

琵琶湖における水温・濁度の変動過程

大久保賢治・村本 嘉雄・森川 浩・江副 哲

SIMULTANEOUS VARIATION PROCESS OF WATER TEMPERATURE AND TURBIDITY IN LAKE BIWA

By *Kenji OKUBO, Yoshio MURAMOTO, Hiroshi MORIKAWA and Satoru EZOE*

Synopsis

Field and laboratory studies on the interaction between water temperature and turbidity in lakes are presented. In Lake Biwa, during the summer of 1993–1994, curious variations of water temperature were measured in a layer of thermocline under the intrusion of turbid water. The similar phenomena have been observed in the ocean, and called 'thermohaline staircase'. Such staircases usually accompany salt finger forms of double-diffusive convection in oceanography. We considered the phenomena like double-diffusive convection also exist in the thermocline of lake. In order to elucidate this phenomena, we performed nine series of two-layer 'rundown' laboratory experiments by using a circular vertical cylinder. As the initial condition, hotter turbid water was set in the upper layer of the cylinder, colder fresh water in the lower layer. Silt with 10 μm in diameter was used as the turbid materials. Silt-driven fingers showed similar features for the density ratio and the buoyancy flux ratio. Turbid water due to resuspension of bed sediment and river inflow causes an intermediate nepheloid layer with silt-driven fingers, which makes a major contribution to vertical mixing in lakes.

1. 緒 言

季節成層ができる深い湖や水温成層と塩分成層が共存する汽水湖では、日常の風速では破壊しない強い成層が形成され、深水域に停滞する水塊の水質を悪化させることがある。こうした水温成層の形成・破壊または残留に伴う水質変動のうち、懸濁物が関与する機構として、生物的な共沈や化学的な生成、物理的フロックが考えられるが、これらは見かけの比重や粒径を考慮することである程度は扱える比較的単純な沈降過程であり、基本的な部分はモデルにすでに組み込まれている。また、湖の底泥から発生する懸濁物の量と質はその湖の水質変動機構を解明する上で鍵となる重要な指標であり、その浮上と堆積過程を数値モデルで再現できれば、水質問題への拡張が期待できる。淡水湖では、熱流入による水温上昇（浮力増加）と巻上げに伴う濁度の増加（浮力減少）の非均衡が問題の基本的物理過程であるが、筆者らは水温成層破壊と底泥の巻上げを同時に追跡する弱成層モデルにより琵琶湖南湖の濁りの日周変化を計算した¹⁾。弱成層に限定されているが、日射が強く風が弱い成層条件と日射が弱く強風の非成層条件で、濁りのレベルに明確な差異が生じることが確認された。また、淡水湖で卓越する懸濁物は、シルト・粘土を主とする微細鉱物粒子であり、微弱ながら沈降性を有するため、熱塩対流のような二重拡散対流の存在は自明ではなかったが、密度互換性のある二重成層場を構成する点は確かと考えられた²⁾。

水温と塩分濃度に起因する海洋の熱塩二重拡散対流については、約40年にわたり実験や観測が盛んに

行われてきたが、水温・濁度が形成しうる二重拡散対流に関しては、ほとんど省みられていない状況である。工学的、環境水理学的な立場から、ここでは、淡水湖でも発生する可能性が強い二重拡散対流として、水温と濁質粒子によるものに着目する。すなわち、湖で形成される水温と濁度（シルト濃度）による密度成層場を対象とする。これには、静穏時に土砂粒子が躍層の下方に沈降する堆積過程として種々の機構が関連すると考えられるが、まだ明らかにされていない部分が多い。唯一、淡水湖で関連するものとして、成層した貯水池への濁水流入の問題についての多くの研究があるが、熱塩二重成層に対するアプローチに比べると、微細構造の研究にまで至っていない。

昨年は西日本各地で猛暑かつ記録的渇水となったため、各地の湖沼・内湾では夏季の水温上昇も顕著で、成層も非常に強いものがみられた。対照的に一昨年の夏はどちらかといえば冷夏で、台風の余波等で強風や洪水の影響を受けており、少なくとも浅水湖では、成層破壊は進んでいたと考えられる。そのため、混合作用が強く、高濁度ではあったが塩分・水温ともに成層の弱い日が多かったと推察される。こうした経年的比較は湖の成層特性を把握する上で重要と考えられる。

湖の物理過程を支配しているのは塩分・水温及び濁度など、水質濃度に起因する密度成層構造であり、夏季・晴天日・静穏時に顕著となり、冬季・夜間・強風時には破壊されるか、少なくとも弱められる。この成層の形成と破壊のサイクルは湖流のみならず、異質水塊の形成を通して生物・化学過程にも影響を及ぼすと考えられる。すなわち、成層時には鉛直拡散が減少し、密度流のシア効果で物質は水平方向によく混合される、あるいは水平混合するまで各層内を拡散し、各層が一様化したところで成層が破壊し始め、鉛直拡散が増大すると湖水は一気に上下混合する。これが弱成層、すなわち形成と破壊を規則的に繰り返す型式の成層である。この成層のサイクルが、渇水をもたらすような気象条件と渇水による物質の高濃度化などの原因で停滞し始めると、もはや効率のよい輸送が行われなくなり、水質面の弊害が発生しやすくなる。この種の問題は成層が過度に安定化した状況で顕在化し、それを予測するには強成層を取扱えるモデルに改良する必要がある、そこで正確に取込むべき過程の一つが鉛直対流である。湖でも水の密度を規定する成層要素が水温・濁度のように少なくとも二つあるため、二重拡散対流が考えられなければならない。

本論文では、とくに、渇水状況下で形成される湖の強成層現象について、従来あまり注目されることのなかった水温・温度の二重拡散対流の観点から検討を加える。すなわち、水温と濁度の変動過程について、琵琶湖におけるいくつかの観測結果を考察するとともに、濁度粒子に起因するフィンガー現象について室内実験を行った結果について述べる。

2. 湖でみられる二重拡散対流過程

2.1 隔離水塊実験でみられたフィンガーレジーム

混合には寄与するが、本来、微弱な二重拡散対流を実水域で直接観測することはかなり困難と言わざるを得ない。研究が進んでいる海洋の熱塩拡散でさえ、観測に適する場所は特定海域の数 100 m 深度より深いところに限られる。それは現象が稀なためでなく、他の現象が重なって見えにくいためである。湖における温濁拡散現象が純粋な形で見出されたことにはつぎに述べる特殊な条件があった。Fig. 1 は 1993 年夏の琵琶湖国際共同観測における琵琶湖北湖の隔離水塊実験で得た水温記録のうち 15 ~ 30 m 深度の部分であり、上が隔離水塊内、下が隔離水塊外の水温変動を示す。隔離水塊（エンクロージャー）は直径 10 m、全長 30 m であり、琵琶湖北湖の水深 50 m 地点において観測が行われた。水塊を隔離するカーテンはポリエステルで作られており、上下面は開いているが、水平方向の水の移流を遮断することができる。水平方向の水の動きを止め、極力同じ湖水を観測し、その変動を捉えることがこの実験の主目的であった³⁾。

