

グローสบettor

第27巻 第2号

月例会「長期予報と大気大循環」(1988年9月28日)の報告

— 中・高緯度対流圏の長周期変動 —

10日以下の周期を持つ擾乱の10日平均移動速度の解析

..... 田口彰一 1

北半球冬季の天候レジーム 木本昌秀 13

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 金谷年展 34

気象研究所大気大循環モデルのSSTA実験で得られたzonal / eddy

関係と降水量 鬼頭昭雄 42

大気大規模運動における準定常状態 向川均 50

1989年3月

L. F. グループ

10日以下の周期を持つ擾乱の10日平均移動速度の解析

田 口 彰 一*

1. はじめに

「対流圏中高緯度の長周期変動」の名で開催されたこの月例会の中で私の解析だけが長周期の変動を直接扱っていない。むしろ総観規模の擾乱すなわち短周期の変動を扱っている。長周期の変動が普通の高低気圧に影響を与えることは「暗」に了解されているらしいが、この小論の目的はこのいささか常識過ぎる関係を帯状平均場について「明」に示すことにある。

この関係は自明のここのように考えられるために、定量的に示したものを見つけることができなかった（あれば教えて欲しい）。その原因の一つは普通の高低気圧が変幻自在に形を変え、多様な種類があるために整理がつかないからだと思われる。例えばPettersen (1956)は総観規模の擾乱にともなう地上の前線の存在する位置が長周期で変動することを示しブロッキングの例としている。ところがブロッキングの統計なるものは数多いのに地上の前線の位置から統計をとったものを見つけることはできなかった。又それらの統計について比較してみると全く異なる期間を指定していることがある。一年中北半球のどこかで起こっている現象なのか、一冬に一、二回のものかも研究者の定義によってまちまちである（佐藤, 1985）。しかし総観規模の擾乱にどのような変動を与えるかを考えれば、つまり長期予報の立場からはブロッキングについての明確な基準がありそうなものである。

同様のことは帯状平均された場についても言える。そこで取り扱いは雑にはなるが、格子点のデータを用い、時間スケールによって擾乱を取り出すことで、大量の渦の移動を調べ、渦の移動の変動を中心として帯状平均の西風と北向き顕熱輸送の変動との関係を調べることを試みた。

この小論では、10日以下の時間スケールを持つ擾乱の北半球の中緯度における平均運動、季節変動、季節内変動について観測事実に基づいた記述を行う。2.では用いたデータと解析手法について述べ、3.では擾乱の選択基準、4.では平均運動、5.では季節変動、6.では季節内変動について述べる。

2. データと解析手法

データはNMCで解析された850mbと500mbの高度場で一日2回1969-1979の11年間である。欠測や明らかなエラーの場合は時系列の前後のデータから内挿して与えた。解析はNMCグリッドと呼ばれる八角形領域で行った。

移動性の擾乱を取り出すために10日より短い周期を通すハイパスフィルタをもちいた。このフィルタの荷重関数はHamming (1977)に基づいて作った。その応答関数を図1に示す。この応答関

*公害資源研究所, 立地環境部広域域間環境研究室

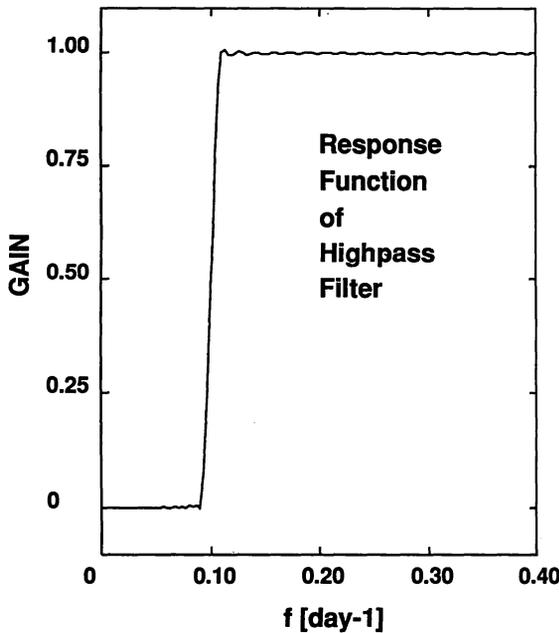


図1. ハイパスフィルタの応答関数

数は移動性擾乱についての過去の研究 (Lau and Nath 1978; Wallace et al., 1988, etc.) に比べて低周波の側まで取り入れている。これには総観規模の低気圧が閉塞して停滞気味になるところまで取り扱いたいというねらいがある。またフィルタをかけたために時系列の最初と最後で123個のデータが失われた。従って解析は1969年3月3日12Zから1979年10月30日0Zまで行った。

擾乱を取り出す手法は基本的にはTaguchi and Asai (1987)と同じである。まずフィルタをかけた各格子点のデータのある「しきい値」と比較する。例えば高気圧に属する格子点を探すにはプラスの値を「しきい値」として、それより大きいければ高圧部に属するとし、低気圧の

場合はマイナス値を用いる。

すべての格子点について高圧部 (または低圧部) に属するかどうかを判定されると、今度はそれらがお互いに隣接しているかどうかを判定し、隣接している場合は同一の「領域」に属すると考えることにする。次の時間でも同様の処理をしていくつかの領域が得られた場合異なる時間の「領域」がお互いに重なりあっていればその「領域」は同一の「擾乱」に属すると考えることにする。

このように手順を決めておけば比較的簡単に計算機で処理するコードを書くことができるのである。実際には「領域」毎に番号をつけておき、番号の間の結合関係を表として記録しておいてその記録を解析すれば良い。

どのようなしきい値を使えば最も標準的な低気圧が取り出せるのかという点は頭の痛い問題であり、又取り出せるという保証もないので、取り出された結果を見て検討した。まず、緯度によって取り出す擾乱の強さが変化すると困るので、渦度や風速との対応を考えて、各緯度のコリオリパラメータに対する北緯45度のコリオリパラメータの比を掛けて緯度による正規化をした。その上で、次のような基準を満たすようなしきい値を作った。

- (1) 季節によらず一定の数の格子点が見られること。
- (2) 直径にして2000~3000kmの領域が北半球に10個程度検出されること。
- (3) 格子点が20個以上になる領域は総観規模の擾乱とは言いがたいので、中心の振幅の大きさと

ころだけを取り出すような一時的なしき
い値を作る。

(1)と(2)の条件から求めたしきい値を図
2に示した。適当に分割した期間について
北緯 20 度から 80 度間の格子点の内から
160 個が選ばれるような値を求めて平滑化
したのがこの曲線である。いずれも冬に大
きく夏は小さいという傾向を持つ。この曲
線は総観規模の擾乱の活動の季節的な変化
をも表わしている。

3. 擾乱の選択

このような手法によって得られる擾乱は
普通の総観解析で得られる擾乱と完全に一
致する訳ではない。まず格子点データを用
いていることで始めから空間のスケール
には下限がある。NMCグリッドの場合は北
緯 60 度で 380km であるから中間規模擾乱
は入ってこない。又、12 時間毎のデータで
少なくとも 2 回は検出されたものを用いて
いるので内陸の熱的な原因による低気圧も入っていない。

850mb の 1 月について得られた低気圧の軌跡を図 3 に示した。一つ一つの矢印は 12 時間の
移動を表わしている。北緯 30 度から 60 度の間では擾乱は主に東向きに移動し、太平洋や大西洋の
ストームトラックがよく表現されていることが判る。Kline (1957) の地上低気圧の解析と比較し
ても大きな違いは無いように見える。北緯 30 度より南では熱帯性の擾乱と思われるものが西向きに
移動する様子が観察される。北緯 60 度より北では擾乱の移動方向は一定しないことも判る。北緯
50 度付近でも、カムチャッカ半島の東側やハドソン湾には西向きの擾乱が見出される。

経度方向の移動の様子を 1970 年の 1 年について図 4 に示す。この図は擾乱の経度だけに着目し
て各時刻にどこにあるかを示したものである。ただし北緯 25 度から 65 度にある擾乱だけを示した。
擾乱が東へ移動している様子がよく分かる。長く伸びた軌跡は順調に移動して消滅したことを表わ
している。長く伸びたものについて移動速度を見積もると、25 日程度で地球を一周している速度で
あることが判る。これはあくまでも最も早い擾乱についての見積もりであって平均速度ではない。
軌跡が縦に通っているものは擾乱が南北には移動したかもしれないが東西には移動しなかったこと

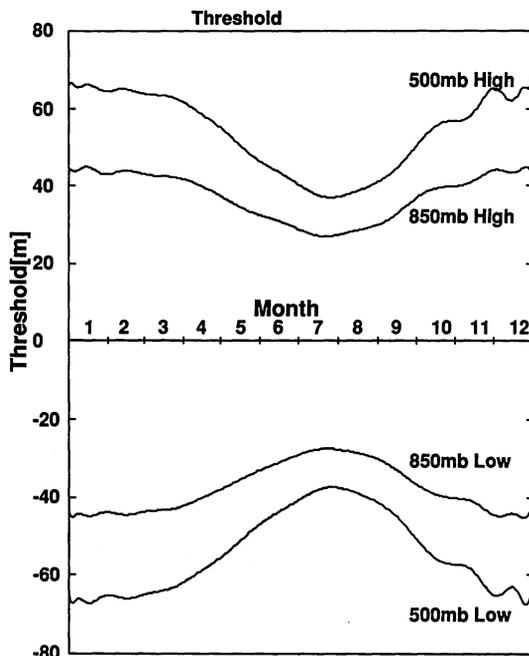


図 2. 用いた 値。850 mb と 500 mb の高低気圧につ
いて別々の値を用いた。又これは、フィルタを
かけたままの高度場ではなく緯度による正規化
をした値に対するものである。

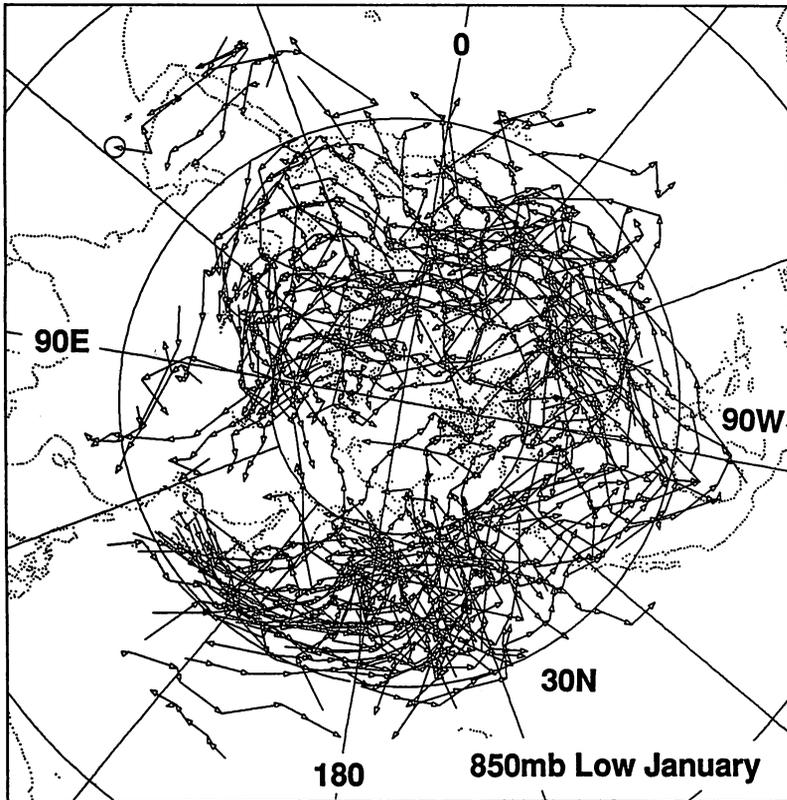


図3. 850mbの低気圧の軌跡。3日以上継続したもの。1970-79年の一月。

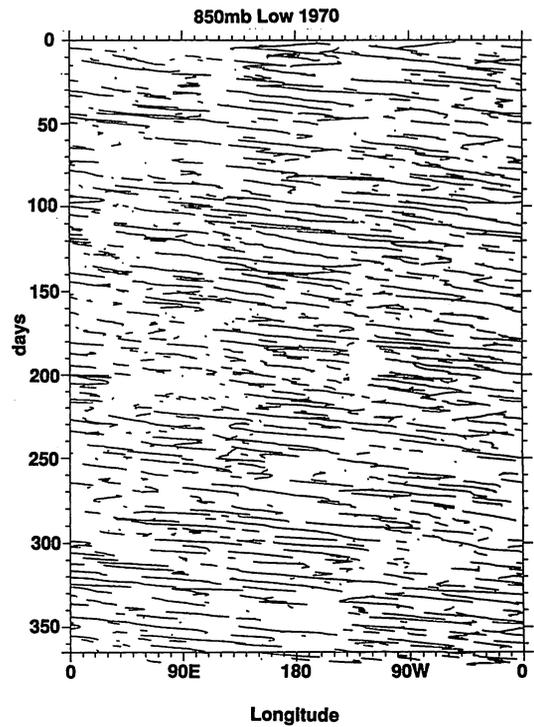


図4. 850mbの低気圧の東西方向の移動。1970年の1年間について、寿命が短いものを含めて北緯25度から65度にあったものの軌跡。

を表わしている。夏の間は細切れの軌跡が多いように見える。寿命の短いものは正体が不明なので取り除き、3日以上継続したものについてだけ統計をとった。

熱帯性の擾乱を取り除くために北緯30度より南のものは取り扱わない。また極域の擾乱は性質が違いためと、速度を時間あたりの経度で扱いたいので、ノルウェイ付近の擾乱はもったいないのだが、60度以北は取り除いた。

4. 平均速度

速度は12時間の間での領域の重心の位置の緯度と経度の各々の方向の移動量で表わした。850mbと500mbの擾乱について東西および南北の11年間の平均を表1に示した。すべての経度について調べたものと、経度方向を90度ずつの4つのセクターに分けて調べた結果を示す。

表1. 擾乱の種類毎の移動速度、帯状平均と90度ごとの平均。単位は度/12時間

向き	高低気圧	高度	平均	0-90E	90E-180	180-90W	90W-0
東	高気圧	850	3.949	3.702	3.994	3.815	4.094
東	低気圧	850	4.271	4.137	4.463	4.070	4.420
北	高気圧	850	0.043	-0.328	-0.021	0.042	0.318
北	低気圧	850	0.486	-0.023	0.519	0.430	0.788
東	高気圧	500	3.880	3.349	4.209	3.831	4.015
東	低気圧	500	4.069	3.362	4.277	4.151	4.289
北	高気圧	500	-0.155	-0.382	-0.255	-0.060	-0.009
北	低気圧	500	-0.278	-0.577	-0.323	-0.237	-0.080

東向きの速度について見ると擾乱の種類によって、速度がほとんど変わらない点が意外であった。擾乱の種類間の微妙な差は、解析の性質を表すだけかもしれない。850mbでも500mbでも高気圧より低気圧の方が速いという結論になっている。低気圧は速く移動しながら発達するが、減衰の過程ではほとんど停滞することがある。一方高気圧の方は速度の変動が小さいと考えられる。この解析では低気圧の寿命の後半を充分取り出していないのかもしれない。

850mbの方が500mbより速いという結論になっているのは、西風のシアーの中におかれた渦を考えると奇妙な感じがするかもしれない。経度方向の速度のセクター毎の分布を見ると低気圧では日付変更線から西経90度だけでは500mbの方が速い。大規模山岳の周りを地形性のケルビン波として伝搬する際に下層擾乱の速度が大きいことが効いているのかとも思ったが、ここでは深く立ち入らない。ただ急激に発達する低気圧の説明として、上層の擾乱がジェットに乗って高速に移動し下層の擾乱に追い付いてカップリングするといわれるが、この解析の解像度で得られる擾乱については上が下に追い付くのは珍しいことのように思える。これは、この解析ではすでにある程度発達したものだけを見ているからかもしれない。

南北方向の速度について見ると、平均的には、850mbは北向きで500mbは南向きであることが分かる。850mbの高気圧は0度をはさんで西では北向き東では南向きである点が面白い。0度から東経90度までは850mbの低気圧も南向きである（図3参照）。これらの地理的分布は季節平均場にみられる定常波の位置だけでは説明できそうにない。さらに奇妙なことは500mbでは定常波の存在にもかかわらず平均的にはどの経度でも南向きの移動を示す点である。これはおそらく季節よりは短く、10日より長い時間スケールの変動との空間的な位相関係によるものかもしれない。

5. 季節変動

各々の擾乱の速度が季節とともにどのように変化しているかを見たのが図5である。

まず、東西成分を見ると、どの擾乱についても最も速いのは10月から12月である。年の初めの月は年末より遅くなっている。後で年毎の変動を見ると判るが冬に定常波が発達するようになる直前が西風も擾乱の速度も速いのである。

次に南北成分について見ると500mbの擾乱の速度の季節変化が小さいことと850mbの擾乱の速度が季節変化している点が対照的である。850mbの擾乱の速度は2月または3月に極大を持ち、擾乱が定常波の移流によって、北向きに移動しているためだと考えられる。

6. 季節内変動

10日平均速度の変動は擾乱の間で大きな差がなかったので、これ以後は850mbの低気圧部の帯状平均の東向き速度についてだけ述べる。

局所的に見ると、西風のシアーの中で中層の風速を位相速度として持つモードが傾圧不安定波としては最もよく発達する。帯状平均した場合は経度方向で西風が変化するので、擾乱の速度と対応する必然性は無い。実際はどうなっているかを調べるために、850mbの低気圧部の移

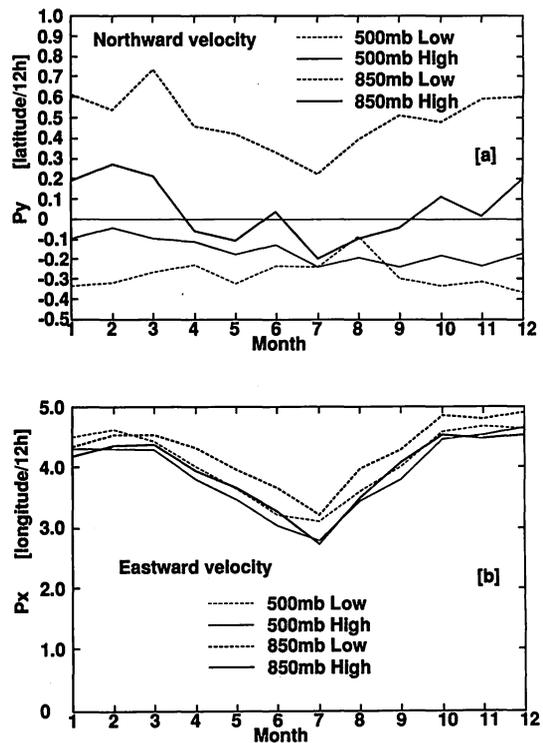


図5. 月平均の位相速度
(a)北向きの速度 (b)東向き速度

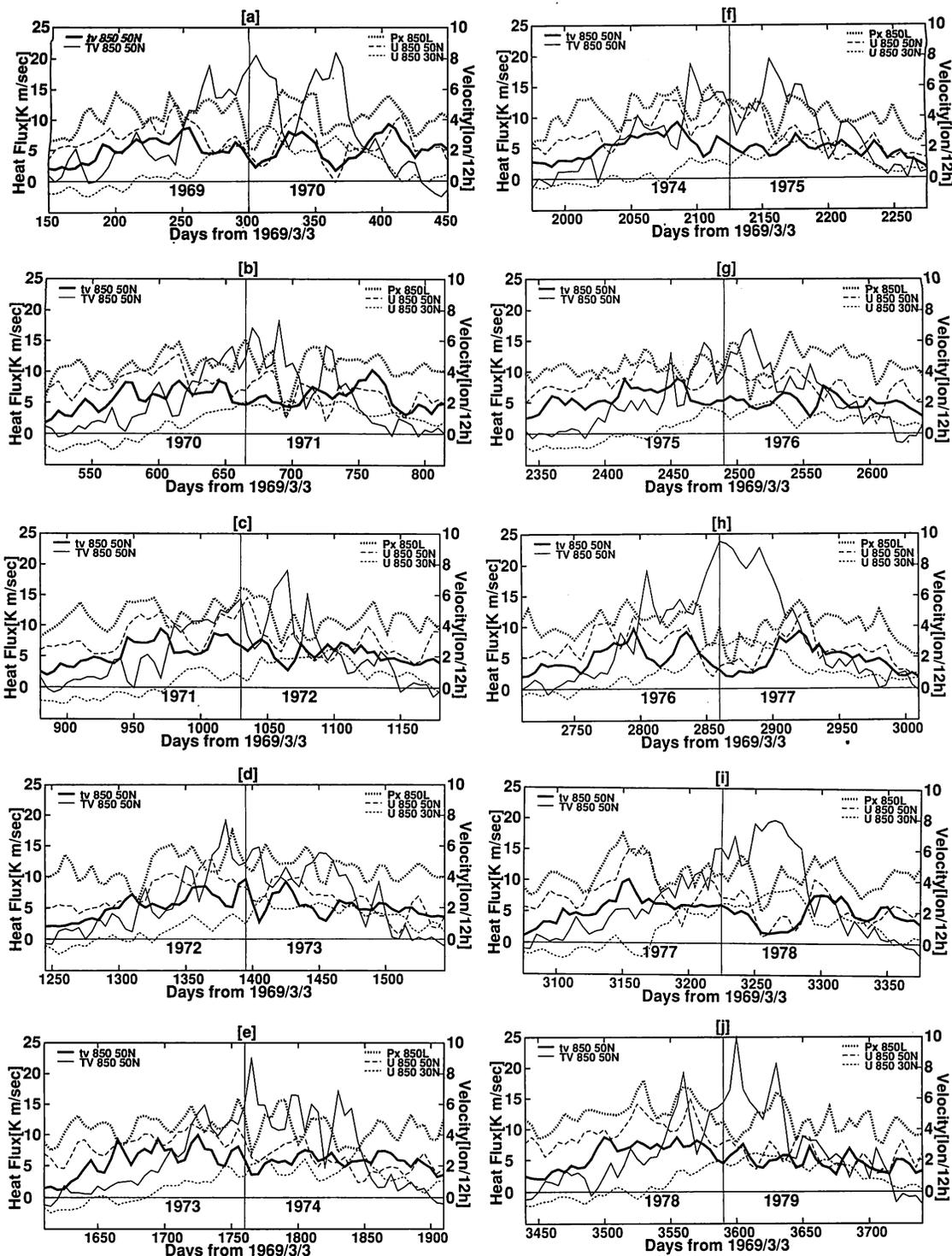


図 6. 850 mb の低気圧の 5 日毎の 10 日平均位相速度(太い破線)。(細い破線) 带状平均の 850 mb の 30 度と 50 度の西風(地衡風)。(太い実線) 10 日より短い時間スケールの波動による極向き顕熱輸送。(細い実線) 10 日平均場による極向き顕熱輸送。1 月 1 日を含む 10 日平均が中央にきている。日数は 1969 年 3 月 3 日からの総日数。

動速度の5日毎の10日間平均と帯状平均の850mbの30度と50度の西風の変動を10回の冬について図6に示した。同時に顕熱輸送についても示した。ただし顕熱輸送は北緯50度における値で、10日より短い周期を持つ変動による輸送と10日平均場による輸送を別々に示した。擾乱による顕熱輸送は、Oortら(1971)によると850mbの北緯50度に極大があることが判っている。又、風速は地衡風で、5度毎の緯度経度グリッドのデータから、10度の間隔の差分をとって求めた。冬の季節の推移の中での変動を見るために1月1日を中心として変動を示す。

まず顕熱輸送について述べる。10日以下の擾乱による輸送は図中太い実線で示した(tv)。10日平均場による輸送は細実線で示した(TV)。秋の間は、tvがTVを上回っているが、年末から50日前くらいにTVが急激に増大しtvを上回るようになる。TVはその後1ヶ月のオーダーの周期で変動するが、興味深い点はTVとtvが逆位相になっている点で、後で述べる西風の変動をも考え合わせると、昔からインデックスサイクル(McGric, 1976; Kidson, 1986)といわれている変動であることを示している。この点に関しては、石川・廣田(1979)が時間スケールではなく空間スケールで擾乱を分離して顕熱輸送を示しており、プラネタリー波と傾圧不安定波の間に相補的な関係のあることを示している。

850mbの帯状平均西風は細い破線で表した(U)。秋から冬にかけて50度の西風は次第に加速するが、TVが急激に増大する直前にまず極大を迎える。その後は、tvと同位相、従ってTVとは逆位相で変化する。30度の西風は、TVと同位相、従ってtvと逆位相で変化する。

850mbの擾乱の東向きの位相速度(P_x)は、太い破線で表わした。50度の西風の変動とほぼ同位相で変動している。69-70や73-74では、 P_x はUに先行しているようにも見える。70-71では、全く同時に減少している。西風より速度が速いのは、さらに高い高度の風速で移動しているからである。又、平均的には4°/12時間で移動しているが、1月ないし2月に2°/12時間まで減速してしまうことがある。3°/12時間以下になった期間のうち10月から4月までを表2にまとめた。このうち、減速した期間とその10日前の P_x の分布を69-70を例にとって図7に示した。このような時は、 P_x の最頻値が変わるのではなく、東向き擾乱の数が減少し、西向き擾乱の数が増大することが判る。

