

対流実験の系譜*

木村 竜 治**

1. これからの対流実験

最近、気象学会の力学のセクションで、室内実験についての研究発表が、毎回、1つ2つ行なわれる。実験の内容は対流現象を扱ったものが多く、回転する容器に入れた液体の対流運動であるとか、浮力を持った空気塊の上昇運動であるとか、容器の底を一様に加熱した時に生ずる対流運動などが、よく扱われるテーマである。

当然のことながら、容器に入れた流体の運動は、大気の運動とはなはだ異なっている。気象学が自然現象を研究の対象とするのであれば、直径1mにも満たない水槽内の流体の問題を気象学会で発表するのは、場違いというものであろう。事実、過去の気象学会では、場違いの雰囲気が無きにしもあらずであった。

それにもかかわらず、この種の室内実験の報告が気象学会で行なわれるのは、なぜであろうか。それは、相似律の思想があるからである。

大気の運動は、流体力学の方程式に従う。大気の運動を表す物理量を、着目する現象に合わせた適当な単位を用いて書きなおすと、大気の運動を表現する方程式の中には、大気現象固有の長さ、時間、速度などの大きさが生の形で現れずに、それらの量が組み合わされた無次元量として、いわば、大気固有の特徴が押しかためられた形で方程式の中に局部的に現われ、その他の場所には現われないのである。一方、実験室内の流体の運動も流体力学の方程式に従う。そこで、実験室内の流体の運動を特徴づける量も、無次元量で表わして、しかも、その値を、大気現象を特徴づける無次元量の値と等しくしておけば、実験室内で生ずる流体の運動は、大気の運動と

相似になる、というのが、相似律の思想である(詳しくは、気象学ハンドブック(1959)の第12章、鈴木(1955)、Fultz(1961)を参照されたい)。

シカゴ大学のフルツ(Fultz)は、相似律を裏付けにして、大気大循環のモデル実験を行なった。彼の実験室は、計算機による数値シミュレーションが行なわれる前は、気象力学の研究として、隆盛を窮めたといわれる(Fultz 1959)。

しかし、室内において大気の運動を再現することは、おのずと限界がある。容器の壁が大気の状態と対応しない点、地球の中心に向かう重力場が表現できない点などは、相似律では、いかんとも処理しがたい。加えて、近年、電子計算機と気象観測技術の進歩があいまって、大気の運動のメカニズムが相当詳しくわかってきた。自由大気の運動を再現する、という点では、大型計算機による数値モデルの方が、流体を使うモデルより、はるかにすぐれている。従って、少なくとも自由大気中の大規模現象に関しては、相似律を基礎にしたモデル実験が、大気の研究に役立つ時代は、もう終わったと考えてよいであろう。

それでは、現在の気象学会において、流体実験を行なう意味は何であろうか。現在行なわれている実験は、いずれは、数値シミュレーションにとって変えられる運命にあるのであろうか。それとも、流体実験は、これからの気象学の発展に役立つ可能性を持っているのであろうか。

もしも可能性があるとすれば、流体実験の役立つ面は、70年代の気象学の動向とかかわりあいがあるはずである。そこで、特に関係すると思われる気象力学の動向を考えるに、複雑化と単純化の2つの方向へ発展することが期待される。複雑化とは、気象観測技術の進歩と、観測網の充実によって、大気の状態が、益々詳しく記述

* A Review of Laboratory Experiments on Convective Motion.

** R. Kimura 東大海洋研究所
—1971年9月2日受理—

されるであろうということ、さらに、計算機による手のこんだシミュレーションによって、相当細部にわたるまで、大気の状態が、数値的に再現できるであろうということである。単純化とは、いろいろの要因がからみあって生じている大気現象をときほぐして、なるべく単純な言葉で、統一的、一般的に、そのメカニズムを記述しようとする動きである。いいかえれば、気象力学を流体力学へ還元する動きといえるであろう。

厳密科学としての流体力学の過去の発展をふりかえると、手法としては数字、応用としては、航空、機械、土木などの工学と結びついて発展してきた傾向がうかがえる。人類がこの世に現れてこの方、誰もがお世話になってきた流体——大気と海洋——が、流体力学の発達的主要な原動力になっていない点は、はなはだ奇妙に思える。しかし、これは当然のことで、実証を重んずる科学においては、大気や海洋のような、運動の実体が良くわからない対象は、手のつけようが無かったのである。

しかし、現在では大気や海洋に対する自然認識が大いに進み、これらの対象を流体力学的にとらえられる段階になった。駒林氏の表現（気研ノート、1971）を借れば、気象学は、石器時代から金石併用時代に踏みこんだのである。

この動きは、最近、地球流体力学（Geophysical Fluid Dynamics, 以下 GFD と略す）という言葉をも、よく耳にすることからも伺える。アメリカの NOAA には、GFD を冠した研究所があり、イギリスでは、昨年 GFD なる学術雑誌が発刊された。日本でも、小規模ながら、東大地球物理教室の海洋学教室と気象学教室の有志が、GFD 研究会を開いている。

GFD とは何か、はっきりした定義があるわけではないが、上に述べた気象学の単純化の方向への発展と関連することは確かである。GFD は、言葉の上からいえば、地球に関連した流体力学であるが、その含む内容からいえば、地球に限らず、他の惑星、恒星を含むすべての自然流体系を対象とする。その本質は、圧縮性、粘性、成層、乱れなどの性質を持つ流体が、重力場、回転、境界におけるマサツなどの外部条件を与えられたときに、どのような性質を示すか調べることにあり、といえるであろう*。この分野は、従来の流体力学では、扱い方の困難さの故に、十分に研究されていない領域である。しかし、大気や海洋の運動のメカニズムを調べることに密接

に関連した学問領域であり、地球科学の方面から、あらゆる研究手段を使って調べることが、要求されているのである。

70年代の気象学に流体実験を生かす道は、まさにここにあると思う。GFD 実験は、これまでのモデル実験の一部として含むのみならず、自然現象の再現にとらわれずに、広いパラメーター空間内の流体の性質を調べることが目的とする。現在の日本の計算機の事情を考えると、特にエコノミーの面から、数値実験は、特性のパラメーターの下での運動を詳しく調べるのには向いているが、広いパラメーター空間内について調べるのには、室内実験の方が有利な場合が多いのである。

さて、以上は、GFD 実験一般についての話であるが、現在の気象力学の動向から見て、GFD の中でも、対流現象に関する基礎的研究は、今後、益々さかんになることが予想される。これに関連して、GFD 的な対流実験も、気象学の分野で、益々行なわれることになるであろう。

この解説の目的は、これから GFD 的な対流実験を始めようとする方に対し、過去の対流実験の発展の流れを紹介して、参考にしていただくということにある。

2. 対流実験の基本的な問題

GFD という名こそつかないが、これまでにも GFD 的な対流実験は、数多くなされている。それぞれの実験は、それぞれ独自の工夫をこらして行なわれているが、全体をながめて見ると、いくつかの基本的な問題があって、その流れにそって、実験が発展していることがわかる。もちろん、どの流れにもそわない実験もあるが、それは、単発的なもので、後の発展を伴わない場合が多い。

これまでに行なわれた対流実験の基本的な問題としては、次の5つをあげることができる。

1. ベナール (Bénard) 型対流
2. ベナール型対流の変形
3. エクマン (Ekman) 層内の二次流れ
4. プリューム (plume) およびサーマル (thermal)
5. 水平温度傾度のある回転流体の対流

ベナール型対流とは、流体層の下面を熱し、上面を冷した時に生じる対流で、対流運動のもっとも単純な型として、多くの研究がある。

ベナール型対流の変形とは、ベナール型対流に、回転、流れなどの別の要因を加えた時の対流運動を調べるもので、シアのある流れの中の対流、流体の一部に安

* GFD については、廣田氏 (1970) のコンパクトな解説がある。

定層のある場合の対流など、気象学的にも興味ある内容を含んでいる。

エクマン層内の二次流れとは、エクマン層内の流れが力学的不安定を起して生ずる、ロール状の二次流れのことで、熱対流ではないが、下層大気中の対流現象に関連して、GFD的研究が行なわれている。

ブリュームとサーマルは、浮力をもった流体のかたまりのことで、積雲のモデル実験として、従来から多くの実験が行なわれてきた。

水平温度傾度のある回転流体の対流とは、いわゆるdish-panの実験のことで、大気大循環のモデル実験として、精力的に研究が進められてきた。

以上、5種類の実験について、これまでに行なわれた主要な実験をふりかえり、実験的研究の発展の流れを跡づけるのが、最初の目的であったが、準備と紙面の都合で、この稿では、ベナール型対流に関する、最初の2つの基本型のみ扱うことにする。なお、この解説は実験的研究が中心なので、理論的研究については、実験との関連が深いもののみを触れたにすぎない。対流理論のレビューは、近藤氏(1971)が行なっているので、あわせて参考にしていただければ幸いである。

3. ベナール型対流

3.1 研究の発端

対流運動は、熱伝達の一形式として、既に前世紀から研究されていたが、現代の対流研究の基礎を与えたのは、ベナール(Bénard, 1900)の実験である。彼は、水平金属板上に、厚さ数ミリの流体(鯨ロウ、またはパラフィン)の層を作り、底から一様に加熱した時に生ずる流体の運動を観察して、次の結果を得た。

