

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

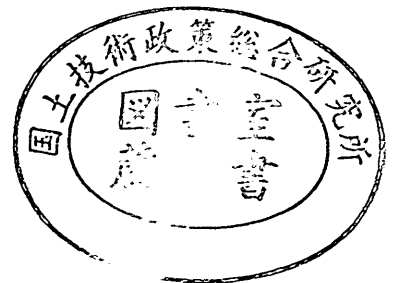
REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 21

NO. 1

MAR. 1982

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第21巻 第1号 (Vol. 21, No. 1), 1982年3月 (Mar. 1982)

目 次 (CONTENTS)

1. 超音波式波高計の改良とその効果について……………高橋智晴・佐々木 弘………… 3
(Improvement of the Ultrasonic-Wave Wavemeter for the Coastal Wave Observation
and its Effect ……………Tomoharu TAKAHASHI and Hiroshi SASAKI)
2. 下層2層流についての実験的研究
……………加藤 始・中野 晋・池田高則………… 31
(Experimental Study of Lower Two-Layer Stratified Flow
……………Hajime KATO, Susumu NAKANO and Takanori IKEDA)
3. 非線形一次元圧密沈下の解析法とその適用……………小林正樹………… 57
(Numerical Analysis of One-Dimensional Consolidation Problems
……………Masaki KOBAYASHI)
4. 係船岸におけるたわみ性控え工の設計に関する研究 (第2報)
——実験的考察——……………松並仁茂・吉田行秀………… 81
(Studies on the Design Method of Flexible Anchorage of the Quaywall (2nd Report)
—Experimental Studies— ………Hitoshige MATSUNAMI and Yoshihide YOSHIDA)

2. 下層2層流についての実験的研究

加 藤 始*・中 野 晋**・池 田 高 則**

要 旨

小型の2層流実験水路(幅 15 cm, 高さ 30 cm, 全長約 3.1 m)を使って, 静止した真水層の下に塩水を流す下層2層流の実験を行った。下層流の高さは約 10.4 cm で, その断面平均流速は 1.4~8.0 cm/s の範囲で変化させた。下層の密度は主として $\rho_2 \approx 1.030$ としたが, 連行係数や密度分布の測定は $\rho_2 \approx 1.020$ 及び 1.050 の場合についても行っている。平均流速分布や乱れの測定にはホットフィルム流速計を使用し, 密度分布は電気伝導度計, 内部波は内部波高計を使って測定した。

実験はまず水路幅を 5 cm に縮小した場合について行い, 次に水路幅を 15 cm に戻して行ったが, 連行係数に及ぼす乱れの影響を調べるため, 乱れの強さを前者では3段階, 後者では2段階に変えて測定を行っている。

実験の結果から, 連行係数 E は従来考えられているような層平均リチャードソン数 Ri_* のみの関数とはいえず, 下層流の乱れが増すと E も大きくなるが, この乱れの影響は Ri_* の値が小さくなると弱くなることを見い出された。一般的な実験条件に近い 15 cm 幅で乱れが大きい場合には, $E = 1.0 \times 10^{-3} Ri_*^{-1}$ の関係が得られた。

密度分布の特性長 l_p は内部波の発生特性と密接な関係があり, 乱れが同じであれば l_p は Ri_* の関数で表わされることが示された。乱れの測定結果からは, 水平・鉛直2方向の乱れの分布や代表点でのそれらのパワースペクトル, 並びにレイノルズ応力の分布を示している。さらに, 界面下の鉛直流速分布の詳しい測定結果からは, 界面の少し下で Csanady が提案した界面法則 (Law of the interface) と同様の対数法則が成り立っていることが確認された。

* 海洋水理部長
** 海洋水理部 水理研究室

2. Experimental Study of Lower Two-Layer Stratified Flow

Hajime KATO*

Susumu NAKANO**

Takanori IKEDA**

Synopsis

Using a small two-layer flow channel $W 15 \times D 30 \times L 310$ cm, experiments have been conducted of the salt water current which flows turbulently under a pool of fresh water. The cross-sectional average velocity of the lower layer flow whose height was nearly 10.4 cm was varied as $\bar{U} = 1.4 \sim 8.0$ cm/s with salt water density $\rho_2 = 1.020, 1.030$ and 1.050 . Hot-film anemometers were used for the measurements of mean velocity profiles and turbulent velocities. Electric conductivity meters and a special wave gauge were used to measured density profiles and interfacial waves, respectively.

