

形安定論」のセミナーに参加して強く感ずるのは、地球流体力学が大きく発展しつつある分野であること、殊に、波動理論、非線形安定論に豊富な生きた例を提供しているということである。

さて今回取り上げられた話題であるが、一つは「熱対流」で、最近の実験・理論の reviews と共に、有限振幅問題の報告がなされた(山田, 吉崎, 以下敬称略)。二番目の話題は「黒潮蛇行」であった。本州南岸の黒潮には、ほぼ直進の状態と大きく蛇行する状態(冷水塊の出現と関連)とが観測されていて、これらの観測の最新データの報告(西田), および理論的なモデル解析(増田), 数値解析(尹)の報告がなされた。わが国近海での現象だけに興味ある問題であったと同時に、黒潮蛇行の根源にせまる素晴らしい報告であった。蛇行の原因を一言にして言えば、Coriolis 力によると言えようか。

3番目は大気「ブロッキング」である。周知のように、北極のまわりの大気の動きには、速く周回する状態と大きく蛇行する状態とがあって、後者の場合に蛇行の谷間の大気はほぼ静止に近い。このような現象に関連して、回転水槽実験の話(守田), 理論的な多重平衡解の存在についての報告(和方, 余田)があり、この問題では、カスプ型のカタストロフィが導かれる現象であることが示された(楠, 和方)。ブロッキングにおける蛇行も Coriolis 力が原因であることを考えると、「黒潮水域

での冷水塊の出現」も“blocking”も同種の現象なのではないかという印象を受けた。

以上の三つの問題は非線形問題の“解の分岐”として捉えることができるという観点から、数学者の側から「力学系」および「分岐」の理論の解説(宇敷, 西浦), および気象力学の観点からの一般論(松田)があった。この他、順圧不安定の理論と実験の話(新野), さらにプログラム外のものとして、Lorenz systems(神部), Rossby波の臨界層(山田・後藤), および3本の映画(モンスーン地域の風, 黒潮の蛇行, 北半球大気の流れ)が上映された。

今回のセミナーは特に、科学研究費特定研究「乱流現象の解明と制御」(代表者, 京大, 巽 友正先生)より、総括班および各班から総勢十数名の方々の御参加をいただくという形で、御協力をたまわりましたことを、ここにお礼申し上げます。

最後に、セミナー事務局は前回に引き続いて東京大学海洋研究所で担当していただき、木村竜治さん並びに東京大学海洋研究所気象部門の方々に、煩雑な事務処理の労をとっていただきましたことを心から感謝致します。なお次回のコンペナーは吉沢能政さん(筑波大), 事務局は新野 宏さん(気象研)に引き受けていただくことになった。次回の成功を確信し、一層の発展を願してやみません。

第1部 分岐理論

力学系の分岐理論入門

宇敷 重広*

この地球流体夏のセミナーにおいては、非線形偏微分方程式系の解の分岐現象に関する数学理論と、地球流体に見られる現象とをいかにして結びつけるかがひとつのテーマになっている。海流の蛇行パターンの形成や、北極をとりまく大気流のつくる波など、分岐理論によるアプローチが有効であろうと予想される問題も数多い。

非線形偏微分方程式系の分岐理論は、いわゆる反応拡散系についての研究が最も進んでいる。それ以外の方程式系について、とくに非線形性が強いところでは、数学理論も発展途上にある。しかしながら、ベナール現象に関する実験などにおいて、流れのパターン、対流のパターン、対流セルの振動や乱流への移行など、力学系理論

の視点から見て、典型的な分岐現象に酷似した現象がしばしば見られ、そのため、こうしたアプローチが有効であると広く信じられている。

この講演では、こうした理論への入門として、低次元力学系に見られるいくつかの典型的な分岐現象がどんなものかを述べた。とり挙げたのは、一次元写像に見られる周期倍化現象、リー・ヨークのカオス、エノンの写像に見られるストレンジ・アトラクタ、ホップ分岐、ローレンツ・アトラクタ、レスラー・アトラクタ、断続カオス(インターミッテンシー)などである。詳しい内容は以下に掲げる文献によっていただきたい。

文 献

(力学系に関するもの)
Abraham, R. and Shaw, 1982: Dynamics, the geometry of behavior, The Visual Mathematics Library, Aerial Press.

