



天 気

1991年4月
Vol. 38, No. 4

〔解説〕

101 (天候レジーム; 準定常状態; 力学系理論)

大気大規模運動における準定常状態*

—平成2年度山本・正野論文賞受賞記念講演—

向 川 均**

1. はじめに

この度は、山本・正野論文賞を頂きまして有難うございます。対象論文 (Mukougawa, 1988) は、中緯度対流圏における長周期季節内変動の力学に関する理論的研究であり、京都大学理学部の廣田勇先生のご指導の下で提出致しました、私の学位論文となったものです。さて、この長周期変動は、古くからブロッキング現象やテレコネクションパターンとして認識されており、その形態的及び力学的側面について数多くの研究がなされてきました。また最近では、力学的延長予報の観点からも、その力学を理解することは重要な問題となっています。この講演では、論文の Introduction にあたる、いわば私の研究の動機及びその位置づけについて概観したいと思います。厳密な議論については、論文を御参照下さい。

2. 中緯度対流圏の長周期変動

これまでの解析的研究によって、中緯度長周期変動の形態的特徴は、次の3点に要約できると考えられます。

- 地理的に固定した流れのパターンを持つ。
- 流れのパターンは、高低気圧波の持つ時間スケールよりも長い、一週間以上に及ぶ持続性を示す。
- 流れのパターンは再現性を持ち、異なる年に同じ様なパターンが出現する。

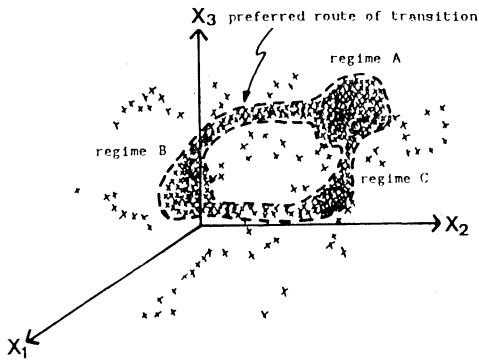
最近、この様な特性を用いて長周期変動を客観的に同定するため、「天候レジーム」(Weather Regime, Planetary Flow Regime, Quasi-stationary State) という新しい視点が提出され始めています。

ここでは天候レジームに対する優れた解析的研究の一つとして、木本さんの研究 (Kimoto, 1989, 木本, 1989) を紹介します。彼は、1949年より1986年までの37年間にわたる700 mb 高度場のデータを用い、北半球冬季の天候レジームを客観的に同定し分類することを試みました。この多量のデータ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の一点として表現する方法が大変有効となります。

第1図に位相空間における大気運動の様子が概念的に示されています。大気運動の時間発展は、第1図では点と点を結ぶ軌道 (trajectory) で表現され、準定常的かつ持続性のあるパターンが出現すると、その軌道の動きは小さくなります。また、そのパターンが再現性を持つことは、軌道が位相空間内のある特定の領域を、度々通過することに対応します。従って、再現性と持続性を持つ準定常状態は、位相空間内でデータ密度 (存在確率密度) が極大となる領域として現れるはずですが、この領域を天候レジーム、または準定常状態と呼んでいます。但し、この図では簡単のため三次元の位相空間が示されていますが、実際には、高度場データの与えられた格子点の数 (~数百) の多次元位相空間を扱うこととなります。しかしながら、この様な多次元空間でデータを扱う

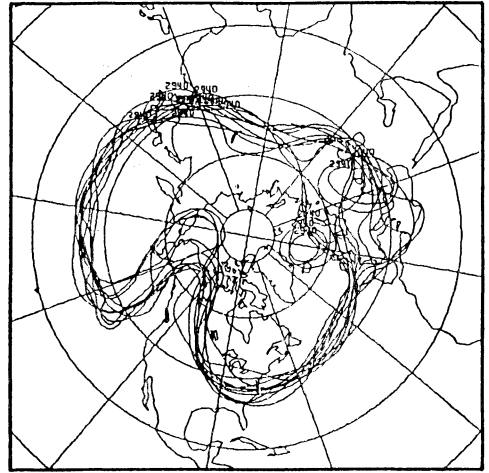
* A Dynamical Model of "Quasi-stationary" States in Large-Scale Atmospheric Motions.

** Hitoshi Mukougawa, 気象大学校。



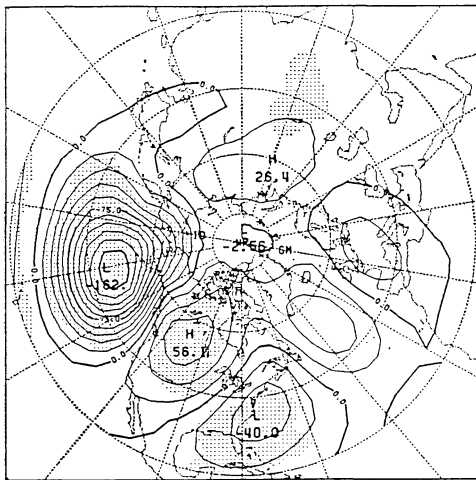
第1図 位相空間で見た大気運動。座標軸は格子点の高度値又は EOF を表す。一枚の天気図を位相空間の一点として全てのサンプルをプロットしてみると、いくつかの存在確率密度極大領域 (=天候レジーム) で特徴づけられるであろう。(木本, 1989)

