

密度流におけるコリオリ効果に関する研究

大西行雄・大久保賢治・原島 省・村本嘉雄

CORIOLIS EFFECT ON A BUOYANCY DRIVEN CURRENT

By Yukio OONISHI, Kenji OOKUBO, Akira HARASHIMA
and Yoshio MURAMOTO

Synopsis

To parameterize Coriolis effect on density current, governing equations are nondimensionalized by selecting the velocity and the buoyancy scales which are usual in the non-rotating system. Among the dimensionless parameters, $R_0 = A^{1/3} L^{-4/3} f^{-1}$ and $E_0 = \nu_v f^{-1} H^{-2}$ are considered to be most important in a natural basin, where A is the total buoyancy flux into the basin, L width of the basin, f Coriolis parameter, ν_v vertical eddy viscosity coefficient, H water depth. The dependence of phenomenon on these two parameters is examined experimentally and numerically under a simplified condition.

Longitudinal convection is deflected from the basic one without rotation as R_0 decreases, and the direction of convection and that of equipotential lines crosses with a small angle prescribed by a small value of E_0 . By the effect of rotation, the longitudinal dispersion of buoyancy is weakened, resulting in a horizontal large gradient of buoyancy.

The density current in southern part of Lake Biwa was also simulated. The Coriolis effect on it is found to be a restricting factor for that current.

1. 緒 言

湖沼や沿岸域の内湾や河口部では、淡水水の隣接あるいは表面での熱の流出入といった要因が複合して、大規模な鉛直循環流が発生する。この極めて自然発生的な浮力差によって駆動される密度流現象によって、内側と外側の水域間での水質交換が生じ、結果的に汚染水質が外部水域にまで波及するといったことが起りうる。琵琶湖南、北湖境界付近の冬季密度流もこのような現象のひとつの例であり、この流れが南・北両湖水の交換に大きな役割を果たしていることについては前報¹⁾で既に述べた。

我々は、水質混合問題の立場から、こうした現象の定量的評価・予測を行おうとするわけであるが、その際に、地球自転の効果を考慮するか否かが重要な問題となる。琵琶湖における現地観測結果によると、この水域で発生する密度流現象に対して、地球自転が効いている可能性が認められた。ところが、従来の密度流研究においては、ほとんどの場合コリオリ効果は無視されている。その判断基準としては、必ずしも統一的なものがあるわけではないが、主として鉛直二次元面内での取扱いができるような細長い地形の中で起こる現象であるということが根拠になっているようである。しかしコリオリ項を考慮するか否かの基準は水域の形状よりもむしろ、そのスケールに依存するはずである。また海域への河川水流出のように、地形による横拘束が解除された場合には、コリオリ効果が複雑かつ重要になると思われる。

コリオリ効果が無視できなくなる最小スケールの選択にあたっては、表面流系に対する基準と混同されている場合も少なくない。一般に、密度流のような内部流系は、表面流系よりもコリオリ効果を受けやすい、すなわち内部流系に対しては、より小さなスケールの現象に対してもコリオリ効果が重要となることが知られている。ここでの目的は、密度流に対して、コリオリ効果がどの程度のスケールから重要になるのか、ま

たのような効き方をすることの調べることである。もちろん現地現象を完全に記述しようとすれば、水域の平面形状や底面地形、表面流系（河川流量や潮汐振動流）との共存・相互作用、現象の非定常性等も考慮しなければならないだろう。しかし、本研究では、水平な底面地形を有する矩形水域の、ひとつの鉛直壁面の全体または一部を浮力源として、密度流のみが存在する場合を想定して、特にその定常状態のみに対象を限定するという単純化の下で、水理および数値実験を行い、密度流におけるコリオリ効果をパラメータ化しようとする。以下第 2 章で現象を支配するパラメータの選択手順について述べ、第 3 章では、このパラメータを変えて行った水理実験、そして第 4 章では同様の数値実験の各結果について述べる。最後の第 5 章では、琵琶湖の冬季密度流を数値シミュレーションによって扱い、上記の実験結果を用いて、その計算結果を解釈する。

2. 無次元方程式

本研究では、コリオリ効果すなわち回転の効果を、非回転の基本場からの変形として考える立場をとる。湖沼の水平循環のような回転系流体を扱う際に通常用いられてきた無次元化手法は、コリオリ項が効くという前提に立つものであるから、回転のない場合まで取扱うことはできない。そこで我々は、非回転系の無次元化手法を用いることにする。非回転系の密度流研究の結果³⁾から、水平流速の尺度 U と浮力の尺度 B の関係を次のようにおく。

$$U = k_1 \sqrt{BH} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに k_1 は容器や熱源の形状によって異なる比例係数、 H は水深である。浮力が、主として密度流の移流分散効果によって容器内を運ばれるとすれば、その輸送方向とは直角、すなわち横方向の水路の幅を L としたとき、系に流入する全浮力束 A と U, B は次の関係を満足するはずである。

$$A = k_2 B U L H \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに k_2 は (1) 式の k_1 と同様の比例係数である。ここでは、相似性を検討する上での無次元尺度を求めることが目的であるから、(1), (2) 式で $k_1 = k_2 = 1$ として、

$$\left. \begin{aligned} U &= A^{1/3} L^{-1/3} \\ B &= A^{2/3} L^{-2/3} H^{-1} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

が得られる。こうして U と B が決まれば、時間の単位としては、流速 U で水平代表長さ L を進行する時間 L/U を用いるのが自然であろう。回転系の通常の無次元化手法では、時間の尺度を f^{-1} (f はコリオリパラメータ) としていたことに注意する。この 2 つの時間尺度の比は後にロスビー数として現れる。残された鉛直流速と圧力の尺度を $HU/L, \rho_0 BH$ (ρ_0 は基準密度) とすれば、静水圧近似が可能な Boussinesq 流体の無次元運動方程式が次のように得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + w \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\} + \frac{1}{R_0} \mathbf{k} \times \mathbf{u} &= -\nabla p + \frac{\delta^2}{R_e} \left(\frac{\nu_h}{\nu_v} \right) \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= b \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに $\mathbf{u}, w, t, p, b$ はそれぞれ水平流速、鉛直流速、時間、圧力、浮力であり、 $\nabla, z, \mathbf{k}, \nu_h, \nu_v$ はそれぞれ水平 (x - y) 面内の勾配演算子、鉛直座標、鉛直上向き単位ベクトル、水平および鉛直渦動粘性係数である。さらに、

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= A^{1/3} L^{-4/3} f^{-1} \\ R_e &= A^{1/3} L^{-4/3} H^2 \nu_v^{-1} \\ \delta &= H/L \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

は無次元パラメータであり、それぞれロスビー数 U/fL 、レイノルズ数 $(H/L) \cdot (UH/\nu_v)$ 、形状比を表している。(5) 式で、

$$R_0/R_e = E_0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

が成立することに注意しておこう。ただし $E_0 = \nu_v/fH^2$ は鉛直エクマン数である。

次に、浮力の移流拡散式や境界条件を無次元化して、現象を支配する式系を完成させておく。浮力の拡散式は、

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \{u \cdot \nabla b + w \frac{\partial b}{\partial z}\} = -\frac{\partial^2}{\sigma_h R_e} \left(\frac{\nu_h}{\nu_v} \right) \nabla^2 b + \frac{1}{\sigma_v R_e} \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} \quad (7)$$

ただし2つのプラントル数 σ_h, σ_v は、それぞれ ν_h と水平渦動拡散係数の比および ν_v と鉛直渦動拡散係数の比である。次に境界条件について示そう。水面すなわち $z=0$ で

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{\zeta}{F_r^2} \\ -\frac{1}{\sigma_v R_e} \frac{\partial b}{\partial z} &= Q_s \\ \frac{\partial u}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} &= w \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

底すなわち $z=-h$ で

$$\left. \begin{aligned} u &= w = 0 \\ -\frac{1}{\sigma_v R_e} \frac{\partial b}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

容器の外壁での外向き単位法線ベクトルを $\mathbf{n}$ とすると、鉛直壁面上で、

$$\left. \begin{aligned} u &= 0 \\ -\frac{\partial^2}{\sigma_h R_e} \left(\frac{\nu_h}{\nu_v} \right) \nabla b \cdot \mathbf{n} &= Q_w \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここに、 $F_r = U/\sqrt{gH}$ は外部フルード数である。また Q_s, Q_w は外向きの、オーダー1の無次元浮力束であり、全浮力束 A および対応する次元つき浮力束 Q_s^*, Q_w^* とは次の関係をもつ。

$$\left. \begin{aligned} Q_s^* &= \frac{A}{L^2} Q_s \\ Q_w^* &= \frac{A}{LH} Q_w \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

以上で方程式系は完成した。

ここまでの定式化で現れた現象の相似性を規定するパラメータをまとめると、 R_o, R_e (あるいは E_v)、 δ 、 $F_r, \nu_h/\nu_v, \sigma_h, \sigma_v$ の7個である。

これらのうち $F_r, \nu_h/\nu_v, \sigma_h$ はさほど重要ではないことを示そう。まず F_r について考える。ここで扱おうとする現象に対しては、鉛直積分流量の非発散近似が十分に成立するだろう。ところでこの近似は、 $F_r \rightarrow 0$ の極限を仮定することと全く同等の意味をもち、 F_r の値は、これが小さくさえあれば現象に変化を与え得ない。次に ν_h, σ_h を含む項は、渦拡散による水平粘性と水平拡散を表現する項であるが、これらは、ここで対象とする内湾や湖沼のように、比較的浅い自然水域では、鉛直粘性や鉛直拡散に比べて小さい値しかとらないこと、また鉛直粘性がエクマンサクションと関連して重要であり、鉛直拡散が分散のシア効果と関連して重要である程度には、これらの項には役割がないことなどの理由により、無視してもよいと考えられる。 ν_h/ν_v や σ_h が重要でないと考えてよければ、方程式中でこれらと組でしか現れない δ も重要でない結論できる。ただし、以上の推論は現地ですうであるというに過ぎず、逆に粘性や拡散の係数およびこれらが支配する粘性時間スケールを規定する水平・鉛直の長さスケールが異なる模型実験で、実際現象をどこまでとらえ得るかという問題は今後に残されるだろう。