隔離水塊実験が開始されるまでの濁水流出過程は散乱光型濁度計（OBS）で測定され、濁質の卓越成分

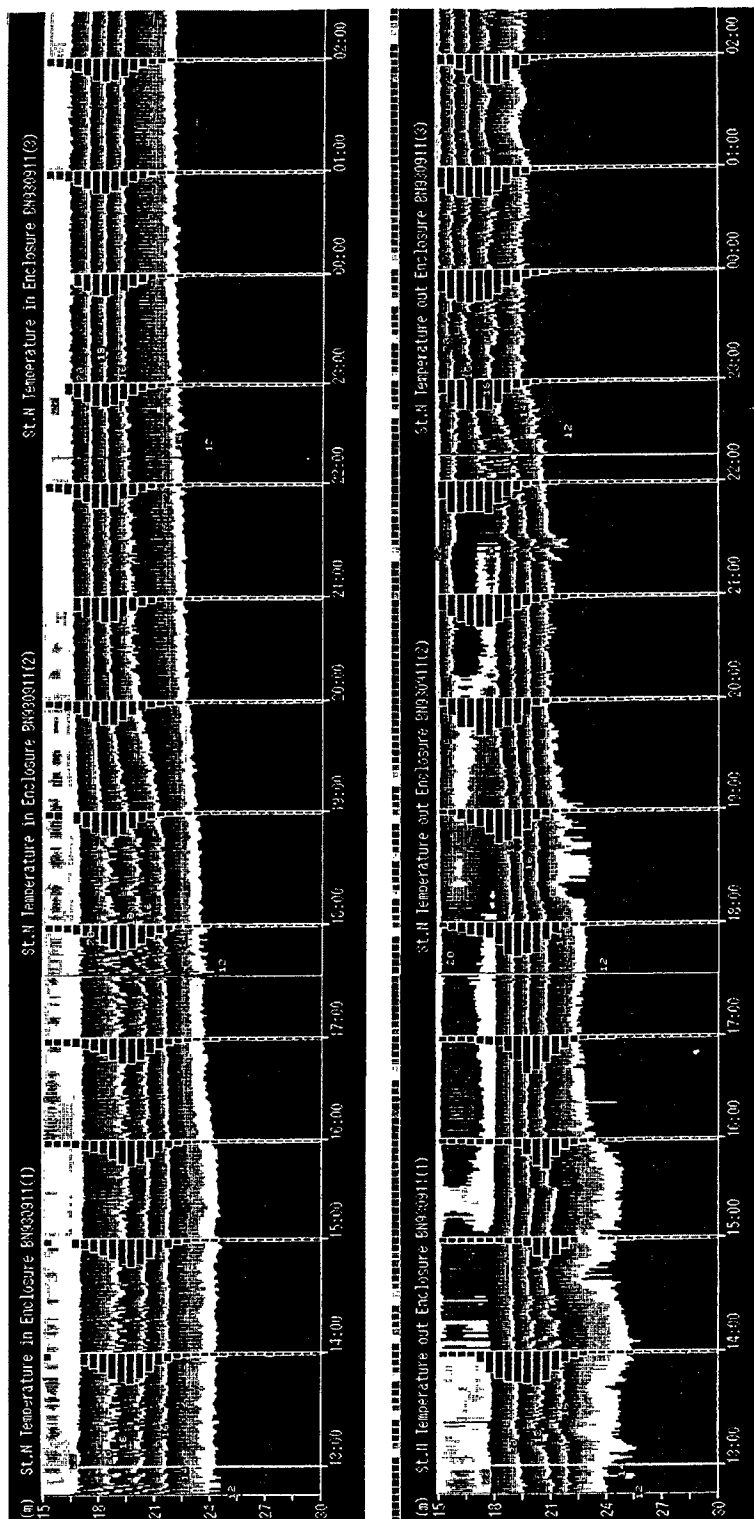


Fig. 1. Time changes in vertical distributions of temperature and turbidity obtained in and out the enclosure (11-12 Sept. 1993).

は粒径5~10 μm の白色陶土であった⁴⁾。実験前々日の台風14号の影響で、野洲川から高濃度の濁水が流入して北湖表層水と混合した結果、22°C、100 mg/lの貫入高濁度層かつ上部混合層下方(躍層上部の15 m深度)に形成された。Fig. 1をみると、実験開始時の22°C層の水は60 mg/l以上であって、湖としてはかなり高濁度を維持しており、濁質が河川から供給される隔離水塊外では水温逆転を伴う対流現象も認められる。一方、水塊を囲うことで、乱れが減衰することが確認された隔離水塊内でも、この中間深度の高濁度層の直下の20層には実験開始(隔離)後、数時間にわたりフィンガーと思われる周期数10秒のスパイク状水温変動が持続している。この周波数帯の変動は隔離水塊の内外部ともにみられたが、直径10 mの柱状水塊が隔離された直後の数時間以内に高濁度層の濃度が激減したのは隔離水塊内部であり、内部波のシアやそれに伴う躍層の昇降、生成される乱れや、周辺からの濁質補給のため、隔離水塊外部(自然状態)の濁度減少は少なくとも24時間以内にはほとんどみられなかった。図中には(作図の都合上、左向きを正にして)濁度鉛直分布も表示しているが、この現象が二重拡散であるとすれば、20 m層はちょうど濁度が不安定、水温が安定成層を形成するようなフィンガー領域の上端部に相当する。しかし、これほど条件の整った現地実験は度々行えるものでなく、この条件を想定した基礎実験で二重拡散過程にアプローチすることにした。

2.2 底泥の巻上げに伴う一定温度層の形成

中間深度で濃度のピークをとる貫入高濁度層の特性から考えると、ピーク以深は水温が安定、濁度は不安定成層を形成するフィンガー領域であるのに対し、ピーク以浅は、水温的にほぼ中立で、濁度が安定な分布を示す。すなわち、貫入高濁度層が存在する場合は拡散領域に近い状況の混合層下にフィンガー域を伴うことになる。ところで、上部混合層は日射や風速等の気象条件に応じて、安定な水温勾配を示すこともあれば、部分的に不安定成層を示すこともあるが、基本的に熱的中立な成層に対応する定温度層である。1993年の夏、琵琶湖北湖の湖底斜面上の水温躍層縁端部で観測を行った。風の影響で緩やかな巻上げが発生し、その1時間後には、躍層内に厚さ1 m弱の定温層が形成される状況がみられた。濁水であった1994年の場合は濁質の供給は明らかに河川ではなく、底泥であり躍層下方に定温層が形成される点が1993年の場合と異なっている。

Fig. 2は、1994年9月13日夕方に北湖の和邇浜沖水深18 m地点で観測した湖底付近の濁度変動の記録である。光学式濁度計(MA 212 D:北斗理研)を湖底上50 cmに固定し、出力は船上のFFTアナライザ(R 9211 A/E:デジタル・スペクトラムアナライザ,アドバンテスト(株))に接続されている。船上で濁度波形をみながら、その周波数スペクトルを検討した。これらの波形はハイパスフィルターにより濁度レベルの緩やかな増減(トレンド)は除去されている。相対的な表示であるが、FFTアナライザの出力電圧が50 mV以上で濁度計の表示は70~100 mg/lの濃度ピークが発生していた。Fig. 2は4回の測定を行った後、それらの記録をつないで表示した図である。縦軸は出力電圧を横軸は時刻を表し、約160秒の周期で濁度変動が発生しているのがわかるが、その中に2秒程度のかかなり激しい濁度変動が存在する。小規模な内部波によると考えられる巻上げにも、いくつかの周波数成分が重なっていることがわかる。

この濁度計の上方には、10 cm間隔40層のサーミスタチェーンが取り付けられていて水温の測定を

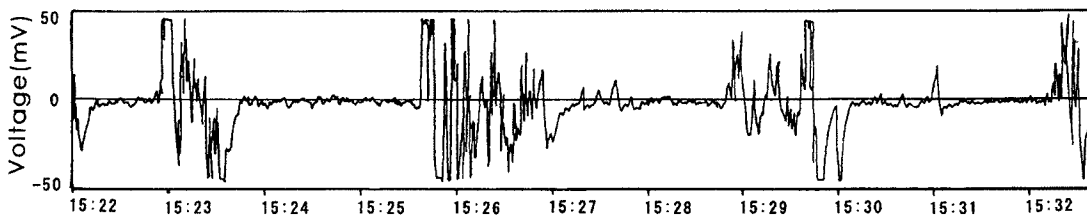


Fig. 2. Voltage records by FFT analyzer (13 Sept. 1994).

