

文 献

- Case, K.M., 1960: Stability of inviscid plane Couette flow, *Phys. of Fluids*, **3**, 143-148.
- Grosch, C.E. and H. Salwen, 1978: The continuous spectrum of the Orr-Sommerfeld equation, Part 1, The spectrum and the eigenfunctions, *J. Fluid Mech.*, **87**, 33-54.
- Gustavsson, L.H., 1979: Initial-value problem for boundary layer flows, *Phys. of Fluids*, **22**, 1602-1605.
- Lindzen, R.S. and K.K. Tung, 1978: Wave Over-

- reflection and Shear Instability, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1626-1632.
- 新野 宏, 1981: 順圧不安定の力学, *天気*, **28**, 53-82.
- Salwen, H. and C.E. Grosch, 1981: The continuous spectrum of the Orr-Sommerfeld equation, Part 2, Eigenfunction expansions, *J. Fluid Mech.*, **104**, 445-465.
- 田中 浩他, 1981: 第2回地球流体夏のセミナー「臨界層」の報告, *天気*, **28**, 739-767.
- Yamada, M. and K. Gotoh, 1982: in preparation.

第3部 ブロッキング

地形が入った順圧大気モデルにおけるプラネタリー波の時間変動

楠 昌司*

北半球の中緯度の偏西風帯には、主に大規模山岳による力学的効果、大陸と海洋との温度差による熱的效果により励起されたプラネタリー波が存在している。卓越する東西波数は数日から数十日のタイムスケールで交代しており、時には波の振幅が著しく増大しいわゆるブロッキングが発現し異常気象を招くことがある。単純化した大気モデルを用い、このような波動の時間変動に対し、大規模山岳がどのような役割を担っているのか調べた。

β 平面、準地衡風、順圧大気のチャンネルを考え、底に中緯度帯の現実的な地形を入れた。波の時間変化は、移流・非線型、地形による渦管の伸縮、 β 効果、エクマン粘性を考慮した渦度方程式で記述した。西風の帯状流については、波が地形を感じて生ずる帯状流に対する山の抵抗、エクマン粘性、外的強制力を含んだ運動方程式で時間変化を記述した。

さらに流線関数と地形を空間スペクトルに展開し、各モードの振幅に対する時間発展方程式を導いた。

南北方向のモードとして基本モードのみを採用すると、波と波との非線型相互作用が禁止され、定常解が解析的に求まった。しかし、ある一定の西風の強制力に対し唯一の解が決まるだけで、Charney・DeVore (1979) や Charney・Shukla・Mo (1981) が主張した解の分岐による多重平衡解は存在しない。即ちブロッキングに対応する解は得られないことがわかった。

次に波と波との非線型相互作用の効果を見るために、

南北方向のモードとして基本モードの他に第2モードも取り入れた系について調べた。しかし、方程式系が非線型で複雑になり解析的な定常解が得られないので、数値実験を行った。線型論では波数3が卓越するパラメータを選び、大気の静止状態を初期値として時間積分したところ、波数2と3とが15~20日の周期で交互に卓越することがわかった。従って、大規模山岳によって励起されたプラネタリー波は、ここで考慮したような波の非線型相互作用によって時間変動している可能性がある。

文 献

- Charney, J.G. and J.G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205-1216.
- , J. Shukla and K.C. Mo, 1981: Comparison of a barotropic blocking theory with observation, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 762-779.

回転流体中の複数の平衡解・周期解とそれらの安定性

余田 成男*

地球規模での大気や海洋の運動が、非線型性により複数の平衡状態をとりうることを、低次の力学モデルを用いて調べた。

β 平面上の底面に凹凸のある無限水路を考える。凹凸が水深に比べて十分小さいとすると、2次元・非圧縮流体の準地衡風渦位の式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 - F)\varphi + J(\varphi, \nabla^2\varphi + h) + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -k\nabla^2(\varphi - \varphi^*) \quad (1)$$

* Shoji Kusunoki, 東京大学理学部地球物理学教室。

* Shigeo Yoden, 京都大学理学部。

方程式は無次元化してあり、 F はフルード数、 φ は流線関数、 h は凹凸の高さ、 β はロスビー因子、 k はエクマン摩擦係数、 φ^* は外部からの強制である。 φ 、 φ^* 、 h を直交関数系で展開して(1)に代入すると、 φ の展開係数に関する無限次元の常微分方程式系を得る。Lorenz (1963) のように少数の成分だけを残して切断すると、最も単純化した場合には3元の実数非線型常微分方程式系になる。

