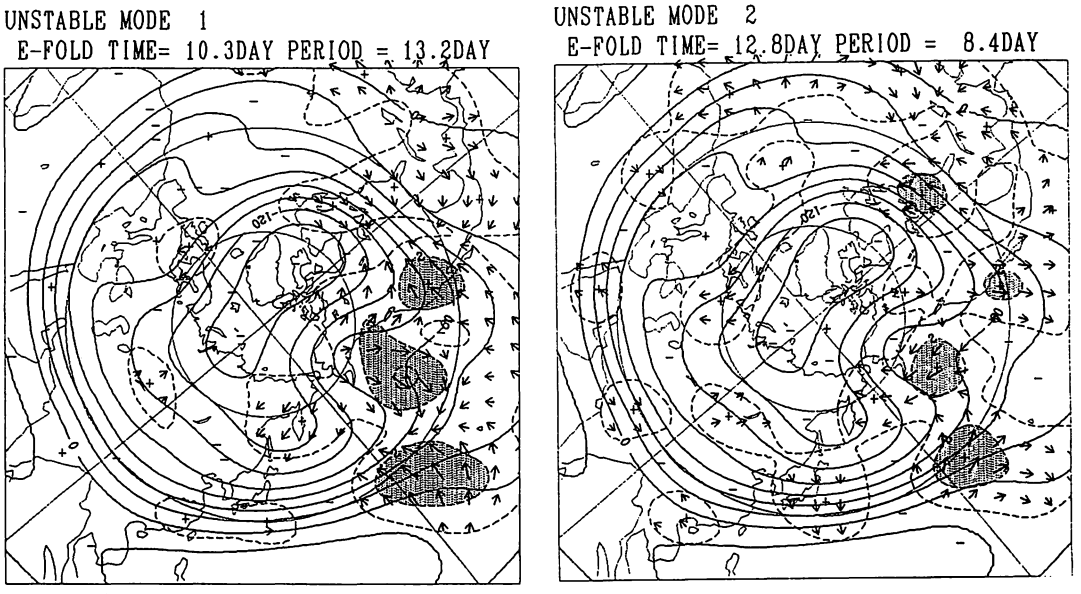
Simmons et al.（1983）は，熱帯の対流活動の強制による応答が北太平洋と北大西洋の中部において強く表れることを，基本場として１月の流線関数の気候値をとり，その回りに線形化された非発散順圧渦度方程式から求めた順圧不安定モードにより説明した。また，露木（1990）は夏期における低緯度の対流活動と日本付近で発達する高気圧との関係に順圧不安定が関連していることを示した。普通の順圧不安定論ではゾーナル平均した場を基本場にとり，南北方向にのみシアーを持つとして議論するが，彼らの計算した順圧不安定の特徴は，基本場が東西方向にも変化することである。東西方向のシアーが強いジェットの出口付近において発生しやすいブロッキングに関して不安定を解析する場合にも，この基本場が“曲がっている”ことは重要であろう。

用いるモデルは，露木（1990）と同じく球面上の非発散渦度方程式である。流線関数ϕを基本場ϕとそれからの偏差ϕ'に分けると，ϕ'に関する線形化された渦度方程式は，

$$\nabla^2\phi'/\partial t+J[\overline{\phi},\nabla^2\phi']+\partial\phi'/\partial\lambda=-\varepsilon\nabla^2\phi'-\nu(\nabla^4-4)\nabla^2\phi' \qquad (3)$$

となる。あるいは，

$$L(\phi')=\nabla^{-2}\{J[\overline{\phi},\nabla^2\phi']+J[\phi',\nabla^2\overline{\phi}]+\partial\phi'/\partial\lambda+\varepsilon\nabla^2\phi'+\nu(\nabla^4-4)\nabla^2\phi'\}$$



第6図 基本場および順圧不安定モードの位相と振幅
左：第1不安定モード　　右：第2不安定モード
実線：基本場で1989年1月31日～2月16日の17日平均の400 hpaにおける流線関数。
破線：不安定モードの振幅。振幅の大きな領域に陰を付けた。
矢印：長さは不安定モードの振幅。向きは不安定モードの位相を表し，矢印が時計回りに回る向きに位相が伝播する。

(4)

とおくと(3)は，

$$\partial \phi' / \partial t + L(\phi') = 0 \qquad (5)$$

となる。

ただし，ヤコビアンJ［A，B］は，

$$J[A,B] = \partial A/\partial \lambda \cdot \partial B/\partial \mu - \partial B/\partial \lambda \cdot /\partial \mu \qquad (6)$$

である。ここで，λは経度，μはSIN（緯度），εはエクマン摩擦係数，νは粘性係数である。その他モデルの詳細については，露木（1990）を参照されたい。

不安定モードを求めるためにはまず基本場$\overline{\phi}(\lambda,\mu)$を，

$$\overline{\phi} = \mathrm{Re}\left[\sum_{m=-21}^{21} \sum_{n=|m|}^{21} \overline{\phi}_n m P_n m(\mu) e^{im\lambda}\right] \qquad (7)$$

と展開し，トータル波数21で三角切断（T21）した後(4)式に対応する行列Lを作成する。(5)式の偏差ϕ'の解として次の形のノーマルモードを仮定する。

$$\phi' = \mathrm{Re}\left[\sum_{m=-21}^{21} \sum_{n=|m|}^{21} \phi_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda+\Omega t}\right] \quad (8)$$

ここで，ϕ_n^m は行列Ｌの固有ベクトル，Ωは固有値である。固有値Ωの実数部分が発達率を与え，虚数部分はノーマルモードの角振動数を与える。Ωの実数部分（発達率）が正のモードが不安定モードである。

ここでは基本場として，1月31日～2月16日の17日平均場の400 hPa面（ブロッキング流の振幅が最も大きな面）の流線関数 ϕ とした。この17日間にはブロッキングのピークを2度含んでいる（2.2節）。計算は露木（1990）の作ったプログラムにより行った。

第6図に，第1不安定モード（最も発達率の大きな順圧不安定モード）と第2不安定モードの構造を基本場とともに示す。実線は基本場の流線関数を表し，波線と矢印の長さが不安定モードの流線関数の振幅を表す。振幅の大きな領域に陰を付けた。また，矢印の向きは不安定モードの位相を表し，矢印が時計回りに回る向きに位相が伝播する。従って，矢印が反対向きのふたつの領域がある場合（例えば，矢印が極を向いている領域と赤道を向いている領域がある場合）には，一方の領域には符号が正の擾乱があり，他方の領域には負の擾乱があることを示す。

基本場はΩ型のブロッキング流となっている。第1不安定モードは，基本場のブロッキング域とその上流・下流とで振幅が大きい（陰を付けた領域に該当）。また，ブロッキング域では矢印が赤道方向を向き，一方，その上流・下流では矢印が極方向を向いており，位相が逆となっている。このことは，ブロッキング域で偏差の流線関数 ϕ' が大きくなる（高気圧性循環が強くなる）時には，その上流と下流とで流線関数 ϕ' が小さくなり（低気圧性循環が強くなる），逆にブロッキング域で高気圧性循環が弱くなる時には，その上流と下流とで低気圧性循環が弱くなることを示している。つまり，第1不安定モードは，基本場のブロッキング流を強めたり弱めたりしながら変動する。また，周期は13.2日であるので，上記の変動が2週間弱の周期で繰り返すことがわかる。

第2不安定モードは周期が8.4日であることを除けば第1不安定モードと同様な構造をしている。

以上より，対象事例でブロッキング流が強弱を繰り返しながら維持されたことについては，線形論の成り立つ範囲（不安定モードの振幅が小さい場合）においては，この不安定モードと基本場との重ね合わせで説明できる可能性があることが分かる。

Frederiksen（1986）は，準地衡風モデルで北半球冬季（1978年1月）の月平均場を基本場とする線形不安定に関する固有値問題を解き，ブロッキングに似た構造を持つ不安定モードを得た。彼の用いた基本場は月平均場であるため，ブロッキング流に比べればゾーナルな流れとなっている。つまり，彼の結果はゾーナル流からブロッキングが発達しうることを言っている。一方，ここでの事例解析では，ブロッキングの持続に焦点をあてるためブロッキング流を基本場とする不安定モードを求めた。その結果，ブロッキング流を強めたり弱めたりしながら変動し，結果として基本場の

流れを持続させうる不安定モードが得られた。

4 局所非線形共鳴理論の条件の検証

順圧不安定の議論はしばらく置いておいて，次にブロッキングのモデルとしての局所非線形共鳴理論の条件がこの事例において成り立っているかどうかを検証する。

この理論はモドンやソリトンなど非線形定常解（辻村・金久，1993）をブロッキングのモデルと考え，それに重なった総観規模擾乱からのフィードバックも考慮に入れるものである。この理論には，

1）鉛直方向の構造が等価順圧（擾乱の振幅は鉛直方向に変化するが符号は変わらない）であること

2）擾乱の渦位 q を流線関数 ϕ の関数 F で表すことができ，ブロッキング域で $dF/d\phi$ が極小値となること

などいくつかの条件がある。1）が成り立つことは3節において確認した。また，2）のうち渦位 q を流線関数 ϕ の関数 F で表わせられること，すなわち非粘性定常解の条件は，時間平均をとればほとんど問題ない（時間平均をとることにより ∂t が大きくなるので $\partial \nabla^2 \phi' / \partial t$ が小さくなる）であろう。ここではブロッキング域で $dF/d\phi$ が極小値となることについて確認する。

木本（1993）や金久（1994）が詳しく述べているように，モドンの場合には，関数 F が線形（基本場の西風にシアーがあったり，モドン境界が円形でない場合には線形ではないが）で傾きはモドン内部領域の方が大きい。また，ソリトンの場合にもポテンシャル関数 $dF/d\phi$ がブロッキング域で極小値をとることが，ブロッキング域に局在化した波を解として得るための必要条件である。

今，鉛直方向と南北（y）方向に変化する基本流 u のもとでの有限振幅解，

$\phi = \overline{\phi} + \varepsilon \phi'$（$\varepsilon$ は小さい）

を考える。非粘性定常解とすると，基本場 $\overline{\phi}$，$\overline{q}$ に関して，

$\overline{q} = F(\overline{\phi})$

が成り立つので，

$\partial \overline{q} / \partial y = dF(\overline{\phi}) / d\phi \cdot \partial \overline{\phi} / \partial y$

または，

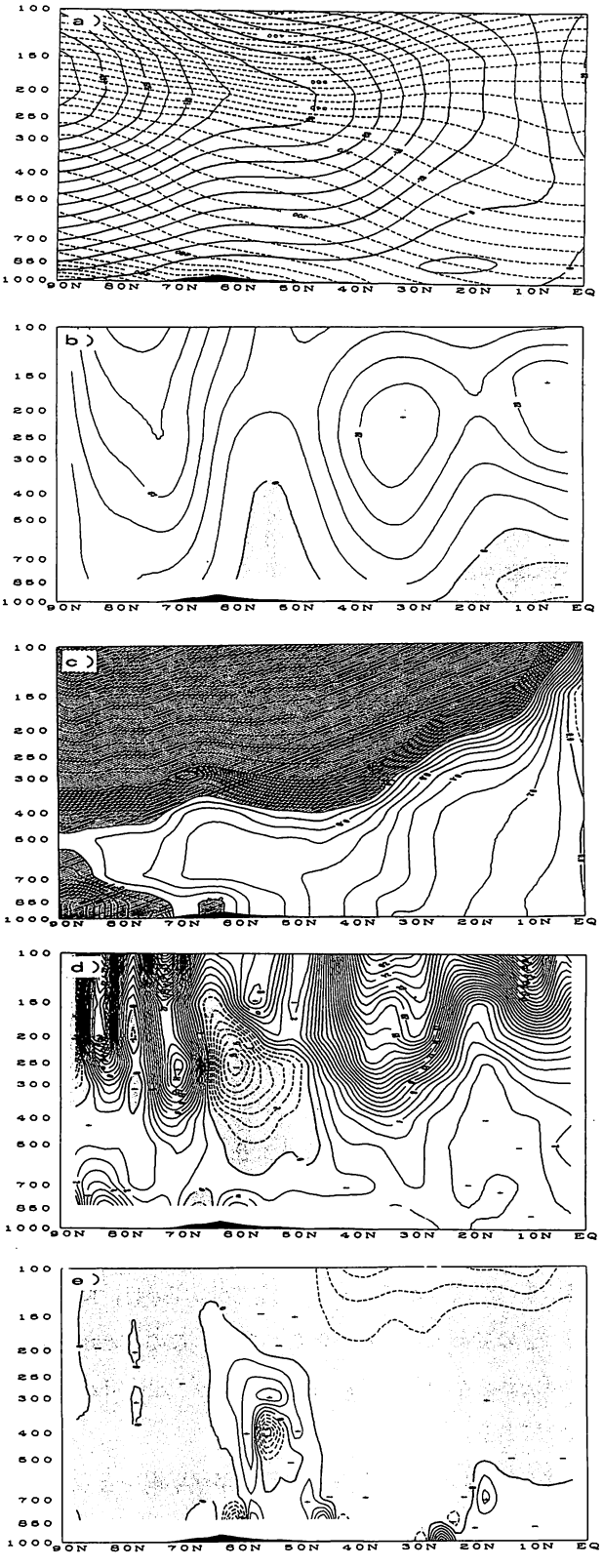
$dF(\overline{\phi}) / d\phi = -1 / \overline{u} \cdot \partial \overline{q} / \partial y$ (10)

である。つまりポテンシャル関数 $dF/d\overline{\phi}$ は，Matsuno（1970）の refractive index に負符号を掛けたものであることがわかる。なお，このことからわかるように，$dF/d\phi > 0$ の領域はロスビー波が伝わらない外部波的な領域であり，$dF/d\phi < 0$ の領域はロスビー波が伝わりうる内部波的な領域である。

以上の議論は，基本場 $\overline{u}$ として帯状平均をとったものであるが，ここでの事例解析ではブロッキング域を含む経度幅 60 度（180 度〜西経 120 度）において平均した場を基本場とする。また，

モドンやソリトンで用いる渦位 q は，準地衡風渦位であるが，ここでの渦位 Q は P 面上の渦位の P 方向の成分を用いる。Charney and Stern(1962)が証明したように，q は近似的には Q と等しい。

第 7 図に基本場（1 月 31 日～2 月 16 日までの 17 日平均場かつ経度幅 60 度（180 度～西経 120 度）空間平均場）の $\overline{u}$, $\overline{\phi}$, $\overline{\theta}$, $\overline{Q}$, $\partial\overline{Q}/\partial y$ および $-1/\overline{u}\cdot\partial\overline{Q}/\partial y$（$=dF(\overline{\phi})/d\phi$）の緯度高度断面図を示す。$\overline{u}$ の強風軸は北緯 75 度と 35 度に分流している。北緯 55 度付近には地上から 400 hPa まで東風領域となっている。$\overline{Q}$ は基本的にはコリオリパラメータ f の大きさに比例して高緯度側で大きく，低緯度で小さな値となっている。しかし，北緯 45 度から 65 度にかけては高緯度側で $\overline{Q}$ が小さくなっていることが，$\partial\overline{Q}/\partial y$ の分布からも確認できる。$\partial\overline{Q}/\partial y$ は 700 hPa より上層の北緯 45 度から 65 度にかけて負になっている。



第 7 図　基本場の緯度高度断面図

1989 年 1 月 31 日～2 月 16 日平均，180°～120° W 平均

a）破線：温位 $\overline{\theta}$　等値線間隔は 10℃　実線：流線関数 ϕ　等値線間隔は 20×10^6 m^2/s

b）東西風 $\overline{u}$　等値線間隔は 5 m／s で，東風領域に陰をつけた。

c）渦位 $\overline{Q}$　等値線間隔は第 5 図と同じ。

d）$\partial\overline{Q}/\partial y$　等値線間隔は 1×10^{-11} K／s^3hPa で，負の領域に陰をつけた。

e）$-1/\overline{u}\cdot\partial\overline{Q}/\partial y$　等値線間隔は 2×10^{-10} mK／s^3hPa で，負の領域に陰をつけた。

問題の$-1/\bar{u}\cdot\partial\bar{Q}/\partial y$（$=dF(\bar{\phi})/d\phi$）の緯度高度断面図を見ると，ブロッキング高気圧の中心から南側にかけての北緯55度，高度400 hPa付近で極小値（$\bar{u}<0$かつ$\partial\bar{Q}/\partial y<0$であるので，$-1/\bar{u}\cdot\partial\bar{Q}/\partial y<0$）をとっており，その南北および鉛直方向ともに高ポテンシャルの壁（$\bar{u}>0$かつ$\partial\bar{Q}/\partial y<0$であるので，$-1/u\cdot\partial\bar{Q}/\partial y>0$）がある。すなわち，モドンやソリトン解の存在条件を満たしている。

また，$-1/\bar{u}\cdot\partial\bar{Q}/\partial y$の分布をロスビー波の伝播の視点から見ると，ブロッキングの中心の南北およびその上層（圏界面近く）には，ロスビー波が伝わることのできない外部波領域が存在しており，ブロッキングの中心域にロスビー波が閉じこめられる構造となっていることがわかる。

5 議　論

3節では，ブロッキング流が強弱を繰り返しながら維持されたことについて，順圧不安定モードと基本場との重ね合わせによって説明した。また，4節では，事例解析の対象としたブロッキングの基本場がモドンやソリトン解の存在条件を満たすことを示した。このふたつのことにはなんらかの関係かあるのだろうか。

すぐに思い浮かぶのは，線形不安定論で登場するRayleigh－Kuoの積分定理（不安定のための必要条件：対象とする領域のどこかで$\partial\bar{Q}/\partial y$が符号を変える）とモドンやソリトンの存在条件（$dF/d\phi$（$=-1/\bar{u}\cdot\partial\bar{Q}/\partial y$）がブロッキング域で極小であること）の類似性である。また，$1/\bar{u}\cdot\partial\bar{Q}/\partial y$は，Matsuno（1970）のrefractiveindexでもあり，ロスビー波の伝播を決める量でもある。この類似性は単に偶然かもしれないし，なんらかの力学的な背景により統一的な見方が存在するのかもしれない。今後更に検討する必要があろう。

ここで参考とした理論は基本場として帯状平均場をとっているのに対し，事例解析では基本場としてブロッキング流（180度～西経120度の経度幅60度平均）をとっている。このため，いまひとつ議論がクリアーでない。例えば，この事例ではモドン・ソリトン解の存在条件を満たしたが，実は$\bar{u}$がブロッキングの中心域で負（東風）であることがキーポイントであった。$\bar{u}$として帯状平均をとれば該当する緯度（北緯55度）で東風となることはないはずで，その場合，この事例ではモドン・ソリトン解の存在条件は満たされない。また，経度方向に曲がった基本場の不安定を考えているこの事例解析の場合には，実はRayleigh－Kuoの積分定理は必ずしも必要条件ではなく，3節の固有値問題の固有値Ωの実数部分が正であることこそがまさに必要十分条件である。

東西方向のシアーの大きいジェットの出口付近でよく発生するブロッキング現象のモデルを考える場合，基本場として経度方向に曲がった場を考える方が自然であろう。ここでの事例もその考え方に従った基本場を設定して解析を行った。線形不安定論を含め，「曲がった基本場に重なった擾乱」についての理論的な発展が望まれる（Pedlosky,1987）。

6 終わりに

ブロッキング現象の解明と予報（それは確率的だろう）は1か月予報の一つの大きな目標である。今後は解析を充実させるとともに，数値予報結果の解析も合わせて行う予定である。今後の解析の焦点は以下の2点である。

1）ブロッキングは超長波スケールのものが多く，鉛直伝播性も重要であり，突然昇温との関係もいわれている（小寺ら，1994)。今回解析した事例も突然昇温が起きている。今後この点について30層モデルの結果（Tsuyuki，1994　小林，1995）も含め解析を行う。

2）ブロッキングの発生・維持には傾圧不安定波との相互作用が重要ともいわれている（Shutts，1986)。アンサンブル予報の手法の一つである最適モード法でも総観規模スケールの摂動を与えればブロッキングが発生した例があった（高野，1994)。これらの点も含め解析を行う。

7 謝　辞

この小文を書くにあたって，木本昌秀氏の気象研究ノート（1993）及び1994年10月の気象学会月例会（長期予報と大気大循環「ブロッキング現象」）での講演をおおいに参考とさせて頂いた（ただし，月例会において筆者が木本氏から出された宿題（ポテンシャル関数の分布図）は未だにやっていませんが。)。また，佐藤康雄氏，金久博忠氏，高野清治氏からは多くの貴重なコメントを頂き，露木義氏には順圧不安定の計算プログラムを使わせて頂いた。ここに記して感謝の意を表したい。

参考文献

Charney，J.G. and M.E. Stern，1962 : On the Stability of Internal Baroclinic Jets in a Rotating Atmosphere. J.Atmos.Sci.，19，159－172.

