

回転流体中の対流循環(1) : 実験的研究

竹松, 正樹
九州大学応用力学研究所 : 教授

北, 統夫

山下, 巖
有明工業高等専門学校 : 教授

豊田, 健
九州大学大学院総合理工学研究科 : 博士課程

<https://doi.org/10.15017/4743941>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 74, pp.1-11, 1992-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



回転流体中の対流循環(1)

——実験的研究——

竹 松 正 樹* 北 統 夫†
山 下 巖‡ 豊 田 健§

概 要

回転テーブル上に搭載された一様水深の円形水槽 (f-面) において, 温度差により対流循環を生成し, その基本的性質を実験的に調べた。

実験は 1) 作業流体の上表面が自由で底面が固体壁 (non-slip 条件)
2) 上面が自由で底面が重いでん粉乳液 (semi-slip)
3) 上面が固体壁で底面がでん粉乳液
4) 上下面ともに固体壁 の4つの場合につき, 水槽側壁に一様冷却 (又は加熱) を印加することにより行われた。なお, 1) 及び2) の場合については上表面の局所冷却も試みられた。

回転流体中の対流循環は, 上下面の境界条件により, それぞれ固有の鉛直構造を持つことが明らかにされた。側壁の一様冷却 (加熱) で作られる循環流は, 1) の場合, anti-cyclonic (cyclonic) な順圧成分を持ち, 底面の non-slip の条件をほぼ直接的に満足する。3) の場合も優勢な順圧成分が現れるが, その向きは1) とは逆である。即ち, 一様冷却に対して cyclonic となる。2) 及び4) の場合は, 順圧成分は消滅し, 流れはほぼ内部モードとなる。固体壁に沿っては Ekman 境界層が見られるが, でん粉液との境界面には見られない。

表面の局所冷却によって作られる孤立渦の場合も, 底面の境界条件に応じて全く同様な鉛直構造が観察された。

Key words : Thermal convection, Rotating fluid, Bottom boundary conditions (non-slip, semi-slip), Experiment

*九州大学教授応用力学研究所

†文部技官九州大学応用力学研究所

‡有明工業高等専門学校教授

§九州大学総合理工学研究科 大気海洋システム学専攻修士課程

1. 序 論

海洋大循環は風応力と密度(温度, 塩分)差によって駆動されている。Ekman¹⁾に端を発し, Sverdrup²⁾ Stommel³⁾を頂点とする風成循環論は海洋表層循環のいくつかの特徴を説明することに成功した。圧巻はコリオリ係数の緯度変化(β -効果)による西側強化現象の説明³⁾であろう。しかし, 海洋循環において密度差が関与す部分, 即ち, 熱塩循環成分はほとんど不透明のまま残されていると云っても過言ではなからう。熱塩循環に対しては, 風成循環理論に対比すべき閉じた理論が存在しないのは確かである。熱塩循環は主水温躍層問題(Welander⁴⁾等)及び深層循環問題(Stommel & Arons⁵⁾)に関連して部分的解析は試みられているが, 閉じた水盤内の熱塩循環パターンを記述する解は得られていない。これは, 回転流体中の自然対流である熱塩循環が本質的に非線形現象であるためである。結局, 熱塩循環の研究はもっぱら直接数値計算によって進められることになったのである。実際, Sarkisyan⁶⁾, Bryan & Cox⁷⁾以来, 様々な数値モデルが提案され, おびただしい量の数値解が日夜生産され続けている。熱塩成分も含めて海洋大循環の本質が数値モデルの中に完全に再現される日がやがて来るであろう。しかし, 現段階では, 個々の数値モデルが描き出す循環流の特徴のうち, どの部分が現実に対応し, どの部分がモデルに固有の特徴であるかを判断する有効な手段が見当らない。ところで, 非線形性が深刻な障害とならないという点では, 室内実験も数値実験と同じである。実験室モデルは, 風成循環理論の検証に貢献した実績があるのだから, 熱塩循環に対してもその有用性を追求してみる価値はあるのではなからうか。Takematsu & Kita^{8), 9)}によって始められた一連の実験的研究はこうした観点からなされたものである。実際, そこではそれまでに理論や数値計算が予測し得なかった新しい現象(例えば, 東岸境界流の形成)が見出されている。本研究もそうした一連の実験的研究の一環をなすものである。実験室モデルの結果をそのまま現実の海洋に適用できるわけではないが, それ等は回転系における自然対流の性質であることは確かである。実験室の対流循環の性質を知悉することができなれば, 現実の熱塩循環の理解はおぼつかないのではなからうか。

