表面が重要である潮流の模型は，どんなに大規模でも液体を使わざるを得ない．どちらでもよい場合は，流れの可視化が容易なものを選ぶ．実際の流体は，理論と異なり，物性定数が温度によって変化する．物性定数の温度依存性が現象に影響を与えるような場合は，自然現象や理論にもっとも適合した流体を選ぶ．しかし，これらの条件は，場合によって，競合することがあり，どの条件を優選させるか実験家の主観的判断に頼ることがある．そのために，実験家の好みで作業流体を選んでいるような印象を与えるのではないだろうか．

2. 回転流体中の傾圧不安定波*

守　田　　治**

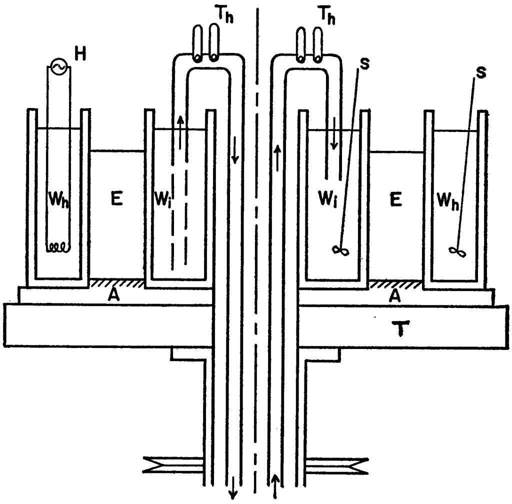
1. はじめに

一般に，純粋物理の実験が，自然その物を対称とするのに対し，気象における流体実験は，いわば様式化された自然を対象とする．水平温度傾度を持つ回転流体実験もその例に漏れない．

実験水槽は，平らな断熱壁を底に持つ2重の円筒容器で， annulus 型と呼ばれている（第1図）．上の境界は自由表面であったり，平らな断熱材の蓋であったりする．循環水により内・外壁を一定温度 T_a°C， T_b°C（通常 $T_a<T_b$）に保つ．この実験水槽を回転台に乗せ，一定の回転角速度 Ω rad/sec で回転させる．

回転流体実験をその対象物，すなわち，大気中や海洋中の大規模渦と比較してみると，いかに多くの簡略化がなされ，また，両者の間にはどうにも克服しようのない相違があるかが知られる．幾何学的形状に目を止めると，まず，球面が平らな円板に置き換わっており，曲率の効果が無視されていることに気付く．さらに大きな相違は側壁の存在である．また，現象の鉛直スケールと水平スケールの比（縦横比）をとってみると，地球大気では 10^{-3} 程度であるのに対し，回転流体実験では1～10程度となっている．次に，力学的効果については，球面を円板に置き換えた第2の効果として，コリオリ因子 f の緯度変化（β-効果）がなくなっている．また，地表面の海陸分布に伴う，下部境界の非一様加熱は，断熱境界で置き換えられ，大規模山系の影響も無視されている．こうして見ると，回転流体実験では，唯二つの要素―回転と水平温度傾度―のみが取り入れられていることがわかる．

このように，大気中や海洋中の諸現象に対する時，一切の夾雑物を排し，極めて簡略化したモデルにより，ある現象にアプローチを試みる分野を地球流体力学（G.F.D.）と呼んでいる．既に述べたように，実際の大気現象と G.F.D. 実験の間にはあるギャップが存在する．著者はこのギャップを埋めるべく努力すべきであろうが，以下に述べる事柄は，ややもすれば G.F.D. の枠内に留ってしまった．



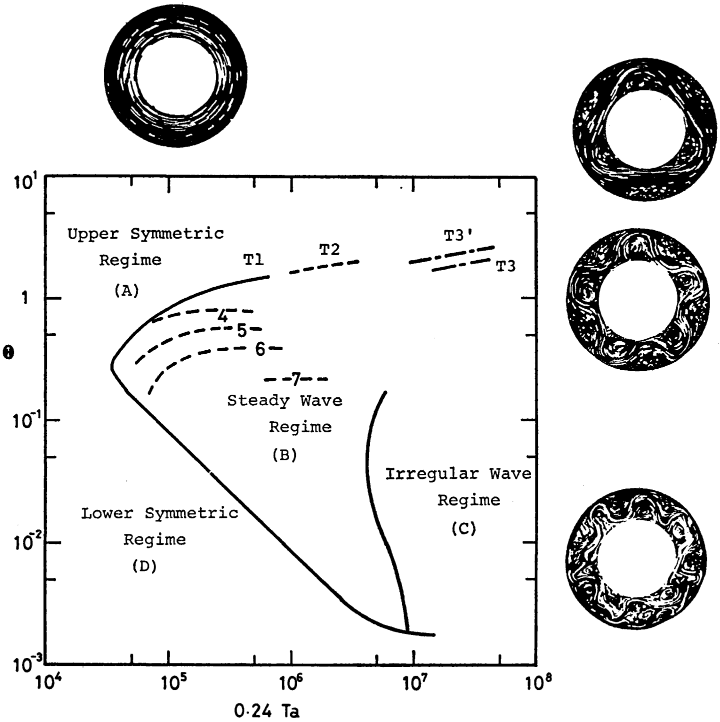
第1図　実験装置 E; 実験水槽，W_h; 温水（T_b°C に保つ），W_i; 冷水（T_a°C に保つ），T; 回転台．

2. 流れ模様の転移

回転流体実験を規定する外部パラメータは，実験容器のサイズと作業流体が定まれば，水平温度差 $\Delta T(=T_b-T_a)C$ と回転角速度 Ω rad/sec の二つである．われわれの用いる容器のサイズでは，spin-up 時間に比べ熱拡散時間の方が1オーダ大きい為，一連の実験は T_a,

* Baroclinic Waves in a Rotating Fluid of Annulus.