Experiments were made initially for the case of 5 cm width, and then for the case of 15 cm, varying the intensity of turbulence of lower layer flows in order to find the effect of the turbulence upon the entrainment coefficient.

It was found that the entrainment coefficient E is not a function of only a overall Richardson number R_{i*} ; the stronger the turbulence is, the larger E is. However, it was also found that the above-mentioned effect of turbulence is weakened when R_{i*} is reduced. At the usual experimental conditions in the case of 15 cm width, the entrainment coefficient was found to be as $E = 1.0 \times 10^{-3} R_{i*}^{-1}$.

A characteristic length of the density profile, l_ρ , was found to be closely related with the generation of interfacial waves, and l_ρ is represented as a function of R_{i*} for the same turbulence intensity.

Some light was shed on the turbulent structure of the lower layer flows. Furthermore, it was found that the log-law is valid to the velocity profiles near the interface just as the law of the interface proposed by Csanady (1978).

* Director of Marine Hydrodynamics Division

** Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamic Division

目 次

要 旨	31
1. ま え が き	35
2. 実験装置とその方法	36
2.1 実験装置	36
2.2 実験ケース	36
2.3 測定方法	37
3. 実験結果とその考察	39
3.1 各ケースでの流れの概況	39
3.2 密度分布と内部波	41
3.3 連行係数	46
3.4 乱れの特徴	48
3.5 流速分布への対数法則の適用性	50
4. ま と め	54
参 考 文 献	55
主要記号表	55

1. ま え が き

2 層流体の界面における連行現象は温度躍層の破壊や内湾での水質予測の問題とも密接な関係があるため、最近、2 層界面での連行係数に関しては数多くの実験的研究が行われている。これらの実験は、一般に攪拌槽型 (stirring type) のものとせん断流型 (shear flow type) のものとに分類されるが¹⁾、せん断流型の実験における連行係数は層平均リチャードソン数 R_{i*} の関数で表わされている。この場合、1つの実験で広い範囲のリチャードソン数をカバーすることはむづかしいので、従来、いろいろな研究者の様々な実験条件の下での測定結果を使って、1つの実験公式を作ることも行われている^{2), 3)}。

ところで河口密度流の混合形態は、一般に上・下層がほとんど混合しない、いわゆる塩水くさび (楔) を生じる弱混合型と、混合が著しくて鉛直方向には塩分濃度勾配があまりつかなくなる強混合型、およびその中間の緩混合型の3つに分けられる⁴⁾。Simmons⁵⁾はこの混合形態を支配する第1の要因として河川流量とタイダルリズムとの比を挙げ、この比が大きいときは弱混合型、小さいときは強混合型になるとしている。この Simmons の説に従うと、静止した塩水の上を真水が流れる上層 2 層流に比べて、静止した真水の下を塩水が流れる下層 2 層流の方が 2 層界面での連行係数は大きいのではないかという疑問が生じるが、これまでにそのような事実が指摘されたことはないようである。

従来、上層 2 層流の実験はかなり行われて、内部抵抗係数、連行係数、内部波、乱れの性質等についていろいろ研究されているのに対し⁶⁾、下層 2 層流についてはこれまで Lofquist の約 20 年前の実験結果があるのみである。この Lofquist の連行係数のデータは、前に述べたように、むしろ上層 2 層流の連行係数のデータを補足する貴重なデータとして使用されている場合が多く^{2), 3)}、上に述べた疑問点についてはあまり明らかではない。また玉井・浅枝⁷⁾はいろいろな人が発表している内部抵抗係数の測定値を再整理して、上記の Lofquist によるデータは一般の上層 2 層流についてのデータと多少異なる傾向をもつことを指摘している。いずれにせよ Lofquist はかなり詳しい実験を行っているが、測定方法が未発達のころのものなので下層流の乱れに関する測定結果がないのみならず、界面付近の流速分布や底面境界層の影響等

も明らかではなく、いろいろ不明な点が残されたままになっている。

下層 2 層流の性質は河口密度流の混合形態を考える場合だけではなく、冷却水を底層から取水する場合や内湾における温度躍層下の (主として嫌気性の強い) 底層水の流動予測を行う場合等に問題となる。著者らは上に述べた問題点の解明ならびに未知の点が多い下層 2 層流の特性をいろいろな面で明らかにすることを目的として下層 2 層流の実験を行った。

