

天 気

1976年11月

551.511.32; 551.513

地球流体力学について*

木 村 竜 治**

1. はじめに

地球流体力学とは何か、その名前程知られていないと思う。まだ学問が若くて内容が固定されておらず、人によってさまざまなイメージが抱かれているからであろう。従って、ここに紹介する内容も、筆者の頭の中にある地球流体力学のイメージである。できるだけ輪郭をはっきりさせて、気象学や海洋物理学から独立した体系を組み立てるように努めた。その目的は、大気や海洋の流れのメカニズムを理解する事なのであるが、従来のアプローチと比較して、ここに紹介する考え方がはたして有効であるかどうか、読者の厳しい御批判を仰ぎたいと思う。

第2節では、大気と海洋の流れに相似性が見い出される具体例をいくつか示す。第3節で、それらに共通する性質を抽出し、実験室内でモデル化する事を試みる。さらに、実験室内の流れを記述する数学モデルの定式化を行う。第4節では、モデル化された流体システム内に生じるさまざまな問題を流れのメカニズムによって分類する。この分類が地球流体力学の体系の骨組に当たるわけで、この中に大気や海洋に生じる流体力学的な現象をすべて網羅する事が理想である。個々の現象に対して、さらに詳しく知るための手懸りとなるような文献を付した。この節は、地球流体力学的な文献の現象別索引として利用される事を意図したものである。

2. 地球流体力学の発想

人工衛星の出現以後、今まで自分の目で直接見る事の出来なかった大気や海洋の大規模な流れの写真に接して、雲や温度分布などによって可視化された流れのパターンの類似性に驚く事が多い。そのような例をいくつか第1図(口絵写真)に示した。

A-1はソ連の人工衛星コスモス144から撮影した下層雲の写真である(Bugaev, 1973)。白い部分が雲で斑点

状に分布している。S-1は海水の表面温度分布を赤外線写真で可視化したもので、黒い部分が低温域、白い部分が高温域を示す(Stewart, 1969)。A-1もS-1も白い部分に上昇流、黒い部分に下降流が存在して、ある種の熱対流のパターンを表わしているように思われる。残念ながら、A-1・S-1共に斑点のスケールは不明であり、S-1は人工衛星の写真ではなくて、航空機から撮影したものと思われる。A-2は静止衛星SMS-1が撮影した下層雲の写真である(Merceret・Black, 1975)。写真の中央部(点線の交点)が20°N, 20°Wで、アフリカ西海岸の地形が少し見えている。縞目の雲は間隔が20kmで、28m/sの位相速度で北北西の方向に伝播してゆく。ところが、風向は東北東で、縞目の進む方向は風向にほぼ直角である。この現象は、海岸近くにある山の風下側にできるカルマンの渦列(これは見えない)が大気中に内部重力波を励起したものと説明されている。一方、S-2に示した孤状の縞は、人工衛星ERTS-1から写した海面の様で、いわゆるスリック(油膜やさざ波の分布で、海面の色が変化して見える現象)であると思われる(Apel et al., 1975)。縞の間隔は約500m、位相速度0.35m/sで北西の方向に伝播している。この現象は、海底地形と潮流の相互作用によって海中に生じた内部重力波であろうと説明されている。

A-3は、A-2と同じ静止衛星SMS-1から撮影した雲の赤外線写真である。前線に沿って雲が渦巻いているのが見られる(Johnston, 1974)。渦と渦の間隔は1,000km程度であろうか。S-3は人工衛星ITOS-1より写した赤外線写真である。北米大陸東岸付近の海水表面温度の分布が写真の濃淡に表わされている(渡辺, 1972)。北米東岸を北上する湾流(Gulf Stream)に沿って、波長150km程度の渦列が見られる。

さて、このような比較を、大気・海洋に限らずいろいろの自然界の流れについて行って見ると、流れの形の類似性が、①現象の空間スケール、②流体の種類(気体

* On Geophysical Fluid Dynamics

** R. Kimura, 東大海洋研究所

か、液体か)、③温度の条件(高温の流体か、低温の流体か)などによらない点に気が付くのである。そこで、これらの類似性に何か必然的な関連があるのではないかと考えたくなるのであるが、この点を調べるにはどのような教科書を見たらよいのだろうか。流体の基礎的な性質を調べる分野として流体力学がある。しかし、残念ながら流体力学の教科書には、自然界の流れについてほとんど書かれていない。一方、大気や海洋の流れの性質は、それぞれ、気象学・海洋物理学の教科書に書かれてはいる。しかし、気象学にしても、海洋物理学にしても、それぞれ大気や海洋の詳しい記述を行うのが目的であるから、その共通の性質を抽出して論じる、というようなことは行わないのである。従って、自然界の流れの共通点に興味を持つ者にとって、既存の研究分野は必ずしも満足すべきものではない。さらに困った点は、第1図に示した流れの形の類似性に必然的な関連があることを証明できない点である。流れの形を写真に撮ることはできても、その性質を詳しく測定することができないからである。一見似たように見えた流れが、実は全然別の原因で生じていたとすれば、その関連性を調べることはナンセンスであろう。というわけで、「偶然にしては、ちょっと似すぎではないか」という素朴な疑問をさらに深く調べることは不可能のように思われる。しかし、ここに、一脈の光明が存在するのである。

それは、自然現象に見られた流れの形の類似性が、現象のスケールにも流体の種類にもよらない点である。もしも、いろいろの流れの形に必然的な関連があって、それが普遍性を持つのであれば、実験室内の流れについても当てはまるのではないだろうか。もしそうであれば、実験室内に作った流れの性質を調べることによって、自然界の流れの性質を理解できるのではないか。このような発想で、自然界の流れと実験室内の流れを比較してみると、現象のスケールが極端に異なるにもかかわらず、流れの形の類似性が極めて良い場合が存在するのである。そのような例をいくつか第2図(口絵写真)に示した。

A-1は、1975年2月、DMSP衛星から撮影した九州東南海上であるが、済洲島の風下に規則的な雲の分布が見られる。水平スケールは九州の地形から判断されたい。このパターンは、既に流体実験によってよく知られたカルマン(Kármán)の渦列に良く似ている*)。L-1に、実験室内で得られたカルマンの渦列の写真を示す

(Zdravkovich, 1969)。

A-2は、筆者が1975年1月30日午後2時30分に研究室の窓から写した雲の写真である。まるい雲が列をなしているのが見られるが、これと似た渦列は、海水中でも実験室内でも観察されている。L-2に、実験室内で得られたK-H(Kelvin-Helmholtz)不安定の写真(Thorpe, 1971)を示すが、A-2も同様の現象と解釈することができる。

A-3, A-3', L-3は共に地表から柱のように立っている渦巻を示す。A-3は竜巻(water spout)である(Fetherston, 1964)。A-3'はアリゾナの砂漠で撮影されたじん旋風(dust devil)の写真である(Idso, 1974)。北米の砂漠地域で、地表が強く加熱されると、このような渦がよく生じるようである。渦の直径は数m程度であろう。L-3は、筆者の実験室で得られた“豆じん旋風”の例で、直径は1cm程である**)。

さて、実験室内で自然界の流れを再現しようとする試みは前世紀から行われてきた。ところが、大気や海洋の認識が進むにつれて、その限界が明らかになり、現在では、小規模現象を除いて、そのような試みははずたれてしまった***)。シミュレーションを行う場合の興味はもっぱら自然現象にあって、実験室内の流れにあるのではなかったからである。それに対し、自然界のいろいろな流れに共通する法則を調べようとする場合には、実験室内の流れも、実は自然界の流れの一例なのである。しかも、非常に扱い易い流れである。そこで、実験室内の流れ自身の研究を通して、自然界の流れを理解しようとする発想が生まれる。

今世紀の中頃、英国のケンブリッジ大学と米国のマサチューセッツ工科大学の応用数学者を中心とする一群の研究者が、このような発想で実験室の流れの性質を調べ、自然現象と関連づける作業を精力的に行った。その仕事が核となって、今日、地球流体力学(Geophysical Fluid Dynamics, 以後GFDと略す)と呼ばれる研究分野が次第に体系化されつつある。

以上の発想からもわかるように、GFDは従来の地球科学と流体力学の間での性格であるが、形式的には、流体力学の一分野とみなすべきである。流体の一般的な性質を調べるのが目的で、未知なる自然現象の説明を本来の目的としないからである(気象学との関連については、

**) 自然界と実験室内における流れの形の比較は孫野(1967)にも示されている。

***) 小規模現象に関しては、水理模型実験として現在でも実用性を保っている。

*) Tsuchiya (1969) 参照。

木村 (1976) を参照されたい). しかし, 従来の流体力学の中心課題が, 密度一様の流れと物体との相互作用の研究であるのに対し, GFD は主に容器に入った流体 (contained fluid) の性質を扱う点が異なっている. GFD を一言で定義すれば, 「回転するブネスク流体の力学」とでもいえようか, ブネスク流体とはブネスク近似の成り立つ流体の事である. ブネスク近似については § 3.2.1 で触れるが, 多くの自然界の流れに対してこの近似が成り立つ事は実に幸運な事情といえる. この近似を通して, 大気や海洋の流れと実験室の流れが結びついているからである. 次に GFD の具体的な研究方法について述べてみよう.

3. 地球流体力学の方法

GFD 的な論文を見ると, 研究の構成が次のようなパターンに従っていることが多い:

- ① 特定の自然現象に着目する.
- ② 着目した自然現象に本質的と思われる力学因子を抽出する.
- ③ 抽出した力学因子によって構成される流体系を実験室内で作る.
- ④ 実験室内の流体系を支配する数学モデル (理論) を作る.
- ⑤ 流体実験の結果と理論の結果を比較する.
- ⑥ その理論を着目した自然現象に応用する.

ここで特徴的なのは, GFD の体系が ③~⑤までの部分で閉じていて, 自然現象に関連した部分は, 形式的には体系の外に出ている点である. この点が地球科学的なアプローチと非常に異なっている. 次に, GFD の研究のプロセスをもう少し具体的に調べてみよう.

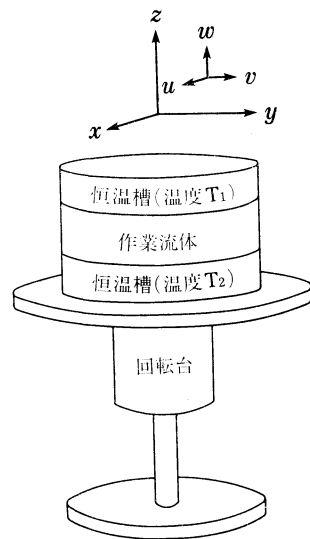
3.1 自然現象から流体実験へ

地球流体力学の興味の対象となる「自然界の流れ」とは, 具体的には, 河川・湖沼・地下水・海洋・大気・地球内部の流動現象・惑星大気・恒星内部の循環などの事である. これらを総称して「地球流体 (geophysical fluid)」と呼ぼう. 惑星や恒星の大気を地球流体と呼ぶのは適当でないが, 広い意味で解釈していただきたい. しかし, この解説では, 議論を単純にするために, 興味の対象を地球表層にある地球流体 (主に, 大気と海洋) に限定しよう. この時, 地球流体の共通点として次のような性質が考えられる:

- ① 地球と共に自転している.
- ② 流体層の深さは, 一般に, 地球の半径・流体層の水平スケールに比べてはるかに小さい.

- ③ 重力場の中で, 密度成層を成している. 場合によっては自由表面を持つ.
- ④ 加熱冷却・風の応力などによる流れの励起機構が存在する.
- ⑤ 励起された流れの (固体地球に相対的な) 速度は, 音速及び地表の絶対空間に対する自転速度に比べてはるかに小さい.