B 1) 上下の温度差がある値を越えた時に、はじめて、対流運動が生じる。

B 2) 対流運動が生じはじめる温度差は、流体の粘性と関係がある。

レーリー(Rayleigh, 1916)は、この実験に興味を持ち、ベナールの観察結果を、理論的に説明しようと試みた。レーリーの理論は、Jeffreys(1926, 1928), Low(1929), Pellew and Southwell(1940)などによって発展させられ、一般的なものとなった。(初期の線型理論については、Saltzman(1962a)参照)。これらの線型理論では、次のような理想化した系を考える。

R 1) 流体層は厚さが一定で、水平方向に無限に広がっている。

R 2) 流体の上下の境界における温度は水平方向に一様

で、かつ、時間的に一定に保つ。

R 3) 流体の物性定数は、温度によって変化しない。

このような条件の下での対流安定性を調べたところ、次のような結果が得られた。

R 4) このような系の流体の安定性は、

$$Ra \equiv \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\kappa \nu} \quad (1)$$

(α =体積膨張率, g =重力加速度, ΔT =流体層の上下の温度差, d =流体層の厚さ, κ =温度伝導率, ν =運動学的粘性率)で定義される無次元量(レーリー数と呼ばれる)に支配される。

R 5) 流体層の上下の境界が固体の平面に接している場合は、 $Ra=1708$ 以上になると、流体は不安定になって対流運動が生じる。

R 6) 対流運動は、上昇流と下降流が交互にならぶセル状の循環で、1波長(上昇域と隣の上昇域との間隔)の長さは、流体層の深さの、約2倍である。

かくして、ベナールの実験は、線型理論でめでたく説明されたのである。そのみならず、線型理論は、R 5)の結論によって、さらに定量的な実験が行なわれるきっかけを作り、これから先、今日に至るまで多くの研究が行なわれることになる。この種の対流が、ベナール型対流、またはベナール=レーリー型対流と呼ばれる所以である(Chandrasekhar, 1961参照)。

3.2 臨界レーリーの検証

線型理論によって、対流が生じるのに必要な最小の Ra (臨界レーリー数 $\equiv Rc$)が予言されたのであるが、ベナールの実験は、この値を検証する程精密ではなかった。そこで、臨界レーリー数を検証する実験が、1930年代に、精力的に行なわれた。

対流運動は、流体内の鉛直熱輸送量を促進する。流体の内部が見えない時には、対流が生じると、流体の熱伝導率が大きくなったような感じを与える。そこで、流体に与える熱の供給量と、流体層の上下の温度差を押さえおけば、流体の内部を見なくても、対流が生じているかどうかはわかるはずである。Schmidt and Milverton(1935)は、この性質を利用して、臨界レーリー数を実験的に求め、

$$Rc = 1770 \pm 140$$

なる結果を得た。

後になって、Silveston(1958)は、熱輸送量と Rc の関係調べ、

$$Rc = 1700 \pm 51$$

なる結果を得た。この実験によって、線型理論の結果は

見事に検証され、臨界レーリー数の基本的な問題は落着いた。

同じ年に、Malkus and Veronis (1958) は、有限振幅の対流理論を発表し、これ以後、ベナール型対流に、二次的な効果加わった場合の、有限振幅の理論が次々と発表された。すなわち、回転が加わる場合 (Veronis, 1959)、流体の密度の変化が温度に比例しない場合 (Veronis, 1963)、温度の他に塩分による成層が加わる場合 (Veronis, 1965)、物質定数が温度に依存する場合 (Busse, 1967 a)、流体の温度分布が曲線的な状態で保たれる場合 (Krishnamurti, 1968) などである。これらの有限振幅の理論は、いろいろの場合を扱っているのにもかかわらず、結論は、奇妙に一致している。すなわち、上に述べたような二次効果が加わると、

- F 1) 有限振幅の擾乱に対する臨界レーリー数は、無限小振幅の擾乱に対する値よりも小さくなる。
- F 2) 臨界レーリー数付近の対流運動は、周期的に変動する性質を持つ。

Krishnamurti (1968)、Caldwell (1970) は、この点の実験的検証を試みているが、臨界状態の実験は、はなはだ微妙な技術が要求されるので、F 1)、F 2) が十分に検証された、といいかねるのが現状である。

3.3 臨界レーリー数付近の対流セルの形

ベナールは、1900年に発表した論文の中で、六角形の対流セルが蜂の巣状に配列している印象的な写真を示した。レーリーも、この写真に刺激されて、対流の理論的研究を始めたのだと思う。しかし、線型理論の結果は、セルの形については、何ら解決を与えなかった。線型理論は、単に、対流セルの縦横比を与えたのみで、セルの形については、二次的なロール、三角形、四角形、六角形、どれでも解となり得たのである。

「対流セルは六角」という印象があまりに強かったためか、ベナールに続く実験は、対流セルの形については、あまり扱われなかった。

セルの形を主題とした実験が行なわれ始めたのは、有限振幅の理論が出た後のことである。というのは、有限振幅の理論によって、はじめて、対流セルの形を理論的に議論できるようになり、これに刺激されて、実験が行なわれたからである。

Malkus and Veronis (1958) の理論は、「対流セルは六角」という常識に反して、臨界レーリー数付近では、ロール状セルが生じる、という結論であった。Koshmieder (1966) は、この点を検証する実験を行ない、次の

結果を得た。

- K 1) 流体の上面が空気に接していると、六角形のセルになる (第1図 a)。
- K 2) 空気に接していない時は、円筒容器内の対流セルは、同心円型ロールになる (第1図 b)。
- K 3) 正方形の容器内の対流セルは四角形になる。そこで、彼は、次のように考えた。
- K 4) 六角形のセルは、Pearson (1958)、Nield (1964) が扱ったような、表面張力の効果に依る。
- K 5) 表面張力の効果が働かない場合は、対流運動が自発的にセルの形を決めるのではなくて、容器の形によって、セルの形が決定される。

この実験とほぼ時を同じくして出された有限振幅の理論は、次のように主張した。

- F 3) 流体の物質定数が温度によって変化する場合には、まず六角形のセルが生じ、 Ra が大きくなると、ロールに変化する。(Segel, 1965)。
- F 4) 流体の温度分布が曲線的な状態で保たれる場合は六角形のセルが生じる (Krishnamurti, 1968)。

Somerscales and Dougherty (1970) は、F 3) の検証を実験的に試みて、次の結果を得た。

- SD 1) 流体の物質定数が温度によって変化する場合には、六角形のセルが生じるが、六角形のセルが生じる前に、容器の壁付近からロール状対流が生じて、消える場合がある。
- SD 2) Koshmieder (1966) の実験は、十分定常に達していない状態を観察したと思われる。

これで現代まで来てしまったのであるが、現状では、対流セルの形について、次のようにいえそうである。すなわち六角形セルは、表面張力、物性定数の温度依存性などの二次効果によって生じるもので、特に、対流セルの属性ではないと、R 1)~R 3) を満足するような、基本的な系では、臨界レーリー数付近でロール状の対流が生じる、と考えるのが妥当であろう。

3.4 有限振幅における対流セルの水平スケール

対流運動が非常に弱い場合は (対流運動の振幅が非常に小さい、という表現を使うのであるが)、線型理論が適用できて、セルの水平スケールは理論的に求まり、実験結果と一致する。しかし、対流運動の振幅が大きくなった場合には、線型理論はあてはまらない。そこで、2つの問題が生じる。

- 1) Ra が大きくなると、セルの水平スケールは大きくなるのか？ それとも小さくなるのか？

2) さらに根本的な問題として、有限振幅の対流セルのスケールは、どのような力学的要因によって決定されるのであろうか。

特に、2)の問題は、気象力学と関連が深い。というのは、積雲の上昇域の面積が、大規模な運動に対する積雲対流の効果を考える上で、重要なパラメーターとなるからである。できれば、上昇域の面積を、観測の容易な物理量から演繹して決定したいのであるが、現在の所、自然が何を根拠に積雲の上昇域の面積を決定しているのか定かでない。積雲モデルの中には、積雲による鉛直熱輸送量が最大になるという条件を置いて、上昇域の面積を決定しているものもある (Asai, 1967) が、はたしてこのような条件は正しいのかどうか、というような点を、積雲対流よりはるかに単純なベナール型対流で調べてみるのは、積雲モデルを考える上で、参考になるからである。

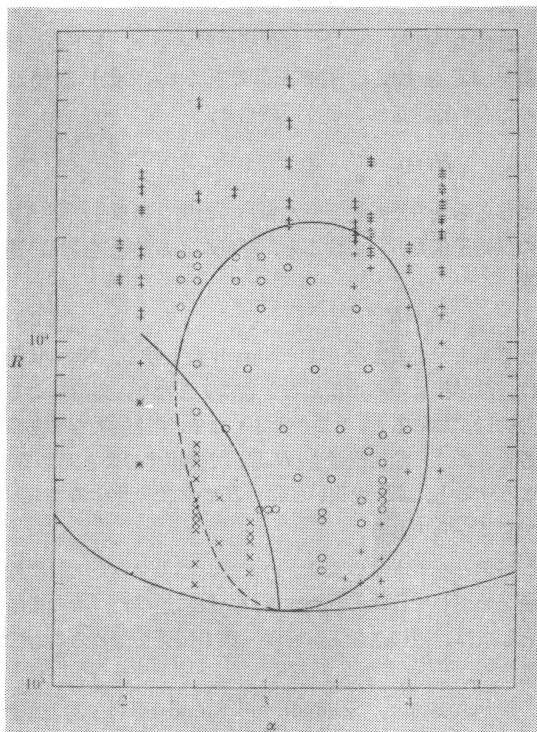
話をベナール型対流にもどす。2)の問題に関しては、Snyder (1969) がレビューを行なっている。それによると、水平スケールを決定する要因として、次の2つの説がある。