2940M 61 1 20 - 61 1 29 0Z

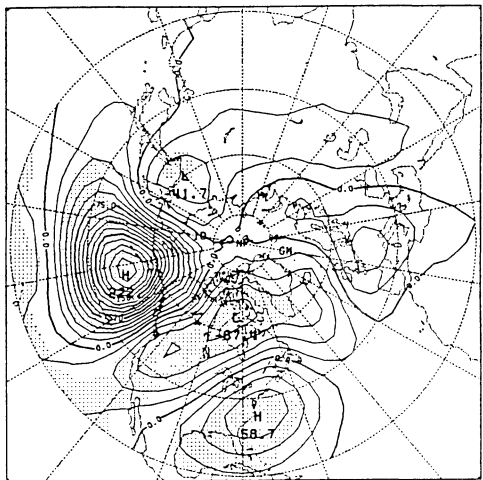


第2図 1961年1月20日~29日の700 mbにおける2,940 m 等高線。(木本, 1989)

(a) PAC REGIME # 1 COMPOSITE N= 424



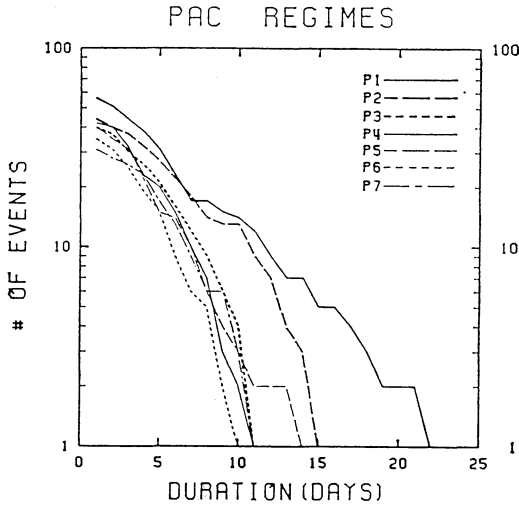
(b) PAC REGIME # 2 COMPOSITE N= 293



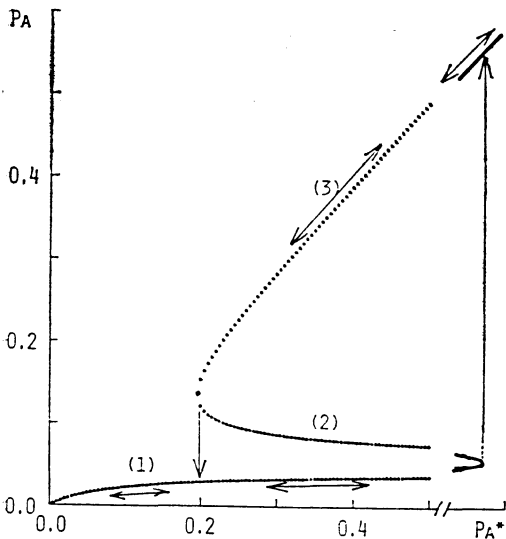
第3図 北太平洋域における代表的天候レジームの合成平均図。気候値からのアノマリーで示す。コンター間隔は 15 m。陰影は 99% の信頼度で平均がゼロと異なる領域を示す。Nは合成に用いたサンプル数。(a) PNA レジーム。(b) RNA レジーム。(Kimoto, 1989)

のは、実際上不可能であり、また全てのデータが有益な情報を含むとは限りません。そこで彼は、経験的直交関数 (EOF) 展開を用い、長周期変動成分をうまく表現する低次元 (~10) 空間にデータを投影しました。さらに、巧みな統計解析の手法を用いることによって、いくつかの天候レジームを取り出しています。以下で、この天候レジームの総観の様相を概観したいと思います。

第2図は、ある天候レジーム期間中の持続性を示しています。この図は、相続10日間の特定高度線 (2,940 m) を一つの図に重ねたもので、ジェット軸の変動を簡便に捉えることができます。この期間中、アラスカ付近のブロッキング高気圧により、10日間にもわたってジェットが異常に蛇行しており、このパターンの準定常性が見取れます。

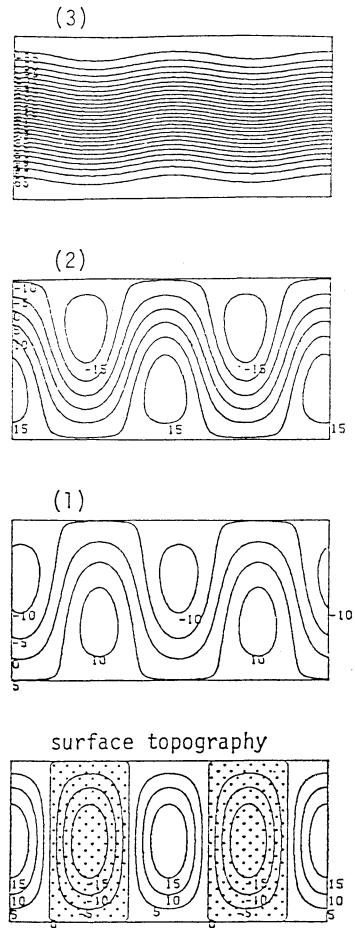


第4図 北太平洋域における天候レジーム (P1~P7) の持続特性. 横軸は持続期間 n 日, 縦軸は n 日以上持続した天候レジームの数. (Kimoto, 1989)



第5図 方程式系 (3)~(5) の定常解, 横軸は ϕ^*_A , 縦軸は ϕ_A . (余田, 1983)