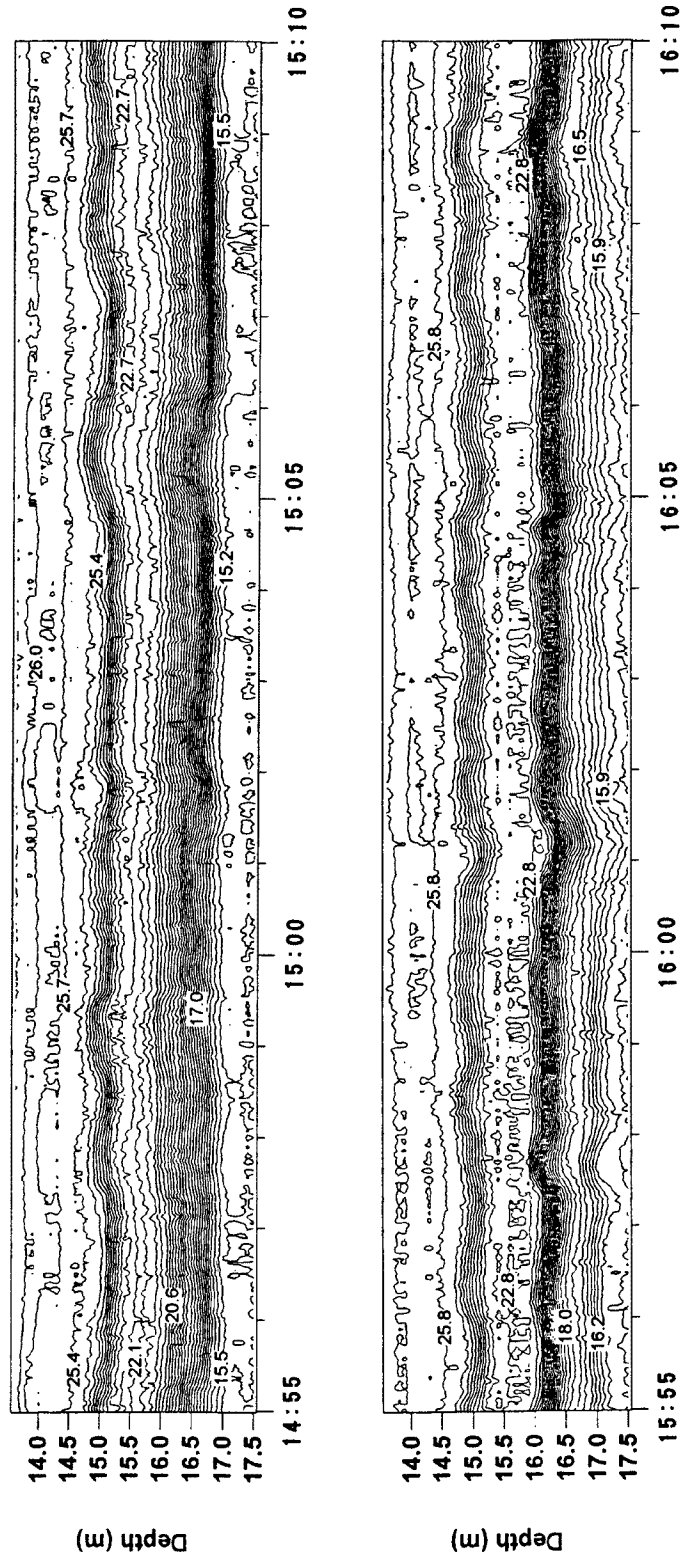


Fig. 3. Time changes in vertical distributions of temperature measured at Wani by a 40-elements thermister chain (13 Sept. 1994).

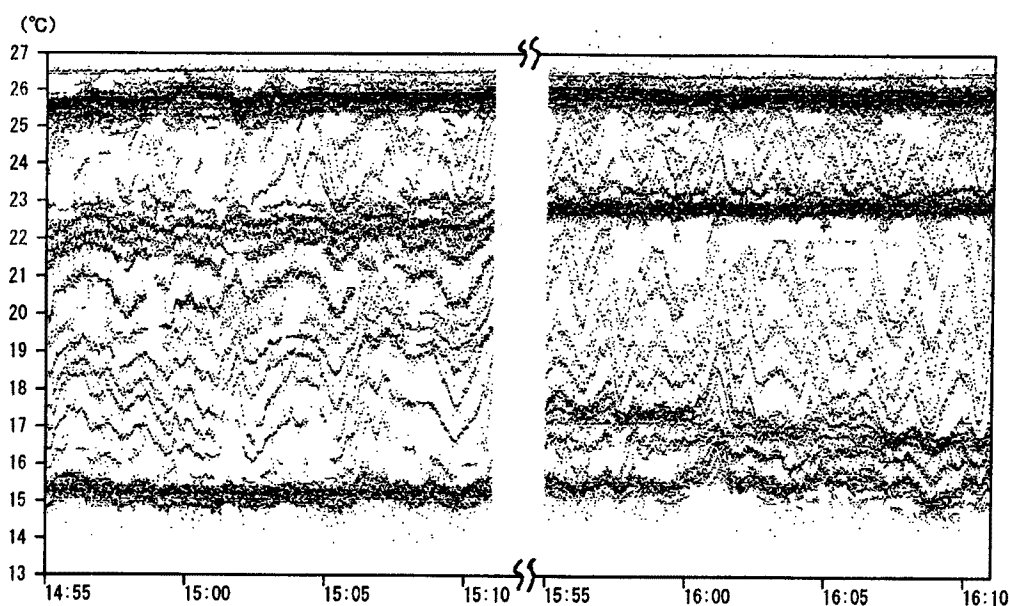


Fig. 4. Time changes in temperature records of the 40 thermistors at Wani (13 Sept. 1994).

行った。縦軸に水深、横軸に時間をとり、上述の濁度測定前後の水温記録を示したものが Fig. 3 である。横軸の時間は 1 目盛が 1 分であり、水温は 0.3°C 刻みのコンタで表現している。この図では、15.5 m 付近の躍層中間部に温度勾配の弱い層が見られるが、1 時間後（下図）すなわち Fig. 2 でみた巻上げのあと、この層の温度勾配はほとんどなくなって、一定温度層と変温層が交互に並ぶステップ構造が形成されている。この一定温度層は、観測でみられた中間濁度層（18°C にピーク）の直上層に対応しており、その厚さは約 50 cm であった。

Fig. 3 の水温データについて温度を縦軸、時間を横軸にとり、全サーミスタのデータをプロットしたものが Fig. 4 である。内部波の温度変動とともに、22°C 付近に厚みのみられた帯がやがて明確な 1 本の線になっていく様子がわかる。従来、琵琶湖で用いてきた商用の多層水温計のサーミスタ間隔は 0.5 から 2 m 程度であったため、ステップ構造を見出すことはできなかったが、今回用いた 40 層水温計はセンサ間隔が短く、約 22°C の一定温度層に数個のサーミスタが含まれていた。

Fig. 3 と類似の記録は海洋においても観測されている。Marmorino ら⁶⁾は、カリブ海の深層において 0.6 m 間隔 160 層のサーミスタチェーンを曳航し水温を観測した。彼らの図によると、湖と海洋とのスケールの違いをあらわすように、8 m に及ぶ一定温度層が形成されている。Fig. 2 のつららのように結ばれた等温線は convective plume と呼ばれ、フィンガー起因の現象であるとしている。彼らは Fig. 4 と同様の図も示しており、線が密集する層が定温層を表し、ステップ構造の形成を指摘している。このように湖でも海洋と極めて類似した現象が発生しており、二重拡散がその共通要因であると考えられる。

3. シルトフィンガーに関する実験

3.1 温濁二重拡散対流の可能性

ここではまず実験条件を明確にするために、海洋の分野ではほぼ確立している熱塩二重拡散対流の理論を用いて温濁二重拡散対流の発生条件を考察する。熱塩二重拡散対流の現象全般については、Turner⁶⁾によりレビューされている。また、Baines・Gill⁷⁾は、対流を駆動する熱および塩分 Rayleigh 数 $Ra = ag\Delta T/$