- S 1) 運動方程式自身は、水平スケールを決める能力を持たない。水平スケールは、変分法の原理によって定まる。極値をとるものとしては、
- イ) 熱輸送を最大にする
 - ロ) 温度傾度の二乗平均を最大にする
 - ハ) エントロピーの増加率を最小にする
 - ニ) 粘性消散率を最小にする
- などの案がある。
- S 2) 運動方程式自身によって、実現できる水平スケールの範囲が与えられる。その範囲の中の1つのスケールが選択されるわけであるが、実現するスケールは、その系の過去の履歴が決定する。

Snyder 自身は、クエット (Couette) 流の不安定性について実験を行ない、S 2)の方が本当らしい、と述べている。回転クエット流の不安定は、ベナール型対流の不安定性と、非常に良く対応するので (Veronis, 1967), Snyder の議論は、熱対流の問題に適用して良いであろう。S 1), S 2) を実験的に検証するのは、むずかしいと思うが、Chen and Whitehead (1968) と Ogura and Tsu (1970) は、この問題に関連した実験を行なっている。両者とも、まず任意のスケールを持った対流セルを強制的に作り、その後、強制する原因をとりぞいで、最初に与えたスケールがそのまま生残るか、それと

も、別のスケールに変化するのか、という点を観察している。結果は、両者とも同じで、線型論によって得られる水平スケールに近いセルを作れば、生き残るが、極端に横長や縦長のセルを作ると、自然に変化して、線型論に近いスケールに落ち着く。結果的に、セルのスケールは、ある範囲の中に入るのだが、その範囲の中のどのスケールに落ち着くかまでは実験的にコントロールできないので、その範囲が、実験誤差によるものか、S 2) という範囲なのか、なんともわからない。

話が逆になったが、1)の問題は、実験的に簡単に実証できそうに思える。ところが、さにあらず、まだ十分にわかっていないのである。Saltzman (1962b), Herr-



第2図：実験によって得られた、ベナール型対流の水平スケールとレーリー数との関係。縦軸はレーリー数。横軸は、水平スケールを流体層の深さによって無次元化した波数(α)で表わしたもの。白丸は、ロール状セル、それ以外の記号は3次元的なセルを表している。(Busse and Whitehead, 1971), 図中の下側の曲線は、臨界レーリー数と波数の関係を表す曲線(レーリー曲線)。実線で囲んだ領域は、Busse (1967b) の有限振幅の理論によって得られた、ロール状対流が安定に存在できる領域を表す。

ing (1963, 64) の数値実験によると, R_a の増加と共にセルの水平スケールは小さくなる傾向がある. 一方, Deardorff and Willis (1965 a), Koshmieder (1966) の室内実験では, セルの水平スケールが大きくなる傾向が得られた. Ukaji and Sawada (1969) の室内実験では, 小さくなる傾向が見られる. 最近では, Busse and Whitehead (1971) がこれに関連した実験を行なっているが, セルの水平スケールは, R_a が増加すると, 大きくなる場合も小さくなる場合もあって, 一定の傾向が見られない. 彼らの結果を第 2 図に再録する. なお, この問題に関連した数値実験を, Lipps and Somerville (1971) が行なっていることをつけ加えておく.

3.5 熱輸送量とレーリー数との関係

流体の熱伝導率を k , 流体層の厚さを d , 上下の温度差を ΔT とすれば, 熱が伝導のみによって伝わる場合の鉛直熱輸送量は, 単位面積当たり,

$$H_c = k \frac{\Delta T}{d}$$

で与えられる. 対流運動が加わった場合の単位面積当りの熱輸送量を H とすると, 対流による熱輸送量は, 通常,

$$Nu = H/H_c \quad (2)$$

なる無次元量で表現して, Nusselt 数と呼ぶ. Nusselt 数は, 熱が伝導のみで伝わる時に 1 となり, 対流による熱輸送が加わると, 1 より大きくなる. 実験結果をまとめるときには, 熱輸送量を $NuRa$ で表現することがある. こうすると, ΔT を用いずに, H を無次元化することができるからである.

ベナール型対流の実験が, まず, 臨界レーリー数の検証をめざして行なわれたことは, 既に述べた. 次の段階としては, 熱輸送量とレーリー数の関係を求めることであろう.

最初の実験は, Schmidt and Saunders (1938) によって行なわれた. 彼らは, 水を用いて, $NuRa$ と R_a の関係を, レーリー数が, 臨界値 (R_c) から, $80 R_c$ 付近まで求め, 同時に, 光学的な手段で, 対流運動の変化を側方から観察した. その結果によると, $R_a = 26 R_c$ 付近で, 対流は乱流状態になり, これに対応して, 熱輸送量の増加率が急に増す傾向があるが, 著者は, この点に自信がなかったのか, 論文のグラフでは, 熱輸送量の変化を, なめらかな曲線で表現している.

Malkus (1954 a) は, この点を確かめるために, $R_a = 10^6 (=585 R_c)$ までわたって, $NuRa$ と R_a の関

係を求めている. そして, 熱輸送量の変化は, R_a と共になめらかに増加するのではなくて, 折れ線になることを見出した. 彼は, $R_a = 32 R_c$ 付近での折れ曲りが, Schmidt and Saunders の結果と対応すること, この他にも, レーリー数が増加すると, 熱輸送量を表す曲線が折れ曲がる点があいくつもあること, さらに, $R = 6 R_c \sim 17 R_c$ 付近でも, 折れ曲がるらしいが, この点は, はっきり確認できなかったことを報告している. なお, Malkus は同じ年に (1954 b), 乱れた対流に関する独創的な理論を発表して, 乱れた対流の理論的研究の道を開いた.

Silveston (1958) は, いろいろの流体を用いて, 熱輸送量と R_a の関係を $R_a = 10^7 (=5800 R_c)$ に至るまで調べ, 熱輸送量曲線が, 流体の性質によらないこと. $R_a = 18 R_c$ 付近で折れ曲がること, $R_a = 18 R_c$ 以上では, Nu は $R_a^{1/3}$ に比例することなどを見いだした. $R_a = 18 R_c$ 付近の折れ曲りは, Malkus がはっきり確認できなかった点に対応すると思える. また, Nu が $R_a^{1/3}$ に比例することは, Malkus and Veronis (1958) の有限振幅の理論, Kraichnan (1962) の混合距離理論による結果と一致している.

最近になって, Krishnamurti (1970) が, 熱輸送量曲線の折れ曲りと, セルパターンの変化との関係を実験的に調べている. この実験は, Schmidt and Saunders (1938) が意図した所と同じであるが, 彼らが, 対流セルの水平パターンを観察できなかったのに対し, 彼女は, 巧妙な方法によって側方から水平パターンの写真をとることに成功している. その結果によると,

Kr 1) 少なくとも $R_a = 2.4 \times 10^4 (=140 R_c)$ までは, R_a と $NuRa$ との関係は, 折れ線で表現できる.

Kr 2) Nu が折れ曲る点は, (Pr が 50 以上の場合) $12 R_c$, $35 R_c$, $150 R_c$ であり, $12 R_c$ は Silveston の実験結果と, $35 R_c$ は Malkus の実験結果と対応している.

セルパターンの変化については, 次節で述べよう.

3.6 対流セルとレーリー数の関係

レーリー数が臨界値に近い状態のセルの形については, 3.3 で述べた, レーリー数が大きくなると, セルの形は, どのように変化していくのであろうか. この問題は, 乱れた対流の発生と関連して, Schmidt and Saunders (1938) 以来, 綿々と研究が続いている.

Schmidt and Saunders (1938) は, 水と空気の両方の流体についてセルの乱れ具合を観察し, 水でも空気でも

も, $Ra=26Rc$ 付近から乱れた対流になることを報告している. この値は, 前節で述べた熱輸送量曲線が折れ曲がる点と一致している.

Willis と Deardorff は, 1965年から現在に至るまで, この問題を熱心に調べている. 最初の論文 (1965) では, 空気をういて実験を行ない,

W1) $R=3.7Rc$ 付近から, 対流運動に乱れが生じはじめ, $6Rc$ 付近で, 不規則な乱れが卓越するが, $88Rc$ になっても, 平均的には, 組織的な運動が残っている.