** Osamu Morita，九州大学理学部物理学教室．



第2図　stability diagram (Fowlis・Hide, 1965 の結果に加筆した)．縦軸に熱ロスビー数 Θ，横軸にテイラー数 T_a をとると，表面流の流れ模様に応じて四つの領域―(A) 上部軸対称流領域，(B) 規則波動流領域，(C) 不規則波動流（乱流）領域，(D) 下部軸対称流領域―に分かれる．領域 (B) 中の数字は波数を表わしている．なお，(A)→(B) 転移曲線 T1, T2, T3 は，各々，小型回転水槽 (Fowlis・Hide, 1965)，中型回転水槽（守田，1971)，大型回転水槽 (Matsuwo *et al.*, 1977) により得られたものである．

T_b を固定し，Ω を徐々に変えつつ行なうのが常である（下部軸対称流→波動流転移の実験では，Ω を固定し ΔT を変化させる）．

一定温度差のもとで回転を始めると，まず同心円状の軸対称流が現われる（第2図）．なお，表面流の可視化には，表面をパラフィンで覆ったアルミ粉末を用いている）．回転数を徐々に上げていき，Ω が臨界値 Ω_c（ΔT の関数）を越えると，流れは突然，蛇行するジェットを伴った水平渦運動に変わる．

ところで，この軸対称流→波動流転移は，適当な無次元パラメータを用いて，より普遍的に表わすことができる．第2図は Fowlis・Hide (1965) が，容器のサイズ，作業流体の物性定数（粘性係数や熱拡散率等）を系統的に変えて得た stability diagram に，われわれのデータを書き加えたものである．縦軸は熱ロスビー数と呼ばれ，

$$\Theta=\frac{\Delta\rho g d}{\rho_0\Omega^2(b-a)^2} \tag{1}$$

と表わされる．Θ は慣用のロスビー数 ($R_0=U/fL$) の代表的流速として，温度流の流速を用いたものである．次に，横軸はテイラー数 T_a* を縦横比 ($d/b-a$) で割った無次元量で，

$$T_a=\frac{4\Omega^2(b-a)^5}{\nu^2 d} \tag{2}$$

と表わせる．ここで，記号は次のように定めた．

Ω ；annulus 容器の回転角速度
a ；回転水槽の内径
b ；　〃　外径

d ；流体層の深さ

ρ_0 ；作業流体の密度

$\Delta\rho$；水平温度差 ΔT に対応する密度差

g ；重力加速度

これらの無次元パラメータが，流れ模様を規定するであろうことは，流れを記述する方程式系を無次元化するとよくわかる．たとえば，運動方程式の帯状流成分を，〔長さ，時間，速さ，温度〕のスケールとして〔$b-a$, Ω^{-1}, $\Delta\rho g d/2\rho_0\Omega(b-a)$, T_b-T_a〕を用いて無次元化すると，

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{1}{2}\Theta\left(v\frac{\partial u}{\partial r}+w\frac{\partial u}{\partial z}\right)+\left(2+\frac{1}{2}\Theta\frac{u}{r}\right)v$$

$$=2T_a{}^{*-1/2}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ru)\right)\right) \tag{3}$$

$$T_a{}^*=\frac{\Omega^2(b-a)^4}{\nu^2} \tag{4}$$

となる．

ところで，熱ロスビー数 Θ の大きさは，回転流体実験についても，大気中の傾圧不安定波についても，0.1～1となっている．第1節で述べた両者の縦横比の相違は，このように力学的相似が成り立つ為であったことがわかる．

Θ や T_a の定義式から明らかなように，ΔT を固定し，Ω を徐々に上げていく実験は，Θ-T_a 図上勾配-1の直線に沿って，左上から右下へ走査することに相当する．

波動流領域（B）で Ω を上げていくと，一般に波数が増加する傾向が見られる．また領域（B）には，波が規則的に揺れる vacillation が存在する．

さらに Ω を上げていき，T_a がおよそ 2×10^7 を越えると，流れは時間無相関な領域，すなわち，乱流域(C)に入る．

以下の節では，各領域毎に，流れの特徴について述べていこう．

3. 軸対称流領域

第2図に見られるように，軸対称流領域は，Θ がおよそ3×10^{-1}のところを境として，上部軸対称流領域（A）と下部軸対称流領域（D）に分かれる．

下部軸対称流領域（D）から，波動流領域（B）への転移は，Θ-T_a 図上，傾きが -1 の直線（水平温度差 ΔT が一定の直線）で近似できる．すなわち，領域(D)では浮力と粘性力が均り合っており，不安定化の条件は，浮力が粘性力に打ち勝つことである．

ここで，軸対称な流れの成り立ちを考えて見よう．無回転の状態では，動径方向の圧力傾度に基づく子午面循環だけが存在する．回転が始まれば，この子午面循環にコリオリ力が働き，流体層の上層では回転方向，下層では回転方向と逆向きの帯状流が生ずる．われわれは，このスパイラル状の流れの表面流を見ている訳だが，表面張力の後，外壁から内壁へ向かう流れは極めて弱い（無回転の場合でも，アルミ粉末トレーサーによっては，表面流は観測できない）．

回転流体の熱機関としての振舞を調べるのに，熱輸送量の測定実験がある．熱輸送量は，ヌッセルト数 N_u という無次元量で表わすのが便利で，これは次のように定義される．