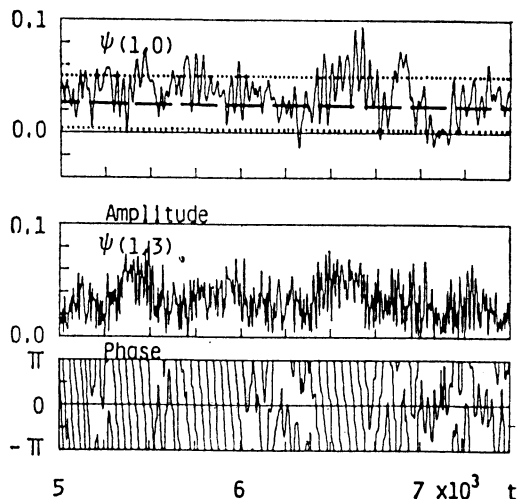
第3図は, 分類された北太平洋域における天候レジームの例で, 出現頻度の高い順から2例, その合成図を気候値からのアノマリーで示しました. 第3a図は, 北太平洋上の大きな負のアノマリーで特徴付けられ, これから北米大陸上にかけての大円ルートを通る波列の見える, いわゆる Pacific/North American (PNA) パター



第6図 第5図における定常解 (1)~(3) の流線関数 ψ の場 ($\psi^*_A=0.4$). 最下段は仮定した表面地形の分布. (余田, 1983)

ン (Wallace and Gutzler, 1981) が顕著です. また第3b図は, 第3a図のほぼ逆の極性を持つパターンで, 北太平洋上でのジェットの流れを表し, Reversed PNA = RNA パターンと呼んでいます. この様に, 以前から認識されていた準定常的な流れのパターンが, 天候レジームという概念によってもうまく抽出できることがわかります.

また, 天候レジームの持続性は第4図で示されます. この図は, 北太平洋域で同定された各天候レジーム (P1~P7) がどれくらい持続するかを示しています (P1が第3図の PNA, P2が RNA). 例数の少ないところを除いて, この片対数のグラフは, それぞれほぼ直線であり, 天候レジームが n 日持続する確率 $P(n)$ が,



第7図 Yoden (1983) のモデルにおける不規則変動。横軸は無次元化した時間。 $\psi(1, 0)$ は帯状流の順圧成分、 $\psi(1, 3)$ は惑星波の順圧成分。(Yoden, 1983)

$$P(n) = A \exp(-n/\tau) \quad (1)$$

で表現できることがわかります(ここで A , τ は定数)。従って、 $P(n+1)/P(n)$ は持続日数 n によらない一定の値を取りますので、天候レジームは特徴的な持続期間を持たないといえます。

以上で、天候レジームの概念と、そのいくつかの観測的事実について見てきました。ところで私の研究の動機は、天候レジームが生ずる様な存在確率密度の非一様性が、どうして位相空間内で起こるのか、言い換えれば、存在確率密度極大領域の中心には、軌道を引き付ける“何か”があるのかということでした。そこで、中緯度大気自身の持つ非線形性に着目し、力学系理論を用いて大規模場の準定常性が持つ力学的背景を探ってみました。但し、この研究では、モドン解に代表される地域的(regional)な準定常性ではなく、大気システム全体としての全球的(global)な準定常性に着目しています。

3. 非線形力学による理論的研究

3.1 多重安定定常解理論

準定常状態を、大気大規模運動の持つ非線形性により説明しようと最初に試みたのは、Charney and DeVore (1979) の研究です。当時、現在の様な天候レジームの概念はなく、彼らは総観気象学的にいわれてきた、ブロッキングと強い帯状流の間での遷移による東西流指数の

変動を、その研究の動機としていました。彼らは、東西方向にコサイン型の変化をする表面地形 ($2h_0 \cos x \sin y$) を含む順圧準地衡風モデルにおいて、流線関数を

$$\psi = \sqrt{2} \phi_A \cos y + 2 \sin y (\phi_K \cos x + \phi_L \sin x) \quad (2)$$

と、帯状流と惑星波のコサイン、サイン成分で波数切断することで、次の低次スペクトルモデルを作成しました。

$$\dot{\phi}_A = h_1 \phi_L + k(\phi_A^* - \phi_A) \quad (3)$$

$$\dot{\phi}_K = -(\alpha \phi_A - \beta) \phi_L - k \phi_K \quad (4)$$

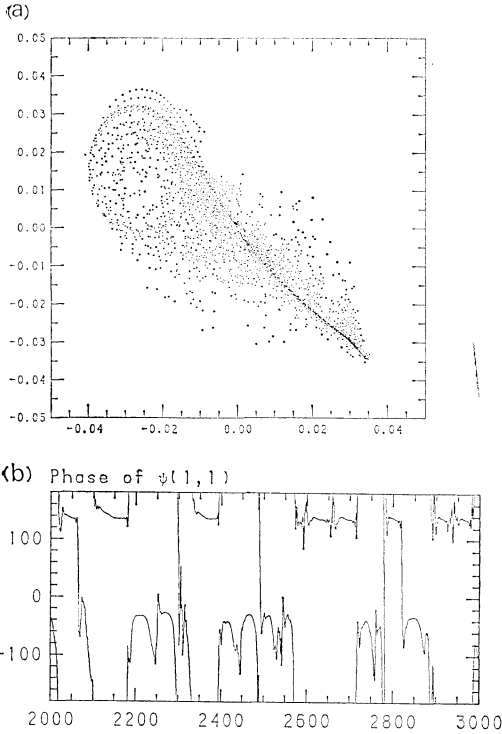
$$\dot{\phi}_L = (\alpha \phi_A - \beta) \phi_K - h_2 \phi_A - k \phi_L \quad (5)$$

ここで、ドットは時間微分、 $\alpha = (8\sqrt{2})/(3\pi)$ 、 β は β 項、 h_1 , h_2 は h_0 に比例する項、 k は摩擦係数、 ϕ_A^* は帯状流を駆動する外部強制を表します。この方程式系(3)~(5)は、地形による帯状流と惑星波との非線形相互作用を表現しています。