本研究では, 回転流体中の対流循環が上表面及び底面の力学的境界条件に応じてどのように変化するかを実験的に調べる。即ち, 上面を自由表面(又は固体壁)とした時, 底面が固体面(non-slip)であるか slip 面であるかによって循環流の構造がどのように異なるかを明らかにする。完全な slip 底面を実現することは不可能であるから, ここでは, 固体面(non-slip)条件を緩めるという意味で, 作業流体の底層により重いでん粉乳液を置く。この場合, 二層流体中の対流循環を扱うことになる。熱塩循環の理論・数値的研究に単純化された二層モデルがしばしば登場するのだから, 実際に回転二層流体に温度差を加えた時にどのような対流運動が生ずるかを知っておくことは重要であろう。この実験では, 冷却によって作られる重い作業流体がでん粉液面を貫いて底板まで達しないようでん粉液の密度を充分大きくしてある。現実の海洋でも, 南極周辺とグリーンランド沖を除いて, 表面冷却による局所沈降は海底に達することはないと云われている。こうした途中沈降がどのような対流循環を生ずるかを知るためにも, 本実験の結果は参考になるであろう。

2. 実験方法

回転テーブル上に搭載された実験装置の概略を図1に示す。作業水槽は外直径30cmの亚克力製円筒

容器で、それより充分大きな外水槽（直径80cm）の中心部に置かれている。外気の影響を断するため、実験中は、作業水槽の上には透明板のカバー（top cover）をしておく。なお、この作業水槽は断熱板の上に置かれている。

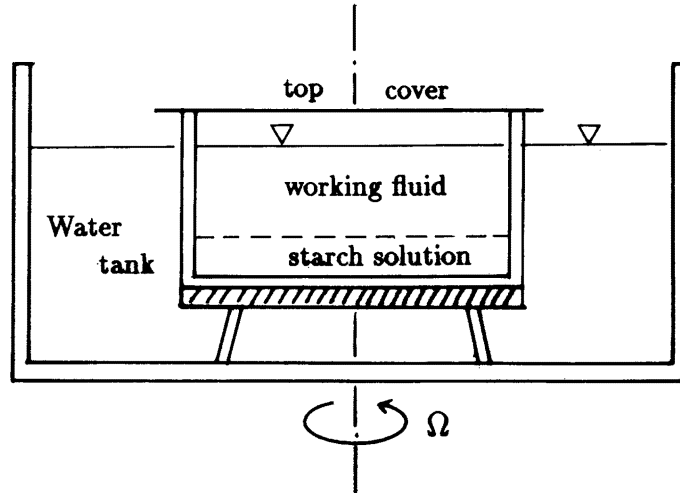


図1 回転テーブル上の実験水槽

作業流体には、流れの可視化のために、チモールブルー水溶液を用いる。作業流体の上表面を non-slip にする場合には、アクリル製薄板の落としふたを用いる。作業流体を底板の上に直接満たせば底面は non-slip となる。作業流体の底面で slip 条件を実現するためには、図1の様に、容器の底層に重いでん粉液を置き、作業流体が底板に直接触れないようにする。でん粉液と作業流体との密度差 $\Delta\rho/\rho$ は $10^{-2} \sim 5 \times 10^{-3}$ とした（ここに、 ρ は作業流体の密度で約1.0）。この密度差は、冷却によって作業流体中に生ずる密度差よりも1桁ほど大きい。