$$N_u=\frac{Q}{Q_c}$$

Q ；測定された熱輸送量

Q_c ；熱伝導による熱輸送量

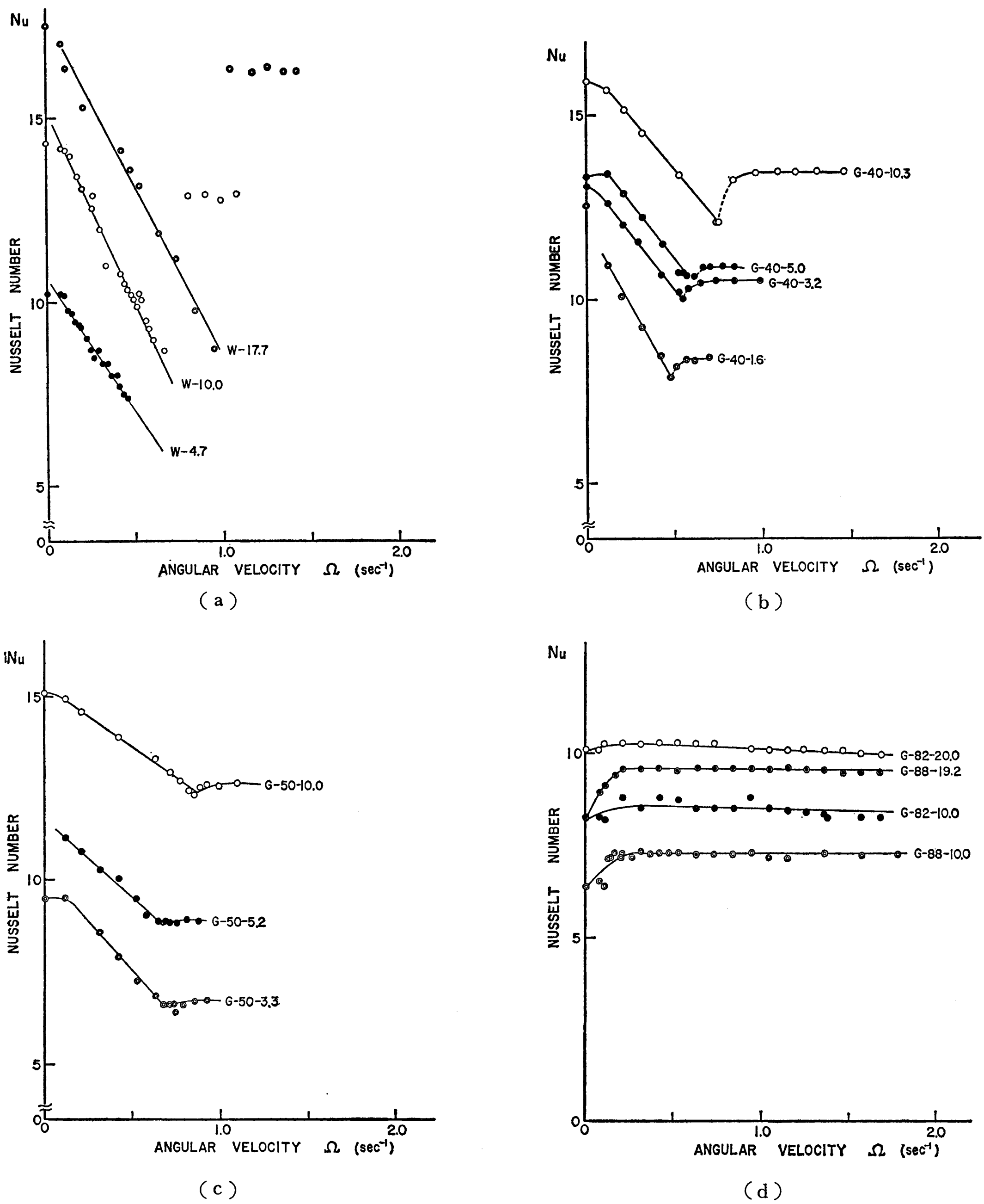
annulus 型回転容器の場合には，ヌッセルト数は，

$$N_u=\frac{Q\ln b/a}{2\Pi\ kd\,(T_b-T_a)} \tag{6}$$

k；熱伝導率

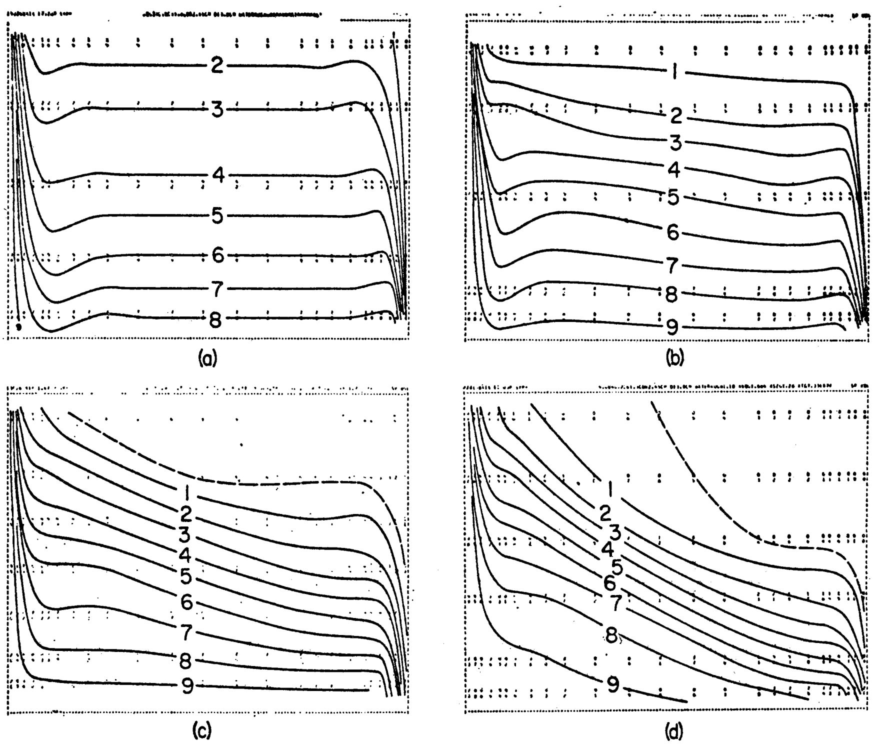
となる．第3図に領域（A）（領域（B）のデータも含む）における，動粘性係数 ν をパラメータとした N_u の Ω 依存性を示す．これから得られる結論は；(1) ν が比較的小さい時（1×10^{-2} cm^2/sec$<\nu<2\times10^{-1}$ cm^2/sec）には，N_u は Ω の増加に伴い，ほぼ直線的に減少する．ただし，その傾きは ν が大きくなるほど小さくなる．(2) 高粘性流体（$\nu\geq1.0$ cm^2/sec）では，N_u は Ω に依らず一定値をとる．なお，第3図（d）の場合は，回転数を上げていくと，上部軸対称流領域（A）から下部軸対称流領域（D）へ移行し，波動流への転移は起こらない．(3) $\Omega=0$ 付近では，Ω の増加と共に N_u は僅かに増加する傾向がある．この傾向は ν が大きいほど顕著となる．

さて，以上の様な熱輸送量の振舞と対応させて，内部温度場を眺めてみよう．上部軸対称流領域（A）における内部温度場の測定例はいくつかあるが（たとえば，Bowden・Eden, 1965; Uryu, 1973; Kaiser 1969），ここでは，側壁の温度境界層の分解能も良い Kaiser (1969) の結果を引用する（第4図）．第4図からわかることは；(1) $\Omega=0$ の場合，側壁付近の等温線が混んだ温度境界層を除き，等温線は殆んど水平である．(2) Ω が増大