ことを報告している. 次の論文 (1967) では, 空気, シリコン油を用いて, 乱れが生じ始めるレーリー数が, 流体の性質を表すプラントル (Prandtl) 数 ($Pr = \nu/\kappa$) に関係するのかどうかを調べている. その結果,

W2) Pr が増加すると, 乱れは生じにくくなる.
W3) 層流から乱れた対流に移行する中間領域で, 規則的ではあるが, 時間的に周期的に変動する対流運動が現われる

ことを報告している. 第3の論文 (1970) では, W3) で述べた, 遷移状態で生ずる対流について調べ,

W4) 空気 ($Pr=0.71$) では, $3.4Rc$ で振動する対流が現れるが, シリコン油 ($Pr=57$) では, $59Rc$ になって, はじめて振動対流が生じる.

W5) この状態では, ロール状のセルの壁が, 左右に振動する.

W6) 振動の周期は, Ra の増加と共に速くなる, 結果を得た.

一方, 理論的研究においては, Busse (1967b) が, ガレルキン (Galerkin) 法を使って, 大きなレーリー数におけるセルパターンの安定性を調べ, $Ra=17.5Rc$ 付近で, ロール状対流は不安定になる結果を得た. これに対応する実験は, 前節で述べた Krishnamurti (1970) が行なっている. その結果は,

Kr3) $Ra=12Rc$ を境に, ロール状対流から3次元的なセルに変化する. この点で, 熱輸送量曲線が折れ曲がる.

Kr4) 振動する対流が生じ始める状態のレーリー数は, プラントル数によって変化し, $Pr=50$ 以上では, $Ra=35Rc$ 付近から, 振動する対流が出現するが, Pr の値が小さいと, もっと小さいレーリー数でも, 振動する対流が現れる. この点でも, 熱輸送量曲線は折れ曲がる

ことを報告している. Kr3) は Busse の理論と対応し

ている. Kr4) は, Willis and Deardorff の観察結果とよく一致している. 最近になって, Busse and Whitehead (1971) は, 初期条件をコントロールした実験を行なって, Kr3) と同じ結果を得た (第3図).

日本では, Ukaji and Sawada (1968) が, 熱輸送量と対流セルの水平スケールとの関係を実験的に調べ, 熱輸送量は, セルの水平スケールには, あまりよらないことを報告している.

3.7 乱れた対流

レーリー数が非常に大きくなると, 対流の流れは, 層流から乱流に移行する. 乱れた対流が生じ始めるレーリー数は, 流体のプラントル数に依存し, 空気 ($Pr=0.7$) では $6Rc$, 水 ($Pr=6.8$) では $100Rc$, プラントル数が100以上の流体では $600Rc$ 付近である (Krishnamurti (1970) の実験結果による). レーリー数がこれ以上の大きさになると, 対流運動は, 不規則な時間変動を示すようになる. 乱れが小さい場合には, 平均的には定常的な対流セルが存在するが, 乱れが大きくなると, 対流セルは不明確になり, ついには, 全く乱れた状態になる.

Croft (1958) は, シュリーレン法で, 空気の対流運動を観測し, $8Rc$ 付近でも, 臨界条件のセルの形とほぼ同じ形の対流セルが存在することを報告している. 上面の境界がない場合には, 下面の近くではセル状の流れが見られるが, 境界からはなれると, きこ雲状の上昇流になる. この様子は, Sparrow et al (1970) が行なった実験の写真 (第4図) によく表わされている. Townsend (1959) も, ふたのない容器で同様の実験を行ない, 底近くの境界層内の空気が暖められると, 集って, ひとかたまりとなって, 境界層から上昇することを報告している. この様子は, 下層大気の対流運動の形と似ているので (Hardy and Ott ersten (1969) は, レーダーで下層大気の対流現象の観測を行なっている), 乱れた対流の実験は, 大気境界層の現象と関連して, 研究が進められてきた.

興味の対象になるのは, 平均場の鉛直温度分布, 速度や温度の変動を平均場の物理量で表現することなどの統計的な問題である. ここでは, 乱れた対流の平均場の鉛直温度分布 $T(z)$ について, 理論と実験のからみあいを, 概括してみよう.

Priestley (1954) は, 分子粘性の影響を無視した次元解析的な議論で,

$$-\frac{dT}{dz} \propto z^{-4/3} \quad (3)$$

を導いた。

一方, Malkus (1954b) は, ① $\frac{dT}{dz}$ は高さによって符号を変えない, ② 熱輸送に寄与する, 運動の最小スケールが存在する, ③ 熱輸送を最大にする運動が実現する, という3つの前提条件を基に議論を展開して,

$$-\frac{dT}{dz} \propto z^{-2} \quad (4)$$

なる結論を導いた(乱れた対流の理論については, Howard (1964) のレビューがある)。

Croft (1958) は, (3), (4) のどちらが正しいのか調べるために, 空気を用いて実験を行なった所,

$$-\frac{dT}{dz} \propto z^{-1.5} \quad (5)$$

となり, どちらとも一致しない結果を得た。

Townsend (1959) は, ふたのない容器内の空気の対流を調べて, (4) を支持する結果を得た。

Kraichnan (1962) は, Priestley の理論を発展させて, 流体層を3つの部分にわけて考えた。すなわち①境界に接した, 分子粘性と熱伝導が卓越する層, ②分子粘性と乱れ, 熱伝導と対流とが共に重要である層, ③乱れと対流が卓越する層, の3つである。彼は, ③の領域では, (3)がなりたつが, ②の領域では(4)がなりたつことを示した。しかし, ②の領域は, 厚さが限られているので, Townsend (1959) の結果を説明するには至らなかった。

一方, Myrup (1967) は, 南カルフォルニアの乾いた湖底を利用して, 無風で, かつ, 地面が強く熱せられた時の, 鉛直温度分布を測定した。その結果は(3)を支持するものであった。論文の著者は, Townsend の結果と一致しないのは, 外野では, 無風といえども弱い風があるためであろうと述べている。

Deardorff and Willis (1967) は, Townsend と同様の実験を, ふたのある容器で行なっているが, z の指数は, 高さによってなめらかに変化して, (3), (4), (5) いずれが正しいともわからない結果であった。乱れた対流の平均の温度分布という, 単純な問題でさえ, これだけ多くの理論的実験的研究が行なわれて, いまだに結着がつかないのである。自然の本質にせまるということは, なんとむずかしいことであろうか。

4. ベナール型対流の変形

流体層の上下方向の対流不安定に別の要素が加わった

場合の問題を総称して, ベナール型対流の変形と呼ぶことにする。二次的要素としては, いろいろのものがあって, 一般には相互に関連がないから, この節では, これまでに行なわれた実験の中から, 代表的なものを選んで, トピックス的に述べざるを得ない。

二次的要素としては, 流れ, 回転, 成層の効果の3つを選ぶ。流れの中の対流運動については, 1930年代以降, 現在に至るまで, 多くの実験が行なわれ, 1つの『系譜』をなしている。回転系におけるベナール型対流については, 系譜をなす程の実験は行なわれていない。成層の効果とは, 流体層の密度が高さの一次関数ではない場合の問題で, いろいろな実験が行なわれている割には, 知識がまとまっていない。まずは, 流れの中の対流の話から始めよう。

4.1 流れの中の対流

流れがあるといっても, 全体が一樣の流れであれば, 流れに乗って見れば流体は静止しているわけで, 流れがない場合の対流と同じである。流れの効果が出てくるのは, 流れが場所によって変化している場合, すなわちシアのある場合である。その中でも, 特に, 鉛直方向にシアのある場合の実験が多く行なわれてきた。

流れの中の対流現象を, 最初に報告しているのは, 恐らく寺田寅彦 (1928) ではないだろうか。この論文に先だつ10年以上も前に, 彼は, 次のような事実を発見した。底の平らな容器に, アルミニウムの粉末を分散させたアルコールを入れて, 厚さ1mm程の層を作る。容器を少し傾けると, アルコールの層は, 低い方へ流れるが, この時, 液の表面に, 流れの方向に沿って, アルミ粉末の縞模様ができるのである。縞の間隔は, 等間隔で, 層の厚みにほぼ等しい。彼は, いかなる原因でこのような縞ができるか, ということに興味を持ち, 顕微鏡を用いて流れを観察している。1928年の論文は, この現象をさらに詳しく調べたもので, 縞模様が, アルコールの蒸発によって生ずるロール状の対流運動を表していることを報告している。この点を確かめるために彼は, 水の流れを底から加熱して, 同じ現象が生ずることを示す実験も行なっている。

しかし, 不幸なことに, この観察がきっかけになって, 流れの中の対流の研究が大いに進む, ということにはなかった。割合定性的な実験が, 独立して, いくつも行なわれているのである。Graham (1933) も, 寺田とほぼ同じ現象を報告している。寺田と異なる点は, 流れを作る方法が, 寺田が水を吸引して流れを作ったのに対

し、液層の上面の境界をひきずって、流れを作っている点である。Chandra (1938) は、Graham よりも、さらに精密（とはいっても多分に定性的であるが）な実験を行なっている。彼は、シアーが小さいと、横に並んだロール（ロールの軸が流れの方向に直角のロール状対流）ができるが、シアーが大きくなると、縦に並んだロール（軸が流れの方向と一致する）になることを報告している。この実験が、気象学の研究室において、行なわれている所を見ると、実験の発想は、バンド状の雲から来ているのであろうか。この実験とは独立に、Kuettner (1959) は、雲のバンド構造が、風の鉛直シアーによって生じることを報告している。その中で、彼は、シアーの強さが高さと共に変化する効果の重要性を指摘している。一方、Tsuchiya and Fujita (1967) は、気象衛星の写真を用いて、バンドの方向と風の鉛直シアーの関係を求め、Chandra の実験と同じ結果を報告している。