作業水槽と外水槽の水温が厳しく（0.02°C以内）一致させてから、回転テーブルに反時計向き（北半球に対応）の定回転 Ω を与える。底面が固体面である場合は約30分で、底面にでん粉液を置いた二層の場合は約2時間で spin-up を完了し、作業流体は完全相対静止状態に達する。すべての実験はこの初期状態から出発する。流れの駆動には作業水槽の鉛直側壁の一樣冷却と上表面の局所冷却が用いられた。側壁の一樣冷却は外水槽の水温を ΔT だけ低下させることによってなされた。この低下水温は実験中も保持される。一方、上表面の局所冷却は、氷粉末を搭載したアルミ箔の皿（3 cm径）を水面に置くことによってなされた。こうして実験水槽内に駆動される対流循環の構造とその時間発展はチモールブルー法を用いて可視化され、記録された。可視化電極（色素線）は、水槽直径に沿って、上層（上層から1.5cm下）と下層（底面から1.5cm上）に各一本ずつ水平に張られた。流れの鉛直構造の可視化のためには可動式の鉛直電極線を用いた。

実験の外部パラメーターは、系の回転角速度 Ω 、印加温度差 ΔT 及び作業流体の水深 H である。これ等の値は次の通りであった：

$$\Omega = 0.105 \sim 0.209 \text{ rad/sec,}$$

$$\Delta T = 0.2 \sim 0.5^\circ\text{C} \text{ (水温 } 15^\circ\text{C} \text{ に対して),}$$

$$H = 8 \text{ cm.}$$

ただし、ここに揚げた ΔT の値は側面冷却の場合のものである。表面局所冷却の際の印加温度差は時間的に厳しく変化するため一意に定めることができない。実際、冷却小皿の中の水温は 1～2 分の間に 0°C (水) から作業流体の水温まで変化する。上記の外部パラメーターに関連する主な無次元量は

$$E = \nu / (\Omega H^2) \text{ (エックマン数)}$$

$$S = \alpha g \cdot \Delta T / (H \Omega^2) \text{ (成層パラメーター)}$$

である。ここに、 ν は作業流体の動粘性係数、 α は熱膨張係数、 g は重力加速度である。なお、 S は地衡流速に関するロスビー数と一致するものである。本実験の E 及び S の値は次の通りであった：

$$E = 1.5 \times 10^{-3} \sim 7 \times 10^{-4},$$

$$S = 0.14 \sim 0.23.$$

でん粉液層の厚さは 2 cm と 4 cm とした。でん粉液内の対流運動を押さえるために、その側壁部分をビニールテープにより熱的に絶縁し、障害物を置く実験も試みられた。

3. 実験結果及び検討

上表面が自由表面で底面が固体壁の場合に、水槽側壁の一樣冷却により駆動される軸対称対流の代表的な水平循環パターン及びその鉛直構造をそれぞれ図 2 a) 及び b) に示す。この循環時計まわり (anti-cyclonic) の正味の流量を持つことは明白であろう。底層には弱い逆流が生じ、固体底板に接して 5 mm ほどの層内にはエックマンスパイラル構造が明瞭に観察された。同じく、上層面が自由で底面が non-slip の時、表面の局所冷却によって作られる渦の鉛直構造を図 3 に示す。なお、この写真は渦の減衰期の末期 (25 分) の鉛直構造である。渦の生成から減衰の初期段階 (5 分以内) では、先に示したように⁸⁾、渦はほとんど順圧的である。時間の経過とともに地衡流 (温度風) バランスを達成し、図 3 の形に落ち付く。即ち、この種の渦は、時間発展の全段階を通じて (初期にはロスビー数は 1 より大きく非地衡流的)、順圧成分 (正号の水平流量) を持つのである。ただし、地衡流バランスに近づくに従って、底層の流れを弱めるような第一傾圧成分が発展する。この点、図 2 の側壁冷却の場合と全く同じである。結局、表面が自由で底面が non-slip である限り、熱的要因によって駆動される水平地衡流は順圧成分と第一傾圧成分とから成ると云えるであろう。この特徴は、本実験のように軸対称流の場合のみならず、傾斜底板の上に行ける非軸対称流循環の場合⁹⁾にも共通して見られることを強調しておかねばならない。成層流体中では底面傾斜の効果と β -効果とは必ずしも等価とは云えないが、上記の傾斜面上の非対称対流循環に風応力を作用させると典型的な西側強化性を持つ、風成循環流が見られるという意味で、当の底面傾斜は β -効果と同等であると云えるであろう。