$\kappa_T \nu$ と $Rs = \beta g \Delta S / \kappa_T \nu$, Prandtl 数 $Pr = \nu / \kappa_T$ および $\tau = \kappa_S / \kappa_T$, を用いて, $Ra - Rs$ 平面上で二重拡散対流の領域区分を示した。ここに, α, β は熱膨張係数および塩分収縮係数であり, κ_T, κ_S は水温, 塩分の拡散係数, $\Delta T, \Delta S$ はそれぞれ水温差, 塩分差, ν は動粘性係数, d は代表長である。密度差は各成分により密度が鉛直下向きに増加する場合に正となるように定義されている。静的には, $Ra = Rs$ の直線で安定と不安定が大別され, $(Ra > 0, Rs < 0)$ は温度・塩分とも不安定成層, $(Ra < 0, Rs > 0)$ は, ともに安定成層を表している。しかし, 両 Rayleigh 数が同符号となる象限では, 熱と塩分拡散係数の相異により, さらに複雑な挙動がみられる。 $(Ra > 0, Rs > 0)$ は, 拡散レジーム (Diffusive Regime) と呼ばれ, 安定な塩分成層と不安定な温度成層が共存する領域であって, 1 よりわずかに緩い傾きの直線上方では振動モードの不安定が発生する。拡散レジームでは, 拡散性の高い水温が不安定因子となる。一方, $(Ra < 0, Rs < 0)$ はフィンガーレジーム (Finger Regime) に分類され, 静的安定領域のうちの, Ra 軸に接近した傾き $1/\tau$ の直線の左側の領域である。この領域では拡散性の低い塩分が不安定因子となり, ソルトフィンガーを形成する。フィンガー対流は $\alpha \Delta T / \beta \Delta S < \kappa_S / \kappa_T$ という条件で発生し, 出現するフィンガーのサイズは温度勾配の $1/4$ 乗に比例する。拡散レジームでの安定密度比は $\beta \Delta S / \alpha \Delta T$ と表されるが, フィンガー領域の安定密度比は安定因子を分子において $\alpha \Delta T / \beta \Delta S$ と表現されることが多い。

拡散レジームの熱フラックス F_T は

$$\alpha F_T = A_1 (\Delta T)^{4/3} \dots\dots\dots (1)$$

のように温度差の $4/3$ 乗で表示される。 A_1 は速度の次元をもち, 拡散レジームの安定密度比に依存する。同様に塩分フラックス F_S の浮力フラックス比も密度比の関数

$$\beta F_S / \alpha F_T = f_*(\beta \Delta S / \alpha \Delta T) \dots\dots\dots (2)$$

となる。一方, 塩分駆動型のフィンガーレジームの塩分フラックス F_S は

$$\beta F_S = A_2 (\beta \Delta S)^{4/3} \dots\dots\dots (3)$$

の形で表され, A_2 は A_1 と同様, 速度の次元をもつ。浮力フラックス比はつぎのように表示される。

$$\alpha F_T / \beta F_S = f_*(\alpha \Delta T / \beta \Delta S) \dots\dots\dots (4)$$

具体的な関数形は示されていないが,

$$\alpha F_T / \beta F_S = 0.56 \quad \text{for} \quad 2 < \alpha \Delta T / \beta \Delta S < 10 \dots\dots\dots (5-a)$$

$$= 0.91 \quad \text{for} \quad 1.05 < \alpha \Delta T / \beta \Delta S < 1.5 \dots\dots\dots (5-b)$$

のような実験結果が報告されている。なお, 本研究ではフィンガーレジームを考え, 安定密度比 $R_\rho = \alpha \Delta T / \beta \Delta S$, 浮力フラックス比 $F_R = \alpha F_T / \beta F_S$ とする。

さて, 塩分の代わりに, 濁質濃度を使用するにあたっては基本的には粒子の沈降速度 w_s と塩分の拡散係数とのかねあいが問題となる。 w_s が κ_S に近いほど, つまり w_s が小さいほど二重拡散対流が発生する可能性は高い。ここでまず無次元の Sherwood 数 Sh を考える。 $Sh = w_s d / \kappa_T$ と定義され, 沈降時間に対する熱の拡散時間の比を表しており, これが 1 より小さいければ沈降の影響は小さいと考えられる。フィンガーを形成する可能性が認め易いのは, つぎの Stokes 式

$$w_s = \sigma g D^2 / 18 \nu \dots\dots\dots (6)$$

で沈降速度が評価できるような粘土やシルト鉱物を主とする微小粒子である。ここに, σ は粒子の水中比重, D は粒径である。 $D = 10 \mu\text{m}$ の場合を考えると, $w_s = 10^{-4} \text{ m/s}$, $\kappa_T = 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ とし, $d = 10^{-3} \text{ m}$, すなわち, 粒径の 100 倍程度の距離内で $Sh < 1$ である。 $D = 100 \mu\text{m}$ になると, $w_s = 10^{-2} \text{ m/s}$ で $d =$

10^{-5} , すなわち, 粒径のわずか $1/10$ 程度の距離でしか $Sh < 1$ とはならない。

上述の評価は初期条件として与える水温成層の強度にも依存するので, まず, 熱塩成層として, フィンガーのサイズを検討する。定常なフィンガーの水平面内の構造は Stern⁸⁾, Shirtcliffe・Turner⁹⁾ により解析されており, 比較的高い密度比で, 例えば, 浮力フラックス比 $F_R = 1/2$ とするとフィンガー長 L とフィンガーの鉛直速度 w_* は

$$L = \{g\alpha(\partial T/\partial z)/4\kappa_T\nu\}^{-1/4} \dots\dots\dots (7)$$

$$w_* = gL^2\beta S/4\nu \dots\dots\dots (8)$$

となる。例えば, $\partial T/\partial z = 10^\circ\text{C}/\text{cm}$ という強い成層を与えた場合は, 単純計算で数 mm のフィンガーが形成されると予想され, 現実にこれまでの室内実験で得られているフィンガーもこの程度である。つぎに, (6)式のフィンガリングの鉛直速度の形が (8)式の沈降速度と類似していることに着目し, 両者の比をとると,

$$w_*/w_s = 4.5C(L/D)^2 \dots\dots\dots (9)$$

を得る。ただし, 濁質濃度 S を体積濃度 C で表し $\beta = \sigma$ である。 $L = 1 \text{ mm}$, $C = 10^{-4}$ (100 ppm) とすると $D = 10 \mu\text{m}$ および $100 \mu\text{m}$ の場合の上式の比の値は, それぞれ 4.5 および 0.045 となり, 後者は沈降速度がフィンガリングの代表速度を大きく上回るという意味で, 再び $100 \mu\text{m}$ の粒子では, フィンガーが形成される可能性がないことが示唆される。

安定因子を水温, 不安定因子を塩分とするフィンガーレジームの実験は, 基本的に低温・低塩分の水の上方に, 静かに高温・高塩分の水を注ぎ込むことで開始でき, このタイプの実験はランダウン実験と呼ばれる。しかしながら, 温度差が小さいか, または濃度差が大きすぎると, 初期の擾乱が実験結果に決定的な影響を及ぼすことが予想される。フィンガーレジームのフラックス比の測定が難しいことも, 一部にはこの点が原因かも知れない。しかし, 仕切板で水槽を上下2層に分離し, それを静かに引抜くことができれば, 低い安定度の実験も可能となる¹⁰⁾。また, 上層体積をあらかじめ測定しておき, ある量の食塩を加えることで所定の濃度を容易に設定でき, 上・下層の温度差の制御も行い易い。粒子の場合, 拡散だけでなく沈降も考慮しなければならないので, 濁質粒子を用いる場合はランダウン実験が適していると考えられ, 本研究ではこれを採用する。

3.2 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置は, Fig. 5 に示すように, 内径 9 cm, 全長 100 cm のアクリル製円筒水槽を上層の水深が 20 cm になるように厚さ 1 mm のプラスチック板で仕切り, 仕切板の上方 10 cm から下方 36 cm までの部分に深

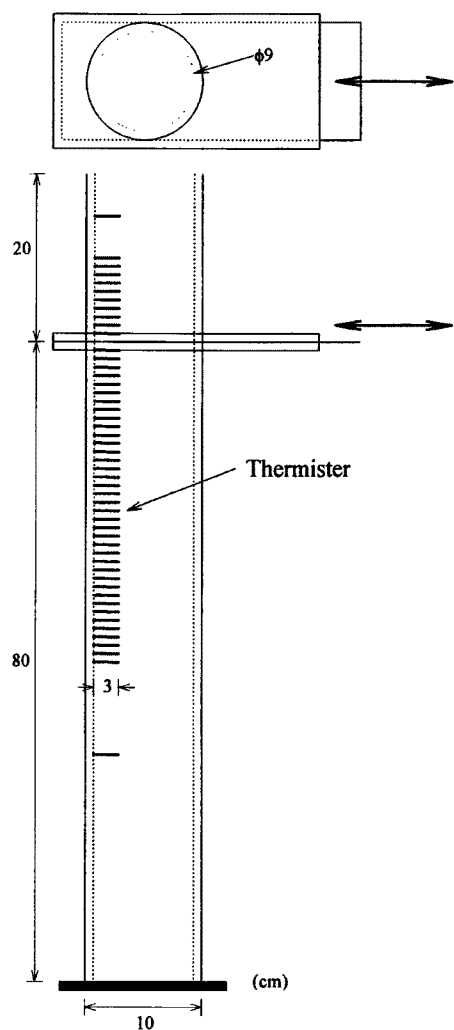


Fig. 5. Top and side views of experimental apparatus.