第1図に示した流れの形の類似性に必然的な関連があるとすれば, 上にあげた共通の条件が流れの構造に強く反映しているからであろう. そこで, 次に, これらの条件を満たす流体系を実験室内で作ることを考える. しかし, すべての条件を満足する流体系を作るのはとても無理である. たとえば, 地球の重力場は中心力であるが, 実験室内の重力場は鉛直下向きである. そこで, 実験室内にできる流体系といえば, せいぜい第3図に示したようなものであろう. ここでは, テーブルの上に水を入れ



第3図 成層回転流体の実験装置と座標系.
(x, y, z) は位置, (u, v, w) は速度を表わす.
作業流体の上下面の温度が, それぞれ, 恒温槽によって, T_1, T_2 に保たれる. 回転台は鉛直軸のまわりを回転する.

た容器が載せてある. 容器は上下3層に分れていて, 中間の層に満した水 (作業流体) が, 地球流体に対応するものと考え. 上下の容器は恒温槽で, それぞれ T_1, T_2 の温度に保たれている. $T_1 > T_2$ ならば, 熱伝導によって作業流体に安定な密度成層, $T_1 < T_2$ であれば不安定な密度成層が生じる. $T_1 = T_2$ であれば, 密度成層

は生じない。このような方法で、共通の条件③を表現するのである。もし必要であれば、自由表面を作ることはいは容易である。テーブルは鉛直軸のまわりに一定の角速度で回転する仕掛けがあり、容器を回転させて共通の条件①を表現する。

第3図は流体モデルの一例であって、この他のモデルもいろいろあるが、一般に、このような簡単な流体系を設定することが多い。勿論、問題によって、成層をつけないこともあるし、容器を回転させないこともある。そして、与えられた条件の下で容器の中に生じる流れの性質を調べるわけであるが、基本場と摂動を分けて考えるのが普通である。基本場とは流れの性質が前もって分かっている状態である。まず、基本場を設定して、そこに流れを起す何らかのメカニズムを導入する。流体の密度分布に強制的な変化を与えたり、容器の中に物体を入れて振動させる、といった具合である。この時、一般に流れの場が基本場から変形するのであるが、基本場からのズレを摂動と呼び、摂動の性質を調べる事が GFD 的研究の興味を中心となる。

摂動の性質を調べるためには、実験室内の流れを観察する事が第一歩である。しかし、実験室内の流れは特殊な状況で実現されたものであるから、その結果から、地球流体に共通する流れの性質を読み取ることは一般に困難である。そこで、どうしても、実験室内の流れの一部を含むような一般的な理論の組み立てが必要になる。そして、理論と実験の結果を比較することにより、お互いの信頼性を確かめ合うのである。

3.2 流体実験から数学モデルへ

3.2.1 ブシネスク近似

密度成層のある流体では、当然のことながら、密度の空間的・時間的変化が重要な問題である。しかしながら、一方、前節で述べた流体モデルにおける密度の変化は微々たるもので、例えば水の場合、室温付近で温度が 10°C 変化しても、密度の変化は0.2%程度である。そこで、実験室系の数学モデルにおいては、連続の式における密度変化の効果を無視することが多い。この時、連続の式は、

$$\nabla_* \cdot \mathbf{q}_* = 0 \quad (3.1)$$

と書ける。但し、 $\mathbf{q}_* = (u_*, v_*, w_*)$ は流速を表すベクトル、 $\nabla_* = \left(\frac{\partial}{\partial x_*}, \frac{\partial}{\partial y_*}, \frac{\partial}{\partial z_*} \right)$ は微分演算子である。座標系は第3図を参照されたい。

実験室内に作った流体モデルにおける密度変化は、前節に述べた例では、①温度によって生じたのであるが、

この他に、②流体内に溶けている物質の濃度（いろいろの物質が考えられるが、ここでは、塩分で代表させよう）、③まじり合わない異種の流体の重ね合せ、などによって生じる場合を扱うことが多い。③の場合、着目した流体粒子の密度 ρ_* は流体の運動によって変化しないから、

$$\frac{D\rho_*}{Dt_*} = 0 \quad (3.2)$$

が成り立つ。但し、 $\frac{D}{Dt_*} = \frac{\partial}{\partial t_*} + \mathbf{q}_* \cdot \nabla_*$ はラグランジュ的な微分である。また、①・②が同時に存在する場合は、密度 ρ_* と温度 T_* 、塩分 S_* との関連を、

$$\rho_* = \rho_0 (1 - \alpha(T_* - T_0) + \beta(S_* - S_0)) \quad (3.3)$$

と近似する場合が多い。但し、 ρ_0 は温度 T_0 、塩分濃度 S_0 における密度で、

$$\alpha = - \frac{1}{\rho_0} \left. \frac{\partial \rho_*}{\partial T_*} \right|_{T_* = T_0, S_* = S_0}, \quad \beta = \frac{1}{\rho_0} \left. \frac{\partial \rho_*}{\partial S_*} \right|_{T_* = T_0, S_* = S_0} \quad (3.4)$$

は、1 に比べて非常に小さい定数である。また、温度とか流体に溶けている物質は一般に拡散する性質があるので、拡散過程を表現する方程式：

$$\frac{DT_*}{Dt_*} = \kappa \nabla_*^2 T_* \quad (3.5)$$

$$\frac{DS_*}{Dt_*} = D \nabla_*^2 S_* \quad (3.6)$$

が必要となる。但し、 κ 、 D はそれぞれ温度、塩分の拡散係数で定数として扱われることが多い。もしも、 $\kappa = D = 0$ であれば、(3.2) が成り立つ。

さて、流体の密度変化は、全く異なる2つの作用を通して流体運動に関与する点に注意を要する。1つは、慣性質量を変化させる作用、もう1つは、重力と協力して浮力を生む作用である。ところが、前述したように実験室系における密度変化が非常に小さいことから、GFDにおいては、前者の効果を無視することが多い。すなわち、慣性質量を ρ_* の代りに(3.3)式の ρ_0 と置いてしまおう。これをブシネスク (Boussinesq) 近似と呼ぶ。ブシネスク近似が液体に対して成り立つことは予想がつくが、気体に対して成り立つかどうか、特に大気中の対流現象に対して成り立つかどうか、いろいろの人によって吟味された。その結果、たとえ気体であっても、①基本場を特徴づける高さ (scale height) に比べて対流高度が十分小さく、②摂動が基本場からそれ程ずれば、ブシネスク近似が成り立つことが知られている (Spiegel・Veronis, 1960)。詳細は小倉 (1966) を参照さ

りたい。気象力学においては、限られた現象に対してのみブシネスク近似を用いるが、GFDの理論においては、ほとんどの問題にブシネスク近似を用いる点の特徴である。

3.2.2 スケーリング (scaling) と摂動方程式

理論的な研究は、上にあげた方程式 ((3.1)~(3.6)) に運動方程式を加え、適当な初期条件と境界条件を満足する解を求める作業が中心であるが、次元のある基礎方程式系を直接解くことは普通行わない。まず、適当なスケール (物理量の大きさの基準を決めること) を行い、方程式を無次元化するのが慣例である。よく使われるスケールと、それによって導かれる無次元の運動方程式を次に示そう。

a) 回転のない密度成層の場合

不安定成層流体の定式化は、既に浅井 (1975), 北出 (1974), 近藤 (1971) の解説があるので、ここでは安定な密度成層の場合に話を限ろう。

摂動に対する運動方程式はブシネスク近似の下で、

$$\frac{\partial \mathbf{q}_*}{\partial t_*} + (\mathbf{q}_* \cdot \nabla) \mathbf{q}_* = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_* p_*' - \frac{\rho_*}{\rho_0} g \hat{\mathbf{k}} + \nu \nabla_*^2 \mathbf{q}_* \quad (3.7)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{q}_* , p_*' , ρ_*' は速度ベクトル, 圧力, 密度の基本場からのズレ (摂動), ν は動粘性係数, $\hat{\mathbf{k}}$ は鉛直方向の単位ベクトルを表す。この方程式に次のようなスケールを導入しよう。

$$t_* = \frac{1}{N} t, \quad \mathbf{r}_* = L \mathbf{r}, \quad \mathbf{q}_* = \frac{g'}{N} \mathbf{q}, \quad \rho_* = \Delta \rho \rho' \quad (3.8)$$

$$p_*' = \rho_0 g' L p'$$

ここで、 $N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz_*}$, L は現象の代表的スケール, $\Delta \rho$ は現象に伴う代表的な密度変化の大きさ, $g' = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} g$ である。 $\frac{d\bar{\rho}}{dz_*}$ は基本場の鉛直密度勾配で負の定数と考える。(3.8) を (3.7) に代入すれば、無次元の運動方程式として、

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \varepsilon_S \mathbf{q} \cdot \nabla \mathbf{q} = -\nabla p - \rho \hat{\mathbf{k}} + E_S \nabla^2 \mathbf{q} \quad (3.9)$$

を得る。但し、 ε_S , E_S は $\varepsilon_S = \frac{\Delta \rho}{L} \frac{d\bar{\rho}}{dz_*}$, $E_S = \nu / NL^2$ で定義される無次元のパラメータである。密度の変化が温度の変化のみに依存する場合は、(3.5) を無次元化する際にもう一つの無次元量 $Pr = \nu / \kappa$ (プラントル数) が現われる。 $\Delta \rho / L \ll d\bar{\rho} / dz_*$ の場合、(3.9) が線形の偏微分方程式で近似できる点に注意されたい。

b) 密度成層のない回転流体の場合

回転台が鉛直軸のまわりに一定の角速度 Ω で回転している場合を考え、回転台に相対的な速度ベクトルを \mathbf{q}_* , 圧力の摂動を p_* とおけば、運動方程式は、

$$\frac{\partial \mathbf{q}_*}{\partial t_*} + (\mathbf{q}_* \cdot \nabla) \mathbf{q}_* + 2\Omega \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q}_* = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_* p_* + \nu \nabla_*^2 \mathbf{q}_* \quad (3.10)$$

と書ける。この式に重力加速度が現われない点に注意していただきたい。固体壁に囲まれて自由表面を持たない流れは、たとえ重力場の中に置かれていても、重力の作用を全く受けないのである。現象の代表的な空間スケールを L , 代表的な速度を U , $2\Omega = f$ とおいて、(3.10) に次のようなスケールを導入しよう。

$$t_* = \frac{1}{f} t, \quad \mathbf{r}_* = L \mathbf{r}, \quad \mathbf{q}_* = U \mathbf{q} \frac{q}{m}, \quad p_* = \rho_0 f L U p \quad (3.11)$$

(3.11) を (3.10) に代入して、

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \varepsilon_R \mathbf{q} \cdot \nabla \mathbf{q} + \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q} = -\nabla p + E_R \nabla^2 \mathbf{q} \quad (3.12)$$

を得る。但し、 ε_R , E_R はそれぞれ $\varepsilon_R = U/fL$, $E_R = \nu/fL^2$ で定義され、回転流体の性質を規定する代表的な無次元量である。 ε_R はロスビー (Rossby) 数, E_R はエクマン (Ekman) 数と呼ばれる。特に、 $U \ll \Omega L$ の場合、 $\varepsilon_R = 0$ の近似が許される。

さて、(3.12) は成層流体の方程式 (3.9) と形が似ているのに気がつかれるであろう。成層流体における浮力, 回転流体におけるコリオリの力を表現する項を除けば形は全く同じで、共に2つの無次元量が係数に現れる。無次元量の形も似ていて、 ε は非線形項の大きさを表し、 E は拡散効果を代表する。しかも、GFDの理論体系の主要部分は成層流体においても、回転流体においても、 $\varepsilon = 0$ の近似の下に組み立てられているのである。実は、成層流体と回転流体の間に非常に良い対応関係が存在するのであるが、それについては、Veronis (1970), 木村 (1974) を見られたい。

c) 安定に成層した回転流体の場合

第3図に示した実験室系において、回転を止めて安定な密度成層を作る場合、または成層を作らないで、回転だけ行う場合には、基本場として流れのない状態を作ることができる*)。ところが、密度成層と回転を同時に与えると、話が少し複雑になる。この場合の基本場も含め