上述した流れの構造は底面の non-slip 条件を緩めた場合にはどのようなようになるのだろうか？図 4 は、上面が自由表面で底面がでん粉液に接している場合に、側壁の一樣冷却によって作られる循環構造を示す。下層には上層と同程度の強さの逆向きの流れが生じていることに注目されたい。正味の水平流量はほぼ

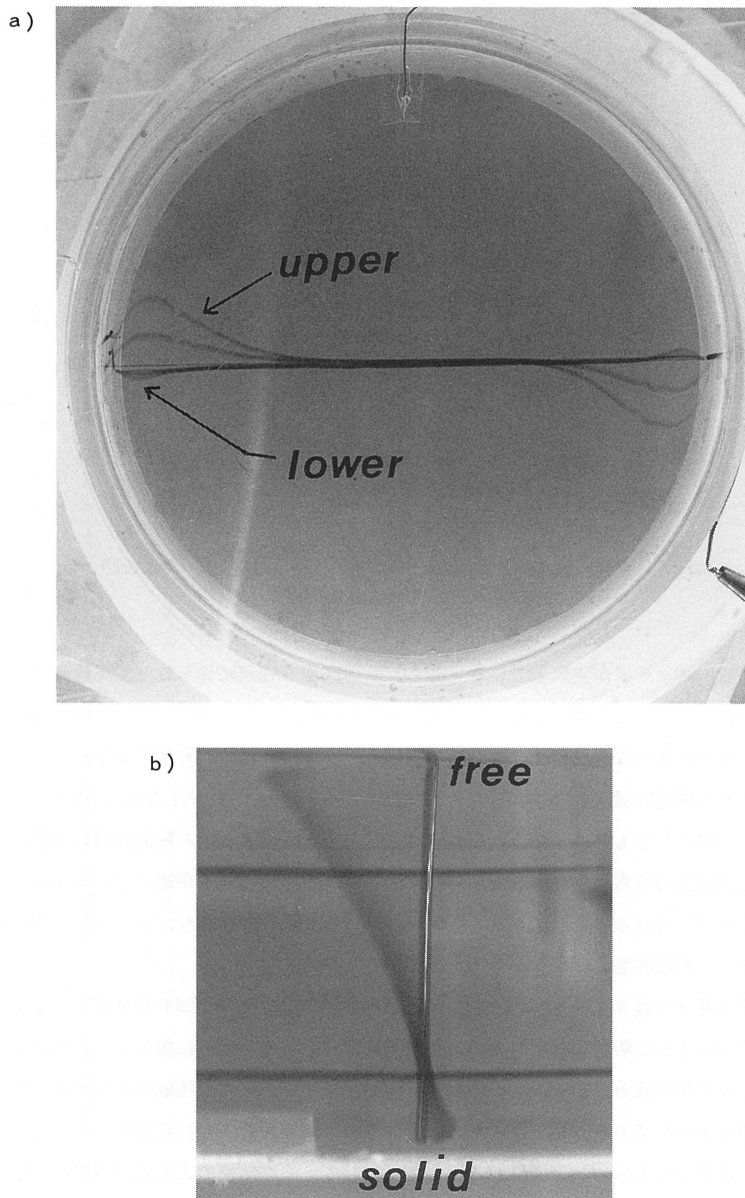


図2 上表面自由で底面固体壁の場合，側壁の一樣冷却により作られる循環流の例： $\Omega=0.105\text{rad/s}$, $\Delta T=-0.2^\circ\text{C}$
 a) 上層（水面から1.5cm下）及び下層（底面から1.5cm上）の水平循環パターン．色素線間隔は1分
 b) 水平循環の鉛直構造．色素線間隔2分