結局、我々が現象を支配するパラメータとして選び出したのは R_o, R_e, σ_v の3つである。これらのうち σ_v は、浮力の移流分散と関係し、時間スケールの大きな現象で特に重要となってくると思われるが、残念ながらその役割については調べることができなかった。 R_e または E_v については以下で若干考察するが、

現象の依存性の議論は主として R_0 を中心に行うことにする。

最後に R_0 の意味を、もう一度見直しておこう。通常、ロスビー数は移流項の強さを示すパラメータとして知られているが、(1) 式からこれを $(\sqrt{BH}/f)/L$ と書直すことができ、内部変形半径と水平規模の比とも理解できる。コリオリ項の重要性の尺度として、この比が重要なことは古くから知られており、(5) 式の R_0 はこれを、成層場を規定する外部パラメータ A と関連づけた量であるといえる。以後 (5) 式の R_0 のことを、現象の非線型性の尺度としての通常のロスビー数と区別する意味で、“浮力ロスビー数”と呼ぶことにする。

3. 回転水槽実験

3.1 実験装置

用いた実験装置は、Fig. 1 に示すような 5 つの部分より成る。I は容器としてのアクリル製実験水槽で、水槽部分と水槽台から成る。4 面の鉛直側壁のうち 1 面は水槽台に固定され、他の 3 面と底面を有する水槽部分は、この固定壁に圧着され、湛水される。湛水部の底面積は $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 、深さは 10 cm である。固定壁中央部分には、縦 4 cm 横 7 cm のアルミ板が、吸熱板として埋込まれている。水槽底面は、水槽台底板を通した 3 本の真鍮製ボルトで支持され、その上下動で水槽部分が水平に上下して、実験流体と吸熱板の相対高さが調節できる。

II は浮力源として水槽に装着された冷却・加熱装置である。まず冷却装置については、先述の吸熱板の背面に小松エレクトロニクス社製のサーモモジュール KS-671 を 2 枚並べて圧着、さらにモジュールの放熱面にアルミ製フィンを押着させる。サーモモジュールは、直流電流を与えることで片方の極が冷源、他方が熱源となるようなヒートポンプを構成する素子である。冷却量を安定させるため、モジュール用の電源として DC 定電圧装置を定電流装置として使用し、また冷却効率を維持するために、フィンの後下方でファンを作動させ、空冷によってフィンの放熱をうながした。吸熱板と反対側すなわち冷却によって生じる下層流から見て下流側の壁面には、縦 4 cm 横 7 cm 厚さ 1 cm のアルミ板に筒型ヒーター ($100\text{ V } 50\text{ W}$) を埋込んだ加熱板をおき、電源との間の小型スライダックによって発熱量を制御する。

III は密度場測定のために順次チャンネルを切替えて測温し、これを記録するための水温測定回路である。水温測定には 32 本のサーミスター素子を用いたが、そのガラス被覆部分は長さ 5 cm 径が 1.5 mm である。素子から引出されたエナメル線は外径 2 mm のポリエチレンチューブとテフロンテープで被覆され防水性と耐蝕性を期した。32 本のサーミスターにつながる 64 本の導線は、1 組のリボンコードにまとめられ、 2 m ほど延長した後シフトレジスターに人力された。32 本のサーミスターからの情報は、このシフトレジスターによって時間的に分割され、共通のサーミスターアンプを通した後、ターンテーブルのブラシから盤外にある 1 台のレコーダーに送られる。シフトレジスターを駆動するパルス信号を送るタイマーは、2 組の短絡端子をもつ。1 組は信号間隔が $0.1 \sim 9.9$ 秒まで 0.1 秒きざみに可変のもので、サーミスターの切換えに用いられ、他の 1 組は信号間隔が $1 \sim 99$ 秒まで 1 秒きざみに変えることができ、流れの可視のためのモータードライブカメラを制御するために用いられた。

次に可視化装置について述べる。IV の部分は、電気分解と写真撮影の 2 つに分けられる。流れの可視化は、チモールブルーの標準溶液³⁾ (TB0.01%, NaClO_3 3% 重量比) の電気分解法による。この方法では、初期の実験流体はオレンジ色を呈しているが、電気分解によって負極付近の流体がアルカリ性となって、チモールブルーの存在のために濃青色に変化する。この着色水を、冷却によって生じる下層流のトレーサーとして、その流況を、回転台上に据えたモータードライブカメラで写真撮影した。電極から発生する気泡が引き起す上昇流を最小限に止めるために、2 本の白金電極は水面に沿わせて設置した。気泡自体を小さくするためには、できるだけ細い白金線の方がよいが、支持方法の問題もあって、ここでは、 0.5 mm 径の白金線を吸熱板上縁の水際線に沿い装着し、正極はその前方数 cm の水面に壁面から張出させた。

最後に、これらの装置を載せて回転する、V の回転台装置について述べる。無段変速機付モーターの横軸

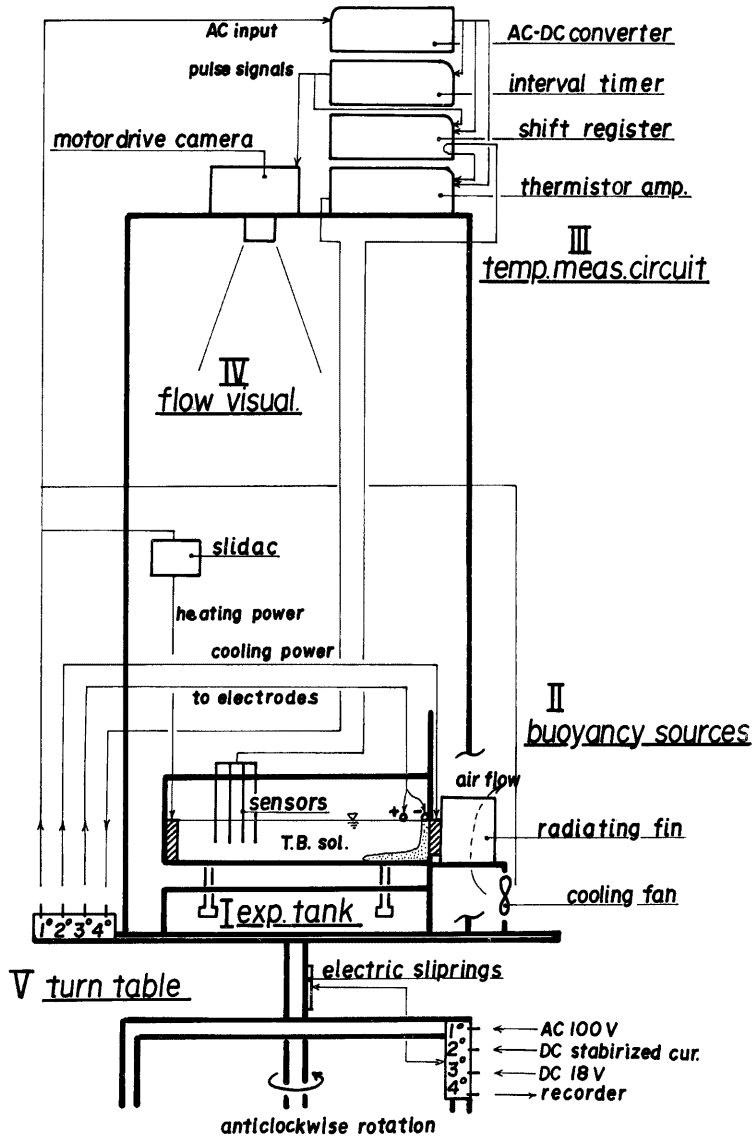


Fig. 1. View of experimental aparatus.

回転は、かき歯車を通してシャフトを回転させる。今回得られたターンテーブルの回転数は 2.2~18 r.p.m. である。テーブル面はジュラルミン製、直径が 60 cm のもので、十分水平になるように取付けられた。盤上の装置に電力を供給し、また盤上の装置からの情報を盤外へ伝達することはシャフトに取付けられたリングとブラシを通して行われ、これらは全部で 4 組とした。この 4 組のケーブルは冷却装置の駆動、AC100 V 電源 (ファン、ヒーターおよび AC 入力直流安定電源装置用)、電気分解用電源、レコーダーへの情報伝達のために用いられた。実験にはいる前に、モーターを高速で長時間回転させて、ブラシ部分の接触による抵抗値の周期変動を十分減少させ、さらに電気系が相互にノイズを出さないことを確認した。なお、このテーブル回転は、北半球に相当する反時計回りである。

さらに付加的装置として、水路幅を熱源幅 ($L=7$ cm) に拘束するためのアクリル枠、計測中のサーミスター番号を表示する発光ダイオードモニター、ヒーターの電圧を計測するためのデジタルテスター等が準備された。

3.2 実験条件

本節では、自然水域における現象との相似性を検討しながら実験条件を決定する。現地の現象として、ここでは前述の琵琶湖の冬季密度流を想定する。この流れは実際現象として、他の成因による流れと共存しているのだが、前報¹⁾では、昭和52年12月の水温・流速記録の解析から密度流による熱流束を分離し、南湖から北湖への月間平均熱輸送量として $Q_p = 4.2 \times 10^7 \text{ cal} \cdot \text{s}^{-1}$ を得ている。これを、重力加速度 $g = 980 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$ 、水の定圧比熱 $C_p = 1.0 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ 、膨張係数 $\alpha = 1.4 \times 10^{-4} \cdot \text{deg}^{-1}$ (15°C における値)、水の基準密度 $\rho_0 = 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ を用いて断面全浮力束に換算すると、

$$A_p = \frac{\alpha g Q_p}{\rho_0 C_p} = 5.8 \times 10^8 \text{ cm}^4 \cdot \text{s}^{-3} \quad \dots\dots\dots (12)$$