* Shigehiro Ushiki, 京都大学教養学部数学。

Arnold, V.I., 1980: Chapitres Supplémentaires de la théorie des Équations Différentielles Ordinaires, Editions Mir, Moscou, (原著はロシア語, 1978).

Helleman, H.G. ed., 1980: Nonlinear dynamics, Ann. New York Acad. Sci., No. 357.

Shiraiwa, K., 1981: Bibliography for dynamical systems, Nagoya University.

(分岐理論に関するもの)

Collet, P. and J.P. Eckmann, 1980: Iterated maps on the interval as dynamical systems, PPh I, Progress in Physics, ed. A. Jaffe and D. Ruelle, Birkhäuser.

Fujii, H., M. Mimura and Y. Nishiura, 1982: A picture of the global bifurcation diagram in ecological interacting and diffusing systems, PHYSICA D, Nonlinear phenomena, 50, No. 1.

Iooss, G., 1979: Bifurcation of maps and applications, Mathematics Studies 36, North-Holland.

———, and D.D. Joseph, 1980: Elementary stability and bifurcation theory, UTM, Springer-Verlag.

Millelmann, H.D. and H. Weber, 1980: Bifurcation problems and their numerical solution, ISNM 54, Birkhäuser.

(乱流と分岐に関するもの)

Gollub, J.P. and S.V. Benson, 1980: Many routes to turbulent convection, J. Fluid Mech., 100, part 3, 449-470.

Libchaber, A. and J. Maurer, 1981: A Rayleigh Bénard experiment; Helium in a small box, NATO study, "Nonlinear Phenomena at Phase Transitions", ed. Geilo, T. Riste.

Ruelle, D. and F. Tabeus, 1971: On the nature of turbulence, Commun. Math. Phys., 20, 167-192.

———, 1981: Differentiable dynamical systems and the problem of turbulence, Bull. AMS (NS), 29-42.

(その他)

山口昌哉編著, 1979; 入門現代の数学 1. 非線型の現象と解析, 数学セミナー増刊, 日本評論社, 1979.

———, 1981; 入門現代の数学 2. 数値解析と非線型現象, 数学セミナー増刊, 日本評論社, 1981.

特集『非線型』, 数理科学, 1982年2月号, サイエンス社.

特集『乱流』, 数理科学, 1982年11月号, サイエンス社.

解の多重存在とパターン形成—分岐理論の立場から—

西浦 廉政*

いま, 何らかの現象を表現する方程式が

$$(*) \quad F(\lambda, u) = 0$$

とかかれたとする. u は速度場や濃度場を表わす未知ベクトル (これを $u \in X$ とかこう. X は適当な解空間) とし, $\lambda \in A(c\mathbf{R}^n)$ は controllable なパラメータとする.

問題は

(1) 安定な解の多重存在はなぜ起こるか?

(2) パターンの形 (群対称性) はどのようにしてきまるか?

である. これらの問題に対し, 我々は反応—拡散系に対し Fujii *et al.* (1982) で1つの解答を与えた. Fujii *et al.* (1982) で与えられた考え方の枠組はかなり普遍的であると思われるので, 以下ではこの線に沿って話を進めていく. (1) についてよく知られているのは履歴現象であろう. 第1図のAの部分では, そのことが起こっている. 注意すべきは, 特異点 (○印: $\partial F/\partial u$ が有界な逆をもたない点) が常に介在していることである. 特に重要なのは分岐点 (枝分かれしている点) であり, とりわけ縮退した分岐点 (□印) は (1) を解くのに重要な鍵となる. すなわち, 安定解の共存がおこっている複雑な部分 (第1図のB) の構造は, 多重分岐特異点 (第1図のC) の局所構造を (定性的に) 拡大したものになっている. さらにCの局所構造はほとんど完全に解析できる. いいかえれば, organizing center とも言うべきCを知ることにより, 大域構造を展望することができるのである. 詳しくは山口, 1981; Fujii *et al.*, 1982; Fujii・Nishiura, 1982, 及び Nishiura, 1982 を参照されたい.