Lofquist の論文⁷⁾でもある程度示唆されていたことではあるが、2 層流の密度界面は固定壁と類似の効果を持ち、界面付近の流速分布に対数法則が適用できることが最近 Csanady⁸⁾ や日野¹⁰⁾により発表されている。2 層界面での内部抵抗係数は、塩水くさびの侵入長を予測する場合の重要なパラメータであるが、それを直接測定することはできないので、従来、主として実測された塩水くさびの侵入長とその計算式を使って逆算して求められているが⁹⁾、この方法では抵抗係数の局所的な値は求められず、必ずしも良い方法とは考えられていない。上に述べた対数法則が使えたと流速分布から内部抵抗係数を求めることができるため、実験室と現地のいずれに対しても有効な手段となりうるが、上記の Csanady と日野の方法では界面摩擦速度 u_{*i} の計算値に多少差がある。日野ほか^{11), 12)}は上層 2 層流の実験で日野¹⁰⁾の方法の適用性を調べ、求められた u_{*i} から計算した内部抵抗係数 f_i の値は、従来提案されている金子¹³⁾の経験式による値とおおよそ一致することを示しているが、もっと直接的な u_{*i} のチェックがなされない限り、その方法の妥当性が十分に解明されたとは考えられない。

われわれの実験では界面付近での鉛直流速分布を、従来行われてきた実験よりももっと詳しくかつ正確に測定して、上記対数法則の適用性を検討した。またこれまでデータが皆無であった下層流の乱れの場の測定も行い、その乱流構造を調べた。一方、最近 Kit 他¹⁴⁾は、2 層流の連行に関するせん断流型の実験においても、主流のもつ乱れの大きさが連行係数に影響するのではないかということを示唆しているので、今回の実験においては下層流の乱れを 2, 3 通り変えて連行係数の測定を行い、乱れが大きくなると連行係数も大きくなることを確認している。本論文ではこれらの点を中心に、下層 2 層流の実験結果について述べる。なお、初期の実験結果の一部はすでに加藤・池田¹⁵⁾で発表している。

20 cm と 30 cm の交互にした場合であり、ケース A-III-b は測定部入口に高さ 4 cm のアクリル板を下層部高さの中央に水路幅 (5 cm) ippai に取付けた場合である。

ケース B の実験は、最初のケース A では幅方向の流速分布を左右対称にできず、しかも実験結果に側壁の影響が大きくなっていくことが懸念されたので、水路幅を 15 cm に戻して行ったものである。この場合も測定部入口の導入板はケース A と同じ寸法のもを水路幅 ippai に取付けて実験条件を同じにしてある。ただし下層流の乱れはなるべく大きく保つように配慮したが、流速分布の幅方向の分布を改善するため、測定部入口には約 1.5 mm メッシュの金網を 1 枚取付けてある。

ケース B の場合についても主流の乱れの影響を調べるために、逆に金網を 5 枚取付けて乱れを低減させた場合 (これを特にケース B' と呼ぶ) について連行係数の測定を行っている。

実験における上層水としては水道水、下層水としては密度が $\rho_2 = 1.020 \sim 1.050$ の塩水を使った。このいずれの水も気泡や汚れを十分に除去するためフィルターを通すなどの処置を行っている。

流れの調整はベンチュリーの差圧 Δh (cm) を指標としてバルブ操作により下層流の流量を所定の値に合せて行った。ケース A におけるベンチュリーは鋳鉄製で、その流量 Q (cm³/s) と Δh との関係は

$$Q = 128.3\sqrt{\Delta h}$$

であった。ケース B の実験ではベンチュリーを同一型のステンレス製のものに取換えて使用したが、このときの検定結果は 図-2 に示すとおりで、 Q と Δh との関係は

$$Q = 126.7\sqrt{\Delta h}$$

であった。

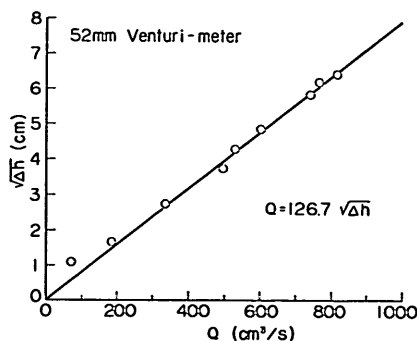


図-2 ベンチュリー検定曲線 (Case B)