Frederiksen, J.S.，1987 : Teleconnection Patterns and the Roles of Baroclinic, Barotropic and Topographic Instability. J.Atmos.Sci.，44，2200－2218.

Hoskins, B.J.，M.E.McIntyre and A.W. Robertson，1985 : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. Quart.J.R.Met.Soc.，111，877－946.

金久博忠，1995：モドンのお話．グロースベッター,33－2.

木本昌秀，1993：気象とソリトン・モドン－気象現象中の孤立波(下)．気象研究ノート，179，319－367

Kimoto，M.，H.，Mukougawa and S. Yoden，1992 : Medium－range forecast skill variation and blocking transition : A case study. Mon.Wea.Rev.，120，1616－1627.

小寺邦彦，千葉長，1994：ブロッキングの予報と予報誤差に関する一考察．平成5年度全国長期予報技術検討会資料（気象研究所)，1－33.

小林ちあき，1995：30層モデルによる1か月数値予報実験，平成6年度全国長期予報技術検討会資料（気象庁予報部），12－23.

二階堂義信，1986：Q－map. 天気，33，289－331

前田　修平，1992：アンサンブル予報による1か月予報実験（冬）. 平成4年度全国長期予報技術検討資料，37－49.

Malanotte－Rizzoli, P. and P.Malguzzi, 1987 : Coherent structures in a baroclinic atmosphere. Part 4 : A comparison between theory and atmosphere. J.Atmos.Sci., 44, 2506－2529.

Matsuno, T., 1970 : Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. J.Atmos.Sci., 27, 871－883.

Pedlosky, J., 1987 : Geophysical Fluid Dynamics, Springer－Verlag, 1－710.

Shutts, G.J., 1986 : A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode. Adv. Geophys., 29, 135－162.

Simmons, A.J., J.M.,Wallace, J.M. and G.W. Branstator, 1983 : Barotropic Wave Propagation and Instability, and Atmospheric Teleconnection Patterns. J.Atmos.Sci., 40, 1363－1392.

高野　清治　1994：最適モード法によるアンサンブル1か月予報実験.　平成5年度長期予報技術検討会資料.

Tibaldi , S. and F.Molteni, 1990 : On the operational predictability of blocking. Tellus, 42A, 343－365.

Tracton, M.S., 1990 : Predictability and its relationship to scale interaction processes in blocking. Mon.Wea.Rev., 118, 1666－1695.

辻村豊，金久博忠，1993：気象とソリトン・モドン－気象現象中の孤立波(上). 気象研究ノート，178,1－212.

露木義，1990：熱帯の対流活動と日本の天候. 気象研究ノート,168,51－72.

Tsuyuki,T,1994 : Impacts of Increased Vertical Resolusion in the Stratosphere on Dynamical Extended－range Forecasts. J.Meteor.Soc.Japan., 72, 795－810.

ポテンシャル関数を用いた大気ブロッキングの診断

佐 藤 康 雄*

1．はじめに

局所的なブロッキングをある程度説明するのではないかとして，Pierrehumbert and Malguzzi (1984) の局所非線型共鳴理論が一部で注目されている（例えば，木本 (1993))。また，ブロッキングの診断の解析的手段として，ポテンシャル関数（昔の言い方では，屈折率 (Matsuno (1970)) が注目されている。その理論的背景については，本稿の木本氏の論説あるいは Butchart et al. (1989)，木本 (1993) 等を参照して頂くとして，本論では，FGGE期間中の客観解析データを用いて，ポテンシャル関数がブロッキングの診断に有効であるかどうかを検討してみた簡単な解析結果を述べる。一応，データからブロッキングを同定し，その前後でポテンシャル関数の特徴的な変化が認められるかという観点で調査するが，これは必ずしもブロッキングを予測するためにポテンシャル関数を利用すると言う意味ではなく，関連する変化が認められれば，ブロッキングの理論的理解が深まると考えるからである。

2．用いたデータ

用いたデータはヨーロッパ中期天気予報センターの客観解析値で，1978年12月1日から1979年3月31日までの毎日00Z，15層（10, 20, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 250, 300, 400, 500, 700, 850, 1000 hPa）のデータである。水平空間分解能は1.875° x1.875° を緯度2度，経度3度のデータに作り直して計算した。

3．一般場の変化とブロッキングの抽出

この期間の北半球500 hPa高度の流れ場の変化の中から，ブロッキングを簡便に抽出するために，Lejenas and Okland (1983) によって提案されたブロッキング指数を採用する。これは60°Nと40°Nの500hPa等圧面高度差を各経度，各時間でとって経度時間断面図上に表示したものである。よく使われている東西指数とほとんど同じの簡便な定義であるがブロッキングの抽出にはなかなか有効である。図1がそれである。等値線間隔は100m毎，200mを超える所に点彩を付してある。ある程度，例えば5日の移動平均位を施して個々の総観規模の高気圧，低気圧の影響を消しさった後の通常の状態では，高緯度の気圧が低いのであるから，この指数が正の値で特に200mを超える値が長期間継続する場合にブロッキングが起こっていると考えるのは順当であろう。ただ，注意す

＊気象研究所応用気象研究部

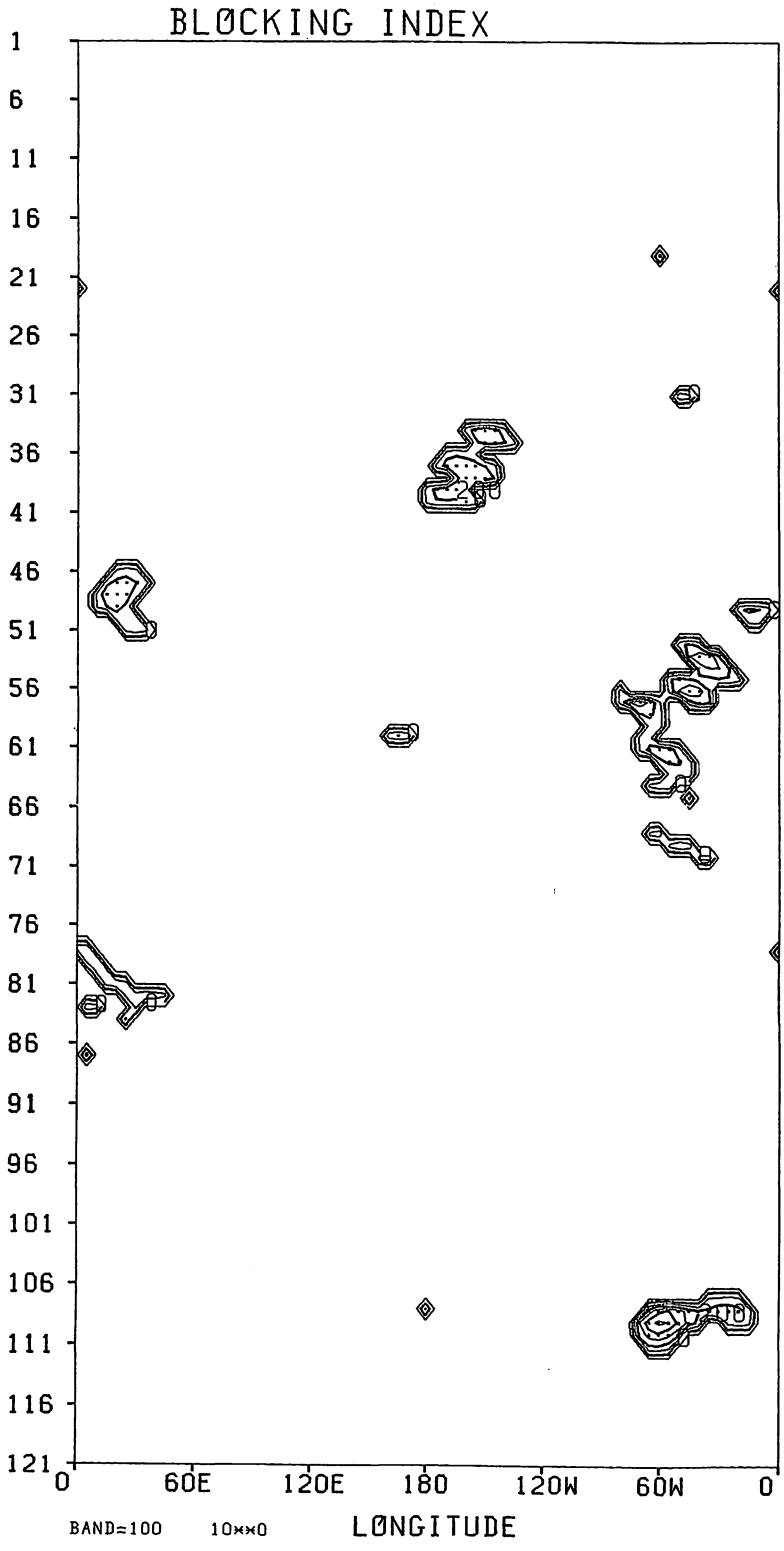


図1 60°N と 40°N の高度差として定義されたブロッキング指数（Lejenas and Okland（1983））の経度時間変化図。期間は 1978 年 12 月 1 日〜1979 年 3 月 31 日。縦軸の数字が通しの日数である。1 日 1 回 00Z の値に半旬移動平均の平滑化を施してある。

べきことはブロッキングが60°Nと40°Nに挟まれる領域から外れてしまう場合には継続期間が短く現れる傾向がある点や高・低気圧の渦対の配置が南北方向から外れている場合にはブロッキングとして検出されにくい点である。

1979年1月上旬170°W 付近，中旬20°E付近，下旬から2月上旬にかけて60°W付近，2月中旬の20°W付近，3月中旬の50°W付近が一応ブロッキングと同定されるのではないだろうか？　本報告では，この内，この図上での持続期間の長短を考慮して1月上旬170°W付近と1月下旬から2月上旬にかけての60°W 付近のブロッキングについて解析を行う。

ポテンシャル関数の解析を行う前に，上記2つの事例について500 hPa高度他の天気図上でこれらのブロッキングがどのように展開しているかを簡単にみておこう。図2の右下が1979年1月6日の500 hPa高度天気図である。アリューシャン列島の南45°N，170°W付近に切離低気圧がありその北東側アラスカ，カナダの沿岸部上空に高気圧が形成されている。北大西洋南部にも弱いブロッキング状のパターンが見える。この状況は左上の300 hPa高度天気図でもほぼ同様に認められる。図3は1月7日の天気図であるが，アリューシャン上空のブロッキングパターンは南北の気圧コントラストをやや弱めながらも全体的なパターンはよりシステマティックになっていることが見て取れる。このアリューシャンのブロッキングパターンは地上気圧でも見えているが，成層圏50 hPa高度（右上）には現れないことが分かる。図4は1979年1月22日の天気図で右下が500 hPa高度場である。北大西洋40°W，60°N付近の高気圧，40°N付近の低気圧が典型的な双極渦型のブロッキングを形成している。このパターンは左上の300 hPa高度場でも500 hPa高度場とほぼ同じ緯度経度に明瞭に現れていることからこの高度範囲では順圧的な構造を持っているが，地上気圧場（左下）と成層圏の50 hPa高度場（右上）には現れていない。翌日23日の天気図が図5に示されている。500 hPa高度場（右下）では北大西洋の双極渦がその位置を10度程東に変えながらその勢力を維持している。300 hPa高度場でも500 hPa高度場と殆ど同じ位置でその勢力を維持している。以下ではこれらのブロッキングの形成，維持とその時のポテンシャル関数に見られる特徴について簡単な解析を行う。

4．ポテンシャル関数の緯度高度断面図

図6 aはアリューシャン上空に1月上旬にブロッキングが形成され始めていたDAY＝31のときの上流側半球（0°～180°E）平均のポテンシャル関数の緯度高度分布である。Malanotte－Rizzoli and Hancock（1987）は上流側経度幅30度の平均を用いているがここでは半球平均を用いた。経度30度幅の平均では双極渦型ブロッキング循環の背景の基本場として狭すぎると筆者は考えたからであるが，理論的にどの様な領域で平均を取るべきであるかが示されるわけではないのがこの理論体形の弱点である。負の領域に点彩を施している。高緯度70°Nと低緯度25°Nに挟まれた領域が理論的にブロッキング型循環存在可能領域と言うわけである。図6 bはその5日後DAY＝36の

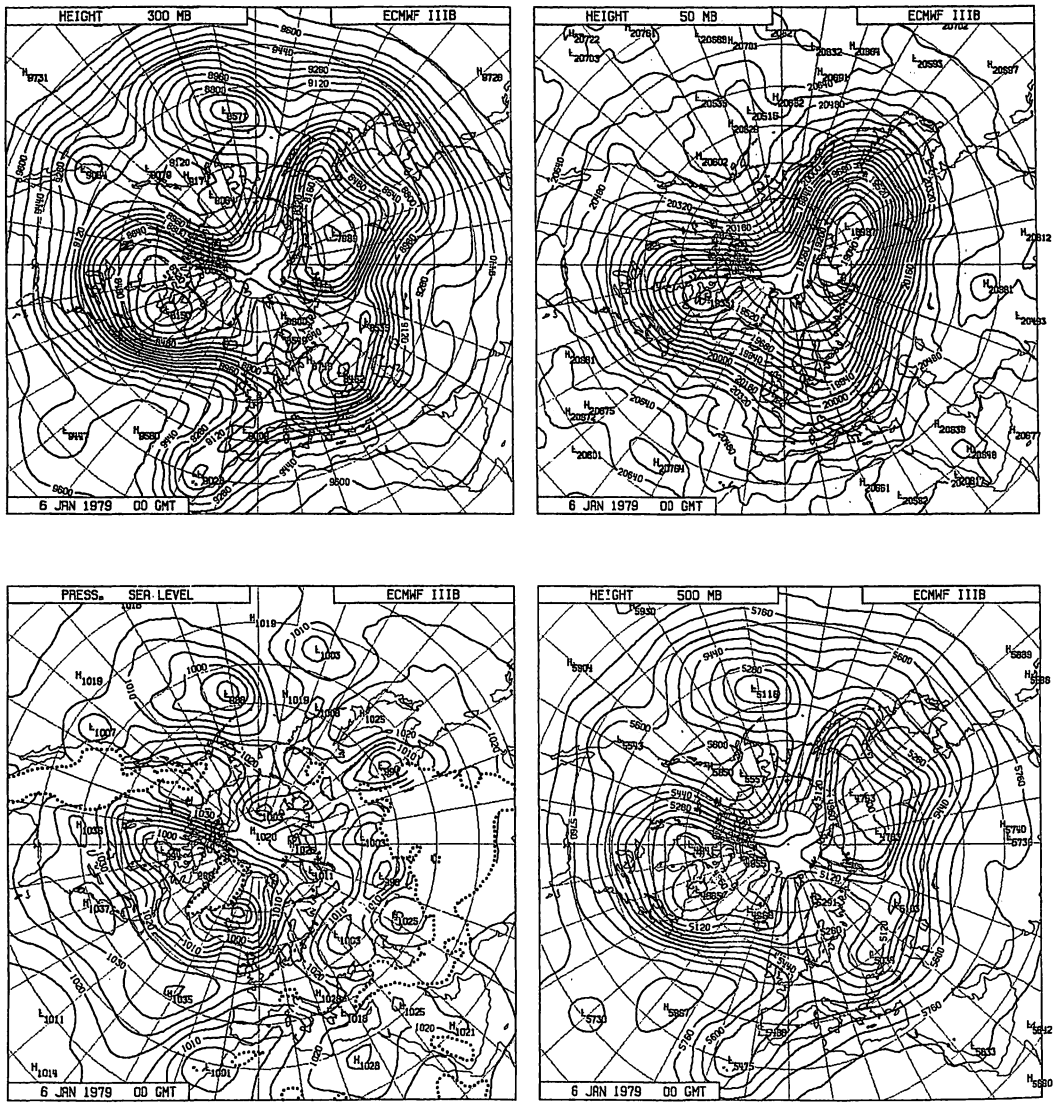


図2　ECMWF による 1979 年 1 月 6 日の天気図（ECMWF）。地上気圧（左下），500 hPa 高度（右下），300 hPa 高度（左上），50 hPa 高度（右上）。