問題2に関しては, まず方程式がもつ対称性, すなわち (*) がどのような群Gに対して共変 (covariant):

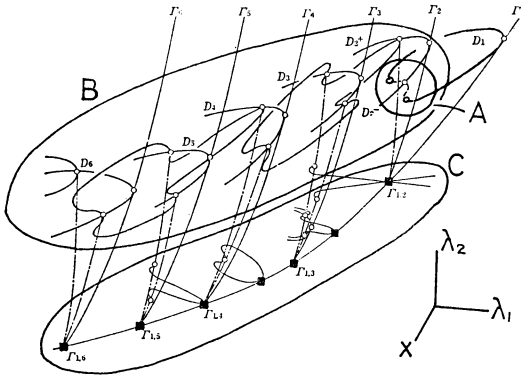
$$T_g F(\lambda, u) = F(\lambda, T_g u), \quad g \in G$$

であるかが問題となる. ここで T_g は X 上での G の線型 (ユニタリ) 表現である. そして解 u の対称性は, その最大対称群 $G_M \subset G$

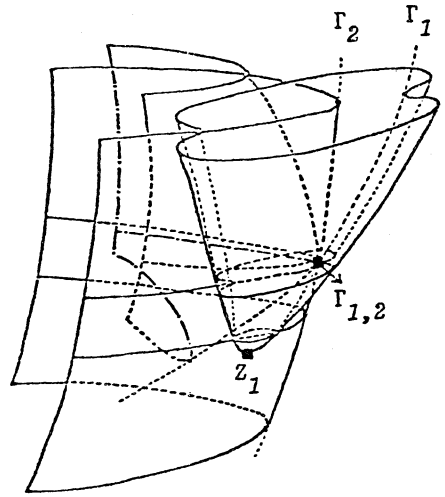
$$G_M = \{g \in G \mid T_g u = u\}$$

により決定される. 結論は, 解のもつ対称性は対称性破壊分岐点 (symmetry breaking bifurcation point) に当たるとまでは保存されることである. そして分岐解のもつ対称性は, 分岐点での固有関数をもつ対称性にまで低下する (第1図のA参照). 使用した言葉の詳しい定義については, 例えば山口 (1979), 山口 (1981) 及びそこ

* Yasumasa Nishiura, 京都産業大学理学部.



組織的分岐ダイアグラム



D_1 -sheet がもつ壺構造

第1図 山口 (1981), Fujii *et al.* (1982) 参照.

で与えられている文献をみられたい。

文献

(分岐理論一般については、邦文のものは相当出ている。ここでは Sattinger の次の2冊および解説的にかかれた和文のものをいくつか挙げておく。

Fujii, H., M. Mimura and Y. Nishiura, 1982: A picture of global bifurcation diagram in ecological interacting and diffusing systems, *Physica D*, 1-42.

———, and Y. Nishiura, 1982: Global bifurcation diagram in nonlinear diffusion systems, to appear in *Proc. of U.S.-Japan Seminar on nonlinear partial differential equations*, July 5-9, Tokyo.

Nishiura, Y., 1982: Global structure of bifurcating solutions of some reaction-diffusion systems, *SIAM J. Math. Anal.* 13, 555-593.

Sattinger, D.H., 1973: *Topics in stability and bifurcation theory*, Lecture notes in math. Springer, 309.

———, 1979: *Group Theoretic methods in bifurcation theory*, Lecture notes in math. Springer, 762.

山口昌哉編著, 1979: 入門現代の数学 [1] 非線型の現象と解析, 日本評論社, 第2及び4章.

(反応拡散系の大域分岐像については次をみられたい).