*) 回転系において「流れがない」とは、容器と同じ剛体回転に相対的な流れがない、という意味である。

た運動方程式はブシネスク近似の下に、

$$\frac{\partial \mathbf{q}_*}{\partial t_*} + (\mathbf{q}_* \cdot \nabla_*) \mathbf{q}_* + 2\Omega \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q}_* + \Omega^2 \hat{\mathbf{k}} \times (\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{r}_*) \\ = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_* p_* - \rho_* g \hat{\mathbf{k}} + \nu \nabla_*^2 \mathbf{q}_* \quad (3.13)$$

と書けるのであるが、基本場において、流れがないと仮定すれば、(3.13)で $\mathbf{q}_* = 0$ とおける。その式の回転 ($\nabla \times$) をとれば、

$$0 = -\rho_0 \Omega^2 \nabla \times \{\hat{\mathbf{k}} \times (\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{r}_*)\} - \nabla \times \rho g \hat{\mathbf{k}} \quad (3.14)$$

が得られる。 $\bar{\rho}$ は基本場の密度分布を表す。現象が軸対称であると仮定して、(3.14)を円筒座標 (r, θ, Z) で書きくだすと、

$$g \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial r} + r \Omega^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial Z} = 0 \quad (3.15)$$

となるが、この方程式の解は一般に $\bar{\rho} \left(Z - \frac{\Omega^2}{2g} r^2 \right)$ と書ける。 $Z - \frac{\Omega^2}{2g} r^2 = \text{一定}$ が等圧面の形を与えるので、この式は等圧面に沿って密度が一様であることを示している。もしも密度成層が拡散性のある温度、または塩分で形成されている場合、基本場においては、温度 (塩分濃度) 分布も $\left(Z - \frac{\Omega^2}{2g} r^2 \right)$ の関数となるはずである。ところが、一般に $Z - \frac{\Omega^2}{2g} r^2$ の関数は、拡散の方程式 (3.5), (3.6) で左辺 = 0 とおいた式を満足しない。このことは、拡散性のある原因で密度成層が形成されている回転流体では、流れのない基本場が存在しないことを示している。必ず対流運動が生じて密度が一様になる方向に近づくのであるが、このような流れを Sweet-Eddington の流れと呼ぶ。しかし、密度成層が拡散しなければ、流れのない基本場を作ることができるし、たとえ拡散性であっても、 $r^2 \Omega^2 / 2g \ll Z$ であれば、基本場の対流効果は小さくなる。そこで、成層回転流体の問題を扱う場合、

$$F_e = \Omega^2 L / g \ll 1 \quad (3.16)$$

を仮定することが多い。 F_e を (回転) 外部フルード (Froude) 数と呼ぶ。

さて、以上の仮定の下に、Sweet-Eddington の流れを無視して摂動方程式を書けば、(3.7)に (3.10) のコリオリの項をつけ加えた式が得られる。すなわち、

$$\frac{\partial \mathbf{q}_*}{\partial t_*} + (\mathbf{q}_* \cdot \nabla_*) \mathbf{q}_* + 2\Omega \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q}_* = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_* p_* \\ - \frac{\rho'_*}{\rho_0} g \hat{\mathbf{k}} + \nu \nabla_*^2 \mathbf{q}_* \quad (3.17)$$

この式のスケーリングは、成層を基準にとるか、回転を基準にとるかで任意性が生じるが、ここでは、回転を基準にして (3.11) を採用しよう。但し、 $U = g' / N$ と置く。この時、無次元方程式として、

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \varepsilon_R \mathbf{q} \cdot \nabla \mathbf{q} + \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q} = -\nabla p + B \rho' \hat{\mathbf{k}} + E_R \nabla^2 \mathbf{q} \quad (3.18)$$

を得る。ここで、 B は、 $B = N/f$ で定義される無次元パラメータで、成層効果と回転効果の比を表す。 B^{-2} を (回転) 内部フルード数と呼ぶ。 BL は長さの次元をもつパラメータであるが、海洋物理学ではよく使われて、ロスビーの変形半径 (Rossby radius of deformation) と呼ばれる。

さて、以上のモデルで示したように、GFD で扱われる流体系は、大部分地表が水平面で回転軸は鉛直方向である。一方、大気や海洋は球面上にあるから、極を除いて自転ベクトルは地表に直交していない。しかし、この違いは、流れのメカニズムに関する限り、それ程重要ではない。その理由は、大気や海洋の深さが現象の水平の広がり比べて非常に小さいために、地表に沿った流れが卓越するからである。さらに、大気も海洋も通常安定に成層しているので、その効果はますます強められる。その結果、地球の自転ベクトルのうち、地表に直交する成分が主に影響を与える事になり、「流体モデルにおける回転ベクトルは、地球自転ベクトルの地表に直交する成分に対応する」と解釈すればよいのである。ところが、1つ具合の悪い点は、地球が球面であるために、自転ベクトルの地表に直交する成分の大きさが緯度によって変化する事である。これが原因でロスビー波と呼ばれる地球流体独特の現象が生じるのであるが、第3図に示した実験装置ではこの効果 (β -効果と呼ばれる) が表現されていない。しかし、これも幸運な事情なのであるが、流体層の水深を変化させることによって、 β 効果と非常によく似た効果が生じる。実験室内だけではなく、海洋の大陸棚斜面が同様の効果を生み、陸棚波 (shelf wave) と呼ばれる現象が生じる。水深の変化によって生じる β 効果を地形性 β 効果 (topographic β -effect) と呼んで、球の曲率によって生じる β 効果 (planetary β -effect) と区別する。両者の対応関係については、木村 (1974) を参照されたい。

さて、上に示した流体モデル、または、方程式系が含んでいる現象を調べるのが GFD の内容であるが、個々の現象について述べる前に、基礎方程式から導かれる一般的な性質について触れておこう。

3.3 流れの束縛条件

a) 非回転の安定な密度成層流体の場合

回転のない安定な密度成層流体で、それぞれの流体粒子の密度が時間と共に変化しない場合、(3.2)は、

$$\frac{\partial \rho'_*}{\partial t_*} + \mathbf{q}_{h*} \cdot \nabla_{h*} \rho'_* + w_* \frac{d\rho}{dz_*} = 0 \quad (3.19)$$

と書ける。但し、 $\mathbf{q}_{h*} = (u_*, v_*)$, $\nabla_{h*} = \left(\frac{\partial}{\partial x_*}, \frac{\partial}{\partial y_*} \right)$ 。この式を(3.8)を用いて無次元化すると、

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \varepsilon_s \mathbf{q}_h \cdot \nabla_h \rho' - w = 0 \quad (3.20)$$

を得るが、 $\varepsilon_s = 0$ で流れが定常であれば、 $w = 0$ となる。すなわち、安定な密度成層流体中の定常流は水平流に限られる。

b) 成層のない回転流体の場合

(3.12)において、 $\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = 0$ (定常流), $\varepsilon_R = 0$, $E_R = 0$ とおけば、

$$\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q} = -\nabla p \quad (3.21)$$

となる。この式は地衡風平衡を表す。(3.21)の回転($\nabla \times$)を取れば、 $\nabla \times \nabla p = 0$ より、

$$(\hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla) \mathbf{q} = 0 \quad \text{又は} \quad \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial z} = 0 \quad (3.22)$$

を得る*)。この式は流れが鉛直方向にシアーを持たないことを示す。この性質を Taylor-Proudman の定理と呼ぶ。

c) 成層回転流体の場合

(3.18)において、 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ (定常流), $\varepsilon_R = 0$, $E_R = 0$ とおけば、

$$\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{q} = -\nabla p + B \rho' \hat{\mathbf{k}} \quad (3.23)$$

を得る。この式は、水平方向には地衡風平衡、鉛直方向には静水圧平衡が成り立つことを示している。(3.23)の回転($\nabla \times$)を取ると、

$$(\hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla) \mathbf{q} = \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial z} = -B \hat{\mathbf{k}} \times \nabla \rho' \quad (3.24)$$

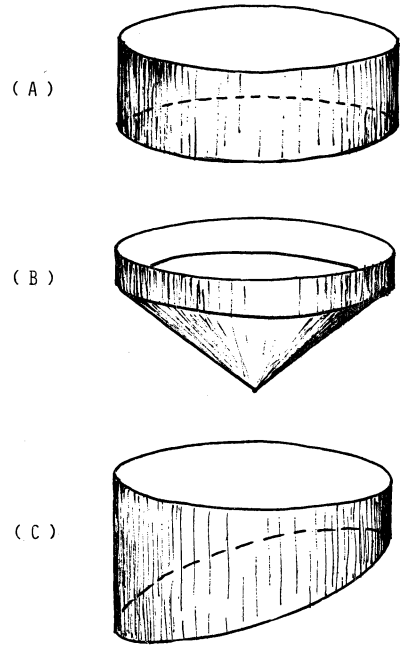
を得る**)。この式は、気象力学で使われる温度風の式に他ならない。流速の鉛直シアーと密度の水平勾配がこの式を通じて関連しているのである。

d) 深さの変化する密度一様の回転流体の場合

第3図では流体層の深さがどこでも同じであるような

*) ベクトル解析の公式: $\nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{A} - \mathbf{B} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{A}) - (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{A} (\nabla \cdot \mathbf{B})$ を使用。

**) ベクトル解析の公式: $\nabla \times (\varphi \mathbf{A}) = \varphi \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \times \nabla \varphi$ を使用。 φ はスカラーの関数である。



第4図 回転流体槽のいろいろ、(a) 深さ一様の容器、(b) 閉じた等深線を持つ容器、(c) 閉じた等深線を持たない容器。

モデル(第4図(a))を考えたが、上面が水平で底面が傾斜している流体層(第4図(b),(c))内の流れについて考えてみよう。底面付近で、斜面を昇る、または降りる流れは、鉛直方向の流速 w を持つであろう。ところが、上面では $w = 0$ である。従って、 $\frac{\partial w}{\partial z}$ は一般にゼロではない。一方、Taylor-Proudman の定理によれば、密度一様の回転流体の定常流は($\varepsilon_R = 0$ の近似で)鉛直シアーを持たないはずである。従って、この定理が成り立つ限り、斜面の方向の定常流は存在しない。流れは常に等深線に沿って進む。この意味における等深線を geostrophic contour と呼ぶ。第4図(b)では等深線は円形であり、定常流は円形の渦になる。ところが、第4図(c)に示した容器では、等深線に沿って進むと壁にぶつかってしまう。このような場合は、 $\varepsilon_R = E_R = 0$ の近似の範囲で、定常流は存在しない。そこで、回転流体において流体が閉じた等深線を持つかどうかで流れの性質が著しく異なるのである。

さて、もしも、このような流れの束縛条件が厳密に成り立つならば、成層流体や回転流体の流れの種類は非常に限られてしまうはずである。しかし、上の束縛条件は、流れが定常でかつ $\varepsilon_R = E_R = 0$ の条件の下に得られ

たものであり、これらの条件が満足されなければ、厳密には成り立たない。しかし、厳密に成り立たない場合でも、流れを束縛しようとする性質があることは事実で、GFDの主要な研究テーマは、これらの束縛条件を無理に破る条件を与えて流れの反応を調べる事なのである。それでは、どのような反応が生じるのか、それを次に述べる事にしよう。