第3図　ヌッセルト数 Nu の回転角速度 Ω 依存性を示す．図中の記号は，たとえば W-10.0 は作業流体が水で，水平温度差 ΔT が 10°C，G-40-5.0 は作業流体が40%グリセリン水溶液で，ΔT が 5°C を表わす．

すると共に，内部流体の等温線の傾きが大きくなり，それに伴い，温度境界層の温度傾度は小さくなる．この時，温壁上部と冷壁下部付近に等温層が拡がり，そこでは温度境界層は消失している．このように，熱輸送量の Ω 依存性と，温度分布の Ω 依存性は一対一に対応している．$\Omega=0$ の時には，子午面循環の充分な熱輸送によ



第4図　上部軸対称流領域（A）における温度分布（$\Delta T \simeq 50°\mathrm{C}$）．（a）$\Omega=0$ rad/sec,（b）$\Omega=1.0$ rad/sec, $\Theta=13.2$, $T_a=3.6\times10^6$,（c）$\Omega=2.0$ rad/sec, $\Theta=3.73$, $T_a=1.7\times10^7$,（d）$\Omega=4.0$ rad/sec, $\Theta=1.10$, $T_a=7.0\times10^7$. 図中の数字は，$(T_b-T/T_b-T_a)\times10$.（Kaiser, 1969 より）．

り，水平方向の温度傾度は殆どない．ところが，回転が始まりコリオリ力により子午面循環が弱められ，水平方向の熱輸送量が減少するにつれ，温度傾度が大きくなってくる訳である．

ところで，ヌッセルト数は温度差・動粘性係数・流体層の深さ等に依存しているが（第3図），熱輸送量をもう少し普遍的に表現できないものだろうか．ベナード対流に関する知識を援用して，次の量を定義しよう．

$$N_u{}^* = \frac{N_u}{R_{ah}{}^{1/4}} \tag{7}$$

$$R_{ah} = \frac{\Delta\rho g(b-a)^3}{\kappa\nu\rho_0}\text{；水平レイリー数} \tag{8}$$

第5図は，$\Omega=0$ の場合につき，新しく定義した熱輸送量 $N_u{}^*$ を縦軸に，水平レイリー数 R_{ah} を横軸にとったものだが，これより，

$$N_u \simeq 0.2\,R_{ah}{}^{1/4} \tag{9}$$

なる実験式を得る．(9) 式より，温度境界層の厚さ δ_T は，

$$\delta_T \simeq 2.5\left(\frac{\kappa\nu}{g\alpha}\right)^{1/4}\left(\frac{b-a}{\Delta T}\right)^{1/4} \tag{10}$$

α；体膨張率

により表わされることがわかる（第6図）．この半実験式は，実測値と良い一致を示す．

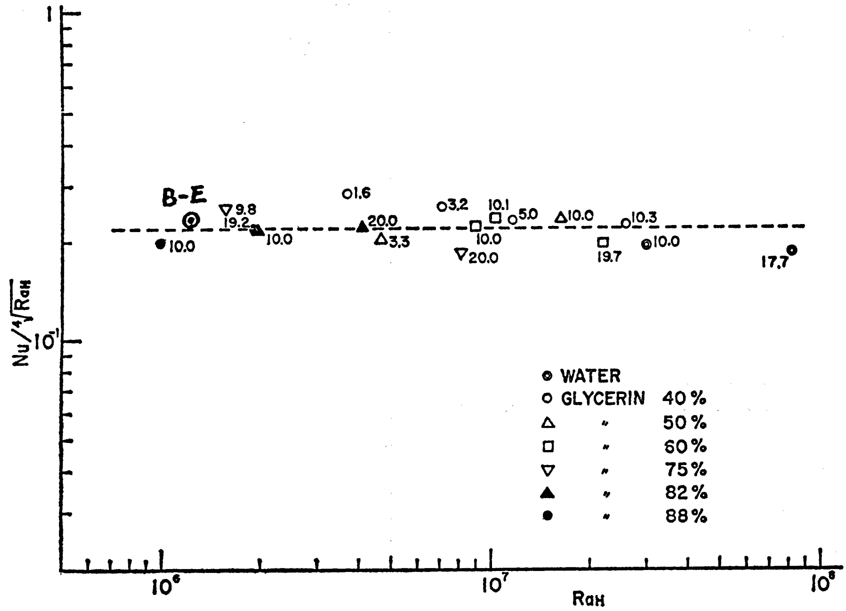
4. 波動流領域

4.1. 規則的波動流（Regular Wave）

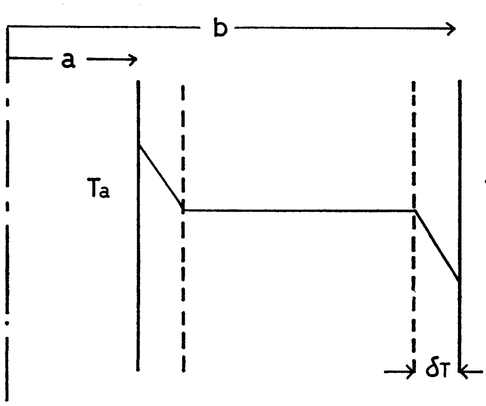
上部軸対称流領域（A）から波動流領域（B）への転移は，熱ロスビー数 Θ がある臨界値 Θ_c を越えた時に起こる．Θ_c はテイラー数 T_a の関数であり，T_a の増加と共に一定値 Θ_{co} に漸近する（第2図）．実はこの Θ_{co} こそ，Eady の臨界値（Eady, 1949）に他ならない．この点に関する議論は Uryu (1973) に詳しいので参照されたい．Uryu (1973) によれば，

$$\Theta_{co} = \frac{2.3}{1+\left(\dfrac{2(b-a)}{L}\right)^2} \tag{11}$$

L；波長



第5図　無回転の場合の新しく定義した熱輸送量 $N_u^*=N_u/R_{ah}^{1/4}$ の水平レイリー数 R_{ah} 依存性．図中の数字は水平温度差 (T_b-T_a) を示す．B-E は Bowden・Eden (1965) のデータを記入したもの (Uryu *et al.*, 1974 より),



$$N_u=\frac{k\Delta T/2\cdot S/\delta_T}{k\Delta TS/(b-a)}=\frac{b-a}{2\delta_T}\simeq 0.2\left(\frac{g(b-a)^3\Delta\rho}{\rho_0\kappa\nu}\right)^{1/4}$$

$$\therefore\delta_T=2.5\left(\frac{\kappa\nu}{g\alpha}\right)^{1/4}\left(\frac{b-a}{\Delta T}\right)^{1/4}$$