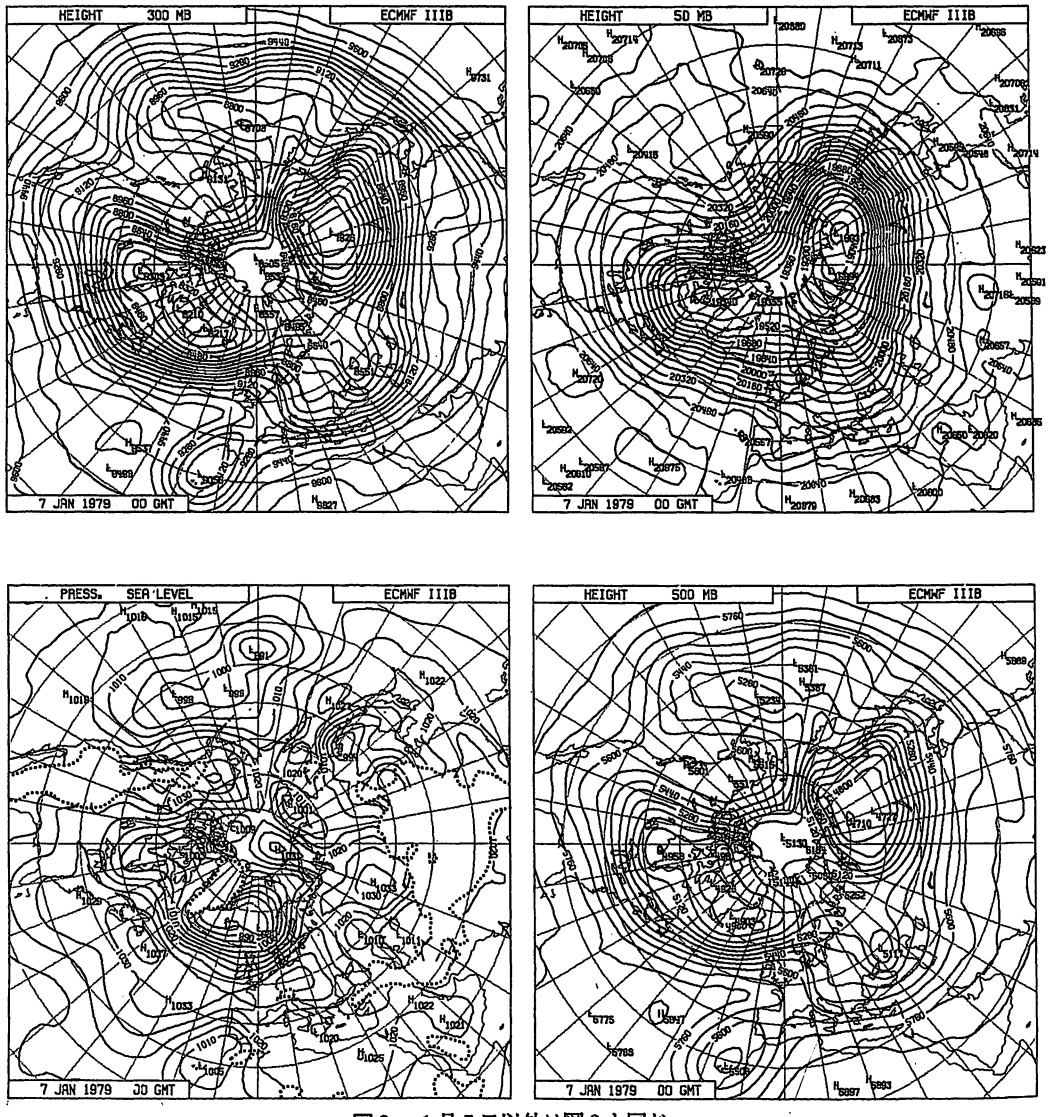


図3　1月7日以外は図2と同じ。

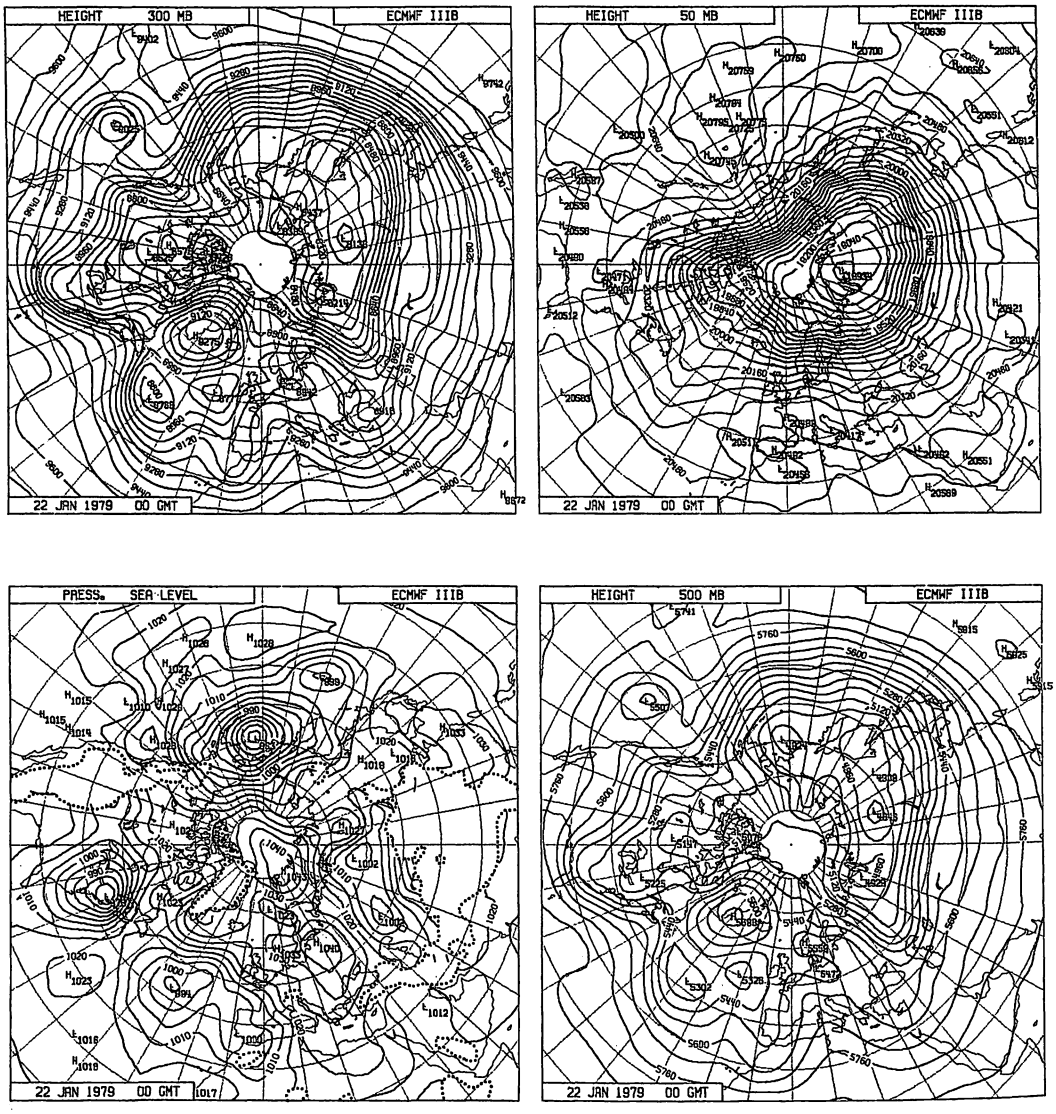


図4　1月22日以外は図2と同じ。

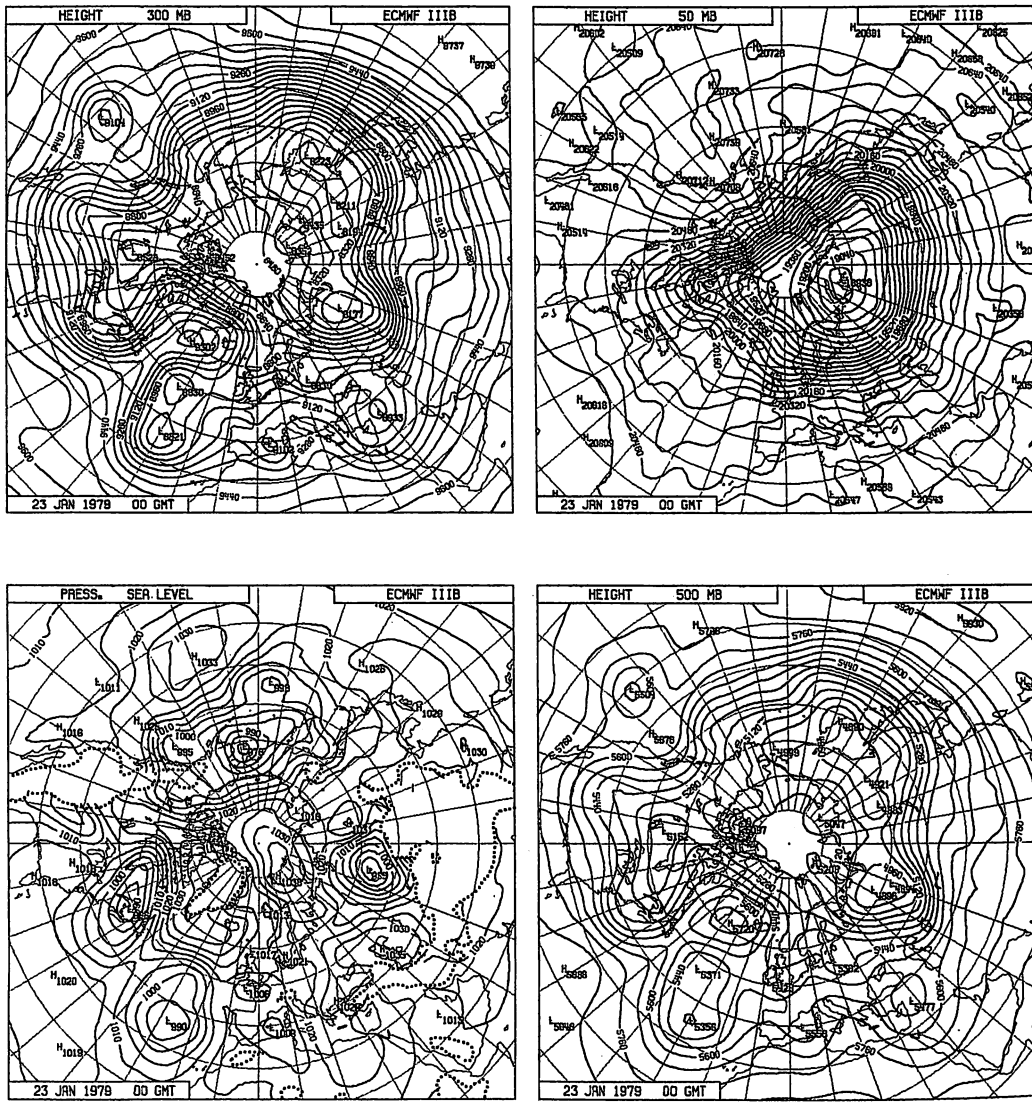


図5　1月23日以外は図2と同じ。

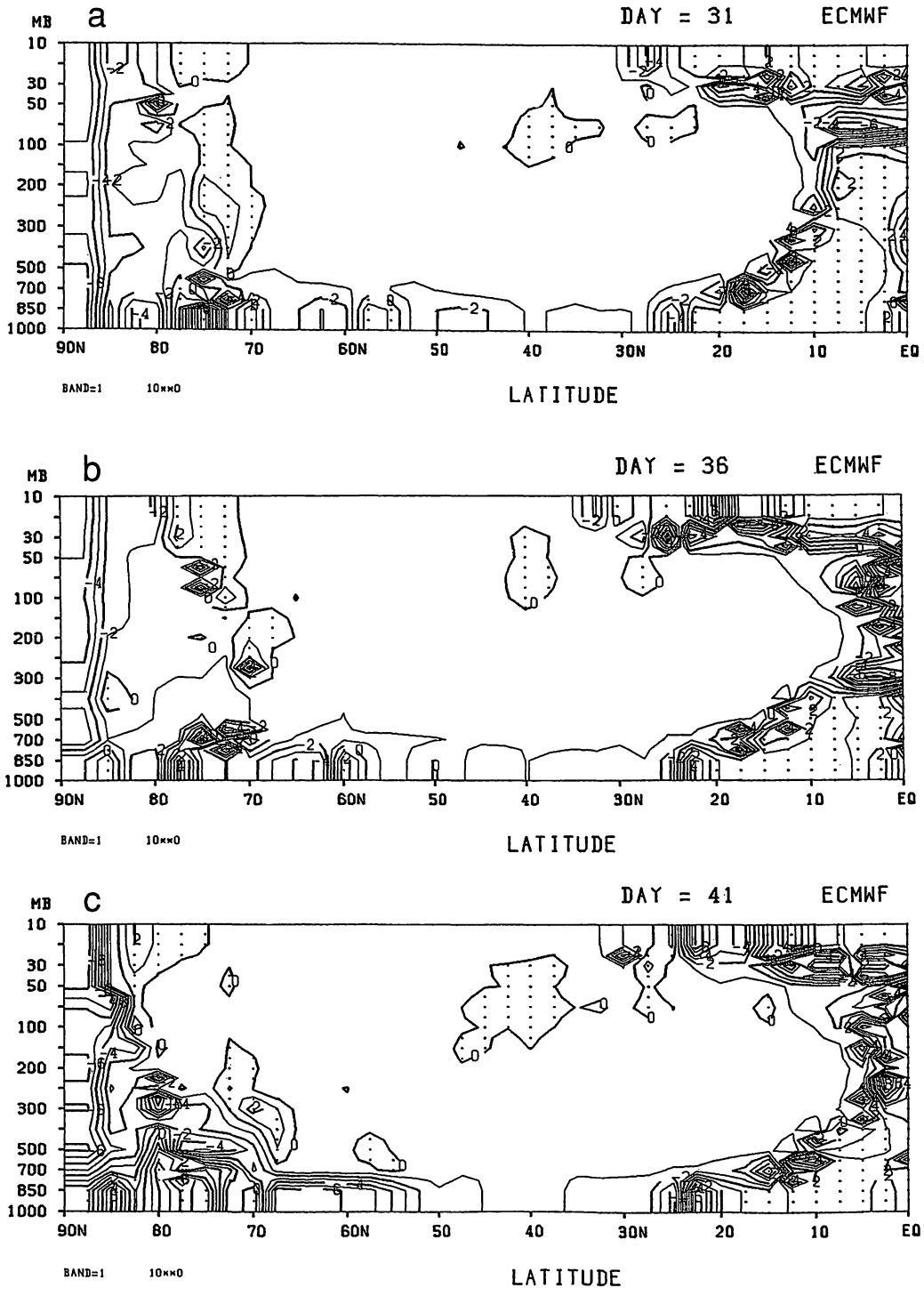


図6　0°～ 180°E の半球平均として計算されたポテンシャル関数の緯度高度断面図。負の領域に点彩を施している。(a) DAY=31, (b) DAY=36, (c) DAY=41 で 1978 年 12 月 1 日から数えた通しの日数である。

ものである。低緯度側の様相は余り変わっていないが高緯度側のバリアーが低緯度側に寄ってきてブロッキング循環存在可能領域が心もち狭まっているように見える。さらに5日後のDAY＝41ではその傾向が更に強まって高緯度側のバリアーは益々低緯度側に寄ってきて，また中緯度トロポポーズ付近に負の値の領域が広がり成層圏に波のエネルギーが逃げにくい様な構造に変化している。上流側の経度幅180度という平均であるが双極渦型ブロッキング循環形成に関わるその周りの基本場の変化を捉えているとすると興味深い。

図7ａは北大西洋にブロッキングが形成される1月下旬（DAY＝51）のポテンシャル関数の緯度高度断面である。この事例については90°E～0°E～90°Wの経度幅についての平均が取られている。この事例の場合，高緯度側のバリアーは60°N付近に存在し低緯度側のバリアーは以前の事例と同じく25°N付近に存在している。以前の事例に比べて領域の南北幅はやや狭くなっている。以前と同じようにトロポポーズ付近に水平のバリアーが一部形成されている。その後5日毎の，図7ｂ（DAY＝56），ｃ（DAY＝61），ｄ（DAY＝66）のそれぞれについて見ると，低緯度のバリアーはそれほど変動していないが高緯度とトロポポーズ付近のバリアーはDAY＝56に最も顕著なパターンを形成し，DAY＝61，DAY＝66には，ややくずれているように見える。単純な上流側180度についての平均のポテンシャル関数の緯度高度断面を計算しただけであるがブロッキングの形成，維持と何か関係があるように見える。

5．ポテンシャル関数の緯度時間変化図

図8はこの解析に用いられた全期間について500 hPa面でみたポテンシャル関数の緯度時間変化である。横軸が緯度でEQ～90°Nである。注意してほしいのは，この図はDAY＝43で不連続になっていることである。すなわち，DAY＝43以前は東半球の平均であり，DAY＝43以後は90°E～0°～90°Wの半球平均であることである。縦軸の数字が1978年12月1日からの日数で，31～41，51～66の期間が先に述べたブロッキング期間に対応している。問題はこのブロッキングの形成，維持に対してポテンシャル関数の時間変動がどの様に関係しているか，いないかである。

一見して分かる特徴は低緯度側のバリアーの時間変化は小さいということである。それに対して高緯度側のバリアーの変動はかなり激しいことが分かる。中でも，DAY＝31～DAY＝43にかけてアリューシャンブロッキング形成と共に高緯度側バリアーの低緯度側への張り出しが見られる。またDAY＝51～Day＝66にかけての北大西洋ブロッキングの形成期間についても，その前のDAY＝43頃からDAY＝64頃まで高緯度側バリアーの低緯度側への張り出しが見られる。ブロッキングの観測されなかったDAY＝66からDAY＝86頃までの高緯度側バリアーの緯度との対比は明瞭である。この図のDAY＝101～DAY＝106頃までの高緯度バリアーの低緯度側への張り出しにも，ここでは持続期間が短いということで詳しく取り上げなかったが，図1を見れば明らかなようにDAY＝106～DAY＝116にかけて60°W付近にブロッキングが形成されていることが分かる。