Charney・DeVore (1979) は、帯状強制項(φ_A^*)の大きさのある範囲で2つの安定平衡解と1つの不安定平衡解が存在することを示した。これはスナップ・ポイント型の分岐で、平衡解の対称性は変わらない(松田, 1981)。Charneyらは、2つの安定平衡解が東西流型の解と蛇行型の解であることから、ブロッキング現象がこういう解の多重性によって説明できると主張した。

3元の場合、南北には1つのモードだけなので、波による帯状流の加速はない。波と地形の相互作用による帯状流加速と、摩擦および強制項がバランスして平衡解となっている。ここで、第2の南北モードを許すと、波による帯状流加速を含む6元の方程式系となる。

3元の場合、平衡解は拡張された系の平衡解の1部分となるが、安定性を調べると、同一外部条件に対して複数の安定平衡解は存在しない。スナップ・ポイントで安定な東西流型の解が分岐するとき、前からある蛇行型の解が不安定化する。このとき複素共役固有値の実部の符号が変わり、Hopf分岐が起こる。平衡解の不安定化に伴って安定周期解が出現するわけである。

さらに φ_A^* を増すと、この周期解は周期が倍になる分岐を繰り返して不規則変動へと遷移する。同様の周期倍化現象は、弱非線型の有限振幅傾圧波の数値解析にも見られる(Pedlosky・Frenzen, 1980)。

次に、鉛直2層モデルを用いて、強制と散逸のある傾圧流体での解の多重性を調べた(Yoden, 1982)。

最も単純化した場合に平衡解を求めると、強制項が小さいときは安定なHadley解のみが存在する。Hadley解が不安定化する臨界点で2つのwavy解が分岐する(1つが安定で他が不安定)。傾圧流体の場合、東西方向に一樣なHadley解から非一樣なwavy解へと対称性の低下する分岐が起こる。第2モードを許すとwavy解も不安定となり、安定平衡解は存在しない。数値積分により時間に依存する解を求めると、同一の外部条件に対して2つまたはそれ以上の安定周期解が存在する。その選択は初期条件のみに依存している。

ここで扱ったような低次元モデルを用いて、平衡解や時間に依存する解の多重性を調べることは、ブロッキングや気候など自動的と考えられるシステムの振舞を考察するうえで、意味のあることである。

文 献

- Charney, J.G. and J.G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205-1216.
 Lorenz, E.N., 1963: The mechanics of vacillation, *J. Atmos. Sci.*, **20**, 448-464.
 松田佳久, 1981: 流体现象における対称性の低下と解の分岐, *日本物理学会誌*, **36**, 392-395.
 Pedlosky, J. and C. Frenzen, 1980: Chaotic and periodic behavior of finite-amplitude baroclinic waves, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1177-1196.
 Yoden, S., 1982: Non-linear interactions in a two-layer, quasi-geostrophic, low-order model with topography, Part I and II, *J. Met. Soc. Japan*, (投稿中)。

大気波動の共鳴による多重平衡解について

和方 吉信*

Blocking現象や突然昇温等に伴う、大気波動の異常増大の原因として、Tung・Lindzen (1979) は、ロスビー波の共鳴を考えた。その共鳴条件は、線型論では平均流が

$$\bar{U} = U_r \equiv \frac{\beta}{k^2 + l^2}$$

を満たす時である。しかし、波の自己相互作用や波-地形相互作用により励起された二次流れを考慮に入れば、その状況は異なる。

そこで、共鳴ロスビー波の、非線型効果を通じた振舞を摂動展開法を用いて調べた。可解条件より振幅方程式が得られ、その特性から非線型共鳴の物理的過程を考える。

波の最大振幅となる基礎場の平均流 \bar{U} は、 U_r からずれる事がわかった。これは次のように解釈出来る。非線型効果によって励起された二次流れの役割は、次の二つがある。

a) 平均流による擾乱の西向き移流

$$\bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \varphi' \propto k^3 \quad (1)$$

b) 擾乱による平均流の渦度の南北移流に伴う、擾乱

* Yoshinobu Wakata, 九州大学理学部物理学教室。

の東向き移動

$$v' \frac{\partial}{\partial y} \bar{v}^2 \bar{\phi} \propto k \quad (2)$$

この問題では、共鳴は free mode が停滞する事だから、共鳴を起こすためには、前者が卓越すれば U_r より強い基礎平均流の西風が必要であり、後者が卓越すれば弱い西風が必要となる。非線型効果の東西波数依存性は、 y 構造を無視すれば、(1), (2) のようになるので、共鳴のためには、短波長の波ほど強い西風が必要である。スペクトル切断を利用した議論から、 $k_c=5.44$ を境として、共鳴条件は $k \leq k_c$ で、 $\bar{U} \leq U_r$ となる事がわかった(ただし、 y 方向の境界に壁がある閉じた場合は常に、 $\bar{U} > U_r$ である)。

