

吹送流型成層密度流の乱流構造と密度界面変動特性について

Turbulence Structure and Interfacial Fluctuations of Wind-Driven Two-Layered Stratified Flows

東京工業大学工学部 正員 日野 幹雄
東京工業大学工学部 正員 藤岡 和夫
東京工業大学工学部 学生員 須見 徹太郎

1. はじめに

温度躍層を形成した湖沼、貯水池等の閉鎖性水域における吹送流の特性、特にその乱流特性を明らかにすることは、躍層の形成あるいは躍層を通しての上下層水の混合のメカニズムを知る上で重要である。しかし吹送流の流速場に関する研究例は意外に少なく、特にその乱流構造はほとんど解明されていないと言ってよいであろう。

本研究では温度密度流のかわりに、塩淡水二層の密度場で吹送流の実験を行い、平均流速、乱れ強度等の測定を通して流速場の全体的特徴を把握した。また可視化により吹送流型の成層密度流の界面現象、特に内部波および連行機構の特性をとらえ、最近詳細に議論されている塩水くさび型の成層密度流での界面現象との対比という形で検討を加えた。さらに吹送流型の成層密度流での界面現象に対して、上層の淡水層の乱れのはたす役割が重要であるという観点から、淡水層のみに対象をしぼった実験も行い、吹送流の乱流構造および乱流発生機構を解明しようとした。また乱流発生に關しての基礎的な知識を得るために、吹送流型での、条件を単純化した平均流速分布に対して線型安定解析を行い、吹送流型の特徴である流れの Couette 流成分が安定性にどのように寄与するかを調べた。

2. 実験方法

実験は Fig. 1 のような長さ 4 m、幅 15 cm、深さ 3.5 cm の風洞付アクリル樹脂製水槽で行った。風路は高さ 5.9 cm、幅 1.5 cm である。塩淡水二層の実験ではフルオレセインを溶かし着色した 2.6 cm の塩水層の上に淡水層 9 cm を成層させた。図中に示すネットとフィルムくず

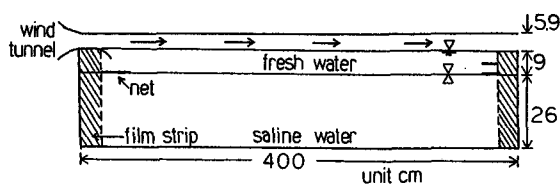


Fig. 1 実験装置

は風下端での下降流による界面の破壊、混合やそれに伴う内部波の発生を抑えるためのものである。ネットは界面の移動に伴い位置が変えられるようにしてある。また淡水層内での乱流構造を解明するために一層での実験も行っているが、このときには水深 10.5 cm の位置にアクリル板を設置し、塩淡水二層での実験と対応させるようにした。実験にあたっては、淡水中に界面活性剤としてヤシ油（ラウリル硫酸ナトリウム； $C_{12}H_{25}O-SO_4Na$ ）を約 0.15% 溶かし、風波の発生を抑えた。これは実験条件を簡単にし、また現地での風波が small scale の粗度としての役割を持つことを考慮したためである。設定風速は風路入口の中心部で 8.1 m/s とし、また一層での可視化実験ではさらに 6.7 m/s についても行った。

流速測定にはレーザー・ドップラー流速計を用い、密度測定には導電率計を使用した。流れの可視化方法としては、界面付近の流れではローダミン B あるいはフルオレセインによる色素注入法を用い、また上層の渦構造の可視化には四塩化炭素とトルエンの混合液を密度調整し注射器により粉霧状に注入する液体トレーサー法を用いた。後者はもともと波による水粒子の運動の可視化によく用いられてきた方法で、乱流の渦構造を可視化する目的での使用例はあまりない。ここでこの方法を用いたのは、流れの拡散性が強く、例えばコンデンスミルク注入流脈法や水素気泡法では良い結果が得られなかったからである。ただし水表面近くの乱れの streak 構造の可視化には水素気泡法を用いた。