年ごとに見ると、表2にも示したように、76-77の低速期が長かった。また72-73や78-79のように低速期を持たない年もある。

P_x の変動に対して、西風、顕熱輸送がそれぞれどのような位相で変化しているかを冬の180日間のラグ相関で調べた(図8)。その結果を北緯30、40、50、60度について示す。同時相関が最も大きいのは北緯50度の場合である。いずれも擾乱の速度の変動よりわずかながら遅れているように見える。

ここでは移動性の擾乱を時間フィルタによって取り出した。擾乱の時間スケールは、擾乱の位相速度と空間スケールの比によって決まる。このことを図9に示した。もし、擾乱の発達や減衰を考えず

表2. 850mbの擾乱の東西位相速度が帯状平均で3°/12時間以下となった期間。但し10月から4月まで。日数は図6と同じ。

平均速度	期間の初め	期間の終わり	日数
2.10	1969 12 28	1970 1 7	300
2.05	1970 1 2	1970 1 12	305
3.00	1970 2 21	1970 3 3	355
2.71	1971 1 22	1971 2 1	690
1.08	1971 1 27	1971 2 6	695
2.62	1971 2 1	1971 2 11	700
2.82	1972 1 27	1972 2 6	1060
2.78	1972 10 3	1972 10 13	1310
2.58	1972 10 8	1972 10 18	1315
2.88	1974 1 1	1974 1 11	1765
2.91	1974 3 7	1974 3 17	1830
2.68	1975 1 31	1975 2 10	2160
2.12	1976 1 16	1976 1 26	2510
2.81	1976 12 21	1976 12 31	2850
2.78	1976 12 26	1977 1 5	2855
2.08	1977 1 5	1977 1 15	2865
1.52	1977 1 10	1977 1 20	2970
2.94	1977 1 20	1977 1 30	2880
2.67	1977 1 25	1977 2 4	2885
2.07	1978 1 30	1978 2 9	3260
2.49	1978 2 4	1978 2 14	3260
2.88	1978 4 15	1978 4 25	3330

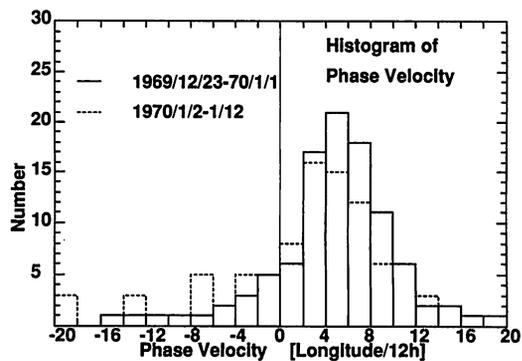


図7. 高速期と低速期の10日間の擾乱の東西方向の位相速度の頻度分布
 1969年の末(実線)と1970年の初め(点線)

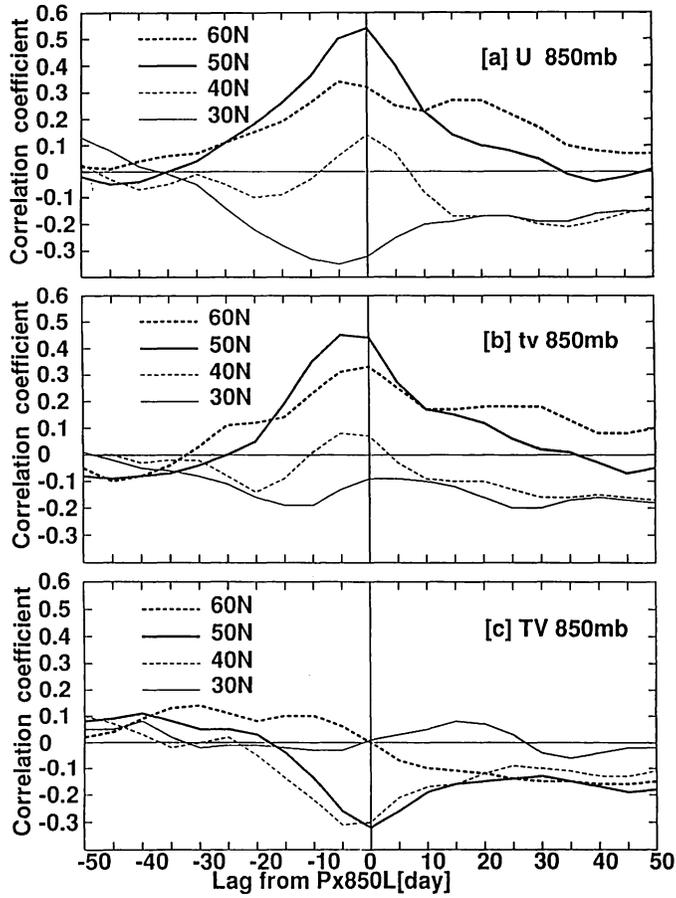


図8. 擾乱の東向の速度の変動と西風および顕熱輸送の変動とのラグ相関
 (a) 西風, (b) 10日より短い時間スケールの波による顕熱輸送,
 (c) 10日平均場による顕熱輸送。
 横軸正は、擾乱の変動が遅れる場合を表す。

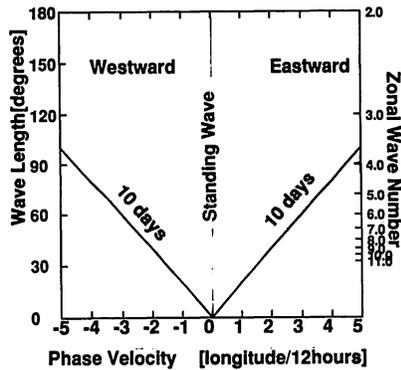


図9. 擾乱の東西方向の位相速度と空間スケールと時間スケールの関係

南北方向の運動も考えなければ、10日以下の周期を持つ擾乱として取り出されるのは、図の中の斜めの線の下側である。図7で見たように、ここではゆっくり移動する擾乱も得られており、もし南北の移動を考えなければ、極めて小さな空間スケールを考えなければいけなくなる。しかし、格子点のデータを使っているのでそれは考えられない。これはもちろん擾乱の南北の移動も考えているからである。又、擾乱の平均速度が遅くなる時と、 tv が減少する時、およびTVが増大する時が同一であるから、TVと tv の負の相関を生んでいる一つの原因として西風に乗った擾乱の集団が西風の減速期に、この斜めの線を超えて移動することが考えられる。しかしTVの変動量は tv よりはるかに大きいので、もっと違った機構があると考えられる。

7. まとめ

10日より短い時間スケールの擾乱の移動速度について記述した。東向きの移動速度については、850mbでも500mbでも高気圧でも低気圧でも大きな差はなく秋から冬が最も速かった。冬期に限ってみると、擾乱の東向きの速度は帯状平均の北緯50度の西風および10日以下の周期の波動による極向き顕熱輸送と同じ位相で変動し、帯状平均の北緯30度の西風および北緯50度の10日平均場の顕熱輸送とは逆位相で変動した。

謝 辞

原稿を読んで有益なコメントを寄せてくださった気象庁気象研究所の佐藤康雄氏に感謝します。

参考文献

- ハミング, R. W., 1977: Digital filters, Printice-Hall, INC., Engliwood Cliffs, N. J.
(邦訳 宮川洋, 今井秀樹, 1980: デジタルフィルタ. 科学技術出版社, pp 230)
- 石川裕彦, 廣田 勇, 1979: 東西指数と波動による顕熱輸送. 天気, 26, 693-696
- Kidson, J. W., 1985: Index cycles in the northern hemisphere during the Global weather experiment.
Mon. Wea. Rev., 113, 607-623.
- Kline, W. H., 1957: Principal tracks and mean frequencies of cyclones and anticyclones in the Northern Hemisphere. Res. Pap. No. 40. U. S. Weather Bureau, Washington, D. C., 60pp.
- Lau, N. C., and M. J. Nath, 1987: Frequency dependence of the structure and temporal development of wintertime tropospheric fluctuations-comparison of a GCM simulation with observations. Mon. Wea. Rev., 115, 251-271.
- 1978: On the three-dimensional structure of the observed transient eddy statistics of the Northern Hemisphere wintertime circulation. J. Atmos. Sci., 35, 1900-1923.

- 1979: The observed structure of tropospheric stationary waves and the local balance of vorticity and heat. *J. Atmos. Sci.*, 996–1016.
- McGurik, J. P., and E. R. Reiter, 1976: A vacillation in atmospheric energy parameters. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2079–2093.
- Oort, A. H., and E. M. Rasmusson, 1971: Atmospheric circulation statistics. NOAA Professional Paper, 5, U. S. Department of Commerce.
- Pettersen, S., 1956: *Weather Analysis and Forecasting. Volume I Motion and Motion systems.* McGraw-Hill, pp. 428.
- 佐藤康雄, 1984 : 大気ブロッキング現象の観測的研究の一レビュー,
天気, 31, 7 – 35.
- Taguchi, S., and T. Asai, 1987: Statistical characteristics of long-lived large-scale disturbances in the Northern Hemisphere 500 hPa height fields. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 221–236.
- Wallace, J. M., G. H. Lim, and M. L. Blackmon, 1988: Relationship between cyclone tracks, anticyclone tracks and baroclinic waveguides. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 439–462.

北半球冬季の天候レジーム

木本昌秀*

要 旨

ブロッキングに代表される対流圏長周期変動は一見不規則、乱雑であるが、全くの乱流ではなく、南北振動やロスビー波列等いくらかの秩序あるモードが見出される。これらはしばしば地理的に固定した持続性の高い流れのパターンとして実現する。

本研究は北半球冬季 37 年分の 700 mb 高度データを用いて、典型的な流れのレジーム及びその間の遷移、低緯度のシグナルとの関連を統計的に記述する。殊に、非線型力学系の 1 例として実際の大气中に複数の選択性の高い流れのレジームが存在すること、そしてそれらの間の遷移は全くでたらめではなくある程度の秩序を持つ事を強調する。更にこれらの「天候レジーム」は中緯度大気に本来的なもので、熱帯での南方振動等「ゆっくり変化する外部条件」は、典型的パターンの発現確率を変化させる、と理解するのがよりバランスのとれた見方ではないかと考えられる。

目 次

1. はじめに
2. 長周期変動の特性と我々の戦略
3. 北半球冬季の天候レジーム
4. 遷移 — マルコフ連鎖による記述
5. 「外部」条件の影響について
6. むすび

1. はじめに

日々の天気変化をもたらす移動性高低気圧の寿命を越えた時間スケールでの大気運動の理解は、延長予報・長期予報にとって本質的である。これまで数十年にわたってこの「長周期変動 (Low Frequency Variability, 以下 LFV)」の記述・理解のため多大な努力が払われてきた。しかしながら、短期予報における力学的手法 (= 数値予報) の収めた華々しい成果に比べると、より低周波領域での我々の到達度は甚だ不満足な段階にとどまっていると言わざるを得ない。近年、熱帯における長周期変動はその実体が明らかになりつつあるが、我々の生活領域であり、比較的古くからデータも豊富であった中高緯度については、未だにすっきりしたイメージを描くことができないでいる。

* 気象庁予報部数値予報課

この原因の一つは「決定論的予測不可能性」の議論に求めることができよう。すなわち力学的手法等により先を予測しようとするとき、大気の初期値を与える観測には誤差があり、データの分布も一様ではない。これに起因する初期値の不確かさが、大気に内在する非線型性と様々な力学的不安定により増幅し、二週間もたつと予報の価値を失わせる程に大きくなる、というものである。この二週間という時間スケールは、正に上述の移動性高低気圧の寿命を越えたところにある。「決定論的予測不可能性」の議論は、このクリティカルなラインを越えては、たとえ完璧な数値予報モデルをもってしても確率的・統計的記述しか意味をなさない、と主張する。

しかし、果たしてこの一見悲観的な見解を「二週間より先だって知りうる情報は、気候値とその回りの分散だけだ（大気は、それほどに乱流的だ）」と理解すべきだろうか？ Namias, Bjerknes, そして日本の先達らが嘗々として蓄積してきたLFVについての知見は明らかにこれを否定している。数週間から数年にわたる低周波変動は、複雑ではあるが認知できるレベルのシグナルがあるのは確かである。この「混沌 (chaos)」の中の「秩序 (cosmos)」をあらためて系統的に記述しようとする試みのひとつをこの小文で述べてみたい。

2. 長周期変動の特性と我々の戦略

本節では中緯度対流圏の長周期変動についてその特性を概観する。

図1は1978-79年冬(12~2月)の大気循環の変動を所謂 limited contour analysis (Sanders and Gyakum, 1980; Dole, 1982 他)によって見たものである。9枚の図はそれぞれ相続く10日間の特定高度線(700 mbの2940 m)をひとつの図上に重ねたもので、ジェット軸の変動を簡便に把握することが出来る。この図から見てとれる特徴は、中央上段の図に見られるように10日間にわたってジェットの異常な蛇行が続くこともあれば、同じく中央下段の特に大西洋のように毎日高度線の形が変わるトランジエントな期間もあることである。前者のように持続性のある期間は移動性高低気圧の道筋もほぼ一定で、日々の天気は変わっても曇りベース、晴れベースなどの「天候レジェーム」は、ほぼ定常的である。さらに、図1中央上段のような大きな偏西風の蛇行パターンはこの期間特有でなく、再現性を持っている。図2に1961年1月の例を示したが図1のマップとの類似は明らかである。

このような中緯度長周期変動の特性は、これまでの研究も参照して以下の3点に要約できよう。

- (1) 地理的に固定した循環パターン (Wallace and Gutzler, 1981 など)
- (2) 時間的な持続性 (Dole and Gordon, 1983; Horel, 1985 など)
- (3) 再現性 (Kimoto, 1987; Mo and Ghil, 1988)

総観的にはブロッキングや強いゾーナル流で特徴づけられるこれら「天候レジェーム」を客観的に同定し、それらの維持、発現、遷移等を調べるのが本研究の目的である。もちろんこの視点は全く新しい物ではなく、古典的な Grosswetterlagen (Baur, 1951) の現代版と言える。近年の非線型

力学系理論 (Charney and DeVore, 1979 ; Reinhold and Pierrehumbert, 1982 ; Legras and Ghil, 1985 ; Ghil and Childress, 1987 ; Mukougawa, 1988 など) の助けを得て、古きを尋ね、新しきを知る事ができれば幸いである。

さて、以上のような特性を持つ天候レジームを客観的に同定・分類するには、日々の天気図に見られる流れのパターンとその時間発展を調べる必要がある。時間的・空間的に大きな自由度を持つデータの振舞を効率的に調べるためにはある日の天気図を多次元位相空間上の一点として表わすのが便利である。

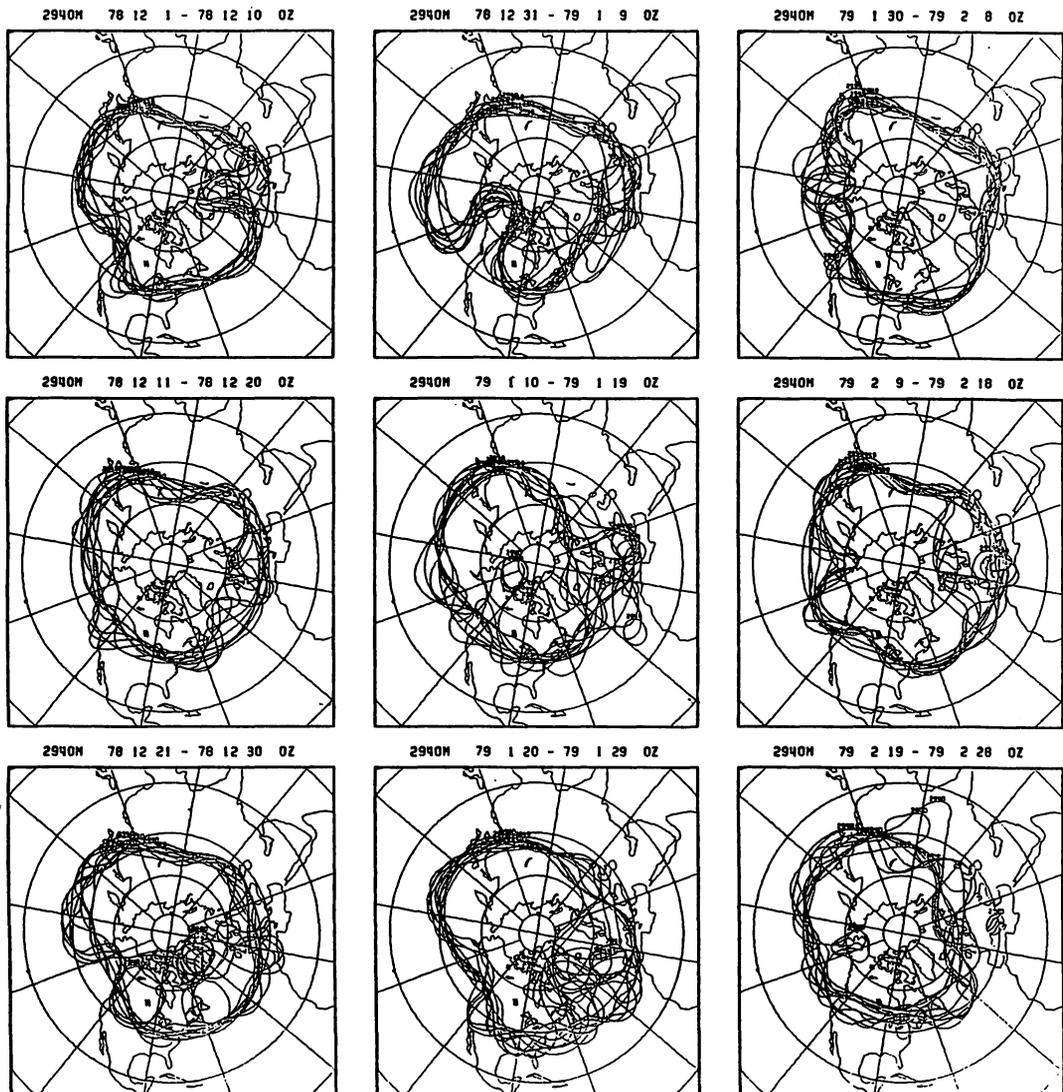


図1. 1978～79年冬の limited contour analysis。ジェット軸にはほぼ対応する 2940 m の等高度線を 10 日分ずつ重ねてプロットしてある。

2940M 61 1 20 - 61 1 29 0Z

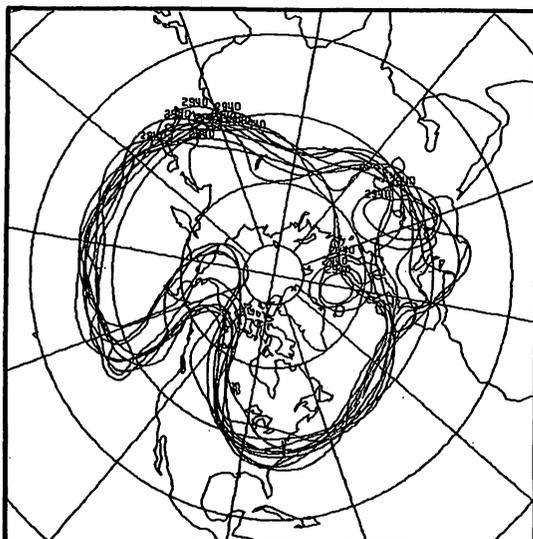


図2. 1961年1月20日～29日の limited contour analysis。

図3には、我々の作業仮説として位相空間での大気運動の様子をスキマティックに示した。大気循環の時間発展は位相空間内の軌道 (trajectory) として表わされ、準定常の期間内は原点 (気候学的平均=ゼロアノマリー) から見た立体角の変動が極小となる。さらに、上述(3)の再現性は位相空間内のある領域が、度々訪れられることを示している。従って、仮に我々の持っているすべての天気図を位相空間内にプロットしてみれば、再現性と持続性のある準定常な循環パターンは、最もデータ密度 (確率密度) の高い (複数の) 領域として認知されるはずである。

図3では簡単のため三次元の位相空間をイラストしてあるが、実際には高度データの与えられた格子点の数 (~数百) だけの多次元空間を扱うこととなる。しかし、与えられた全ての次元で二つの天気図の一致を期待するのは無理であるしまたその必要もない。大きな空間スケールを持ち、ゆっくり変化する成分のみの類似を見れば充分である。このような成分をデータから効率的に取り出す方法として経験的直交関数 (EOF) 展開を用いることができる。

位相空間内のデータ散布を効率的に説明する空間次元 (力学系のアトラクターディメンジョン) に比べ、サンプル数があるかに多ければ、確率密度の多重モード性はより明瞭となるはずである。EOF解析での固有値スペクトル (図4) を見ると観察される LFV の力学次元は少くとも10程度であるが、それに対し、最大40年程度 (本研究では、1949/50 ~ 85/86 の37年) のデータでは、独立なサンプル数は数百にしかならず、統計的にロバストな確率密度の評価は、極めて困難である。物理的、総観的なイントゥイションの助けを得て、洞察を進めざるを得ない。

Atmospheric motion in phase space

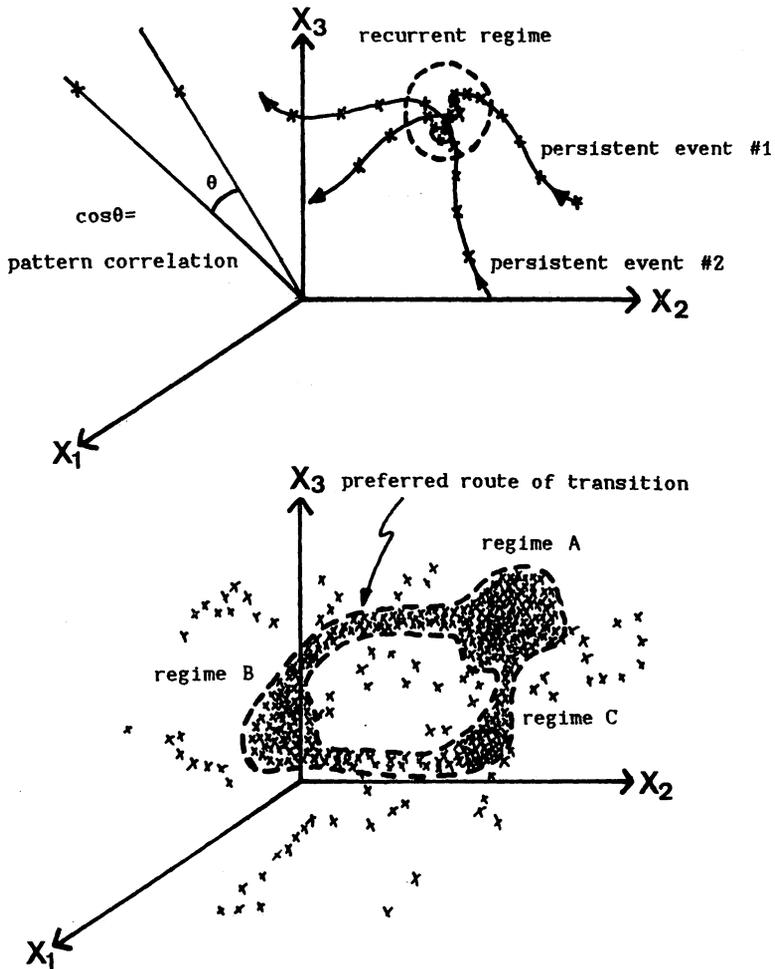


図3. 位相空間で見た大気運動。座標軸は格子点の高度値又は EOF を表わす。
 (上)持続性のある準定常な流れのパターンは位相空間内の点線で囲まれた領域に対応する。
 (下)1枚の天気図を位相空間の一点として全てのサンプルをプロットしてみると、
 いくつかの密度極大領域 (=天候レジーム) で特徴づけられるだろう。レジーム間の遷移確率の非一様性は、位相空間内のシステムの軌道の非一様性から生じる。

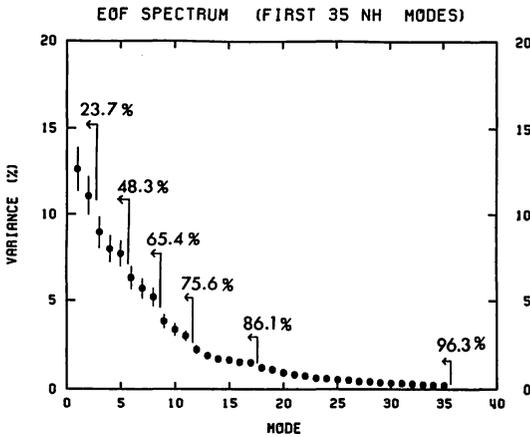


図4. 北半球データの EOF スペクトル。10日の lowpass フィルターをかけたアノマリを EOF 解析し、各モードに伴う分散(%)をプロットした。図中の数字はそのモード以下の全成分の分散の和を示す。細い縦線は 68% の信頼幅。

データを用いて、北半球冬季の典型的な循環型について解析する。用いるデータは、米国国家気象センター (NMC) の解析による毎日の 700mb 高度で、1949 年より 86 年まで 12 月、1 月、2 月の冬季 90 日間を扱う。解析に先立ち、37 年平均の季節変動成分を各グリッドで除いておく。10 日以下の高周波成分は、直接の対象でないので、必要に応じて Blackmon (1976) の lowpass フィルターを適用する。

データは 20 度以北の 358 個のグリッドに与えられているが、これらはすべて独立ではない。EOF 解析により、データの空間次元を減らす。位相空間でみると、EOF の主要モードはデータの分散の最も大きい方向を順に選び出す事になる。前にも述べたように最初の 10 モード程で、10 日より長い周期の変動の分散の大部分は、説明される。我々のデータでは、最初の 8 モードには、65.4%、11 モードをとると 75.6% の分散が伴っている (図 4)。