最大振幅は、強制に比例、散逸に逆比例し、共鳴条件の U_r からのずれは、強制の2乗、散逸の-2乗に比例する事が、振幅方程式のスケール変換不変性からわかる。

平衡解の線型論からのずれは、大振幅解ほど大きく、多重解が存在する。これは、Charney・DeVore (1979) の結果と一致し、彼らが指摘するように、多重解の存在は high 又は low index 流を説明し、山の西側に出来た大振幅解は blocking ridge と同一視される。

波や帯状流の時間発展を振幅方程式の数値積分により行くと、基礎平均流を時間的にゆっくり変化させた時、臨界点で、ある安定解から次の安定解への移行が見られ、減衰振動を伴い、徐々に平衡解に落ち着く。又、基礎平均流を一定にした時、多重解のどれが実現するかは初期値により決まる。

回転水槽実験のはなし

守田 治*

ブロッキング現象は、それ自身への興味と共に、成層圏突然昇温 (SSW) の先駆現象 (完全に1対1に対応してはいないが) と考えられており、その機構の解明は対流圏の重要な問題となっている。現在ブロッキング高気圧として知られている準定在的な高気圧の発達に興味を持ったのは、Garriott (1904) に始まる。その後 Rex (1950a, b) はブロッキングを系統的に分類し、局地的な気候への影響について調べた。彼はブロッキングの判定条件として、帯状流の分岐、蛇行流への急速な遷移、同一天気パターンの10日以上持続をあげた。その判定条件

によると、ブロッキングは年に数回の割合で起こっている。ブロッキングの出現頻度を知るには、少なくとも冬期に限れば、成層圏の応答、即ち SSW を目安とするのも一つの手段と思われる。Schoeberl (1978) によれば、SSW は1950~1978年に37回 (うち大規模なものは13回) 起こっており、最近では1976~1977年冬期の大昇温が良く知られている。この時、対流圏では強いブロッキングが観測され、多くの研究者の研究対象となっている。Colucci *et al.* (1981) もこのブロッキングを解析し、現象の初期には帯状波数 (k) 1, 2, 子午面波数 (m) 1 の波が卓越するが、最盛期には $k=3, m=2$ の波が増幅し、他は減衰するという結果を得た。これより彼らは、ブロッキングが外部強制ではなく、波の非線型相互作用によるものと解釈している。一方、Charney・DeVore (1979) は、強制ロスビー波の共鳴増幅という巧妙なモデルを提唱しており、外部強制説も有力な仮説である。

ところで、回転水槽実験でも、ブロッキング現象に対応するのではないかと思われる現象が存在する。一つは vacillation とよばれる長周期の振動現象で、その周期は回転周期の100~数100倍におよぶ。Vacillation には1) 振幅、2) 波数、3) トラフの軸が揺らぐ三種類があるが、Pfeffer *et al.* (1980) は、2), 3) を構造 vacillation として一括している。振幅 vacillation では卓越波数とそのサイドバンドが周期的に変化し、構造 vacillation では卓越波数とその高調波が揺らぐのが特徴である。一方、回転水槽の底に突起物を設置すると、その上に定在的な渦が生ずる。この定在渦と傾圧不安定波の相互作用について、幾つかの実験を行った (Morita, 1982)。突起物は、ヒマラヤやロッキーなどの大規模山塊の力学的効果を表現している訳である。結果は次のように要約される: 1) 突起物の風下では傾圧不安定波の増幅が起こり、その大きさは風上に比べ二割程大きい、2) 振幅極大の位置は、風上もしくは突起物がない時には上層の内壁付近に現われるが、突起物の風下では、突起物と同じ高さの付近で流路の中央付近に現われる。このように、地形性定在渦と移動性の波との相互作用による波の増幅効果もまたブロッキング現象の一つの候補たり得よう。ただし、解析によるとトラフは山脈の西側に位置することが知られており、この点は実験と矛盾する。

文献

Charney, J.G. and J.G. DeVore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking,