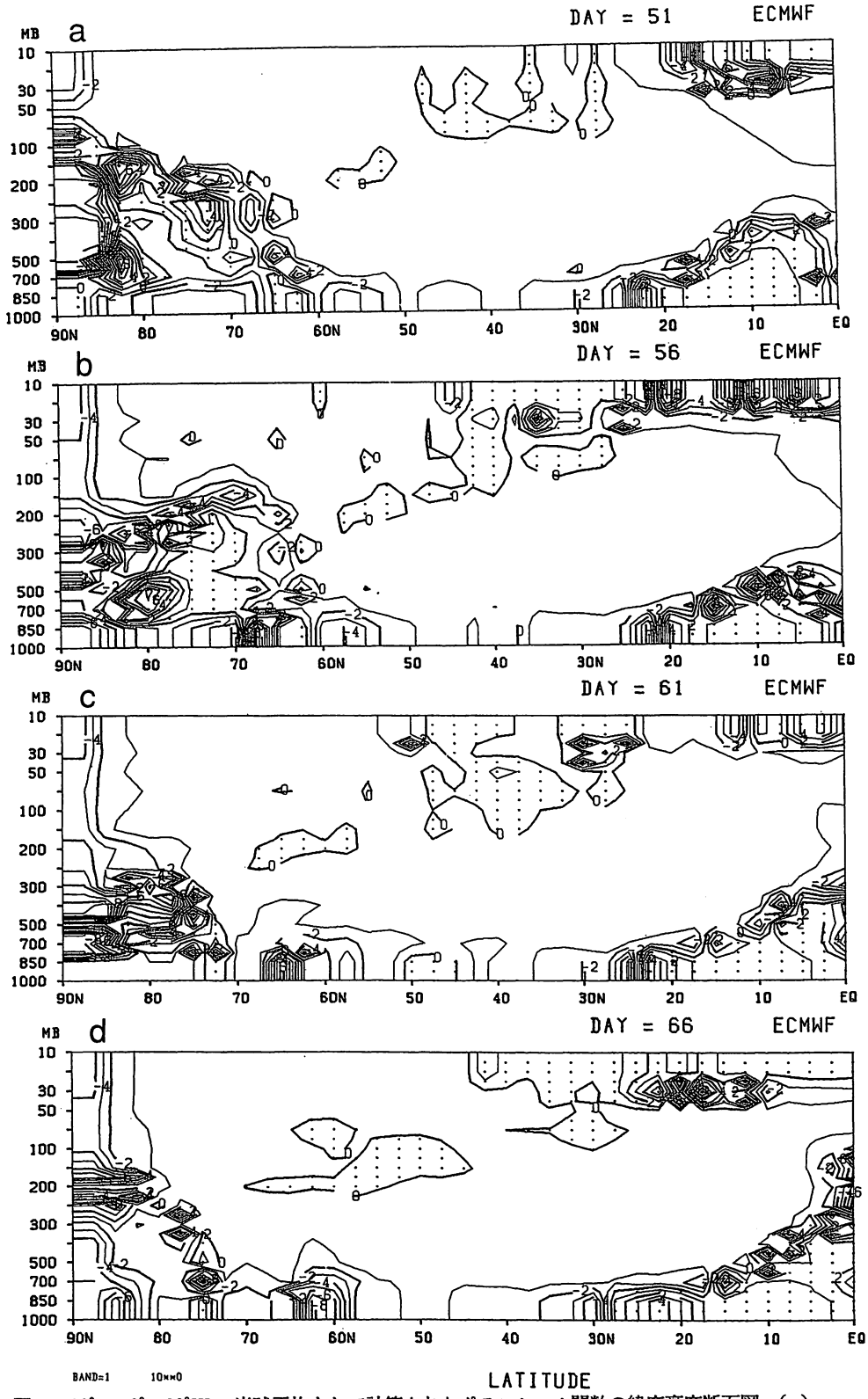


図7　90°E～0°～90°W の半球平均として計算されたポテンシャル関数の緯度高度断面図。(a) DAY=51, (b) DAY=56, (c) DAY=61, (d) DAY=66。その他は図6と同じ。

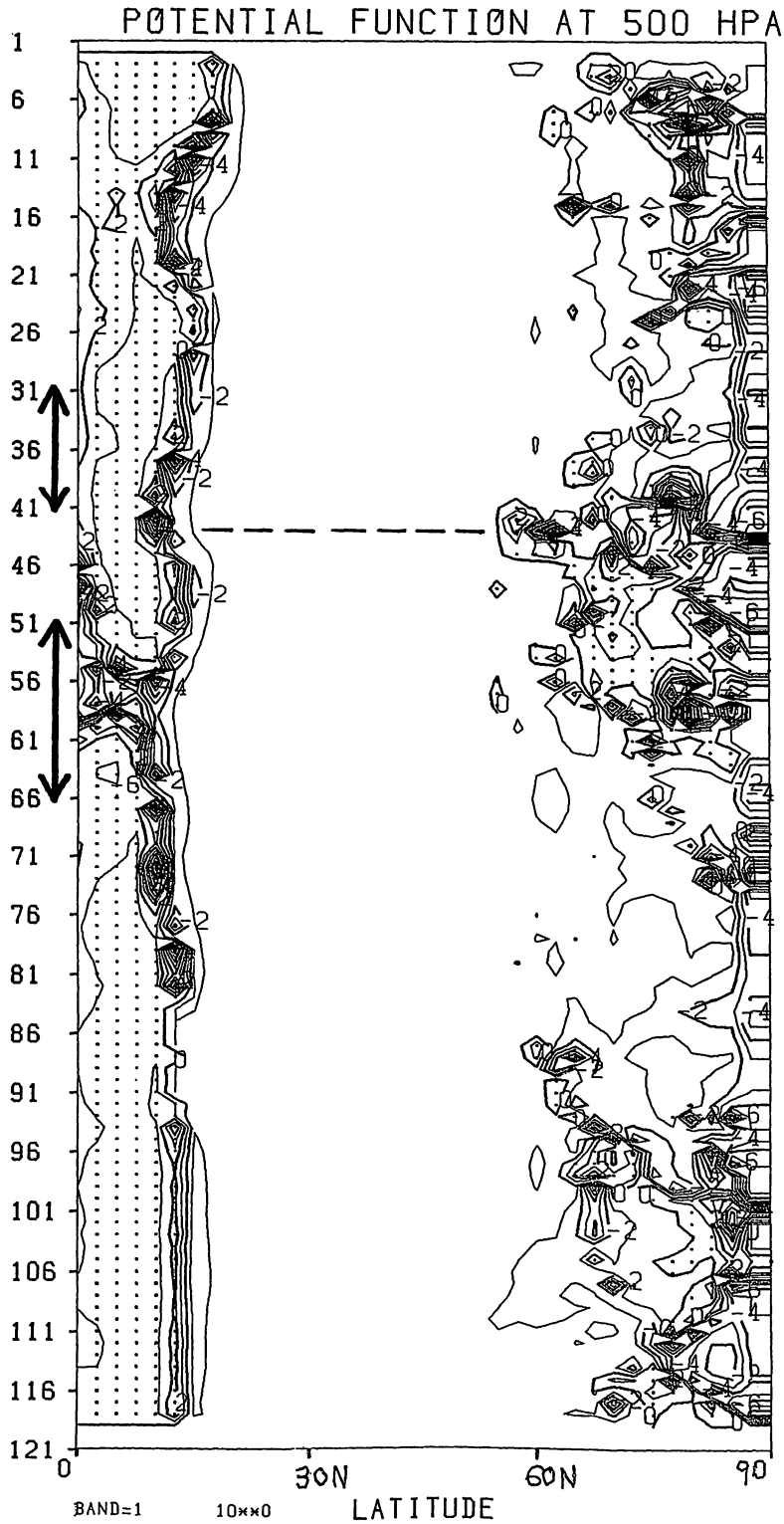


図8　500 hPa におけるポテンシャル関数の緯度時間変化図。負域に点彩。縦軸の数字は 1978 年 12 月 1 日からの通しの日数である。但し，この図は DAY=43 の前後で半球平均の取り方が不連続になっていることに注意。縦軸につけられた矢印はその期間がブロッキングと同定されていることを示す。

以前，屈折率としてプラネタリー波の伝播特性等の解析に使用されていたものを，若干見方を変え，双極渦型ブロッキング循環の存在可能領域を診断的に示すポテンシャル関数としてみたときの有効性について簡単な解析を行ってみた。たった4ヶ月のデータ期間のみの解析であるが希望の持てる解析結果が得られたと考えている。今後，数多くのブロッキングについて，ポテンシャル関数を用いた解析を理論との対応を考慮しながら注意深く行っていく価値はあるのではないかと考えている。但し，月例会の場でも問題になったように，ポテンシャル関数をどの領域で計算したら良いのかは前もって理論的に決まるわけではない。ここではブロッキング循環形成の基本場という意味を考えて，あえて上流側180度の平均を取ったが，特に根拠があるわけではない。その辺についても，今後考えていかなければならない点である。

引用文献

Butchart,N., K.Haines, and J.C.Marshall,1989:A theoretical and diagnostic study of solitary waves. J. Atmos. Sci.,46,2063－2078.

ECMWF, 1981:The Global Weather Experiment, Daily Global Analyses, Part I, Part II.

木本昌秀，1993:気象とソリトン・モドンー気象現象中の孤立波（下），第1章　ブロッキング現象，気象研究ノート，179,319－367.

Lejenas,H., and H.Oklund,1983:Characteristics of northern hemisphere blocking as deternmin－ed from a long time series of observational data. Tellus, 35A,350－362.

Malanotte－Rizzoli,P., and P.J.Hancock,1987:Coherent structures in a baroclinic atmosphere. Part IV: A comparison between theory and data. J.Atmos. Sci.,44,2506－2529.

Matsuno,T.(1970):Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. J.Atmos. Sci.,27,871－883.

Pierrehumbert,R.T. and P.Malguzzi,1984:Forced coherent structures and local multiple equilibria in a barotropic atmosphere. J. Atmos. Sci.,41, 246－257.

成層圏突然昇温とブロッキング

小寺邦彦・千葉　長*

1．はじめに

成層圏で突然昇温が起こっている時に，対流圏において，ほぼ同時期にブロッキングが起こっていることが古くより知られている。もっとも，ある人は突然昇温より先にブロッキングが起こる(Quirotz,1986)と言い，また別の人達は，逆に，ブロッキングの方が後に起こる（Labitzke,1965; Austin,1980)と言っている。ここでは，1984年の年末から1985年にかけて起こった，突然昇温を例に取り対流圏でブロッキングがどのように発生していったかを見てみる。

2．1984／85年の成層圏突然昇温

1984年12月から1985年1月にかけて，成層圏突然昇温がどのように発展していったか，まず見てみよう。第1図に(a)北極における気温，(b)70°Nにおける帯状平均東西風，(c)高度波の波数2成分の振巾の高度－時間断面を示す。時間軸の単位は日で，第1日は1984年12月1日に対応している。12月の中旬過ぎから，対流圏で波数2成分の振巾の増加が起こり25日過ぎから成層圏へと伝播していくのがわかる（図1ｃ)。それにつれて，12月中旬には200Kより低かった中部成層圏の極域に気温は26，7日あたりより急上昇を示し，成層圏で突然昇温が起こっている。一方，高緯度の西風ジェットは，昇温に伴い急激に弱まり，ついには極渦の分裂が起こり，12月の末には東風になっている。

次に，突然昇温(a)以前，(b)昇温中，(c)以後の三つの期間（図1－bの横軸の下に示してある）について，5日平均した帯状平均東西風とE－Pフラックス断面を図2に示す。

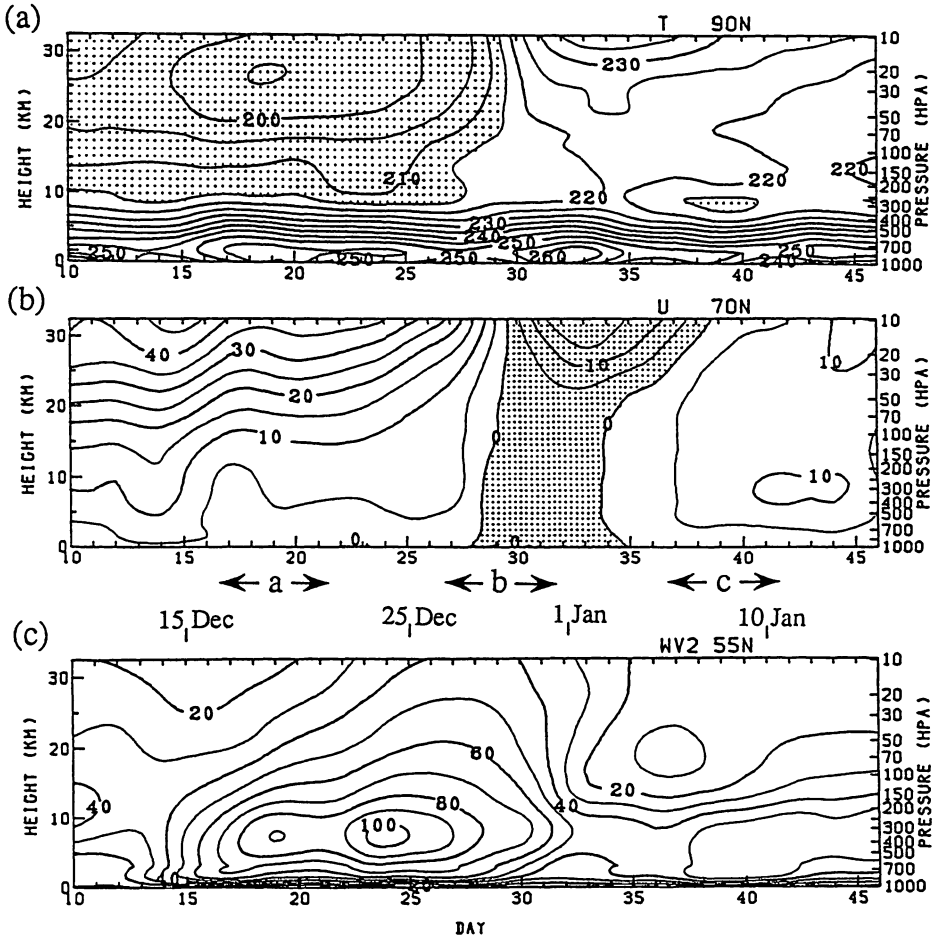
成層圏突然昇温が起こる前(a)は極夜ジェットは非常に強く，E－Pフラックスは対流圏では大きいが赤道方向に向かっており，極域成層圏にはあまり伝播していない。それが突然昇温が開始すると(b)プラネタリー波は極域成層圏へ強く伝播し，極夜ジェットはほぼ消滅してしまっている。突然昇温が終わり(c)成層圏では波は，もとの赤道向きに伝播しているが中・高緯度の対流圏の波は，依然極向きのままである。注目したいのは，成層圏突然昇温の終焉になって中緯度の対流圏で波の活動度に増加が見られることである。また，この波の活動度の増加は成層圏では見られず対流圏に限られている事から，波長の短かい波だという事が推察される。それがどのようなものなのか，成層圏の突然昇温に伴って対流圏で何が起こっているのかを次に見てみよう。

＊気象研究所　気候研究部

3．対流圏循環の変化

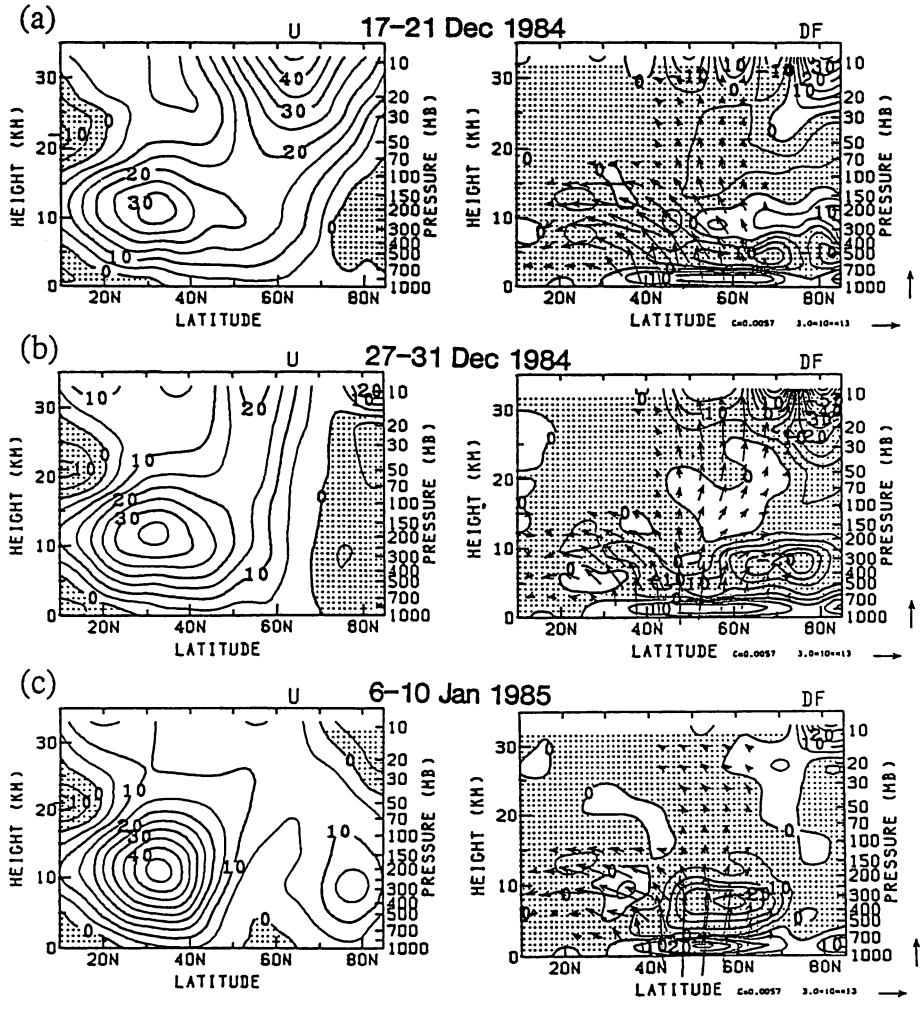
成層圏突然昇温に伴う対流圏の変化がどのようになっているか，先に図2で示したのと同じ期間：昇温(a)前，(b)中，(c)後について（左列）500 hPa高度，（中列）850 hPaにおける温度移流，（右列）Plum（1985）の定在波の活動度フラックスの水平成分を示す。