4. 地球流体力学の問題

GFD的な流体系は、密度成層と回転で特徴づけられる。そこで、いろいろな現象をメカニズムの違いで分類しようとする時、回転の有無、成層の種類(中立・安定・不安定)を基準にして整理するのが妥当であろう。この時、すべての現象は6種類の流体系の中に分類される事になるが、それぞれの流体系に生じる現象を、さらに、①波動、②乱流、③波動でも乱流でもない流れ、の3種類に分類する。ここで、波動とは、復元力によって生じる特徴的な流れ(中立波)で、ここでは、不安定波(流体の不安定現象によって生じる二次流れ)を波動とは呼ばない。乱流とは、不規則に変動して決定論的な扱いのできない流れを指す。波動でも乱流でもない流れを単に「流れ」と呼ぶ事にしよう。このような方針で、地球流体力学的な興味の対象となるさまざまな問題を分類したのが第1表である。よく、大気・海洋中の現象を時間空間スケールによって分類することが行われるが、第1表は分類の視点が異なっている点に注意されたい。この表は現象の分類ではなくて、興味の着目点の分類である。従って、一つの現象であっても、興味を感じる側面——流れの構造に興味があるのか、形成過程に興味があるのか——によって2つ以上の分類項目に入る可能性を持つのである。以下にそれぞれの問題について簡単に説明しよう。

4.1 成層も回転もない流体系

この条件下の流体の性質は、流体力学の教科書に述べられている。特に、GFDとして興味があるのは、①物体に流れが当たって形成される流れ、②シアによる流れの不安定現象、③乱流、である。第2図に示したカルマンの渦列は①の問題に当る。②は、流体力学では乱流場の発生原因として扱われる。ところが、地球流体の大規模な流れに生じる順圧不安定現象(後述)と密接な関係がある。通常、順圧不安定は回転系で扱われるが、不安定の本質は非回転系のシア不安定と同じである。③は流体力学の根本問題である。まだ解決されていない多くの点があるが、接地境界層の乱流に関連して重要であ

る。実用的には、経験的な法則を用いて間に合わせていることが多い。

4.2 非回転の安定な密度成層流体系

密度が上方小さくなるような成層の問題は、①重力波(gravity wave)に関するもの、②水平対流(horizontal convection)に関するもの、③流れの不安定現象に関するもの、④流体の混合(mixing)に関するもの、に分類される。

① 重力波に関する問題

重力波の問題は、外部重力波に関するものと内部重力波に関するものに分類される。外部重力波の代表は水の表面に立つ波である。これに関しては、教科書(例えば、Stoker, 1957; Kinsman, 1965; Phillips, 1966)も解説(例えば、小倉, 1968; 永田, 1970・1971; 永田他, 1972; 宮田, 1974; 平, 1975)も豊富である。

内部重力波に関する興味は、大気中では山岳波・大気境界層内に生じる波動に関連して、海洋中では温度躍層付近の段階構造(step-structure)に関連して、近年高まりつつある。1つには、観測手段が進歩して、内部重力波の検出が容易になったからであろう。大気中の内部重力波に関しては、田中・加藤(1975)、荒川・大西・古川(1975)、海洋内部の問題に関しては、梶浦(1976)を参照されたい。

② 水平対流に関する問題

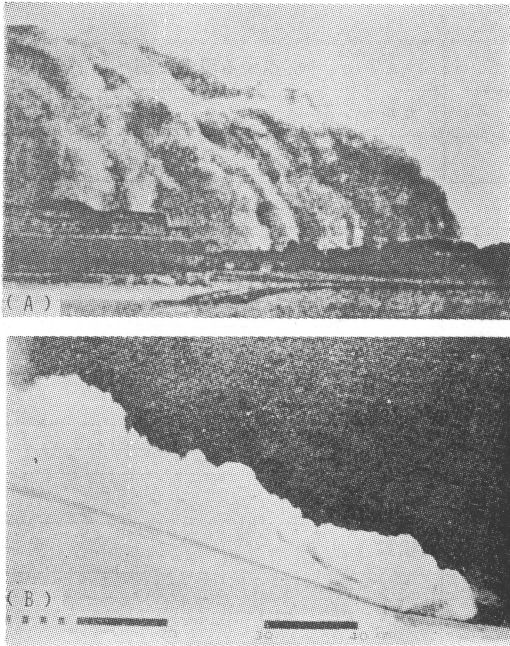
水平対流(horizontal convection)とは、一般的な言葉ではないが、地球流体に特徴的な一群の流れをまとめて示すのに適当な概念であると思う。Stern(1975)の教科書の章の題目に“公式”に使われているので、敢えて採用した。その内容は、安定な密度成層流体の中で、水平方向の密度勾配が原因で生じる流れを指す。大気や海洋の大循環も一種の水平対流であるが、回転効果が入るので、この節の分類には入れない。回転しない流体の水平対流は、連続成層流体の問題と、二層流体の問題に分けることができる。

連続成層流体の水平対流は、大気中では海陸風、海洋中では温度躍層の形成が典型的なものである。前者に関しては、浅井・吉門(1973)、中山・菊地(1975)、後者に関してはStern(1975)を参照されたい。加熱された島によって生じた対流については、Garstang *et al.* (1975)のレビューがある。二層流体の問題は、gravity currentに代表される。すなわち、重い流体が軽い流体の下側にもぐり込む流れである。積乱雲の発達に伴って、上層の冷気が下降流となって地表に運ばれ、gravity currentを

第 1 表

回転	成層	流れの種類	問題の特徴づける因子			関連する現象の例
回転効果が重要な問題	成層なし	流れ	構造	物体の後にできる流れ		カルマン渦
			安定性	シアーによる不安定		
	安定な成層	波動	重力波	外部重力波	不連続	水面の波
				内部重力波	連続	
		流れ	水平対流		連続	海陸風
			流れの不安定		不連続	砂じん嵐, 乱泥流
	不安定な成層	流れ	非孤立的	R-T 不安定	不連続	岩塩ドーム
				ベナール型	連続	細胞状対流
		孤立の	二重拡散対流	連続	salt-finger	
			ブリュームサーマル	不連続	積雲	
乱流	乱れた対流			C.A.T. 海中の微細構造		
回転効果が重要な問題	成層なし	流れ	構造	β 効果なし	$E^{1/2}, E^{1/3}, E^{1/4}$ -layer	
				β 効果あり	西岸強化流	
		安定性	spin-up		順圧不安定	海洋の中規模渦
			慣性不安定		エクマン層の不安定	列状雲 スリック?
	波動	慣性波			海水の慣性振動	
		ロスビー波			陸棚波, 惑星波	
	乱流	二次元乱流			黒潮純流の混合水域	
	安定な成層	流れ	構造	応力による流れ	連続	海洋の風成大循環
					不連続	季節風
			形成	水平対流	連続	フロントの移動
不連続					風の変化に対する海水の応答	
安定性		傾圧不安定	連続	温帯性低気圧		
			不連続	海洋の長波		
波動	慣性重力波		連続	赤道波		
	内部ロスビー波		不連続	極渦, 成層圏のプラネタリー波動		
乱流	geostrophic turbulence					
不安定な成層	流れ	孤立的	強い渦	竜巻, 熱帯性低気圧		
		非孤立的	安定性渦の break-down			
		回転系における R-H 不安定, ベナール型対流, 二重拡散対流				

地球流体力学で扱われる問題の分類。第3コラムの波動とは中立波を意味する。波動でも乱流でもない流れを単に流れとした。第4コラムで、連続とあるのは、密度が鉛直方向に連続的に変化することを意味する。不連続とは、不連続に変化することである。各現象に関する説明は本文を参照されたい。



第5図 (a) ポートスーダンの町に接近する砂嵐, (b) 乱泥流の流体実験。共に gravity current の例である (Holmes, 1964)。

形成することが知られている。その一例を第5図(a)に示す。地表が傾斜していれば、流れはさらに加速される。斜面風も、gravity current の一種と考えられる。海底の斜面上で堆積物の一部が崩れると、海底近くの海水は土砂を巻き込んで密度が大きくなり、一種の gravity current が生じる。これを乱泥流 (turbidity current) と呼び、海底電線を切るので恐れられている。第5図(b)に乱泥流の流体実験の例を示す。これらの力学的な性質については、Benjamin (1968), Turner (1973) に詳しく述べられている。

③ 流れの不安定現象に関する問題

安定に成層した流体中の水平流の鉛直シアによって生じる不安定現象は、Kelvin-Helmholtz 不安定 (K-H 不安定) として知られている。基本場に定常流がなくても、内部重力波の振幅が大きくなると、局部的に K-H 不安定が生じることがある。大気境界層内及び海洋内部における乱流の発生源として認識されつつある。大気中の現象に関連して Tanaka (1975)、海洋内部の現象に関して Woods (1969) が参考になる。

④ 流体の混合 (mixing) に関する問題

安定な密度成層中に物体を入れて激しく振動させれ

ば、物体のまわりの流れは乱流になる。このようにして生じた乱流領域は安定な密度成層流体中をどのような形で広がってゆくのであろうか。この問題は、K-H 不安定で生じた乱流場の拡散に関連して重要である。また、thermal や plume の entrainment のメカニズムとも関連する。Turner (1973) の教科書は、特に、この問題に力を入れているように思われる。

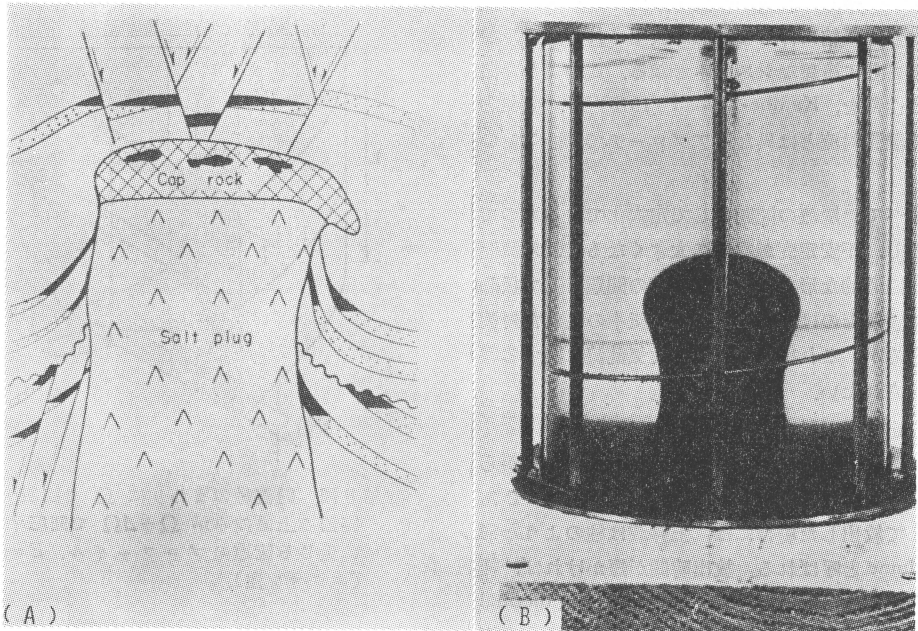
4.3 非回転の不安定な密度成層流体系

密度が上方程大きくなるような成層は、重力場の中では不安定で、一般に、対流運動が生じる。不安定成層を作る原因が①水平に一樣に広がっている場合と、②孤立している場合で、問題の性質が相当異なるので区別して扱うことにしよう。

① 不安定な成層が水平に広がっている場合

最も単純な流体系は、密度 ρ_1 の流体が、密度 $\rho_2 (< \rho_1)$ の上に重なっている場合である。このような状態の流体転倒 (over-turning) 現象は Rayleigh-Taylor の不安定と呼ばれている (Chandrasekhar, 1961: 第10章参照)。岩塩の層の上に密度の大きな堆積層が積ると、岩塩がドーム状に堆積層の中に侵入する現象が生じる。そのメカニズムは Rayleigh-Taylor 不安定と考えられている。第6図に実際の岩塩ドームの構造と、その流体実験の例を示す。