* Osamu Morita, 九州大学理学部物理学教室。

- J. Atmos. Sci., 36, 1205-1216.
 Colucci, S.J., A.Z. Loesch and L.F. Bosart, 1981: Spectral evolution of a blocking episode and comparison with wave interaction theory, J. Atmos. Sci., 38, 2092-2111.
 Morita, O., 1982: Experimental study of the rotating fluid of annulus; The effect of large topography on baroclinic waves, Report on scientific results on MONEX in Japan, 24-29.
 Rex, D.F., 1950a: Blocking action in the middle

- troposphere and its effect upon regional climate, I. An aerological study of blocking action, Tellus, 2, 196-211.
 ———, 1950b: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate, II, The climatology of blocking action, Tellus, 2, 275-301.
 Schoeberl, M.R., 1978: Stratospheric warming; Observations and theory, J. Atmos. Sci., 35, 521-537.

第4部 黒潮の蛇行

黒潮蛇行の実態

西田 英男*

黒潮蛇行としてここで問題にするのは、本州南方の瀬戸沖から伊豆半島沖位までの間に生じる定常蛇行のことである。この蛇行については古くから知られており、日本において組織的な海洋観測が始まってからすぐに報告がなされている(宇田, 1937), この時の蛇行は1934~1945年まで約11年続いたと言われている(吉田, 1961; Shoji, 1972)。戦後になってからは、1953~1956年(Moriyasu), 1954, 1956), 1959~1963年, 及び1975~1980年(Nishida, 1982)の3回の蛇行期が知られている。初期の頃は、この蛇行は黒潮の異常現象として捉えられていたが、近年では、黒潮の持つ定常モードの1つとして考えられている(増沢, 1965; Taft, 1972)。黒潮の蛇行と沿岸水位の間には関係があり、岡田・西本(1978)は水位の連続記録を用いて、1906~1912年, 1917~1922年の各期間にも蛇行が起きたことを推定した。黒潮には、今述べた定常蛇行の他に、中小規模の蛇行がしばしば見られる。吉田(1961)と二谷(1969)は、これらの中小規模の蛇行も含めてパターン分類を行い、A, B, C, D, Eの5つのパターンを提案した。このうち、定常蛇行はパターンAに相当する。

定常蛇行が本州沖に定着するまえに、九州の沖合いに小さな蛇行ができて、それが東進して成長し、やがて大きな蛇行になるという現象が観測されている。戦後起きた蛇行についてはすべて、この例が観測されているし(Masuzawa, 1954; Ichie, 1954; 吉田, 1961; Moriyasu, 1961), 戦前の蛇行についてもそれを示唆する証拠がある(吉田, 1961)。1969年までの蛇行については、二谷(1972)によるレビューが詳しく便利である。

1975~1980年に起きた蛇行については、それ以前にくらべてデータ量も多く、また深海までの観測データも得られている。そのため、蛇行の実態についてはかなりくわしく知られるようになった。その1つは黒潮蛇行およびそれに伴う冷水塊の深層構造である。くり返し行われた冷水塊の深層観測によれば、冷水塊はほとんど底上(約4,000m)まで構造を持っていることがわかった(Nishida, 1982)。冷水塊の東側に水深1,000m程度の伊豆海嶺が南北に走っており、冷水塊深層部にブロックされるように存在している。このことは、蛇行の長期安定性と海嶺の存在に何らかの関連があることを示唆するものである。2つ目は、冷水塊の切離(上平他, 1978)と再結合(Nishida, 1982)である。この切離は、蛇行期間中に3回程起きたようで、冷水塊消滅過程とも関係しているようである(Nishida, 1982)。

Nishida(1982)は、冷水塊及び黒潮強流帯の中深層のデータを解析し、冷水塊を構成する水は黒潮中深層の水であることを示した。これは、蛇行成因説としてUda(1949)があげた親潮潜流説を否定するものと考えられる。また、蛇行末期には冷水塊が伊豆海嶺の東西をまたぐいわゆるC型蛇行となるが、この時の海嶺の東西で深層の水の字型が異なっているなど、興味ある事実も見出されている。

文献

- 上平悦朗, 南 秀人, 石崎 廣, 江口 博, 西沢純一, 1978: 東海道沖大冷水塊の切離について, 神戸海洋気象台彙法, 195, 1-15.
 Masuzawa, J., 1954: On the Kuroshio south off Shiono-Misaki of Japan, Oceanogr. Mag., 6, 25-33.
 増沢謙太郎, 1965: 黒潮の蛇行, 科学, 35, 588-593.
 Moriyasu, S., 1954: On the oceanographical

* Hideo Nishida, 海上保安庁水路部。