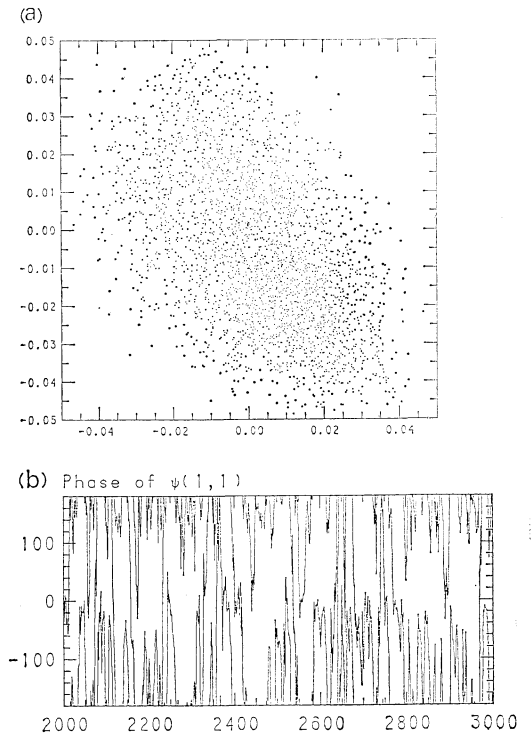
彼らは、式(3)~(5)の定常解(左辺=0)を求め、第5図の分岐ダイアグラムを作成しました。この図で、横軸が強制の強さ ϕ_A^* 、縦軸が得られた定常解の帯状流の強さ ϕ_A です。強制項が十分大きい時、3つの定常解が存在することがわかります。これらの定常解の流れのパターンを描くと、第6図の様になり、それぞれ帯状流が強く波の弱い zonal 解(第6図上段)、帯状流が弱く波の強い blocking 解(第6図下段)、及び blocking 解とは波の成分が逆位相の解(第6図中段)と認識できます。また定常解の線形安定性を調べると、zonal 解と blocking 解は安定で、中間の解は不安定であることが示されます。

彼らは、この簡単なモデルにおける考察より、大気の zonal, blocking 状態は、惑星規模の運動では安定に存在する定常解に対応するという多重安定定常解理論を提唱しました。この考え方の最大の問題点は、現実大気では2つの状態間の遷移は外部強制が一定でも自発的に生ずると考えられているのに対し、このモデルでは解は安定なために遷移は起こりえないという点です。そこで彼らは、惑星規模運動での安定定常解間の遷移は、このモデルでは表現されていない総観規模擾乱によると仮定していました。

では実際に、総観規模擾乱を含むモデルにおいて多重安定定常解理論は有効なのでしょうか? この問題に対し、余田さん(Yoden, 1983)は、傾圧不安定波を表現しうる準地衡風2層28次元スペクトルモデルを用いた研究



第8図 (a) Reinhold and Pierrehumbert (1982) のモデルにおける惑星波の順圧成分の3000日分の変動。横軸、縦軸はそれぞれ波のサイン, コサイン成分。(b) この波の位相角の時間変化。



第9図 第8図のモデルでスペクトル切断を20成分から28成分に緩めた場合の変動。既に、天候レジームは認められない。

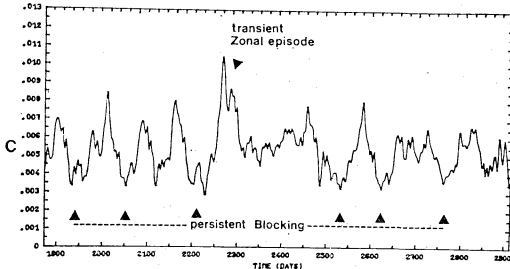
を行いました。それによると、地球大気に相当すると思われる外部パラメータの範囲で、多重安定定常解は存在せず、しかも第7図の様に、大気運動は非周期不規則運動が本質的であるという結論が得られました。従って、大気大規模運動における多重安定定常解理論は、現実大気の運動を説明しえないと考えられます。

3.2 天候レジーム

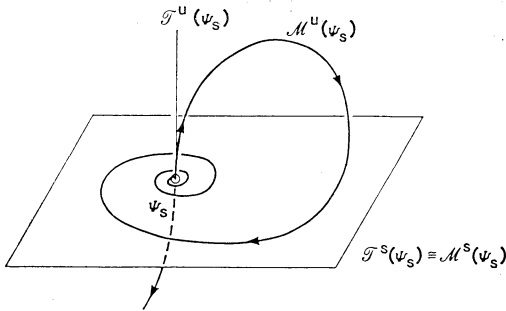
大気運動が不規則変動であるとする、ブロッキングといったいわば規則的(秩序的)状態はどの様に位置づけられるのでしょうか? 余田さんの研究と同じ頃、Reinhold and Pierrehumbert (1982, 1985) は、この不規則運動における形態的規則性に着目する研究を行いました。彼らは、Yoden (1983) で用いられたのと同種のスペクトルモデル(但し、20成分)において、直感的に把握できる様な秩序性を持つ2つの時間平均状態が存在することを示し、それを天候レジーム (Weather Regime) と名付けました。天候レジームの概念は、第8a図から

より具体的にイメージできると思います。この図は、表面地形と同じスケールを持つ惑星波の順圧成分のサイン(x 座標)、コサイン(y 座標)成分を3,000日分プロットしたものです。その分布は明らかに非一様で、図の第2, 第4象限に集中し、存在確率密度の2つの極大領域(天候レジーム)を形成しています。また、この波の位相角の時系列(第8b図)からわかる様に、波は第8a図に対応して、140度と-40度で停滞する準定常性を示します。彼らはさらに、2つの天候レジームの維持や遷移における傾圧波の重要性をも示唆しています。この天候レジームという概念は、大気運動を考える場合、非常に魅力的かつ有力と思われ、さらに多くの研究を非線形気象力学の分野に導きました。