Table 1. Experimental conditions.

	Temperature difference (°C)	Turbidity difference (mg/l)	Diffusive matter	Fluorescent dye	Turbidity measurement
Series A					
Run 1	4.88	793	clay	non	non
Run 2	4.77	786	clay	non	non
Run 3	4.28	786	sugar	non	non
Series B					
Run 1	5.66	0	non	used	non
Run 2	5.61	393	clay	used	non
Run 3	5.4	94	clay	used	non
Series C					
Run 1	6.09	189	clay	used	done
Run 2	7.67	189	salt	used	done
Run 3	5.42	472	clay	used	done

さ方向の間隔 1 cm で水温測定用サーミスタを取り付けた。また、上・下層の代表水温を測定するサーミスタは仕切板の上方 15 cm と下方 58 cm の点にある。ただし、構造上、仕切板の深さにはサーミスタは取り付けられていないので、この深さの水温は直上・直下の温度測定値の平均値を用いる。サーミスタ素子は止水のために直径 2 mm、長さ 6 cm のステンレスパイプで被覆されており、その先端が、円筒水槽壁面から内側に 3 cm のところまで入れられている。

円筒水槽に水道水を満たした後に仕切板を入れ、分離された上層に重量を電子天秤で測定した拡散物質をよく混合または溶解させた温かい水を加え上層の水温を調節する。しばらく時間をおいてから仕切板を引抜いて実験を始める。行った実験の条件を Table 1 に示す。B, C シリーズの実験では 2 段階希釈法でつくった一定濃度の蛍光染料液を一定量上層に加えて、その濃度を 1 mg/l とした。これは拡散物質重量の 0.1 ~ 1 % 程度であり、拡散物質の輸送に影響を与えないことを蛍光染料だけの実験 (B-Run 1) で確認した。さらにウランを入れられない実験では、可視化のためにメチレンブルーを加えた Run があるが、これはカチオン系の染料であるため、粘土粒子の凝集を促進させると考えられたので、メチレンブルーを加えた場合はカオリン重量の 0.1% 以下とした。この程度であれば、主拡散物質の拡散に影響を与えないものと考えられた。なお、C-Run 2 の熱塩実験では、同じ基準でメチレンブルーを加え、濁度計で塩分濃度測定の代用とした。こうして 48 点のサーミスタで水温の時間変化、濁度計と蛍光光度計で上層の濁度および濃度の時間変化を記録する。A シリーズの実験は水温のみ、C シリーズの実験は水温および蛍光染料濃度、C シリーズの実験ではこれらに加えて濁度の時間変化を記録した。各シリーズの 1 つの Run の実験時間は約 100 分である。また、フィンガーの状態は適宜、写真撮影した。

実験で用いた粘土粒子の平均粒径は、遠心分離式粒度分析装置 (CAPA-300, 堀場製作所) で測定した結果によると 5 μm となった。10 および 20 μm の大きな粒子の混入が認められたが、実験では大きな粒子を除去することができなかった。ここでは、実験で得られた上層濃度の時間減少率から沈降速度を求め、Stokes 式から逆算してカオリンの平均粒径を 7 μm とした。

3.3 安定密度比の変化

測定した水温の時間変化の記録を、A-Run 1, B-Run 1, B-Run 2 について Fig. 6 に示す。縦軸の 11 cm の点が仕切板のある位置で、水温は 1 秒間隔データを 10 個ずつ平均して用いた。横軸の時間は 1 日盛が 20 分の間隔である。水温は 0.2°C 刻みのコンターで示している。B シリーズの実験は、A シリーズの実験で認められた粘土粒子の初期の沈降をできるだけ少なくするために、上層の濁度を A シリーズの実験より小さくした実験である。また、B-Run 1 は、これらの参照実験として行った温度差のみの拡散実験で

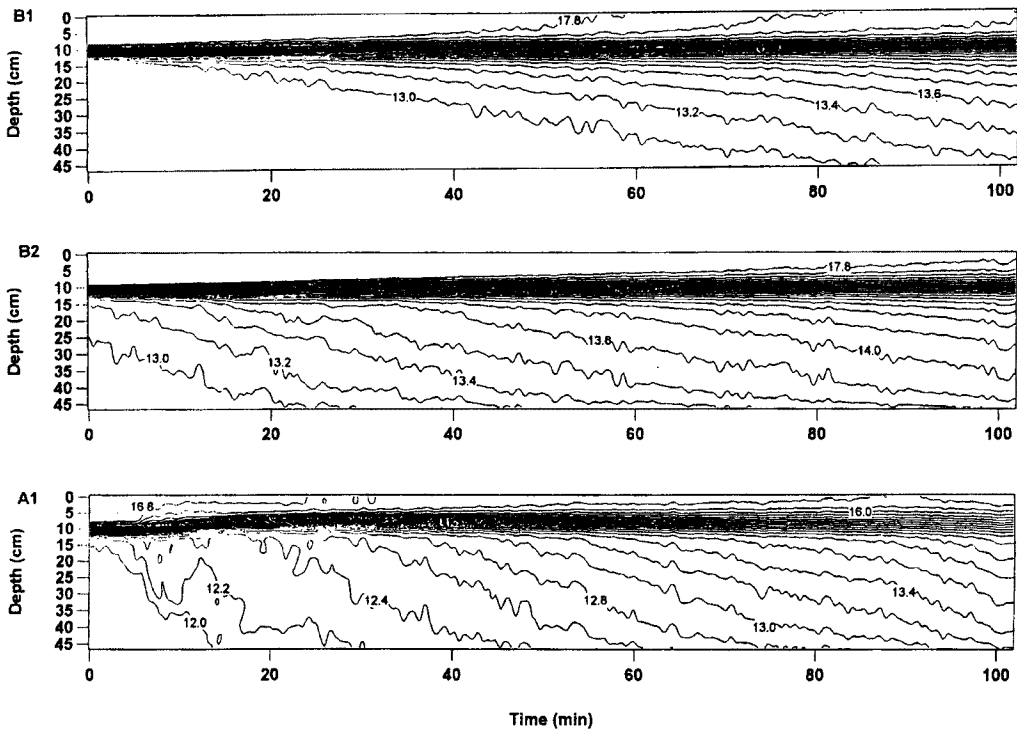


Fig. 6. Time changes in vertical distributions of temperature records in B-Run 1, B-Run 2 and A-Run 1.

ある。どの実験にも全重量の 0.1% 程度の濃度 1 mg/l の蛍光染料を入れ、その密度変化を調べている。初期の安定密度比は、B-Run 2 では 3.44, A-Run 1 では 1.48 であった。若干サーミスタのノイズの影響がみられるが、上層の熱が下層に伝わる速さは A-Run 1, B-Run 2, B-Run 1 の順、つまり濁度の大きい順で速いことがわかる。これは粘土粒子がまわりの温水を取り込んで沈降するためであると考えられる。