流れの中の対流の理論は、実験結果の説明というよりは、バンド状の雲を説明しようとして試みられた (Kuo, 1963)。しかし、Kuo の線型理論は、方程式を大気現象にあわせてために、粘性項の扱いが近似的であった。その後、Gallagher and Mercer (1965)、Deardorff (1965 b)、Ingersoll (1966 a)、Asai (1970) などによって、実験室内の現象にあわせた線型理論が作られた。鉛直シアーの大きさが、高さによらず一定であると仮定した場合の主な結果は次の通りである。

- L 1) 流れの中に生じるセル状の擾乱には、2種類ある。1つは、平均流によって流れざる擾乱で、実験によって観察されているもの。もう1つは、波数の大きな場合に現れるもので、一般流の平均流速と別の位相速度を持つ。
- L 2) 縦に並んだロール状対流が生ずる臨界レイリー数は、流れが無い場合の値に等しい。
- L 3) 横に並んだロール状対流に対する臨界レイリー数は、流れの無い場合の値に比べて大きくなる。すなわち、横に並んだロールに対して、流れは、擾乱を安定化させる作用がある。

最後の結果は、Chandra (1933) や Tsuchiya and Fujita (1967) の結果と相いれない。実験では、シアーの小さい時に、横に並んだロールが現れるのに対し、線型理論では、横に並んだロールより、縦に並んだロールの方が生じ易いと主張するのである。その理由を考えると、①理論では、無限に広がった流体層を考えるが、実験では、流体層の幅が限られている。長方形の容器に入

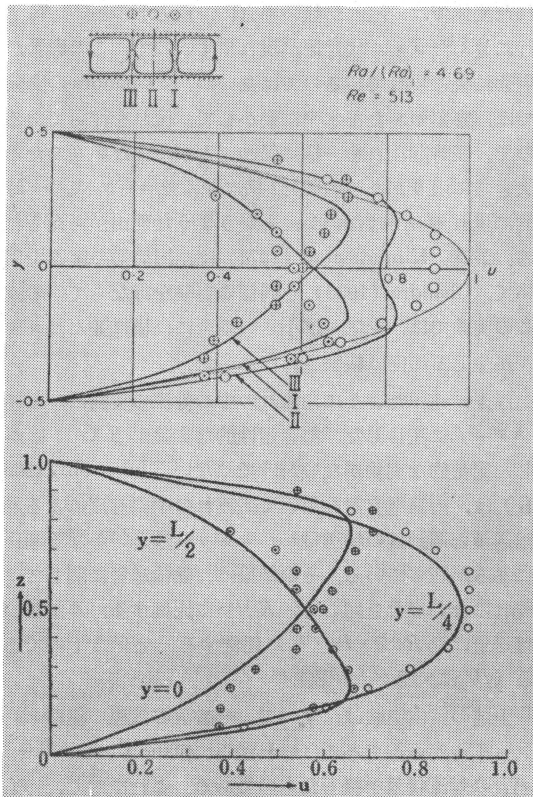
れた流体では、流れが無い場合に、長方形の短い辺に平行に並んだロール状対流が現れやすいので、この影響が実験結果に現れているのではないか、②Chandra の実験では、容器のふたを水平に動かして、流れを作っている。長時間流れを一様に保つことができない（ふたの大きさに限りがあるので）。横に並んだロールは、一時的に現れるのではないか、というような理由が考えられる。最近、Kimura et al (1971) は、円筒形の容器を用いて、Chandra (1933) と同様の実験を行なっている。この実験では、シアーが小さい場合に、横に並んだロールが生じる傾向は観察されなかった。

以上、述べたように、流れの中の対流の実験は、セルパターンに注目した、割合定性的な実験が多い。しかし、定量的な実験がないわけではない。Ingersoll (1966 b) は、円筒型容器を用いて、流れの中の対流による熱輸送量と運動量の輸送量が、レイリー数といかなる関係にあるか調べている。その結果は、熱輸送量に関しては流れのない場合と同じく、 $Ra^{1/3}$ に比例する。運動量の輸送量は、 $Ra^{1/3} \cdot Pr^{-1/2}$ に比例する、というものである (Pr はプラントル数)。

上述の室内実験は、すべて、一般流の流速の鉛直プロフィールが直線である（いわゆる、plane Couette flow）場合の対流現象を扱ったものである。これに対し、一般流の流速分布が、放物線である（いわゆる、plane Poiseuille flow）場合の実験も行なわれている。Mori and Uchida (1966) は、温度をコントロールした2枚の板を、風洞の中に水平に入れて、板の間で生ずる対流運動の様子を調べた。このような状態では、縦に並んだロール状セルができる。彼らは、ロール状セルの温度分布と流速分布を測定して、線型理論の結果と比較している。第5図の上のグラフは、対流によって変形された一般流の速度分布を、ロールの各部分で測定して、理論と比較したものである。第5図の下グラフは、Ogura and Yagihashi (1969) が、この実験にあわせた数値実験を行なって、実験結果と比較したものであるが、非線型方程式を数値的に解いた結果が、実験結果とよく一致していることがわかる。

4.2 回転系におけるベナール型対流

対流実験の基本的問題として、水平温度傾度のある回転流体の対流をあげたが、この節で扱う問題は、同じ回転流体でも、鉛直方向に温度傾度を与えた場合の話である。水平温度傾度を与えた場合は、気象学に関連して多くの研究があるが、鉛直方向に温度傾度を与えた場合の



第5図：ロール状対流が生じている plane Poiseuille flow の流速分布. 上図は、室内実験の結果を線型理論の結果と比較したもの (Mori and Uchida, 1966). 下図は、同じ実験結果を、数値実験の結果と比較したもの (Ogura and yagihashi, 1969).

研究は、あまり行なわれていない。その理由を考えるに、大気中では、鉛直方向の不安定の解消は、割合小さなスケールで起こるので、地球の自転の効果は、それ程きかないのである。自転の効果が顕著になるのは、水平スケールが1000km以上の現象であり、その場合には、鉛直方向の不安定を解消する運動よりは、南北方向の温度差を解消しようとする運動が生じるからである。

そういうわけで、回転系におけるベナル型対流は、気象現象に関連しては、特に興味深いというわけではないが、流体力学的には、おもしろい内容を含んでいる。この問題に対する無限小振幅の理論は、Chandrasekhar (1953), Chandrasekhar and Elbert (1955) によって作られ、有限振幅の理論は、Veronis (1959, 1966) によって作られた。無限小振幅の理論を検証する実験は、

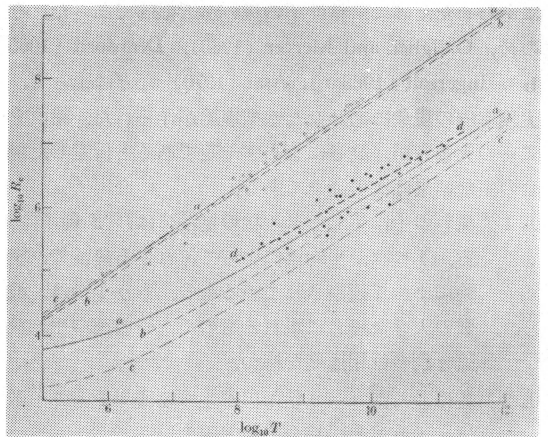
Nakagawa and Frenzen (1955), Fultz and Nakagawa (1955) によって試みられ、有限振幅の理論を検証する実験は、Rossby (1969) によって試みられた。回転系におけるベナル型対流については、Chandrasekhar (1961) の教科書によくまとめられているので、ここでは、この教科書に沿って、概略を述べるにとどめる。

回転がない場合のベナル型対流の性質は、上下の温度差を無次元量で表したレーリー数 (Ra , (1)式で定義) のみによって支配され、場合によって、流体の性質を表す無次元量、プラントル数 ($Pr \equiv \nu/\kappa$) に影響されることは、すでに述べた。鉛直軸のまわりの回転が加わった場合には、