を得る。南・北湖境界付近の湖の幅を水平長さの尺度として $L_p = 2 \text{ km}$ 、コリオリパラメータとして $f_p = 8 \times 10^{-5} \cdot \text{s}^{-1}$ 、鉛直渦動粘性係数として $(\nu_v)_p = 1 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (動粘性係数をとれば $0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)、水深の尺度として $H_p = 5 \text{ m}$ をとると、第 2 章の無次元パラメータとして

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= 0.19 \\ E_v &= 5 \times 10^{-2} \text{ (動粘性係数をとれば } 5 \times 10^{-4}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

を得る。一方、水槽実験では $L_m = 7 \text{ cm}$ 、 $H_m = 5 \text{ cm}$ 、 $(\nu_v)_m = 0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 程度の値(現地の量には添字 p 、対応する模型の量には添字 m をつけた)とすれば、 R_0 を一致させるために $A_m f_m^{-3} = 17 \text{ cm}^4$ とすればよい。いま現地の E_v を動粘性係数の場合の 5×10^{-4} として、模型をこれと一致させるには、 $f_m = 0.8 \text{ s}^{-1}$ とすればよいので $A_m = 8.7 \text{ cm}^4 \cdot \text{s}^{-3}$ を得る。この f_m 、 A_m を回転数 Ω_m と熱流束 Q_m に変換すると

$$\left. \begin{aligned} \Omega_m &= \frac{60 f_m}{4\pi} = 3.8 \text{ r.p.m.} \\ Q_m &= 4.19 A_m = 36 \text{ watt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

を得るが、これらは実験が可能な範囲にはいつている。

こうして模型と現地の密度流は、浮力ロスビー数に関して相似が期待でき、 E_v については自然水域の鉛直粘性を小さく評価するという条件で相似性が得られる。実験では湖盆形状等が著しく単純化されているこ

Table 1. List of each series of experiment.

series	width	bouyancy source	experimental fluid	technique
(A)	$L = 7 \text{ cm}$	cooler & heater	fresh water	temperature measurement measurement locations are shown in Fig. 2
(B)	$L = 30 \text{ cm}$	cooler	Thymol blue sol.	temperature measurement measurement locations are shown in Fig. 3 flow visualization for the cases without rotation
(V)	$L = 30 \text{ cm}$	cooler	Thymol blue sol.	flow visualization for the cases with rotation

とを考慮し、特に R_0 がある程度の一致を示すことに留意し、厳密な意味での原型と模型の相似性は問題にしない。

実験は、Table 1 に示すように、実験流体や加熱・冷却源の設定、容器の形状といった条件の異なる 3 つのシリーズについて行われた。(A)、(B) は水温測定のための実験であり、その計測位置をそれぞれ Fig. 2, Fig. 3 に示している。どのシリーズについても同様であるが、実験の run 番号の 100 位の数は水深の区別を示し、10 位の数は幅の区別を示している。1 位の数字は整数化された回転数 (r.p.m.) であって、() 内の数字は浮力束を変えた場合の番号である。

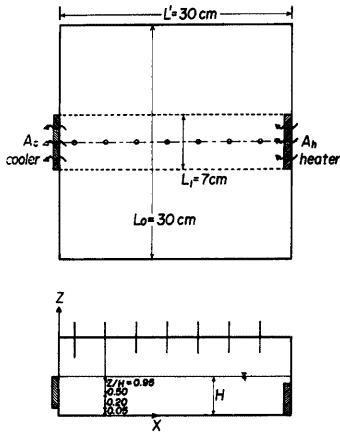


Fig. 2. Arrangement of sensors for temperature measurement in (A) series.

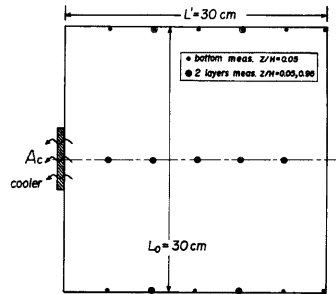


Fig. 3. Arrangement of sensors for temperature measurement in (B) series.

最後に、水温データの整理法について述べておく。レコーダー記録は 32 回の切換えでもとのサーミスターにもどるが、これを 1 サイクルとして、3 サイクルづつの記録が読取られた。タイマー間隔は 8 秒に設定したので、これだけの記録は $8 \times 32 \times 3 = 768$ 秒の時間に相当する。各記録はサーミスターごとに求めておいた 2 次回帰式で水温に変換し、1 点について 3 個ずつ得られる水温を平均して、この時間内の水温分布とした。こうして得られた水温の中で、最低・最高水温に相当する熱膨張係数 α_h , α_c が冷源、熱源の浮力束の算定に用いられた。吸熱・発熱量 Q_c , Q_h (Watt) は、 Q_c については冷却装置の吸・放熱側温度とモジュールの電流値から吸熱特性曲線近似式により、 Q_h についてはヒーターの比電圧からそれぞれ求めた。さらに、流体の平均水温が上昇していれば Q_h を、下降していれば Q_c を、変化率に相当する熱量分だけ補正した。こうして、冷源と熱源の浮力束 A_c , A_h が次式で求められた。

$$\left. \begin{aligned} A_c &= \frac{1}{J} \frac{\alpha_c g Q_c}{\rho_0 C_p} \\ A_h &= \frac{1}{J} \frac{\alpha_h g Q_h}{\rho_0 C_p} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

ここに J は熱の仕事当量 4.19 (cal/joule) である。*

さらに水温から密度への変換は、次の Eckart 式を用いた。

*) 浮力束への変換は従来の方法を用いており、SI 単位系ではない。

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{D_1}{D_2} \\ D_1 &= 5891 + 38.1T - 0.375T^2 \\ D_2 &= 1779.5 + 11.25T - 0.0745T^2 - (3.8 + 0.01T)S + 0.698D_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ただし、 T は水温、 ρ は密度、 S は塩分濃度 (%) である。(A) シリーズは水道水を用いたので $S=0$ 、前述の可視化標準溶液については、ピクノメーターによる比重測定結果が、海水塩分濃度にして $S=0.28$ とした場合の (16) 式とよく合うので、これを用いた。

3.3 実験結果

(1) 浮力の規格化の妥当性に関する検討

ここでは (A) シリーズの結果を考察して、(3) 式のような浮力スケールの選択の妥当性を検討する。**Table 2** に (A) シリーズの実験条件を示す。このシリーズは、表の上から下へと続く一連の実験として行われ、各ケースごとに初期均質状態を作ったわけではない。具体的には、冷源や熱源の出力を切換えて浮力束を変化させ、新しい定常状態を待ちながら計測が行われた。同表の t_0 は、出力が切換えられてから計測に至るまでの無次元時間である。流軸に沿う底層 ($z/H=0.05$) の浮力分布は、第 3 の熱源である表面浮力束や凝結した水滴による温度擾乱を受ける表層 ($z/H=0.95$) のそれより安定していた。**Fig. 4** は底層の無次元浮力分布を示したもので、(3) 式の尺度を用いているが、その際 A として A_c と A_h のいずれを用いるかにより 2 つの表示を示している。この図から、冷源近傍では b_c が、熱源近傍では b_h がそれぞれよくまとまっているのがわかる。**Table 2** には、冷源近傍 ($x/L'=0.067, z/H=0.05$) の浮力を A_c を用いて規格化した無次元浮力 b_1 、熱源近傍 ($x/L'=0.867, z/H=0.95$) の浮力を A_h を用いて規格化した無次元浮力 b_2 、さらに流下方向 7 点で平均した上下層の密度差を $A_c + A_h$ を用いて規格化した無次元浮力の鉛直偏差 b_3 も

Table 2. Experimental conditions in (A) series.

run	A_c (cm^4s^{-3})	A_h (cm^4s^{-3})	$A_c + A_h$ (cm^4s^{-3})	R_0^{-1}	E_0 ($\times 10^{-4}$)	t_0	b_1	b_2	b_3
110 (1)	0.0	0.0	0.0						
(2)	0.441	0.326	0.767	0.0	—	85	-19.0	41.3	25.8
(3)	0.498	0.478	0.976	0.0	—	29	-20.1	44.1	27.8
(4)	0.548	0.536	1.084	0.0	—	78	-19.4	41.4	28.3
(5)	0.593	0.561	1.154	0.0	—	136	-19.3	40.9	28.0
(6)	0.738	1.100	1.838	0.0	—	64	-20.6	37.6	26.7
(7)	0.828	1.270	2.098	0.0	—	110	-20.0	35.0	26.9
(8)	0.903	1.270	2.173	0.0	—	161	-19.8	34.8	27.0
(9)	0.928	1.320	2.248	0.0	—	182	-19.7	33.9	26.1
(10)	0.952	1.200	2.152	0.0	—	31	-18.9	32.3	25.7
(11)	0.960	1.150	2.110	0.0	—	49	-18.9	32.8	25.6
(12)	0.677	0.466	1.143	0.0	—	120	-19.6	39.2	27.2
(13)	0.648	0.464	1.112	0.0	—	238	-18.7	39.6	26.4
(14)	0.635	0.466	1.101	0.0	—	296	-18.6	39.2	26.1
114 (1)	0.591	0.299	0.890	11.6	4.78	101	-14.9	44.7	24.0
(2)	0.594	0.516	1.110	10.8	4.78	128	-18.7	41.4	28.8
(3)	0.634	0.947	1.581	9.6	4.78	78	-22.4	40.6	31.7
(4)	0.770	1.150	1.920	9.0	4.78	190	-21.4	35.8	29.4
(5)	0.821	1.170	1.991	8.9	4.78	253	-21.1	35.0	29.3
(6)	0.903	1.470	2.373	8.4	4.78	433	-20.6	30.4	26.6
117 (1)	0.0	0.0	0.0						
(2)	0.655	0.577	1.232	18.3	2.73	184	-20.4	37.6	28.6
(3)	0.803	0.921	1.724	16.3	2.73	115	-20.6	39.4	28.9
(4)	0.624	0.242	0.866	18.7	2.73	100	-16.2	35.5	25.9