あるグリッドの高度時系列の自己相関関数の減衰の様子から統計的に独立なサンプルの数が見積もられる。この結果によると 37 年分のデータを集めてもこの数 (時間的な自由度) は 200 ~ 300 に過ぎず、3 ないし 4 次元以上の多変量空間でのロバストな確率密度推定はむずかしい (Silverman, 1986)。

確率密度の推定は簡単に言うと、多次元空間でのヒストグラムをやることである。正規分布等の標準的な分布からの偏りこそ我々の興味の対象であるので、分布型を仮定しない、ノンパラメトリックな手法により確率密度関数 (Probability Density Function - PDF) を推定する (Silverman, op. cit.; Kimoto, 1987)。4 次元以上の高次元では、視覚的な方法により PDF の非一様性を調

多変量確率密度関数に基づき複数の天候レジームを客観的に同定できれば、その間の遷移をマルコフ連鎖として記述することが可能である。一つの天候レジームから、他のどれへ遷移するかの確率が全く一様であれば、LFV 研究は至極退屈なものとなろう。しかしながら、遷移確率が非一様性を増せば増すほど混沌の中の秩序が見えてくるというわけである。だいたい前置きが長くなったので、以下に早速この様な作業仮説の有用性をみていこう。

3. 北半球冬季の天候レジーム

この節では 37 年間にわたる高層観測

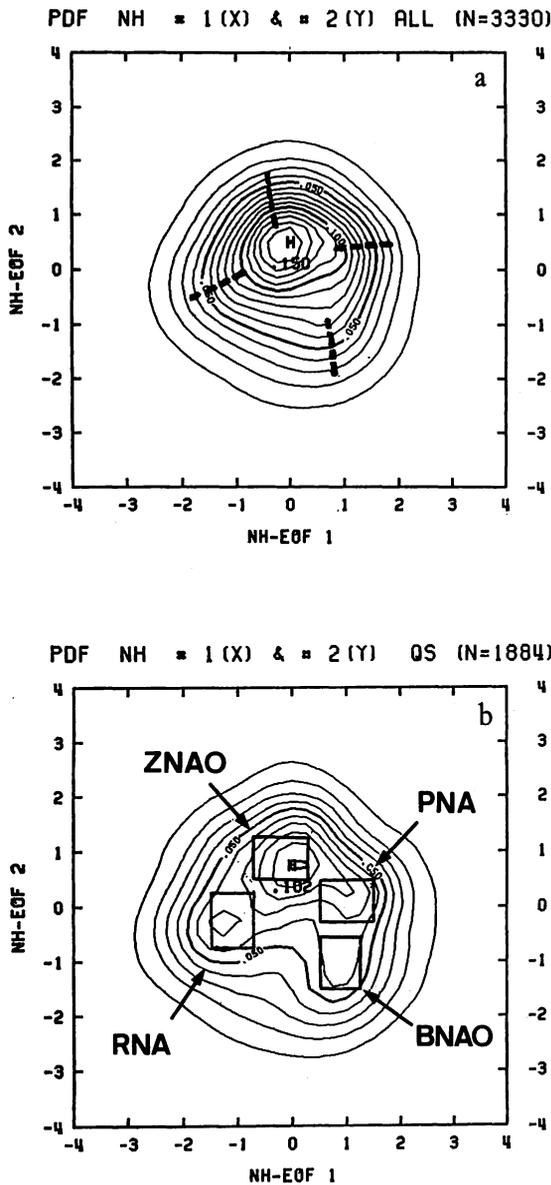


図5. (a)北半球 EOFの第1モード(横軸)と第2モード(縦軸)で張られる2次元空間での確率密度分布。フィルターしないアノマリデータ(サンプル数 $n = 3330$)によるもの。軸のスケールは第1モードの標準偏差(= 25m)で規格化してある。(b)図5aと同様。ただし、SNデータ($n=1884$)による。

べるのは容易でない。しかしながら滑らかに推定されたPDFのグラディエントを用いて極大を捜すことができる(Bump-hunting; Fukunaga and Hostetler, 1975; Kimoto, op. cit.)。

さて、本格的に天候レジームを見つける前に位相空間の確率密度分布について、2次元で視覚的に見ておくことにしよう。図5aは、北半球全域で求めたEOFの第1及び、第2モードによって張られる平面上でのPDFの分布である。気象学の長い歴史で1次元のどのようなヒストグラムでも多重モード性が問題にならなかったことと対応して、2次元で見てもPDFの主要な特徴は、原点付近にただ一つの極大を持つ unimodality である。図3で示した作業仮説に基づき明らかな multimodality を期待した我々にはやや悲観的な結果であるが、図に破線で示したようにいくつかの尾根線(リッジ)が見られ、次のような考察によりこの非一様性をもう少し探求してみる価値があることがわかる。

我々は総観的な経験から日々の天気図あるいは半旬平均図で北半球全域にわたってアノマリがほとんどゼロという状況の起こることは、極めてまれであることを知っている。しかるに低次元のPDFは原点付近に極大値を持つのであるから、これは我々の扱った1ないし2の少数次元では表わし切れない多くのイベントの投影によるものと考えられる。そこで、毎日の天気図でEOFの最初の8次

元に投影される成分を“シグナル”，残りを“ノイズ”と呼び，SN比が1以上となるサンプル(SNデータと呼ぶ)だけを用いてPDFを計算する。図4のEOFスペクトルでは8番目と9番目の間に統計的に有意なギャップがみえる。図5bはSNデータによるPDFである。図5aの4つの破線に対応した領域が，bでは局所的極大としてよりはっきり現われる。また，Horel(1985)によって提案された持続性の高い期間を選び出す方法(ある期間内の天気図同士のパターン相関が一定値以上となるイベントを取り出す)により，準定常期間のサンプルのみを取り出してPDFを構築すると図5cとなり，やはり multimodality が見える。図5a～cのいずれの図でもbにマークした4つの領域を興味深いPDFの非一様性と認識することが，可能である。

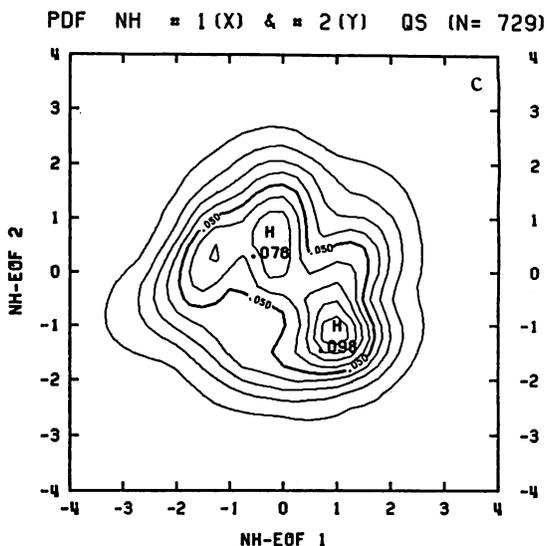


図5. (つづき)
(c) 図5aと同様。ただし，準定常期間のデータ(n=729)による。

図6はこれら4つの領域内に含まれる(lowpass フィルターをかけない)すべての天気図を平均して得られる合成図である。陰影部は合成図の平均値がゼロと有意に異なる領域を示す。図6aは北大西洋での南北のダイポールを示し，その極性から大西洋ジェットの強いことがわかる。従って，Zonal phase of North Atlantic Oscillation - ZNAO と名付けよう。北大西洋振動NAOはWalker以来，van Loon and Rogers(1978)ら多くの人によって研究されている。

図6bは北太平洋の大きな負のアノマリで特徴づけられ，これから北米大陸上にかけて大円ルートを通る波列の見える，いわゆるPacific/North American (PNA) レジームである。

図6c, dは図6b, aのほぼ逆の極性をもつパターンで，北太平洋，大西洋でのジェットの分流を表わしている。それぞれReversed PNA=RNA, Blocked phase of NAO=BNAO と呼ぶ。

これら4つのレジームは，北半球を包括的に眺めた時最も卓越するアノマリパターンであるわけだが，これらは太平洋と大西洋のジェット出口付近での南北振動モードを表わしている，と考えることができる。このことは，図5cの準定常状態を取り出す手法においてパターン相関をとる領域をPAC(120°E-60°W)及びATL(60°W-120°E)の2つの地域に限って得られるサブサンプル(PAC-及びATL-QSデータと呼ぶ)によるPDF(図7a, b)により，より明快に示される。図7aは，PAC-QSデータによるPDFで，PNAとRNAレジームの間のbimodalityが明らかである。同様にATL-QSデータによる図7bではZNAOとBNAO間にbimodalityを見

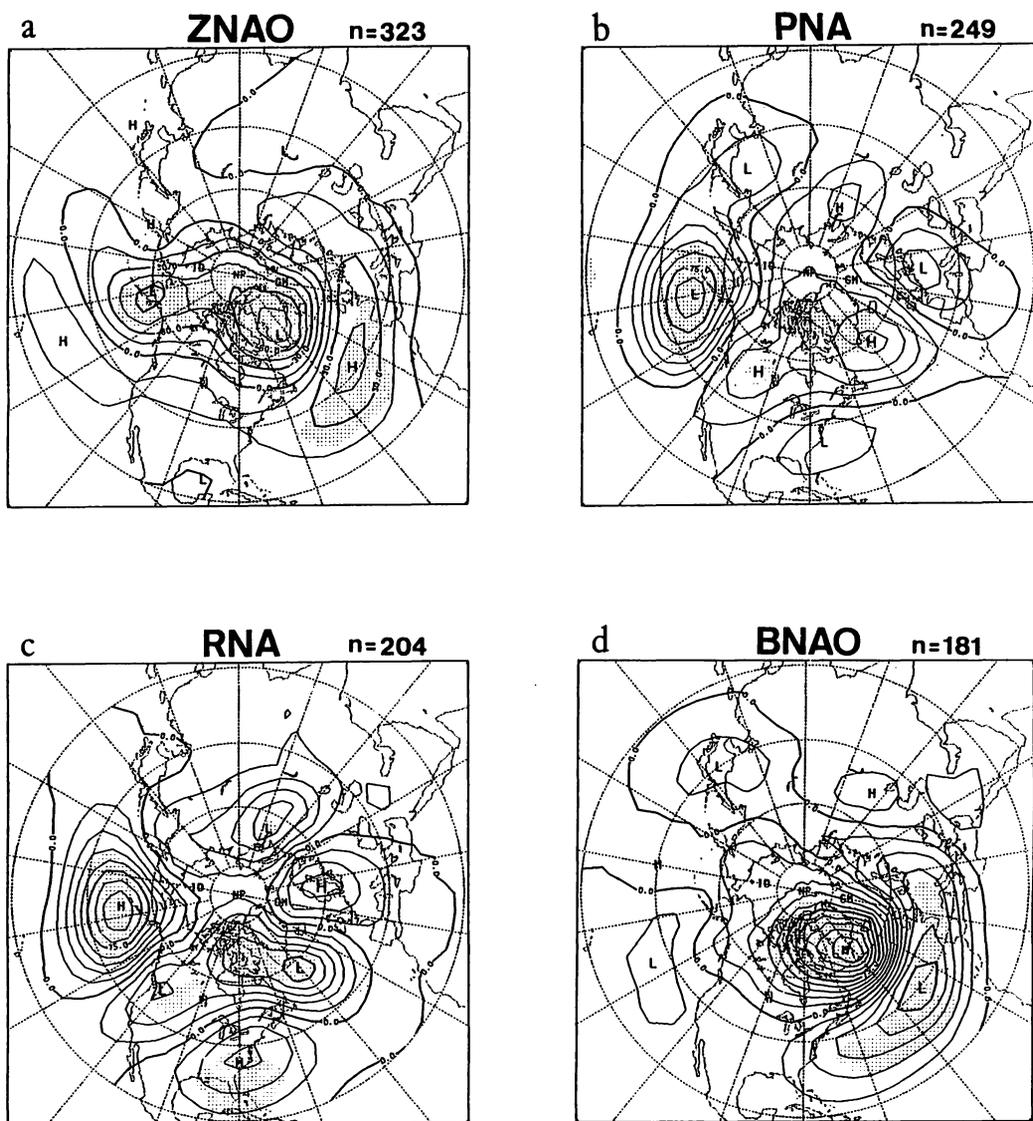


図 6. 図 5b の 4 つの領域内のサンプルの平均図。フィルターをかけないアナマリデータによる。コンタ間隔は 15 m。陰影は 99% の信頼度で平均がゼロと異なる領域を示す。n は合成に用いたサンプルの数。

- (a) ZNAO レジーム。
- (b) PNA レジーム。
- (c) RNA レジーム。
- (d) BNAO レジーム。

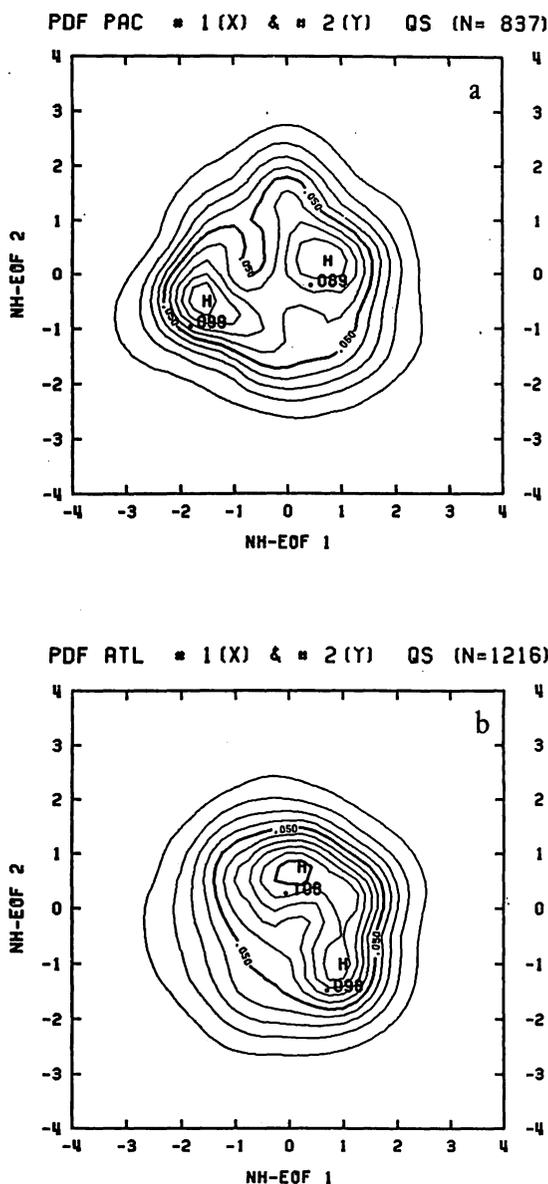


図7. 図4aと同様。ただし、(a)PAC-QSデータ (n=837)、(b)ATL-QSデータ (n=1216) による。

PACとATLでそれぞれ7つと6つの天候レジームが見付かった。一つ一つのレジームについて合成図を示す余裕はないので、興味深いものを選んで後に議論することとし、まずリージョナルな天候レジームの統計的性質について見てみよう。

表1、表2は、PACレジーム (P1~P7) とATLレジーム (A1~A6) についての統計をま

ることができる。

以上のことから、以下のより詳細な循環型の分類においてはPACとATLをまず独立に解析し、その後両者の間の関係調べる、という作戦がよさそうである。領域を限るとEOFの収束がよくなるというメリットもある。PAC、ATLとも第4成分と第5成分の分散に統計的に有意な差があって、比較的低次元の解析も信頼性を増す。

4次元空間といえども上のように視覚的な方法に頼るのは客観性も欠き、得策でないので、先に述べた Bump-Hunting のアルゴリズムを系統的に用いてPDF極大を探す。また2次元PDFの考察からもわかる通り、極大は常によく分離されて現われるとは限らず、多くの場合原点から外へのびるリッジと認識されるので、位相空間でのラディアル方向の成分 (~物理空間でいうと、アノマリの大きさ) を捨て立体角成分 (~アノマリの空間パターン) のみを考慮して、PDFを構築する。すなわち4 EOF から更に次元をとおして、3次元を扱うこととなり、「小さい」データセットに悩む我々には一層好適である。予報官の熟練した観察眼もアノマリのピーク値の少々の変動よりは、天気図の形状の違いにより敏感である。

とめたものである。レジームの番号は、確率密度極大の大きい順につけられ、あるレジームの近傍のサンプルはそのレジームに属するとし、その日数を第2行に示している。「近傍」を定義する時は、パターン相関を距離の指標とし、隣り合うレジーム間で重複を最小とするように決めた。PACでは、全3330日値分のデータの内、51.8%にあたる1725日が7つのレジームの内どれかに属する。ATLでは、45.0%である。残りの約半数は、変化の激しい時期か又は準定常であっても単発的で再現性の少ないものである。表の最後の2列はレジームの近傍に入ってから出るまでの平均時間(Td)とレジームを出てから次のレジームに入るまでの平均日数(Tw)である。

表1. PACレジームについての統計。Td, Twについては本文を参照。

regime	PDF ($\times 10^{-2}$)	# of days	# of events w/duration τ days				Td (days)	Tw (days)
			$1 \leq \tau \leq 4$	$5 \leq \tau \leq 9$	$10 \leq \tau \leq 14$	$15 \leq \tau$		
P1	16.7	424	25	17	9	5	6.6	4.9
P2	11.7	293	17	14	12	1	6.6	5.8
P3	7.2	222	19	17	4	0	5.1	7.3
P4	7.1	213	22	18	2	0	4.7	3.9
P5	6.4	202	25	12	3	0	4.7	5.7
P6	6.3	171	20	15	0	0	4.2	7.3
P7	6.2	200	14	14	2	1	5.5	4.4
total / mean		1725 (51.8%)					5.3	5.6

表2. 表1と同様。ただしATLレジーム。

regime	PDF ($\times 10^{-2}$)	# of days	# of events w/duration τ days				Td (days)	Tw (days)
			$1 \leq \tau \leq 4$	$5 \leq \tau \leq 9$	$10 \leq \tau \leq 14$	$15 \leq \tau$		
A1	10.5	281	17	13	12	0	6.3	9.7
A2	10.1	316	21	21	3	2	5.9	8.3
A3	8.7	270	22	16	5	1	5.2	9.6
A4	8.6	229	16	14	1	3	5.8	5.9
A5	7.9	214	19	14	4	0	5.3	9.9
A6	6.5	189	21	13	4	0	4.7	7.6
total / mean		1499 (45.0%)					5.5	8.5

PACとATLの分離についてはやや直感的であったが、それぞれのレジーム間のオーバーラップの様子を調べることで、両地域のLFVの近似的な独立性を確かめられる。表3はこれを見たもので同時にPACレジーム（のひとつ）とATLレジームと認識された日数を数えたものである。

表3. PACとATLレジームの間のオーバーラップ。同時にPACとATLレジームのどれかと判定された日数を数えた。括弧内の数は、そのレジームに属する日の総数。

regime	A1	A2	A3	A4	A5	A6	sum
P1	40	20	43	15	31	12	161 (424)
P2	19	48	14	13	8	33	135 (293)
P3	10	47	9	10	10	14	100 (222)
P4	9	12	22	24	30	8	105 (213)
P5	17	25	8	3	1	21	75 (202)
P6	14	17	15	3	18	25	92 (171)
P7	16	18	13	44	6	6	103 (200)
sum	125	187	124	112	104	119	(281)(316)(270)(229)(214)(189)

この表から見てとれることは、まず第一にどのレジームについても全体に比べて他の地域のレジームとのオーバーラップの割合が少ないことである。表の行・列ごとの和の日数は、全体の半分以下にすぎない。更に一つの行（列）に注目すると、非一様性は認められるものの、ばらつきの割合はさほど大きくない。これは、一地域の特定のレジームは他地域の複数個のレジームと共存し得ることを示している。これらのことから、PACとATLを独立に解析したことは、妥当な選択であったことがわかる。

各レジーム間の巨視的な遷移の様子を調べる前にレジームの発現・衰退時の統計的特性に触れておきたい。個々のレジームは位相空間の有限な領域を占めるから時間的に見てシステムの軌道が初めて入った日（onset）から次にその領域を出る（break）までを1イベントと数えることができる。その間の日数が、表1、表2における平均滞在時間（ T_w ）であった。図8はこのonsetとbreakをkey（day=0）として、その前後の軌道（異なったイベント間の）分散を見たものである。紙面節約のためPACのみについて示したが、ATLについても同様である。我々のレジームが準定常であることを反映して、key dateの前後では、軌道のばらつきがはっきり異なっている。すなわち、onsetの前は分散が大きく、あるパターンなるのに種々な経路がありうる事がわかる。一旦レジームに入ると、異なったイベント内のばらつきは小さい。breakについても同様である。

更に図8によるとレジーム内外の分散の差は、onset前/break後の数日で埋められ、パターンの発現衰退が比較的唐突に起こることを示している。図をもう少し細かく見ると、この日数はonset時に約4日、break時にはわずかに短い3日程度となっているようである。これはレジームの発現・衰退にかかわる力学過程の違いを反映しているのかもしれない。天候レジームが種々の物理過程のバランスの結果としての準定常状態を実現しているとすると、その周りの線型安定性の考察により、 $\exp(-\lambda t)$ のアプローチ、 $\exp(+\lambda t)$ の（不安定による）撤退が期待される。（Legras and Ghil, 1985; Ghil, 1987; Mukougawa, 1988）。

総観的には、key date 周りの合成図を解析することにより、各レジームについて平均的な発現・衰退のパターンを調べることができる。ただし図8でわかるように onset 前/break 後、5日程度でイベント間の分散は、気候学的分散とほぼ同レベルになるので、大きな信号は期待できない。こ

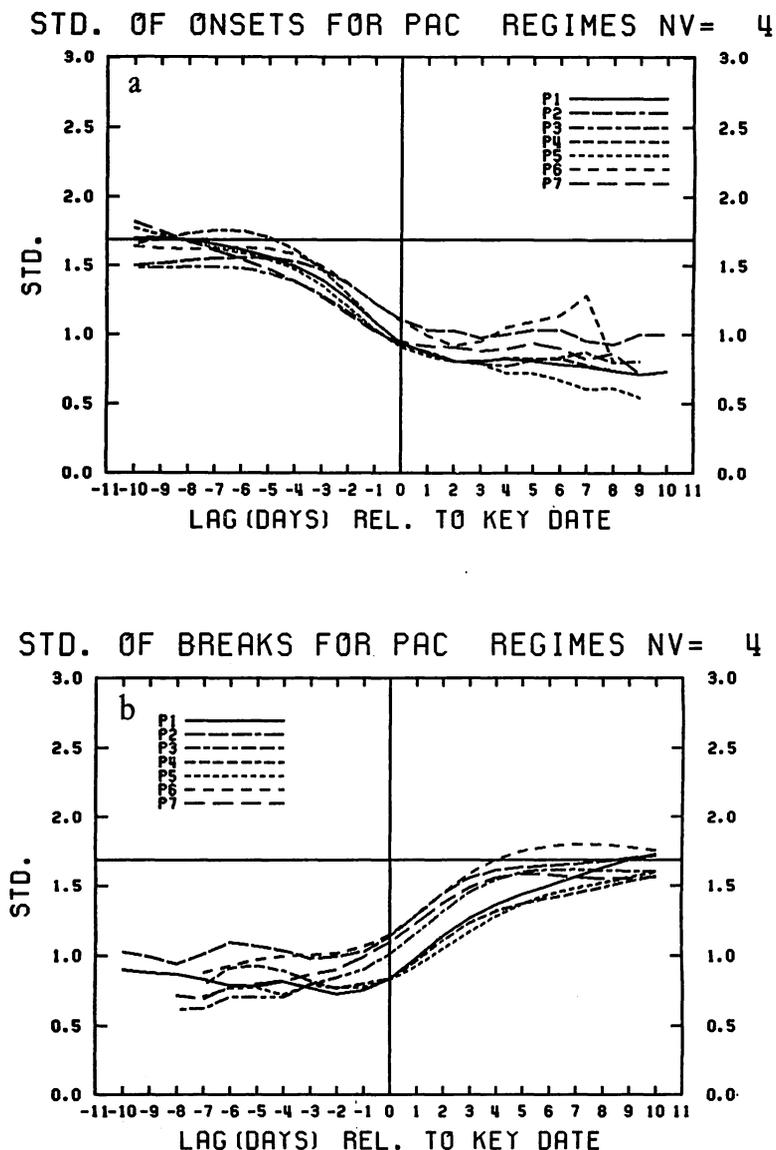
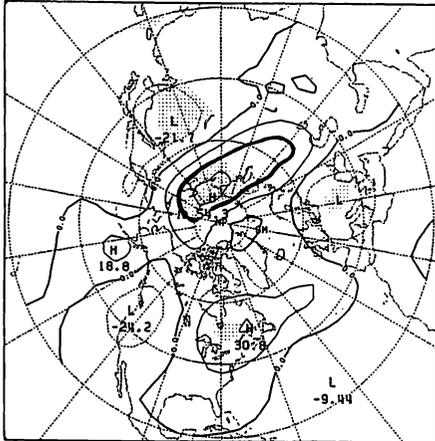
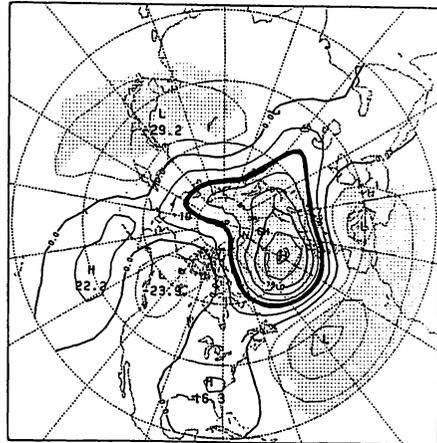