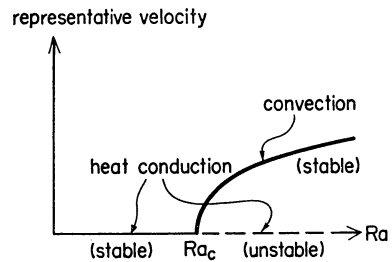
———, 1981: 入門現代の数学 [2] 数値解析と非線型現象, 日本評論社, 第4章.

流体現象における臨界点の分類と気象力学への応用

松田 佳久*

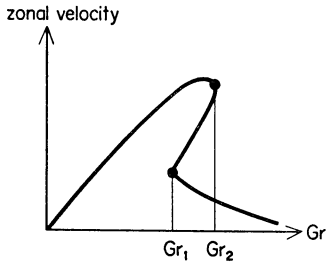
気象力学の基礎方程式でもある Navier-Stokes 方程式は非線型であるために、それによって支配される流体系においては同一の外的条件に対して複数の異なった平衡解が存在することが可能である。従って、系を支配する外的条件を少しずつ変えた時、平衡解の個数や安定性が変わる臨界点が存在する。ここでは、この臨界点を流体系の速度場における対称性に注目することに依って分類した筆者の理論 (Matsuda, 1982b) を紹介する。

第1図と第2図に、流体現象における臨界点の二つの



第1図 Bénard 対流の問題における臨界点の模式図。横軸は Rayleigh 数, 縦軸は代表的流速を示す。実線は安定平衡解, 破線は不安定平衡解を示す。

* Yoshihisa Matsuda, 東京学芸大学.



第2図 金星の四日循環のモデルにおける臨界点。横軸は南北の温度差を示す Grashof 数 Gr 、縦軸は東西流の流速を示す。 $Gr_1 < Gr < Gr_2$ では三つの平衡解が存在する。

例が模式的に示されている。第1図に示されているのは Bénard 対流の発生の問題であり、Rayleigh 数 (Ra) が Ra_c 以下では安定な平衡解であった熱伝導解が臨界点 ($Ra = Ra_c$) で不安定化し、同時に対流を表す安定平衡解がそこから分岐していることが示されている。或る平衡解の不安定化と別の解の分岐というこの臨界点の特徴は、流体の力学的不安定論の多くの問題 (Lin, 1955; Chandrasekhar, 1961; 巽・後藤 1976 参照) に共通した特徴である。ここでは、この型の臨界点を「分岐点」と呼ぶことにする。

他方、第2図に示されているのは新しい型の臨界点であり、Charney と DeVore (1979) のブロッキングのモデルおよび筆者の金星の4日循環のモデル (Matsuda, 1980; 松田・松野, 1980) において見られる。その特徴は、臨界点において (図では $Gr = Gr_1$ と Gr_2) 二つの平衡解が対消滅 (又は対生成) することである。この型の臨界点を「スナップ・ポイント」と呼ぶことにする。

以上の二つの型の臨界点の違いは、流れの場 (速度場) における様相にも反映している。「分岐点」の例を検討してみると、この臨界点においては対称性の高い状態 (Bénard 対流の例では水平方向に一樣な熱伝導解。この対称性は下からの一樣加熱というこの系の外的条件の対称性でもあることに注意。) が対称性の低い状態 (同じ例でセル状の対流) に取って代わられ、流れの場における対称性の低下が見られる。他方、「スナップ・ポイント」においてはこのような対称性の低下は見られない。

筆者は速度場における対称性低下の有る無しということから、個々の流体系の個別的性質を使わずに、Navier-Stokes 方程式の一般的性質に依って、上の二つの臨界点の特徴をそれぞれ導き出すことを試みた。

その為に、Navier-Stokes 方程式のスペクトル形が対

称性の観点からどのように書かれるかを調べた。系の外的条件の対称性 (Bénard 問題では水平方向の一樣性) に着目して、モードをその対称性を持つモードと持たないモードに分けて、それぞれのモードについて振幅方程式を作って見ると、対称性の観点からモード間相互作用に制限を加えることが出来る。こうして得られた方程式を出発点として、対称性低下の有る場合の臨界点は「分岐点」であり、無い場合は「スナップ・ポイント」であることが数学的に証明出来る。