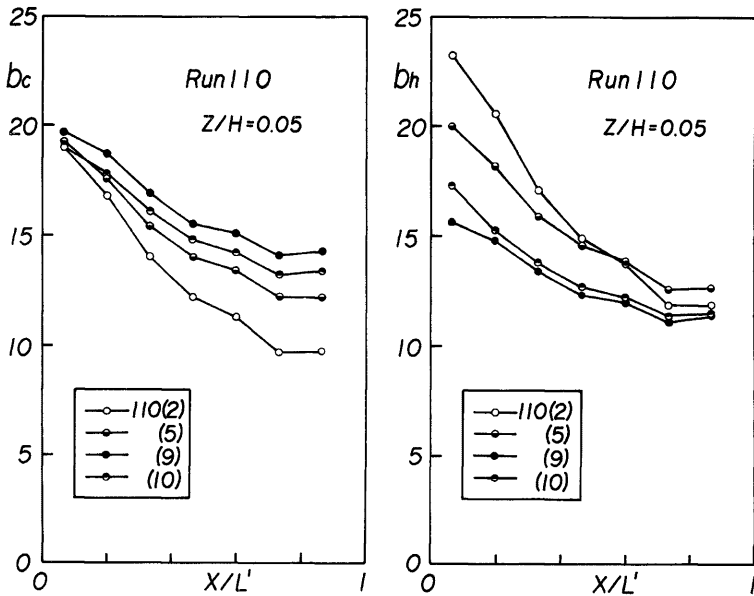


Fig. 4. Longitudinal buoyancy distributions along the central axis at bottom layer. Each buoyancy is nondimensionalized by A_c and A_h , which are the total buoyancy fluxes through the cooling and heating surface respectively.

Table 3. Experimental conditions in (B) series.

run	Ω (r.p.m.)	A_c (cm^4s^{-3})	R_0^{-1}	E_v ($\times 10^{-4}$)	t_0
100 (1)	0.0	0.499	0.0	—	43
(2)	0.0	0.427	0.0	—	25
(3)	0.0	0.549	0.0	—	20
102 (1)	2.2	0.551	52.3	8.70	39
(2)	2.2	0.497	54.1	8.70	11
(3)	2.2	0.427	56.9	8.70	23
(4)	2.2	0.480	54.7	8.70	28
(5)	2.2	0.456	55.7	8.70	19
103 (1)	3.0	0.526	72.4	6.38	20
104 (1)	4.0	0.586	93.1	4.78	20
(2)	4.0	0.456	101.2	4.78	28
(3)	4.0	0.468	100.3	4.78	54
105 (1)	5.0	0.469	125.4	3.83	28
107 (1)	6.9	0.508	168.4	2.77	26
(2)	7.0	0.492	172.7	2.73	22
(3)	7.0	0.597	162.0	2.73	55
10X (1)	10.0	0.512	243.5	1.91	18

示されている。 b_1 と b_2 の絶対値を比べると、後者の方が大きい、これは下層のサーミスターの本数が多いことにより基準密度 ρ_0 を過大評価したことによっている。 b_1 や b_2 は鉛直半水深区間の密度差に基づく量であり、実際両者の和は b_3 の倍程度になっている。このように考えると、この形状についての平均的な浮力の鉛直偏差は、回転の有無によらず、25~30程度の値となり、(3) 式の無次元化の妥当性がわかる。

(2) 回転がない場合の密度流に関する実験

本節では (B), (V) シリーズの実験のうち、回転のない場合のものについて結果を考察しよう。これらのシリーズでは熱源が除去されているので、冷源による冷却が表面からの熱流入と平衡すると考えられる。密度の平面分布を調べ、これに続いて可視化を行った (B) シリーズについて、まず述べる。水温測定が終わるごとに可視化を行い、可視化が終わると着色水を攪はんするので、どの run も初期には均質状態から開始された。Table 3 の実験条件表の t_0 は、この初期時刻から計った水温計測までの調整時間の無次元表示である。Fig. 5 に (B) 100 の 3 つの run についての下層 ($z/H=0.05$) の無次元浮力分布を示す。後の可視化実験についてもそうであるが、表面浮力束が比較的安定しているためか吸熱量を広範に変化させられず、(B) シリーズの全 run を通じて、吸熱量は $A_c=0.5\pm0.05\text{ cm}^4\cdot\text{s}^{-3}$ と一定していた。したがって A_c に対する依存の判断には、かなり注意を要するが、 A_c が大きいほど冷水が前方に張出すような同心円状を呈している。

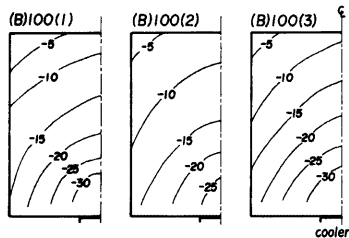


Fig. 5. Dimensionless buoyancy distribution at bottom layer in (B) 100.

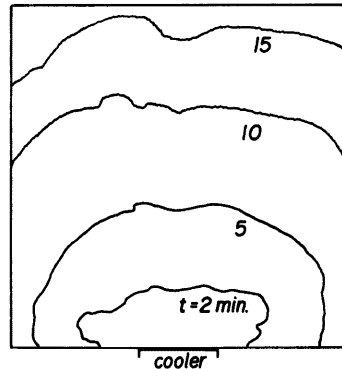


Fig. 6. Stretching of coloring water in non-rotating experiments.

次に、可視化の結果について述べよう。ここで見られた可視化水の進行状況の一例を Fig. 6 に示す。図中の時刻 $t(\text{min.})$ は可視化開始からのものである。 A_c があまり変化させられなかったため、浮力の場合ほどその浮力束依存は明らかにしなかったが、無次元流速値は 0.1~0.2 程度であり、その値は流下とともに減少した。全体の流況としては次のようなものであった。冷却により沈降した初期の水塊は、噴煙の形状を示すが、流下とともにこうした乱れは、鎮圧され、可視化水の前端部は明瞭になって半円状に広がっていく。この半円が側壁に到達した頃から、先端部には多くの“たてすじ”が見え始める。これらをよく見ていると、側壁によって流軸方向に曲げられるのではなく、むしろ側壁に直交するようにぶつかって直上に湧昇し、中央水深付近でぼやけてしまう。このことは、冷却板付近で強い下降流の境界層が見られるが、他の壁面で流体は熱の流入を受け、上層流の境界層を形成していることによるとと思われる。ただし、これらは基本的には等浮力線に直交する面内の鉛直循環である。

(3) 回転がある場合の密度流に関する実験

前節で述べた流況が、回転によりどのように変形するのかわ、まず密度場のひずみから調べてみよう。

(B) 102, 104, 107 の実験で得られた底面無次元浮力分布を Fig. 7 に示す。図は各回転数について 2 枚ずつ組になっていて、無次元時間 t が示すように一方は比較的初期のもの、他方は定常と見なすものである。(B) 102, 104 では、初期に下流に向かって右側の等浮力線が前方に張出し、冷水が右岸側に偏在しているが、時間がたつとこれは緩和され回転が効いていないような対称分布が見られる。ただし等浮力線は回転のない場合のそれよりも密であって、回転の効果は縦方向の浮力勾配をつけるようである。一方、(B) 107 では、時間の大きい場合にも冷源付近の同心円状分布は見られず、一たん右側に偏った冷水が中央部に張出すようであり、この浮力ロスビー数 ($R_0^{-1} \sim 160$)、がひとつの遷移点であることがわかる。しかし、より低速回転の 2 つの実験についても、 R_0 は決して大きくはない ($R_0^{-1} \sim 50, 100$) のに、定常状態の密度分布が対称形を示したのはなぜだろうか。この機構については次の可視化実験や第 4 章の数値実験結果を待たなければならなかった。

(B) シリーズでは水温測定に続いて可視化が行われた。しかし、上でも述べたように(B)シリーズの各 run で定常状態の達成度がそれぞれ異なるためか、あるいは側壁にはりつけたサーミスターが何らかの形で水平粘性に影響したためか現象のよい理解は得られなかった。したがって可視化実験は、水中のサーミスターを除去し浮力束が一定と見なせる条件で種々の回転数について行った。Fig. 7 からわかるように、冷水の右側への偏在は初期に顕著であると思われたので、冷却開始からの調整時間を (B) シリーズのものよりは小さくとり約 25 分とした。Fig. 8 は可視化水の拡がりの何例かを示したもので、これらから次の諸点に気づかれる。まず初期に右側に向かった水は、右側の壁に沿うフロントを形成する。遠藤⁴⁾が述べたように、このフロントの進行速度は回転数にはよらず、幅はロスビーの変形半径に対応して回転数に反比例するようである。Fig. 8 のような平面図ではわからないが、この壁に沿って上昇流域が形成されていて、壁に沿って縦方向の鉛直循環が存在する。また初期に前方に流れ出した水は、底のエクマン層内で右向きに偏向され、やがて右側の壁に沿うフロントに吸収される。 R_0 の減少とともに、この下層水の水平的拡がりも冷源近傍に制約され、 $R_0^{-1} \sim 160$ 程度になると可視化水の大半が右側のフロントに直接流入するようになる。この点については先の水温測定結果とよく対応するが、可視化実験について言えば冷水は右側の壁に沿って分布するようであり、サーミスターの設置が局所的現象を変化させていた可能性がうかがえる。ここまでのところから考えて、全体の流れは右側の壁に沿う縦方向の鉛直循環と冷源近傍から形成されていく横向き鉛直循環が合わさったものだと考えられる。すなわち回転の効果は、密度流の持つ鉛直循環構造を維持しなが

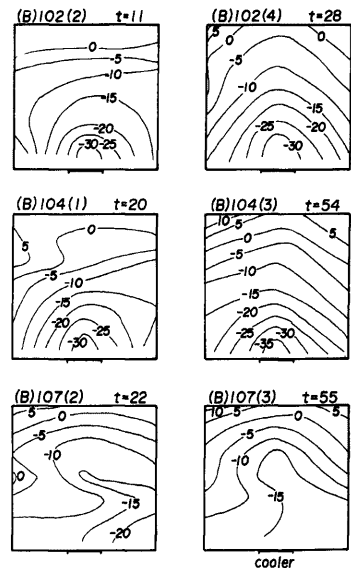


Fig. 7. Dimensionless buoyancy distribution at bottom layer in the rotating tank.