3. 密度場および流速場の全体的特徴

Fig. 2-a は送風開始後 4 0 分での等密度線を示している。吹送流の逆流による密度界面の set-up 効果により等密度線が大きく傾いている。風上側端近くには界面上で進行された中間密度の流体が return-flow により移流され、厚い中間密度層（いわゆる pink layer）を形成している。この pink layer は時間とともに発達していくが、pink layer を介しての上下層水の混合がはげしいために、本研究ではこの pink layer より取水し、その発達を抑えながら実験を行った。Fig. 2-b はこの場合の等密度線を示している。なおここで示した等密度線の全体的特徴は、村岡・平田²⁾による中禅寺湖での観測結果とかなり近くなっている。

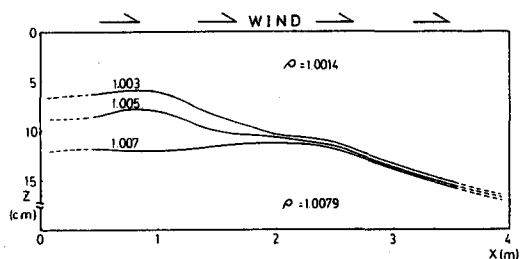


Fig. 2-a 等密度線（取水なし）

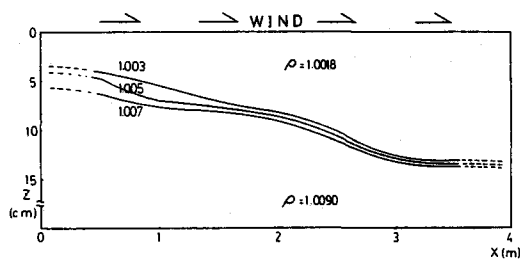


Fig. 2-b 等密度線（取水あり）

本実験ではレーザー・ドップラー流速計により、平均流速だけでなく、乱れ強度や流速変動の skewness 等の乱れの特性値の測定も行った。Fig. 3-a は上流端より 2.5 m での平均流速 $\bar{u}$ の鉛直分布を示し、一方 Fig. 3-b はこの流速分布を片対数紙上にプロットしたものである。これを見ると $z \leq 5$ cm の領域では通常の壁面乱流境界層のように平均流速は対数則に従っているのがわかる。また Fig. 4 はこのときの乱れ強度の鉛直分布である。乱れ強度は上述の領域（ $z \leq 5$ cm）で大きな値を示し、下方に向い直線的に減少して、 $z \geq 5$ cm で一様なレベルの乱れ強度となっている。

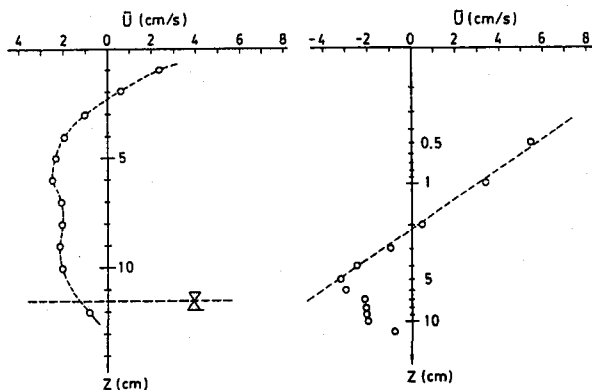


Fig. 3-a 平均流速分布 Fig. 3-b

これらのことから、淡水層は ①強いシアーを有し通常の壁面乱流境界層と類似した「表面せん断層」、②平均流速がほぼ一様で、乱れ強度レベルの低い「拡散層」、③界面の影響で平均流速が多少勾配をもつ「界面せん断層」の三層に分割し得ることがわかる。

Fig. 5 は流速変動の skewness の鉛直分布を示したものである。これからわかるように、「表面せん断層」内では水平方向流速変動 u' の skewness は正、鉛直方向流速変動 v' については負の値をとる。ただし符号は、 u' は風下方向が正、 v' は上向きが正である。このことは、後述する渦構造に伴う下方への流体の突込み現象を表わしていると考えられる。