図8. PACレジームのonset (a), break (b) 前後の軌道の分散。横軸は key date (本文参照) に相対的な時間 (day)。縦軸は各々の日の平均値まわりの軌道の分散の標準偏差で、図4と同様に規格化されている。水平線は気候学的な標準偏差を表わす。

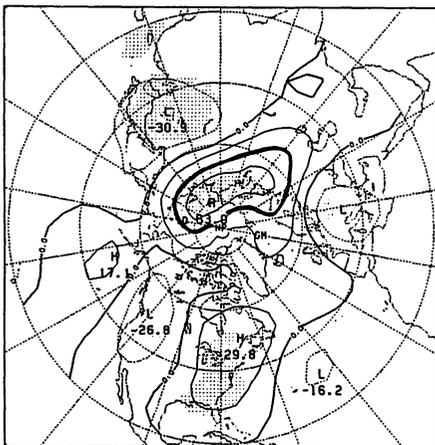
a ATL REGIME 5 COMPOSITE DAY= -8 DOF= 41



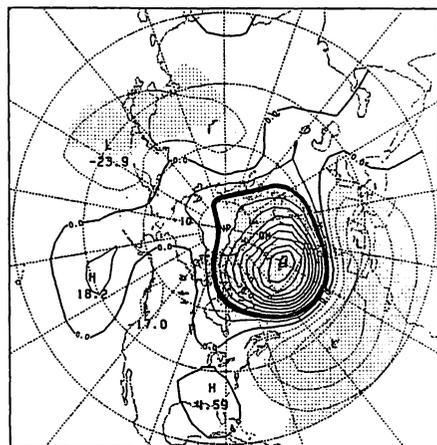
d ATL REGIME 5 COMPOSITE DAY= -2 DOF= 41



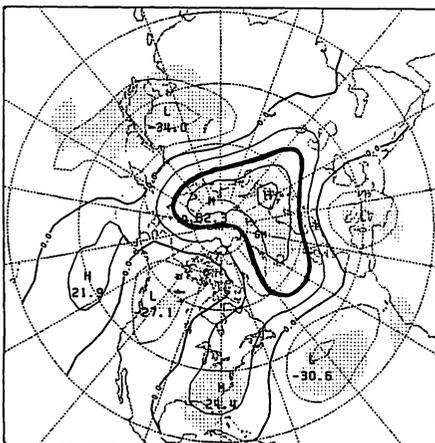
b ATL REGIME 5 COMPOSITE DAY= -6 DOF= 41



e ATL REGIME 5 COMPOSITE DAY= 0 DOF= 41



c ATL REGIME 5 COMPOSITE DAY= -4 DOF= 41



f ATL REGIME 5 COMPOSITE DAY= 2 DOF= 33

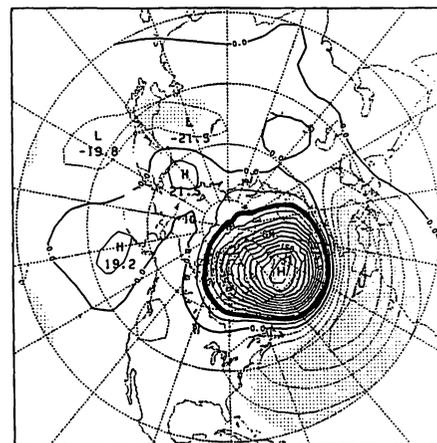


図9. レジーム A5 の onset 時の合成図解析。

10日フィルターをかけたアノマリデータによる。コンタ間隔は15m。陰影は図6と同様。左段上から day = -8, -6, -4。右段上から day = -2, 0, +2。图中 DOF は degrees of freedom の意で合成に用いられたイベントの数マイナス1を表わす。

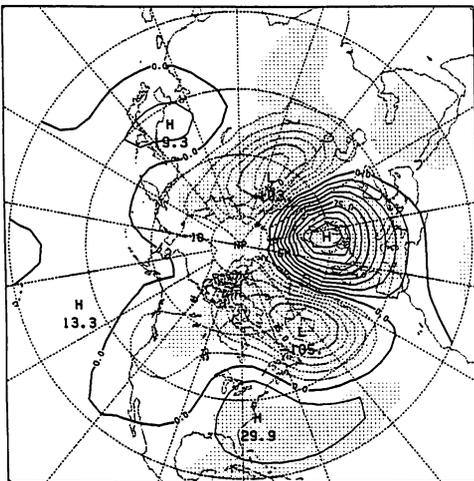
ここではこれらの合成図解析の内、二例のみを示す。

図9はレジーム A5 の onset 時のコンポジットである。図は key date (= 0) の8日前 (= -8) から2日毎に42例のイベントの10日フィルターをかけたアノマリの平均を示している。斜線部は図6と同様に統計的に有意な領域を示している。day = 0 の合成アノマリ図から容易に知れるように、レジーム A5 は北大西洋のブロッキングを表わしている。図に太線で示した特定の正の高度アノマリを時間をさかのぼっておいかけていくと、北シベリアからゆっくりと西進してきて北大西洋のジェット出口のおきまりの場所までくるとフェイズがロックされて大きく成長する。太平洋の同様な(オメガ)ブロッキングレジーム P6 でも onset に先だって正の高度アノマリが西進してくる様子が見られる(図省略)。

図10は北米大陸から北ヨーロッパ、シベリアを経て東アジアにわたるいわゆるユーラシア波列を表わすレジーム(A2)のbreak時の合成図である。day = -2 から day = +4 にかけてアノマリ値の相対的に大きい部分(北大西洋～北ヨーロッパ)が位相をほとんど変えずに下流(シベリア～東アジア)へシフトしているのがわかる。Blackmonら(1984)によっても指摘されたようにロスビー波のエネルギー伝搬を示唆するものであろう。波列様のアノマリパターンを含む他のレジームでも onset あるいは break 時に同様なシフトが見られた。

このように、確率密度関数による客観的なパターン認識は単に天気図の分類だけでなく、総観的・力学的な解析に対して有益な手がかりを与えてくれる。

a ATL REGIME 2 COMPOSITE DAY= -2 DOF= 44



b ATL REGIME 2 COMPOSITE DAY= 4 DOF= 51

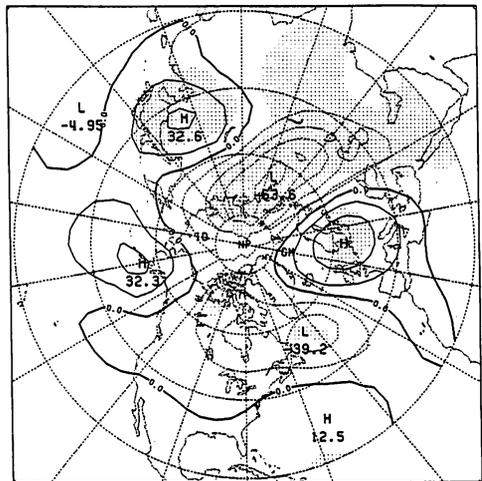


図10. レジーム A2 の break 時の合成図。day = -2(a) と day = +4(b)。その他は図9と同様。

4. 遷移 — マルコフ連鎖による記述

前節で得た再現性・持続性のある天候レジームを大気が好む複数の状態と考えると、それら間の遷移の統計的性質はマルコフ連鎖により記述される。

表4と表5はPAC, ATLそれぞれの地域についてあるレジーム(行)から次のレジーム(列)へ遷移した回数を数えたものである。37年というこのような統計には短い期間しかデータが得られないので、遷移行列の信頼度はそれほど高くはないだろう。それでも表4, 表5のそれぞれに明らかなのは、行列の要素が決して一様でないことである。(表では全要素の平均プラス1標準偏差を越えるものをマルで囲んである。)この事は、あるレジームから次のレジームへ移るときどれでも同じ

確率ではなく、好まれるものとそうでない

いものがあることを意味する。図3で想

定したような位相空間内の軌道の非一様

性が実証された訳である。ここでは示さ

ないがPACからATLへ、またその反対

といった interregionalな遷移にもやは

り非一様性が認められる。一つ一つの好

まれる遷移について総観的・力学的に調

べることは大変興味深い。Kimoto(1987,

1989)が簡単な記述を試みているが、多

くは今後の課題である。

高度にカオティックな中緯度長周期変

動であるが複数の好ましい状態に加え、

大域的な軌道にも何がしかの秩序がある

ことがわかった。もともと決定論的な予

測不可能性は位相空間のごく近傍にある

2つの点を通る軌道が時間が経つにつれ

て離れてゆく、という非線型力学系の一

般的な性質によるものであるが、ここで

得た結果はいわゆる予測限界にも流れの

パターンに対する依存性を考える必要の

あることを示唆している。例えば一般に

いう2週間程度の予測限界を越えた1か

月予報を力学モデルによる初期値問題と

して扱おうとする場合、ここで議論した

表4. PACレジーム間の遷移頻度。数字は行から列への遷移の回数。全要素の平均値プラス1標準偏差を越えたものをマルで囲んである。

		To							
		P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	sum
F r o m	P1	6	3	7	⑩	7	6	⑰	56
	P2	6	7	7	5	8	⑩	2	45
	P3	1	⑪	5	9	5	4	2	37
	P4	⑬	8	6	3	2	2	6	40
	P5	⑪	6	⑩	7	2	3	0	39
	P6	5	6	2	3	⑬	3	3	35
	P7	⑭	2	2	1	4	6	4	33
sum		55	43	39	38	41	34	34	

表5. 表4と同様。ただしATLレジームに対するもの。

		To						
		A1	A2	A3	A4	A5	A6	sum
F r o m	A1	9	8	⑫	1	5	6	41
	A2	⑫	9	3	10	5	9	48
	A3	4	2	⑪	2	⑯	6	41
	A4	5	⑪	3	2	6	5	32
	A5	7	4	6	⑫	5	3	37
	A6	8	⑪	9	5	1	5	39
sum		45	45	44	32	38	34	

ような大気の性質を参照し、いつ当たるのかについての考察がなければ単なる高価な積分の繰り返しに終わってしまうだろう。

先程来何回か述べているように、現存する高層データはここで用いているような統計には短かすぎる。データがたまるまで何百年も待つ訳にもいかないからモデル結果の同様な解析、ケーススタディ等を通じて少しずつ理解を深めてゆくしかない。

5. 「外部」条件の影響について

前節で見つかった複数の天候レジームの存在、並びに遷移の特性には中緯度大気の力学が主要な役割を果たしているものと想像されるが、Horel と Wallace (1981) や Weickmannら(1985)に

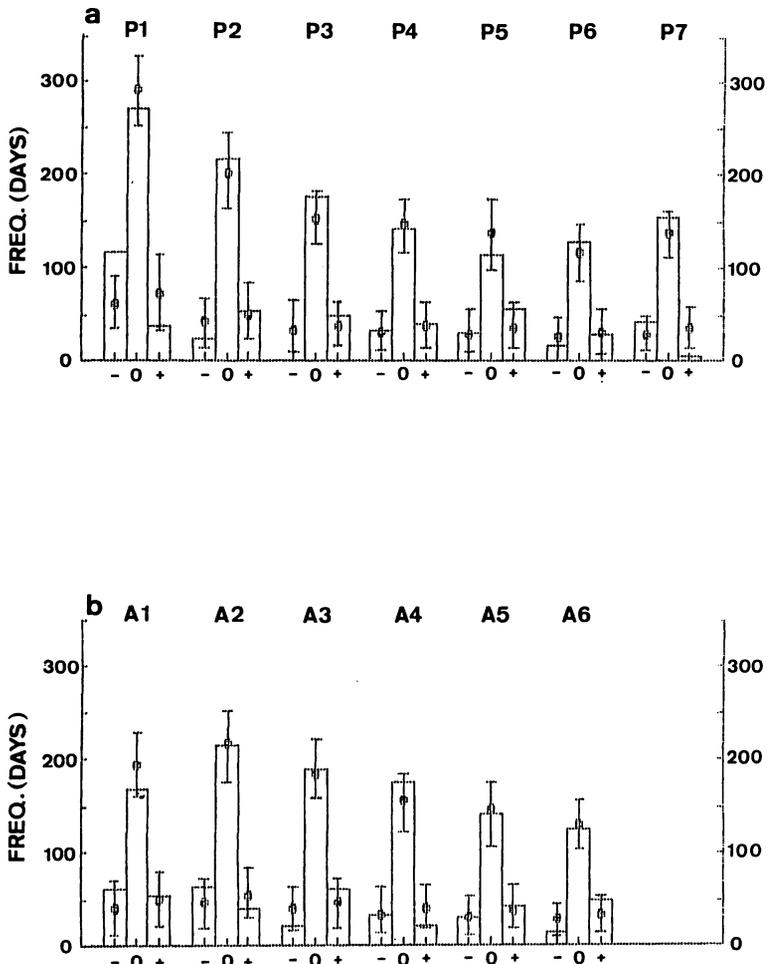


図 11. SOI の値別のレジーム発現日数。-は $SOI < -\sigma$, 0は $-\sigma \leq SOI \leq +\sigma$, +は $SOI > +\sigma$ を表す。(a)PACレジーム。(b)ATLレジーム。エラーバーはモンテカルロ法で求めた 95%の信頼幅。

よって調べられたように、いくつかのモードについては熱帯でのゆっくりした変動に対する応答である可能性も否定できない。ただ、仮にあるレジームが熱帯の特定の場所の対流活動に対する全く passive な応答であったにしても、それが他の色々な中緯度擾乱に抗して長続きし、また再現性をもつとすれば熱帯まで含めたシステムの固有モードであると考えてもよいだろう。

この節では、知られている内で最も大きなシグナルの一つである熱帯の南方振動 (Southern Oscillation) と、天候レジームの発現確率の関係について簡単に述べる。

図 11 はタヒチとダーウィンの気圧差を規格化した南方振動指数 (SOI) の標準偏差を σ とし、 $SOI < -\sigma$, $-\sigma \leq SOI \leq \sigma$, $\sigma < SOI$ のそれぞれの場合について、PAC と ATL レジームそれぞれの発現日数を数えたものである。SOI は daily の値を用いるのが望ましいが、手に入らないので月平均値を用いた。エラーバーはモンテカルロ法でもとめた 95% の信頼幅である。レジーム P1 は PNA パターンであるがこれは $SOI < -\sigma$, つまり El Niño 時のように東太平洋で上昇、西太平洋で下降という Walker 東西循環のアノマリが熱帯に存するときに発現する割合が高い。その他の P3, P7 等に SOI との有意な関係は見られるけれども、全体の印象は、どのレジームもほぼランダムに SOI の正負にかかわらず出現していることである。

ここでの天候レジームは、主として月平均を用いて熱帯との関連を調べたこれまでの研究と異なり、10 日～90 日程度の季節内変動の主要な周期帯を残して得られたものである。図 10 の結果は少なくとも SOI のように年々変動の卓越するパラメータと中緯度の天候レジーム間には、一意的な対応をつけるにくいことを示している。SOI は熱帯東部太平洋の海面水温と高い相関をもつことはよく知られているが、海面水温のようにゆっくりしたパラメータは中緯度大気レジームを「決定」するというよりは、その「発現確率を変化させる」と考えたほうがよいであろう。例えば、ある経度で北風アノマリをサポートしやすいレジーム (A) があって、その流れ自体、冷たい大気への海面からの熱補給によって維持されていると仮定しよう。流れと地表での熱フラックスに正のフィードバックが働いていると考えるのである。このとき、冷気のアノマリがある場所の海面水温が気候値より少し高ければ、この正のフィードバックがより強められそれによって維持されるレジーム (A) も発現しやすく、又持続性も高くなるだろう。この考えはまだ仮説にすぎず、ひとつひとつのレジームについてそれを維持する (たぶん複数の) フィードバックを見つけることから始めなければならない。ただ、10 日～季節程度の変動を理解しようとするとき、大気自身の意志にかかわらず、「外部」条件によって全てが決まると考えることに無理があることは確かである。

6. むすび

本研究では、カオス力学系の巨視的ふるまいを研究するひとつの方法として、「EOF - PDF - マルコフ連鎖」戦略を提示し、中緯度対流圏の長周期変動の解析に有用であることを示した。やトリッキーな解析手法の必要性を理解してもらうために、結果の羅列よりは研究の動機づけ (1, 2

節)に力点を置いた。ここでの結果は筆者がカリフォルニア大学に大学院生として滞在したときの研究 (Kimoto, 1987, 1989) に基づいているが、場所をあらためて発表する予定なので詳細はそちらを参照してほしい。

中緯度大気はおそらく内部力学にその存在の多くを負っているいくつかの典型的な循環レジームを持っている。これらのレジームにおいては、バロクリニック波のアンサンブル、その力学・熱力学的効果、ロスビー波分散などの種々な物理過程の間に正のフィードバックが働いて持続性を増しているだろう。確率密度関数の導入による客観的なパターン認識の確立は、これらの物理プロセスの解明にむけての必要な第一歩であるということが出来る。3次元的な全球データの蓄積は、未だ統計的に有意な結果を得るには極めて不足しているが、大循環モデルの利用により、ある程度は補われるはずである。

マルコフ連鎖によるレジーム間遷移の記述は、個々のレジームのユニークネスに加えて特定の遷移を選択する物理過程の存在を暗示している。

第5節で示した SOI と北半球天候レジームの関係についての仮説は、GCM の感度実験の解析について注意をうながす。すなわち、エルニーニョー PNA といった線型的、一意的な結果を GCM 実験に常に期待することは、やや危険であるといえる。上に述べた中緯度での種々の物理過程のバランスをモディファイするエージェントとして、熱帯の海水温アノマリを捕らえるほうが、リーズナブルであるように思える。

我々の最終目標は、位相空間での大気運動の振舞を知ることでなく、物理空間でのそれを理解することであるのは言うまでもない。いわば、我々はようやく LFV に対する本格的な挑戦の準備を終えたにすぎない。

References

- Baur, F., 1951: Extended range weather forecasting. *Compendium of Meteorology*, Amer. Met. Soc., 814–833.
- Blackmon, M. L., 1976: A climatological spectral study of the 500mb geopotential height of the Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1607–1623.
- Blackmon, M. L., Y.-H. Lee, J. M. Wallace, and H.-H. Hsu, 1984: Time variation of 500mb height fluctuations with long, intermediate, and short time scales as deduced from lag-correlation statistics. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961–979.
- Charney, J. G., and J. G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205–1216.
- Dole, R. M., 1982: Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere wintertime

- circulation. Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 225pp.
- Dole, R. M., and N. D. Gordon, 1983: Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere wintertime circulation: geographical distribution and regional persistence characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1567–1586.
- Fukunaga, K., and L. D. Hostetler, 1975: The estimation of the gradient of a density function, with applications in pattern recognition. *IEEE Trans. Info. Thy.*, **IT-21**, 32–40.
- Ghil, M., 1987: Dynamics, statistics and predictability of Planetary flow regimes. *Irreversible Phenomena and Dynamical Systems Analysis in Geosciences*, C. Nicolis and G. Nicolis, eds., D. Reidel, pp. 241–283.
- Ghil, M., and S. Childress, 1987: *Topics in Geophysical Fluid Dynamics: Atmospheric Dynamics, Dynamo Theory and Climate Dynamics*, Springer-Verlag, New York, pp. 485.
- Horel, J. D., 1985: Persistence of 500mb height field during Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2030–2042.
- Horel, J. D., and J. M. Wallace, 1981: Planetary scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813–829.
- Kimoto, M. 1987: Analysis of recurrent flow patterns in the Northern Hemisphere winter. M. S. thesis, University of California, Los Angeles, 104pp.
- Kimoto, M. 1989: Multiple flow regimes in the Northern Hemisphere winter. Ph. D. Thesis, University of California, Los Angeles, 179pp.
- Legras, B., and M. Ghil, 1985: Persistent anomalies, blocking, and variations in atmospheric predictability. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 433–471.
- Mo, K. C., and M. Ghil, 1988: Cluster analysis of multiple planetary flow regimes. *J. Geophys. Res.*, **93**, 10, 927–10, 952.
- Mukougawa, H., 1988: A dynamical model of “quasi-stationary” states in large-scale atmospheric motions. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2868–2888.
- Reinhold, B. B., and R. T. Pierrehumbert, 1982: Dynamics of weather regimes: quasi-stationary waves and blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1105–1145.
- Sanders, F., and J. R. Gyakum, 1980: Synoptic-dynamic climatology of “Bomb”. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1589–1606.
- Silverman, B. W., 1986: *Density Estimation for Statistics and Data Analysis*. Chapman and Hall, New York, 175pp.
- van Loon, H., and J. C. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 296–310.

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.

Weickmann, K., M., G. R. Lussky, 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.

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

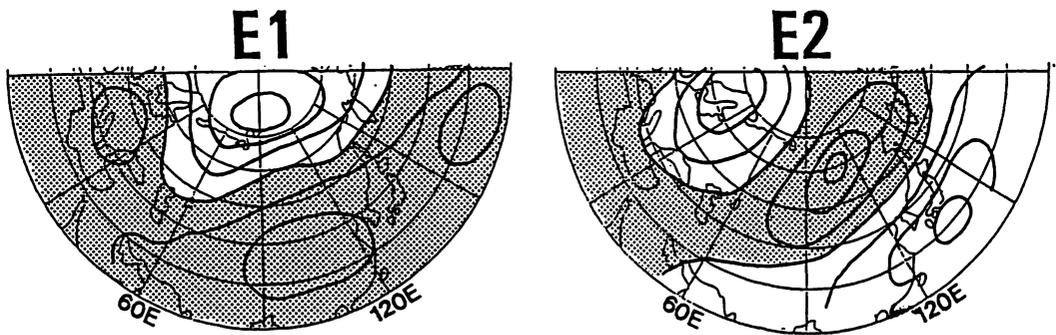
金谷年展*

1. はじめに

冬季における代表的なテレコネクションパターンとして、いわゆる“EUパターン”の存在(Wallace and Gutzler, 1981; Gambo and Kudo, 1983; Kusunoki, 1985; Barnston and Livezey, 1987 他)が知られており、これは日本の暖冬、寒冬を決定する大きな要因ともなっている。近年、“EUパターン出現のメカニズムを示唆するような研究結果もいくつか得られてきており、例えば Frederiksen and Bell (1987) は、実際の地形を入れたモデルを用い、EUパターンの low frequency の不安定モードの存在を示した。しかし、実際の気象において、いつどのような条件下でEUパターンが出現し、それがどのように維持、消滅するのかといったことはよくわかっていない。本研究では、これらの問題を明らかにする目的で、ユーラシア大陸上における複数の現われやすい準定常状態(天候レジーム)とそれらの間の遷移過程といった観点からデータ解析を行った。

2. 異なった天候レジームの抽出

1946年～1985年の冬季(12月, 1月, 2月)の半旬平均500mb面高度場の偏差に主成分分析を施した。第1図には、その結果得られた第1成分(E1)と第2成分(E2)の固有ベクトルの分布を示す。E1では、ユーラシア大陸上における南北振動で、中緯度と高緯度のシーソー的な変動が得られ、E2では、ヨーロッパ付近で正、シベリア付近で負、日本付近で正といういわゆるEUパターンが得られている。

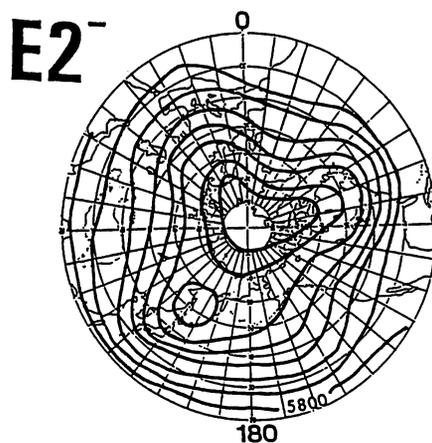
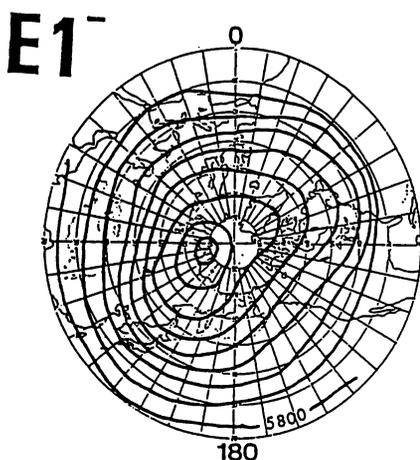
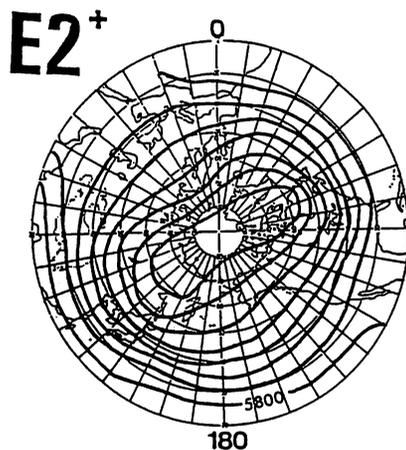
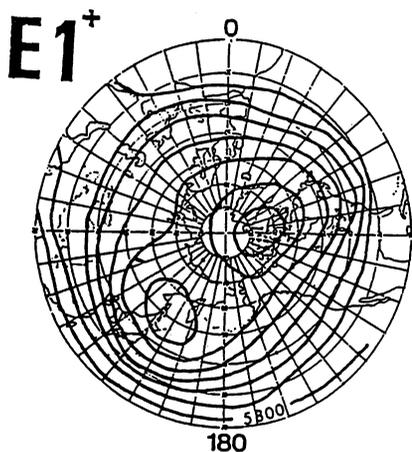
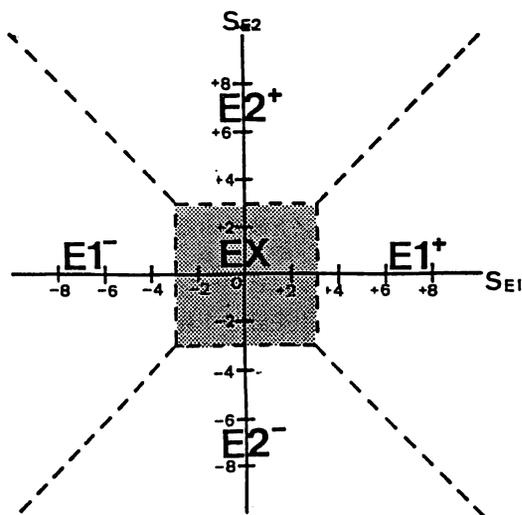