しかし最近、彼らのモデルで採用された波数切断や外部パラメータの値などは、物理的根拠に乏しく、かなり恣意的であることが Cehelsky and Tung (1987) で指摘されました[それに対する反論は Reinhold (1989) です]。Cehelsky らの主張の第一は、Reinhold らのモ



第10図 Legras and Ghil (1985) のモデルにおける $C(t)$ (式 (7)) の時間変化. (Legras and Ghil, 1985)

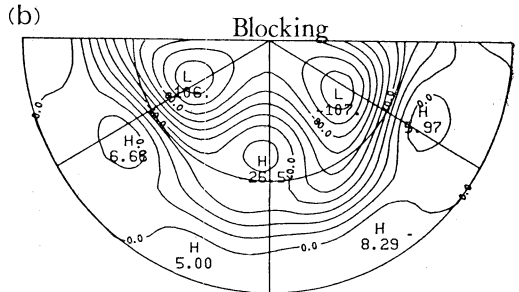
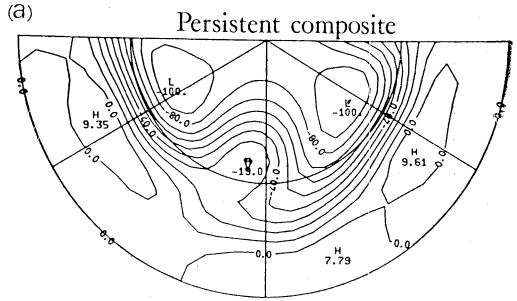


第12図 不安定常解により引き起こされる準定常状態の概念図. Ψ_s が不安定常解, $T^s(\Psi_s)$, $T^u(\Psi_s)$ はそれぞれ定常解の安定, 不安定固有モードにより張られる定常解での接空間. $M^s(\Psi_s)$, $M^u(\Psi_s)$ はそれぞれ定常解の安定, 不安定多様体 (接空間を非線形領域に拡張したもの). 軌道が, 定常解の安定多様体の方向から定常解に近づく時に準定常状態が始まり, 不安定多様体の方向へ遠ざかる時に終了する. この図では, 定常解の不安定多様体 (一次元) が安定多様体 (二次元) につながる, いわゆる homoclinic 軌道の例である. (Ghil and Childress, 1987)

デルでの天候レジームという現象は, スペクトル切断波数に critical に依存するということです, 第9図は第8図と同じ外部パラメータで, 波数切断を28成分 [Yoden (1983) と同じ] まで緩めた結果ですが, 既に運動は一見全く不規則で, 直感的に把握できる天候レジームは存在しないことがわかります. 従って, Reinhold らの主観的な天候レジームの概念を, 直接大気運動に適用することには疑問が残る, より客観的な規則性に対する定義が求められたのです.

3.3 準定常状態

Legras and Ghil (1985) は, この要請に対し, 準定



第11図 (a) 第10図で2,640日付近の準定常期間を時間平均した時の流線関数の水平パターン. 半円で270度の領域を描く. (b) この準定常状態の近傍にある不安定常解. (Legras and Ghil, 1985)

常状態という概念を用いることによって秩序状態をより客観的に抽出することに成功し, さらにその力学的側面を研究しました. 彼らは, 球面順圧25次元スペクトルモデルにおいて, つぎの様に準定常状態を定義します. まず式 (3)~(5) の様に, スペクトルモデルは一般に

$$\dot{x}_i = f_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad \text{for } i=1, 2, \dots, n \quad (6)$$

と連立非線形常微分方程式系で表現できます. この解 $x(t)$ は第1図の様に, 位相空間である軌道を描きます. 流れのパターン変動の小さい期間は, 位相空間では解軌道の動きの小さい期間と対応しますので, 彼らは準定常状態を

$$C(t) = |\mathbf{x}(t+\tau) - \mathbf{x}(t)| / \tau \quad (7)$$

で表される $C(t)$ がある閾値以下になる時と定義しました. ここで, τ はデータのサンプリング間隔です.

例えば, ある不規則変動において $C(t)$ は第10図の様な変動をします. 彼らは, $C(t)$ が有意に小さい期間 (第10図で▲で記した場所) を取り出しさらに解析しました. 第11a図は, 第10図で2,640日付近の準定常期間

の流線関数の合成図で、半円で270度の範囲を示します。一方彼らは、式(6)の定常解を求め、それぞれの解と第11a図とを比較した結果、第11a図に酷似したある不安定定常解(第11b図)が存在することを発見しました。一見、定常解が不安定ならば、軌道はそこへは近づけず、軌道の振舞いには無関係になると思われま。しかし、その不安定固有値の数が全次元の数(今の場合25次元)に比べてずっと小さい場合、解に近づける空間(安定多様体)は広い空間領域を占めますから、軌道は定常解の近傍を通過することができます。彼らは、これを第12図の概念図にまとめ、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ました。従って、この考え方は、Charney and DeVore (1979)の多重不安定定常解理論とは全く別のものであり、準定常状態間の自励的な遷移を説明することができます。

この研究によって、準定常状態の再現性に対する一つの力学的解釈が与えられましたが、私はここで次のような疑問を抱きました。

- 準定常状態は、定常解以外のものとは関連しないのか?
- 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解釈が得られるのか?