第6図　無回転の場合の，温度分布の模式図．δ_T は温度境界層の厚さ．

波動流領域は微細構造を持っている．一般に，Θ が小さくなるにつれて，出現する波の波数は増加する傾向がある．しかし，波数は Θ-T_a diagram 上で一意には決らない (Uryu, 1964)．第7図に，Ω をパラメータとした，ある波数の出現頻度を示す．これより，波数は Θ-T_a Diagram 上で一意には決らないが，出現頻度の高い波数は決定し得ることがわかる．第2図領域（B）中の数字はその様な意味を持つ．また，波数が容器の形状に依存するのであろうことは予想し得る．平均半径 $(a+b/2)$ に比べ，水路幅 $(b-a)$ が小さくなるほど，波数は増加するだろう．事実，Hide (1958) により，領域（B）で出現し得る最大波数 $m_{\max}$ は，

$$m_{\max}=(0.67\pm0.02)\Pi\frac{b+a}{b-a} \tag{12}$$

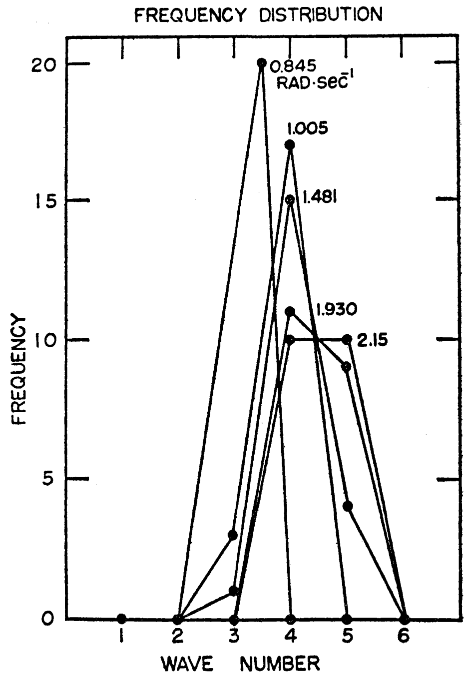
という，容器依存性のあることが示されている．

ところで，回転流体中に現われる波は，いったいどのような性質の波であろうか．熱ロスビー数 Θ が 0.1〜1 で地衡流平衡が良く成り立っていること，Eady の臨界条件が適用し得ること等から，波はどうやら Eady 型の傾圧不安定波らしい．しかし，このことを確める為には，波の構造を調べてみる必要がある．この問題に関しては，Matsuwo *et al.* (1976, 1977) の詳細な研究がある．第8図は，波が生じた時の，方位角方向に平均した温度場だが，等温線の傾きが緩やかで，$\Omega=0$ の場合の温度場に近くなっている（第4図)．これは，水平渦運動が効率の良い熱輸送の仕組であることの反映である．

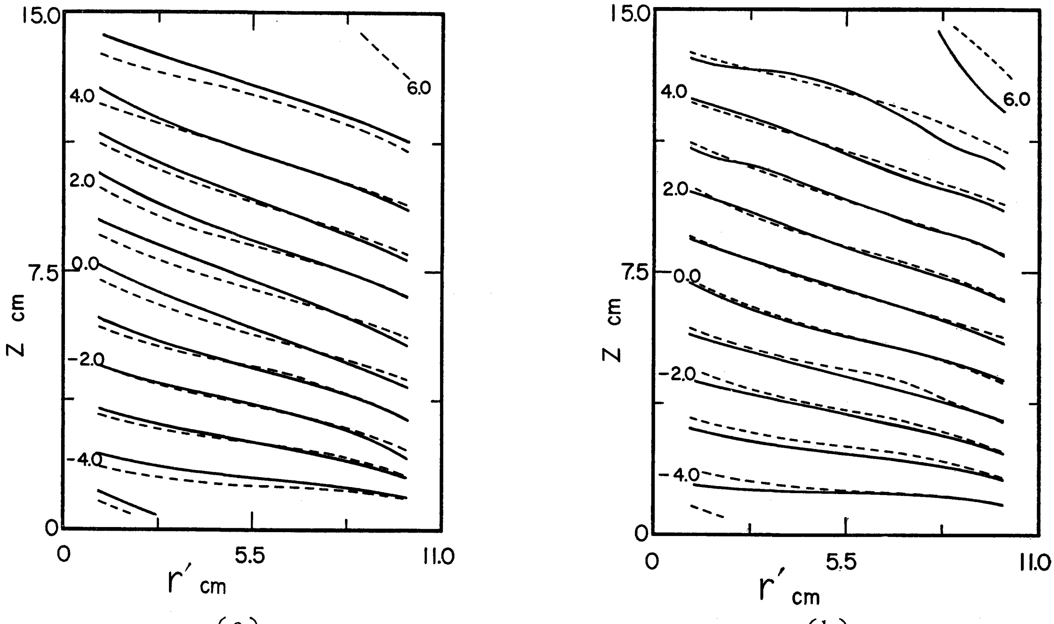
波動流領域における熱輸送量は，$\Omega=0$ の場合の7～8割まで回復し，後は Ω に依らず一定値をとる（第3図）.