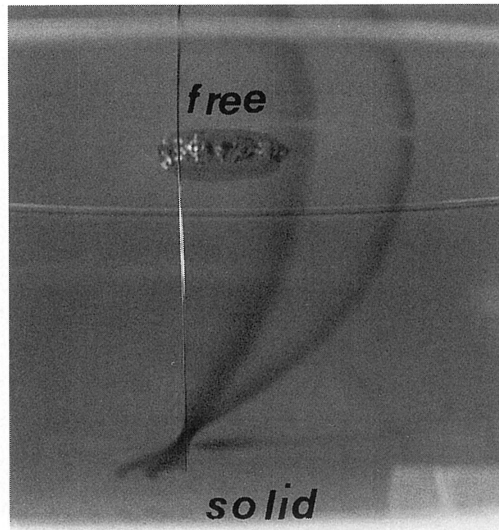


図3 自由表面の局所冷却によって作られる渦の鉛直構造（生成後25分）—固体底面の場合、色素線間隔1.5分。

ゼロで、いわゆる内部モードが実現している。即ち、固体底面の場合に見られた順圧成分はほぼ消失している。でん粉液界面近くには中・上層とは逆向きのシヤーを持つ層が存在し、この層を通して作業流体の流速はでん粉液界面の微弱な流速にまで減じている。これは一種の境界層であるが、エックマン層のようなスパイラル構造は見られない。厚さもエックマン層の3～4倍（約1.5cm）に達する。この層の他に、エックマン層らしきものは認められなかった。同じく自由表面とでん粉液底面の場合に、表面の局所冷却による渦構造の可視化例を図5 a), b)に示す。流れの駆動方法が違うにもかかわらず、図4と同じ鉛直構造を持っていることがわかる。作業流体は、この場合もやはり、エックマン層を介入することなく、直接でん粉液界面の境界条件を満たしているようである。

自由表面を固体壁面で置き換えた場合の対流循環の典型的な鉛直構造を図6及び図7に示す。いずれも側壁の一樣冷却によって駆動されたものである。図6は底面がでん粉液に接している場合であるが、この流れは明らかに順圧成分（正味の水平流量）を持つ。ただし、その順圧成分の向きは、図2の場合とは逆で、反時計まわりである。図7は両面とも固体壁の場合の例で、流れは内部モードとなり、正味の水平流量はほぼゼロである。同じ側壁の一樣冷却に対して、その結果である対流循環の正味の水平流量は、上下面の境界条件の違いによって、cyclonic（図2）にも、anticyclonic（図6）にもそしてゼロ（図4及び図7）にもなり得ることが示されたわけである。なお、図6のでん粉液との境界近くには、図4及び図5と同様な境界層が現われていることに注意されたい。図6の上面及び図7の上下面の固体壁に接する薄い境界層はいずれもスパイラル構造を持った典型的なエックマン層である。

境界面が固体壁であるかでん粉液面ではあるかはそこに生成される対流循環、特にその順圧成分に著しい差異をもたらすことを見て来た。ここで、そうした差異はでん粉液のどのような性質によってもたら