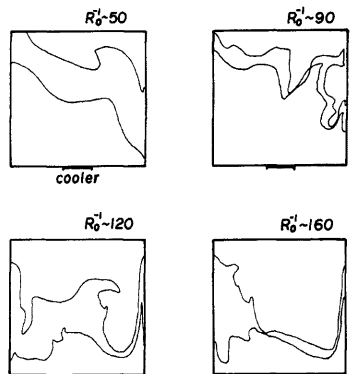


Fig. 8. Stretching of coloring water with various rotating rates.

ら、その循環面の向きを規定しているのである。回転のない場合の等浮力線の同心円状分布はこれと直交する鉛直循環で維持されていたのだが、回転のある場合の分布はやがてこれに沿うような鉛直循環により維持されるようになり、今回の水温測定実験程度の解像力では回転のない場合のような同心円分布に似た結果を生じたのであろう。さらに Fig. 8 に見られる左側の流れは、右側の着色水がほぼ全水深にわたって存在するに対し、薄い層をなすものである。数値モデルでも底面付近には左側にかなり強い流れが存在するので、これは初期に左側に向かう流れにコリオリ力と摩擦力が効いて生じるものであり基本場の放射状流れに起因するものと思われる。さらに実験ではこれに遠心力も若干効いていると思われる。いずれにせよ、今回は底面付近の流れを可視化したので摩擦の効果をコリオリ効果と分離することができなかったという問題点をもっている。

最後に、冷却開始からの時間を大きくとって、より定常状態に近い流況を可視化した (V) シリーズについて述べる。Fig. 9 は (V) 102, 104, 107 で見られた下層水の拡がりの状況を示す。図中の数字は可視化開始からの時間 (min) である。冷却開始から可視化開始までの調整時間は (V) 102 で 2 時間、他は 1 時間と

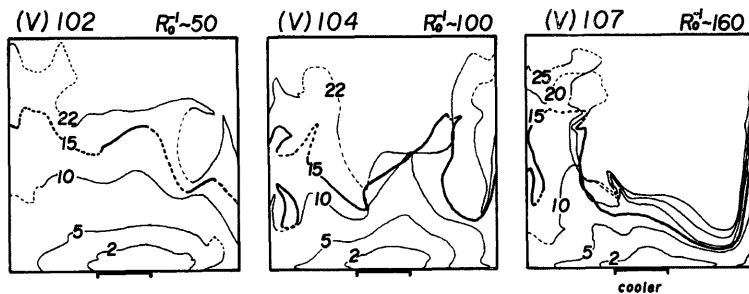


Fig. 9. Flow visualization in (V) series.

大きくしたが、得られた結果は先の可視化実験と大きく変わるものではない。ただし右壁面に沿う鉛直循環は初期の可視化より弱まっているようであり、特に回転のおそい場合には、底のエクマン層内から横向き鉛直循環にはっていくトレーサの割合が増大するためか右側のフロントの方は可視化しにくいようであった。各国の中央部の前縁の進行は鉛直循環が完全には横向きでないことによっている。循環面の偏向の角度に起因する見かけの進行は R_0 の大きいほど顕著である。なお、今後浮力束を増大させ回転数を落して R_0 がもっと大きい範囲の実験が望まれる。

4. 数 値 実 験

4.1 数値モデルの概要

本章では第 2 章の無次元方程式系を 3 次元非定常数値モデルを用いて解き、現象の理解を得る。扱った形状や R_0 の range は第 3 章の水槽実験条件を包含するようなものであるが、解くのが無次元方程式であるという性質上、特定のスケールに固定されたものではなく、現地の現象に結果を拡張しうるものである。さて本節では、この数値モデルについて概説しておく。水平格子分割は水槽実験の場合で言うところの 1 cm 単位にとり、水槽実験と同じ形状 (30×7 または 30×30 格子) を扱っている。これに対して鉛直の層分割数は 6 である。水平分割が均一であるのに対し鉛直分割では実際現象を考慮し、Fig. 10 に示すような不均一分割を行っている。ただし扱った次元つき水深は水槽実験に対応する $H=5$ cm についてである。この格子分割を行った上で、変数 u, v, w, b を Fig. 10 に示す位置で定義する。層位モデルの特徴は鉛直流 w を流量で

定義することであり、 ζ についてもこれは同様である。具体的な計算手法については大西⁵⁾が詳しく述べている。

初期状態として、

$$u=v=w=b=0 \quad (17)$$

の均質静止状態を考え、水路片端 ($x=0$) の冷源および水面からの浮力束を $t=0$ より与えるという条件で行われた。浮力束の値は無次元化されているので

$$Q_w=1, Q_s=-L/L' \quad (18)$$

と与えられている。ただし L' は水路縦方向の長さである。

Table 4 に今回行った数値実験の 6 つの run についての計算条件を示す。case 1, 2, 3, 4 および 6 は $L/L'=7/30$ であり、水槽実験の $L=7$ cm の形状に対応し、case 5 は壁面の一部が冷源となる場合で同じく $L=30$ cm の形状に対応する。粘性係数の値、より正確には鉛直エクマン数 E_v が水槽実験と対応するのは case 4 のみであり、他のケースの E_v は (13) 式で求めた琵琶湖の特性量のオーダーに合わせている。case 2 と 4 は E_v のみが異なり、また case 1, 2, 3 は同じ E_v を与えて浮力ロスビー数 R_o が異なる一連の実験である。

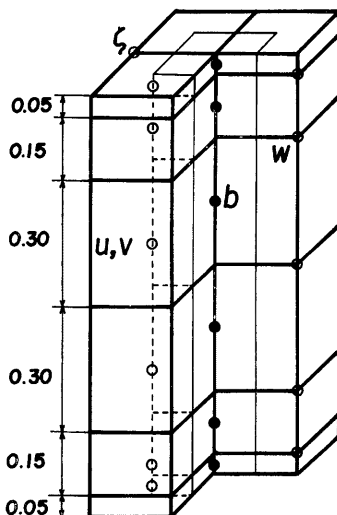


Fig. 10. Three-dimensional arrangement of variables.

Table 4. Numerical conditions described by dimensional quantity.

case	1	2	3	4	5	6	unit
L (cm)	7	7	30	7	30	7	
L (cm)	30	30	129	30	30	30	
H (cm)	5	5	5	5	5	5	
Ω (r.p.m.)	2	7	2	7	2	0	
f (rad·s ⁻¹)	0.419	1.47	0.419	1.47	0.419	0	
Q (watt)	25	25	25	25	25	25	
A (cm ⁴ s ⁻³)	0.817	0.817	0.817	0.817	0.817	0.817	
σ	8.21	8.21	8.21	8.21	8.21	8.21	
$U=(A/L)^{1/3}$	0.489	0.489	0.301	0.489	0.301	0.489	
$T=L/U$	14.3	14.3	99.7	14.3	99.7	14.3	
$W=UH/L$	34.9	34.9	5.01	34.9	5.01	34.9	($\times 10^{-2}$)
$B=U^2/H$	4.78	4.78	1.81	4.78	1.81	4.78	($\times 10^{-2}$)
$R_o=A^{1/3}L^{-4/3}f^{-1}$	16.7	4.76	2.39	4.76	2.39	—	($\times 10^{-2}$)
$E_v=\nu_h/fL^2$	50	50	50	1.6	50	—	($\times 10^{-4}$)
$E_v=\nu_v/fH^2$	100	100	100	3.14	100	—	($\times 10^{-4}$)
$1/R_o$	6.00	21.0	41.8	21.0	41.8	0	

4.2 数値実験結果

回転がない基本場としての case 6 の結果から次のことがわかる。側壁における摩擦が小さいことから考えると当然の結果であるが、物理量はすべて横方向すなわち y 軸方向には変化しない。上流端の冷源で浮力を失い沈降した流体は x 軸方向正の向きに流下するにつれ、上流側から下流側へと流れを形成していく。表面では一様な浮力束が与えられているが、上の理由で、表層での流れの形成も x 軸の正方向に向かって進行する。これは鉛直対流セルが x 軸方向に伸長する過程である。無次元時刻 $t=40$ までには、現象は定

常に達し、その時の無次元流速は 0.1 から 1 の間にある。最下層の流速は、底面摩擦の影響でそれより上の層の流速と比べて少し小さいが、その点を除いて、流速分布は中央水深の上下で逆対称形に近い。流れの鉛直構造は、冷源前面の強い沈降と、容器全域にわたる比較的一様な上昇流で特徴づけられるものである。以上が回転のない場合の計算結果の概略である。