第9図は，波に伴う温度，圧力，鉛直流の，平均半径における方位角方向断面図である．これらの結果は，内部温度場および表面流速場を測定した後，地衡流平衡，静力学平衡を仮定して求められた．第9図に見られる波の特徴は，Ekman 境界層付近の変形を除けば；(1) 温度の位相軸は，回転方向前方に傾き，振幅の最大値は上層近くに現われる．(2) 圧力の位相軸は，回転方向後方に傾き，かつ温度の位相軸より1/4～1/2波長進んでいる．(3) 鉛直流の分布は，トラフの前面で上昇，リッジの前面で下降となっている．これらの特徴は，Eady 型傾圧不安定波のものに他ならない．

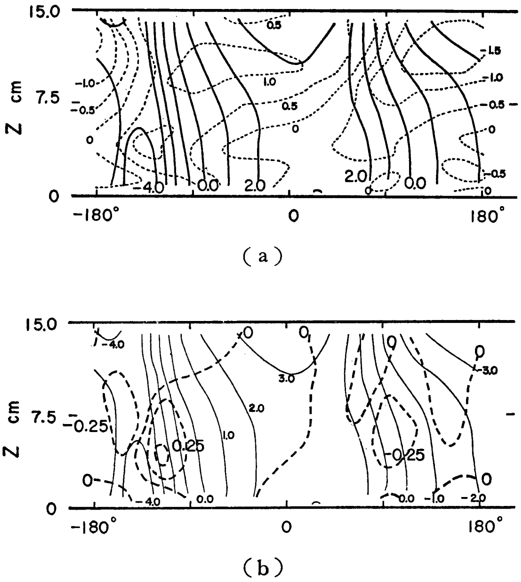
第10図に，波に伴う平均子午面循環を示す．温壁上部付近に弱い直接循環，冷壁上部付近を中心に，水路幅全体に拡がった間接循環が見られる．分解能が不充分で見れないが，冷壁下部付近には，やはり直接循環が存在するものと思われる．ところで，側壁付近の温度境界層は，浮力と粘性力がバランスした層であり（Williams, 1967），回転流体中の直接循環は，大気中のものとは機構が異なる．しかし，傾圧不安定波に伴う間接循環につ



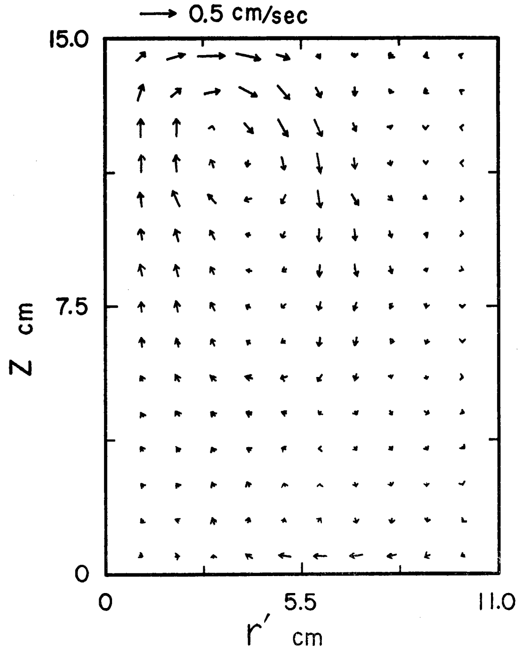
第7図　一定の水平温度差（10°C）のもと，回転角速度 Ω をパラメータとした．出現波数の頻度分布（瓜生，1964より）.



第8図　方位角方向に平均した温度分布．図中の数字は平均温度（$T_a+T_b/2$）からのずれを示す．(a) $m=7$, $\Omega=0.44$ rad/sec（実線），$\Omega=0.68$ rad/sec（破線），(b) $\Omega=0.68$ rad/sec, $m=7$（破線），$m=10$（実線）．(Matsuwo *et al.*, 1976 より).



第9図　平均半径 $(a-b/2)$ 付近で，方位角方向に切断した（a）圧力と温度分布（b）圧力と鉛直流分布（Matsuwo *et al.*, 1977より）.



第10図　方位角方向に平均した子午面循環. (Matsuwo *et al.*, 1977 より).

いては，両者の間に本質的な相違はない.

4.2. 揺動波動流（Vacillation）

領域（B）中には，vacillation と呼ばれる，規則的に変動する波動流が存在し，今のところ三つの種類が知られている．すなわち，(1) 振幅の揺動 (2) 波数の揺動 (3) トラフの軸の揺動　の vacillation である．vacillation の周期 T_v は，回転周期 T_R に比べてはるかに長い ($10\,T_R$～$100\,T_R$). Hide *et al.* (1977) は，annulus 容器中に，同心円状に多数の熱電対（32個と64個）を配し，温度の多点データを Fourier 解析することにより，各成分の時間変化を調べた．第11図にその一部を引用する．第11図（a）では，基本モード ($m=3$) の振幅変動は小さく，流れ模様は規則波動流を呈しているものと思われる．ところが，第11図（b），（c）では，基本モード ($m=8$ と $m=2$) が時間と共に大きく揺れている．また，（b）では基本モードの交替 ($m=8 \to m=7 \to m=8$) が見られ，波数の vacillation が起こっていることがわかる．因みに vacillation の周期は，（b）の場合 $120\,T_R$，（c）の場合で $35\,T_R$ となっている．第12図に，振幅 vacillation の周期 T_v の，テイラー数 T_a 依存性を示す（守田，1971).