そこで、これらの疑問を直接の動機として、私の傾圧モデルを用いた研究が始まりました。

4. 準定常状態と極小点

4.1 概念的考察

まず論文では、準定常状態を

$$|\dot{x}| = \left[\sum_{i=1}^n (\dot{x}_i)^2 \right]^{1/2} = \left[\sum_{i=1}^n f_i^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

がある閾値よりも小さい状態と定義しました。式(8)の量 $|\dot{x}|$ は、Legrasらの $C(t)$ (式(7))において、 $\tau \rightarrow 0$ の極限を取った場合に対応し、位相空間における解軌道の“スピード”を表現します。この定義により、 $C(t)$ における任意パラメータ τ を除くことができ、力学系理論を用いた準定常状態の議論がより容易になります。

さて、準定常状態の再現性の理由を虚心坦懐に考えてみますと、準定常状態は位相空間におけるある特定の点(例えば、 $\dot{x} = 0$ なる定常解)の近傍で生じていなければならないと結論づけられます。なぜなら、もしそうでなければ取り出される準定常状態はそれぞれ全く類似性がな

くなり、その再現性を保証することができなくなるからです。さらに、準定常状態では $|\dot{x}|$ は有意に小さい値を取りますから、それを生じさせるある特定の点を位相空間における $|\dot{x}|$ の極小点と考えるのは自然です。一次元運動の場合、準定常状態と $|\dot{x}|$ の極小点との関係は全く自明ですが(極小点を通過する際、準定常状態となります)、多次元空間において、準定常状態と $|\dot{x}|$ の極小点とが直ちに結び付く必然性はありません。従って、モデル大気中において両者の関係を実際に確認することが必要になります。

その議論の前に、位相空間における $|\dot{x}|$ の極小点について、さらに考察してみます。一般に、極小点を満たすべき方程式は、

$$J|\dot{x}|^2 = 2J^t \dot{x} = 0 \quad (9)$$

です。ここで上添字 t は転置行列を意味し、ヤコビアン行列 J は

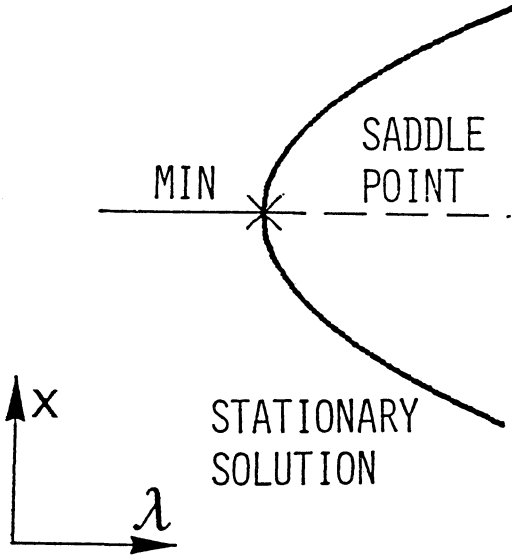
$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \frac{\partial f_1}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \frac{\partial f_2}{\partial x_1} & \frac{\partial f_2}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_2}{\partial x_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} & \frac{\partial f_n}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_n}{\partial x_n} \end{pmatrix} \quad (10)$$

で定義されます。さらに、式(9)を満たす点が極小点であるためには、次の $|\dot{x}|^2$ のヘシアン行列 H

$$H = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_1^2} & \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_1 \partial x_2} & \dots & \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_1 \partial x_n} \\ \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_2 \partial x_1} & \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_2^2} & \dots & \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_2 \partial x_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_n \partial x_1} & \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_n \partial x_2} & \dots & \frac{\partial^2 |\dot{x}|^2}{\partial x_n^2} \end{pmatrix} \quad (11)$$

の固有値 $\sigma_i (i=1, 2, \dots, n)$ が全て正でなければなりません(σ_i が全て負の時は極大点、その他は峠点となります)。

極小点とは、式(9)より定常解($\dot{x} = 0$)または、非定常極小点($\dot{x} \neq 0, |J^t| = 0$)のいずれかであることがわかります。さらに定常解の分岐理論を用いて、極小点の分岐理論を構築することができます。特にその中で、非定常極小点は定常解の極限点より生ずることが示されます。第13図はこれら両者の関係を、分岐ダイアグラム上で表現したものです。図で x は解の物理変数、 λ は外部(分岐)パラメータです。非定常極小点が定常解の



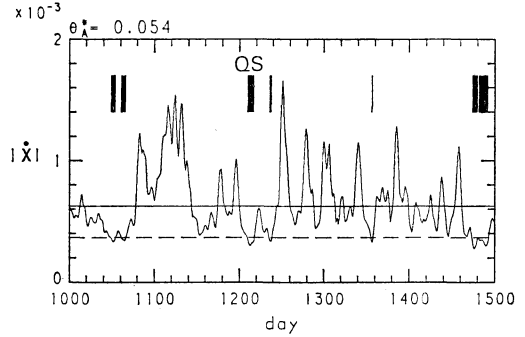
第13図 非定常極小点の分岐と定常解の極限点(図で×)との関係。太実線、細実線、破線はそれぞれ定常解、非定常極小点、峠点を示す。(Mukougawa, 1988)

極限点の亜臨界側に分岐する様子わかります。従って、定常解の存在しない分岐パラメータの値に対する不規則運動において、極限点における定常解に力学的性質のよく似た非定常極小点が、準定常状態を形成する可能性が示唆されます。実際、準定常状態が定常解の近傍でのみ生じるのではないことは、Legras and Ghil (1985)でも指摘されていましたが、彼らはこれを“ghost equilibrium”と呼んで、それが何であるのかを明確にはできませんでした。しかしこの研究によって、“ghost”の正体が暴かれ、それが非定常極小点であることがつきとめられたのです。

4.2 傾圧モデルにおける準定常状態

この研究で用いたモデルは Yoden (1983) とほぼ同じもので、表面地形を含む準地衡風 2 層 28 次元スペクトルモデルです。このモデルは、南北壁加熱差に相当する外部強制 θ^*_A 及び、Newtonian 冷却、摩擦等の消散項を含む forceddissipative system です。また波一相互作用を完全に表現しうる最小波数でスペクトル切断を行いました。