B シリーズの各層水温を最下層水温との水温差で表示したものが Fig. 7 である。初期分布を含めて 6 時点の水温差の鉛直分布を示している。時間間隔はいずれも 20 分である。時点 1~2, 3~4, 5~6 の間の温度を底面から各サーミスタの直上面まで鉛直に積分した熱量の時間変化率、すなわち、各層の温度フラックスを求め、浮力フラックスに変換したものを図の右側に示している。この変換で熱膨張係数 α を水温に応じて変化させるのがより厳密であろうが、ここでは簡単のため、 $\alpha = 1.5 \times 10^{-4}$ の一定値を用いた。また、積分で求めた浮力フラックス $B'(z)$ の水面値 $B'(0)$ は、水面における熱の出入りに応じて正負の値を示した。そこで

$$B(z) = B'(z) - B'(0)(1 - z/H)$$

のような補正により、浮力フラックス $B(z)$ を求めた。

図には、これら以外に、実験時間 (約 100 分) で 6 つの時点を選び、それぞれの時点における最下層水温 (bottom temp), 上層と下層の各平均水温の差として温度差 (DT), 上層と下層の濁度差 (DS), そしてこれらから求められる安定密度比 (density ratio) も数値で示している。A, B シリーズの実験では、濁度を測定していないので、濁度差も安定密度比も初期値しかわからないが、上層濁度の減少を粒子の沈降によるものとみなし、初期の上層濃度 C_0 に対する相対濃度が

$$C/C_0 = \exp(-w_s t/h) \dots\dots\dots (10)$$

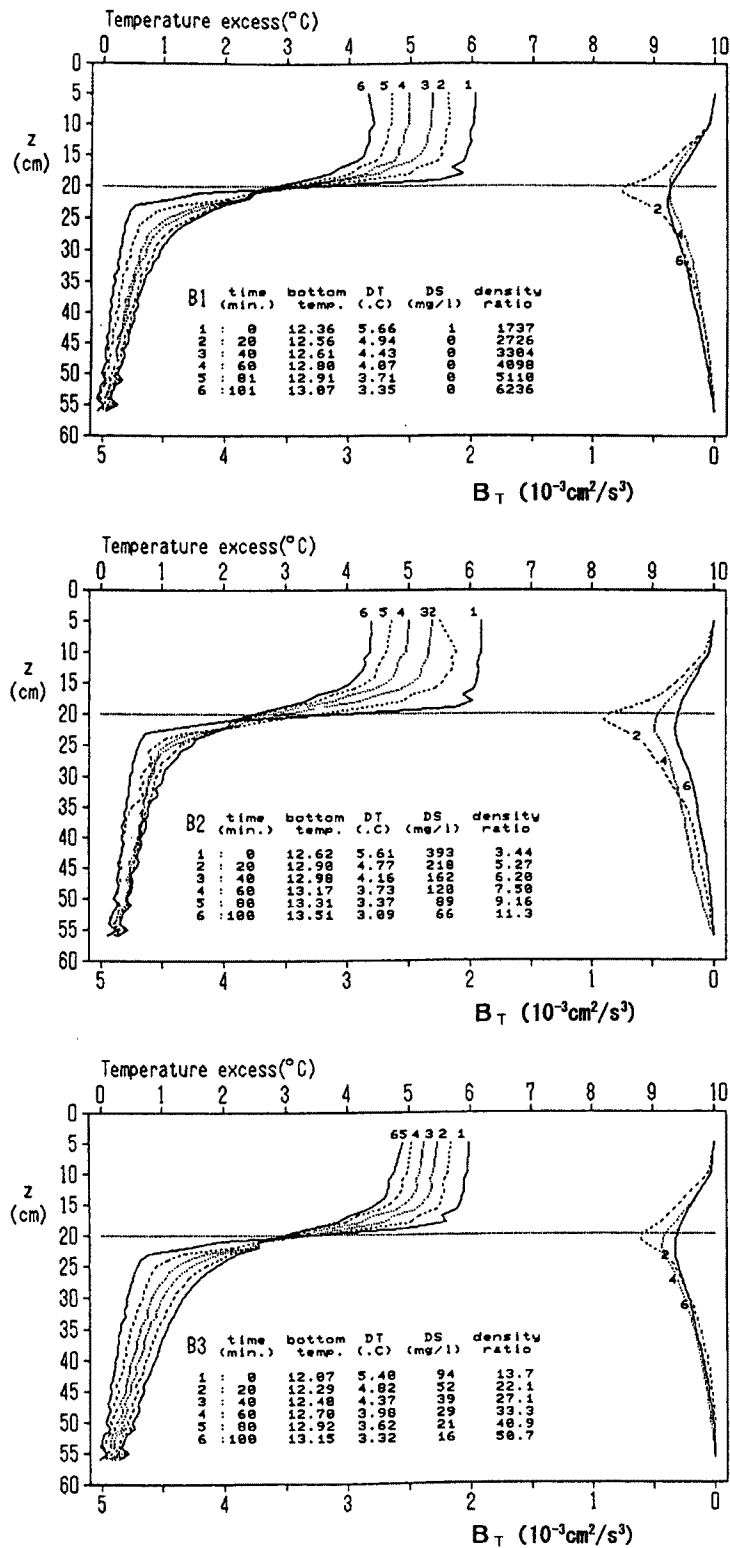


Fig. 7. Temperature excess profiles and buoyancy flux profiles in Series B.

で表せるとした。ここで、 w_s は Stokes 式による $7\mu\text{m}$ の鉱物粒子の沈降速度で 0.005 cm/s 、 t は時間、 h は水槽の上層の長さ 20 cm である。一方、下層濃度は上層からの沈降量が、上層体積の 4 倍の下層に一様分布していると考えて求めた。これから上・下の濁度差の時間変化を求め、安定密度比を計算した。

Fig. 7 を見ると、上層と下層の温度差 DT が時間がたつにつれて減少しているが、逆に、最下層水温は増加しており、上層の熱が下層に輸送されていることがわかる。また濁度差 DS も減少している。一方、安定密度比はほとんどの実験において温度差や濁度差とは逆に増加している。これは温度差の減少量よりも濁度差の減少量の方が大きいためであって、フィンガーレジームは濁度駆動型であることが確認される。安定密度比は、A シリーズの Run 1 は 1.48 から 3.95 まで、Run 2 は 1.46 から 4.15 まで、Run 3 では 1.31 から 3.56 までと同じような範囲で変化していた。このことから粘土を用いた実験と砂糖を用いた実験では初期条件が同じなら安定密度比も同じ程度の範囲で変化することがわかる。

熱移動による浮力フラックス $B(z)$ はどの実験でも、仕切板付近の値が最大となっていた。これは初期境界面で熱輸送が大きいことを示している。また、浮力フラックスの最大値は時間が経過するに従って徐々に小さくなっていった。これは時間とともに、温度差と濁度差が小さくなるため上層と下層の熱輸送が徐々に少なくなっていることを表している。また、粒子の初期沈降が大きかった A シリーズの Run 1 と Run 2 の実験では、最初 20 分間の浮力フラックスが他の実験に比べ大きくなっていった。これは初期に粒子の沈降に伴って熱も下層に輸送されているためであると考えられる。ほとんどの実験で時間によらず温度差がほぼ一定に保たれる点が仕切板付近にあるが、初期沈降が大きかった A シリーズの Run 1 の実験では、この温度不動点がほかのものより 3 cm ほど上にある。これも先に述べたように、初期の粘土粒子の沈降によってまわりの水が移動したために上層水量が減少し、躍層位置が上昇したためであると考えられる。

3.4 フラックス比の検討

仕切板の上方 5 cm の層に設置したサーミスタと、蛍光光度計、濁度計で測定した水温、蛍光濃度および濁度について、各量の初期値に対する相対値を上層の残存率とし、それらの時間変化と水温および濁度の残存率を用いて評価した浮力フラックス比 $F_R = B_T/B_S$ の時間変化を、B, C シリーズについて Fig. 8 に示す。B シリーズでは水温と蛍光染料濃度、さらに C シリーズでは、これらに濁度も加えている。ただし、相対値の縦軸は共通であり、水温は T/T_0 、蛍光濃度は F/F_0 、濁度は C/C_0 と表現しており、図中の T, F, C はそれぞれ水温、蛍光濃度、濁度である。また、浮力フラックス比については、躍層を向下向きに通過した相対量として、通過率 $= (1 - \text{残存率})$ を考え、水温と濁度の通過率の比としてフラックス比を評価した。ただし、濁度を測定していない B シリーズでは濁度の残存率の代わりに、(10)式を用いており、図中の滑らかな曲線は (10)式を表す。上層濁度を測定した C シリーズの実験では、各時点の濁度の計測値から求めた通過率の比として直接、浮力フラックス比を求めた。

図は示していないが、A シリーズの実験結果では、浮力フラックス比の値は 0.91 に近い値に落ち着いていた。この実験の初期の安定密度比は $1 \sim 2$ であり、海洋における熱塩二重拡散の結果とほぼ同じ値になっている。この浮力フラックス比は初期にはかなりばらつきを見せていた。これは、初期での温度差の変動が激しいことによっている。すなわち、フィンガーが原因であると考えられる。