次に他の条件が同じで浮力ロスビー数が異なる case 1, 2, 3 の結果を考察する。この 3 つの case では E_0 が同じであり、case 番号が大きいくほど R_0 は小さくなっている。初期の時刻において、冷源近傍で沈降し底層に流入した冷水は、コリオリ効果によって右側に偏向されながら進行していく。Fig. 11 に示したのは case 1 の $t=5$ における第 4, 6 層の水平流速ならびに浮力の分布であり、各図の左側の短辺が冷源になっている。これから見てわかるように、偏向の程度は、層別に見ると最下層より上の層で顕著である。また case 別に見ると R_0 が小さいほど顕著である。ただし先にも述べたように、 R_0 は右側のフロント幅と容器幅の比とも解釈できるので、横 7 分割のこの数値モデルでフロントすなわち縦方向の鉛直循環が現れるのは case 1 だけであり、case 2 や case 3 では初期の時刻から横方向の鉛直循環が卓越していると思われた。一方、中央水深より上の第 1, 2, 3 層では、3 つの case とも、冷源に向かう流れが形成されるが、この流れの方もその流下方向に向かって右向きの偏向が認められた。

いずれのケースにおいても無次元時間 $t=40$ において現象はほぼ定常状態に達していると思われた。Fig. 12 は、 $t=40$ における case 1, 2, 3 の第 3, 4 層の流速・浮力分布を示す。なお比較のために case 4, 6 についても同様の図を示している。第 5, 6 層の流れは下のものほど右向きの偏向度は弱まっており、case 1 の第 6 層では逆に左向きの偏向も認められたが、下層のものほど流速や層厚は小さく、また第 1, 2 層では、流速が第 3 層のものよりやや大きい、流向は第 3 層のそれとよく一致している。先に case 6 についても述べたように、底面の摩擦は、流れを多少上下非対称なものにしているが、全体的な流れの構造は、図に示された 2 層の流向で代表される鉛直循環であると考えられた。これらの図からわかるように縦方向 ($x-z$ 面内) の鉛直循環は、 R_0 が小さくなるほど、次第に横方向 ($y-z$ 面内) へと偏向されていく。逆に浮力分布は、その等値線の走り方だけを見ると、 R_0 が大きくなるほど、強く偏向されていく。すなわち case 1 では上層の等浮力線が x 軸方向に走り、回転のない場合の case 6 でそれが y 軸方向に走っていた点で大きく異なる。これを説明することは難しいが、あえて次のように解釈してみよう。これら 3 つの case では、 E_0 が同じだからコリオリ効果は力学的に同じだと仮定する。コリオリ効果が力学的に同じということとは、これらの case で、圧力、コリオリ力、粘性力の 3 項のバランスの程度が同じである、すなわち同程度に地衡流 (圧力とコリオリ力が 2 者でバランスした流れ) に近いということである。 E_0 が 0.01 程度の時、この流れはほとんど等浮力線に沿うような形態をとるだろう。さてここで、「浮力の輸送」の問題から、 R_0 の役割が生じる。この実験結果から見ると、 R_0 が小さくなるほど発生する鉛直循環の向きが、偏向させられる程度が大きくなっている。そのために、等浮力線の走る方向は、このように小さな E_0 の場合には、 R_0 の大きい方が、見かけ上コリオリ効果を強く受けた分布をすることになる。

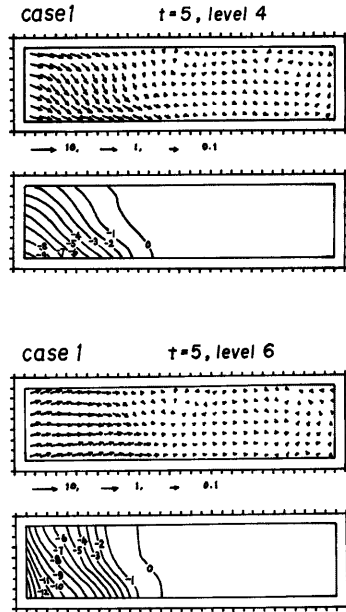


Fig. 11. Deflection of cooler water at early stage in case 2.

次に, Fig. 12 で R_0 が同じで E_0 の異なる case 2 と 4 を比べてみよう. case 4 の計算結果は, $t=40$ とそれより先の時刻のものとは十分よく一致しておらず, 定常状態にはない. しかし, その時間変動は, 一定の定常状態に漸近しようとする途中の状態というよりも, むしろ不安定波動に近いと思われる. ここで R_0 が固定されたときに E_0 が異なることは, (6) 式から考えてレイノルズ数の相異と考えられることが重

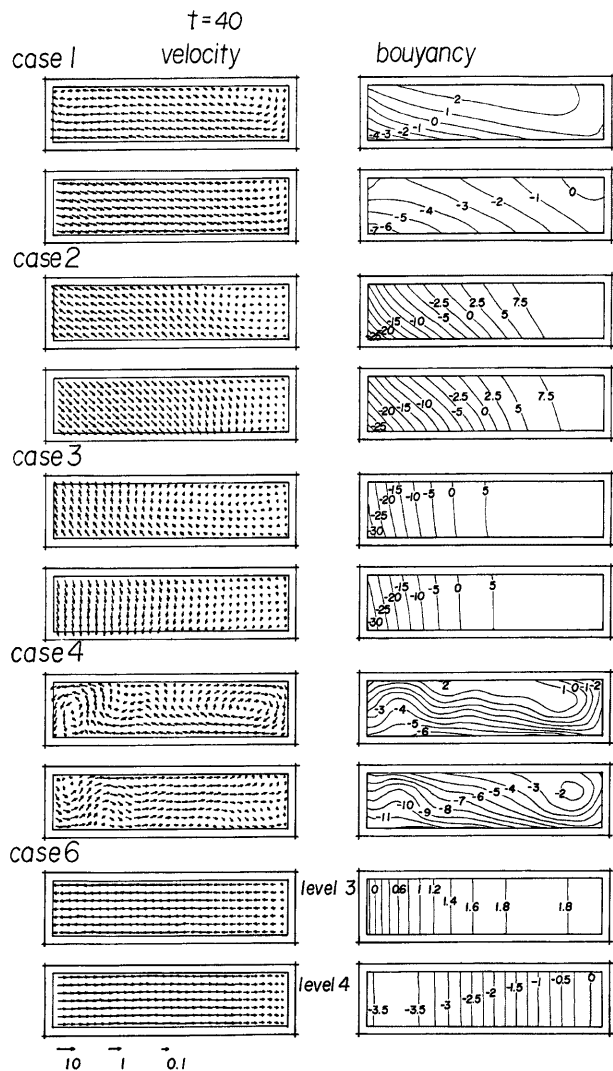


Fig. 12. Steady state convections with and without rotation.

要であろう。我々はこちらで、コリオリ効果に限って問題を考えることにし、case 4 で見られる“乱れ”は、あえて捨象する。こう考えて、2つの結果を比べると次のことがわかる。case 2 と 4 で、形成される鉛直循環の向きの偏向度は同程度であり、また等浮力線が x 軸方向に走る傾向は、case 4 の方が強く、コリオリ効果を強く受けているように見える。これらの事実は、先に述べた R_e と E_v の役割に関する仮説的解釈と矛盾しない。

さてこれまでに述べてきた 5 つの case の浮力分布についてさらに調べてみよう。Fig. 13 は各ケースの鉛直成層度を比較するために、浮力の鉛直偏差(第 1 層と第 6 層の浮力の差)の x 方向分布を示したものであり、横方向には平均された結果である。これを見ると鉛直成層度が粘性係数に支配される様子がわかる。

ν_v の等しくとられた case 1 と 6 では、回転の有無にかかわらず非常によく似た分布をしている。case 2, 3 では case 1 の E_v が用いられた。したがって回転数の大きな case 2 の ν_v は case 1 のものより大きくなっており、鉛直成層度は弱まっている。これに対し、水槽実験程度の粘性を与えた case 4 の成層度は強まっている。そしてこの数値は、水槽実験で見られた成層度とほぼ一致している。ただし case 1 と 3 の相違については ν_v に対する依存として説明できない。

次の Fig. 14 は第 5 層の水路中心軸 (x 軸) における浮力分布を示す。case 1 では回転効果が弱く、線上の分布では case 6 のそれとあまり変わっていない

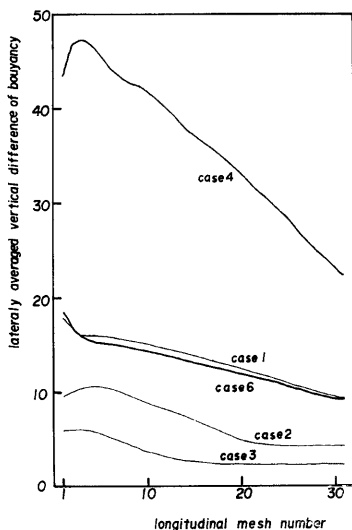


Fig. 13. Stratification magnitude depends on eddy viscosity, where Prandtl number is a constant value.

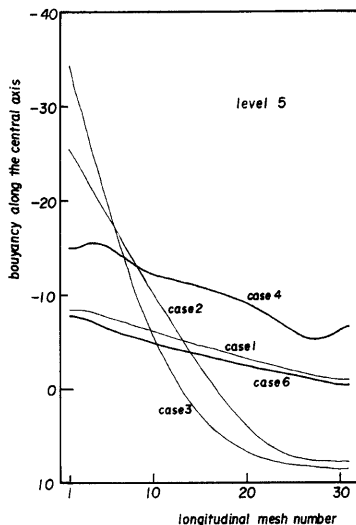


Fig. 14. Longitudinal buoyancy gradients with and without rotation.

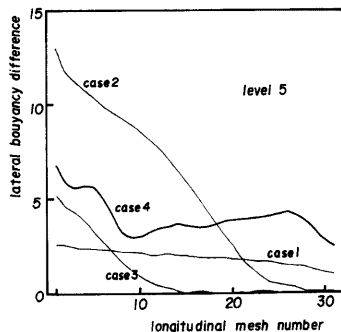


Fig. 15. Lateral inhomogeneity with rotation.