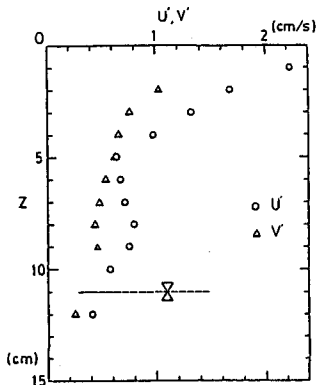


Fig. 4 乱れ強度分布

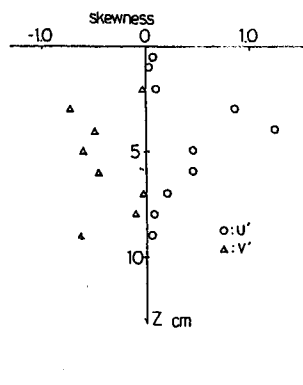


Fig. 5 skewness 分布

Fig.6 は淡水一層での平均流速分布を示しているが、Fig.3-a の密度界面がある場合の平均流速分布とほとんど変化はない。このことから淡水層内の平均流速分布は、表面に作用するシアーによってほぼ決定されており、密度界面の存在の影響は界面近傍に限られるものと考えられる。

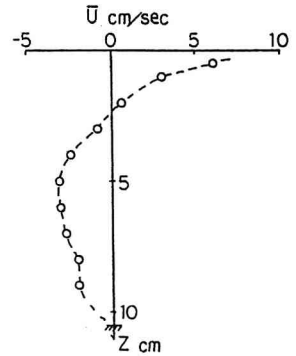


Fig.6 平均流速分布(一層)

4. 界面変動および連行

ここで取り扱っている吹送流型の成層密度流とは対照的に、塩水くさび型の成層密度流に関する研究はかなり多く、最近では密度界面付近の細部構造について焦点を絞った研究^{3), 4), 5)} もいくつか行われてきている。それらによると、塩水くさび型の成層密度流では通常2種類の界面波が存在し、これらの界面波は界面での連行現象に密接に関連する。またこれらの界面波は擬周期的であり(Fig.7)、その波速は浜田・加藤の理論値にほぼ一致する(Fig.8)。

Fig.9 は、2.で述べた方法で可視化した界面変動の写真記録を1秒おきに図示したものである。またFig.10はこのときの波速と波長の関係を示したものである。Fig.7と9を比較すれば明かなように、本実験では界面変動に擬周期性は認められず、むしろランダムな変動をしているといえる。またFig.10ではFig.8のような浜田・加藤の理論との一致は見られず、波速は界面付近での平均移流速度に近い(なおこのことは、浦の実験結果⁶⁾とは異なっている)。

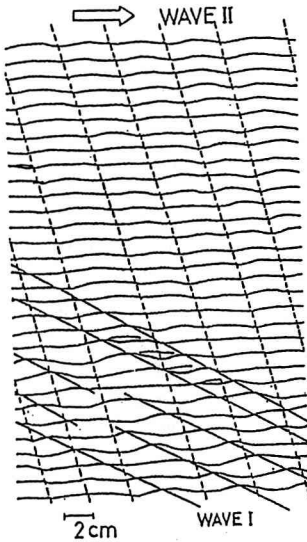


Fig.7 塩水くさび型

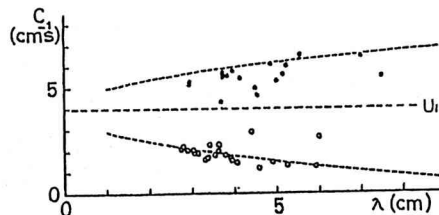


Fig.8 塩水くさび型

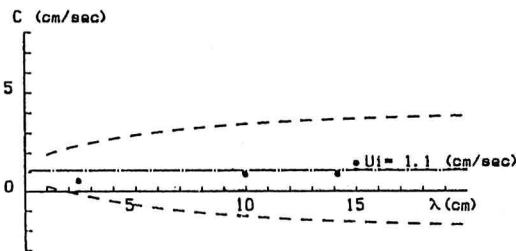


Fig.10 吹送流型



Fig.9 吹送流型

また可視化により界面変動とその上部での流体運動を調べるとPhoto1に見られるように、界面上部での流速の乱れが界面の変動を引き起こし、下層流体を上層に連行している現象が起きていることがわかる。