B-Run 1 の実験結果から得られた熱による浮力フラックスは約 $10^{-3}\text{ cm}^2/\text{s}^3$ で、熱フラックスにすると $10^{-2}\text{ }^\circ\text{C cm/s}$ に相当する。熱拡散係数を $10^{-3}\text{ cm}^2/\text{s}$ とし、この輸送量にみあう温度勾配を求めると 10°C/cm が得られる。仕切板付近では実際にこの程度の勾配が維持されており、後半になるとフラックスの値も初期の $1/10$ 程度になったので、この現象は分子熱拡散でよく説明されるものと思われる。

Fig. 8 の B-Run 2 の蛍光染料濃度の時間変化を見ると初期に粒子の沈降によると思われる落ち込みが見られる。温度差の時間変化を B-Run 1 と比べてみると B-Run 1 より少し減少の割合が大きい。この差は熱だけによる拡散に粘土粒子の沈降の影響が加わったためであると考えられる。B-Run 3 の結果を B-Run

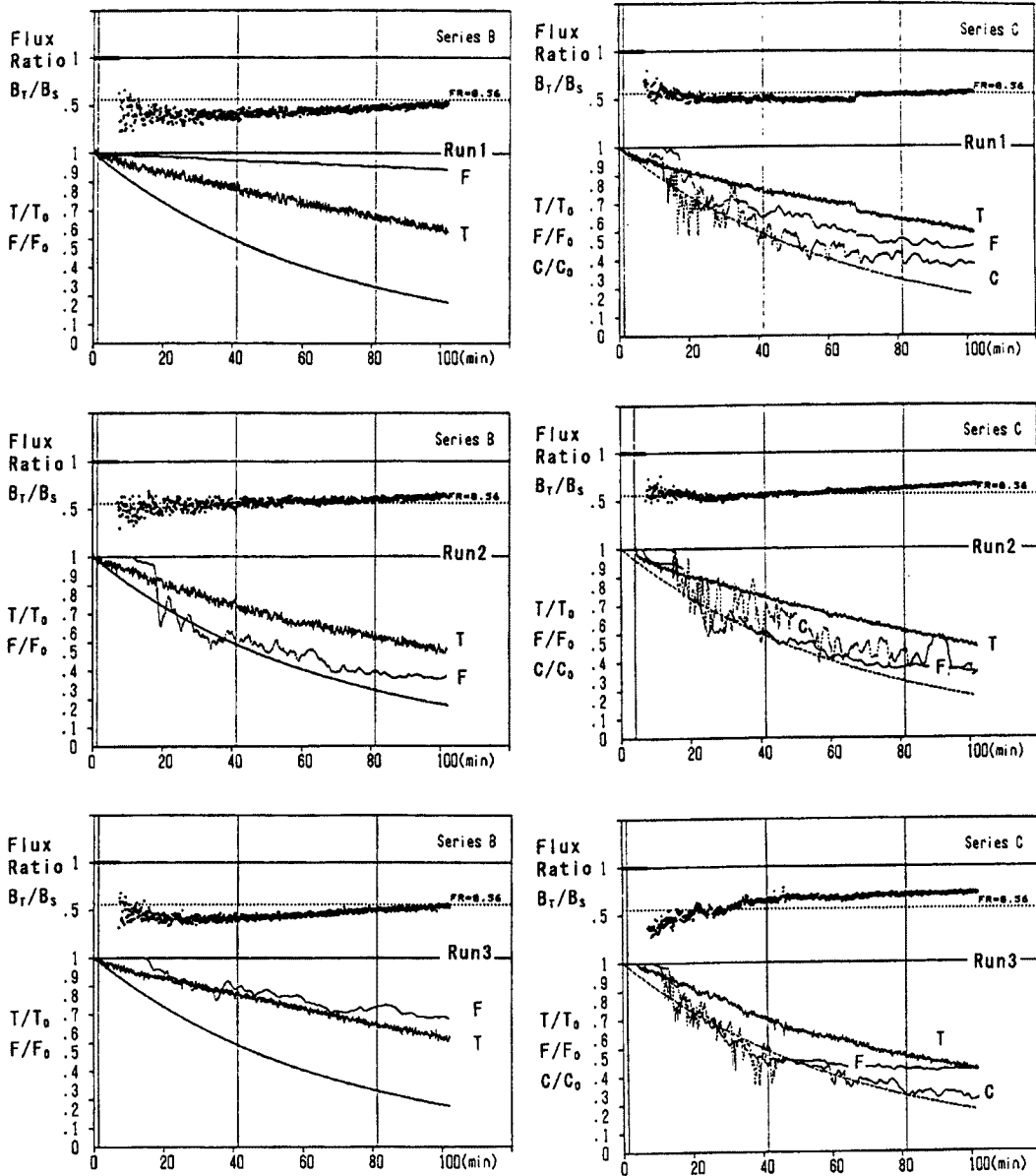


Fig. 8. Flux ratio, temperature ratio, fluorescent ratio and turbidity ratio in Series B and Series C.

1の熱だけによる拡散の実験の結果と比べると温度の減少量はあまり変わらない。また蛍光染料の密度もB-Run 2ほど減少していない。つまり、濁質を入れていないものとよく似た傾向を示している。このことから温度差6℃に対して濁度100 mg/lでは非常に安定な状態であり、濁りがない状態とほとんど同じであるといつてもよいかもしれない。このB-Run 3の初期の密度安定比が13.7であることから初期の安定密度比が10以上になると非常に安定な状態であり、ほとんど熱による拡散だけが起これ、この値が10以下の実験で認められたような二重拡散は起これないと思われる。また、B-Run 2でも安定密度比の初期値3.44に対して浮力フラックスは0.56に近い値で落ち着いており、これも熱塩二重拡散の結果と一致する。

Cシリーズの実験結果をFig. 8の濁度の時間変化を見ると、すべての実験で最初の30分くらいまでフィンガーによるものと思われる鋸状の変動が見られる。その後はそれがやや滑らかになってきている

が、これは温度差と濁度が小さくなり、フィンガーが起りにくい安定した状態になるためであると考えられる。蛍光染料の密度の時間変化を見ても同じことがいえる。しかし、C-Run 2のソルトフィンガーの実験結果は、ほかのものよりこの傾向がはっきりと長い間見られる。これらの実験では、初期の安定密度比2~10の値に対して浮力フラックス比は0.56に近い値で落ち着いており、これも熱塩二重拡散の結果と一致する。

これまで述べてきた実験の結果から粒子によってもフィンガーは発生し、この粒子によるフィンガー(シルトフィンガー)はソルトフィンガーとよく似た挙動を示す。濁質粒子は塩分にはない沈降の性質を持っているが、浮力フラックス比を求めると熱塩二重拡散の結果とほぼ同じになることからシルトフィンガーはソルトフィンガーと同種のものといえる。

ΔT を縦軸、 ΔS を横軸にとって実験値をプロットしたものをFig. 9に示す。この図はFig. 7で示したのと同じように実験時間を6つのステージに分け、それぞれのステージの温度差と濁度差を表したものである。この図を見ると実験条件をほぼ同じにしたものは実験点の移動の仕方がよく似ており、それぞれグループを示している。Aシリーズの3つの実験と、B-Run 2およびCシリーズの実験、B-Run 3およびC-Run 1, 2の実験はそれぞれ初期の実験条件が近かったが、プロットされた点は初期だけでなくどの時間でも同じ推移をたどっている。また、どの実験でも時間が経つにつれ $\Delta T=0$, $\Delta S=0$ の点に近づいており、塩や砂糖を用いたものと粘土を用いたものでも条件が近いと同じ傾向がみられる。なお、B-Run 1の実験は濁りを入れていないため点がすべて縦軸上($\Delta S=0$)にある。この図には、実験の結果だけでなく1993年の琵琶湖で観測された結果もプロットされている。このときの初期の値は温度差約4°C、濁度差約100 mg/lであり最終的に温度差約3°C、濁度差約30 mg/lである。この琵琶湖における初期値はB-Run 2およびC-Run 3の初期条件とB-Run 3, C-Run 1および2の初期条件の中間の値である。そして最終的にプロットされた点はその2つのまとまった集合のあいだを移動している。このことから、琵琶湖でも実験でみられたシルトフィンガー現象が起っていることは十分に考えられる。