さらに、上の臨界点の二つの型を Thom の初等カテゴリーの分類に還元出来ることも示せる。Thom の分類はポテンシャルで記述される勾配系に限定されているが、流体力学の方程式は一般にポテンシャルを用いて書くことは出来ない。しかし、議論を臨界点の近傍に限定することに依って、近似的にポテンシャルが構成出来る。上の臨界点を Thom の分類に還元出来る。

この研究の結果は、流体系における平衡解が安定か不安定かを決定するのに利用出来るが、それについては Matsuda (1982b) を参照していただきたい。

最後に、非線型系における臨界点の分類が数学者に依ってやはり対称性の観点から群論的方法を用いてなされており、上記と同様の結果が得られていることを付記しておきたい。それについては、藤井 (1979)、Fujii・Yamaguchi (1980) を参照していただきたい。

文 献

- Chandrasekhar, S., 1961: Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Clarendon Press, Oxford.
- Charney, J.G. and J.G. De Vore, 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205-1216.
- Fujii, H. and M. Yamaguchi, 1980: Structure of singularities and its numerical realization in nonlinear elasticity, *J. Math. Kyoto Univ.*, **20**, 489-590.
- 藤井 宏, 1979: 自然界の縞模様, 数学セミナー増刊号, **81**, 81-108.
- Lin, C.C., 1955: The theory of hydrodynamic stability, Cambridge Univ. Press.
- 松田佳久・松野太郎, 1980: 金星大気四日循環の力学, *科学*, **50**, 285-293.
- Matsuda, Y., 1980: Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere, *J. Met. Soc. Japan*, **58**, 443-470.
- , 1982a: A further study of dynamics of the four-day circulation in the Venus atmos-

phere, J. Met. Soc. Japan, 60, 245-254.

———, 1982b: Classification of critical points in fluid phenomena and its application to dynamic meteorology, unpublished.

巽 友正・後藤金英, 1976: 流れの安定性理論, 産業図書.

Lorenz Systems

神部 勉*

物理学においては、個々の現象から一般の性質を抽出することで自然の統一的把握がしばしばなされる。一見無関係に思われる物理現象が、同じ形の方程式で記述されるとき、その方程式は何らかの普遍的現象を記述していると考えられることは理にかなってはいよう。最近の soliton 理論などはその一例といえよう。ここに示す Lorenz モデルとよばれる非線形の常微分方程式系 (I) も、いろいろな物理系で導かれることが、最近処々に報告されている。そこで若干の review を行ってみた。

この3元連立方程式 (あるいは力学系の方程式) が導かれる物理系を以下の (a)~(e) に示す。文献や discussion をもとに帰納的にみると、次の共通の性質があるようにみえる: (1) エネルギー散逸のある非線形の力学系で、2つまたはそれ以上の定常状態 (A, B, ...) の解を有する; (2) 外部からの強制 (温度差等) あるいはエネルギーの注入があり、それがパラメータ R で表現される; (3) $R < R_c$ (定数) のとき、1つの定常状態 A が安定で (attractor), これを基本状態とする。 $R > R_c$ では A は不安定となり、替って別の定常状態 B_1 および B_2 が安定となる; (4) $R > R_c$ で生じた (基本状態に対する) 摂動の非線形効果から、基本状態への feedback がある。

(a) 熱対流

Lorenz (1963) は、気象の長期予報との関連において熱対流の非線形現象を研究した。そこでは流れの関数 Ψ および温度変動 θ を支配する偏微分方程式からモード展開法によって導かれる常微分方程式を解析した。すなわち、厚さ h の水平流体層の状態を、 $\Psi \propto X(t) \sin(\pi ax/h) \sin(\pi z/h)$, $\theta \propto Y(t) \cos(\pi ax/h) \sin(\pi z/h) - Z(t) \cdot \sin(2\pi z/h)$ の形に仮定する (t : 時間, x : 水平座標, z : 鉛直座標, a : 水平波数)。 $Z(t)$ は基本状態 ($X=0$, $Y=0$, $Z=0$) における直線温度分布からのずれを表わす (feedback)。振幅変数 $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$ に対して