第1図 E1とE2の固有ベクトルの分布
等値線間隔は0.05。陰影部は負の値を示す領域。

*東北大地理

次に、第2図のように、E1とE2の成分スコアを考慮して、E1⁺, E1⁻, E2⁺, E2⁻の4つの天候レジーム型を設定し、対象とした40年間の全半旬をE1⁺, E1⁻, E2⁺, E2⁻とそれら4つのいずれの型にも属さないものに分類した。第3図は、このようにして抽出された各型の天候レジームが2半旬以上継続して出現した場合につ

第2図 E1⁺, E1⁻, E2⁺, E2⁻の天候レジーム型の定義。S_{E1}, S_{E2}はそれぞれE1, E2の成分スコアを示す。EXは、いずれの型の天候レジームも出現していないとみなす。



第3図 各型の天候レジームについての500mb面高度のコンポジットマップ。等値線間隔は100m。

いての500mb面高度場のコンポジットマップを示しており、各型の天候レジームにおける流れの特徴を見てとることができる。

3. E2⁺, E2⁻の出現, 維持, 消滅過程

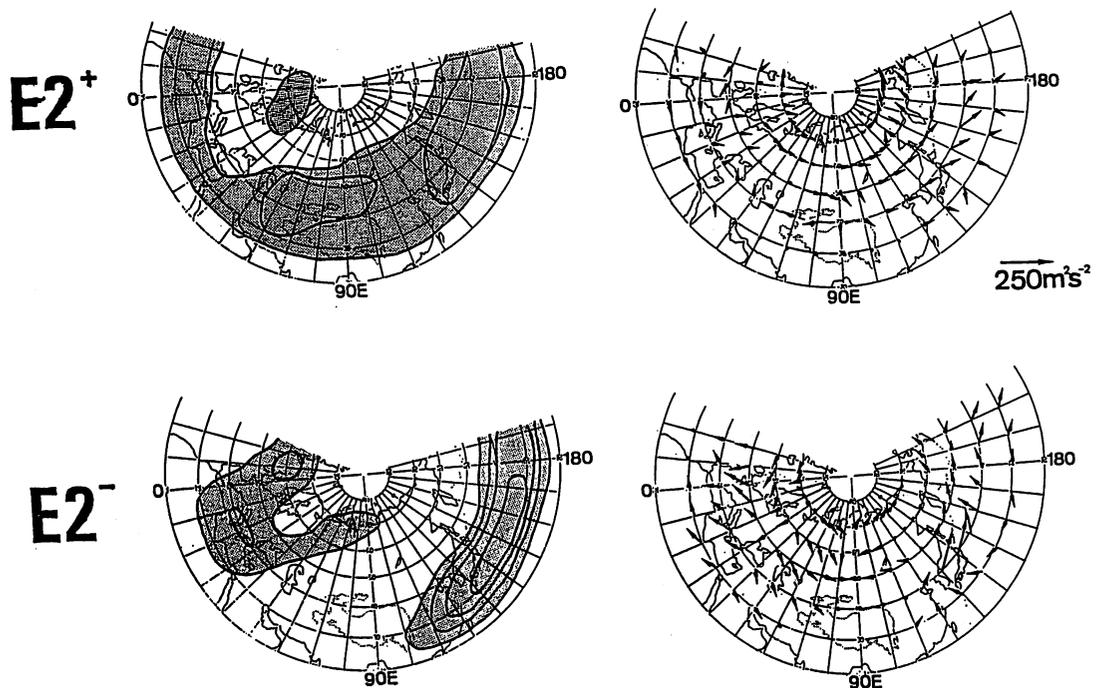
3.1 トランジェント波のふるまい

今後は、EUパターンに関連したE2⁺, E2⁻の2つの型の天候レジームを取りあげ、それらの出現, 維持, 消滅の過程を詳しく見ていくことにする。

E2⁺, E2⁻のレジームにおけるトランジェント波のふるまいを調べるために、Hoskins, et al. (1983)によって導びかれた拡張されたE-P Flux (**E**)を計算した。**E**は、球面座標において

$$\mathbf{E} = \begin{Bmatrix} E(\lambda) \\ E(\phi) \end{Bmatrix} = \cos\phi \times \begin{Bmatrix} \overline{v'^2 - u'^2} \\ -\overline{v' u'} \end{Bmatrix}$$

のように表わされる。ここで、 $\overline{(\quad)}$ は時間平均、 $(\quad)'$ は時間平均からのずれである(記号は慣用)。この**E**からは、トランジェント波の準定常状態へのフィードバックの様子を知ることができ、**E**が収束しているところで、 \bar{u} に対して東風加速、発散しているところで西風加速していると解釈できる



第4図 E2⁺が継続して出現していた1984年2月15日~24日(上)とE2⁻が継続して出現していた1983年12月27日~1984年1月5日(下)における500mb面の \bar{u} の分布(左)と**E**の分布(右)。等値線間隔は10m/sで、 \bar{u} が10m/s以上のところにハッチをかけてある。ただし、**E**の分布において、10m²/s²以下のベクトルは省いてある。

第4図には、 $E2^+$ 、 $E2^-$ がそれぞれ継続して出現していた例についての \bar{u} の分布と1日2回のデータ²⁾を用いて計算した500mb面における E の分布を示した。 E の分布を見ると、 $E2^+$ では、 \bar{u} の弱いヨーロッパ付近で収束して西風減速、 \bar{u} の強いシベリア付近で発散して西風加速、また日本の南方海上では収束してトランジェント波はジェットを弱めている様子がわかる。一方、 $E2^-$ では、 \bar{u} の強いヨーロッパ付近で発散となって西風加速、 \bar{u} の弱いシベリアでは収束となって西風減速。また日本の南方海上では大きな発散となって強い \bar{u} をさらに加速している様子がわかる。このように、 $E2^+$ 、 $E2^-$ ともトランジェント波は、アノマリとして強い \bar{u} はさらに強め、弱い \bar{u} はさらに弱めるというように、それぞれのレジームを維持するように働いているといえる。

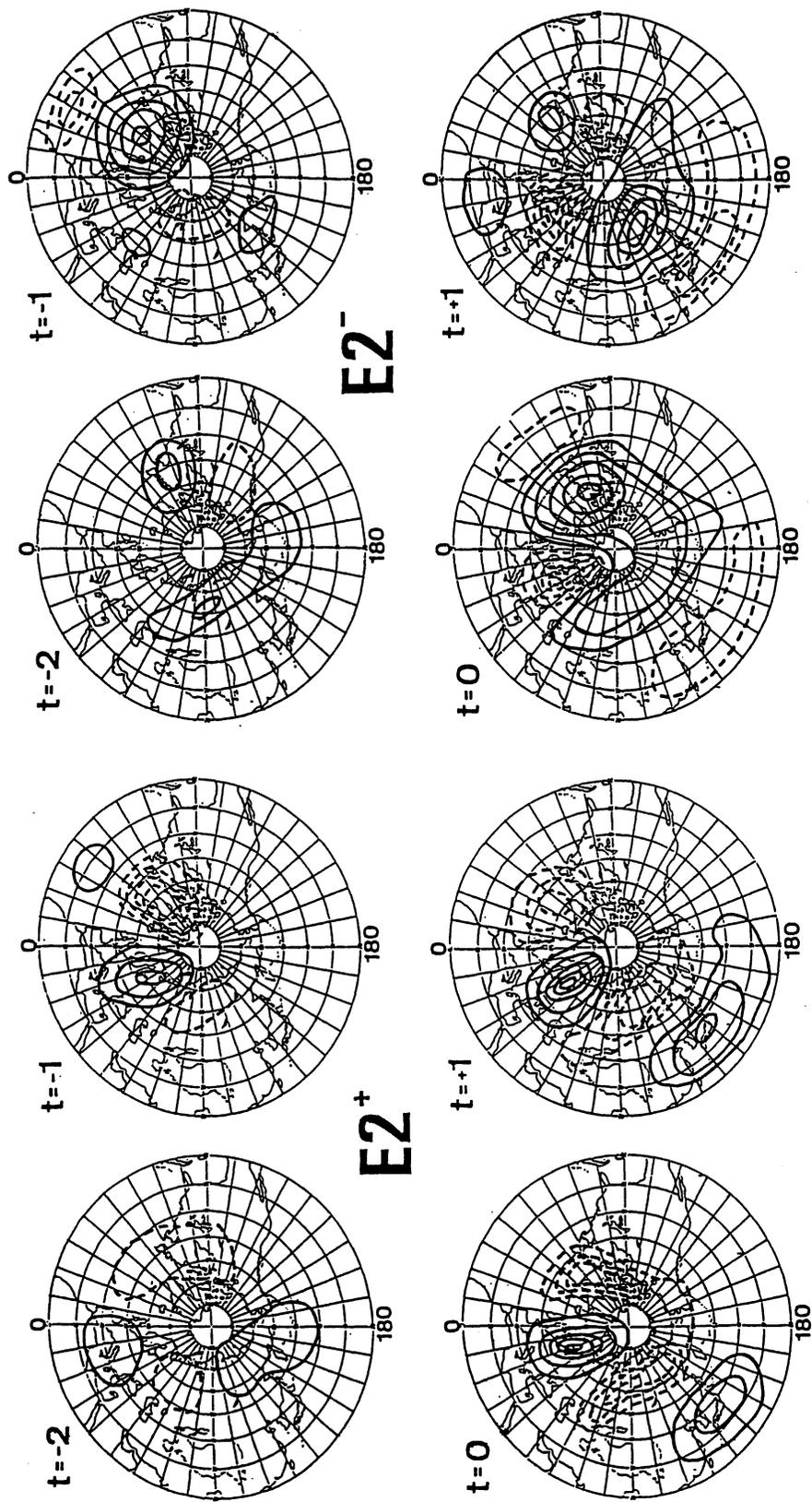
3.2 出現過程

$E2^+$ 、 $E2^-$ の出現過程をコンボジット解析により調べた(第5図)。ただし、ここでは $E2^+$ 、 $E2^-$ が出現しはじめた半旬を $t=0$ とし、その1半旬前を $t=-1$ 、1半旬後を $t=+1$ としている。第5図を見ると、 $E2^+$ の出現に先行して、グリーンランド付近で負、大西洋上の 30°N 付近で正というNorth Atlantic Oscillation (NAO)パターンが明瞭に現われていることがわかる。一方、 $E2^-$ の場合も、その出現に先行して、 $E2^+$ の場合とは逆符号のNAOパターンが顕著に現われている。以前に朝倉(1966)は、これに似た結果を示していたが、このような長い期間の統計によっても、EUパターンに先行するNAOパターンが明らかに見てとれる。

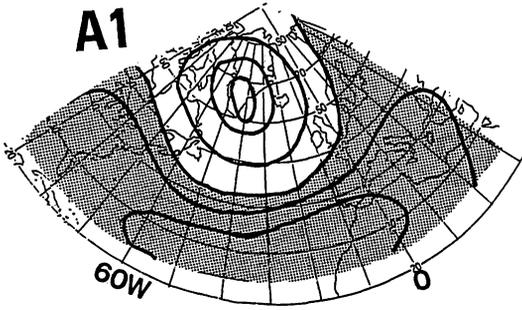
さらにこのことを詳しく調べてみるために、北大西洋上において同様に半旬平均500mb面高度偏差に主成分分析を施し、その結果、第6図のように第1成分($A1$)としてNAOパターンが得られたので、この $A1$ と $E2$ との関係を見てみた。 $E2^+$ 、 $E2^-$ が出現する前の半旬の $A1$ のスコアについて統計をとって見たところ、 $E2^+$ 、 $E2^-$ が2半旬以上継続して出現した場合に限定すると、 $E2^+$ が出現する前の半旬に $A1$ のスコアが -3 以下である確率は約78%、また $E2^-$ が出現する前の半旬に $A1$ のスコアが $+3$ 以上である確率は約82%であり、かなり高い確率でEUパターンに先行してNAOパターンが現われていることがわかった。

そこで、 $A1$ のスコアが $+3$ 以上の場合は $A1^+$ 、 -3 以下の場合は $A1^-$ が出現していたと定義して、今度は逆に $A1^+$ 、 $A1^-$ が出現した時に必ず $E2^+$ 、 $E2^-$ への連鎖がおこるのかどうかを調べた。その結果、 $A1^+$ 、 $A1^-$ が出現しても、その次の半旬における $E2$ のスコアはほとんどランダムに近くなっており、すなわち、EUパターンが出現した場合にはほとんどそれに先行してNAOパターンが出現しているが、逆にNAOパターンが出現してもそれにひきつづいてEUパターンが出現するとは限らないということがわかった。

しかし、NAOパターンからEUパターンへの連鎖は、NAOパターンが出現した時のユーラシア大陸上の天候レジームに大きく依存しており、第7図からわかるように $A1^-$ が出現した時にユーラシア大陸上の天候レジームが $E1^-$ 、 $E2^-$ であれば次の半旬に $E2^+$ が出現してくることはほとんどな

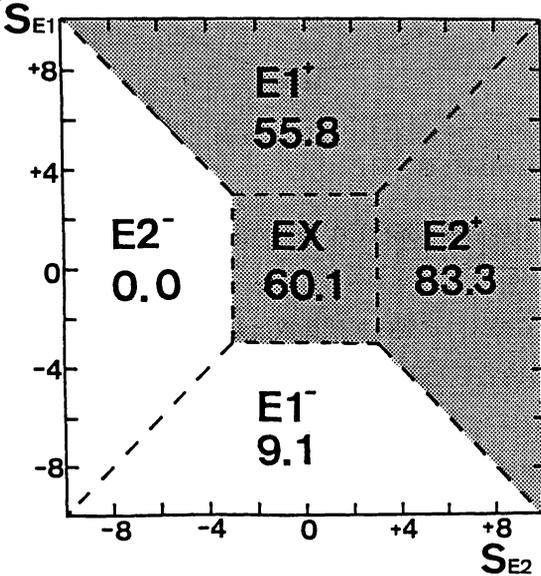


第5図 2半旬以上継続して $E2^+$ が出現した場合(左, 24例)と $E2^-$ が出現した場合(右, 22例)の $t=-2, -1, 0, +1$ における500mb
面高度アノマリーのコンポジションマップ。等値線間隔は30 m, 実線は正, 破線は負の等値線を示す。0 mの等値線は省いてある。

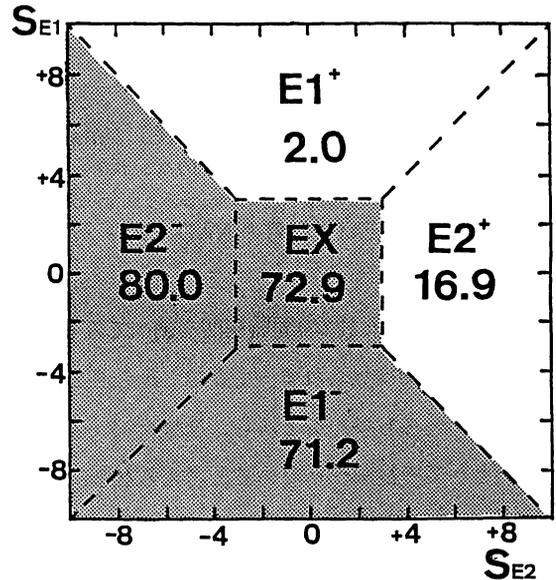


第6図 A1の固有ベクトルの分布
凡例は第1図と同じ。

いが、それ以外ならばかなり高い確率で次の半旬にE2⁺が出現してきている。同様に第8図より、A1⁺が出現した時に、ユーラシア大陸上でE1⁺、E2⁺以外のレジームであれば、70%を超える高い確率で次の半旬にE2⁻が出現しはじめていることもわかる。これは、単にNAOパターンが出現するというだけでなく、NAOパターンの出現とともに高緯度のヨーロッパ付近で地衝風の南北成分が強まる（東



第7図 A1⁻が出現した時のユーラシア大陸上の天候レジーム別に計算された、次の半旬にE2⁺が出現する確率(%)。

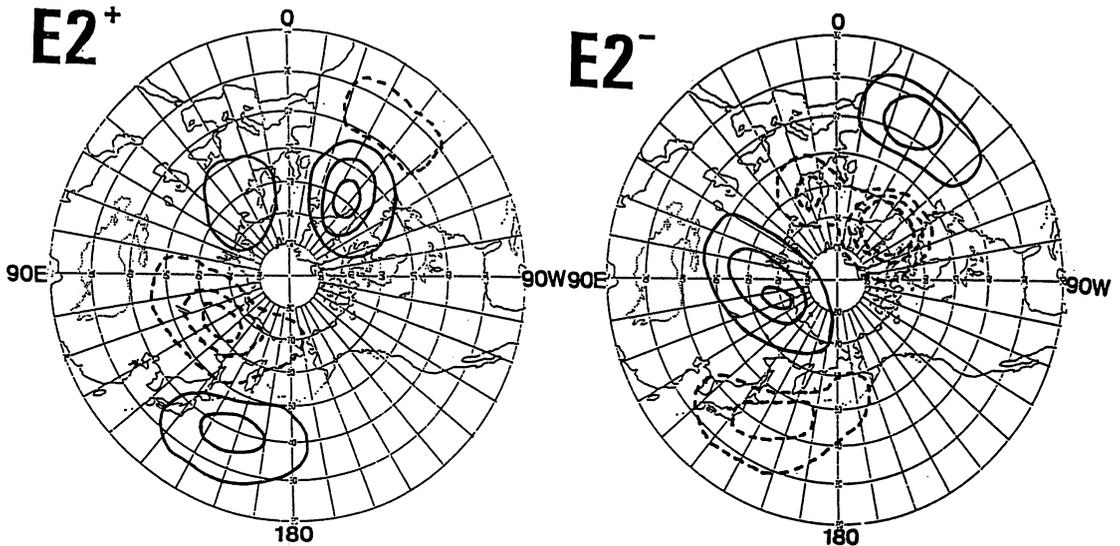


第8図 A1⁺が出現した時のユーラシア大陸上の天候レジーム別に計算された、次の半旬にE2⁻が出現する確率(%)。

西波数が大きくなる) ことがEUパターンのロスビー波列出現の条件になっていると解釈できる。

3.3 消滅過程

E2⁺、E2⁻の消滅過程を出現過程の時と同様にコンポジット解析により調べた。第9図にはE2⁺、E2⁻それぞれのレジームの消滅する前の半旬(t* = 0)における500mb面高度アノマリーのコンポジットを示している。これを見ると、E2⁺、E2⁻とも、それぞれの出現に先行して現われていた



第9図 E2⁺(左)とE2⁻(右)が消滅する前の半旬($t^*=0$)における500mb面高度アノマリーのコンポジットマップ。凡例は第5図と同じ。

NAOパターンとは逆符号のNAOパターンが、それぞれの消滅に先行して顕著に出現しているのがわかる。

しかし、A1とE2の同時相関を調べてみると、それらのスコア間の相関係数は約-0.3程度であり高い相関は見られず、またA1からE2への連鎖がおこった後、すぐにA1⁺、A2⁻が消滅してしまうケースも多いことから、NAOパターンはEUパターンの維持にはあまり関係なく、主にトリガーとしての役割をしていると考えられる。ここでは深く言及しないが、むしろ同時相関という点では、E2はKanaya(1988)によって示されたP1(PNAパターン)と高い相関をもっている(スコア間の相関係数が約-0.5)点も見逃せない。

4. おわりに

EUパターンの出現、消滅を、NAOパターンからの連鎖としてとらえることができた(単純なテレコネクションパターンの連鎖ではないが)。しかし、NAOパターンに関しては、それが大西洋の海水温と関連しているという研究結果もあり、またNAOパターンが太平洋～北アメリカにおける循環場の変動とも深く関わっている可能性があることから、EUパターンは、中・高緯度大気固有のモードとして存在するとはいえ、間接的に熱帯循環場の変動ともリンクしていることが考えられる。また、ユーラシア大陸上の天候レジームには、雪水の問題も全く切り離して説明することはできないだろう。こうしたことから、今後は、熱帯海水温、雪水など中・高緯度大気にとっての外

部条件の変動の中で、中・高緯度大気固有の異なった天候レジーム及びそれらの間の遷移がどのようになっているのかを、季節変化も考慮に入れながら明らかにしていく必要があると思われる。

謝 辞

データを提供して下さった気象庁数値予報課の木本昌秀さん、長期予報課の方々には深く御礼申し上げます。

注

- 1) 気象庁長期予報課でコピーさせていただいた1946年～1985年の北半旬平均500mb面高度で $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ 緯度-経度グリッドデータを用いた。
- 2) 気象庁数値予報課でコピーさせていただいた1日2回の北半球500mb面高度で、 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ 緯度-経度グリッドのルーチン用客観解析データを用いた。ここでは、地衡風近似により u 、 v を計算した。

参考文献

- 朝倉 正, 1966 : 長期予報技術検討資料 (気象庁)
- Barnston, A. G. and R. E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1083–1126.
- Frederiksen, J. S. and R. C. Bell, 1987: Teleconnection patterns and the roles of baroclinic, barotropic and topographic instability. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2200–2218.
- Gambo, K. and K. Kudo, 1983: Three-dimensional teleconnection in the zonally asymmetric height field during the Northern Hemisphere winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 36–50.
- Hoskins, B. J., I. N. James and G. H. White, 1983: The shape, propagation and mean flow interaction of large scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- Kanaya, T., 1988: On the processes of transitions between circulation regimes during winter over the Pacific and North America. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 277–290.
- Kusunoki, S., 1985: An observational study of horizontal propagation of Rossby waves in the atmosphere. 東京大学理学部博士論文
- 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.