ない。これに対し case 2, 3 では浮力の縦方向の勾配が大きくなっているのがわかる。これは先に述べた鉛直循環の偏向によって冷水が冷源近傍に閉塞された結果と考えられる。最後の case 4 では case 2 のような大きな勾配は維持されていない。これは結果的には等浮力線が x 方向に近づいたことによる。さらに Fig. 15 は、やはり第 5 層における浮力の横偏差（左岸と右岸の浮力差）の分布である。case 2 や 3 でこの値が有意である領域は Fig. 12 の鉛直循環が見られる領域とよく対応している。さらに、平均値で見た浮力横偏差というものは、 R_0 のある範囲（ R_0^{-1} にして 0~50 程度）で極大値をもつことである。これは水路長ともある程度関係するであろうが、コリオリ効果の指標として横偏差を用いるには十分な注意が必要であることを示唆している。

最後に、回転系の密度流に関する上記の解釈をもって、横幅が拡大された case 5 の計算結果を見てみよう。Fig. 16 に $t=5, 20$ における第 6 層の流速・浮力分布を示す。初期の時刻において、冷源の前面で沈降した負の浮力をもった流体は、下流に向かって右向きに偏向されながら進行し、右側の壁面にぶつかって上昇する。こうして右岸に沿って進行するフロントが形成される。無次元時刻 $t=20$ では、数値モデルで粘性の大きいこともあって、現象はある程度定常になっている。この時の流れの偏向度は初期に比べると小さくなっている。しかし、等浮力線の走る方向は小さな E_0 の値により、鉛直循環の方向と一定の小さな角度を強制されるため、回転のない場合に期待される対称分布から大きくずれていて、その傾向は初期よりむしろ強くなっている。同様のことが、冷源近傍と下流側の分布の対比においても言える。この形状については冷源が点源に近いため、この近傍の局所的浮力束は、単位幅平均値として見積られる値より大きく、局所的浮力ロスビー数が増大しているため、非回転系において流向と等浮力線が直交するという意味で浮力分布は対称形になっていると思われる。下流に向かうにつれて R_0 は減少するので浮力分布は回転効果を強く受けて x 軸方向に走るようになると理解できる。残念ながらこの形状に関する計算は、計算時間の関係でこの 1 ケースだけであり、また水槽実験では回転数に応じて E_0 が変化するので、水槽実験で得られた浮力分布と比較することは困難である。水槽実験で得られた浮力の対称分布は、底面に沿うものであり、そこでは摩擦効果がコリオリ効果を弱めるので、非回転系に近い機構になっている可能性はある。しかし同じ水槽実験でも、高速回転の場合には底面においてもコリオリ効果は強く現れるようであり、浮力の対称分布が偏向された鉛直循環によって維持されている可能性は十分にある。

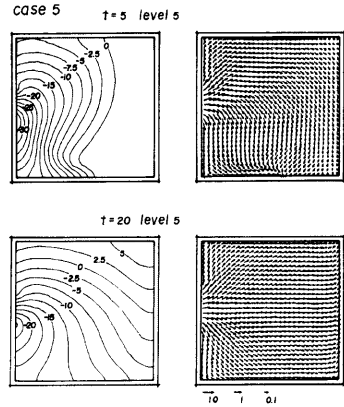


Fig. 16. Velocity and buoyancy distributions in case 5.

5. 琵琶湖南・北湖の境界に見られる密度流現象

5.1 現象と数値モデル

琵琶湖に流入した水の出口は、瀬田川と京都疏水であり、ともに南湖南端に位置するため、ここでの水の流れは基本的には北から南に向かうものである。しかし実際には南北両湖の境界において、この基本流に逆らうような北流の発生が知られている。この現象は、水質汚濁の進んだ南湖から北湖への汚染の拡散現象として興味もたれ、主として現地における調査研究が進められている。

こういった現地観測による水温データの解析から、岡本⁶⁾は、冬季に水深の小さな南湖で冷却され重くなった水が、南北湖境界の斜面を流下する形で北流する現象の重要性を指摘していた。また南北湖境界に位置する琵琶湖大橋の橋脚部に取付けられた自記流速計の記録の解析から、村本・道上⁷⁾は、琵琶湖の南北湖

の交流を考える場合に最も支配的な流動パターンは静振と密度流であると述べている。村本・大西ら¹⁾は、同じ流速計録の連続 1 年間の記録を解析し、静振と密度流のうちでも特に後者による水の交換が支配的であることを見出した。また彼らは冬季の現地観測から、強い密度流の発生時には、南湖の冷水と北湖の暖水が鉛直循環流を形成しつつ、同時に南湖水は湖の東岸寄りを北湖へ、北湖水は湖の西岸寄りを南湖へ進行すると述べている。さらに、この密度流は冬季においても常に発生維持されつづけるものではなく、寒波の到来時に、その到来から 2~3 日遅れる形で断続的に発生する現象であることが知られている。⁸⁾

本章ではこの密度流を数値シミュレーションによって解析し、この現象におけるコリオリ効果について検討する。用いる数値手法は第 4 章で用いたものと全く同じであり、対象とする水域は南湖全域と志賀町~沖ノ島を結ぶ線を北端とする北湖の南部水域である。水平格子分割は 500 m 正方形格子とし、鉛直分割は水深に応じて 2~3 層分割をとる。

河川流出については、瀬田川と京都疏水での昭和 52 年の実測値を各月ごとの平均放流量に換算して用いた。琵琶湖への流入河川については、その流量を正確に求めることは困難であるので、ここでは湖水位が年間を通じて一定に保たれるという理想的条件を課し、その時点での流出量合計が流入量合計と一致するように、各河川の流域面積に比例する量を河川流入と仮定した。ただし北端の水域境界では、対象水域外の北湖流入量を、境界格子点のすべてに平均して与え、湖水量保存を満足させる。

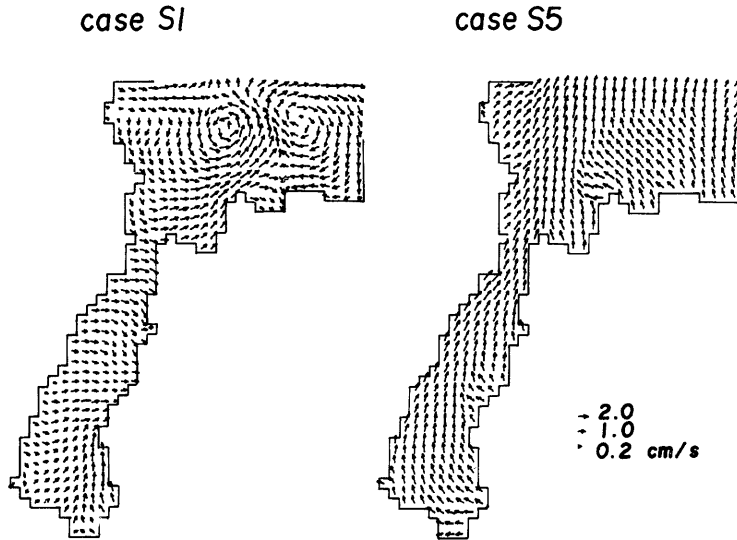
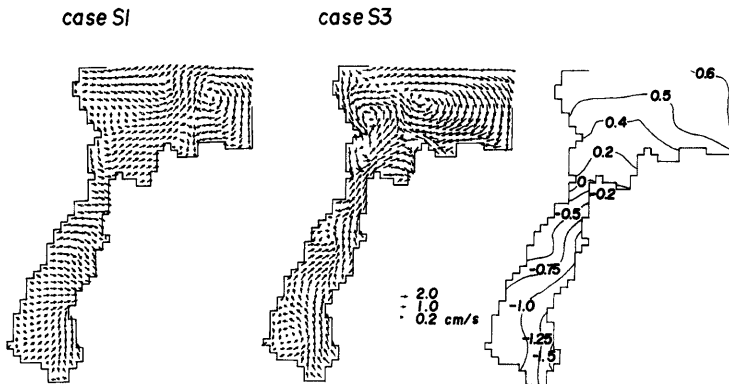
初期条件として、浮力分布に関しては片岡⁹⁾によって行われた琵琶湖全湖を対象とした数値シミュレーションの計算結果から、この南湖モデルの各格子点において、浮力の 11 月中旬(全湖モデルの第 241 日目)の分布を空間的に補間して与える。流速に関しては、上で求められた浮力分布を時間的に固定して、浮力の移流拡散式を除く基礎式を数値積分して得られた平衡流動場を初期条件として与える。初期流速を求めるためのこの手法は、浮力分布から流動場を推定する「診断モデル」と呼ばれる手法¹⁰⁾¹¹⁾である。湖面での浮力束は片岡⁹⁾によって求められた各月ごとの平均値を与えて、 $t=301$ 日まで 2 か月間の計算を行い、これを case S1 とする。先にも述べたが、密度流現象は冬季でも常に存在するものではなく、湖面冷却量とその間平均値の数倍程度になってはじめて励起されるものである。実際、平均的冷却量を与えた case S1 では、北流現象が起きないことが示される。そこで、case S1 の $t=251$ 日すなわち case S1 の計算開始後 10 日目を初期値として、湖面での浮力束のみをそれ以後 case S1 の 2, 4, 8 倍した case をそれぞれ case S2, S3, S4 として、いずれも 5 日間の計算を行った。さらに、この密度流現象におけるコリオリ効果を明らかにするため、case S1 に相当する計算を、 $f=0$ として行ったものを case S5 とする。