図1ｃからも判るように，昇温前(a)に対流圏で500 hPa高度場にはっきりした大きな振幅の波数2成分の構造が見られる。昇温が始まっても(b)，依然，波数2の振幅は大きいが，その南北の位相の傾きには大きな変化が見られ，中緯度のトラフは海洋上へ張り出していく。昇温の終わり(b)には，波数2の構造は不明瞭になる一方，より小さなスケールの波が発達し，東大西洋からヨーロッパにかけてブロッキングが傾成されてくる。次に図3の中列に，850 hPaにおける温度移流による気温変化傾向（uTx＋vTy）を示す。なお図では，温度移流が－5K／dayより小さい範囲のみ示してあり，

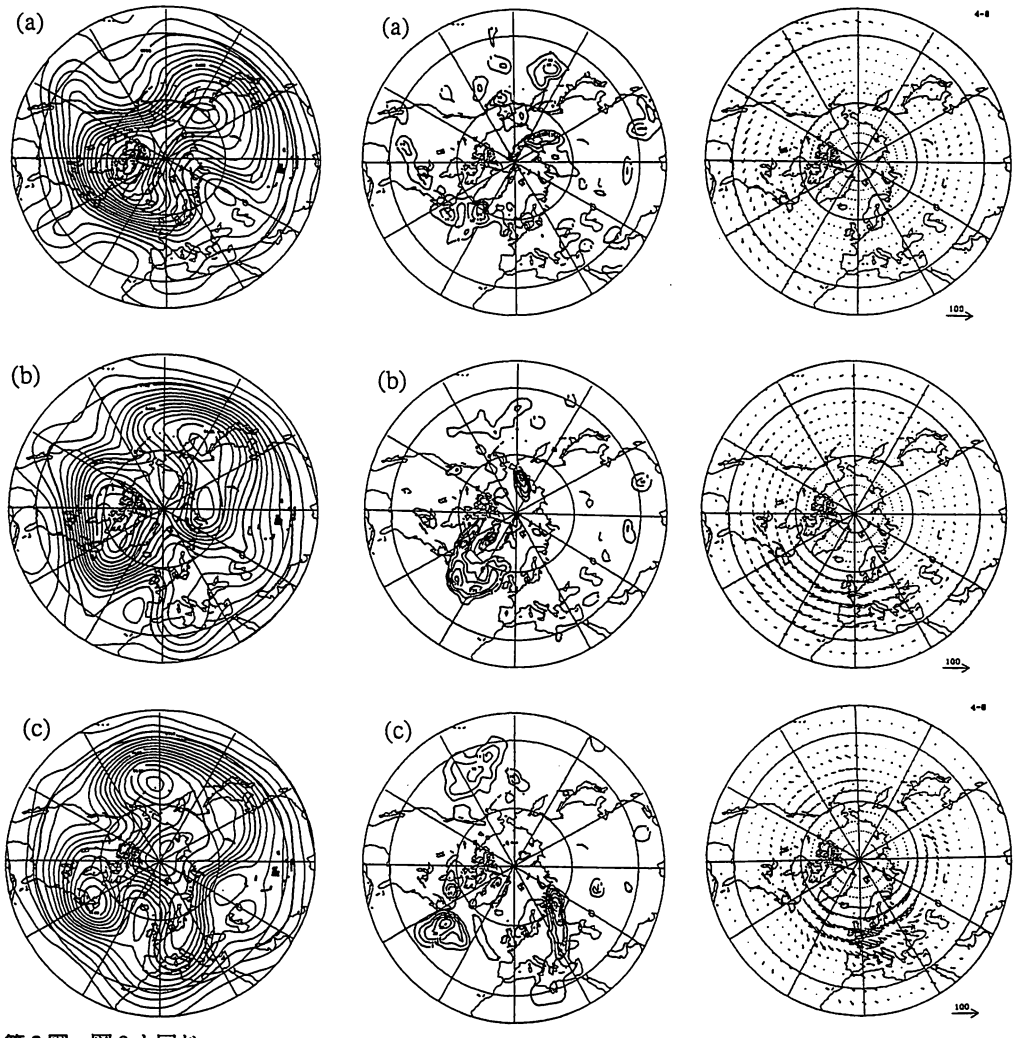


第1図　1984年12月10から1985年1月15日についての(a)北極気温，(b)70° Nの帯状平均東西風，(c)波数2成分の高度波の振幅（ただし気圧の平方根でスケールをとってある）の高度時間断面。単位は(a)ケルビン，(b)m／s，(c)m。点彩或(a)は215K以下(b)は負値域。day 1は1984年12月1日に対応。

ここではこれを寒波の吹き出しのインデックスとして考える。突然昇温が始まり(b)，トラフが洋上へと張り出すに従い寒波も洋上に吹き出し，突然昇温後(c)も続いている。中規模（波数４～８成分）のロスビー波の，Plum（1985）による定在波の活動度フラックスの水平成分（図３・右列）を見てみると大西洋，太平洋上へ寒気の吹き出しが始まるにつれて，そこから波が発生し，東の方に伝播して行っている様子がうかがわれる。また500 hPa高度（左列）を見ると，西大西洋からヨーロッパにかけてのトラフ，リッジ，トラフの発達，そして東部太平洋からアラスカにかけてのトラフ，リッジの発達がこの波の活動度の増加と対応してるのがわかる。



第２図　(a)突然昇温前，(b)昇温中，(c)昇温後の，５日平均（左列）帯状平均東西風，（右列）E－P フラックス断面。E－P フラックスのベクトルは気圧の平方根の逆数でスケールしてある。
また図2,3の(a),(b),(c)に示した５日平均に対応する期間は図１.b の横軸の下にも示してある。



第3図　図2と同じ。
ただし（左列）500 hPa の気圧高度
（中列）850 hPa 面での温度移流（ただし−5K／day の範囲のみ図示）
（右列：右頁）Plum の定在波活動フラックスの水平成分を中規模（波数4〜8）ロスビー波について示す。

4．まとめ

これまでの結果を模式的に図4にまとめてみた。突然昇温が始まる前(a)には，極夜ジェットは強く，対流圏ではプラネタリー波が大きくなっている。しかし，プラネタリー波は極域成層圏には伝播しておらず，低緯度に向かっている。二次元のロスビー波の伝播を考えると，赤道向きに波が伝播している時は，渦運動量フラックス，$\overline{u'v'}$が正であり，波の位相は，低緯度から高緯度に向かって，東に傾いている（図a・右列)。突然昇温が始まると極夜ジェットは弱まり，波は極方向に伝播する（図b左列)。波の南北伝播が赤道向き$\overline{u'v'}>0$から極向き$\overline{u'v'}<0$になるに従って，波の水平構造の変化が起こる。これは，（図3bで）トラフが洋上へ張り出して行くことと対応している（図4b右)。トラフの洋上への張出しは，洋上への寒気の移流を伴い，そこでの傾圧性を高め傾圧不安定波の発生を誘う。(ここには示していないが，日々マップから読みとれる。）そして，この領域から中規模のロスビー波が発生し東へと伝播していく。この最後の段階は，成層圏突然昇温が終了(c)しても続いていく。以上を見ると，成層圏突然昇温はプラネタリー波の構造の変化と密接に関連しており，対流圏でプラネタリー波の南北伝播が極向きになると，洋上へ寒気が吹き出すような形となる。そして，その後は，対流圏内部の過程として傾圧性が高まるにつれ，傾圧性擾乱の発達，ロスビー波の発生，伝播等が引き起こされる。一方，これ等はブロッキングの発生にとっての重要な要因であることが知られている（例えば，Tsou and Smith,1990)。従って成層圏突然昇温は，上に述べたような過程を通して対流圏において，ブロッキングを発生させるトリガーとして働いている可能性が有る。このような作業仮説は，大循環モデルを用いた実験で一部確認したがさらに詳しい実験を行うことにより調べていきたい。

参考文献

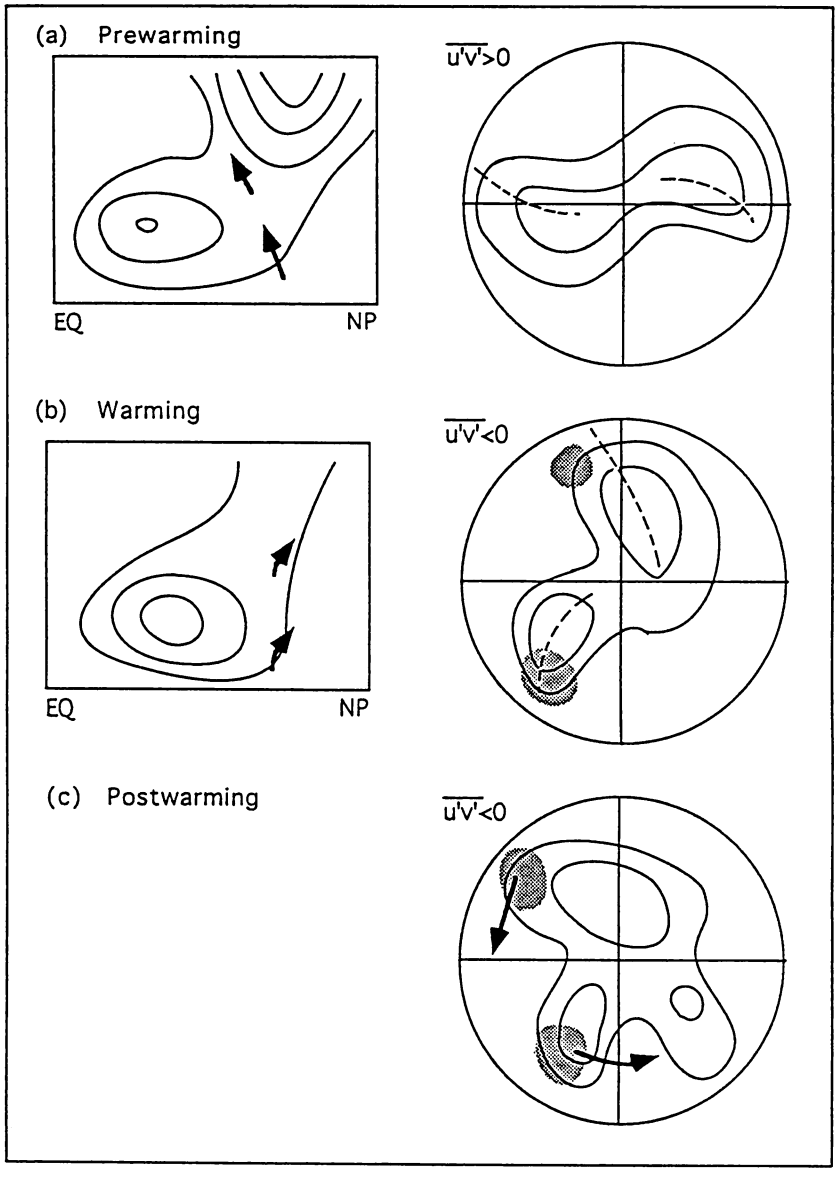
Austin,J.F.,The blocking of middle latitude westerly winds by planetary waves, Quart.J.Roy.Meteorol.Soc.,106,327－350,1980.

Labitzke,K., On the mutual relation between stratosphere and troposphere during periods of stratospheric warmings in winter,J.Appl.Meteorol.,4, 91－99,1965.

Plumb,R.A., On the three－dimensional propagation of stationary waves, J. Atmos. Sci., 42,217－229,1985.

Quiroz,R.S., The association of stratospheric warmings with tropospheric blocking, J. Geophys. Res., 91,5277－5285,1986.

Tsou C.－H., and P.J.Smith, The role of synoptic－planetary－scale interactions during the development of blocking anticyclone,Tellus,42,174－193,1990.



第4図　成層圏突然昇温に伴う循環場の変化の模式図（詳しくは本文を）。

1994年夏の天候と循環場の特徴

高　野　清　治*

1．はじめに

1994年夏の日本は記録的な猛暑に見舞われた。7月，8月の月平均気温は多くの気象官署で観測開始以来の記録を更新した。また梅雨も7月上旬に明け降水量も西日本を中心に極端に少なくなり，各地で水不足となった。この稿ではこのような猛暑をもたらした天候と循環場の特徴について簡単にまとめることにする。

2．1994年夏の世界の地上気温平年偏差

図1は，1994年の7月と8月の世界の地上気温平年偏差である。7月，8月ともに日本の大部分は2℃以上の正偏差域におおわれている。しかしこの偏差2℃以上の領域はあまり広くはなく，せいぜい東アジア域に限定されたものになっている。またヨーロッパやアメリカ合衆国西部でも高温だったことがわかる。一方ロシアでは逆に低温となっていた。

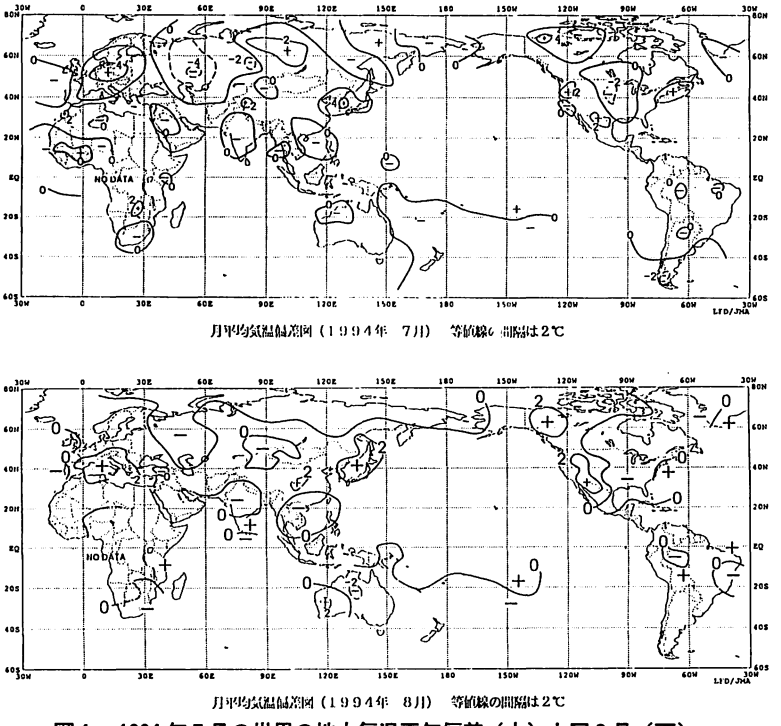


図1　1994年7月の世界の地上気温平年偏差（上）と同8月（下）

＊気象庁長期予報課

3．日本の天候の特徴

1994年夏の天候の最も顕著な特徴は梅雨明けの早さであろう。平年だと南西諸島を除き7月の中旬の終わりから下旬にかけて梅雨明けとなるが，1994年は西日本で7月の初め，東日本，北日本でも中旬の初めには梅雨明けとなった。このことに対応して，7月に入り気温は急激に上昇し猛暑となった（図2）。7月の降水量も平年と比べ極端に少なくなった。図3は渇水となった福岡の1月からの積算降水量である。平年だと梅雨末期（6月の終わりから7月初め）に急速に降水量が増加するが，1994年は6月の終わりから降水がほとんどなかったことがわかる。その後8月に入っても気温の高い状態は続いた。

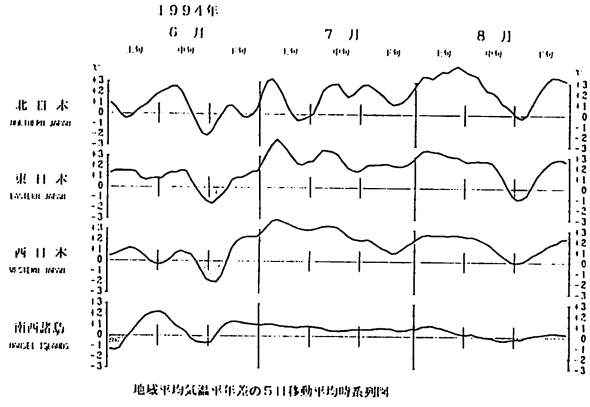


図2　日本の各地域気温平年偏差

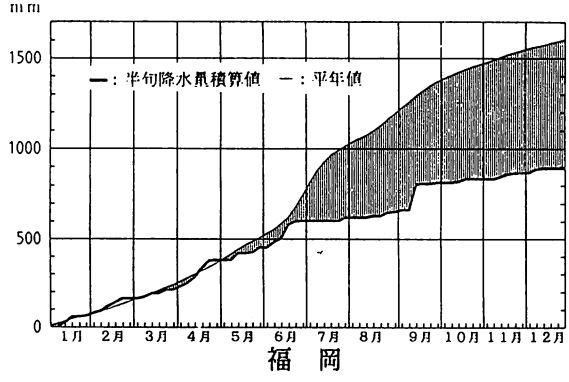


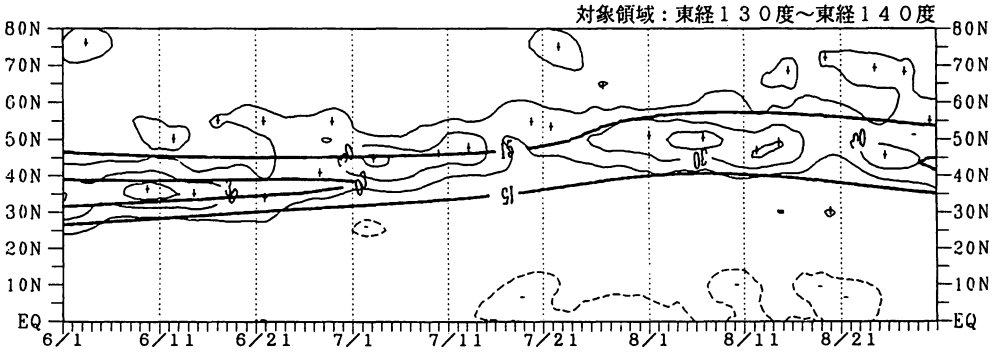
図3　福岡の半旬降水量をもとにした1994年1月からの積算降水量の経過

4．日本付近の循環場の特徴

3で述べたように1994年の夏は早い梅雨明けが特徴の第一として挙げることができる。図4は日本付近の200 hPaの東西風の緯度時間断面図である。平年だと7月の後半に亜熱帯ジェットの北上が見られ，それに伴い日本は亜熱帯高気圧圏内となり梅雨明けとなる。1994年はこの亜熱帯ジェットの北上が6月の終わりから7月の初めにかけて起こっており，その後も夏の終わりまで再び南下