流体層が下から一樣に加熱される場合、または上から一樣に冷却される場合に不安定な密度成層が形成される。地表が太陽熱で加熱されたり、水面が蒸発で冷える場合に当る。その最も単純なモデルはベナール型の対流であるが、それについては、既に浅井 (1975)、北出 (1974)、近藤 (1971)、木村 (1971) の解説があるので省略する。ベナール型対流の応用として、a) 鉛直シアのある流れの中の対流 (浅井, 1975: 3.6章参照)、b) 中規模細胞状対流 (meso-scale cellular convection) (同: 3.4章、又は Agee *et al.*, 1973参照)、c) penetrative convection (近藤, 1971参照)、d) 内部加熱による対流 (Thirlby, 1970参照)、e) 2種類の流体が重なった流体系における対流 (Zeren・Reynolds, 1972)、f) 相変化 (液体から別の性質を持った液体への) する対流 (Busse・Schubert, 1971)、g) 不安定度が水平方向に異なる場合の対流 (Sommerville, 1967参照)、h) 多孔質内の対流 (Elder, 1968参照) などの問題が研究されている。マンデル対流のモデルも、ベナール型対流の応用として扱われることが多い。それに関しては、島津 (1966)、竹内・坂田 (1969)、Peltier (1972)、河野・都築 (1975) を参



第6図 (a) 岩塩ドームの断面のスケッチ (Levorsen, 1954). 堆積層の中に直径 5 km 程の岩塩ドーム (salt plug) が侵入している。まわりの黒い部分は石油のプールで、岩塩ドームの存在は油田の指標になる。(b) 岩塩ドームの流体実験 (Fultz, 1961). 軽い流体 (無色) と重い流体 (黒色) を重ね合せ、ある時刻に容器を転倒させると、重い流体がドーム状に上昇する。

照されたい。

海洋の密度は温度と塩分に依存するため、海水の密度変化によって生じる流れは、熱塩循環 (thermo-haline circulation) と呼ばれる。ところが、温度と塩分の拡散係数の大きさが異なることが原因で、ベナール型対流と性質の異なる対流運動が生じることが見出され、特に、二重拡散対流 (double-diffusive convection) と呼ぶ。この現象は温度と塩分の組み合わせのみではなく、一般に拡散係数の異なる2種 (以上) の成分が密度決定に寄与する場合に生じる。第7図にその一例を示すが、高温の食塩水 (密度 ρ_1) を低温の真水 (密度 $\rho_2 > \rho_1$) の上に重ねた場合である。重ねた瞬間は、安定な密度成層であるが、温度の方が塩分より早く拡散するために、接触面の近くでは、真水の温度が上昇して密度が小さくなり、対流が生じる。上昇域・下降域が細い指のような形で上下に入り組むので、salt finger と呼ばれる。二重拡散対流には、上記の finger 型と diffusive 型と呼ばれる2種類の対流パターンが存在するが、詳細は、永田 (1974)、増田 (1975)、Turner (1973)、Stern (1975) を参照されたい。水蒸気を含んだ空気も、一種の二重拡散系であ



第7図 salt finger の流体実験 (Turner, 1973). 高温の食塩水 (黒色) と低温の真水 (無色) を重ね合せると、境界層に鉛直流が生じる。

る。水蒸気が凝結して、微小水滴が形成されれば、三重拡散系となり、凝結に伴って潜熱が放出されるので、熱塩循環よりさらに複雑なシステムとなる。このような湿潤対流系の性質を、Kambe・Takaki (1975) が、気象力学における湿潤対流とは異なるアプローチで調べている。

以上はすべて、層流の問題として定式化できるものである。しかし、不安定度が極端に大きくなると、対流運動は一般に組織的な形をとらず、乱流の問題として扱われる。特に重要なのは、地面付近の大気中の乱れた対流の問題であるが、これに関しては、大気乱流に関する教科書を参照されたい。

② 不安定領域が孤立している場合

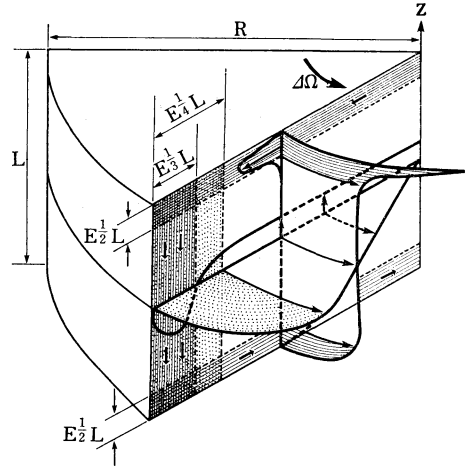
この種の問題の基本形は、密度一様の流体層の底から少し軽い流体を放出して、その運動を論じることである。連続して放出した場合には、上昇域は柱のような形になり、plume と呼ばれる。放出時間が短かければ、軽い流体は泡のような形で上昇し、bubble または thermal と呼ばれる。前者は煙の拡散に関係して、Priestley・Ball (1955), Morton *et al.* (1956) が定式化を行った。後者は積雲の発達過程に関係して、Scorer・Ludlam (1953), Scorer (1957) がその後の研究の基礎を作った。この種の問題の特徴は、激しい乱流域が乱れの小さな環境の中を上昇する点にあり、乱流域が広がって、環境の流体を乱流域の中に取り込む作用が生れる。この現象を entrainment と呼び、その効果を見積ることが重要な問題となる。plume, thermal の研究は、いろいろなバリエーションがあるが、詳細は Turner (1973) の6章を参照されたい。

4.4 密度一様の回転流体系

回転流体の問題は、①定常流の構造に関する問題、②定常流の形成過程に関する問題、③定常流の安定性に関する問題、④波動に関する問題、⑤二次元乱流に関する問題、に分類できる。

① 定常流の構造に関する問題

β 効果がある場合とない場合（または、閉じた geostrophic contour がある場合とない場合）に分けるのが便利であろう。 β 効果がない場合の流れは、(ロスビー数 (ϵ_R) が小さい場合が興味の対象になるので) almost solid rotation と呼ばれ、回転流体力学の基礎をなす。水を満たした回転円筒容器の上面（半径 R ）のみを容器よりも 4Ω だけ速く回転させた場合の、水の流れを第8図に示した。流れを帯状流 (rz 面に直交する流れ)



第8図 鉛直軸のまわりに Ω で回転する円筒容器の上面のみが $\Omega + \Delta\Omega$ で回転する場合に生じる流速のプロファイル。 $E = \nu / 2\Omega L^2$ (エクマン数)。

と子午面循環 (rz 面内の流れ) に分けて考えると、帯状流は上下及び鉛直壁の近くを除いて剛体回転であり、Taylor-Proudman の定理に従って鉛直シアーを持たない。上下面に沿って生じる境界層の厚さは $E_R^{1/2}L$ (L は容器の高さ)、鉛直壁に沿って生じる境界層の厚さは $E_R^{1/4}L$ となることが知られている。子午面循環に関しては、中心から遠ざかる流れはすべて上面の $E^{1/2}L$ の厚さの境界層内に限られ、側壁にぶつかった流れは、厚さ $E^{1/3}L$ の境界層内を下降して下面にぶつかる。下面にぶつかった流れは下面の $E^{1/2}L$ の厚さの境界層内を通過して中心に向う。中心に向う流体は、少しずつ境界層の上に出て、内部領域に一樣な上昇流を生む。上昇した流体は真上にある境界層の中に扱込まれて循環が閉じるのである。内部領域の帯状流の角速度は側壁のまさつで上面の角速度 4Ω の1/2より多少小さくなる。上昇流の大きさは、 $E^{1/2}4\Omega L$ 程度である。

壁に沿って生じる境界層は、その厚さによって、 $E^{1/2}$ -layer, $E^{1/3}$ -layer などと呼ばれる。 $E^{1/2}$ -layer はエクマン (Ekman) 境界層に他ならない。 $E^{1/3}$ -layer と $E^{1/4}$ -layer を合わせて Stewartson layer または鉛直境界層 (vertical boundary layer) と呼ぶことがある。 $E^{1/2}$ -layer と内部領域との流体の出入は、回転流体の力学を考える上で非常に重要であり、この作用を特に Ekman pumping または Ekman suction と呼ぶ。

次に第8図とほぼ同じ状況であるが、鉛直壁がなく

て、半径が R より大きい部分にも水が満たされて、なおかつ容器よりも速く回転する部分が半径 R の内側に限られている場合を考えよう。この場合にも、鉛直壁がある容器と非常に似た流れが生じる。但し、鉛直境界層は、(壁がないので) 流体内部にシアの強い流れを形成することになる。このような流れを特に free shear layer と呼ぶ。その構造を Stewartson (1957) が最初に調べたので、鉛直境界層を Stewartson layer と呼ぶのである。Stewartson の理論は Baker (1967) によって検証された。エクマン層・鉛直境界層の非線形効果については Bennetts・Hocking (1973) が考察している。

上の例では、定常流を作るのに容器の上部の回転数を変化させたが (differential rotation), この他に容器の一部から水を注入し、一部から吸い出す方法がある。このような方法で生じる流れを source-sink flow と呼ぶ。その構造は Barcilon (1967), Hide (1968) によって調べられた。

回転流体の定常流の中に障害物 (例えば山) を置いて、流れの変化を調べることもいろいろ行われている。Taylor (1923) は、流れの中に置かれた山の上によどみ領域が柱のように存在することを発見した。この柱を Taylor-column と呼ぶ。その研究は Jacobs (1964), Hide・Ibbetson (1966), Ingersol (1969), Davies (1972) に受け継がれた。流れの中に球を置いた場合は Hide・Ibbetson (1968) が考察している。

層流の定常エクマン境界層の構造はよく知られているが、実際の地球流体に生じるエクマン層は乱流である。乱流のエクマン層の理論は大気境界層の構造に関連したものが多い (島貫, 1973 参照)。実験室内に乱流エクマン層を作ることは技術的にむずかしいのであるが, Howroyd・Slawson (1975) はこの問題に挑戦している。

β 効果が存在すると、たとえロスビー数が小さくても almost solid rotation にならない。 β 効果が存在する場合の定常流の性質は、もっぱら風成海洋循環 (wind-driven ocean circulation) に関連して研究が行われている。その実験的研究に関しては、既に木村 (1974) で書いたので省略する。理論的な研究は流体実験を説明する形で行われるのであるが, differential rotation による流れに関しては, Pedlosky・Greenspan (1967), source-sink flow に関しては, Kuo・Veronis (1971) を参照されたい。実際の海洋との対応は, Pedlosky (1968), Greenspan (1969), Robinson (1970) が考察している。

② 定常流の形成に関する問題

最も基本的な問題は、一定の角速度で剛体回転している円筒容器内の流体を与え、ある時刻に容器の回転数を少し増加させる。この時、流体がどのような過程を経て新しい剛体回転に落ち着くか論じることである。この問題は、Greenspan・Howard (1963) によって考察され、spin-up と呼ばれた。その結果によると、流体は次の3段階の過程を経て回転数 Ω の新しい剛体回転に落ち着く。

1) $t=0$ に容器の回転を変化させよう。内部の流体はすぐには回転の変化を感じないが、 $t=1/\Omega$ (容器がほぼ1回転する時間) までに、粘性拡散によってエクマン層が形成される。