5.2 計算結果

まず、密度流の基本状態を見る意味で case S1, S5, について計算開始後 1 か月目の、第 2 層の流速分布を Fig. 17 に示す。第 1 層の流向は基本的にこれらと逆向きのものであり、鉛直循環流が形成されている。コリオリ項のない case S5 では常に北湖へ向かう流れが形成されているのに対し、コリオリ項を實際通り考慮した case S1 では境界付近の流れが短軸方向を向き、そこでの逆流は発生していない。計算で与えた浮力束が月間平均値であることや、実際の密度流がかなり間歇的な現象であることから考えて、case S5 で得られた下層の北上流はむしろ実際の密度流現象を説明し得ない。言い換えれば、この密度流現象に対してコリオリ効果が、流下のかかなり強い制限因子として働いていることがわかる。

次にコリオリ項が含まれる場合にも、寒波の到来に対応するような条件下では逆流現象が発生することを示そう。Fig. 18 には case S3 について第 2 層の流速ベクトル図が示されており、これは浮力束を増大させてから 5 日目($t=256$ 日)のものである。比較のために同時刻・同層の case S1 の流れが示されている。これからわかるように、湖面浮力束が月間平均の数倍になると、南北湖の境界付近で相当強い北上流が現れることがわかる。Fig. 18 に示した浮力分布図には、西岸寄りに北湖水南下の影響が、東岸寄りには北湖に向かう冷水のために等浮力線が境界付近から北東に張出している状況からうかがわれ、現地における観測結果に見られるような特徴が現れている。

case S1 から S4 までの 4 つの結果を比較すると、湖面浮力束の大きなものほど、非回転モデルの結果に

Fig. 17. Horizontal distribution at the 2nd layer in case S1 and S5. ($t=271$)Fig. 18. Horizontal distribution at the 2nd layer in case S1 and S3. ($t=256$)

近いことがわかった。前章までと異なり、本章の解析では領域への水の流入があるために、密度流現象における浮力束が単純には評価できず、従って浮力ロスビー数 R_0 も求められないが、上で得られた結果は先行する章での結果から容易に解釈できるだろう。すなわちコリオリ項を含む場合と含まない場合を比較すれば、前章でわかったように、 R_0 の小さい前者では、形成される鉛直循環が偏向させられるため、河川流出に伴う南向きの恒流の存在もあって北流が発生しなかったのだと解釈される。そして浮力束が大きくなると R_0 は増大し、偏向の程度が弱くなるとともに、流速絶対値が浮力束の1/3乗に比例して大きくなり北上流が

現れたのだと言えよう。このように、数倍程度の浮力束変化で現象が異なって見えることは、この現象における R_0 のオーダーが 1 であることを示している。

最後に、上の case S1 から S4 までの 4 つの case において、逆流により北湖へ流入する流量を境界付近の流速とその支配断面積の積として求めたのが Fig. 19 である。時間軸の原点は浮力束を変化させた時刻にとられている。これによると、月間平均の浮力束程度では、5 日間ほとんど逆流量は発生しない。これに対し、4 倍ないし 8 倍の浮力束を与えた場合には、2~3 日後に相当な逆流流量が計算され、その値は case S4 で約 $300 \text{ m}^3/\text{sec}$ にもなった。もっとも、この最後のケースは、実際と比較するには、浮力束も逆流流量も過大値といえよう。ちなみに村本・道上⁷⁾によると、密度流による南北湖間の交流量は、典型的な例で約 $200 \text{ 万 m}^3/\text{day}$ (約 $23 \text{ m}^3/\text{sec}$) となっている。逆流量の定量的評価という点では、このモデルの計算の都合上、南湖のような水深の浅い部分に対して 2 層分割を半水深で行っているという問題点が挙げられる。実際の密度流は、底層をはうような形で起こっていると考えられ、密度流の下層厚が水深の半分にも及ぶことはないだろう。もっとも、今回のような層位モデルによる計算では、2 層モデルの場合と異なり浮力値そのものが計算によって変化しているので、層厚を固定していることは、得られた流速値や浮力値にフィードバックしているはずであり、層厚の大きいこと自体が直ちに逆流量の過大評価に結びつくわけではない。しかし今後、こういった現象のより定量的な理解を得るために、層厚の取扱いを含むような、よりよいモデルの開発が望まれる。

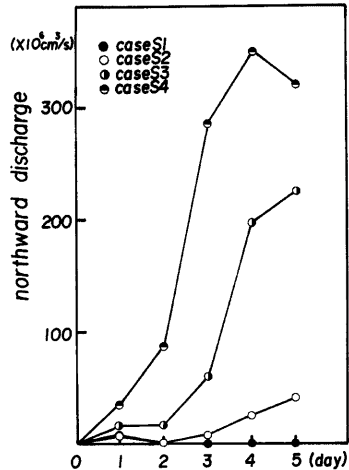


Fig. 19. Northward discharge calculated due to density currents.

6. 結 語

自然水域における密度分布や流れ構造が、地球自転の影響をどのように受けるかを明らかにするという目的で、支配方程式の相似性の考察による無次元パラメータの検討、単純化された条件下での回転水槽実験ならびに数値実験を行った。

次元解析的に得られる相似解に見られるような、浮力束の $1/3$ 乗に比例する流速尺度と、浮力束の $2/3$ 乗に比例するような浮力尺度を用いて無次元化を行うことにより、7 つの無次元パラメータによる現象の相似性の分類が可能となる。この中で、自然水域における現象を規定するために重要なものは、浮力ロスビー数 $R_0 = A^{1/3} L^{-4/3} f^{-1}$ と、エクマン数 $E_0 = \nu_0 f^{-1} H^{-2}$ の 2 つであることが推定された。ここに A, L, H, f, ν_0 はそれぞれ対象水域に加えられる全浮力束、水路幅、水深、コリオリパラメータ、鉛直渦動粘性係数である。

回転水槽実験とその数値実験は、水深が一定の矩形水路の一端または両端と、さらに水面が正または負の浮力源になるという簡化された条件で行われた。水槽実験結果から、 $A^{2/3} L^{-2/3} H^{-1}$ で無次元化された成層強度は、回転の有無によらず、ほぼ一定の 30 程度の値をとり、上の無次元化手段の妥当性が確認された。密度流の流況に関して、水槽実験と数値実験とはよく一致する結果を生じた。しかし数値実験では水槽実験より大きなエクマン数を用いて行った実験結果が乱れも少なく理解しやすい。また水理実験における測流は必ずしも十分な精度で行えなかったため、結果の解釈は 2 種の実験結果をあわせて行うことにする。

回転のない場合の水路縦方向の鉛直循環は、 R_0 の減少にとまらず、次第に横方向のそれへと偏向されていく。すなわち回転の効果は、密度流のもつ鉛直循環構造は維持しながら、その向きを偏向させるというも

のである。流れの偏向は水路縦断面内で見れば、鉛直循環構造を弱化させていると見ることができ、その結果、縦方向の浮力分散効果が弱められて、浮力の縦方向の水平勾配を強化する。こうした現象は、浮力ロスビー数に規定されて出現し、密度流におけるコリオリ力の本質的效果である。一方、エクマン数は、浮力ロスビー数に規定される循環面の向きと、等浮力線の走る向きのなす角を規定しているという仮説的解釈によって矛盾なく現象を説明できることがわかった。エクマン数が小さいとき、上の交角が小さいこと、コリオリ効果がなくエクマン数が無限大のとき交角が 90° になることは従来から知られていることである。したがってエクマン数が小さいという現象を扱う限りは、鉛直循環の向きと等浮力線の向きに着目する場合、一方が回転のない場合のものから 90° 近く偏向されれば、他方は何ら偏向されないということになる。なお、流向の 90° 偏向は $R_0^{-1}=40$ 程度で起こることがわかった。

上で用いられた数値手法を、実際の琵琶湖の例に適用し、そこでのコリオリ力の役割について評価した。コリオリ項の有無によって異なる2つのケースの結果の比較から、コリオリ効果による鉛直循環の偏向が、現地の密度流を阻害する要因として働いていることが示された。また強い湖面冷却が加えられた場合には、浮力ロスビー数が大きくなり、阻害要因が無くなる。こうして現地の密度流は、冬季の寒波の到来に応じて間歇的に発生することがわかった。

最後に、南湖モデルの計算にあたり、多大の労を煩した本学大学院片岡幸毅君に深く感謝する。

参 考 文 献

- 1) 村本嘉雄・大西行雄・大久保賢治：琵琶湖南湖の熱収支—琵琶湖大橋断面での湖水交換—, 京都大学防災研究所年報, 第22号 B-2, 1979, pp. 575-589.
- 2) Barr, D. I. H.: Densimetric exchange flow in rectangular channels I., La Houille Blanche, 7, 1963, pp. 739-756.
- 3) 浅沼 強編：流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店, 1977, pp. 253-255.
- 4) Endoh, M.: Three-dimensional Structures of Gravity currents in a Rotating Basin, Part I, A Local Discharge of Buoyancy, in preparation.
- 5) 大西行雄：数値研究（その手法）, 環境科学としての海洋学2, 第15章, 堀部純男編, 東大出版会, 1978.
- 6) 岡本 巖：琵琶湖国定公園学術調査報告書（滋賀県）, 1971.
- 7) 村本嘉雄・道上正規：琵琶湖南・北湖の交流特性, 京都大学防災研究所年報, 第21号 B-2, 1978, pp. 263-276.
- 8) 河内和博：琵琶湖南湖の年間の水・熱収支に関する研究, 京都大学卒業論文, 1979.
- 9) 片岡幸毅：琵琶湖の湖流形成における湖面からの熱流入の役割, 京都大学卒業論文, 1980.
- 10) 大西行雄：大阪湾の恒流に関する数値実験, 第26回海岸工学講演会論文集, 1979.
- 11) Endoh, S.: Diagnostic Analysis of Water Circulations in Lake Biwa, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 34, 1978.