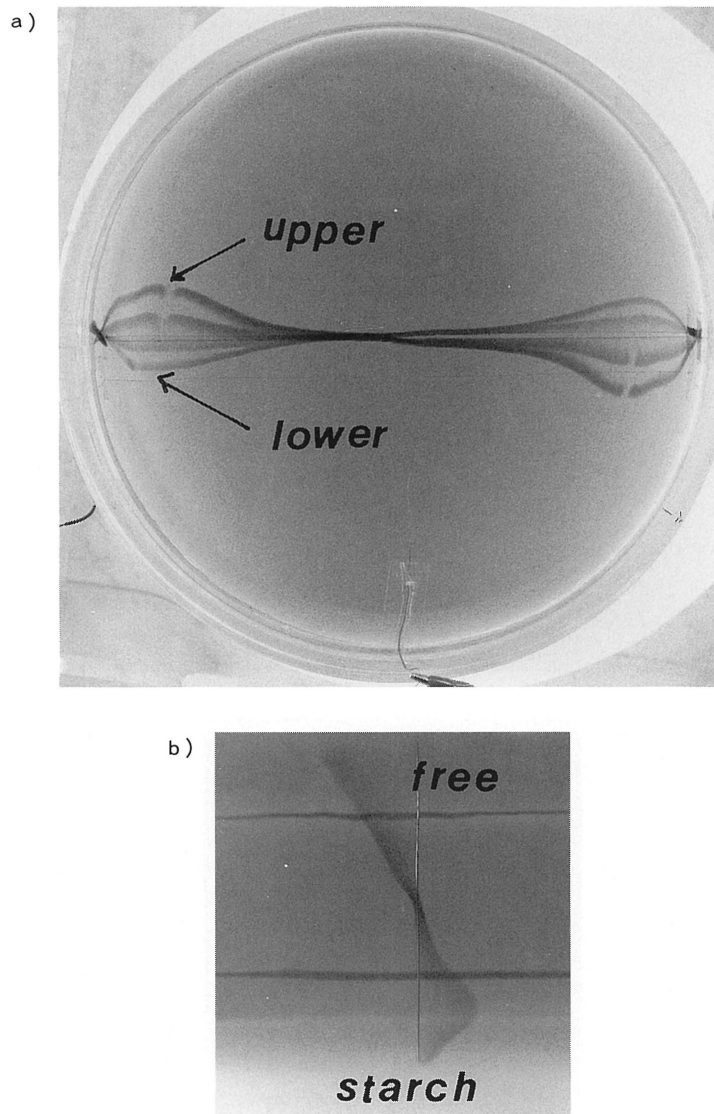


図4 上表面自由で底面がでん粉液面の場合，側壁冷却により作られる循環流： $\Omega=0.140\text{rad/s}$ ， $\Delta T=-0.4^\circ\text{C}$
a) 上層及び下層の水平循環パターン．色素線間隔は1分
b) 水平循環の鉛直構造．色