次の微分方程式が導かれる:

$$\left. \begin{aligned} \dot{X} &= -\sigma X + \sigma Y, \\ \dot{Y} &= -Y - XZ + RX, \\ \dot{Z} &= -bZ + XY. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Lorenz 自身はこれを Saltzman の方程式系と呼んでいるが、ここでは慣例に従って、方程式系 (I) を詳しく解析し、chaos 理論への大きな貢献を考慮して、Lorenz system (of equations) とよぶことにする。上の式において、 $R = R_a/R_c$ で、 R_a は Rayleigh 数、 R_c は臨界 Rayleigh 数であり、 $\sigma = \nu/\kappa$ は Prandtl 数、 $b = 4/(1+a^2)$ で、いずれも正数である。 R が外部強制のパラメータである。

$\sigma = 10$, $b = 1$ として (I) の解を調べると、 $R < 1$ では静止状態 $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ は安定である (attractor) が、 $R > 1$ では不安定となる。替って、定常な対流セルの状態 $(\pm\alpha, \pm\alpha, R-1)$ が安定な平衡状態 (attractor) となる (ただし、 $\alpha = \sqrt{b(R-1)}$)。 $R > 24.74$ ではこれも不安定となる。最近の数値解析によると (York・York, 1979), $1 < R < 24.74$ でさらに複雑な振舞いがわかってきた。Lorenz は $R = 28$ の場合を調べて、 $(X(t), Y(t), Z(t))$ が非周期軌道上を動き、 $t \rightarrow \infty$ で漸的に、 (X, Y, Z) 空間のある奇妙な面上を動くことをみだした。これは後に strange attractor の一種であることが明らかになった (Ott, 1981)。Lorenz の結論は、正確な長期予報は不可能と思えるということであった。

いま (X, Y, Z) を物理空間と考えると、(I) 式は各点 (X, Y, Z) で流速 $\mathbf{v} = (\dot{X}, \dot{Y}, \dot{Z})$ が与えられた定常流の場と考えることができる。しかし、この流れは $\text{div } \mathbf{v} = -\sigma - 1 - b < 0$ なので、すべての点で体積の縮む流れを表わしている。さらに各軸方向についても、 $\partial \dot{X}/\partial X = -\sigma$, $\partial \dot{Y}/\partial Y = -1$, $\partial \dot{Z}/\partial Z = -b$ で、どの方向でも縮むことがわかる (しかし X 方向の縮みが最も大きい、 $\sigma = 10$)。これは (X, Y, Z) 空間の微小な立方体が1点に縮むことを必ずしも意味しない。それは $\partial \dot{X}/\partial Y = \sigma$, $\partial \dot{Y}/\partial X = R - Z$, $\partial \dot{Z}/\partial X = Y$ などの大きな shearing があるからである。最初の立方体は、体積は小さくなるが、shearing のために引き伸ばされて“うすい面”になる傾向がある。

(b) ドーナツ状管内の熱対流運動

ドーナツ状をした管が鉛直面内にあるとし、管の各断面の位置を鉛直下方からの角度 ϕ で表わす。いま管壁の温度分布 $T_w(\phi)$ が与えられたとき、管内の流体運動

* Tsutomu Kambe, 九州大学工学部応用理学教室。

に対して、やはり Lorenz 方程式が導かれる (York・York, 1981). 管の断面で物理量 (例えば流体温度 T) は一様とし、独立変数は t と ϕ とする. このとき断面を通過する流量 q は ϕ に依らない (非圧縮の仮定). この場合、(I) 式の X に相当するのが流量 q であり、 Y は $\phi=\pi/2$ での流体温度 $T(t, \phi=\pi/2)$ 、 Z は $T(t, \phi=\pi)-T_w(\pi)$ に相当する. ただし、 $T_w(\phi)$ が $\sin \phi$ 成分をもつと、 \dot{Y} の式の右辺に定数項がでてくる. この問題では管壁での摩擦が散逸項となる.