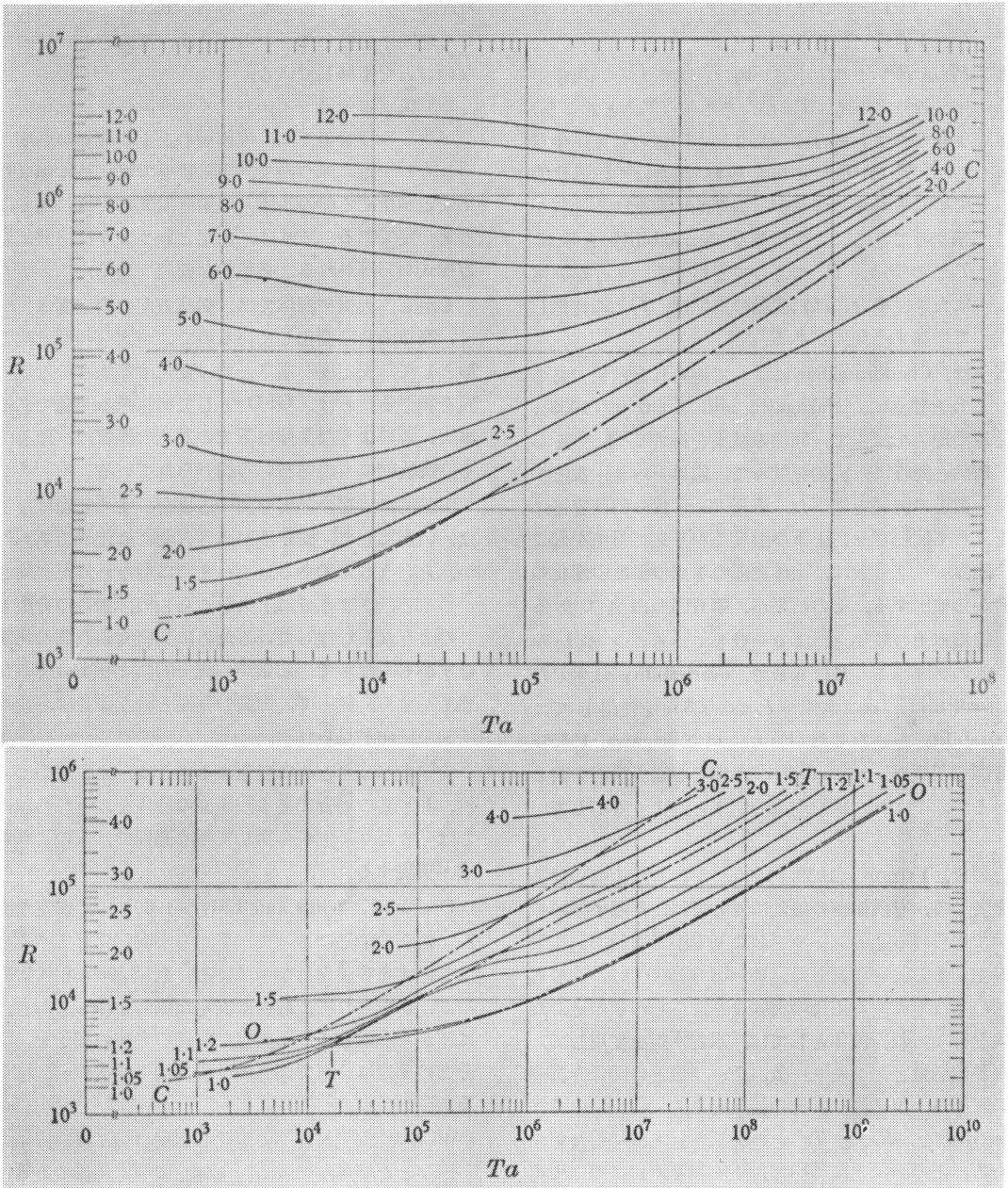
$$Ta \equiv \frac{4\Omega^2 d^4}{\nu^2} \tag{6}$$

で定義される、もう1つの無次元量、テーラー(Taylor)数を導入して、回転の効果を表すことにする。無限小振幅の理論によって得られた主な結果は、次の通りである。

L1) 回転は、対流を起こしにくくする作用がある。そ



第6図：回転系における臨界レーリー数(縦軸)とテーラー数(横軸)との関係。白丸は時間によって変化しないセルができる場合で、水を用いた実験の結果 (Nakagawa and Frenzen, 1955). 黒丸は、overstability が生じる場合で、水銀を用いた実験の結果 (Fultz and Nakagawa, 1955). 図中の曲線は d-d をのぞいて、線型理論によって得られた、臨界レーリー数とテーラー数の関係を表す。a-a, b-b, c-c は、それぞれ、境界条件が, both rigid, free-rigid, both free の場合。d-d は、実験結果から、最小二乗法によって求めた関係で、 $R_c = 3.22T^{0.85}$ を表す、この図は、Fultz and Nakagawa (1955) より引用した。



第7図：レーリー（縦軸）とテーラー数（横軸）の関数として表わした熱輸送量（Nusselt 数）の等値線。上図は水を用いた実験結果。下図は水銀を用いた実験結果。c-c, o-o は、線型理論の結果で、それぞれ、時間的に変化しないセルと overstability を表す臨界曲線。T-T は、overstability が不規則になる点で、実験から得られた曲線。Rossby (1969) による。

の程度は、 Ta と Pr の値による。 Ta が非常に大きい場合には、臨界レーリー数、 R_c は $Ta^{2/3}$ に比例して増大する傾向を示す。

L 2) Pr が、ある値(Pr^* とおこう)よりも大きい時は、臨界状態で生じる対流運動は、回転がない場合の対流と同様、時間的に変動しないセルが生じる。

P_r^* の値は、流体の境界条件によって変化するが、1に近い値である。

L3) P_r が P_r^* よりも小さい時は、おもしろい現象が生じる。もしも、 T_a が、ある値 (T_a^* とおこう) よりも小さい場合は、L2)と同様の対流が生じるが、 T_a が T_a^* よりも大きい場合は、臨界状態で生じる対流の強さが、周期的に変動する性質を示すのである。この現象を *overstability* と呼ぶ。 T_a^* の値は、 P_r によって変化する。 T_a が非常に大きい場合には、変動の周期は、 $T^{1/6}$ に比例して増加する傾向がある。

以上は、Chandrasekhar によって得られた結果であるが、これと独立に、Nakagawa and Frenzen (1955) も、線型理論を試みて、同様の結果を得ている。彼らは、理論と同時に、実験を試みて、臨界レーリー数とテラー数との関係を調べた。直径 30cm 程の円筒容器に水を入れて回転させ、上下の温度差を与えて対流を起こす。臨界レーリー数は、流体内部の1点の温度の変化の具合から検出する。その結果が、第6図の白丸であるが、線型理論の結果と、よく一致していることがわかる。水のプラントル数は6.8で、*overstability* は生じない。中川氏は、次に水銀 ($P_r \equiv 0.025$) を使用して、*overstability* を観察した (Fultz and Nakagawa, 1955)。第6図の黒丸が *overstability* が生じる臨界状態を表しているが、やはり、線型理論の結果と、よく対応している。

その後、Veronis (1959, 1966) が、有限振幅の理論を発表して、有限振幅の擾乱に対しては、無限小振幅の理論で得られる臨界レーリー数よりも小さな値で、不安定が生じることを予言した。Rossby (1969) は、この点を確認するために、中川氏の実験より、さらに手の込んだ実験を行なった。流体としては、水と水銀を使用して、鉛直熱輸送量と、レーリー数、テラー数との関係を調べたのである。第7図は、その結果をまとめたものである。上の図は水について、下の図は水銀について得られた結果である。図中の鎖線は、線型理論の結果で、c-c は、臨界状態における対流運動が時間的に変動しない場合の臨界状態、o-o は *overstability* が生じる場合の臨界状態を表す。図を見てわかるように、水の場合は、テラー数が大きい所で、水銀の場合は、小さい所で、理論的に求められた臨界レーリー数よりも小さい値で、対流不安定を起こしている。定性的には、Veronis

の理論の結果と一致しているが、Rossby は、さらに詳しく理論と比較して、水の場合は、理論との一致が良くないことを指摘している。

4.3 成層の効果

ペナール型対流では、流体層の上下の境界の温度を、それぞれ一定に保つので、定常状態では、基本場(対流不安定が生じる前の状態)の鉛直温度勾配は、高さによらず一定である。これは、仮定というよりは、熱伝導の方程式から導かれる、必然的な要請である。

しかし、大気や海洋では、鉛直方向の安定度は、一般に、高さと共に変化しているので、ペナール型対流の変形として、安定度が高さと共に変化する場合の対流の性質を調べることは、GFD として興味ある問題である。事実、このような条件の下での対流の性質は、理論的にも、実験的にも、いろいろ調べられている。

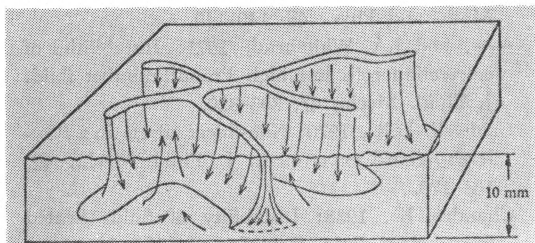
実験的に成層の効果調べる場合、まず問題になるのは、いかにして、安定度が高さと共に変化する系を作るか、ということである。これまでに行なわれた実験をながめると、さまざまに工夫をこらして、独自の方法で、このような系を作っているために、研究相互間の比較がむずかしくなって、知識が、統一的にまとまっていない感じがする。従って、知識の発展というよりは、並列的増加の傾向が見られる。

安定度が高さと共に変化する場合、まず思いつのが、非定常の場合である。等温の流体を、下から急に熱しはじめたり、上から冷して行く過程で、このような状態が実現する。

Deardorff, Willis and Lilly (1969) は、安定な大気が、地面の加熱によって、下から不安定化してゆく過程に対応する実験を行なっている。直径 50cm 程の円筒容器に、水を入れて、最初は安定な成層を作っておき、急に下から加熱して、不安定な成層の発達の様子を、温度分布の測定によって調べる。主な結果は次の通りである。

DWL1) 安定層と不安定化した層の境には、はっきりした境界ができる。上昇してゆく境界の高さは、下から与えられる熱輸送量、初期の安定度、および時間の関数として、定量的に表現することができる。

DWL2) 不安定化した層の上部境界近くで、平均温度が、初期の安定な状態より、低くなる層ができる。これは、対流運動による混合の結果、下部の冷い層が上部にもちあげられるためである。しか



第8図：水面からの蒸発によって生じる対流の模式図 (Berg et al, 1966).