これらのことから、吹送流型の成層密度流での連行現象は、塩水くさびのような剪断流型の連行現象と、上層を攪拌し下層流体を連行する攪拌型の連行現象との中間に位置するものと考えられる。

← flow

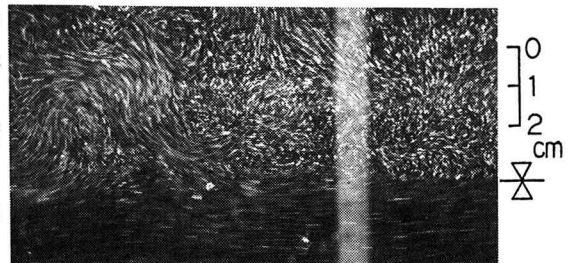


Photo 1 界面と界面上の流れ

5. 淡水層の乱流構造

3.で述べたように上層の平均流速場は界面の存在の影響をあまり受けない。ここでは淡水層内の乱流構造をより詳細に調べるために、実験条件を単純化して淡水層一層のみでの可視化実験を行った。Photo 2 は水路中央に幅 1.5 cm のスリット光をあて、2.で述べた方法により可視化した淡水層の side-view である。Photo 2-a に示すように表面せん断層内に組織的な渦構造が存在する。この渦は Photo 2-b のように間欠的に拡散層に侵入する。したがってここで見出された大規模渦は、淡水層内での運動量の鉛直輸送に寄与するだけでなく、塩淡水層の場合においては界面変動の引き金となり、ひいては界面での連行現象に密接に関わっているものと考えられる。

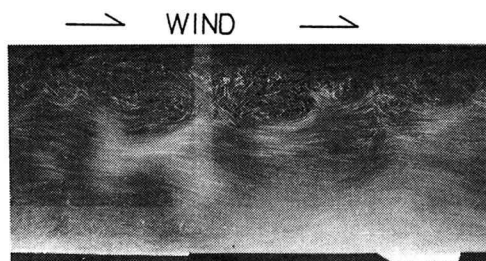


Photo 2-a 淡水層の渦構造

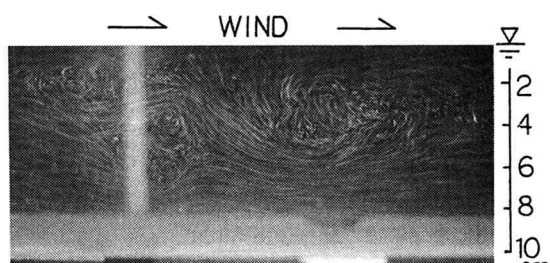


Photo 2-b 渦の下方への突込み

Photo 3 は水平方向に流れと直角に張ったタングステン線より出した水素気泡の time-line を示している。これは設定風速 6.7 m/sec のときの写真である。この場合には、流体の電導率を高めるために、少量の塩化ナトリウムを流体中に溶かした。Photo 3-a は水面下 0.5 cm ($z^+ = 35$; $z^+ = z u_* / \nu$) のものであるが、明瞭な streak 構造が現われている。このような streak 構造は $z \leq 1.5$ cm ($z^+ \leq 105$) の領域で確認できた。また streak 構造の平均間隔は $y^+ \sim 120$ で、これは壁面乱流についての Kline 等の実験データ⁷⁾とほぼ一致している。また Photo 3-b は $z = 4$ cm ($z^+ = 280$) での写真であるが、bursting