2) エクマン層が形成されると、Ekman-suction によって、内部の流体が上下面のエクマン層の中に吸収される (第8図の上面付近と同じ)。この吸収を補うために、側壁から中心に向う流れが生じる (第8図では、このような流れは生じない)。この結果、内部領域の流体粒子は角運動量を保存したまま中心に向う事になり、角速度が増加する。この角速度が新しい剛体回転の角速度になれば、エクマン層は消滅して、spin-up が完了する。spin-up に要する時間は $t=E^{-1/2}/\Omega$ で spin-up time と呼ぶ。

3) spin-up が完了しても、急激な境界条件の変化によって励起された慣性波 (inertial wave, 後述) が残っている。慣性波が粘性で消えるまでに $t=E^{-1}/\Omega$ を要する。

以上の過程で、鉛直境界層はそれほど重要な役割を演じない。鉛直境界層の形成に関しては、Barcilon (1968) の研究がある。非定常のエクマン層に関しては Endoh (1971) を参照されたい。Taylor column の形成過程については、Bretherton (1967) が考察している。

③ 定常流の安定性に関する問題

渦度の分布によって生じる不安定 (順圧不安定), 遠心力の分布によって生じる不安定 (慣性不安定), 及びエクマン層内に生じる不安定の3種類の不安定現象を区別する必要がある。

a) 渦度の分布によって生じる不安定

Kuo (1949) が、大気中の波動現象に関連して、シアによる不安定現象を回転系に応用したのが始まりで、その後、多くの理論的研究が生まれた。傾圧不安定 (baroclinic instability, 後述) に対して、順圧不安定 (barotropic instability) と呼ばれる (時岡, 1973; Yih, 1969: 9章参照)。流体実験と理論を比較させた研究と

しては、Hide・Titman (1967) の実験とそれを説明した Busse (1968) の理論, Dunst (1973) (以上, β 効果なし), Yamagata・Kimura (1973), Kimura (1976) (以上, β 効果あり) がある。

b) 遠心力の分布によって生じる不安定

軸が同じで半径が異なる2つの円筒容器の間に水を入れて、内側の円筒を外側の円筒より速く回転させると、内壁近くの水に働く遠心力が、外壁近くの水に働く遠心力も大きくなって、内側の水と外側の水の入れ替えが生じる(木村, 1973 参照)。このような現象を慣性不安定と呼び、Taylor の研究以来、多くの仕事がある(Chandrasekhar, 1961; 7章; Lin; 2章参照)。最も詳しい研究は Coles (1965) であろう。しかし、地球流体において、慣性不安定に対応する現象があるかないか、現在のところ不明である。

c) エクマン境界層内の流れの不安定

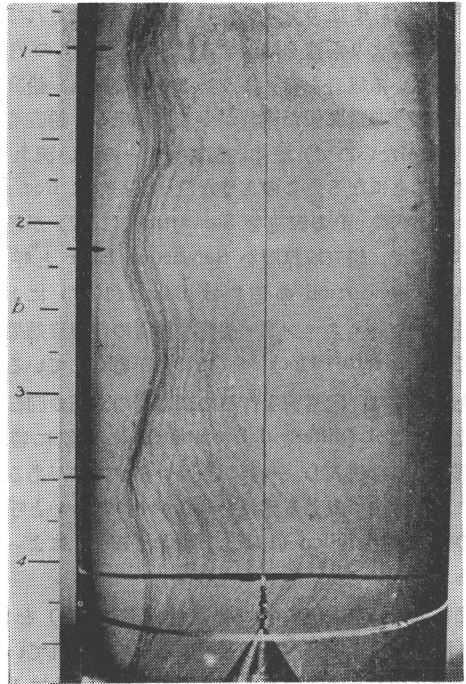
回転する円板付近の流れに二次流れが生じることは以前から知られていたのであるが、Faller (1963) は流体実験でこの現象を再発見し、地球流体力学的な意義を与えた。この二次流れはロール状の対流セルの列からなる(シアー流中の熱対流との力学的な対応について Wippermann, 1969 が論じている)が、大気中に生じる列状の下層雲、海面に見られる縞模様のスリックと関連があるのではないかと、いうものである。その後、多くの研究があるが、詳細については Asai・Nakasuji (1973) を見られたい。

④ 波動に関する問題

密度一様で自由表面のない回転流体の中には、2種類の波動が生じる。a) コリオリの力が復元力となって生じる慣性波 (inertial wave) と b) β 効果によって生じるロスビー (Rossby) 波 (またはプラネタリー (planetary) 波) である。

a) 慣性波

既に述べた回転系と成層系のアナロジーによって、慣性波の性質は内部重力波の性質と似ていることが知られている。回転流体の中で、回転軸に沿って物体が動けば、Taylor-Proudman の定理が局部的に破られ、物体の後に慣性波が励起される。第9図にその写真を示した。この現象の理論的考察は Bretherton (1967) が行っている。流れの中の慣性波の性質については Smith (1973)、物体による散乱については Barcilon・Bleistein (1969)、有限振幅の慣性波の不安定現象については Fultz・Murty (1968) の研究がある。



第9図 水を満した回転円筒容器内に糸でつるした物体を下降させると、慣性波が生じる。染料によって流線が可視化されている (Long, 1953)。

b) ロスビー波

地球流体独特の波動現象である。気象力学・海洋物理学の分野で詳しい研究がなされているが、実験室内で再現できるので、GFD の研究対象ともなり得る。流体実験は、Ibbertson・Phillips (1967), Holton (1971), Ibbertson の実験の理論的説明は Phillips (1965) が行っている。ロスビー波の一般論は、Platzman (1968), 宮田 (1974) を参照されたい。海洋循環に対するロスビー波の重要性については Lighthill (1971) が論じている。

⑤ 二次元乱流に関する問題

3次元的な乱流において、運動エネルギーが大きな渦から小さな渦に移ることは、渦管がチューインガムと同じように伸びることがあっても縮むことがないという性質から直感的に理解することができる。それでは、渦管の伸縮を禁止してしまつたら、いろいろなスケールの渦の相互作用はいかなる形をとるか、というのが2次元乱流の根本問題である。この研究には4つの流れがあるように思われる。有限個の渦の相互作用を扱う (Merilees・Warn, 1975 参照)、連続スペクトルの形を扱う (Charney, 1971; Thompson, 1973 参照)、数値実験で乱流を作る

第 2 表

成層の強さ		ほとんど密度一樣	弱い安定成層	強い安定成層
$P_r B^2$		$P_r B^2 < E^{2/3}$	$E^{2/3} < P_r B^2 < E^{1/2}$	$E^{1/2} < P_r B^2$
境界層	鉛直方向	$E^{1/3}$ -layer	buoyancy layer ($E^{1/2} (P_r B^2)^{1/4}$)	
		$E^{1/4}$ -layer	hydrostatic layer ($\sqrt{P_r} B$)	
	水平方向	$E^{1/2}$ -layer	粘性拡散作用でコントロールされる。	
内部領域	Ekman suction でコントロールされる。			

成層回転流体における流れの構造と鉛直安定度との関係 (Barcilon・Pedlosky, 1967). P_r =プラントル数, $B = N/f$. P_r, B の定義は (§ 3.2.2 の c) を参照されたい。

(Rhines, 1975参照), 観測によってスペクトルを調べる (Paegle・Paegle, 1975参照) 研究である。総合的な解説としては, Lilly (1973) がある。

容器に水を入れて回転させれば, 剛体回転に落ち着く。剛体回転における角運動量は外側程大きい。このような状態の水を機械的に攪拌すれば, 水は角運動量を保存して動くであろうから, 十分攪拌すれば, 角運動量が半径によらない流れ, 従って平均的には剛体回転ではない流れが得られるであろうか。この問題は Bretherton・Turner (1968), 海洋に関連して Welander (1973) が考察している。

4.5 安定な密度成層の回転流体系

このシステムに生じる現象は, 大規模な地球流体のモデルとして, 自然現象と直接結びついているものが多い。そのため, 気象力学や海洋力学の問題として扱われることが多く, それを全部扱うことは筆者の手に余る。ここでは, 基礎的な問題に限って述べてみたい。

一般に, 成層のない回転流体中に生じるすべての現象に対して, 安定な密度成層の効果が興味の対象となり得る。そこで, 前節で述べた問題は, すべて, この節の問題といえるので, 分類も前節に従うことにしよう。

① 定常流の構造に関する問題

第 8 図に示した流体系に, 安定な密度成層を加えた場合, 流れの構造はいかに変化するであろうか。この問題は Barcilon・Pedlosky (1967) によって扱われた。彼らの結果を第 2 表に示す。この研究の海洋 (特に沿岸湧昇流) に対する応用は, Allen (1973), Blumsack (1972) によって行われた。これらの問題に対して山形 (1974) の解説がある。

Taylor column に対する成層の効果は Davies (1972)

が調べている。

回転効果のある水平対流の問題は, 大気や海洋の大循環のモデルに他ならないが, GFD 的な研究はそれほど多くないように思える。一例として Oonishi (1975) をあげる。gravity current を回転系で扱おうと front の model になる。

② 定常流の形成に関する問題

spin-up に対する成層の効果は Walin (1969), Sakurai (1969) 以来, 多くの研究がある。Saunders・Bardsley (1975) を参照されたい。spin-up は容器の回転を突然変化させるのであるが, 地衡風平衡にある流れの流速自身をある部分だけ急に变化させた後の流体の応答を地衡風調節 (geostrophic adjustment) と呼ぶ。これに関しては, Blumen (1972) の解説がある。

沿岸近くの海面に岸に沿って風が吹き始めたら, 成層した海洋はいかなる反応を示すか, というのが沿岸湧昇の問題設定である。一種の spin-up であるが, 風が有限の領域に吹くので, 円筒容器の問題より複雑である。これに関しては, 吉田 (1974), 吉田他 (1974) を参照されたい。

③ 定常流の安定性に関する問題

順圧不安定に対する発散の効果は Lipps (1963), 慣性不安定に対する密度成層の効果は Sasaki (1971), エクマン層内の不安定に対する密度成層の効果は Kaylor・Faller (1972) が考察している。

以上は成層がなくとも生じる不安定であるが, 回転成層独特の不安定現象として傾圧不安定 (baroclinic instability) がある。その理論的側面は時岡 (1974), 実験的側面は瓜生 (1973), 木村 (1976) を見られたい。

フロントの安定性に関しては, Fultz (1952), Orlanski

(1968)の研究がある。

④ 波動に関する問題

慣性波・ロスビー波に重力波が組み合わされて、各種の波動が生じる。海洋に関連しては、沿岸・海底などの与えられた地形で特徴づけられる波動(モード波)の性質を調べる議論が多い(宮田, 1974; Kajiura, 1974 参照)。大気に関連しては、赤道付近の問題(松野, 1970 参照)、波動の伝播の問題(Uryu, 1973; 瓜生, 1976 参照)に興味を持たれている。波動現象に関する教科書としては、Eckart (1960), Tolstoy (1973), Beer (1974) などがあ

4.6 不安定な密度成層の回転流体系

不安定な密度成層流体中に生じるすべての現象に対して、回転効果を調べることが興味の対象となり得る。

回転系におけるベナール型対流の線形理論については Chandrasekhar (1961), 有限振幅の議論は Veronis (1959)を参照されたい。流体実験については木村(1971)に紹介した。thermal に対する回転効果については Wilkins *et al.* (1975) が一連の研究を行っている。

台風も回転系における対流の一種である。台風発達の気象学的なアプローチについては、山岬(1976)の解説が、流体力学的なアプローチについては、Carrier (1971)の理論がある。