し、もちあげられたことによって生じる位置エネルギーの増加は、下部で作られる運動エネルギーの1.5%程度である。

この実験は、流体を下から加熱した場合を扱っているが、上から冷した場合の問題に関しては、水面からの蒸発によって生じる対流に関連して、いろいろの実験が行なわれている。Spangenberg and Rowland (1961) は、シュリーレン法によって、蒸発によって生じる対流の様子を観察している。それによると、対流の水平パターンはセル状にならずに、表面の冷された層が、カーテン状になって、下へ落ちるような対流運動が生じる(第8図)。Berg et al (1966) は、同様の実験を、いろいろな液体を使用して行ない、水だけが、Spangenberg 等の観察したような、特殊の対流パターンを示すことを報告している。Foster (1965 a, b) は、理論と実験の両面から、蒸発による対流が生じる臨界レイリー数を求めようとしている。しかし、ベナール型対流と異なり、このような系では、レイリー数の定義に使用する、流体層の深さと鉛直温度勾配の値が、単純に与えられないので、レイリー数の定義が不明確になり、他の研究と比較しようとする場合に、釈然としない点が残る。Blair and Quinn (1969) は、蒸発による冷却ではなくて、強制的に水面を冷した場合の対流の様子を、やはりシュリーレン法で観察している。対流が生じ始める状態では、下降域がリング状になって下に落ちる点で、Spangenberg 等の観察結果と異なっている。

以上は、すべて、非定常状態の実験であった。これに対し、定常的な状態で、安定度が高さとともに変るような状態を作り出す試みが、いくつか行なわれている。

D 1) 水の密度が4°Cで最大になる性質を利用した実験
流体として水を使用し、下部を0°C、上部を4°C以上に保つと、4°C以下の層では、水の密度が上に行く程大きくなるので不安定な成層ができる。4°Cより上の層で

は、安定な成層になる。不安定な成層で対流が生じると、その影響は安定な成層まで伝わるであろう。このような対流を penetrative convection と呼ぶ。Veronis (1963) は、流体の密度が温度の2次関数で与えられるような系に対して、理論的に流体の安定性を調べ、このような系では、臨界レイリー数が、ベナール型対流の値よりも小さくなることを報告している。Townsend (1966) は、このような系を実験室に作り、不安定層でできた対流が安定層の中に突入する様子を観察している。Yen (1968) は、逆に、流体層の下部を4°C以上に保ち、上部境界に氷を使って、氷が溶けて行く場合の対流を観察している。この場合は、氷が一樣に溶けてゆかないで、上昇域の領域が、下降域の領域より早く溶けるために、対流パターンを表す凸凹が氷の表面にできる。しかも、流体層の深さが、時間と共に変化してゆくので、あまり単純な問題はなくなる。

D 2) 流体の内部から発熱させる実験

Tritton and Zarraga (1967) は、硫酸亜鉛の溶液に、直接電流を流して加熱した時に生じる対流運動を観察している。流体層の底は断熱壁として、上部境界の温度は常に一定に保つ。この時、流体の内部では、ほぼ一樣に熱が発生し、その結果、基本場として、放物線状の温度プロファイルが得られる。このような系では、セル状の対流が生じるが、セルの水平スケールが、流体層の深さの5倍程度になる結果が得られた。彼らは、気象衛星から観測された雲のパターンに見られるような、水平スケールの大きなセルは、成層の影響であろうと、推測している。この実験に対応する理論は、Roberts (1967) が試みているが、水平スケールが異常に大きいセルは、理論的には得られなかった。最近、Sasaki (1970) は、ベナール型対流の線型理論において、境界条件を工夫すると、水平スケールの大きなセルが生じることを報告している。

D 3) 流体層の上下の温度差を一定に保ったまま、上下の温度を変化させる実験

Krishnamurti (1968) は、流体層の上下の温度差を一定に保ったまま、上下の温度を一定の割合で上昇させてゆく場合の対流運動の性質を、理論と実験の両面で調べている。このような系では、流体内部の温度プロファイルは、常に曲線的に保たれている。彼女は基本場が曲線的な温度プロファイルを持つときは、臨界レイリー数付近で、六角セルが生じることを理論的に導き、この結果を実験で検証しているのである。

D4) 赤外線を流体に吸収させる実験

Whitehead and Chen (1970) は、流体層の上部境界を透明にして、上部の境界を通して上から赤外線で流体を加熱した場合の対流運動を、理論と実験で調べている。上部境界の温度を冷却水で一定に保ち、流体層の下部を低い温度に保つと、流体の上層のみ不安定な成層が生じて、下層は安定な成層になる。このような状態では、不安定な成層において、プリューム状の下降域が生じて、これが安定な成層に突入する、彼らの観察によると、プリュームは定常状態を保たないで、水平に動いたり、隣あうプリュームが合併したり、新たにプリュームが出来たりする過程をくりかえす。なお、同じような条件下の対流現象を Ogura and Yagihashi (1971) が、数値実験によって調べたが、やはり、時間的に変動する対流が生じる結果が得られた。

謝辞

筆者に、対流研究の道を開いてくださったイリノイ大学教授、小倉義光氏、同じ研究室にいて、特に理論的な面について有益な助言をたまわった近藤洋輝氏、原稿の草稿を読んでいただき、意味の不明確な点を指摘していただきました京都大学助教授、浅井富雄氏に心から感謝します。原稿の清書は、北登志子さん、引用文献のタイプは、松本淳子さんの手をわずらわせました。記して感謝の意を表します。

引用文献

- Asai, T., 1967: On the characteristics of cellular cumulus convection. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 251-260.
 —, 1970: Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow. *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 18-29.
 Bénard, H., 1900: Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Revue générale des Sciences pures et appliquées*, **11**, 1261-1271 and 1309-1328.
 Berg, J.C., M. Boudart and Andreas Acrivos, 1966: Natural convection in pools of evaporating liquids. *J. Fluid Mech.*, **24**, 721-735.
 Blair, L.M. and J.A. Quinn, 1969: The onset of cellular convection in a fluid layer with time-dependent density gradients. *J. Fluid Mech.*, **36**, 385-400.
 Busse, F.H., 1967a: Non-stationary finite amplitude convection. *J. Fluid Mech.*, **28**, 223-239.
 —, 1967b: On the stability of two-dimensional convection in a layer heated from below. *J.*

- Math. and Phys.*, **46**, 140-149.
 —, and J.A. Whitehead, 1971: Instabilities of convection rolls in a high Prandtl number fluid. *J. Fluid. Mech.*, **47**, 305-320.
 Caldwell, D.R., 1970: Non-linear effects in a Rayleigh-Bénard experiment. *J. Fluid Mech.*, **42**, 161-175.
 Chandra, K., 1938: Instability of fluids heated from below. *Proc. Roy. Soc. A*, **164**, 231-241.
 Chandrasekhar, S., 1953: The instability of a layer of fluid heated below and subject to Coriolis forces. *Proc. Roy. Soc. A*, **217**, 306-327.
 —, and D.D. Elbert, 1955: The instability of a layer of fluid heated below and subject to Coriolis forces, II, *Proc. Roy. Soc. A*, 231: 198-210.
 —, 1961: Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford University Press, 654 p.
 Chen, M.M. and J.A. Whitehead, 1968: Evolution of two-dimensional periodic Rayleigh convection cells of arbitrary wave-numbers. *J. Fluid Mech.*, **31**, 1-15.
 Croft, J.F., 1958: The convective regime and temperature distribution above a horizontal heated surface. *Quart. J.R. Meteor. Soc.*, **84**, 418-427.
 Deardorff, J.W. and D.E. Willis, 1965a: The effect of two-dimensionality on the suppression of thermal turbulence. *J. Fluid Mech.*, **23**, 337-353.
 —, 1965b: Gravitational instability between horizontal plates with shear. *Phys. Fluids*, **8**, 1027-1030.
 —, and G.E. Willis, 1967: The free-convection temperature profile. *Quart. J.R. Meteor. Soc.*, **93**, 166-175.
 —, and D.K. Lilly, 1969: Laboratory investigation of non-steady penetrative convection. *J. Fluid Mech.*, **35**, 7-31.
 Foster, T.D., 1965a: Stability of a homogeneous fluid cooled uniformly from above. *Phys. Fluids*, **8**, 1249-1257.
 —, 1965b: Onset of convection in a layer of fluid cooled from above. *Phys. Fluids*, **8**, 1770-1774.
 Fultz, D. and Y. Nakagawa, 1955: Experiments on overstable thermal convection in mercury. *Proc. Roy. Soc. A*, **231**, 211-225.
 —, 1959: Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions. *Meteor. Monographs*, **4**, 104 p.
 —, 1961: Developments in controlled experi-