気象研究所大気大循環モデルの SSTA 実験で得られた zonal/eddy 関係と降水量

鬼頭 昭雄*

1. はじめに

Kitoh (1988) は気象研究所大気大循環モデル (Tokioka et al., 1984) を用いて, perpetual January の条件下で, 10 種の異なる海面水温 (SST) を境界条件としたランを行なった。SST として気候値を与えたラン (C), 日本の暖冬時の合成 SST を与えたラン (AW), 日本の寒冬時の SST を与えたラン (AC) 及び主として例数を増やすために東西 30°, 南北 16° の長方形の SST 偏差を与えたラン (A1~A7) の 10 種である (表 1)。それぞれのランは 180 日間積分され, 互いに重複しない 30 日平均値について解析が行われた。その主成分 (EOF) 分析から抽出された第 1 モードは日本の暖冬と関連するパターンであった。またこのモードは, 日本の暖冬時の合成 SST を与えたラン (AW) および赤道・日付変更線付近に正の SST 偏差を与えたラン (A7) で卓越することが示された。ここではこの実験データを, zonal/eddy 関係の観点から更に解析し, 日本の暖冬と関連するパターンであるユーラシア・パターンはモデルに固有のモードであること, 又このモードの出現と海面水温偏差との関係について調べる。

表 1. 実験の一覧と海面水温

ラン	海面水温
C	1970-84年1月の平均
AW	1972, 73, 79, 83年1月の平均
AC	1974, 77, 81, 84年1月の平均
A1	105°E-130°E, 14°S-2°S に最大1°Cの正SSTA
A2	105°E-130°E, 2°N-14°Nに最大1°Cの正SSTA
A3	55°E-80°E, 14°S-2°S に最大1°Cの正SSTA
A4	125°E-150°E, 18°N-30°Nに最大1°Cの正SSTA
A5	165°E-170°W, 14°S-2°S に最大1°Cの正SSTA
A6	125°E-150°E, 2°N-14°Nに最大1°Cの負SSTA
A7	180°W-150°W, 6°S-6°Nに最大1°Cの正SSTA

2. zonal/eddy/降水量関係

10 種類のランについてそれぞれ 5 ケ, あわせて 50 ケの 30 日平均値を, 北半球 300mb 帯状平均東西流 (以下 [U]), 北半球 300mb 高度非軸対称成分 (z^*) および降水量 (R) に対して作り, その主成分分析を行なった。

図 1 (左) に [U] の平均値とその標準偏差を示す。アンサンブル平均した 300mb [U] は 30°N に 39.5 m s⁻¹ の亜熱帯ジェット軸を持ち, その北側でややゆるやかに風速が減少する。亜熱帯ジェット付近での [U] の標準偏差は小さく, むしろ 20°N 付近と 50°~60°N で大きい。図 1 (右) はその EOF 第 1・第 2 主成分で, それぞれ全 variance の 55% および 16% を説明する。EOF 第 1

* 気象研究所

主成分は、 40°N の南北の運動量のシフトを基本的を表わしているが、標準偏差分布から分かるように $50^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{N}$ 帯での寄与が大きい。30日平均値に対するこの成分による実際の風速変動は $50^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{N}$ 帯で $1\sim 1.5\text{ m s}^{-1}$ の大きさである。このEOF第1主成分は15年間の12, 1, 2月の観測値(1962年12月~1977年2月)に基づくBranstator(1984)の解析結果と似ている。

[U]のEOF第1主成分のローカルな寄与を調べるために、50ケのEOF第1主成分係数と各グリッド上の300mb東西流との相関係数を計算した(図2)。シベリアから西部~中部北太平洋での

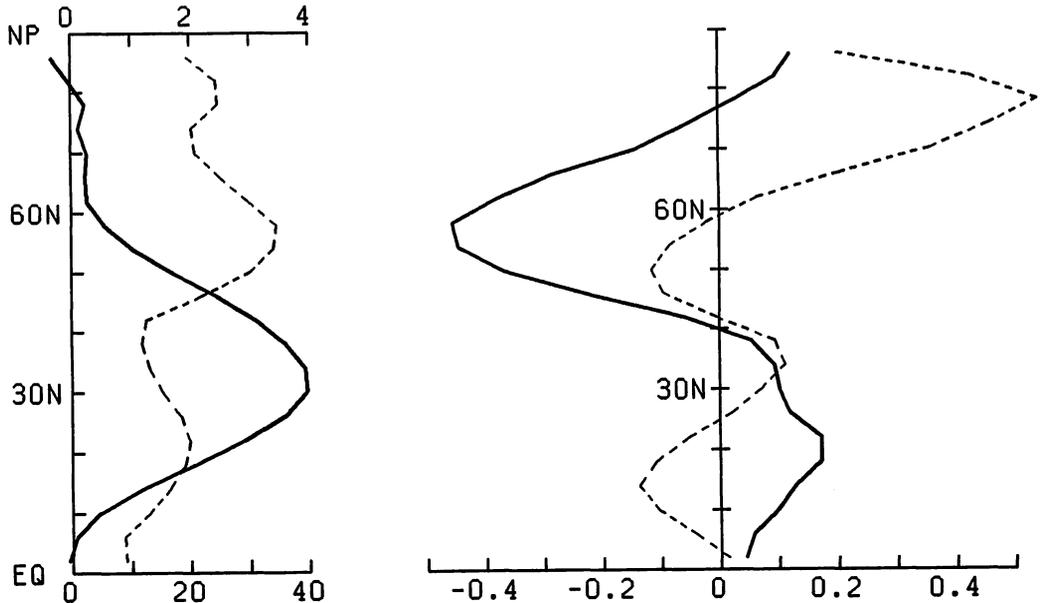


図1. (左): [U]の平均値(実線)と標準偏差(破線), (右): [U]のEOF第1(実線)・第2(破線)主成分

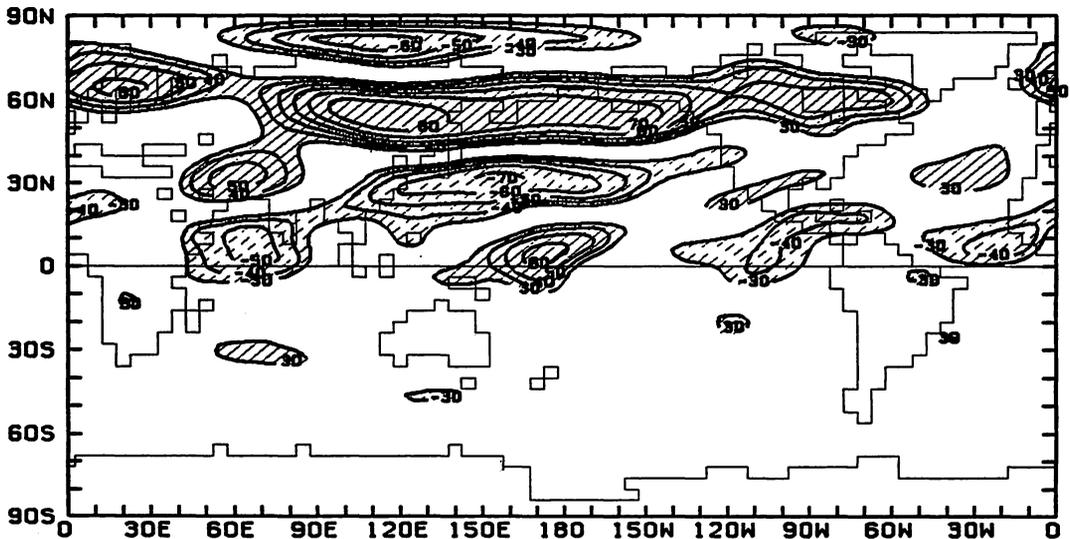


図2. [U]のEOF第1主成分係数と各グリッドのUとの相関係数分布
等値線間隔は0.1。0.3以上及び-0.3以下のみ示す。

風速変動が帯状平均東西流の変動に寄与していることが分かる。50°~60°Nではシベリアに0.8以上の高相関域があり、更にカナダへかけて高相関域がのびている。逆符号の相関域が30°Nの日本の東の中部太平洋域にあるが、この緯度では大西洋上では正相関のため帯状平均東西流の変動は20°N付近に比べて小さい。このことは太平洋亜熱帯ジェットの強弱と大西洋亜熱帯ジェットの強弱に負相関があるらしいことを示唆している。なお30°N, 60°Eのチベット高原上流域にも正相関がある。

図3は[U]のEOF第1主成分係数とZ*との相関係数分布である。大西洋で負、北ヨーロッパで正、シベリアで負、日本付近で正、中部太平洋で負という波列らしきものが見える。大西洋からの波列は、アフリカ西岸から出発し北ヨーロッパ、カスピ海付近からインドにかけて延びているようにも見える。30°Nから60°Nの太平洋から大西洋にかけては、ロッキー山脈を境にして太平洋上の正相関と北米と大西洋の負相関が顕著である。

次に北半球のZ*を東西波数8,南北モード13の球面調和関数で表現し,主成分分析した。図4にZ*のEOF第1主成分を示す。これは全varianceの35%を説明している。実際の大きさは北太平洋でのピーク値で約200m程である(図8の係数を参照のこと)。低緯度では高度場のvarianceは小さいので主成分ベクトルも小さいが、この空間分布は図3のものと非常に似ている。図4では図3にみられる大西洋亜熱帯域からインド付近への波列は相対的に小さく見え、北大西洋,北ヨーロッパ,シベリアから北太平洋にかけての波列が特徴的である。このパターンは観測されるユーラシアパターンと

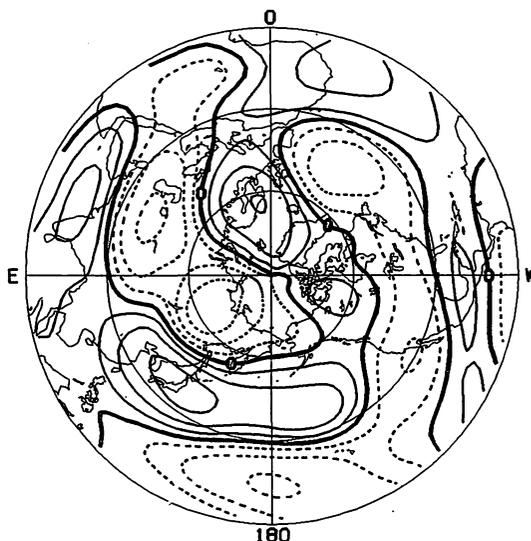


図3. [U]のEOF第1主成分係数と各グリッドのZ*との相関係数分布。等値線間隔は0.2, 負は斜線。



図4 Z*のEOF第1主成分。等値線間隔は0.5。

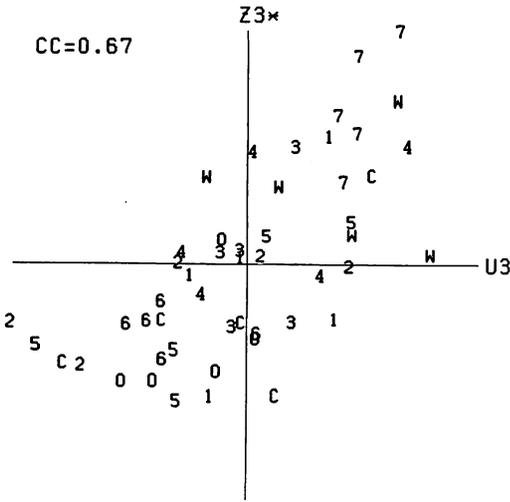


図5. [U]のEOF第1主成分係数とZ*のEOF第1主成分係数の分布。それぞれ正規化してからプロットしてある。0はコントロールラン、1から7はA1ランからA7ラン、WとCはAWランとACランにそれぞれ対応する。

対応している (Wallace and Gutzler, 1981; Gambo and Kudo, 1983)。このユーラシアパターンは日本の暖冬・寒冬と関係があることが知られている。

図5は[U]のEOF第1主成分係数(以下C1(U)と略記)とZ*のEOF第1主成分係数(C1(Z))の散布図である。図3と図4の相似からも分かるようにC1(U)とC1(Z)には0.67の良い相関がある。以上のことから、Branstator(1984)が観測データから、またKang and Lau(1986)がGFDL GCMの解析から見いだした北半球冬季のzonal/eddy関係が、気象研究所大気大循環モデルの一連のperpetual January実験の結果にもあることが分かる。

ここでは更に降水量分布との関係についても調べてみる。全球降水量についてZ*と同様の空間スムージングを行ってからEOF解析した。図6にRのEOF第1主成分を示す。これは全variance

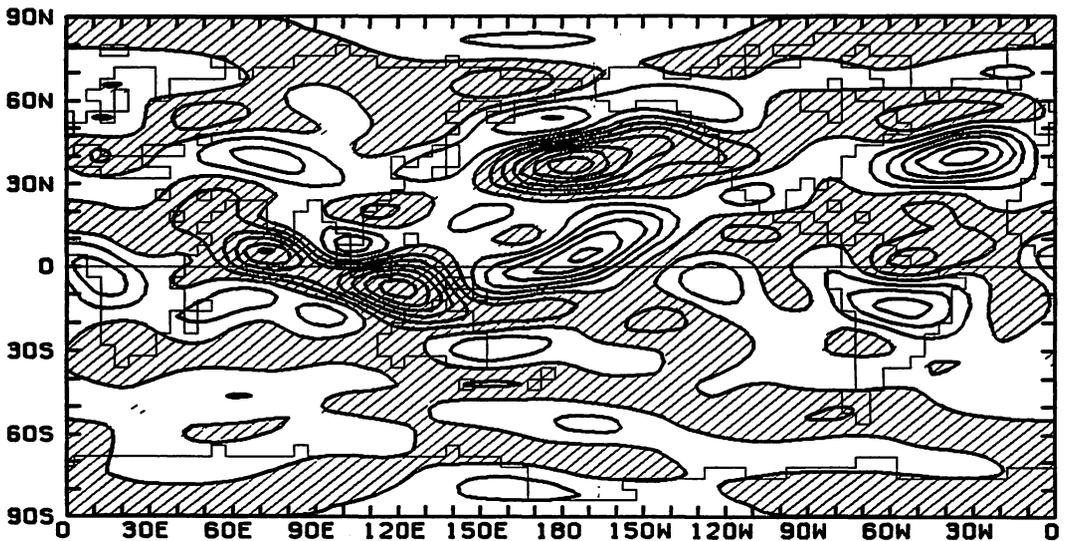


図6. RのEOF第1主成分。等値線間隔は0.5。

の18%を説明しており、北大西洋、中部赤道太平洋のアノマリーと、それと逆符号の北太平洋及び maritime continent のアノマリーで特徴づけられる。実際の大きさはピーク値で 3 mm d^{-1} 程度となる。C1(Z)とC1(R)の散布図は図7に示してあるが、相関係数が0.87と大変高い。また50ケの30日平均値は原点を通る直線上にはば分布しており、30日平均Z*とRの密接な関係を示している。なおC1(U)とC1(R)の相関係数は若干落ちて0.59である。

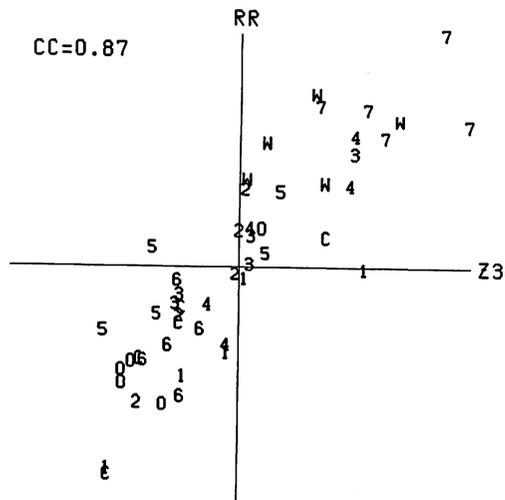


図7. 図5と同じ、但しZ*とR

3. ラグ相関

前章で30日平均[U], Z*, RのEOFのleading modesは互いに良い関係にあることを示した。zonal と eddy の関係については、元来ロスビーの trough formula $c=U-\beta L^2/4\pi^2$ に基づく準定常プラネタリー波と平均帯状流の関係を示すものであり、何らその因果関係を示すものではない(Branstator, 1984)。しかしここでは30日平均[U], Z*, Rについて得られたそれぞれのEOF第1主成分について、ラグ相関を用いてその時間的振舞いを調べてみる。

図8はそれぞれのランについて180日間のデータから[U], Z*, Rの30日移動平均を計算し、

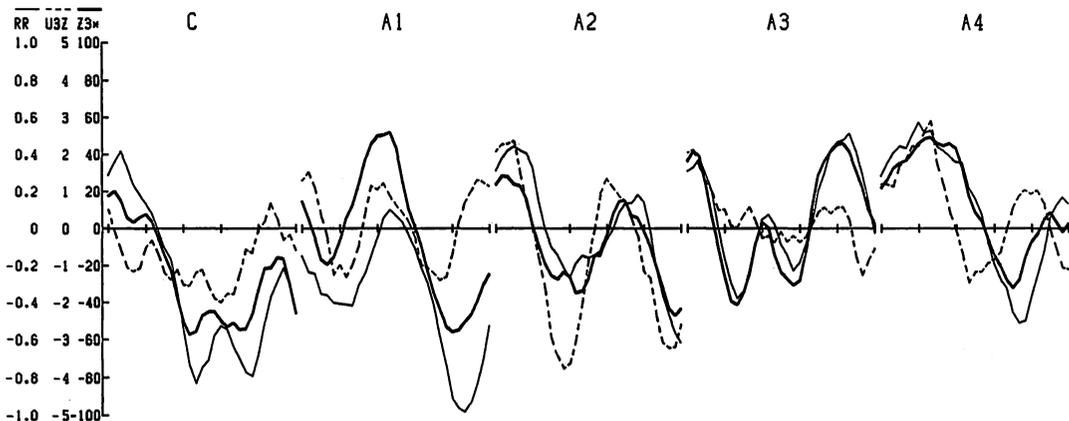


図8. [U], Z*, Rの30日移動平均に対するそれぞれのEOF第1主成分の係数

それを [U], Z*, R の第 1 主成分 (図 1, 図 4, 図 6) に投影して得られた係数を 5 日毎にプロットしたものである。以下にこれらを C1(\bar{U}), C1(\bar{Z}), C1(\bar{R}) と表わす。この時系列のラグ相関の結果を表 2 に示した。それによると, C1(\bar{U}) が C1(\bar{Z}) より 10 日先行している時に相関係数が最大で 0.52, C1(\bar{Z}) が C1(\bar{R}) より 5 日先行している時に相関係数が最大で 0.88, C1(\bar{U}) が C1(\bar{R}) より 15 日先行している時に相関係数が最大で 0.52 となっている。従って準定常状態として得られる [U]/Z*/R 間の関係は, [U]→Z*→R としてとらえられることが示唆される。

表 2. C1(\bar{U}), C1(\bar{Z}), C1(\bar{R}) 間のラグ相関係数 (×100)

		C1(\bar{Z})→C1(\bar{U})							C1(\bar{U})→C1(\bar{Z})					
ラグ (日)		30	25	20	15	10	5	0	5	10	15	20	25	30
r		-18	-13	-5	6	20	35	46	51	52	46	36	22	5

		C1(\bar{R})→C1(\bar{Z})							C1(\bar{Z})→C1(\bar{R})					
ラグ (日)		30	25	20	15	10	5	0	5	10	15	20	25	30
r		-2	9	23	40	58	73	84	88	85	75	58	39	20

		C1(\bar{R})→C1(\bar{U})							C1(\bar{U})→C1(\bar{R})					
ラグ (日)		30	25	20	15	10	5	0	5	10	15	20	25	30
r		-21	-19	-15	-7	5	19	33	42	49	52	50	43	31

このことは以下のように解釈できる。Branstator (1984) によると, zonal/eddy 関係は必ずしも基本場 ([U]) と eddy (Z*) の原因結果を示すものではなく, むしろこの関係にある [U] と Z* の組合せが流れのパターンの一つを形作っていると考えられる。[U]→Z* が 10 日のラグで最大の

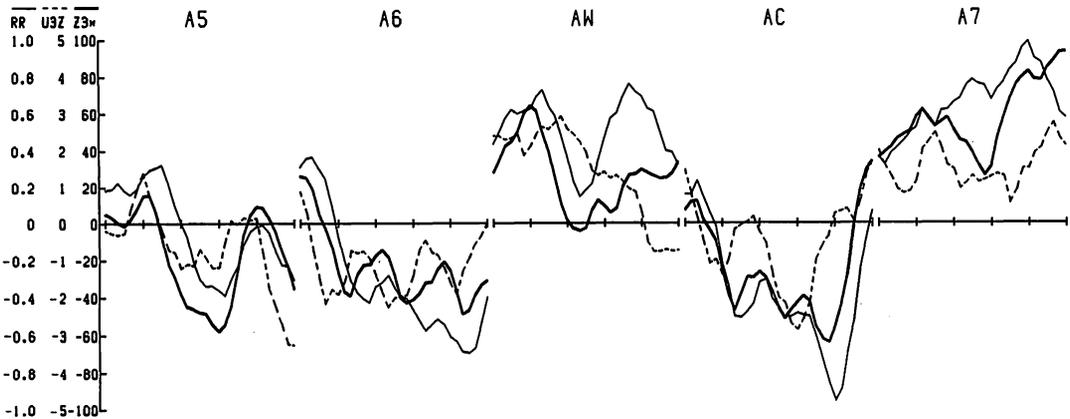


図 8. つづき

相関を持つことは、基本場と eddy の相互調節に約 10 日の時間を要し、更に基本場の方がその主導権を握っていると考えることが出来る。さらに $Z^* \rightarrow R$ については eddy が出来ることが降水分布を変えらるということに理解しやすい。

次の降水量について、EOF 第 1 主成分ではなく、降水量の変動の標準偏差の大きい領域についての平均を求め、それと eddy のラグ相関について計算した。計算に用いた領域は北太平洋 ($32^\circ - 44^\circ\text{N}$, $170^\circ\text{E} - 160^\circ\text{W}$)、熱帯中部太平洋 ($0^\circ - 12^\circ\text{N}$, $180^\circ - 150^\circ\text{W}$) 及び北大西洋 ($36^\circ - 48^\circ\text{N}$, $50^\circ\text{W} - 20^\circ\text{W}$) である。その結果北太平洋・熱帯太平洋の降水量に対しては R の EOF 第 1 主成分の時と同様 5 日のラグを持って、 $Z^* \rightarrow R$ の関係にあるが、北大西洋の R に対しては全 10 ランを通じてのラグ相関では Z^* と同時相関の時に相関係数が最大であることが分かった。又各ラン毎に相関を計算してみると、北大西洋の R が Z^* に先行するケースが全 10 ランのうち 4 ランで認められた。また個々のデータをみると、この北大西洋の降水量は北米から移動してきた擾乱に伴っている場合が多い。ユーラシアのテレコネクションパターンについて、北大西洋 (Palmer and Sun, 1985) や熱帯大西洋 (Gambo et al., 1987) の海面水温異常の観点から議論されているが、ここでの結果は擾乱が中緯度で熱源を作ることにより、更に下流へのテレコネクションパターンを作りうることを示唆している。

4. SST との関係

3 章で述べた図 8 による $[U] \rightarrow Z^* \rightarrow R$ の関係は 10 ラン全体でのものである。同様の計算を各ラン毎に行ってみると C, A1, A2, A4, A5, A6, AC の 7 ランで $[U] \rightarrow Z^* \rightarrow R$ の関係が見いだされた。又ラン A3 ではラグ 0 で $[U]$ と Z^* の相関が高い。しかしラン AW と A7 だけはそのような関係が見いだされなかった。また図 8 の係数時系列によると、これら EOF 第 1 主成分は、おおむね 100 日程度の時間スケールで変動し、かつ符号が正になったり負になったりしていることがわかる。更に 10 種のランを比較してみると、ラン A7 と AW のみが他と違い積分期間を通して一定符号になっている。このことはこの 2 つのランでは定常状態として図 4 に示した日本上空で正の高度場偏差を示すユーラシアパターンが卓越し、日本は暖かいことを意味する。ラン A7 は赤道上日付変更線の東に $+1.0^\circ\text{C}$ の海面水温偏差を、またラン AW はそれを含んだ実際に日本の暖冬時の海面水温偏差を与えたランである。なぜラン A7 と AW は他と異なる振舞いをするのか。この違いに海面水温偏差の積極的な役割があるのだろうか。この点については更に研究が必要である。

5. おわりに

perpetual January で 180 日積分を 10 種の異なる SST を使って行ない、50 ケの 30 日平均した $[U]$, Z^* , R の EOF 第 1 主成分の係数間に高い相関が見いだされた。これは観測データから解析されている zonal/eddy 関係と似た構造をしており、 $[U]$ は 40°N の南北の運動量のシフト、 Z^* は

ユーラシアパターンに対応している。さらに30日移動平均値のラグ相関解析から[U]→Z*→Rの関係にあることが示唆される。この時の降水量はユーラシアパターンの下流域にある太平洋北部と中部での逆符号の降水量パターンで特徴付けられる。

10種類のランの[U], Z*, RのEOF第1主成分係数の振舞いを見るとランAWとA7のみが他と大きく異なっている。以上のことから、日本の冬の年々変動に関係するユーラシアパターンは帯状平均東西流の変動と関係した中・高緯度大気に固有の変動であり、それがある特定の位相で選択されるように海面水温偏差といった境界条件が効いているように思われる。この点については、1つのSSTに対して各数例のランを行なうなどして更に吟味することが必要である。

引用文献

- Branstator, G., 1984: The relationship between zonal mean flow and quasi-stationary waves in the midtroposphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2163–2178.
- Gambo, K. and K. Kudo, 1983: Three-dimensional teleconnections in the zonally asymmetric height field during the Northern Hemisphere winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 36–50.
- Gambo, K., L. Lu and W. Li, 1987: Numerical simulation of Eurasian teleconnection pattern in atmospheric circulation during the Northern Hemisphere winter. *Adv. Atmos. Sci.*, **4**, 385–394.
- Kang, I.-S. and N.-C. Lau, 1986: Principal modes of atmospheric variability in model atmospheres with and without anomalous sea surface temperature forcing in the tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2719–2735.
- Kitoh, A., 1988: A numerical experiment on sea surface temperature anomalies and warm winter in Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 515–533.
- Palmer, T. N. and Z. Sun, 1985: A modelling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **111**, 947–975.
- Tokioka, T., K. Yamazaki, I. Yagai and A. Kitoh, 1984: A description of the Meteorological Research Institute atmospheric general circulation model (MRI GCM-I). *Tech. Rep. of MRI*, No. 13, 249 pp.
- 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.