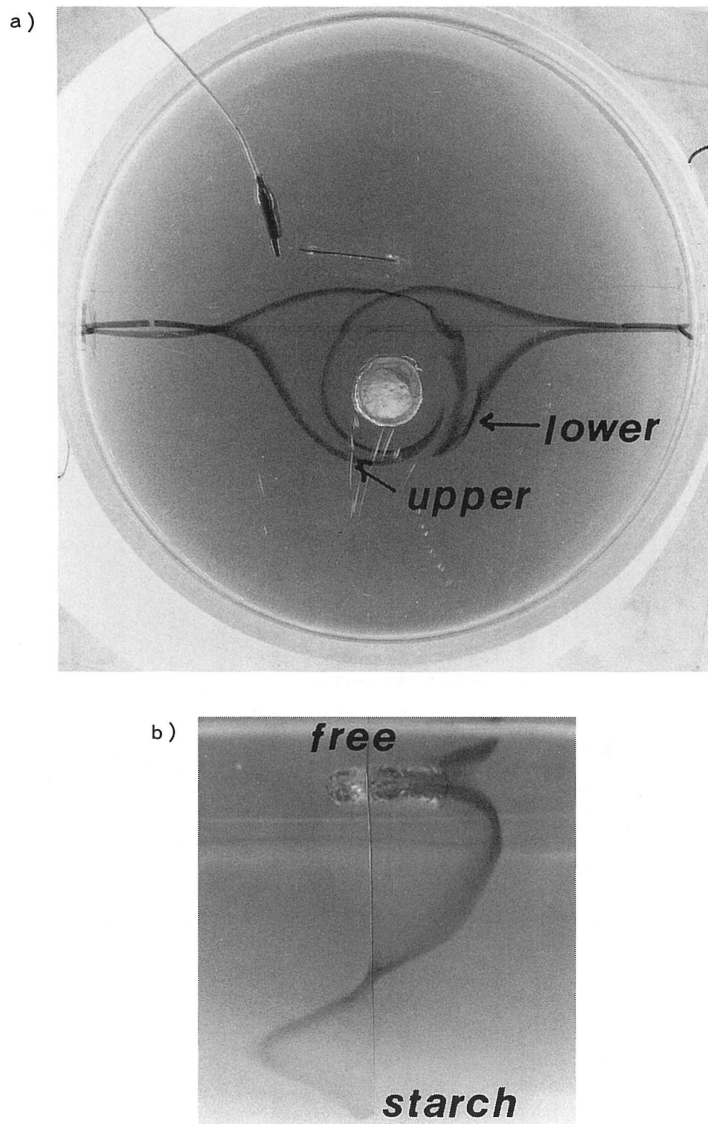


図5 自由表面の局所冷却によって作られる渦—底面がでん粉液界面の場合

- a) 上層及び下層の水平流連分布
b) 水平流連の鉛直プロフィール

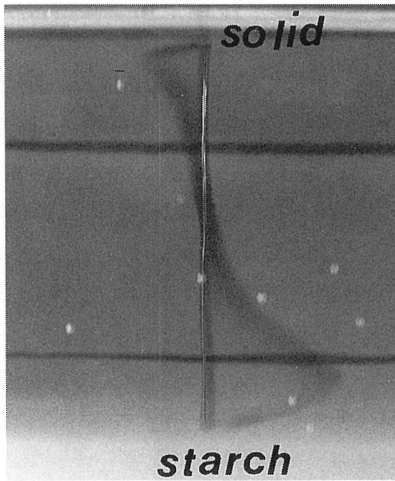


図6 上面固体壁，下面でん粉液界面の場合，側壁の一樣冷却によって生成される水平循環流の鉛直構造：
 $\Omega = 0.140 \text{ rad/s}$, $\Delta T = -0.3^\circ\text{C}$
 色素線間隔 2 分

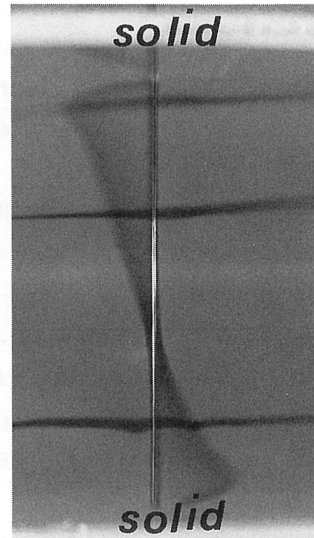


図7 上下面とも固体壁の場合，側壁の一樣冷却によって生成される水平循環流の鉛直構造：
 $\Omega = 0.140 \text{ rad/s}$, $\Delta T = -0.3^\circ\text{C}$
 色素線間隔 1 分