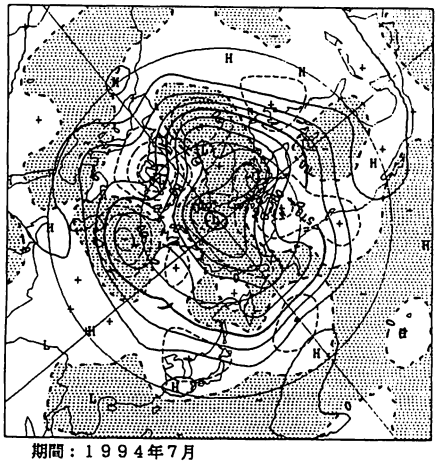
することはなかった。このことは1994年の日本は平年より早く梅雨明けし，その後も「梅雨の戻り」といった現象もなく，晴れて暑い日が続いたことに対応している。ちなみに大冷夏だった1993年はこの亜熱帯ジェットの北上が見られないまま秋に至った。

図5と6は7月の500 hPa及び100 hPa高度場である。どちらの気圧面で見ても朝鮮半島から日本海にかけてを中心とする正偏差におおわれていることがわかる。図7は35°Nに沿った渦度の経度－高度断面図である。この図を見ると日本付近は地上付近の一部をのぞき上層までバロトロピックな高気圧性循環（負の渦度）におおわれていたことになる。



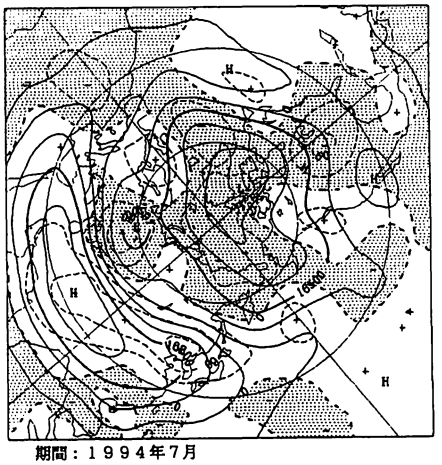
２００ｈＰａ東西風（実況）の緯度時間断面図
等値線間隔：１５ｍ／ｓ
期間：１９９４年6月１日～８月３１日　　（５日移動平均）

図4　200 hPa 東西風（130°E～140°E の平均）の緯度－時間断面図。細実線が実況値，太実線が平年値。



期間：１９９４年7月

図5　1994年7月500hPa 高度場と同平年偏差（左）



期間：１９９４年7月

図6　1994年7月100hPa高度場と同平年偏差（左）

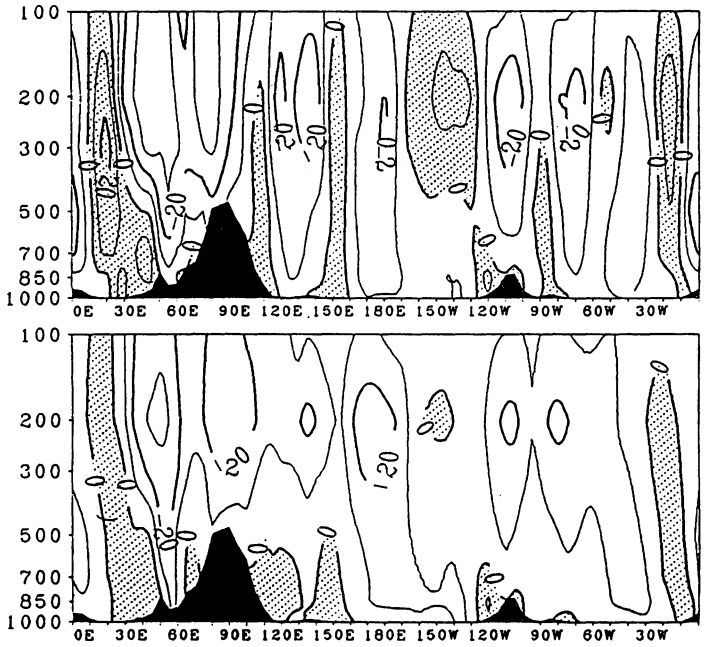


図7　35°N に沿った渦度の経度－高度断面図。1994 年 7 月（上）と平年 7 月。低気圧性循環（正の渦度）に陰影が施してある。

5．モンスーン循環の特徴

目を大きく転じてアジアモンスーンの様子を見てみよう。図 8 はアメリカ国家気象局，気候解析センター（CAC）による OLR（外向き長波放射）の1994 年 7 月の平年偏差図である。この図を見ると，アジア域全体にわたり負偏差域が多い。このことは平年より雲が多かったことを示しており対流活動が活発であったことがわかる。特にインド西北部からアラビア半島にかけてや，インドシナ半島からフィリピンにかけては平年より対流活動がかなり活発だったことがわかる。月降水量で見てもこれらの地域では多雨のところが多かった。図 9 は 7 月の 60° E～120° E（インド～東南アジア）で平均した南北風の緯度－高度断面図である。平年でも 30° N～40° N の山岳域（ヒマラヤ～チベット高原）での上昇流に伴い，その北側で南風，南側で北風が吹いているが，1994 年はこの子午面循環が平年より強かったことがわかる。また図 10 は 35° N に沿った温度の平年偏差の経度－高度断面図である。平年でも大陸と海洋の熱的コントラストによりユーラシア大陸上が太平洋域より気温は高いが，1994 年はこのコントラストがより大きかったことがえわかる。さらに，アジアモンスーンに関係が深いといわれるチベット高気圧の勢力も図 6 を見れば分かるとおり平年より強かった。これらのことを総合して考えると 1994 年のモンスーン循環は平年よりかなり強かったと結論できるであろう。

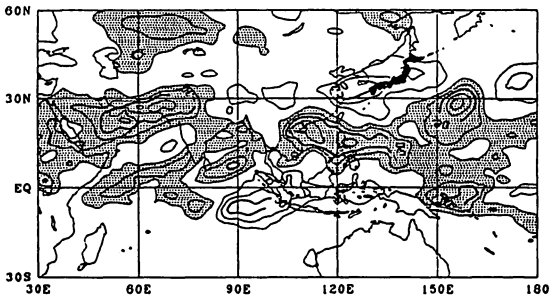


図8　CACによる1994年7月のOLR（外向き長波放射）の平年偏差図。

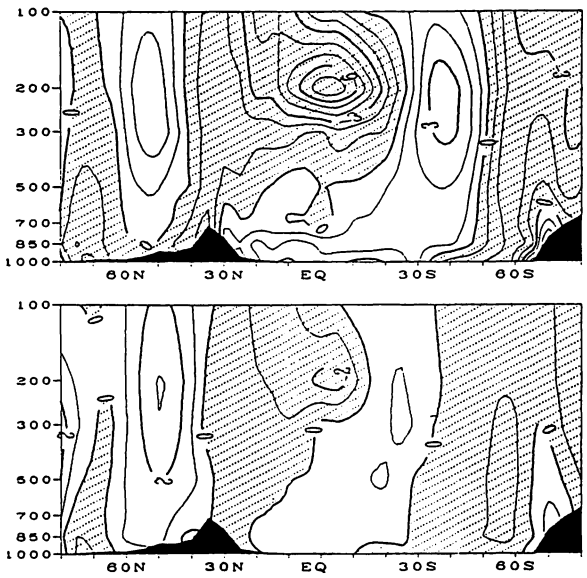


図9　1994年7月の風の南北成分（V）の緯度－高度断面図（60°E～120°Eの平均値）（上）と同偏差図（下）

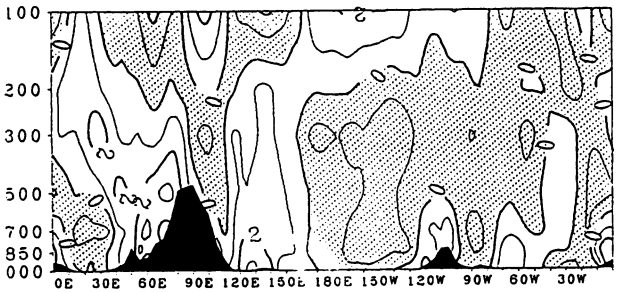


図10　1994年7月の35°Nに沿った温度場の平年偏差の経度－高度断面図。

6．1994年猛暑のメカニズムの解明に向けて

残念ながら猛暑のメカニズムを完全に解明できるほど我々は自然を理解してはいない。しかし，今回の猛暑で自然はいくつかのヒントを与えてくれたことも事実であろう。この節では著者の私見も交じえ議論してみる。

まず平年より早く日本付近で亜熱帯ジェットが北上し，しかもそのまま元に戻ることなかったことと，アジアモンスーンが例年になく活発であったことになんらかの関係があるのは間違いないであろう。従ってなぜアジアモンスーンが活発になったかが重要な問題である。アジアモンスーンの強弱には，海面水温，積雪面積，土壌水分量等が関係しているといわれている。特に土壌水分量については未解明の部分が多いので今後の研究の進展が望まれる。

また，さらに日本付近を見ると例えば500 hPa高度場の正偏差は日本付近で特に大きい。従ってあれほどの猛暑が生じたことを説明するには，この日本付近にローカルな大きな正偏差の成因を説明する必要があろう。日本付近のバロトロピックな高気圧の成因については，栗原と露木（1987），新田（1987）等の議論がある。従来フィリピン付近の対流活動が重視され，それからのロスビー波の伝播が強調されてきたし，実際1984，1990年の暑夏年にはフィリピン付近からのロスビー波列が確認できる。しかし図11に示すように，1994年の7月の月平均の場に限って言えば，フィリピン付近からの波の伝播は認められない。ただし，日本付近に波列状のパターンは見られるが，それはむしろ西から波が伝播しているようにもみえる。このような場合露木と栗原（1989）に指摘してあるように波源の問題よりもそのような順圧不安定モードが存在することのほうがより重要であるかもしれない。

もう一つ考慮に入れる必要があると考えるのは，カオス的な大気の振る舞いである。すなわち，何らかのきっかけでたまたま生じたものが，その後に大きな影響を及ぼす可能性もあろう。筆者自身は特に昨年のような猛暑はかなりの部分が決定論的なメカニズムの連鎖で説明可能ではないかと考えるが，それでもカオス的な振る舞いもありうるという態度も重要ではないかと考える。

最後に近年，数値予報の予報解析サイクルによる同化データが，解析の有力な武器として登場しつつある。この同化データにより海や地表面との熱及び水の交換過程や大気の中の熱バランスの議論などがかなり定量的に行えるようになりつつある。1994年の夏についてもそのような解析を充実させる必要がある。

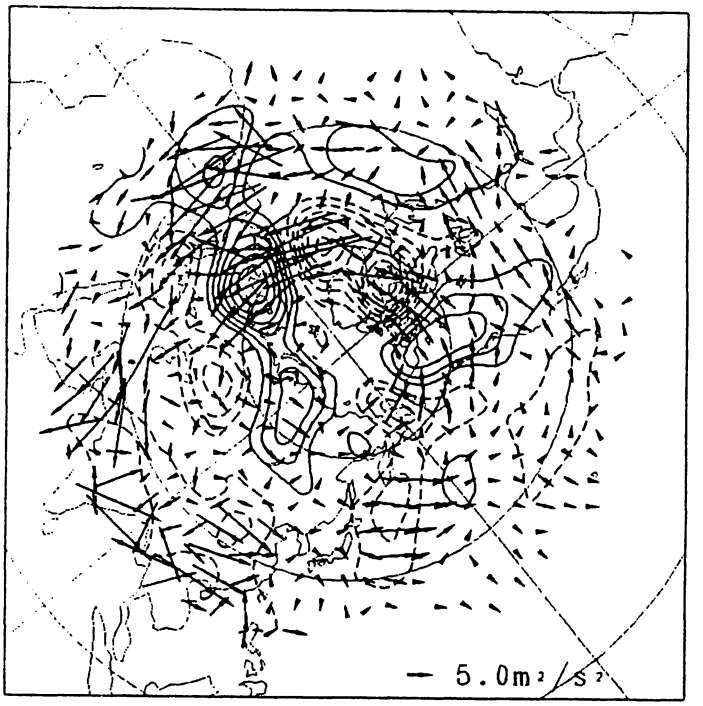


図11　1994年7月の500 hPaのPlumbのwave activity flux（ロスビー波の伝播の向きを示す）。

参考文献

Kurihara,K., and T. Tsuyuki, 1987 : Development of the barotropic high around Japan and its association with Rossby wave-like propagations over the North Pacific.: analysis of August 1984. *J. Meteor. Soc. Japan,* 65, 237-246

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

Tsuyuki, T., and K. Kurihara, 1989: Impact of convective activity in the western tropical Pacific on the East Asian summer circulation. *J. Meteor. Soc. Japan,* 67, 231-247

ートピックスー

アメリカ気象局の1年予報（『Science』記事から）

1．「農夫年鑑」との闘い

科学雑誌「Science」1994年12月23日号（Vol.266, P.1940－1941）のニュース欄に“Offcial Forecast Pushed Out to a Year Ahead”と題した記事が掲載された。この記事は，アメリカ気象局（National Weather Servise）が1995年1月から1年先までの長期予報を開始したことを伝えている。

記事の冒頭では，従来「農夫年鑑」と呼ばれるような民間の農業雑誌に，1年先の雪嵐や干ばつの予想まで記述している非科学的な長期予報が掲載され続けてきたことを取り上げ，アメリカ気象局がついにこれに対抗することになったと始める。

気象局の長期予報の長であるエドワード・オレニックとのインタビューで，オレニックは「我々は長期予報において日々の嵐を予想するのではなく，広い範囲の気温が平年より高いかどうかを述べる。」「来月の家族旅行を計画する人にはあまり役立たない。」「10回のうち5～7回の精度では役に立たないと考える人には我々の予報を使うべきではない。」と答え，長期予報が平均状態を予測するもので精度が高くないことを強調する。しかし，一方で「我々の予報は春の種蒔きや冬の燃料の計画を立てる人には役立つ」と考えている。

2．予報手法

アメリカ気象局の1年予報の手法はエルニーニョ現象との関係を根幹とする。エルニーニョ現象により中緯度の偏西風が影響を受け，北米大陸の天候分布も特徴あるものとなる。

予想手法として，

1）正準相関分析（Canonical Correlation Analysis）により，過去1年の全球海面水温の変化からエルニーニョ現象の可能性を予測し，それにより天候分布を予測する，

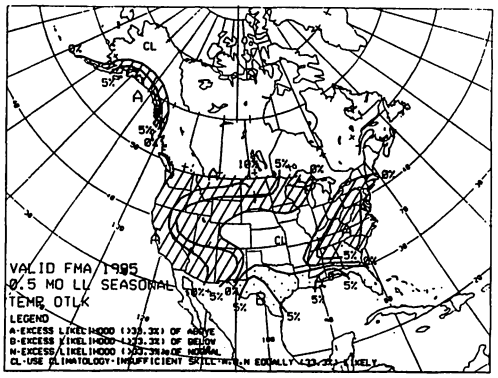
2）大気海洋結合モデルにより海面水温と全球循環場を予測する，

3）最適気候値法（Optimal Climate Normal Method）により，過去の年々変動から天候の持続性を予想する，

があり，これら3つの手法を柱として1年先までの予想がなされる。3番目の手法は単純な持続予報とも取れるが，担当者は「なかなか成績がいい」という。また，すべて自動で予報が出るのではなく，最後には予報官の判断が入ることになっている。

1年予報の発表形態は，例えば1995年1月半ばに発表された場合，まず1月末までの2週間予報（後述）があり，続いて2～4月の3か月平均の気温・降水量の予報があり，後は3か月移動平

均の形で12個の予報が続く。最後は1996年2～4月の予報となる。ただし，1995年2月については1か月平均の予報がある。



予報は確率の分布図で表され，気温なら「高い」「平年並」「低い」が33%よりどれだけ高い確率で発生するか5%毎の等値線で表現する。確率は33%から48%程度までしか描かれない。また「気候値（CL)」という予想があり，これは予想資料でスキルがないことを示し，3階級のどの階級も同じ確率で起こり得るということである。エルニーニョ現象の性格から，春の予想にこれが多くなるようだ。

1995年1月に発表された1年予報の第1号では，右図のように1995年2～4月平均の気温予報はエルニーニョ現象発生の近況を受けて，PNAパターンを連想させる天候分布が予想されている（図はアメリカ農務省と気象局による“Weather and Crop Bulletine”から引用)。

記事の最後では'90年代に入ってから数年おきに起きるとされるエルニーニョ現象が連続して発生していることを取り上げ，エルニーニョ現象の予想がやはり簡単ではないことを述べる。オレニックは「(エルニーニョ現象について）注意深くあるべきだ。しかし，大気海洋結合モデルの発展により次第に予測精度は改善されるだろう。」と答えている。

アメリカ気象局の1年予報はインターネット（http:／／nic.noaa.gov.／products／predictions／index.html）で入手することができる。

3. 2 週間予報

1年予報の記事が掲載されたページの囲み記事に2週間予報のニュースがあり，これまでアメリカ気象局の日々の予報は5日後までであったが，1995年からは1週間先までの週間予報となり，さらに2週間後までの間における異常気象の可能性も予想することになったことを伝えている。

「アンサンブル数値予報」の発展により，2週間先の日々の予報はできなくとも，北米大陸の東岸で非常な急発達をする低気圧（爆弾低気圧）などの可能性の予測ができるようになった。アメリカ気象局では，少しづつ初期値を変えた46個の数値予報をアンサンブルし，その中から異常気象の可能性を見つけだそうとする。

可能性が高い場合には，それについての注意を社会に呼びかける。日単位では指定できないが，8～14日後の期間において悪天候の発生が予想されるという内容になる。気象局担当者，スティーブン・トラクトンは「1週間以上先の悪天候の警告を年に6回できれば目的を果たせる」と語っている。