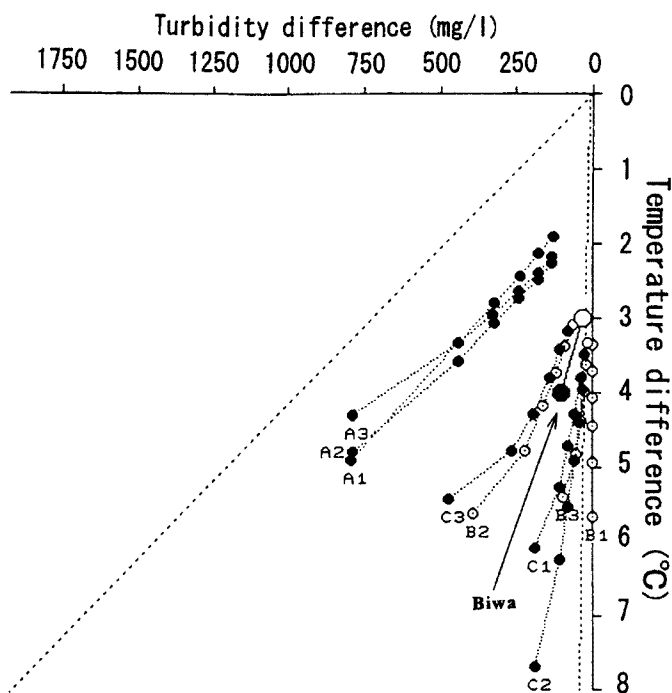


Fig. 9. Relationship between temperature difference (ΔT) and turbidity difference (ΔS).

4. 結 語

熱成層した湖における濁質濃度の鉛直拡散の測定結果に基づいて、水温と濁度による二重密度成層の観測例を示し、この二重拡散機構を明らかにするために水温と微細土砂（僅かに沈降性のある粘土鉱物粒子）濃度の二重拡散対流について、系統的な実験を行った。海洋で知られた熱塩二重拡散対流における安定密度比と鉛直フラックス比に関する結果を参考に実験結果を検討し、濁質粒子の沈降速度が小さい場合は、熱塩拡散と同様、フィンガーやステップ構造のような二重拡散対流特有の現象が認められ、その発生条件を示すとともに、二重拡散対流過程が湖の重要な輸送機構であることを明らかにした。

2. では、1993年9月の北湖の水深50m地点で行われた隔離水塊現地実験でみられた対流過程のうち、濁質の粒子性フィンガリングと思われる部分について考察した。ついで、1994年9月に琵琶湖北湖の湖底斜面上の水深18m地点で行った観測でみられた底質の巻上げに伴う一定温度層の形成過程について検討した。これらの観測で卓越した濁質粒子は粒径が5~10 μm の微細鉱物粒子であり、現実の湖における二重拡散対流の可能性が示唆された。

3. では海洋における熱塩二重拡散対流に関する従来の研究とその理論的背景を参考にし、水温・濁度の二重拡散対流が発生し、粒子性のフィンガリングが形成される条件を明らかにした。すなわち、熱拡散時間と濁質粒子の沈降時間の比を表すSherwood数が1より小さいこと、および粒子の沈降速度がソルトフィンガーの鉛直速度に比べて小さいことが必要条件であり、粒子の沈降速度がStokes式で表される範囲であっても、100 μm の粒子はこれらを満足せず、10 μm の粒子では二重拡散対流を形成する可能性が強いことが確認された。また、安定密度比が1.5から10程度までの範囲でソルトフィンガーに似た粒子性のシルトフィンガーが現れることを示した。可視化のために加えた染料による凝集効果は予想したほど大きくなく、比較のための熱拡散実験では分子拡散で説明可能な熱フラックスが確認され、実験系として機能していることが確かめられた。この熱拡散実験と比較して、水温・濁度の二重拡散系のフィンガレージムにおける熱フラックスは増大するが、その増加は粒子の浮力フラックスの増大によっている。すなわち、熱・濁度の浮力フラックス比はソルトフィンガーでこれまでに得られている数値と良好に一致し、 $1 < R_\rho < 2$ では F_R は0.91程度、 $2 < R_\rho < 10$ では0.56程度となった。この結果、シルトフィンガーはソルトフィンガーと同種の現象であることが示され、粒子フラックスは沈降フラックスで表されることがわかった。また、粒子性のシルトフィンガーは単純沈降であると同時に、ソルトフィンガーと同じフラックス条件も満足している。可視化で得られたフィンガーの形状はソルトフィンガーと同じであって、濁度の変動はゆっくりではあるがフィンガーの形状は極めて急激に変化する特徴が観察より見られた。

ひとたびフィンガーが発生すると、安定密度比 R_ρ は時間の経過とともに増加していく。これは温度差の減少量よりも濁度の減少量の方が小さいためである。最後に、琵琶湖の観測結果について得られた安定比のデータが実験と同じ範囲にあることが確認された。

湖において濁りは、環境に対する影響、つまり水質の問題としては重要であると考えられてきた。しかし、濁りは海洋における塩分と同様に湖水の密度を規定するものである。この事実に着目して行った実験から、海洋で塩分が果たしている役割と同じ役割を湖では濁質が果たしていることがわかった。しかも二重拡散対流過程としても相似であることが明らかになった。したがって、湖では水温と濁度をまとめて解析することが重要であるといえる。

なお研究の契機となった隔離水塊実験は1993年の琵琶湖国際共同観測(BITEX '93)の一環として行われ、ご尽力頂いた京大生態学センターの中西正巳教授および滋賀県琵琶湖研究所の熊谷道夫主任研究員に感謝いたします。また、1994年の観測は平成7年度総合研究A(琵琶湖における活性中心としての水温躍層—生物・化学・物理相互作用—；研究代表者 中西正巳)の一環として行われ、実験は日生財団の助成(懸濁物を媒介とする湖の水温変動機構の解明と弱成層モデルによる数値予測)を受けたことを付記し、実験を通して適切なアドバイスを頂いた海洋科学研究所の紀本岳志氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 大久保賢治・村本嘉雄・森川 浩：琵琶湖における底泥の浮上・堆積機構に関する研究，京都大学防災研究所年報，第34号B-2，pp.319-336，1993.
- 2) 大久保賢治・村本嘉雄・森川 浩：琵琶湖における水温・濁度の変動機構，京都大学防災研究所年報，第37号B-2，pp.405-419，1994.
- 3) Nakanishi, M., Sekino, T., Tsuda, R., Okubo, K., Yokoyama, K., Kawabata, K., Nakano, S., Takahashi, M., Kumagai, M. : Does advection influence plankton life in Lake Biwa ?, BITEK Symposium/Workshop shortpapers, pp. 289 - 311, 1994.
- 4) Kimoto, T., Tanaka, Y., Tsuda, R., Seike, Y., Hashitani, H. : Chemical/Biological process in the turbid water : —The dissolution and coagulation of the mineral and biogenic particles—, BITEK Symposium/Workshop shortpapers, pp. 194 - 196, 1994.
- 5) Marmorino, G. O., Brown, W. K., Morris, W. D., Two-dimensional temperature structure in the C-SALT thermohaline staircase, Deep-Sea Res., Vol. 34, pp. 1697 - 1676, 1987.
- 6) Turner, J. S. : Buoyancy Effects in Fluids, Cambridge University Press, pp. 251 - 287, 1973.
- 7) Baines, P. G., Gill, A. E. : On thermohaline convection with linear gradients, J. Fluid Mech., Vol. 37, pp. 289 - 306, 1969.
- 8) Stern, M. E. : Collective instability of salt fingers, J. Fluid Mech., Vol. 35, pp. 209 - 218, 1969.
- 9) Shirtcliffe, T. G. L., Turner, J. S. : Observations of the cell structure of salt fingers, J. Fluid Mech., Vol. 41, pp. 707 - 719, 1970.
- 10) Taylor, J., Bucens, P. : Laboratory experiments on the structure of salt fingers, Deep-Sea Res., Vol. 36, pp. 1675 - 1704, 1989.