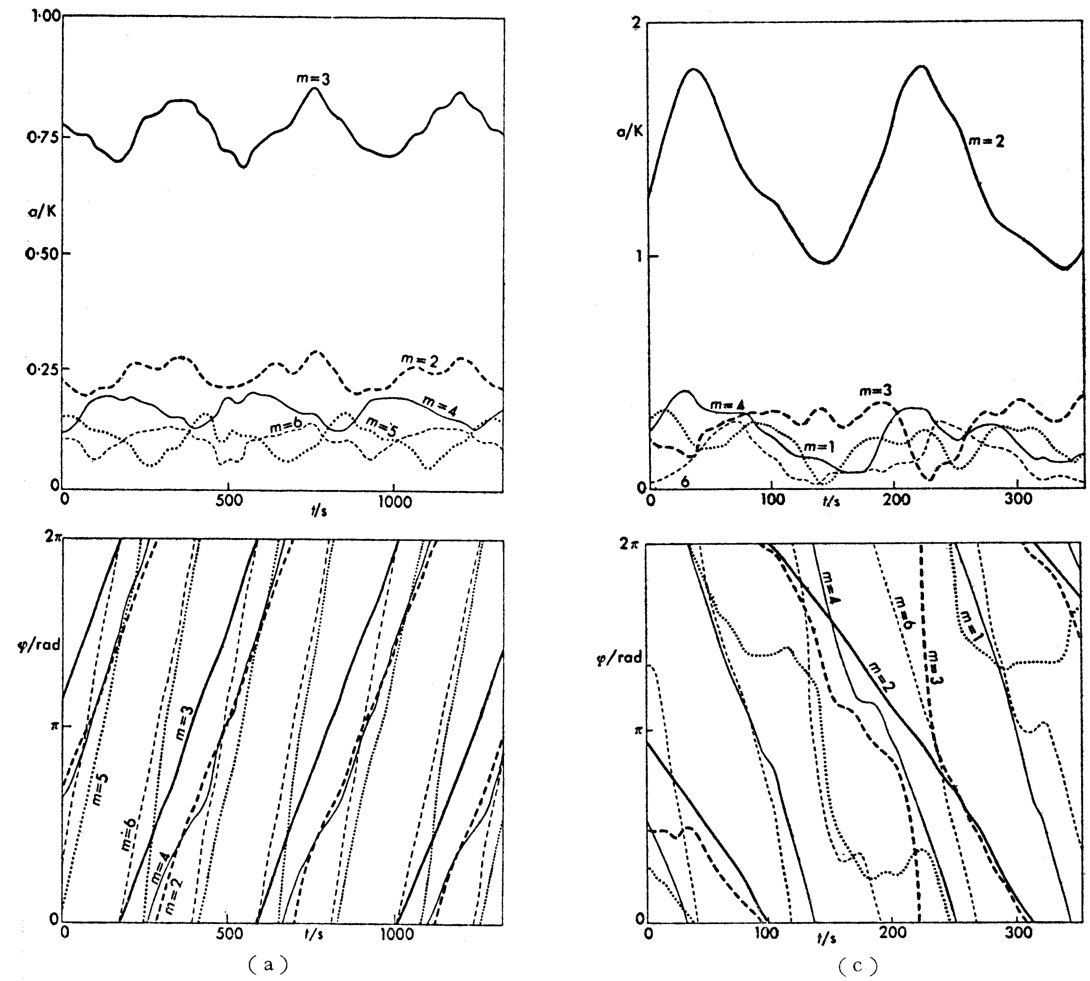
$$T_v \propto T_a^{-1/2} \qquad (13)$$

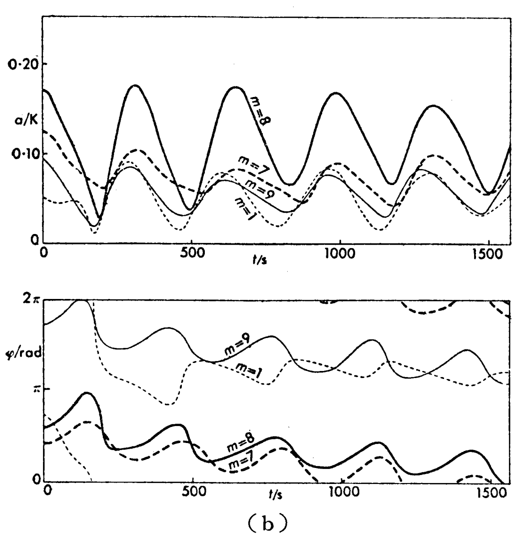
なる関係が見られ，境界摩擦層が，この現象では重要であることが示唆されている．Lorentz (1963) のモデルでは，Ekman 収束が vacillation の重要な機構であることと併せ考えると興味深い．

5. 不規則波動流領域

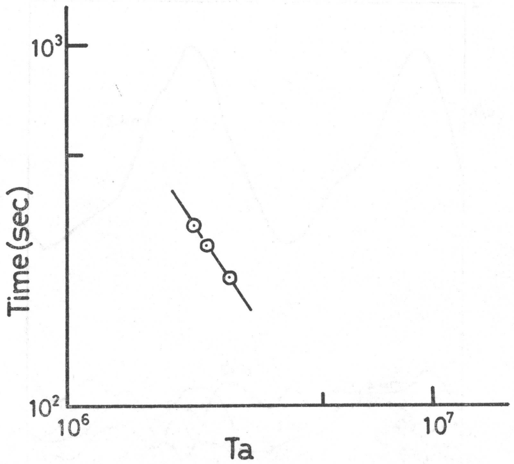
不規則波動流領域（c）については，これ迄に系統的な研究がなされていない．また，われわれの現有の装置では，この領域まで回転数を上げることができない．

第13図は，第4節で引用した Hide *et al.* (1977) の実験結果の一つである．横軸に波数，縦軸に時間平均したパワー・スペクトルをとっている．（f），（i）が乱流領域の実験に相当するが，卓越波数がなく，スペクトルが連続的になっているのが特徴である．特に（i）では，エネルギー・カスケイドが“m^{-3} 則”に従っているのが見られる．Charney (1971) は，エネルギーと enstrophy（渦度の2乗）が保存するという仮定のもとに，「地衡流乱流が“m^{-3} 則”に従う」という結果を得た．実験結果は，Charney の結果を支持する．また，大気中の傾圧不安定波のパワー・スペクトルも同様の振舞をすることが知られており，乱流領域においても，回転流体実験は大気中の傾圧不安定波のモデル実験として，有効性を発揮しそうである．