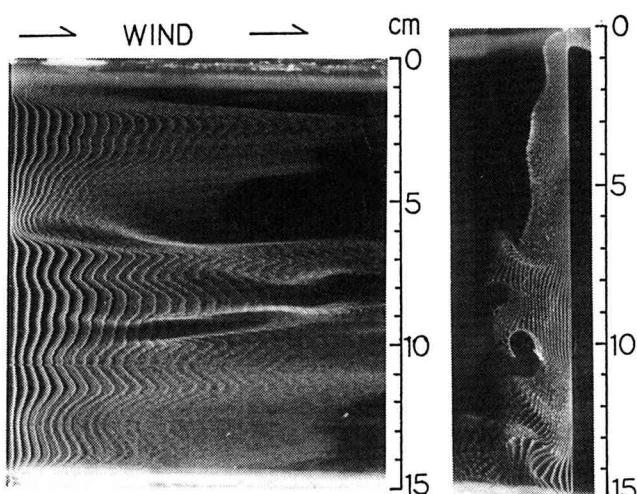


Photo 3-a streak 構造

Photo 3-b bursting 的な渦

的な渦構造が確認できる。これらのことと、さらに 3.で述べたように表面せん断層が log-law に従うことなどを考え合わせると、表面せん断層は通常の壁面乱流境界層と類似していると考えてよいと思われる。

6. 線型安定解析

吹送流での乱流発生機構の基礎的な知識を得、実験と比較検討を行うために、吹送流型の流速分布の場合での微小擾乱に対する流れの安定解析を行った。計算の対象とする流れは単層での吹送流とし、Orr-Sommerfeld の方程式(1)を直接数値積分と Gram-Schmidt の値変化を組合せた方法で解き固有値を求めた。^{8) 9)}

$$(U - c) (\phi'' - \alpha^2 \phi) - U'' \phi - \frac{1}{i \alpha Re} (\phi^{iv} - 2 \alpha^2 \phi'' + \alpha^4 \phi) = 0 \quad (1)$$

$$\phi = \phi(z) e^{i(\alpha x - ct)} \quad (2)$$

ここに、 ϕ ；流速の擾乱成分に関する流れ関数、 $U(z)$ ；平均流速分布、 α ；擾乱の無次元波数、 c ；擾乱の無次元波速、 Re ；レイノルズ数。ダッシュは z に関する常微分を表わす。

底面 ($z=z_b$) と自由水面 ($z=z_s$) での境界条件は次のように与えた。

$$\phi(z=z_b)=\phi'(z=z_b)=0 \quad (3)$$

$$\phi(z=z_s)=\phi'(z=z_s)=0 \quad (4)$$

このような境界条件下では、方程式は c を固有値とする二点境界値問題となるが、直交関数展開法等では項の打ち切り誤差などのため正確な解が得られない。そこで本研究では、あらかじめ c の値を仮定し、 $z=z_b$ より初期値問題として Runge-Kutta-Gill 法により (1) 式の直接積分を行った。¹⁰⁾ その結果得られる ϕ の特解 ϕ_i の終値が、式 (4) をみたす場合に先に仮定した c の値を実際の固有値 c とした。

ただし直接数値積分では誤差の累積により特解相互の独立性が失われ、正しい斉次解が得られなくなるため、Gram-Schmidt の直交化を行い、特解相互の独立性を保つようにした。

無次元流速 U としては、①平行流、②表面でのシア어도どりの流れの圧力勾配とつり合う、③断面平均流速が 0、の三つの仮定により簡単に得られる層流解として次式を与えた。

$$U = (1 - z^2) - \frac{2}{3} \cdot (1 + z) \quad (5)$$

ただし、鉛直方向長さ Z は水深の $\frac{1}{2}$ で、また流速 U は Poiseuille 流れ成分の最大流速でそれぞれ無次元化してある。 $(z_b=-1, z_s=1)$

しかし (5) 式の流速分布に対する不安定固有値は、かなり大きな Re 数の場合でも現われなかった。このことは水表面のシア어의作用による Couette 流成分の存在が流れの安定性の増大に大きく寄与しているものと考えられる。そこでこのことをより明瞭にとらえるために、上述の③の条件をはずし、(5) 式の代りに、

$$U = (1 - z^2) - Cu \cdot (1 + z) \quad (6)$$

とした。ここで (3) 式中の Poiseuille 流成分に対する Couette 流成分の比を表す Cu の値をいくつか変化させ、それぞれの場合について不安定領域の現われ方を調べた。