第14図に、このモデルでの $|\dot{x}|$ (式(8))の時間変動を示します。与えたパラメータは地球大気に相当するもので、横軸は初期値からのモデル積分時間です。 $|\dot{x}|$ の極大付近と極小付近の変化の違いが顕著です。即ち、



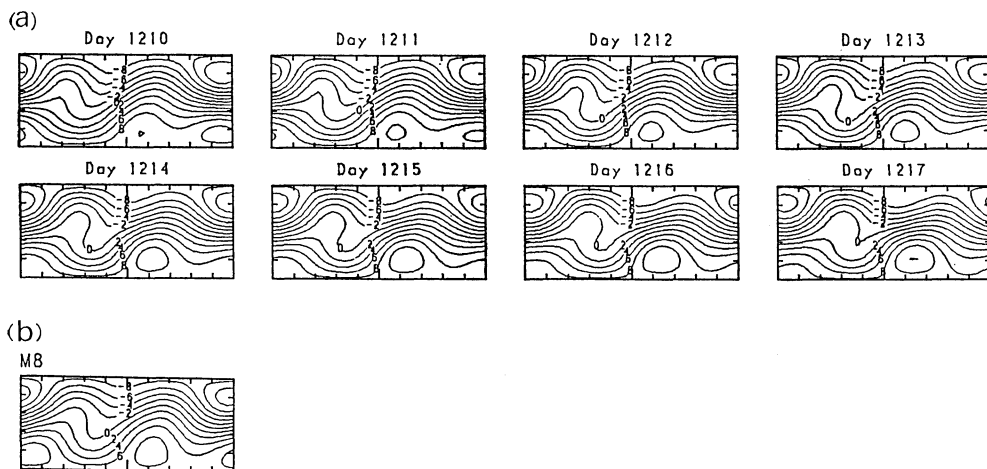
第14図 Mukougawa (1988) のモデルにおける $|\dot{x}|$ の時間変化。準定常状態を太い縦実線(幅が持続期間)で示す ($\theta^*_A=0.054$)。(Mukougawa, 1988)

極大付近のグラフは大変尖っているのに対し、極小付近はかなり緩やかな変化をします。従って、極小付近のみを取り出すのは意味のあることと思われます。仮に今、準定常状態の期間を定義する $|\dot{x}|$ の閾値として、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)を採用します(この閾値は議論には本質的でないことが論文では示されています)。

この様に定義された準定常状態がモデルの極小点と密接に関連することは、第15図の比較から明らかです。第15a図は、この非周期運動から取り出したある準定常期間中(第14図で1,210日~1,217日)の上層の流線関数の日々の水平パターンです。流れは毎日ほぼ一定で、その準定常性は明瞭です。一方、モデルの位相空間における $|\dot{x}|$ の極小点は、改訂マルカード法と呼ばれる非線形最小自乗法や、連続法を用いて系統的に求めることができます。第15図に対応する外部パラメータに対しては、3個の定常解(全て不安定)を含む全部で19個の極小点が得られます。これらの中から位相空間における距離を用いて、第15a図の準定常状態に最も近い極小点を探しますと、第15b図の非定常極小点が最も近接していたことがわかりました。両者を比較すると、視覚的にもほぼ同じと断定することができ、両者の関係が確認できます。

論文では、この直感的議論を統計的、力学的な面より裏付けを行い、準定常状態に対する包括的な議論を試みました。その主要な結果をまとめると以下の様です。

- 外部パラメータ θ^*_A のかなり広い範囲の値に対して、準定常状態は位相空間におけるある特定の $|\dot{x}|$ の極小点の近傍で生ずる。従って、準定常状態の再現性を力学的に説明することができる。



第15図 (a) 第14図で1,210日~1,217日の準定常期間における上層の流線関数の水平パターン。(b) 位相空間において、この準定常状態の最も近傍に存在する極小点 M8 (非定常極小点)の上層の流線関数の水平パターン。(Mukougawa, 1988)

- 全ての極小点が、同等の頻度で準定常状態として出現するのではない。言い換えれば、極小点が準定常状態として実現する選択性がある。さらにこの選択は、極小点の線形安定性や $|\dot{x}|$ の値等、その力学的性質によるのではなく、位相空間における軌道分布が大域的に不均一なため生ずる。
- モデルにおける準定常状態の持続特性は、第4図の現実大気におけるものと同様に、式(1)でうまく表現できる。この持続特性は、準定常状態が極小点の近傍で生じていることを用いると、解析的に説明できる。
- いくつかの準定常状態の終了時に、その近傍の極小点の不安定固有モードの線形的増幅が確認された。このことは、準定常状態が極小点によって形成されていることの力学的証左となる。しかし、準定常状態の開始時に、ある極小点へその安定固有モードの方向から接近することは確認できなかった。これは、安定多様体が高次元空間を占めているためと考えられる。

5. 今後の問題

この研究では、傾圧準地衡風モデルにおける準定常状態と極小点との関係を論じましたが、今後の研究課題として次の3点が重要であると思います。

- (1) 現実大気における準定常状態
現実大気の運動は種々の時間空間スケールを持つ気象

現象の重量であり、この簡単なモデルにおける様に、全成分に対し $|\dot{x}|$ を計算し、それより準定常状態を定義し解析することは不可能であり、また無意味でもあります。この意味で、木本さんの研究の様に、EOF解析等で長周期変動に寄与する成分を取り出し、そこで準定常状態を解析するのは有効な手段の一つでしょう。但しその場合、neglectされた成分、特に総観規模擾乱の長周期変動成分へのフィードバックをどう評価し、またその効果をどの様に力学系理論と融合させるかが大きな問題となります。最近、Vautard *et al.* (1988) や Vautard and Legras (1988) がその試みを行っていますが、まだ納得できるものではなく、今後のさらなる研究が待たれます。