大気大規模運動における準定常状態

向川 均*

1. 序

(1) 準定常状態

高低気圧波の時間スケールよりも長い時間スケールを持つ現象で、持続性のある準定常的なパターンが、中緯度大気中に存在することは、以前より知られており、中長期予報の観点からも、その力学を理解することは重要な問題となっている。この準定常的なパターンは、地域的 (regional) にも全球的 (global) にも定義することが可能である。前者は、いわゆるブロッキング現象と呼ばれており、最近、Dole (1983) は、その時間的持続性に着目したデータ解析を行ない、次の様な結果を得ている。(i) 地理的には、太平洋東部・大西洋・ソビエト西部で発生しやすい。(ii) 流れのパターンは、10~20日に及ぶ準定常的なパターンを示すことがある。(iii) そのパターンの寿命の分布は、日とともに指数関数的に減少する。即ち、 n 日以上パターンの持続する確率は、 $\exp(-n/\tau)$ で表現される。

一方、全球的な準定常的なパターンは、planetary flow regime と呼ばれ、最近、Horel (1985)、Mo (1986)、Kimoto (1987) らによって解析されており、このパターンが、いくつかのカテゴリーに分類できることが示されている。

この様な、準定常的なパターンの最も興味ある性質は、再現性を持つことである。そこで、本研究では、大気運動自身の持つ非線型性に着目し、準定常状態の持つ再現性を力学的に解明することを試みる。但し、ここでは、システム全体の持つ、即ち global な準定常性に着目する。

(2) 非線型力学的アプローチ

準定常状態を、大気大規模運動の持つ非線型性より説明しようと試みたのは、Charney and DeVore (1979) が最初である。彼らは、表面地形を含む順圧準地衡風の低次 (3元) スペクトルモデルにおいて、地形による強制ロスビー波と帯状流との非線型相互作用によって、2つの安定定常解が存在しうることを示した。1つは、波の成分が弱く、帯状流の強い解、他方は、波の成分が強く、帯状流の弱い解である。彼らは、さらに、2つの安定定常解の間の遷移が、スペクトル切断で落した小スケールの成分 (傾圧不安定波) で生ずると仮定し、後者の安定解と、ブロッキング現象とを結びつける議論を行なった。

しかしながら、Yoden (1983) は、傾圧不安定波を表現しうるモデルにおいては、Charney and

*東京管区气象台。この要旨は、Mukougawa (1988) に基づいて作成した。

DeVore の低次モデルにおける安定定常解は存在せず、大規模運動は、本質的には、非周期・不規則運動が重要であることを示した。従って、大気大規模運動における多重安定解の役割には、大きな疑問が残る。

一方、Reinhold and Pierrehumbert (1982) は、不規則運動における形態的規則性に着目する研究を行なった。彼らは、傾圧 2 層準地衡風スペクトルモデル (20 元) において、直観的に把握しうる 2 つの時間平均状態 (天候レジーム: weather regime) が存在することを示した。図 1-(a) は、地形と同じスケールを持つ波の順圧成分の \cos (x 軸), \sin (y 軸) 成分を 3000 日分プロットしたものである。明らかに、その分布は非一様で、図の第 2, 第 4 象限に集中している。また、この波の位相角の時間変化 (図 1-b) からわかるように、波は、 140° と -140° あたりで停滞する。彼らは、このような流れの準定常性を天候レジームと呼び、その維持・遷移における傾圧波の重要性を示している。この現象は、大気運動を考える場合、非常に魅力的であるが、モデルの波数切断に大きく依存し、図 2 の様に、波数切断を緩めると存在しなくなる。従って、この概念を、大気現象に直接適用することは疑問である。

最近、Legras and Ghil (1985) は、不規則運動における準定常状態を、システムの不安定定常解に結びつける研究を行なっている。彼らは、球面順圧スペクトルモデルにおいて準定常状態を次の様に定義した。まず、モデルは、一般に

$$x_i = f_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (1.1)$$

$$i = 1, 2, \dots, n$$

の様に、 n 元連立非線型常微分方程式系で表現される。そこで、位相空間における解ベクトル $\mathbf{x}(t)$ の変動が小さい所という意

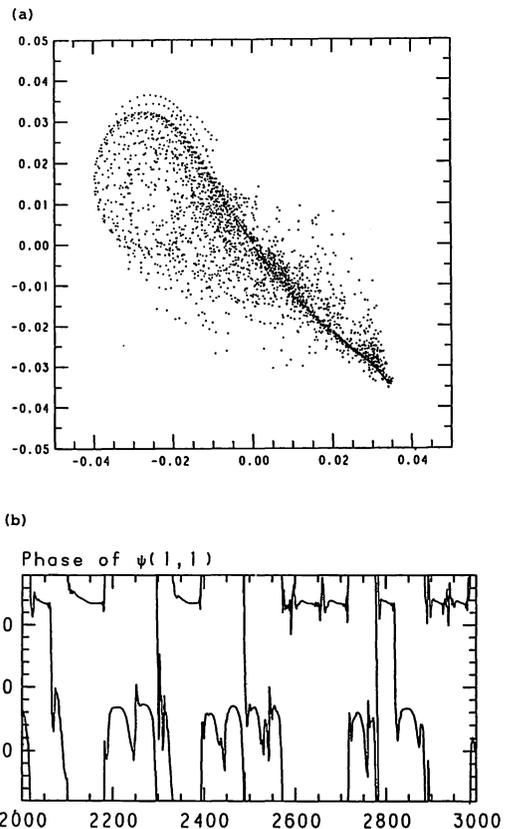


図 1. (a) Reinhold and Pierrehumbert (1982) のモデルにおける、地形と同じスケールを持つ波の順圧成分の \cos (横軸), \sin (縦軸) 成分を 3000 日分プロットした。
(b) この波の位相角の時系列。

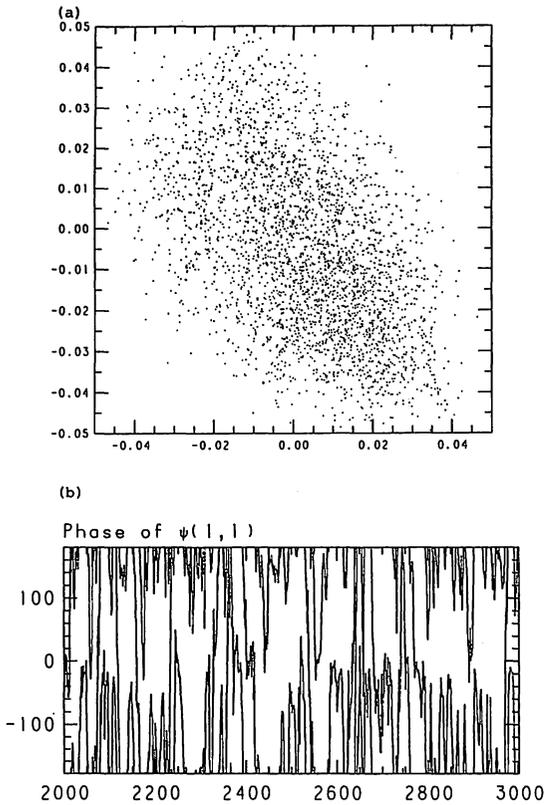


図2. 図1のモデルで、スペクトル波数切断を $M=N=2$ (20成分) から、 $M=2, N=3$ (28成分) に緩めた場合

味で、

$$C(t) = \frac{|x(t+\tau) - x(t)|}{\tau}$$

$$\tau = 2 \text{ days} \quad (1.2)$$

があるしきい値以下になる時を、準定常状態と定義した。

ある不規則運動において、 $C(t)$ は、例えば図3の様な変動をする。そこで、 $C(t)$ が有意に小さい所を見ると、その流れのパターンは、図4-(a)の様である。これが、ある不安定定常解の流れのパターン(図4-(b))と酷似していることから、彼らは、不規則変動における準定常状態は、不安定定常解の近傍で生じていることを示唆した。

この研究により、準定常状態の再現性に対する1つの力学的説明が与えられたわけであるが、次の2つの問題が残されている。

- (i) 準定常状態は、定常解以外のものとは関連しないのか？

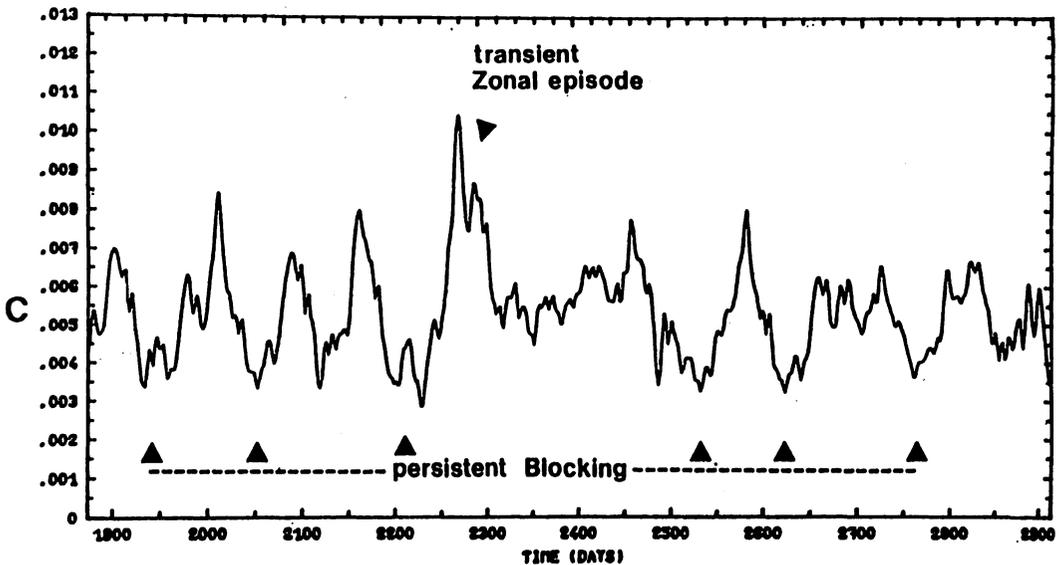


図3. $C(t)$ の時系列。(Legras and Ghil, 1985より)

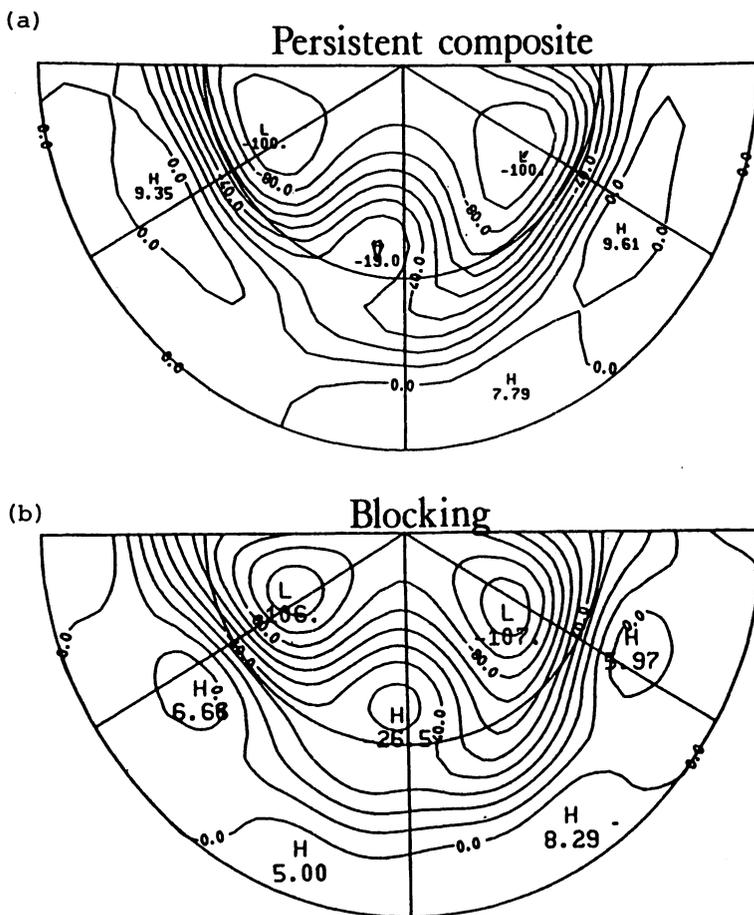


図4. (a)図3で、2640日付近を時間平均した時の流線函数の水平パターン
 (b)近傍にある不安定定常解

(ii) 傾圧波の存在するモデルにおいても、準定常状態に対し、何らかの力学的裏付けは得られるのか？

そこで、本研究では、この2点の間を中心に考察していく。

2. モデル

表面地形を含む、準地衡風2層 β -チャンネルモデル(図5)を用いる。支配方程式は次の渦位方程式と熱力学方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \varphi_\ell = -J(\varphi_\ell, \nabla^2 \varphi_\ell + \beta y)$$

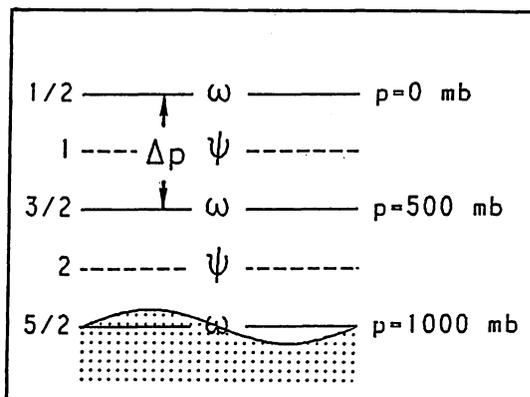


図5. 2層モデルの概念図

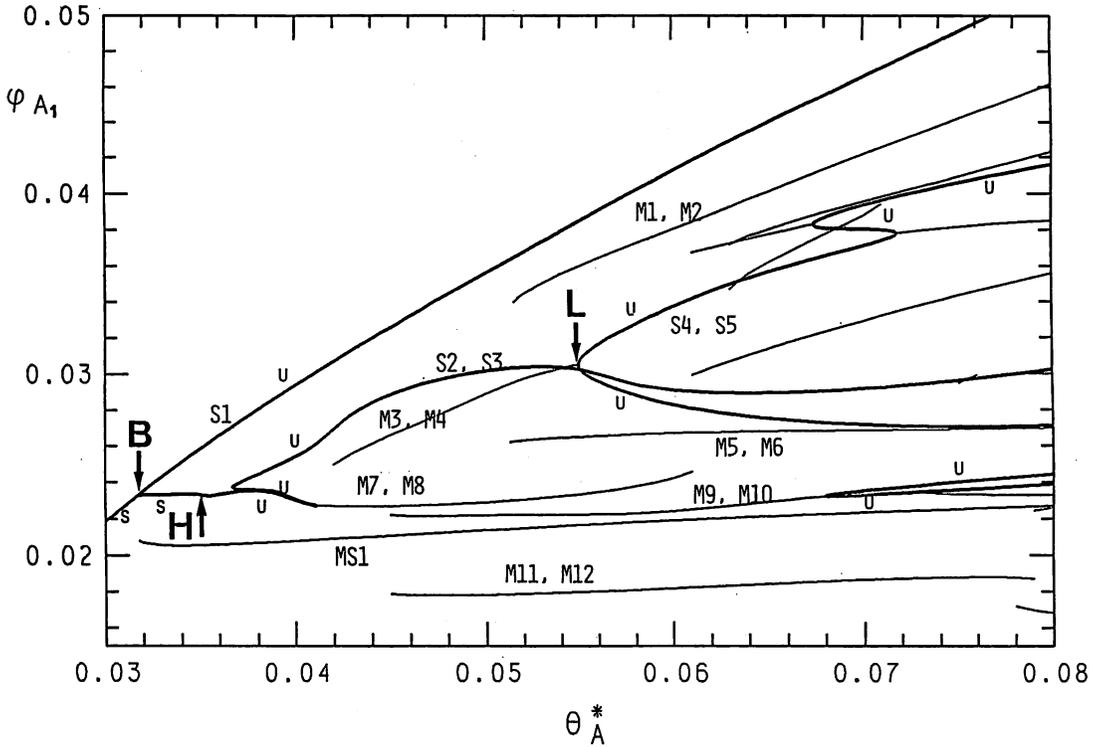


図6. 定常解 (太実線), 非常極小点 (細実線) の分岐図。横軸は θ_A^* , 縦軸は φ_{A1} 。同じ力学的特性を持つ2つの極小点は、1つに縮退して表現されている。定常解の安定性をS (安定), U (不安定) で示す。

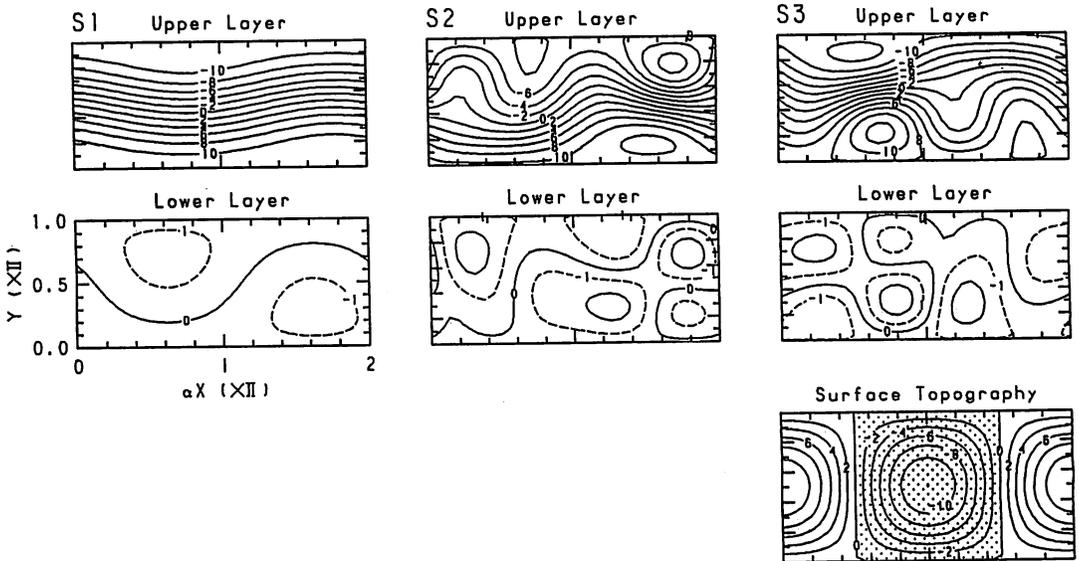


図7. $\theta_A^* = 0.054$ における, 定常解S1~S3の上下層の流線函数の水平パターン。右下に地形を示す。陰影部は谷。

$$+ \frac{f_0}{\Delta p} (\omega_{l+1/2} - \omega_{l-1/2}) - k \nabla^2 \varphi_l \quad l=1,2 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{1}{2} J(\varphi_1 + \varphi_2, \varphi_1 - \varphi_2) + \frac{S \Delta p}{f_0} \omega_{5/2} + \mu [\theta^* - (\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (2.2)$$

である。ここで、 φ_l は各層の流線函数、 $\omega_{l+1/2}$ は $l+1/2$ レベルでの鉛直 p -速度であり、コリオリ係数は $f = f_0 + \beta y$ を仮定している。また Δ , S , k , μ , θ^* は各々、層間の気圧差、鉛直安定度、摩擦係数、Newtonian 消散係数、放射平衡温度である。微分演算子 ∇^2 , J は $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)$, $J(a, b) = (\partial a/\partial x)(\partial b/\partial y) - (\partial a/\partial y)(\partial b/\partial x)$ を表わす。

境界条件は、 $y=0$, πL で剛体壁を与え、 x 方向には、 $x = 2\pi L/\alpha$ で周期条件を課する。鉛直方向には、

$$\omega_{1/2} = 0 \quad (2.3)$$

$$\omega_{5/2} = -\rho_{5/2} g J(\varphi_2, h) \quad (2.4)$$

を考える。式(2.4)において、 $\rho_{5/2}$ はレベル $5/2$ での空気密度、 g は重力加速度、 h は地形である。

次に、 φ_l , $\omega_{l+1/2}$, θ^* , h を流れの領域に適した直交函数系 $\{F_i\}$:

$$\begin{aligned} F_{Am} &= \sqrt{2} \cos my & m &= 1, 2, \dots, M \\ F_{K_m^n} &= 2 \cos n\alpha x \sin my & n &= 1, 2, \dots, N \\ F_{L_m^n} &= 2 \sin n\alpha x \sin my & & \end{aligned} \quad (2.5)$$

で展開すると、方程式(2.1)~(2.4)は、それらの展開係数 $x_i(t)$ の時間に関する一階 ν ($\nu = 2M(2N+1)$) 元連立常微分方程式系となる。

$$\dot{x}_i = f_i(x_1, x_2, \dots, x_\nu; \lambda) \quad i = 1, 2, \dots, \nu. \quad (2.6)$$

ここで λ は、外部パラメータ (S , k , μ , θ^*) であり、ここでは、 θ^* を除いた全てを、地球大気に相当する量に固定する。放射平衡温度 θ^* は、その空間分布を

$$\theta^* = \theta_A F_{A1} = \sqrt{2} \theta_A^* \cos y \quad (2.7)$$

と仮定し、以下 θ_A^* (南北加熱差; ΔT) を唯一の分岐パラメータとして方程式(2.6)の解の性質を調べる。

スペクトル切断は、(2.5)で、 $M=2$, $N=3$ を考える。従って、変数の数は28個である。この切断で、全成分が地形の影響を受け、さらに三波相互作用する最小のシステムを作成できる。

3. 定常解・周期解・非周期解

定常解は、改訂マルカード法及び連続法によって求め、周期解・非周期解は、Adams-Bashforth-Moulton 法による数値積分で得た。また、非周期解は、初期値の影響がなくなったと思われる部分を解析した。

図6は、横軸に θ_A^* 、縦軸に帯状流の第1順圧成分 φ_{A1} を取り、定常解を太実線で、またその安定性を S (安定)、 U (不安定) で対応する枝上に表示している。チャンネルモデルによる空間対称性によ

り、この図では、2つの解が1つに表現されることに注意されたい。(例えば、S2とS3)。図7に $\theta^*_A = 0.054$ における全ての定常解 S1, S2, S3 の上下層の流線関数の水平パターンを示したが、これからも S2, S3 がある空間対称性を持つことがわかる。また、この対称性で対応する2つの解は、同じ力学的安定性を持つことも示される。図6より、多重安定解は、 $0.0318 \leq \theta^*_A \leq 0.0349$ の狭い領域でのみ実現することがわかる。

また、 $\theta^*_A = 0.03491$ の Hopf 分岐 (図中の H) で生じた周期解は、 $\theta^*_A = 0.038$ で不安定化し、 $\theta^*_A > 0.038$ では、非周期解のみが得られた。この領域では、全ての定常解は不安定である。

この非周期解の一例として、図8-(a)に $\theta^*_A = 0.054$ ($\Delta T = 35.3^\circ\text{K}$) における φ_{A1} の時系列、図8-(b)に、そのパワースペクトルを示す。明らかに、この運動は特徴的な周期のない red noise 的性質を持つ。

4. 準定常状態 (QS)

さて、図8の様な不規則運動において、準定常状態 (QS) を

$$|\dot{\mathbf{x}}| = \left[\sum_{i=1}^N (\dot{x}_i)^2 \right]^{1/2} = \left[\sum_{i=1}^N f_i^2 \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

が、あるしきい値よりも小さい状態と定義した。式(3.1)の量 $|\dot{\mathbf{x}}|$ は、Legras らの $C(t)$ (1.2) における $\tau \rightarrow 0$ での極限に対応し、位相空間における解ベクトル $\mathbf{x}(t)$ の“スピード”を表わす。

次に、QS がどのような状況で生ずるかを考える。概念的には図9の2つの場合がありうる。即ち

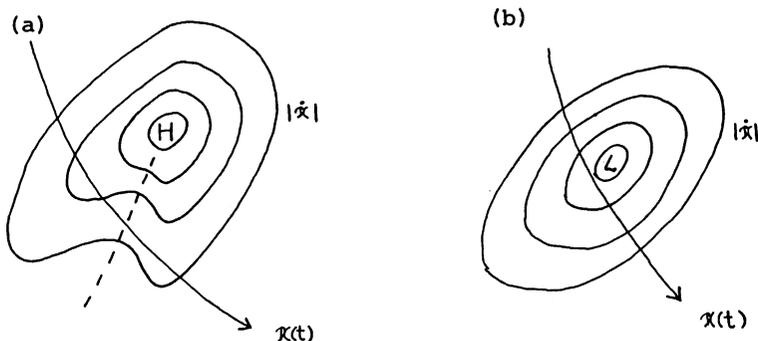


図9. QS の概念図。コンターは $|\dot{\mathbf{x}}|$ の値。

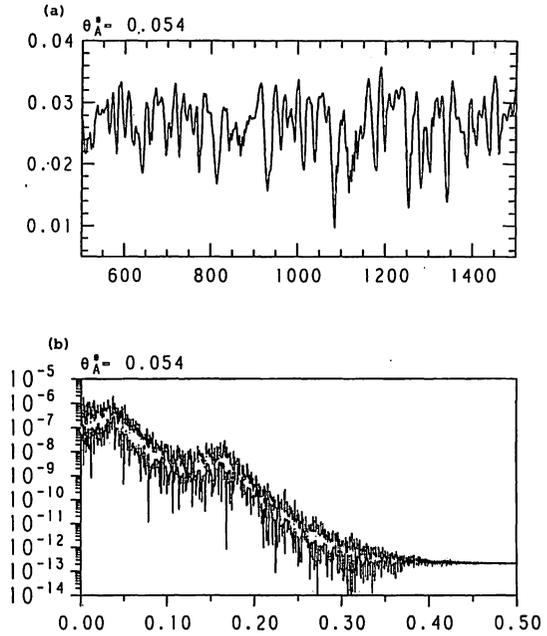


図8. (a) $\theta^*_A = 0.054$ における不規則変動での φ_{A1} の時系列
(b) (a)のパワースペクトル。横軸は cycle/day

解ベクトル $\mathbf{x}(t)$ が、

(a) $|\dot{\mathbf{x}}|$ の位相空間における少しの“ゆがみ”

(b) $|\dot{\mathbf{x}}|$ の位相空間における、ある特定の極小点の近傍

のいずれかを通過した場合である。一次元の運動では、QSは正に(b)である(この場合、近傍ではなく、極小点自体を通過する)。しかしながら、多次元空間では、QSが(b)とただちに結び付く必然性はない。しかし、この研究において、実際にQSが(b)の状況で生ずることを、ある外部パラメータ領域で示すことができた。

その議論の前に、位相空間における $|\dot{\mathbf{x}}|$ の極小点について考察する。

(1) 位相空間における $|\dot{\mathbf{x}}|$ の極小点

極小点が満たす方程式は、

$$\nabla |\dot{\mathbf{x}}|^2 = 2\mathbf{J}^T \cdot \dot{\mathbf{x}} = 0 \quad (3.2)$$

である。ここで、

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \frac{\partial f_1}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial x_\nu} \\ \frac{\partial f_2}{\partial x_1} & \frac{\partial f_2}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_2}{\partial x_\nu} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial f_\nu}{\partial x_1} & \frac{\partial f_\nu}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_\nu}{\partial x_\nu} \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