Fig. 11 は、 $Cu=0, 0.125, 0.25$ に対する中立曲線を示している。これにより、 Cu の値を増すにしたがい不安定領域は狭くなり、流れは微小擾乱に対しより安定になるのがわかる。

実験と比較すると、実験条件の $Re \approx 4000$ は計算では安定領域にあるが、実際には流れは乱流状態になっている。これは、例えば計算では、自由表面の境界条件を (4) 式、すなわち一種の固定壁面として取り扱っているが、実際の実験ではラウリル硫酸ナトリウムで風波の発生を抑えているものの水面に微小な変動がある、などの計算条件と実験条件との相違に起因しているものと思われる。したがって、実際の不安定現象をより忠実に再現するには、自由表面の存在を考慮した解析などを行うことが今後必要であると考えられる。

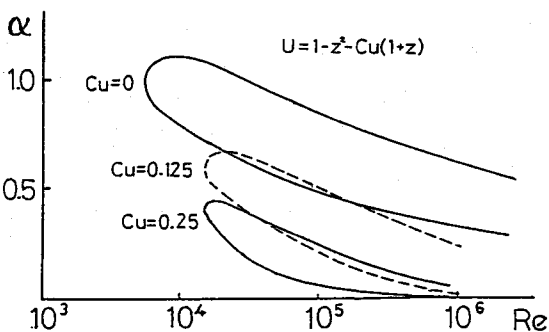


Fig. 11 安定曲線

7. 結論

本研究では、吹送流型成層密度流の特性として、実験的に以下のことを明らかにした。

- 1° 淡水層の流速場は ①表面せん断層 ②拡散層 ③界面せん断層 の三層に分割し得る。
- 2° 吹送流型成層密度流での界面変動および連行機構に対しては、塩水くさび型のものと異なり、上層の乱れの影響が支配的である。

3° 表面せん断層には組織的な渦構造が存在し、その渦は間欠的に拡散層に侵入し、界面変動や連行の引き金となる。

4° 上層での乱流発生機構は壁面乱流のそれと類似している。

また線型安定解析により、Poiseuille流にCouette流を加えた流れでは、Couette流の比率を増すにしたがい安定領域が狭くなり、より大きなRe数に対しても安定となることがわかった。

8. 謝辞

本研究は昭和58年度文部省科学研究費特定研究(1)「複雑乱流の実験」(代表者:日野幹雄)の補助により行われたことを付記し、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- (1) 日野幹雄、灘岡和夫、佐藤彰彦:吹送流型成層密流の乱流構造について、第15回乱流シンポジウム論文集、1983。
- (2) 村岡浩爾、平田健正:中禅寺湖の内部波、第27回水理講演会論文集、pp. 179-184、1983。
- (3) 吉田静男:密度界面における混合機構の研究、土木学会論文報告集、No. 273、pp. 59-68、1978。
- (4) 日野幹雄、灘岡和夫、萩原克:塩淡水境界面における渦列の形成と混合現象、第10回乱流シンポジウム論文集、pp. 149-153、1978。
- (5) 日野幹雄、グエン・ソン・フン、中村健一:塩水楔型二層密度流における抵抗係数および流速構造、第28回海岸工学講演会論文集、pp. 515-519、1978。
- (6) 浦 勝:風の剪断力による密度界面の変動と連行速度、第30回海岸工学講演会論文集、pp. 561-565、1983。
- (7) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A., and P. W. Runstadler, J. Fluid Mech., vol. 30, part 4, pp. 741-773, 1967。
- (8) 日野幹雄、グエン・ソン・フン、長谷部正彦:粘性および拡散の効果を考慮した二層密度流の固有値および固有関数、第27回水理講演会論文集、pp. 531-535、1983。
- (9) 巽 正友、後藤金英:流れの安定性理論、産業図書、1977。
- (10) 日野幹雄:境界値問題の解法、朝倉書店、1977。
- (11) Hino, M., Nadaoka, K. and S. H. Nguyen: Turbulent interfacial structure of two-layered stratified flow, IUTAM symposium on turbulence and chaotic phenomena in fluids, 1983。