(2) 予報誤差の変動と準定常状態

力学的中長期予報において予報期間が延びるに従い、その予報誤差は大きくなり、しかも予報誤差の日々の変動も顕著になります。従って、その予報誤差を前もって予測することができれば、中長期予報の利用価値を飛躍的に高めることが可能となります。Kalnay and Dalcher (1987) や Palmer and Tibaldi (1988) 等は、予報誤差変動に寄与する因子(例えば、予報場の持続性や各予報間のばらつき)を統計的に抽出する研究を行っていますが、その力学的背景は明らかではありません。一方、最近我々(Kimoto *et al.*, 1991)は、大気の準定常状態の遷移時に予報誤差が顕著に大きくなることを気象庁の予報結果を用いて示し、予報誤差変動に準定常状態が大きな役割を演じていることを示唆しました。今後、準定常

状態を生じさせている極小点の性質より予報誤差変動を説明することができれば、力学的手法により予報誤差の予測を行うことが可能になると思われます。

(3) 他の力学系における準定常状態

準定常状態という概念は大気運動だけではなく、他の力学系のカオス運動にも適用しうるものです。Mukougawa *et al.* (1991) は、Lorenz モデル (Lorenz, 1963) における間欠性カオスが非定常極小点による準定常状態という概念で理解でき、さらに、間欠性カオスにおける初期誤差増幅率の変動 (予報誤差の変動に対応する) が非定常極小点の力学的性質により矛盾なく説明できることを示しました。この様に、より簡単な力学系の解析により、新たな理論的概念や視点を得ることが出来ます。以上の様な問題点を提示しましたが、大気の大規模運動といった複雑な問題を対象とする場合、簡単な概念モデル (例えば Lorenz モデル) から GCM に至る、種々の階層のモデルを有機的に活用し、基本的概念を現実大気に適用できるものへと段階的に成長させていく地道な努力が、結局、大気運動を理解する最も堅実な方法であると私は思います。

6. おわりに

最後になりましたが、この研究を含め京都大学での6年間をご指導頂き、自由に考えることの楽しさを教えて頂きました京都大学理学部の廣田勇先生に、心から感謝致したいと思います。また、研究面 (その他も含めて) での相談に対し、有益な示唆を与えて頂き、絶えず励まして下さった、余田さんにも感謝の気持ちを表したいと思います。さらには、京都大学気象学研究室の諸先生方、先輩後輩の皆様方にも、お礼を申し上げます。

幸運にも、第一回の山本・正野論文賞を受賞できましたこと、有難うございました。

引用文献

- Cehelsky, P. and K. K. Tung 1987: Theories of multiple equilibria and weather regimes—A critical reexamination. Part II: Baroclinic two-layer models. *J. Atmos. Sci.* 44, 3282-3303.
- Charney, J.G. and J.G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1205-1216.
- Ghil, M. and S. Childress, 1987: *Topics in Geophysical Fluid Dynamics: Atmospheric Dynamics, Dynamo Theory and Climate Dynamics*. Springer-Verlag, New York, 485 pp.
- Kalnay, E. and A. Dalcher, 1987: Forecasting forecast skill. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 349-356.
- Kimoto, M. 1989: Multiple flow regimes in the Northern Hemisphere winter. Ph.D. thesis, University of California, Los Angeles, 179 pp.
- , H. Mukougawa and S. Yoden, 1991: Medium-range forecast skill variation and blocking transition: A case study. *Mon. Wea. Rev.*, Submitted.
- 木本昌秀, 1989: 北半球冬季の天候レジーム. *グロスベッター*, 27, 13-33.
- Legras, B. and M. Ghil, 1985: Persistent anomalies, blocking and variations in atmospheric predictability. *J. Atmos. Sci.*, 42, 433-471.
- Lorenz, E.N., 1963: Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, 20, 130-141.
- Mukougawa, H., 1988: A dynamical model of "quasi-stationary" states in large-scale atmospheric motions. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2868-2888.
- , M. Kimoto, and S. Yoden, 1991: A relationship between local error growth and quasi-stationary states: Case study in the Lorenz system. *J. Atmos. Sci.*, 48, in press
- Palmer, T.N. and S. Tibaldi, 1988: On the prediction of forecast skill. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 2453-2480.
- Reinhold, B.B., 1989: Comments on "Theories of multiple equilibria and weather regimes: A critical reexamination of baroclinic two-layer models". *J. Atmos. Sci.*, 46, 1861-1866.
- , and R.T. Pierrehumbert, 1982: Dynamics of weather regimes: quasi-stationary waves and blocking. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 1105-1145.
- and ———, 1985: Corrigendum to "Dynamics of weather regimes: quasi-stationary waves and blocking". *Mon. Wea. Rev.*, 113, 2055-2056.
- Vautard, R. and B. Legras, 1988: On the source of midlatitude low-frequency variability. Part II: Nonlinear equilibration of weather regimes. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2845-2867.
- , ——— and M. Déqué, 1988: ———. Part I: A statistical approach to persistence. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2811-2843.
- Wallace, J.M. and D.S. Gutzler, 1981: Teleconnections in geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Res.*, 109, 784-812.
- Yoden, S., 1983: Nonlinear interactions in a two-layer, quasi-geostrophic, low-order model with topography. Part I: Zonal flow-forced wave interactions. Part II: Interactions between zonal flow, forced waves and free waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, 61, 1-35.
- 余田成男, 1983: 地球流体中における大規模運動の多重性. *ながれ*, 2, 147-159.