(c) Baroclinic wave

回転座標系で上下2層の流体の各々に basic zonal flows があるとし、これに重ね合わさって有限振幅の傾圧波があるものとする. 準地衡風近似の方程式を求め、さらに (複雑だが) 適当な変数変換を行うと、やはり Lorenz system (I) が導かれる (Pedlosky・Frenzen, 1980). X, Y, Z はこのとき wave の振幅および basic zonal flow へのはね返りの補正項と関係している. この場合の外部強制は zonal flows といえよう. 散逸は上下の固体壁に接する Ekman 層の存在による. R は Ekman 数および Rossby 数に依存する.

(d) レーザー発振

面白いことにレーザー発振の現象でも、Lorenz 方程式が導かれている (Haken, 1978). レーザー原子は2つのエネルギー準位 $E_1, E_2 (> E_1)$ をもつものとし、各準位の占有数をそれぞれ n_1, n_2 とする. このとき反転数は $\sigma = n_2 - n_1$ で定義される. 全反転数 D は σ をすべてのレーザー原子について加え合わせたものである. 単位間の遷移あるいは原子の分極率の緩和時間に相当して、damping も存在する. 外部強制の pumping があるときの平衡反転数を D_0 とすると、 D_0 がある臨界値 D_{thr} より小さいときはレーザー発振が起こらず、これは定常な基本状態に対応する. $D_0 > D_{thr}$ になると、発振状態になり、 D も feedback を受ける. この場合、 X は振動

電場の振幅、 Y は原子の分極率変動の振幅、 Z は feedback された反転数を表わす.

(e) ダイナモ・モデル

力武 (Rikitake, 1958) の two-disc dynamo の系でも (I) とよく似た方程式が導かれ、磁場の不規則的な反転が示され、その振舞いも Lorenz attractor によく似ていることが報告されている (Cook *et al.*, 1970). ところが、modified single disc dynamo のモデル (Robbins, 1977) では、Lorenz system (I) そのものが導かれる. このとき、 X はコイルの電流、 Y は disc の動径方向の電流、 Z は disc の回転角速度に対応する. 外部強制は disc に与えられたトルクである.

Lorenz 系は、しばしば $Z-C-Z$ (C は定数) と変換した式で与えられることがあるから注意を要する. Pedlosky *et al.* (1980), Haken (1978), Robbins (1977) の文献がそうである.

文 献

- Cook, A.E. and P.H. Roberts, 1970: Proc. Camb. Phil. Soc., 68, 547.
 Haken, H., 1978: Synergetics (Springer), §12.2.
 Lorenz, E.N., 1963: J. Atmos. Sci., 20, 130.
 Ott, E., 1981: Rev. Mod. Phys., 53, 655.
 Pedlosky, J. and C. Frenzen, 1980: J. Atmos. Sci., 37, 1177.
 Rikitake, T., 1958: Proc. Camb. Phil. Soc., 54, 89.
 Robbins, K.A., 1977: Math. Proc. Camb. Phil. Soc., 82, 309.
 York, J.A. and E.D. York, 1979: J. Stat. Phys., 21, 263.
 _____, 1981: Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence, ed. H.L. Swinney and J.P. Gollub (Springer), Chap. 4.

第2部 不安定論

熱対流と分岐—Bénard 対流

山田 道夫*

水平な流体層を下側から熱するとき見られる対流は、上下境界の温度差によって、静止、ロール状、六角柱セル状など様々な形態を示すことが知られている. この現象

は、Bénard や Rayleigh の昔から研究されていたが、近年分岐現象の典型例として再び脚光を浴びてきた (木村竜治, 1971; Busse, 1981a; Busse, 1981b). 分岐理論の立場から見ると、対流現象の特徴は一連の分岐系列が観測できる点にある. これは系の対称性が低下した小さな容器内において特に著しい. この理由から最近では小さな容器内での高精度の実験研究が盛んに行われ、多くの興

* Michio Yamada, 京都大学理学部物理学教室.