であり、さらに、式(3.2)を満たす点が極小点であるには、 $|\dot{\mathbf{x}}|^2$ のヘシアン行列 \mathbf{H} :

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_1^2} & \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_1 \partial x_2} & \dots & \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_1 \partial x_\nu} \\ \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_2 \partial x_1} & \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_2^2} & \dots & \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_2 \partial x_\nu} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_\nu \partial x_1} & \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_\nu \partial x_2} & \dots & \frac{\partial^2 |\dot{\mathbf{x}}|^2}{\partial x_\nu^2} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

の固有値 σ_i ($i = 1, 2, \dots, \nu$) が全て正でなければならない。(σ_i が全て負の場合、極大点、それ以外は峠点である。)

極小点とは、式(3.2)より、定常解 ($\dot{\mathbf{x}} = 0$) 又は、非定常極小点 ($\dot{\mathbf{x}} \neq 0, |\mathbf{J}^T| = 0$) のいずれかであることがわかる。

次に、定常解の分岐理論を用いて、非定常極小点の分岐を考える。この場合の臨界点は、ヘシアン行列 \mathbf{H} の固有値の内、1つが零となる点であり、図10にそのいくつかを示した。図10-(a)は、“極限点”で、そこで非定常極小点は峠点となり消滅する。一方、図10-(b)は“分岐点”で、非定

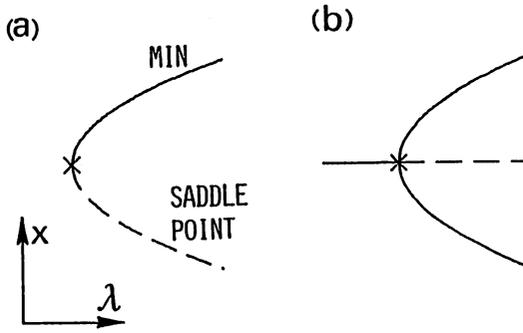


図10. 非定常極小点の臨界点。
 λ, x は分岐パラメータ, 及び内部変数。実線は非定常極小点, 破線は峠点。
 (a) “極限点”。(b) “分岐点”。

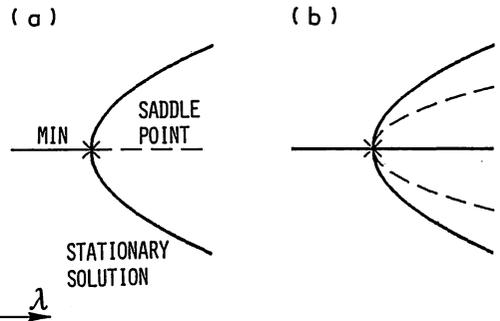


図11. 非定常極小点の分岐と, 定常解の臨界点。
 太実線, 細実線, 破線は各々, 定常解, 非定常極小点, 峠点。
 (a) 臨界点。(b) 分岐点。

常極小点に分岐し, 峠点が生ずる。

また, 非定常極小点の性質 $|J^T| = 0$ より, この点が定常解の臨界点と関連することが類推される。実際, 簡単な力学モデルでは, 図11-(a)の様に, 定常解の極限点の垂臨界側に, 非定常極小点が生ずる。しかしながら, 定常解の分岐点からは, 図11-(b)の様に, 峠点しか分岐しない。これらのことは, 一般の力学系においても成立する。

実際のモデルにおける極小点は, 定常解同様, 改訂マルカード法 (非線型最小二乗法), 及び連続法を用いて求められる。図12は, 位相空間で, 定常解と非定常極小点とを結ぶ線上での $|\dot{x}|$ の分布を示したものである。定常解では, 正しく $|\dot{x}| = 0$ であるが, 非定常極小点では, $|\dot{x}|$ はある有限の値を持つことがわかる。また, 図6の細実線は, 非定常極小点を示しており, 定常解同様, 空間対称性を持つ2つの点 (例えばM1とM2) が1つに縮退して表現されている。この図より定常解の極限点からは, 必ず非定常極小点に分岐していることが分かる (例えば, 図中Lより

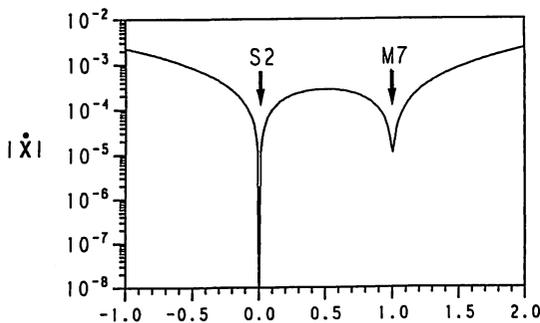


図12. $\theta_A^* = 0.054$ で, 定常解S2と非定常極小点M7を結ぶ, 位相空間上の線分における $|\dot{x}|$ の分布。

M3, M4 が分岐)。また, 非定常極小点
 が, “極限点” で消滅することもわかる。

(2) QSと極小点

実際に, QSがある特定の極小点の近傍で生じていることを示す。図13は, $\theta_A^* = 0.054$ での $|\dot{x}|$ の時系列である。 $|\dot{x}|$ の時間方向の極大付近と, 極小付近での変化の違いが明瞭である。仮に, QSの期間を, $|\dot{x}|$ がその時間平均値 (図で実線) から標準偏差を引いた値 (図で破線) 以下になった期間と定義する (以下の議論は, このしきい

値にはほとんど依存しない)。次に図14には、各瞬間における位相空間での最も近い極小点までの距離（実線）と2番目に近い極小点までの距離（破線）の時系列を示した。ここで距離とは、Euclid 的距離である。この図より、QS の期間において確かに、最も近い極小点までの距離が、2番目に近い極小点までの距離に比べて有意に小さいことが分かる。即ち、QS は、ある特定の極小点の近傍で生じているのである。

この両者の関係は、図15からも視覚的に捕えられる。図15-(a)は、非周期運動において定義された、あるQS 期間における上層の流線函数の水平パターンである。この図からも、流れの“準定常性”は明瞭である。一方、図15-(b)は、このQS から最も近い極小点 (M8; 非定常極小点) を示す。この2つの図の一致が、QS と極小点との関係を物語っている。

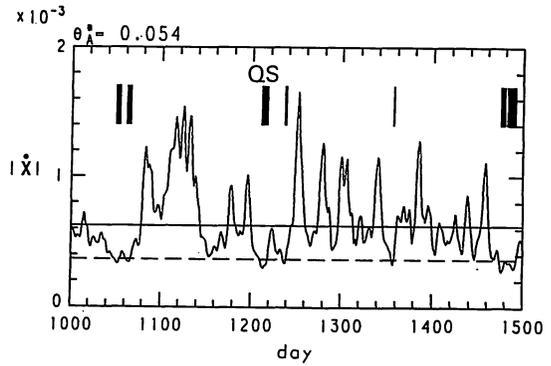


図13. $\theta_A^* = 0.054$ での $|\dot{x}|$ の時系列。QS は太い縦実線（幅がその期間）で示す。

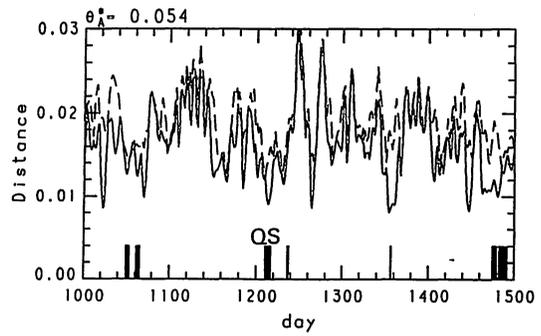


図14. 図13の変動における、最も近い極小点までの距離（実線）と、2番目に近い極小点までの距離（破線）。

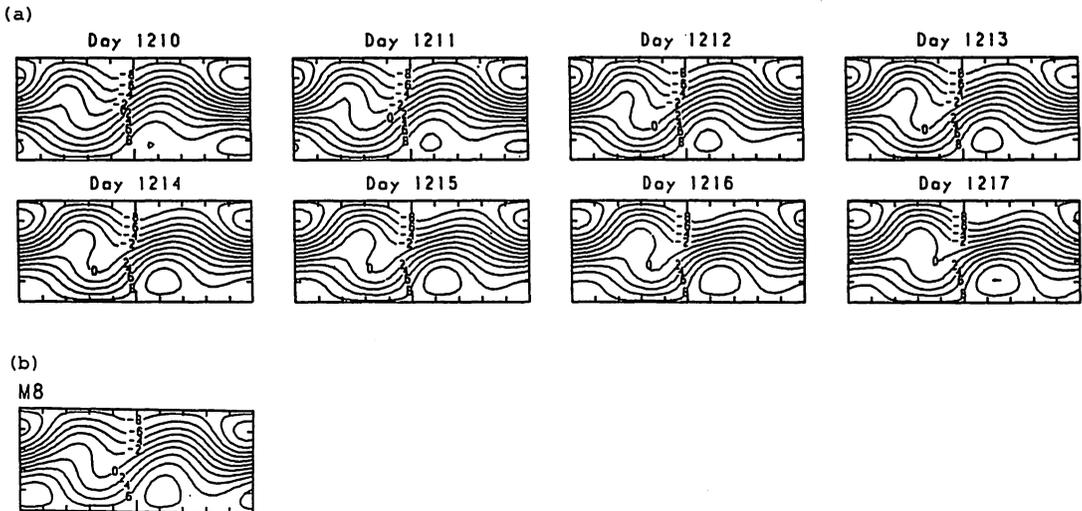


図15. (a) Day 1210–1217 での QS における、上層流線函数の水平パターン。(b) 近傍の極小点 M8。

なお、外部パラメータ θ_A^* のかなり広い値に対し、この両者の関係が成立することが確かめられた。

5. QS の統計的性質

前章より、QS の再現性は、偶然ではなく、QS がある特定の極小点の近傍で出現することによる当然の帰結であることがわかる。この章では、全ての極小点が、はたして均等に QS として実現されるか否か、又、QS の持続期間について考察する。

(1) 極小点の選択性

表 1 は、 $\theta_A^* = 0.054$ において、各極小点（定常解 S1~S3, 非定常極小点 M1~M14, MS1, MS2）の近傍を初期値とする非周期運動、(a)~(n)（各 2000 日）において発生した QS を、最も近い極小点で分類したものである。例えば、初期値(b)の場合、S1 の近傍で QS が 1 回生じたというを示す。また、空間対称性を持つ 2 つの極小点は、1 つにまとめてある。この表より、QS として出現しやすい極小点が、初期値に依存せず存在することは明らかである。例えば、S2, S3,

表 1.

初期値	S1	S2	S3	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8	M9	M10	M11	M12	M13	M14	MS1	MS2
(a)	0	11	0	8	0	3	0	1	0	8	0								
(b)	1	15	2	5	1	5	0	2	0	2	0								
(c)	2	12	0	7	0	2	0	1	0	7	0								
(d)	1	11	1	5	0	4	1	0	0	7	0								
(e)	0	15	0	9	0	4	0	0	0	2	0								
(f)	1	12	1	5	0	3	0	1	0	7	0								
(g)	1	15	1	5	2	3	0	0	0	6	0								
(h)	1	13	0	5	0	5	0	0	0	0	0								
(i)	0	20	0	1	0	4	0	0	0	5	0								
(j)	1	21	1	5	0	3	0	0	0	4	0								
(k)	0	14	4	5	0	7	0	1	0	12	0								
(l)	1	10	0	4	0	9	1	0	0	6	0								
(m)	1	3	0	5	1	4	0	0	0	6	0								
(n)	1	17	2	5	2	4	0	0	0	4	0								
	11	189	12	73	6	60	2	6	0	76	0								

初期値(a)~(n)からの不規則変動（各々 2000 日）で生じた QS を、近傍の極小点（定常解；S1~S3, 非定常極小点；M1~M14, MS1, MS2）で分類。同じ力学的特性を持つ極小点はまとめた。

即ち、出現しやすい極小点は、他と比べ、不安定固有値の数は少なく、値も小さいはずである（非定常極小点の場合も、 $|\dot{x}|$ が小さいので、その近傍の運動は、線型場で充分表現できる）。表 2 に、各々の極小点の不安定固有値を示した。これから、明瞭な選択性を説明しうるほど、力学的不安定性に差はないことがわかる。実際、各極小点近傍の線型場において、極小点に解ベクトルが接近しうる確率を計算すると、ほぼ 1 となり、選択性を全く説明できない。

M3, M4, M7, M8, MS1 は他の極小点に比べて、数倍以上、QS として出現しやすい。この選択性を次の 2 つの側面より考察する。

(i) 極小点の局所的力学特性

表 2 に示した様に、極小点自体の $|\dot{x}|$ の値は、不規則変動における値（図 13）よりも 2 桁以上小さく、近傍に解ベクトルがあれば、いずれの極小点も QS となりうる。従って、極小点の近傍に、解ベクトルが接近しうるか否かが、この選択性を決定する。

第 1 に、QS が極小点の近傍で生じていることから、極小点付近の線型場を考える。

表 2.

MP	QS	$ \dot{\mathbf{x}} $	不安定固有値 (実数部)
S 1	11	0.0	0.033*, 0.007* 0.007
S 2. S 3	189	0.0	0.017*, 0.000*
M 1. M 2	12	1.6×10^{-5}	0.024*
M 3. M 4	73	2.6×10^{-6}	0.020*, 0.010
M 5. M 6	6	3.3×10^{-5}	0.043
M 7. M 8	60	1.1×10^{-5}	0.010*
M 9. M10	2	1.6×10^{-5}	0.017*, 0.018*
M11. M12	6	1.5×10^{-5}	0.016*, 0.001*
M13. M14	0	4.9×10^{-5}	0.027*, 0.006*
MS 1	76	1.4×10^{-5}	—
MS 2	0	1.5×10^{-4}	—

各極小点の力学的特性。QS：表 1 の不規則変動で生じた QS を近傍の極小点で分類した合計。
 $|\dot{\mathbf{x}}|$ ：極小点における $|\dot{\mathbf{x}}|$ の値。及び、不安定固有値の実数部。*は複素固有値。MS1, MS2
 は、異なる力学的安定性を持つ極小点の集合。

(ii) 大域的な解ベクトルの軌道分布

第 2 に、この選択性は、そもそも解軌道が位相空間で不均一に分布しているために生じると考える。表 3 は、計 28,000 日の運動で、日々の解ベクトルを、最も近傍の極小点で分類したものである。この表より、解軌道の位相空間における分布の不均一性が、極小点の選択性をかなりよく説明していることがわかる。但し、必ずしも、極小点の近くに分布が集中していても、QS としては実現しないものもある。これは、極小点の $|\dot{\mathbf{x}}|$ の分布が、等方的ではないために生ずるのであろう。こ

表 3.

極小点	近傍 (day)	Q S (day)
S 1	272	52
S 2	8 437	1 236
M 1	1 925	36
M 3	3 393	439
M 5	909	21
M 7	3 117	367
M 9	2 511	5
M 11	1 097	37
M 13	31	0
MS1	6 276	659
MS2	32	0

表 1 の不規則変動における日々の解ベクトルを近傍の極小点で分類。QS は、各極小点の近傍で生じた QS 期間の合計。

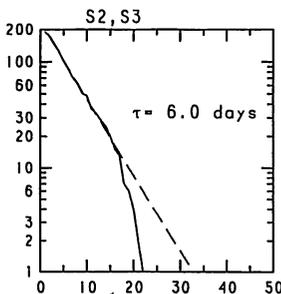


図 16. 定常解 S2・S3 近傍で生じた QS の持続期間の分布(実線)。横軸は持続期間 n 日、縦軸は n 日以上持続した QS の数。破線は、最小二乗近似で得た。

のことは、図 14 において、極小点に接近しているにもかかわらず、QS とはならないことがあることから推測される。

(2) QS の持続時間

図 16 は、定常解 S2・S3 の近傍で生じた QS の持続時間の分布を示す。横軸が持続時間 n 日、縦軸が n 日以上持続した QS の数 $N(n)$ である。 $N(n)$ は、 $n \leq 20$ 日では、

$$N(n+1)/N(n) = \text{const.} \quad (5.1)$$

で充分よく表現される。この分布は、極小点近傍の線型運動を考えると、説明することができ、QSと極小点との関係を傍証するものである。

6. QS における力学

QSが極小点の近傍で生じているならば、次の事が証明されるはずである。

- (a) QSの開始時には、解ベクトルは極小点の安定固有ベクトルの方向から、極小点に接近する。
- (b) QSの終了時には、解ベクトルは極小点の不安定固有ベクトルの方向へ、極小点から遠ざかる。

このことを実証するため、極小点からの擾乱場 $\mathbf{x}'(t)$ を、次の様に極小点の固有ベクトル ζ_i で展開する；

$$\mathbf{x}'(t) = \mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_{MP} + \sum C_i(t) \zeta_i \quad (6.1)$$

ここで、 \mathbf{x}_{MP} は極小点で、 $C_i(t)$ は次の式より求まる。

$$C_i(t) = \frac{\langle \mathbf{x}'(t) \cdot \xi_i \rangle}{\langle \zeta_i \cdot \xi_i \rangle} \quad (6.2)$$

上の式で、 ξ_i は ζ_i の随伴固有函数であり、 $\langle \cdot \rangle$ は内積を示し、 $\langle \zeta_i \cdot \xi_j \rangle = 0$ for $i \neq j$ という直交関係を用いている。

一例として、定常解 S2 付近で出現した QS について解析を試みる。図 17 は、この QS 付近での $|\dot{\mathbf{x}}|$ の時間変化を示す。さて、図 18 に、定常解 S2 の第一不安定モードの振幅の変化を、複素平面に実線で示した。一方、破線は、S より線型的増幅を仮定した場合の振幅の変化である。この両者の一致より、この QS の終了時には、確かに第一不安定モードの方向へ、極小点から遠ざかっていったことがわかる。さらに図 19-(a), (b) は各々、この QS の終了時の擾乱場 $\mathbf{x}'(t)$ と、S2 の

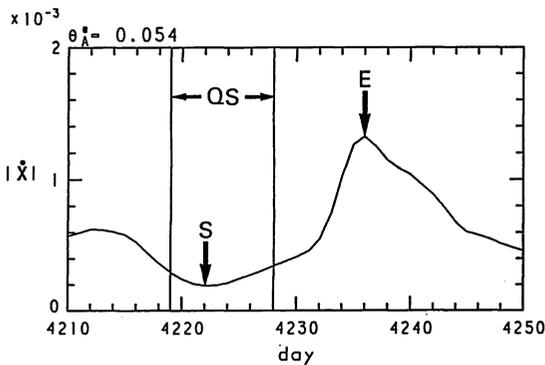


図 17. 定常解 S2 近傍で生じた QS 期間付近での $|\dot{\mathbf{x}}|$ の変化。

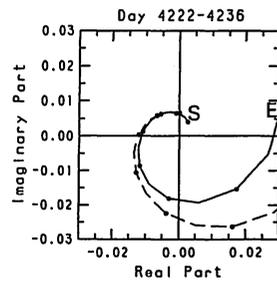


図 18. 定常解 S2 の第一不安定固有ベクトルの複素振幅の時間変化(実線)。破線は、S より線型的増幅を仮定した時の変化。

第一不安定モードの上層の流線函数の水平パターンである。驚くべきことに、 $|\dot{x}|$ が極大となる Day 4326 でさえも、擾乱場はこのモードのみによって、よく表現されている。従って、前述の不安定モード方向への極小点からの離脱は、この図からも明瞭である。

しかしながら、全ての QS 終了時に、この様に明瞭なある特定の不安定モード方向への離脱は検出できなかった。これは、固有モード同士が直交しておらず、あるモードの成長は、必ず他のモードへの射影成分を持つために、不明瞭となるためと考えられる。

一方、QS の開始時に、ある安定固有モード方向からの極小点への接近は、検出されなかった。これは、安定固有値の数が多く（表 2）、接近しうる空間（安定多様体）の次元が高次元となるからであろう。

7. おわりに

大気大規模運動を表現しうる簡単なモデルにおける、準定常状態と位相空間における $|\dot{x}|$ の極小点との関係を議論した。そ

の結果、あるパラメータの値の範囲での不規則運動で、両者の関係を確かめることができ、力学的にも傍証することができた。今後の問題として、次の 2 つの点が重要である。

(1) 現実の大気現象への適用

簡単なモデルと大気現象との間の定性的・定量的なギャップを埋める努力が必要である。それには、簡単なモデルにおける現象をさらに詳しく解析し、大気にも適用しうる量・概念を提出し、実際に、大気において検証することが必要である。さらには、スペクトル切断を緩めたモデルや、大気大循環モデルにおいて、QS と極小点との関係を直接的に検証することも必要であろう。

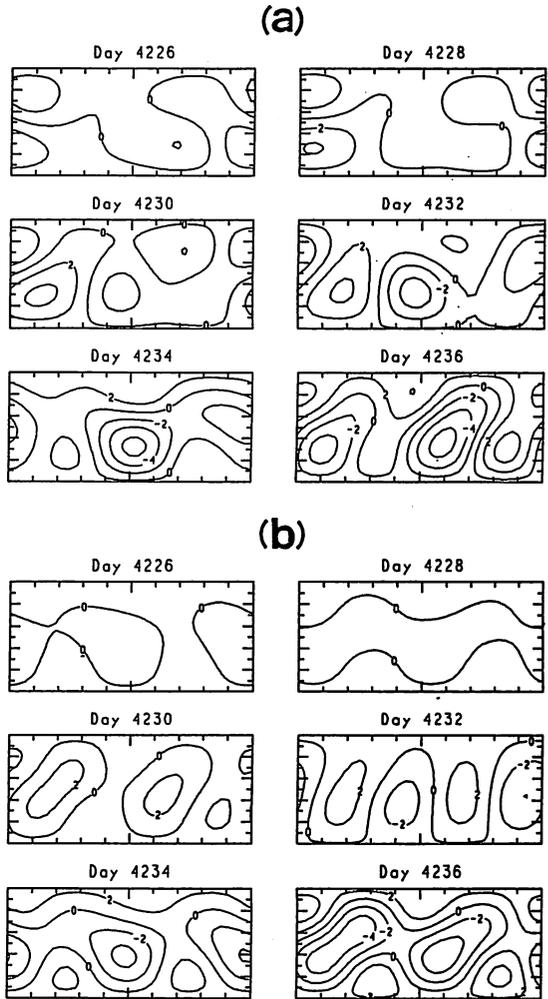


図 19. (a)定常解 S2 からの擾乱場の上層流線函数。
(b)定常解 S2 の第一不安定固有モードの上層流線函数。

(2) 他の力学系への適用

QS という概念は、大気運動のみならず、他の力学系のカオス的運動にも適用しうる概念である。故に、より簡単な力学系での QS の解析により、QS に対するより厳密な数学的議論が可能となるであろう。

Charney, J. G. and J. G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205–1216.

Dole, R. M., 1983: Persistent anomalies of the extratropical Northern Hemisphere wintertime circulation. *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, B. J. Hoskins and R. P. Pearce, Eds., Academic Press, 95–109.

Horel, J. D., 1985: Persistence of the 500mb height field during Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2030–2042.

Kimoto, M., 1987: Analysis of recurrent flow patterns in the northern hemisphere winter, M. S. thesis, 104pp., Univ. of Calif., Los Angeles.

Legras, B., and M. Ghil, 1985: Persistent anomalies, blocking and variations in atmospheric predictability. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 433–471.

Mo, K. C., 1986: Quasi-stationary states in the Southern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 808–823.

Mukougawa, H., 1988: A dynamical model of “Quasi-Stationary” states in large-scale atmospheric motions. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2868–2888.

Reinhold, B. B., and R. T. Pierrehumbert, 1982: Dynamics of weather regimes: Quasi-stationary waves and blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1105–1145.

Yoden, S., 1983: Nonlinear interactions in a two-layer, quasi-geostrophic, low-order model with topography. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 1–35.

L. F. グループ昭和 62 年度会計報告

昭和 62 年 9 月 1 日～昭和 63 年 8 月 31 日

収 入		支 出	
項 目	金 額	項 目	金 額
前年度繰越金	689,101円	印刷費	616,000円
会費等	495,000円	(vol. 26 No. 1 vol. 26 No. 2)	
		郵送, 通信費	50,360円
		次期繰越金	517,741円
収入計	1,184,101円	支出計	1,184,101円

63年度の会費の納入（年会費 1000 円）をお願いします。またそれ以前の会費が未納の方はなるべく早くお願いします。

納入の際には次のいずれかの口座をご利用下さい。また気象庁長期予報課へ来課の際直接納入されても結構です。

(1) 郵便口座

大手町 1 郵便局

口座番号：東京 5 - 165913

加入者名：L F グループ

(2) 銀行口座

富士銀行本店（店番号 110）

預貯金種別：普通

口座番号：203156

名 称：L F グループ

なお、L F 関西から、活動費の補助の依頼がありましたので、L F 関西の会員一人当たり
 $200 \text{ 円} \times 129 \text{ 人} = 25,800 \text{ 円}$

の補助を 63 年度会計より支出することにしたので、ここに報告しておきます。

(会計担当 小泉 耕, 高野清治)

編集あとがき

今回は昨年 9 月に開催された月例会の報告を兼ねた特集号です。発表者の方にその内容を 10 ページ程度の論文にまとめていただきました。月例会のテーマは「中・高緯度対流圏の長周期変動」で、気象庁、気象研究所、大学などから約 60 名の参加がありました。この月例会については、別途「天気」（3 月号）にもその概要が報告されますので、あわせてご覧下さい。(U)