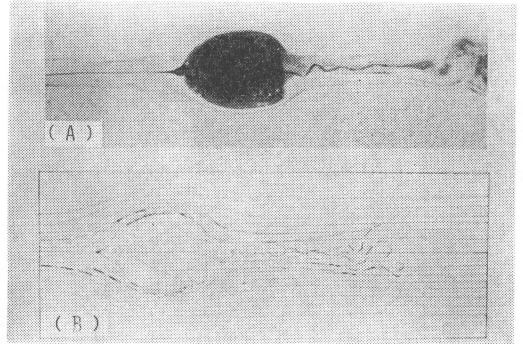
竜巻に関係した GFD 的な研究としては、Kuo (1966), Ying-Chang (1970), Blumsack-Barcilon (1971), Barcilon (1972), Sinclair (1973) 等がある。強い渦に伴って vortex break-down と呼ばれる厄介な現象がある。その一例を第10図に示すが、詳細は Benjamin (1967), Grabowski-Berger (1976) を見られたい。

4.7 地球流体力学の教科書、総合報告

GFD 全体を扱ったものとして、Stern (1975) (「海洋循環の物理」という表題があるが、実際の海洋のことは何も書いてない)、Reid (1971) がある。前者は入門的教科書、後者は総合報告の色彩が強い。

成層流体全体を扱った教科書に Turner (1973), Yih (1965) がある。前者は非常に多くの現象を扱って総合報告的、後者は数学的である。Hinwood (PART 1, 1970; PART 2, 1972) の総合報告は、PART 1 で成層流体中の流れ、PART 2 で内部重力波と混合の問題を扱い、多くの文献を含む。Graebel *et al.* (1968) はシンポジウムの報告である。

回転流体に関しては、Greenspan (1968) が気象力学や海洋物理学とは調子の違った GFD 的な教科書であ



第10図 vortex break-down の流体実験 (a) と数値実験 (b) の比較 (Grabowski・Berger, 1976). 左から右へ向う旋回流の中に break-down が生じると、渦が球状にふくらんで逆流が生じる。

る。総合報告として、Hide (1966), Lighthill (1966), Carrier (1966) がある。

不安定現象に関連して、Chandrasekhar (1961) (式の導出が丁寧で論議に最適)、Lin (1966) (特にシア不安定の理論が詳しい)、Saltzman (1962) (古典論文を集めたもの) がある。

謝辞

この稿をまとめるに当り、以下の方々の協力を得た。東大海洋研究所の浅井教授には初稿全体を読んでいただき、有益なコメントを得た。第1表の作製に当り、東大地球物理学教室の佐藤氏、東大海洋研究所の竹田講師の協力を得た。岩塩ドームに関して東大海洋研究所海底堆積部門の加賀美助教授、同徳山助手の協力を得た。第2図A-2の雲は筆者と同席した理化学研究所の遠藤氏が発見したものである。原稿の清書は大久保さん、写真原板の作製は三沢技官にいただいた。記して感謝の意を表す。

文 献

- Agee, E.M., T.S. Chen and K.E. Dowell, 1973: A review of mesoscale cellular convection, *Bull. Amer. Met. Soc.*, **54**, 1004-1012.
 Allen, J.S., 1973: Upwelling of a stratified fluid in a rotating annulus: steady state, Part 2, Numerical solutions, *J. Fluid Mech.*, **59**, 337-368.
 Apel, J.R., H.M. Byrne, J.R. Proni and R.L. Charnell, 1975: Observations of oceanic internal and surface waves from the Earth Resources Technology Satellite, *J. Geophys. Res.*, **80**, 865-

- 881.
- 荒川正一, 大西外史, 古川武彦, 1975: 山越え気流, 気象研究ノート, 125, 115-244.
- Asai, T., and I. Nakasuji, 1973: On the instability of Ekman boundary layer flow with thermally unstable stratification, *J. Met. Soc. Japan*, 51, 29-42.
- 浅井富雄, 吉門涕, 1973: 海陸風に関する理論モデルとその問題点, 天気, 20, 1-10.
- 浅井富雄, 1975: 対話「地球流体における対流」, 海洋科学, 7, 366-372.
- , 1975: 積雲対流, 東京大学出版会, 海洋学講座3「海洋気象」, 第3章.
- Baker, D.J., 1967: Shear layers in a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 29, 165-175.
- Barcilon, V., 1967: On the motion due to sources and sinks distributed along the vertical boundary of a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 27, 551-560.
- Barcilon, V. and J. Pedlosky, 1967: A unified linear theory of homogeneous and stratified rotating fluids, *J. Fluid Mech.*, 29, 609-621.
- Barcilon, V., 1968: Stewartson layers in transient rotating fluid flows, *J. Fluid Mech.*, 33, 815-825.
- Barcilon, V. and N. Bleistein, 1969: Scattering of inertial waves in a rotating fluid, *Stud. Appl. Math.*, 48, 91-104.
- Barcilon, A., 1972: Dust devil formation, *Geophys. Fluid Dyn.*, 4, 147-158.
- Beer, T., 1974: Atmospheric Waves, Adam Hilger, London, 1-300.
- Benjamin, T.B., 1967: Some developments in the theory of vortex breakdown, *J. Fluid Mech.*, 28, 65-84.
- , 1968: Gravity currents and related phenomena, *J. Fluid Mech.*, 31, 209-248.
- Bennetts, D.A. and L.M. Hocking, 1973: On nonlinear Ekman and Stewartson layers in a rotating fluid, *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 333, 469-489.
- Blumen, W., 1972: Geostrophic adjustment, *Review of Geophys. and Space Phys.*, 10, 485-528.
- Blumsack, S. and A. Barcilon, 1971: Thermally-driven linear vortex, *J. Fluid Mech.*, 48, 801-814.
- Blumsack, S.L., 1972: The transverse circulation near a coast, *J. Phys. Oceanog.*, 2, 34-40.
- Bretherton, F.P., 1967: The time-dependent motion due to a cylinder moving in an unbounded rotating or stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, 28, 545-570.
- Bretherton, F.P. and J.S. Turner, 1968: On the mixing of angular momentum in a stirred rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 32, 449-464.
- Bugaev, V.A., 1973: Dynamic climatology in the light of satellite information, *Bull. Amer. Met. Soc.*, 54, 394-481.
- Busse, F.H., 1968: Shear flow instabilities in rotating systems, *J. Fluid Mech.*, 33, 577-589.
- Busse, F.H. and G. Schubert, 1971: Convection in a fluid with two phases, *J. Fluid Mech.*, 46, 801-812.
- Busse, F.H., 1972: On the mean flow induced by a thermal forcing, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1423-1429.
- Carrier, G.F., 1966: Phenomena in rotating fluids, *Proc. 11th Int. Congr. Appl. Mech.* (H. Görtler, editor), Springer, Berlin, 69-87.
- , 1971: The intensification of hurricanes, *J. Fluid Mech.*, 49, 145-158.
- Chandrasekhar, S., 1961: Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford University Press, London, 1-652.
- Charney, J.G., 1971: Geostrophic turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1087-1095.
- Coles, D., 1965: Transition in circular Couette flow, *J. Fluid Mech.*, 21, 385-425.
- Davies, P.A., 1972: Experiments on Taylor columns in rotating stratified fluids, *J. Fluid Mech.*, 54, 691-717.
- Dunst, M., 1973: An experimental and analytical study of instability of asymmetric jetstream-like currents in a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 60, 391-400.
- Eckart, C., 1960: Hydrodynamics of oceans and atmospheres, Pergamon Press, New York, 1-290.
- Elder, J.W., 1968: The unstable thermal interface, *J. Fluid Mech.*, 32, 69-96.
- Endoh, M., 1971: A theory of non-stationary oceanic Ekman layer, *J. Met. Soc. Japan*, 49, 216-266.
- Faller, A., 1963: An experimental study of the instability of the laminar Ekman boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 15, 560-576.
- Fetherston, C.E., 1964: A weather fan. *Weatherwise*, 17, 190.
- Fultz, D., 1952: On the possibility of experimental models on the polar-front wave, *J. Met.*, 9, 379-384.
- , 1961: Developments in controlled experiment on large scale geophysical problems, *Advances in geophysics*, 7, 1-130.
- , and T.S. Murty, 1968: Effects of the radial flow of depth on the instability of inertial oscillations in rotating fluids, *J. Atmos. Sci.*, 25, 779-788.

- Garstang, M., P.D. Tyson and G.D. Emmitt, 1957: The structure of heat islands. *Review of Geophys. and Space Phys.*, 13, 139-165.
- Graebel, W.P., R.R. Long and T.Y.T. Wu, 1968: Report on the international conference on stratified fluids, *J. Fluid Mech.*, 31, 689-703.
- Grabowski, W.J. and S.A. Berger, 1976: Solution of the Navier-Stokes equations for vortex breakdown, *J. Fluid Mech.*, 75, 525-544.
- Greenspan, H.P. and L.N. Howard, 1963: On a time-dependent motion of a rotating fluid, *J. Mech.*, 17, 385-404.
- , 1969: A note on the laboratory simulation of planetary flows, *Stud. Appl. Math.*, 48, 147-152.
- Hide, R., 1966: Review article on the dynamics of rotating fluids and related topics in geophysical fluid dynamics, *Bull. Amer. Met. Soc.*, 47, 873-885.
- , and A. Ibbetson, 1966: An experimental study of Taylor Columns, *Icarus*, 5, 279-290.
- , and C.W. Titman, 1967: Detached shear layers in a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 39-60.
- , and A. Ibbetson, 1968: On slow transverse flow past obstacles in a rapidly rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 32, 251-272.
- , 1968: On source-sink flows in a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 32, 737-764.
- Hinwood, J.B., 1970 (Part 1), 1972 (Part 2): The study of density-stratified flows up to 1945. *Houille Blanche*, 25, 347-359, 27, 709-722.
- Holmes, A., 1964: *Principles of physical geology*, Thomas Nelson and sons Ltd., p. 749, 865.
- Holton, J.R., 1971: An experimental study of forced barotropic Rossby waves, *Geophys. Fluid Dyn.*, 2, 323-341.
- Howroyd, G.C. and P.R. Slawson, 1975: The characteristics of a laboratory produced turbulent Ekman layer, *Boundary-Layer Met.*, 8, 201-219.
- Ibbetson, A. and N. Phillips, 1967: Some laboratory experiments on Rossby waves in a rotating annulus, *Tellus*, 19, 81-87.
- Idso, S.B., 1974: Vortex look alikes: Juxtaposition of an Arizona tornado and dust devils, *Mon. Wea. Rev.*, 102, 733-735.
- Ingersoll, A.P., 1969: Internal Taylor columns and Jupiter's great red spot, *J. Atmos. Sci.*, 26, 744-752.
- Jacobs, S.T., 1964: The Taylor column problem, *J. Fluid Mech.*, 20, 581-591.
- Johnston, E.C., 1974: Rapid frontal wave development, *Mon. Wea. Rev.*, 102, 804-806.
- Kajiura, K., 1974: Effect of stratification on long period trapped waves on the shelf, *J. Oceanog. Soc. Japan*, 30, 271-281.
- 梶浦欣二郎, 1976: 海洋における内部波, 東京大学出版会, 海洋学講座 2, 1-61.
- Kambe, T. and R. Takaki, 1975: Thermal convection in gas-droplet mixture with phase transition, *J. Fluid. Mech.*, 70, 89-112.
- Kaylor, R.E. and A.J. Faller, 1972: Instability of the stratified Ekman boundary layer and the generation of internal waves, *J. Atmos. Sci.*, 29, 497-509.
- 木村竜治, 1971: 対流実験の系譜, 天気, 18, 505-520.
- , 1973: 回転流体の性質について, 天気, 20, 517-531.
- , 1974: 大規模な海水運動の模型実験, 東京大学出版会, 海洋学講座 1, 69-92.
- , 1974: 地球流体力学, 日本物理学会誌, 30, 506-515.
- Kimura, R., 1976: Barotropic instability of a boundary jet on a sloping bottom, *Geophys. Fluid Dyn.*, 6 (in press).
- 木村竜治, 1976: 実験室に見る傾圧不安定と順圧不安定, 海洋科学, 8, 239-246.
- , 1976: 地球流体力学の効用と限界, 気象研究ノート, 128, 122-130.
- Kinsman, B., 1965: *Wind waves*, Prentice-Hall Inc., Englewood, 1-676.
- 北出武夫, 1974: ベナード型対流について, 天気, 21, 231-239.
- 近藤洋輝, 1971: 乾いた対流の力学, 気象研究ノート, 109, 2-30.
- 河野芳輝, 都築輝昭, 1975: 地球マントルにおける対流の数値実験, 海洋科学, 7, 378-383.
- Kuo, H.L., 1949: Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere, *J. Met.*, 6, 105-122.
- , 1966: On the dynamics of convective atmospheric vortices, *J. Atmos. Sci.*, 23, 25-42.
- Kuo, H.H. and G. Veronis, 1971: The source-sink flow in a rotating system and its oceanic analogy, *J. Fluid Mech.*, 45, 441-464.
- Levorsen, A.I., 1954: *Geology of petroleum*, W.H. Freeman and Company, San Francisco, p. 375.
- Lighthill, M.J., 1966: Dynamics of rotating fluids: a survey, *J. Fluid Mech.*, 26, 411-431.
- , 1971: Time-varying currents, *Phil. Trans. R. Soc. London, A*, 270, 371-390.
- Lilly, D.K., 1973: *Lectures in sub-synoptic scales of motions and two-dimensional turbulence*, Dynamic Meteorology (D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland), 355-418.