- ments on large scale geophysical problems. *Advances in Geophysics*, **7**, 1-103.
- Gallger, A.P. and A. McD. Mercer, 1965: On the behaviour of small disturbances in plane Couette flow with a temperature gradient. *Proc. Roy. Soc. A*, **286**, 117-128.
- Graham, A., 1933: Shear patterns in an unstable layer of air. *Philos. Trans. A*, **232**, 291-294.
- Hardy, K.R. and H. Ottersten, 1969: Radar investigations of convective patterns in the clear atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 666-672.
- Herring, J.R. 1963: Investigation of problems in thermal convection, *J. Atmos. Sci.*, **20**, 325-338.
- , 1964: Investigation of problems in thermal convection: Rigid boundaries. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 277-290.
- Hirota, I., 1970: An introduction to geophysical fluid dynamics. *Nagare (流体力学懇談会機関誌)* **2**, 12-20.
- Howard, L.N., 1964: Convection at high Rayleigh number. *Proceedings of the 11th international congress of applied mechanics. Munich (Germany)*, 1109-1115.
- Ingersoll, A.P., 1966a: Convective instabilities in plane Couette flow. *Phys. Fluids*, **9**, 682-689.
- , 1966b: Thermal convection with shear at high Rayleigh number. *J. Fluid Mech.*, **25**, 209-228.
- Jeffreys, H., 1926: The stability of a layer of fluid heated below. *Philosophical Magazine, Series 7*, **2**, 833-844.
- , 1928: Some cases of instability in fluid motion. *Proc. Roy. Soc. A*, **118**, 195-208.
- Kimura, R., H. Tsu and A. Yagihashi, 1971: Convective patterns in a plane Couette flow, *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 58-69.
- 気象学ハンドブック編集委員会編, 1958: 気象学ハンドブック, 技報堂, 1321 p.
- Komabayashi, M., 1971: ポスト大気物理研究所時代にそなえて. *気象研究ノート*, 第106号, 132-138.
- Kondo, H., 1971: Dry Convection の力学. *気象研究ノート*.
- Koschmieder, E.L. 1966: On convection on a uniformly heated plane. *Beitr. Phys. Atmos.*, **39**, 1-11.
- Kraichnan, R.H., 1962: Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number. *Phys. Fluids*, **5**, 1374-1389.
- Krishnamurti, R., 1968: Finite amplitude convection with changing mean temperature. *J. Fluid Mech.*, **33**, 445-455 and 457-463.
- , 1970: On the transition to turbulent convection. *J. Fluid Mech.*, **42**, 295-307 and 309-320.
- Kuettner, J., 1959: The band structure of the atmosphere. *Tellus*, **11**, 267-294.
- Kuo, H.L. 1963: Perturbations of plane Couette flow in stratified fluid and origin of cloud street. *Phys. Fluids*, **6**, 195-211.
- Lipps, F.B. and R.C.J. Somerville, 1971: Dynamics of variable wavelength in finite-amplitude Bénard convection. *Phys. Fluids*, **14**, 759-765.
- Low, A.R. 1929: On the criterion for stability of a layer of viscous fluid heated from below. *Proc. Roy. Soc. A*, **125**, 180-195.
- Malkus, W.V.R., 1954a: Discrete transitions in turbulent convection. *Proc. Roy. Soc. A*, **225**, 185-195. —, 1954b: The heat transport and spectrum of thermal turbulence. *Proc. Roy. Soc. A*, **225**, 196-212.
- , and G. Veronis, 1958: Finite amplitude cellular convection. *J. Fluid Mech.*, **4**, 225-260.
- Mori, Y. and Y. Uchida, 1966: Forced convective heat transfer between horizontal flat plates. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **9**, 803-817.
- Myrup, L.O., 1967: Temperature and vertical velocity fluctuations in strong convection. *Quart. J.R. Meteor. Soc.*, **93**, 350-360.
- Nakagawa, Y. and P. Frenzen, 1955: A theoretical and experimental study of cellular convection in rotating fluids. *Tellus*, **7**, 1-21.
- Nield, D.A., 1964: Surface tension and buoyancy effects in cellular convection. *J. Fluid Mech.*, **19**, 341-352.
- Ogura, Y. and H. Tsu, 1970: An experimental study of the wave number selection for the finite amplitude Rayleigh convection. *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 400-404.
- , and A. Yagihashi, 1969: A numerical study of convection rolls in a flow between horizontal parallel plates. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, 205-218.
- , and A. Yagihashi, 1971: Non-stationary finite-amplitude convection in a thin fluid layer bounded by a stably stratified region. *J. Atmos. Sci.*, (to be published).
- Pearson, J.R.A., 1958: On convection cells induced by surface tension. *J. Fluid Mech.*, **4**, 489-500.
- Pellew, A. and R.V. Southwell, 1940: On maintained convective motion in a fluid heated from below. *Proc. Roy. Soc. A*, **176**, 312-343.
- Priestley, C.H.B., 1954: Convection from a large horizontal surface. *Australian J. Phys.*, **6**, 276-290. (or 1959: Turbulent transfer in the lower atmosphere. The University of Chicago Press,

- 130 p)
- Rayleigh, Lord, 1916: On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine, Series 6*, **32**, 529-546.
- Roberts, P.H., 1967: Convection in horizontal layers with internal heat generation. Theory, *J. Fluid Mech.*, **30**, 33-49.
- Rosby, H.T., 1969: A study of Bénard convection with and without rotation. *J. Fluid Mech.*, **36**, 309-335.
- Sasaki, Y., 1970: Influences of thermal boundary layer on atmospheric cellular convection. *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 492-502.
- Saltzman, B., 1962a: Theory of thermal convection. Dover Publications, Inc. 461 p.
- , 1962b: Finite amplitude free convection as an initial value problem-1. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 329-341.
- Schmidt, R.J. and S.W. Milverton, 1935: On the instability of a fluid when heated from below. *Proc. Roy. Soc. A*, **152**, 586-594.
- , and O.A. Saunders, 1938: On the motion of a fluid heated from below. *Proc. Roy. Soc. A*, **165**, 216-228.
- Segel, L.A., 1965: The non-linear interaction of a finite number of disturbances to a layer of fluid heated from below. *J. Fluid Mech.* **21**, 359-384.
- Silveston, P.L. 1958: Wärmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten. Part 1. *Forsch. Ing. Wes.* **24**, 29-32 and 59-69.
- Snyder, H.A. 1969: Wave-number selection at finite amplitude in rotating Couette flow. *J. Fluid Mech.* **35**, 273-298.
- Somerscales, E.F. C. and T.S. Dougherty, 1970: Observed flow patterns at the initiation of convection in a horizontal liquid layer heated from below. *J. Fluid Mech.* **42**, 755-768.
- Spangenberg, W. G. and W.R. Rowland, 1961: Convective circulation in water induced by evaporative cooling. *Phys. Fluids*, **4**, 743-750.
- Sparrow, E.M., R.B. Hudst and R.H. Goldstein, 1970: Observations and other characteristics of thermals. *J. Fluid Mech.*, **41**, 793-800.
- 鈴木清太郎, 1955: 実験気象(1), 予報研究ノト6 巻1号2 18.
- Terada, T., 1928: Some experiments on periodic columnar forms of vortices caused by convection. *Rep. Aer. Res. Ins.*, **3**, No. 31, 1-47.
- Townsend, A.A., 1959: Temperature fluctuations over a heated horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, **5**, 209-241.
- , 1966: Natural convection in water over an ice surface. *Quart. J. Meteor. Soc.* **90**, 248-259.
- Tritton, D.J. and M.N. Zarraga, 1967: Convection in horizontal layers with internal heat generation. Experiments, *J. Fluid Mech.*, **30**, 21-31.
- Tsuchiya, K. and T. Fujita, 1967: A satellite meteorological study of evaporation and cloud formation over western Pacific under the influence of the winter monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 232-250.
- Ukaji, K., and Sawada, 1969: The convective heat transport and the number of convection cells. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, 451-456.
- Veronis, G., 1959: Cellular convection with finite amplitude in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.*, **5**, 401-435.
- , 1963: Penetrative convection. *Astrophys. J.*, **137**, 641-663.
- , 1965: On finite amplitude instability in thermohaline convection. *J. Mar. Res.*, **23**, 1-17.
- , 1966: Motions at subcritical values of the Rayleigh number in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **24**, 545-554.
- , 1967: Analogous behaviour of homogeneous, rotating fluids and stratified fluids. *Tellus*, **19**, 326-336.
- Whitehead, J. A. and M.M. Chen, 1970: Thermal instability and convection of a thin fluid layer bounded by a stably stratified region. *J. Fluid Mech.*, **40**, 546-576.
- Willis, G.E. and J.W. Deardorff, 1965: Measurements on the development of thermal turbulence in air between horizontal plates. *Phys. Fluids* **8**, 2225-2229.
- , and J.W. Deardorff, 1967: Development on short-period temperature fluctuations in thermal convection. *Phys. Fluids*, **10**, 931-937.
- , and J.W. Deardorff, 1970: The oscillatory motions of Rayleigh convection. *J. Fluid Mech.*, **44**, 661-672.
- Yen, Y.C. 1968: Onset of convection in a layer of water formed by melting ice from below. *Phys. Fluids*, **11**, 1263-1270.