されるかを考察しておく必要がある。順圧成分を生ずるものとしては，でん粉液面の上下変位が考えられよう。しかし，界面のどこかが下降すれば，他のどこかが同じ体積だけ上昇しなければならないから，実験のように水槽全面に同じ向きの順圧成分を生ずることはできない。従って，でん粉界面の鉛直変位はこの際無関係であることは明白である。側壁冷却を受けるとでん粉液層にも対流が生ずる筈であるが，図 4 b)，図 5 b) 及び図 6 から見られるようにその運動は極めて微弱である。でん粉液内の対流循環が作業流体に能動的作用を及ぼすとは思われない。実際，でん粉液の側壁部分をテープで断熱的としてその中の対流循環を弱めたり，でん粉液中に障害物を置くことによりその対流パターンを著しく変えても，作業流体中に生ずる循環構造には何の変化も見られなかった。でん粉液層はあくまでも受動的であるように思われる。その界面が水平方向に動き得る (movable) ことが本質的であるように思われる。

4. 結 語

回転テーブル上の円形水槽において，温度差により駆動される対流循環の基本的性質を調べた。回転効果により，内部領域には温度風バランスに従う鉛直シャーを持った水平循環流が卓越する。流れは一般に正味の水平流量（順圧成分）を持つが，その大きさ及び向きは上・下面の境界条件により著しく影響されることを示した。即ち，境界面が自由表面 (free-slip) であるか，固体壁面 (non-slip) であるか，またはでん粉液面 (semi-slip) であるかによって対流循環の順圧成分の大きさ・向きが全く変わっ

てしまうことを示した。特に、固体壁底面とでん粉境界面の差異は注目に値する。‘bottom frictions’を持つ点では両者を区別できないが、その上に生ず循環流には決定的な差が認められる。でん粉液面の僅かな可動性が影響を与えるものと思われる。本実験は f -面上の軸対称流に関してなされたものであるが、少なくとも固体壁面上に見られる流れの鉛直構造は底面傾斜 (近似的 β -効果) のもとでも同じであることが確認されている。

室内実験では扱うパラメータの範囲に限度があるばかりでなく、 β -面上の性質を自由に調べることができない。こうした実験上の様々な制約を克服するため、この実験室モデルに対する正しい数値モデルを開発中である。海洋熱塩循環は内部モードであり、正味の水平量を持たないといわれている。これは、 β -面における単純な Sverdrup 渦度バランスと水平底面 (それが free-slip であるか non-slip であるかは関係ない) を仮定して導かれる性質である。海洋に関する多くの定説がそうであるように、熱塩循環に関するこの仮設も観測によって直接検証することは極めて困難である。室内実験に準拠した数値モデルにより、それを検証しようというのが本研究の最終目標である。

謝 辞

でん粉を用いた二層流体の作り方を親切に教えて下さった韓国漢陽大学の羅 教授に心から御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Ekman, V.W.: Uver Horizontalzirkulation bei winderzeugten Meeres-stromungen, Arkiv for Matematik, Atstronomi ock Fysil, 17(26), 1923, 74 PP.
- 2) Sverdrup, H.: Wind-driven currents in a baroclinic ocean, Proc. Nat. Acad. Sci USA, 33, 1947, 318-326.
- 3) Stommel, H.: The westward intensification of wind-driven ocean currents, Trans, Am. Geophys. Unitn, 29, 1948, 202-206.
- 4) Welader, P.: The thermocline problem, phil. Trans. Roy. Soc. London, Series A 270, 1971, 415-421.
- 5) Stommel, H. and A.B., Arons: On the abyssal circulation of the world ocean- I, Deep-sea Res., 6, 1960, 140-154.
- 6) Sarkisyan, A.S.: On the dynamics of wind current appearance in the baroclinic ocean, Oceanology, 2(3), 1962, 395-409.
- 7) Bryan, K. and M.D., Cox: A numerical investigation of the oceanic general circulation, Tellus, 19, 1967, 54-80.
- 8) Takematsu, M. and T. Kita: The behavior of isolated free eddies in a rotating fluid, Fluid Dyn. Res., 3, 1988, 400-406.
- 9) Takematsu, M. and T. Kita: Some aspects of thermally induced circulation in a rotating

basin, Dyn. Atmos. Oceans., 13, 1989, 146-164.

(平成 4 年 5 月 29 日受理)