- Lin, C.C., 1966: The theory of hydrodynamic stability, Cambridge University Press, London, 1-155.
- Lipps, F.B., 1963: Stability of jets in a divergent barotropic fluid, *J. Atmos. Sci.*, 20, 120-129.
- Long, R.R., 1953: Steady motion around a symmetrical obstacle moving along the axis of a rotating liquid, *J. Meteorol.*, 10, 197-202.
- 孫野長治, 1967: Visible Meteorology, 天気, 7, 241-243.
- 増田 章, 1975: 熱塩対流, 海洋科学, 7, 389-395.
- 松野太郎, 1970: 重力波と地衡風運動, 天気, 17, 349-352.
- Mercert, F.J. and P.G. Black, 1975: Low altitude internal waves north of the GATE array, *Mon. Wea. Rev.*, 103, 167-169.
- Merilees, P.E. and H. Warn, 1975: On energy and enstrophy exchanges in two-dimensional non-divergent flow, *J. Fluid Mech.*, 69, 625-630.
- 宮田元靖, 1974: 長周期波, 東京大学出版会海洋学講座 1, 93-130.
- Morton, B.R., G. Taylor and J.S. Turner, 1956: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, *Proc. Roy. Soc. London, A*, 234, 1-23.
- 永田 豊, 1970: 波浪, 東海大学出版会, 海洋科学基礎講座 3, 1-107.
- , 1971: 風浪の発生と発達, 海と空, 47, 71-80.
- 永田 豊他, 1972: 波浪, 海洋科学, 4, 727-770.
- 永田 豊, 1974: 微細構造, 東京大学出版会, 海洋学講座 1, 207-239.
- 中山 章, 菊地幸雄, 1975: 海陸風, 気象研究ノート, 125, 65-113.
- 小倉義光, 1966: 最近の気象力学, 気象研究ノート, 17, 1-61.
- , 1968: 海洋と大気境界面における力学, 科学, 38, 213-218.
- Oonishi, Y., 1975: Development of the current induced by the topographic heat accumulation (1), *J. Oceanog. Soc. Japan*, 31, 243-254.
- Orlanski, I., 1968: Instability of frontal waves, *J. Atmos. Soc.*, 25, 178-199.
- Paegle, J.N. and J. Paegle, 1975: On the observed characteristics of quasi-geostrophic turbulence, *Mon. Wea. Rev.*, 103, 1055-1062.
- Pedlosky, J. and H.P. Greenspan, 1967: A simple laboratory model for the oceanic circulation, *J. Fluid Mech.*, 27, 291-304.
- Pedlosky, J., 1968: An overlooked aspect of the wind-driven oceanic circulation, *J. Fluid Mech.*, 32, 809-821.
- Peltier, W.R., 1972: Penetrative convection in the planetary mantle, *Geophys. Fluid Dyn.*, 5, 47-88.
- Phillips, N.A., 1965: Elementary Rossby waves, *Tellus*, 17, 205-301.
- Phillips, O.M., 1966: The dynamics of the upper ocean, Cambridge Univ. Press. 1-261.
- Platzman, C.W., 1968: The Rossby waves, *Quart. J.R. Met. Soc.*, 66, 225-248.
- Priestley, C.H.B. and F.K. Ball, 1955: Continuous convection from an isolated source of heat, *Quart. J.R. Met. Soc.*, 81, 144-157.
- Reid, W.H. (editor), 1971: Mathematical problems in the geophysical sciences, 1, Geophysical Fluid Dynamics, American Mathematical Soc., Providence, 1-383.
- Rhines, P.B., 1975: Waves and turbulence on a beta-plane, *J. Fluid Mech.*, 69, 417-443.
- Robinson, A.R., 1970: Boundary layers in ocean circulation models, *Annual Review of Fluid Mech.*, 2, 293-312.
- Sakurai, T., 1969: Spin-down of a rotating stratified fluid in thermally insulated cylinders, *J. Fluid. Mech.*, 37, 689-699.
- Saltzman, B. (editor), 1962: Selected papers on the theory of thermal convection, Dover Pub. Inc., New York, 1-461.
- Sasaki, K., 1971: Rotational instability of a horizontal shear flow in a stratified rotating fluid, *J. Oceanog. Soc. Japan*, 27, 137-141.
- Saunders, K.D. and R.C. Beardsley, 1975: An experimental study of the spin-up of a thermally stratified rotating fluid, *Geophys. Fluid Dyn.*, 7, 1-27.
- Score, R.S. and F.H. Ludlam, 1953: Bubble theory of penetrative convection, *Quart. J.R. Met. Soc.*, 79, 94-103.
- Score, R.S., 1957: Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid, *J. Fluid mech.*, 2, 583-594.
- Sinclair, P.C., 1973: The lower structure of dust devils, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1599-1619.
- 島貫 陸, 1973: 境界層と乱流, 気象研究ノート, 114, 1-69.
- 島津康男, 1966: 地球内部物理学, 装華房, 276-303.
- Smith, R., 1973: Evolution of inertial frequency oscillations, *J. Fluid Mech.*, 60, 383-389.
- Sommerville, 1967: A numerical spectral model of convection in a fluid unevenly heated from below, *J. Atmos. Sci.*, 24, 665-676.
- Spiegel, E.A. and G. Veronis, 1960: On the Boussinesq approximation for a compressible

- fluid, *Astrophys. J.*, 131, 442-447.
- Stern, M.E., 1975: Ocean circulation physics, Academic Press, 1-246.
- Stewart, R.W., 1969: The atmosphere and the ocean, *Scientific American*, 221, No. 3, 76-86.
- Stewartson, K., 1957: On almost rigid rotations, *J. Fluid Mech.*, 3, 17-26.
- Stoker, J.J., 1957: Water waves, Interscience Publishers Inc., New York, 1-567.
- 平 啓介, 1975: 海面の力学—風波, 東京大学出版会, 海洋学講座 3, 47-83.
- 竹内 均, 坂田正治, 1969: マントル対流論, 科学, 39, 429-434.
- Tanaka, H., 1975: Quasi-linear and non-linear interactions of finite amplitude perturbations in a stably stratified fluid with hyperbolic tangent shear, *J. Met. Soc. Japan*, 53, 1-32.
- 田中 浩, 加藤 進, 1975: 大気中の内部重力波, 気象研究ノート, 126, 245-316.
- Taylor, G.I., 1923: Experiments on the motion of solid bodies in rotating fluids. *Proc. Roy. Soc., A*, 104, 213-218.
- Thirlby, R., 1970: Convection in an internally heated layer, *J. Fluid Mech.*, 44, 673-693.
- Thompson, P.D., 1973: The equilibrium energy spectrum of randomly forced two-dimensional turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1593-1598.
- Thorpe, S.A., 1971: Experiments on the instability of stratified shear flows: miscible fluids, *J. Fluid Mech.*, 46, 299-319.
- Tolstoy, I., 1973: Wave propagation, McGraw-Hill, New York, 1-466.
- 時岡達志, 1973, 1974: 回転流体中の波動(Ⅲ, Ⅳ) 大気, 9, 26-41(Ⅲ), 10, 48-60(Ⅳ).
- Tsuchiya, K., 1969: The clouds with the shape of Kármán vortex street in the wake of Cheju Island, Korea, *J. Met. Soc. Japan*, 47, 457-465.
- Turner, J.S., 1973: Buoyancy effects in fluids, Cambridge University Press, 1-367.
- 瓜生道也, 1973: 回転水槽実験のはなし, 天気, 20, 323-333.
- Uryu, M., 1973: On the transport of energy and momentum in stationary waves in a rotating stratified fluid, *J. Met. Soc. Japan*, 51, 86-92.
- 瓜生道也, 1976: 波とそのまわりの平均運動, 天気, 23, 3-22.
- Veronis, G., 1959: Cellular convection with finite amplitude in a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 5, 401-435.
- , 1970: The analogy between rotating and stratified fluids, *Annual Rev. of Fluid Mech.*, 2, 37-66.
- Walim, G., 1969: Some aspects of time-dependent motion of a stratified, rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 36, 289-307.
- 渡辺貫太郎, 1972: 人工衛星による海洋環境の観測, 気象研究ノート, 113, 141-180.
- Welander, P., 1973: Lateral friction in the oceans as an effect of potential vorticity mixing, *Geophys. Fluid Dyn.*, 5, 173-189.
- Wilkins, E.M., Y. Sasaki and H.L. Johnson, 1975: Surface friction effects on thermal convection in a rotating fluid: a laboratory simulation, *Mon. Wea. Rev.*, 103, 305-317.
- Wippermann, F., 1969: The orientation of vortices due to instability of the Ekman-boundary layer, *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 42, 225-244.
- Woods, J.D., 1969: On Richardson's number as a criterion for laminar-turbulent-laminar transition in the ocean and atmosphere, *Radio Sci.*, 4, 1289-1298.
- Yamagata, T. and R. Kimura, 1973: A simple laboratory model for investigating the dynamical instability of a nearly two-dimensional jet in a rotating fluid, *J. Met. Soc. Japan*, 51, 420-434.
- 山形俊男, 1974: 沿岸湧昇と回転流体中の境界層, 海洋科学, 6, 387-391.
- 山崎正紀, 1976: 台風の構造と発達 of 力学, 気象研究ノート, 129, 1-63.
- Yin, C.S., 1965: Dynamics of non-homogeneous fluids, Macmillan Company, New York, 1-306.
- , 1969: Fluid Mechanics, McGraw-Hill Book Company, 435-533.
- Ying, S.J. and C.C. Chang, 1970: Exploratory model study of tornado-like vortex dynamics, *J. Atmos. Sci.*, 3-14.
- 吉田耕造, 1974: 湧昇, 東京大学出版会, 海洋学講座 1, 131-160.
- 吉田耕造他, 1974: 湧昇, 海洋科学, 6, 7-52.
- Zdravkovich, M.M., 1969: Smoke observations of the formation of a Kármán vortex street, *J. Fluid Mech.*, 37, 491-496.
- Zeren, R.W. and W.C. Reynolds, 1972: Thermal instabilities in two-fluid horizontal layers, *J. Fluid Mech.*, 53, 305-327.