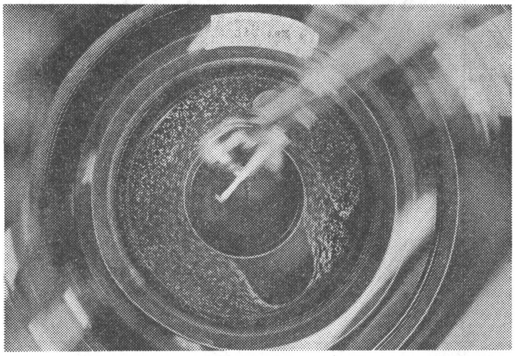




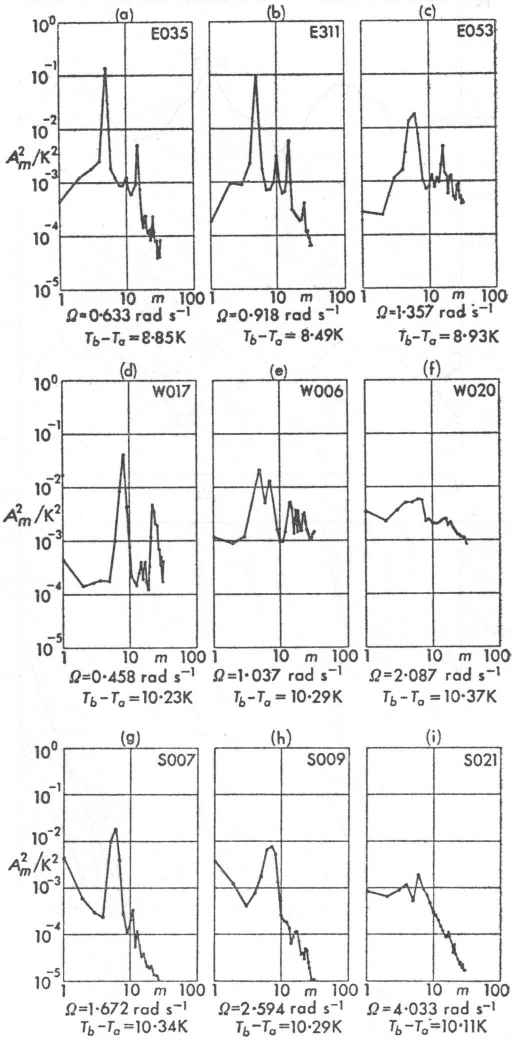
第11図　平均半径における温度の多点観測データを Fourier 解析した，各 Fourier 成分の振幅と位相の時間変化（Hide *et al.*, 1977 より）．



第12図　振幅 vacillation の周期のテイラー数 T_a 依存性.



第14図　流体層の底に障害物（円柱）を置き，その上に生ずるテイラー渦と傾圧不安定波の相互作用を調べる実験．現在，過渡的に（10回転程度）$m=1$ の波ができているが，やがて $m=2$ となり定常状態になった（$\Delta T=3°C$，$\Omega=0.19$ rad/sec，$d=8.0$ cm）．



第13図　平均半径かつ中層に配した64点の熱電対の温度データの時間平均したパワー・スペクトル．（f)，（i）が不規則波動流領域（c）に対応する．

6. おわりに

vacillation や不規則波動流については，まだ系統的な実験が行なわれておらず，回転流体実験の今後の主要なテーマの一つとなろう．

現在，われわれは流体層の底に障害物を置き，その上に生ずるテイラー渦と傾圧不安定波の相互作用を調べている．第14図はその一例で，過渡的に $m=1$ の波が生じている．これはやがて $m=2$ となって定常状態になった．障害物のない時，この実験容器で生ずる傾圧不安定波の最小波数は3であり，障害物による波の変形は明らかである．

謝　辞

本稿を終るにあたり，貴重な助言を頂き，数多くのことを教えて下さった，九州大学瓜生道也先生に深く感謝します．また，いろいろと議論の相手になって頂き，その上貴重な図版を提供して下さった，九州大学松尾紃道さんに心より感謝します．

文　献

Bowden, M. and H.F. Eden, 1965 Thermal convection in a rotating fluid annulus: Temperature, heat flow and flow field observations in the upper symmetric, regime, J. Atmos. Sci., 22, 185-195.

Charney, J.G., 1971: Geostrophic turbulence, J. Atmos. Sci., 28, 1087-1095.

Eady, E.T, 1949: Long waves and cyclone waves, Tellus, 1, 33-52.

Fowlis, W.W. and R. Hide, 1965: Thermal convection in a rotating fluid annulus: Effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes, J. Atmos. Sci., 22, 541-558.

Hide, R., 1958: An experimental study of thermal convection in a rotating liquid, Phil. Trans. Roy. Soc., London, A250, 441-478.

————, P.J. Mason and R.A. Plumb, 1977: Thermal convection in a rotating fluid subject to a horizontal temperature gradient : Spatial and temporal characteristics of fully developed baroclinic waves, J. Atmos. Sci., 34, 930-950.

Kaiser, J.A.C., 1969: Rotating deep annulus convection I: Thermal properties of the upper symmetric regime, Tellus, 21, 789-805.

Lorentz, E.N., 1963: The mechanics of vacillation, J. Atmos. Sci., 20, 448-464.

Matsuwo, N., M. Uryu and R. Sawada, 1976: An experimental study on the internal structures of baroclinic waves in a rotating annulus: Part I, thermal structure, J. Met. Soc. Japan, 54, 339-350.

————, ————, ————, 1977: An experimental study on the internal structure of baroclinic waves in a rotating annulus: part II, dynamic structure, J. Met. Soc. Japan, 55, 248-259.

守田 治，1971: 回転流体における Flow Pattern と熱輸送量，修士論文，九州大学.

瓜生道也，1964: 回転流体実験に於ける波数のジャンプについて，修士論文，九州大学.

————，1973: 回転水槽実験のはなし，天気，20，323-333.

Uryu, M., O. Morita, N. Noguchi and R. Sawada, 1974: Heat transport in a rotating fluid annulus, J. Met. Soc. Japan, 52, 93-105.

———— and N. Matsuwo, 1977: A preliminary report on "Small amplitude wave" observed in a rotating fluid annulus, J. Met. Soc. Japan, 55, 409-414.

Williams, G.P., 1967: Thermal convection in a rotating fluid annulus: Part I, the basic axisymmetric flow, J. Atmos. Sci., 24, 144-161.

3. 室内実験

流れのパターンおよび貫入性対流*

伊藤昭三**

1. まえがき

気象学において室内実験的研究を必要とするものは数多くあるであろう．筆者がそのうち標題二つのテーマを話題として選んだ条件は，(1) 実用的要望の大きいもの (2) 気象学に特有の成層流体の基礎となるものである．この条件の (1) に該当する例として，流れのパターンの室内実験がある．これは，その地域の地形が複雑な場合，流れの模様を推定したりあるいはその地域に新しい観測点を設けるとき，適切な位置を決定するための予備的考察に用いられることが多い．

一方，現状の観測方法では限られた大気中での情報しか与えられない場合，理想化された室内実験によってその現象の物理的機構を考察する必要も多い．この例として，(2) の理由により最近比較的関心の高いと考えられる混合層の成長および安定成層へのプルームの貫入を室内実験のテーマとして選んだ．

まず，最初に流れのパターンの室内実験について述べることにする．

2. 流れのパターンについての相似の考察

室内実験により地形模型を用いて流れのパターンを知る上で，現在まだ未解決の事も多い．その中で，一般に強く要望されるのが相似則の確立である．模型と実物との相似に必要な条件は，よく知られているように次の三

* The Laboratory Experiments—Flow pattern and Penetrative Convection.

** Shozo Ito，大阪府立大学工学部.