（磯部）

ートピックスー

気象庁の梅雨に関する業務の見直しについて

1．概　　要

1995年2月10日，気象庁予報部は梅雨入り・明けに関する業務を見直したことを発表した。この見直しにより，梅雨に関する情報は日単位の天気現象ではなく季節現象であることを前提とした形態に改善される。具体的には，梅雨の入り・明けの時期として「旬の初め」「旬の半ば」「旬の終わり」等の表現とし，情報（天候情報等）で取り扱うことになる。

また，暖候期予報においては，梅雨の時期の天候の予想として6～7月の降水量の階級の見通しを示し，各地の降水量・日照時間の平年値等を参考資料として解説します。梅雨の入り・明けの時期の遅速の予報については，気候的なシグナルが得られない場合は発表を原則として見合わせることになる。このほか，暖候期予報の中の日本に接近する台風の個数の予報についても，梅雨の場合と同様の取り扱いとなる。

これらの改善は1995年の暖候期予報から実施され，3か月や1か月予報においても同様の改善が行われる。

2．梅雨の入り・明けについての参考資料（気象庁予報部作成）

気象庁では梅雨について，“「梅雨」とは，春から夏に移行する過程で，ある期間，その前後に比較して多雨・寡照となる季節現象”と定義して業務を行っている。

ここ数年，夏の天候は変動の大きな状態が続いているが，なかでも昨年や一昨年は記録的な低温多雨，記録的な高温少雨の夏であった。この両年の梅雨の経過は対照的で，改めて季節現象である「梅雨」の予測可能性や，「梅雨」という現象についての認識が問われた。これをきっかけに，季節現象である「梅雨」について新たに検討を加え，梅雨入り・明けの業務の見直しを行った。

2－1　季節現象である梅雨についての理解

1）平均的な梅雨の期間とその前後の天候の特徴

図1は，過去30年（1961～90年）のそれぞれの年の梅雨入り・明けとして特定された日を中心に，前後15日間の気温，降水量，日照時間の時系列を作成してその平均を求め，梅雨入り・明けを境として気温，降水量，日照時間がどのように変化したかを見た図である。代表地点として那覇，福岡，東京そして仙台について示してある。

従来，梅雨の入り・明けの日は，便宜的に低気圧や高気圧の通過に伴う日々の天気の変化のタイミングに合わせて特定してきた。

このため，このようにして決定した入り・明けの日に位相を合わせた30年間の平均値で見ると，梅雨入りあるいは明け当日の降水量や日照時間の特徴は，その前後に比べてかなり強調されて示されている。しかし，季節の推移を判断するには，このような日々の変動ではなく，ある程度ならして見る必要がある。

そこで，降水量や日照時間の変化を移動平均して見ると，梅雨入りや明けの時期をはさんで，それぞれの期間の平均値の大きさに明かな差が認められる。そしてその境目は概して5日間以上の遷移期間となっているのが分かる。

2）個々の年の梅雨の前後の天候の特徴

過去の個々の年について，梅雨の期間の前後の天候の変化を見てみる。図2には一例として，10年間の個々の年の梅雨入り・梅雨明け前後の日照時間の経過を示してある。これによると，

①梅雨入り・明けの時期が1～2日程度の遷移期間で明瞭に識別できる年，

②あまり明瞭ではないが，4～6日程度の遷移期間がある年，

③さらに遷移期間が長くなり，季節の変わり目として特定しにくい年

などがあるが，これらの中で①のようなケースは少なく，大部分は②や③の状態である。

2－2　北半球規模の循環場との対応

日本付近の梅雨入りや梅雨明けは，アジアモンスーン域の季節変化と関連しており，北半球規模の大気の循環場と関係している現象であることが分かっている。

図3は半旬（5日）平均の上層雲量の分布図で，7月の初めの状態である。日本付近は帯状の雲の中に入っているが，この雲の帯は東南アジア付近の雲域とつながっているのが分かる。

図4は，日本各地の梅雨入り・梅雨明けと，東経120度から140度の領域で平均した上層雲量の季節による推移との対応関係を見た図である。

これによると5月以降，北緯30度付近の雲量の多い部分は次第に北上していくが，この動きにつれて西日本から北日本へと順次，梅雨入り・梅雨明けとなっている。

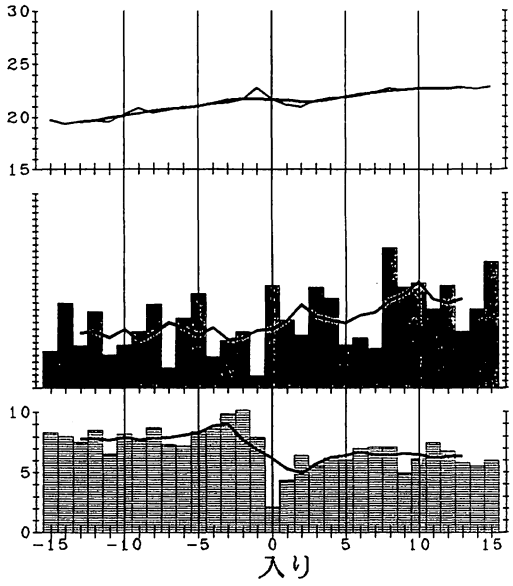
2－3　今後の「梅雨入り・梅雨明け」の表現

以上のように，梅雨は北半球規模の大気の循環場と対応しているスケールの現象であり，このような現象の始まりと終わりをある日を境にして，“この日から梅雨に入り，あるいは梅雨が明けた”などと明瞭に区分するよりも，ある幅をもたせた“… の時期”とする方が，的確な表現であることが分かる。

従来，梅雨の入り・明けについては，“日を単位”に行ってきたが，今後は“梅雨が日々の現象ではなく，季節現象であることに重点をおいた形の情報提供”に改め，ある幅を持った“時期”として表現することとする。　（礒部）

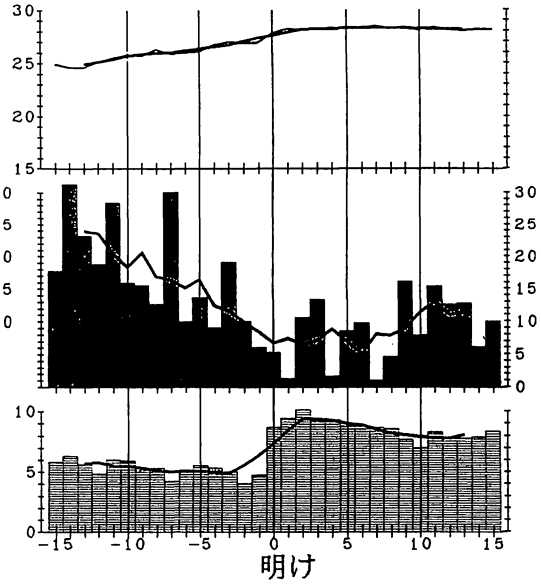
梅雨入り前後の気象経過　福岡

横軸は日数で梅雨入りの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均



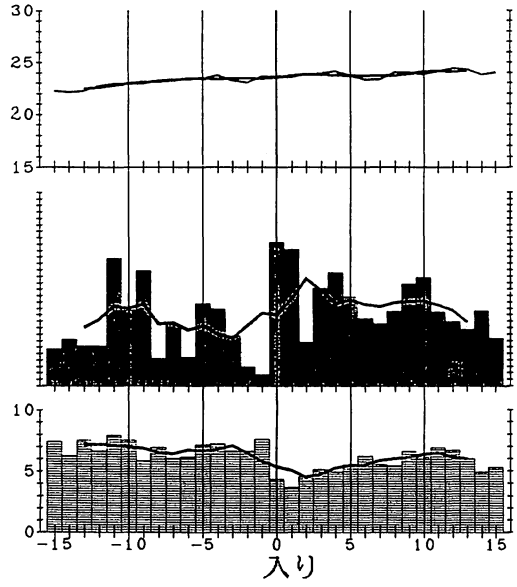
梅雨明け前後の気象経過　福岡

横軸は日数で梅雨明けの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均



梅雨入り前後の気象経過　那覇

横軸は日数で梅雨入りの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均



梅雨明け前後の気象経過　那覇

横軸は日数で梅雨明けの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均

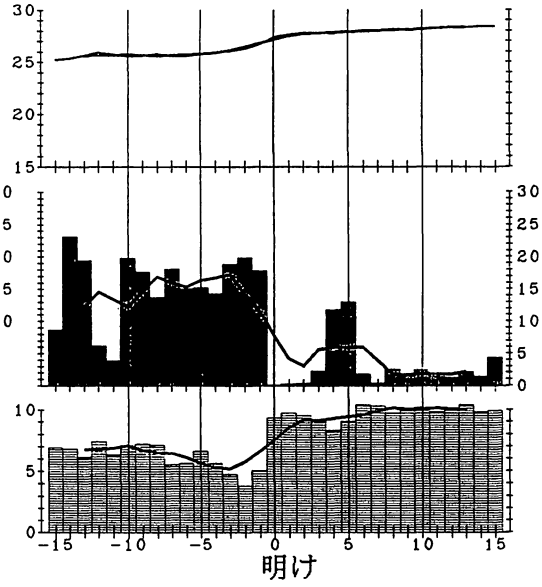
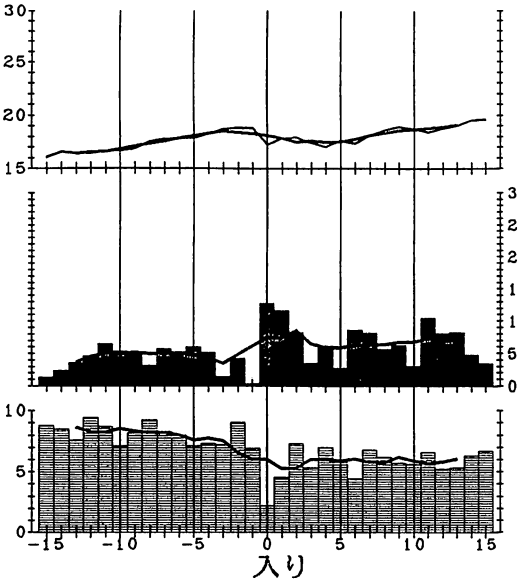


図 1 — 2

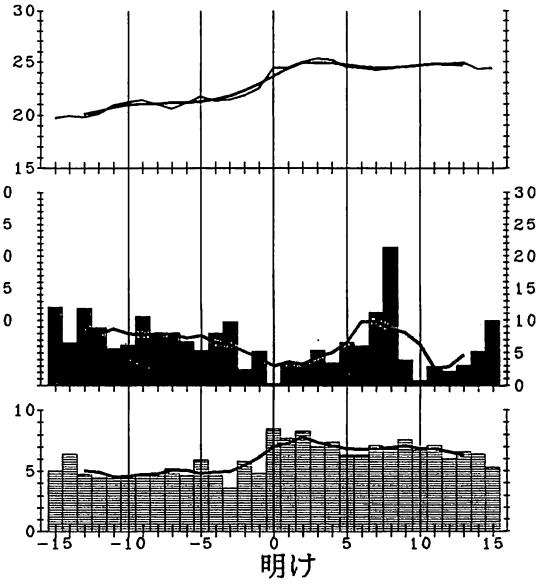
梅雨入り前後の気象経過　仙台

横軸は日数で梅雨入りの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均



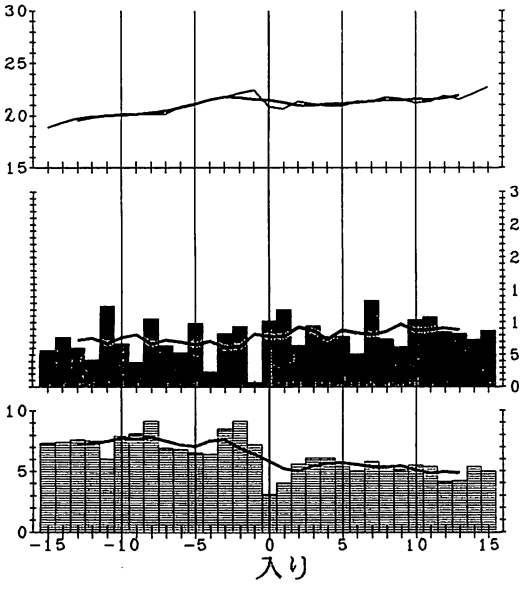
梅雨明け前後の気象経過　仙台

横軸は日数で梅雨明けの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均



梅雨入り前後の気象経過　東京

横軸は日数で梅雨入りの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均



梅雨明け前後の気象経過　東京

横軸は日数で梅雨明けの日を０とする
上：平均気温（℃）　中：降水量（mm）　下：日照時間（h）
１９６１～９０年の３０年平均　　太い折線は５日移動平均

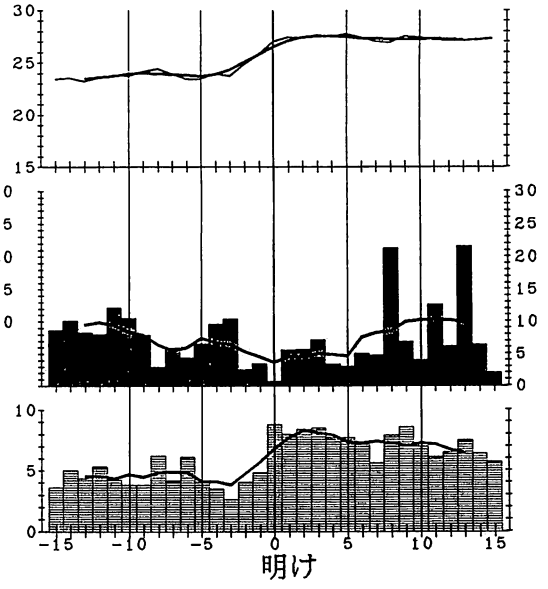


図 2 — 1

梅雨入り前後の気象経過

横軸は日数で梅雨入りの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

梅雨明け前後の気象経過　那覇

横軸は日数で梅雨明けの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

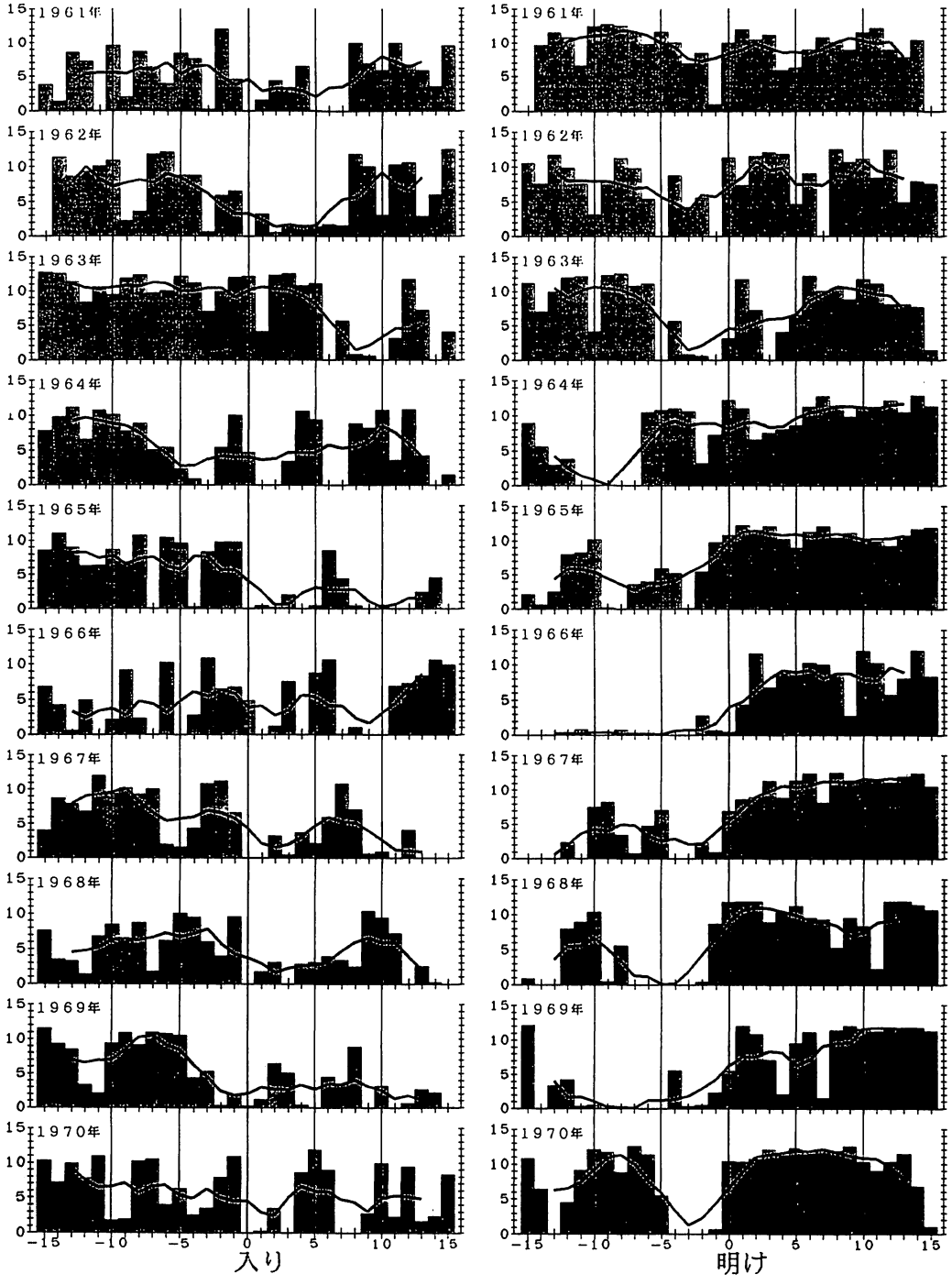


図 2 — 2

梅雨入り前後の気象経過

横軸は日数で梅雨入りの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

梅雨明け前後の気象経過　福岡

横軸は日数で梅雨明けの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

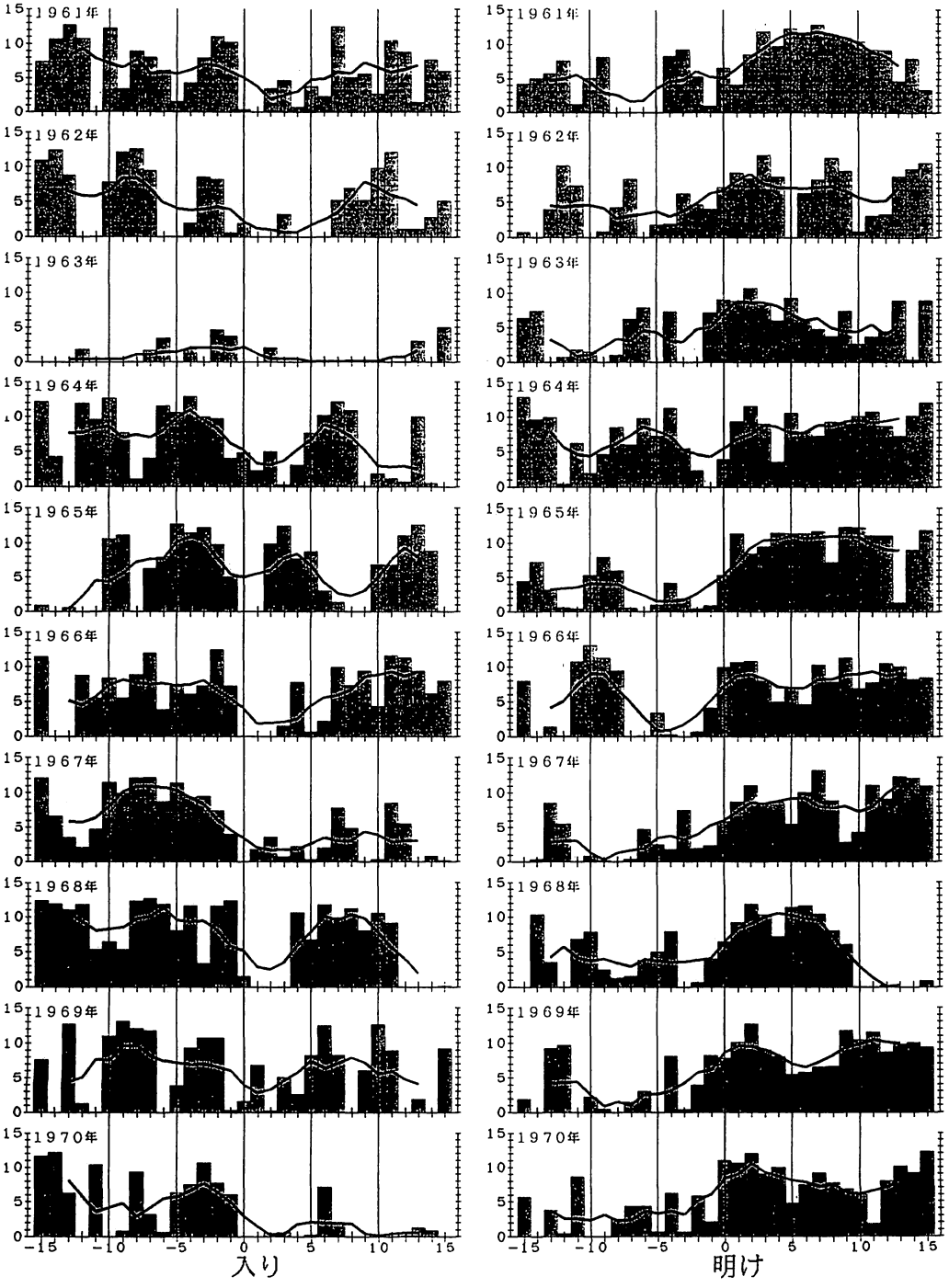
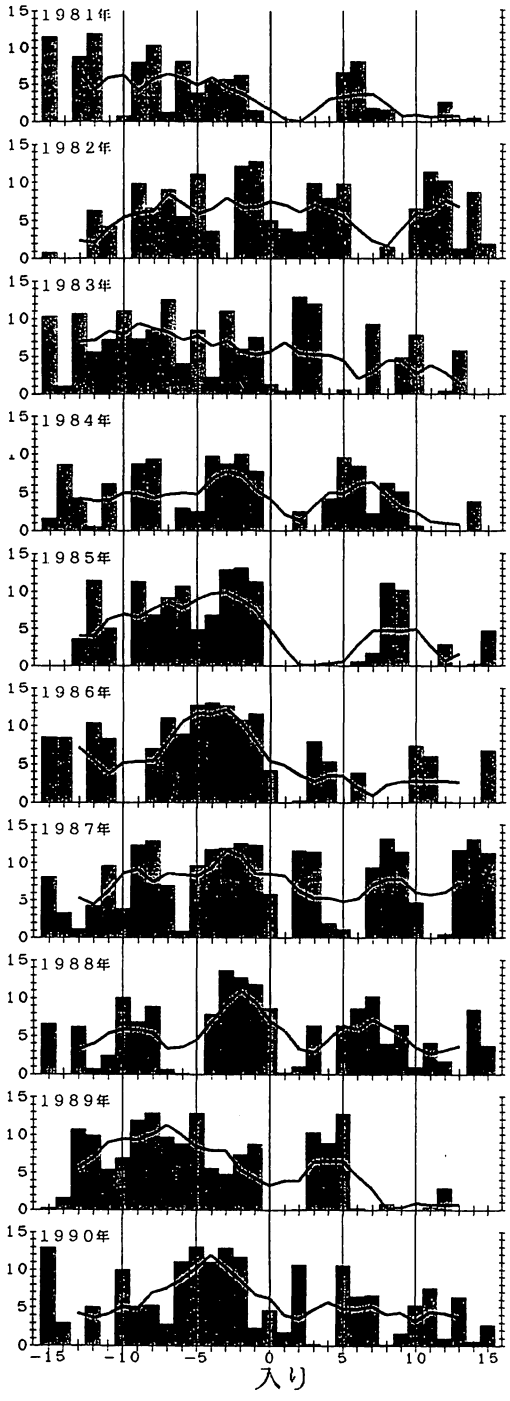


図 2 — 3

梅雨入り前後の気象経過

横軸は日数で梅雨入りの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均



梅雨明け前後の気象経過　東京

横軸は日数で梅雨明けの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

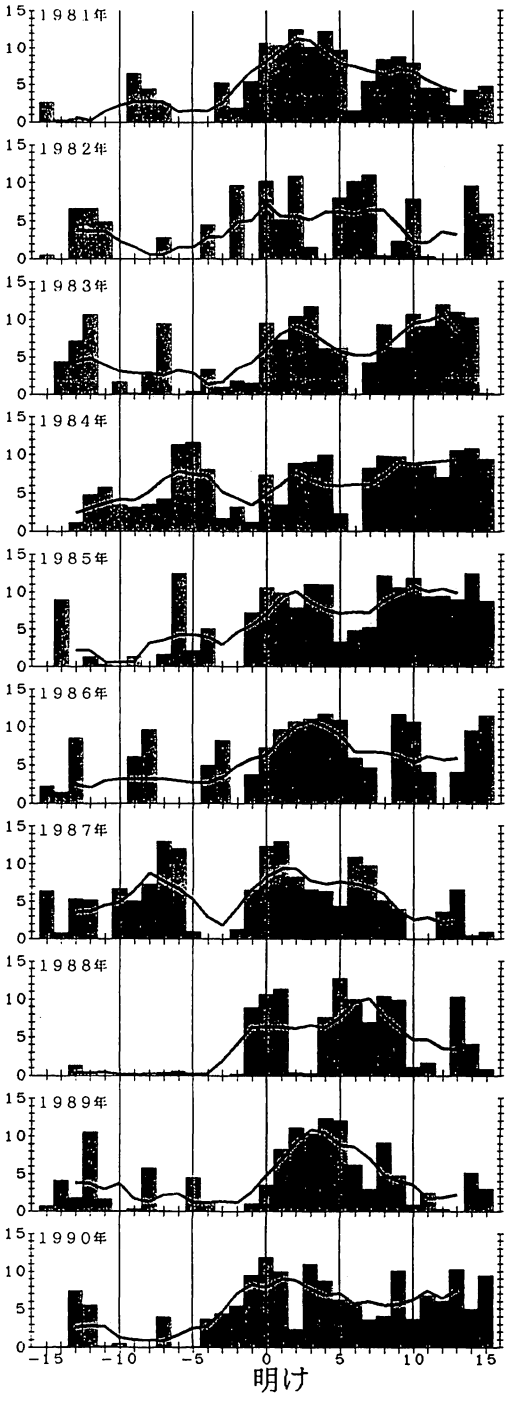


図 2 — 4

梅雨入り前後の気象経過

横軸は日数で梅雨入りの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

梅雨明け前後の気象経過　仙台

横軸は日数で梅雨明けの日を0とする
日照時間（h）
太い折線は5日移動平均

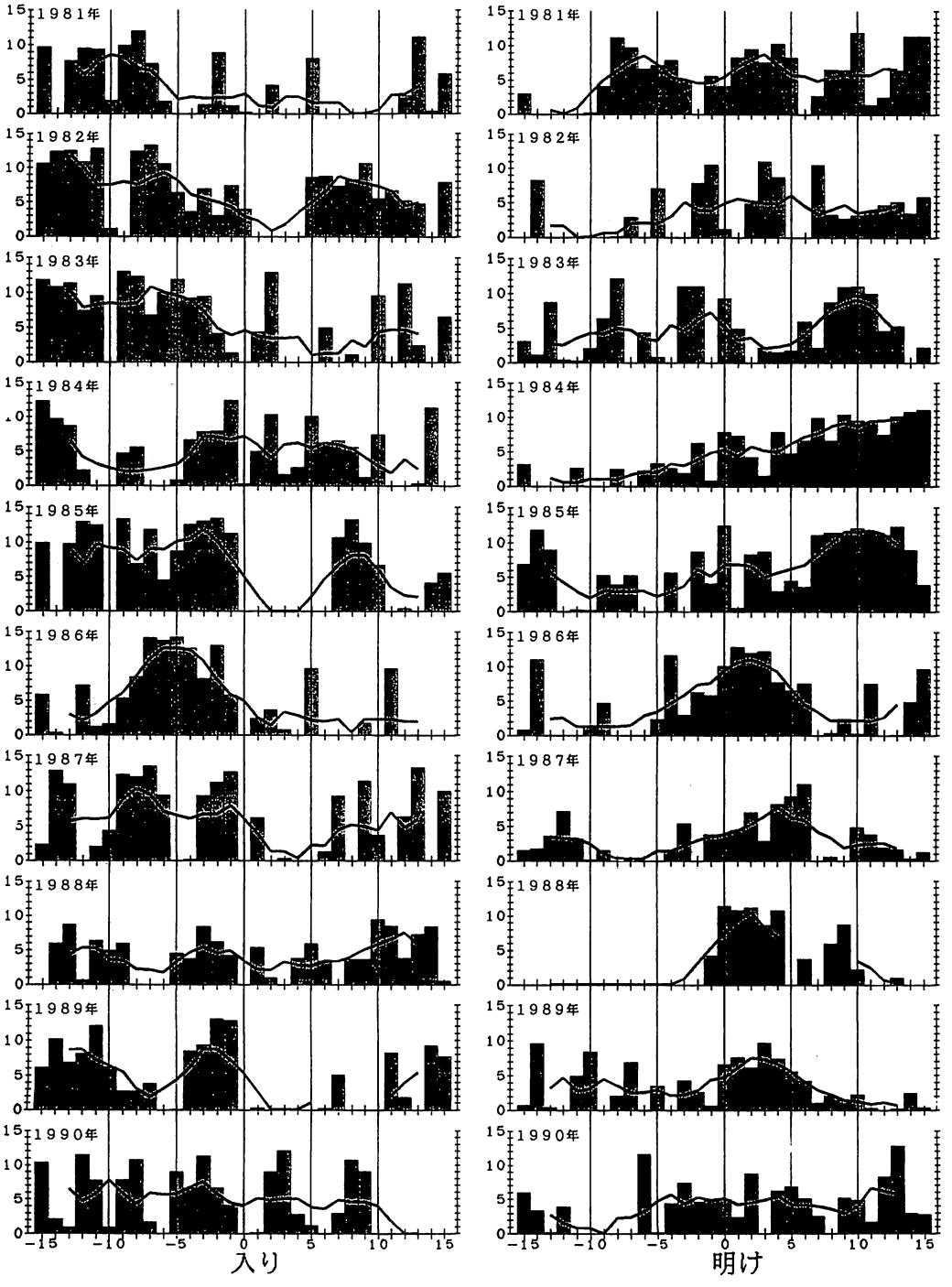
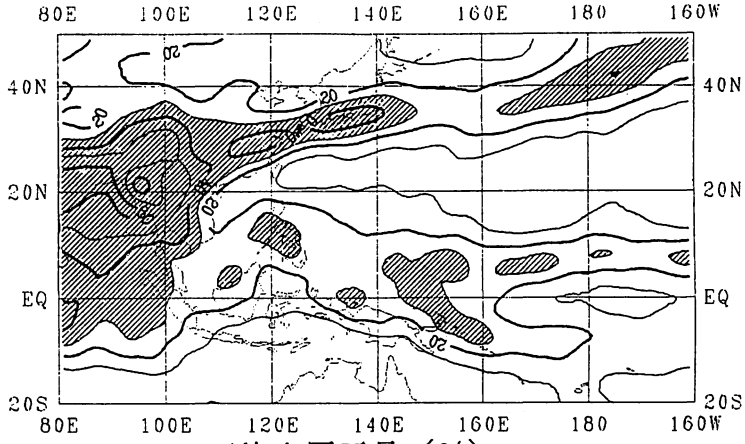


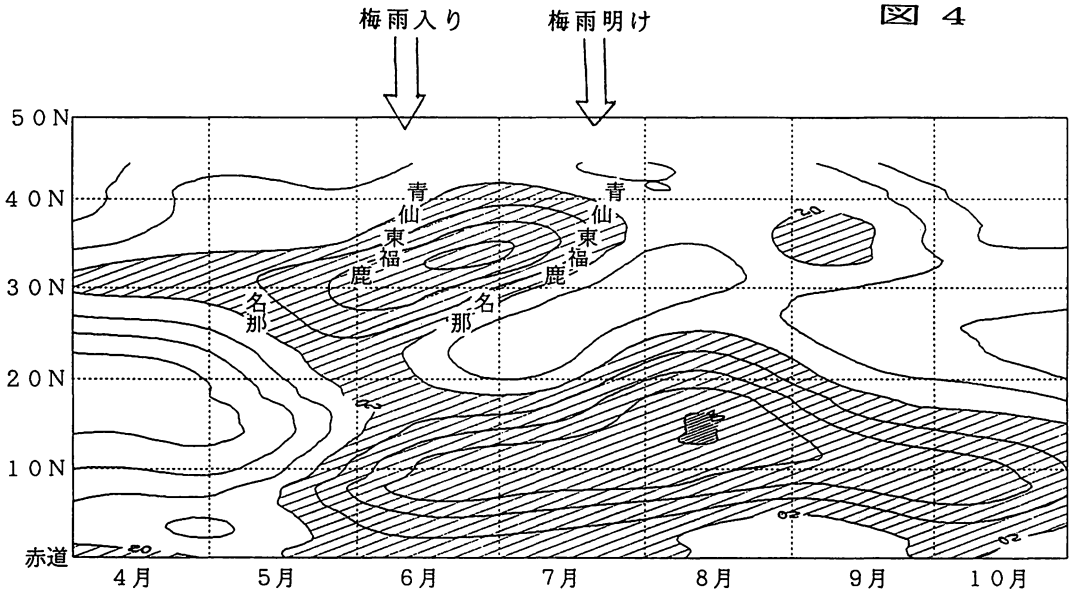
図 3



5日平均上層雲量（%）

1987～94年の8年平均
期間：　6月30日～　7月　4日
等値線間隔：10%　▨ ≧30%

図 4



平年の上層雲量（%）の推移と梅雨の入り・明け

那：那覇　名：名瀬　鹿：鹿児島　福：福岡　東：東京　仙：仙台　青：青森

◇編集後記

今号は1994年9月22日に気象庁第一会議室で行われた月例会の報告で，講演をされた方々にお願いして寄稿していただきました。講演していただいた方々に深く感謝します。

また，最近は長期予報をとりまく情勢が世界的に急速に変化しています。これも気候変動の影響のひとつと言えるかもしれません。それに関連する話題として2つの話題を取り上げました。特に梅雨入り・明けに関する気象庁業務の見直しは，身近な話題として社会に波紋を広げるでしょう。

梅雨入り・明けを日単位で決めることには昭和30年代からすでに論議がなされているそうで，今回の見直しも「季節現象であるから日単位では決めるべきでない」と「梅雨明けは日単位で判断できる場合があるし，世間にもなじみやすい」という，従来からある2つの立場のどちらを優先するかという判断だと思われます。それは社会的ニーズにもよりますが，「私たちが気候系のどこまでを知りどこまでを知っていないか」も重要な尺度になるでしょう。

今回の気象庁資料の中の，各地の梅雨入り・明けの前後の天候の状態などは長期予報課の前田氏の調査によるものですが，基礎的研究の重要性が確認されるなか，素朴な問題を新しいデータと知見で再考察する必要があると思います。

当「L. F. グループ」は長期予報や気候予報に関わる同好の集まりで，30年以上の長い歴史を持っています。現在は，年2回の会誌「グロースベッター」の発行と毎年秋の月例会「長期予報と大気大循環」の開催が主な活動です。

「グロースベッター」は投稿は自由です。調査・研究だけでなく，長期予報や気候研究の進路についての意見・考察なども歓迎します。皆さんの投稿をお待ちしています。

印刷の書式は1行44字で1ページ33行ですので，原稿もこれに合わせていただくと幸いです。また気象学会誌「天気」と同様にフロッピーディスクによる投稿も歓迎します。

（事務局：礒部）

※原稿送付先：

〒100　東京都千代田区大手町1－3－4　気象庁長期予報課内　L. F. グループ事務局

1994年度グロースベッター役員（1994. 7～1995. 6）

栗原弘一，高野清治，礒部英彦，山際龍太郎，藤川典久，吉松和義

◇1993年度（1993. 7～1996. 6）L. F. グループ会計報告

（収　入）		（支出）	
前年度繰越金	878,831円	印　刷　費	511,200円
会　　費	816,000	郵送・通信費	91,736
バックナンバー売上	4,000	月例会会議費	52,450
月例会懇親会費	28,500	LF関西補助金	60,110
利子，利息等	8,893		
収　入　計	1,736,224円	支　出　計	715,496円

総計：1,736,224－715,496＝1,020,728円（1995年度に繰越）