2.3 測定方法

流速の測定には DISA のホットフィルム流速計を用いプローブは各種のものを使用した。この場合本体出力はリニアライザー 55R25 を通して、測定範囲では流速に充分直線的になった出力を使っているが、その検定曲線の 1 例を 図-3 に示す。本体出力の検定には環状の検定タンクも使用したが、毎日の実験での流速計出力の検定は、実験水路の静止した塩水の中で測定台車 (写真-1) ごとプローブを水平に引っぱって行っており、図-3 もその結果である。鉛直方向のトラバースには、この測定台車にのせた分解能が 0.1 mm のマグネスケールをもつ自動昇降装置を使用している。

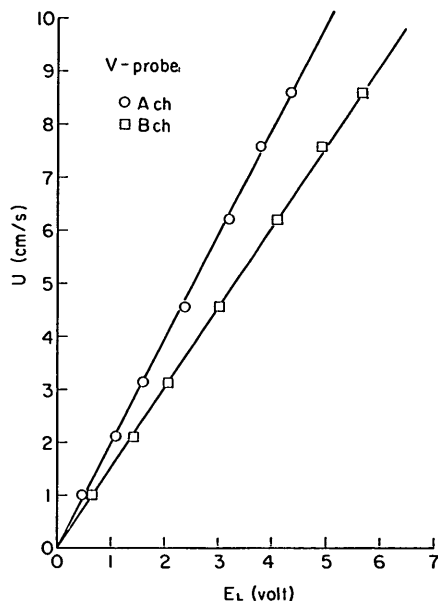


図-3 ホットフィルム検定曲線の例

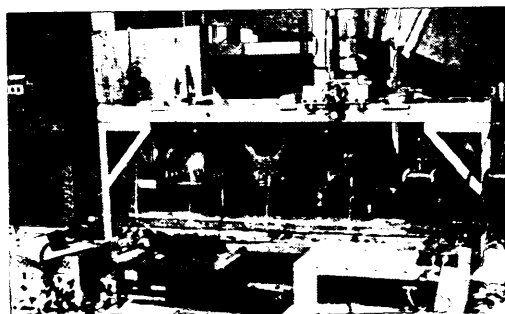


写真-1 測定台車と実験水路

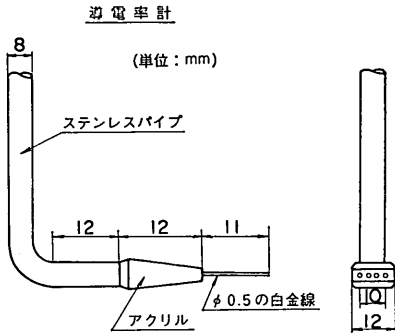


図-4 塩分濃度計検出部

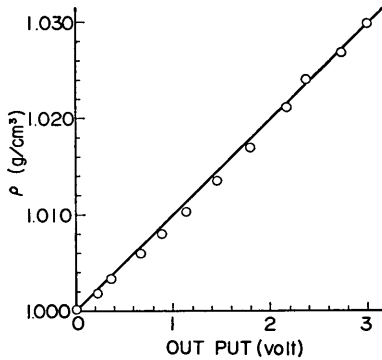


図-5 塩分濃度計検定曲線 ($\rho_2=1.030$)

塩分濃度の測定には電気抵抗式導電率計を使用した
が、その検出部の概略図を 図-4 に示す。比重計で測
った塩水の比重 ρ とこの濃度計の出力との検定結果を 図-5
に示す。測定した濃度分布は近似的に ρ がこの出力に比
例すると見なしてえられている。今回の実験における 2
層界面の位置としては、従来の研究と同様に、密度が上
下層の平均値になる高さとして定義しているが、流速分
布の測定時における厳密な界面位置の決定に際しては、
図-5 に見られる検定曲線の曲りを考慮に入れている。

実験時には連行量の測定の場合を除いて、測定部上流
端につけた導流板の薄い先端に目視界面が一致するよ
うに調整し、界面位置が安定した後で流速や密度分布な
どの測定を行った。しかし界面位置の微小な変化は避けら

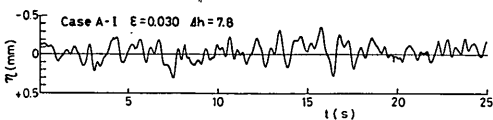


図-6 界面変位のモニター記録の例 (Case A-I)

れないので、界面付近の流速分布の詳しい測定を行う際
には、図-1 の C 点界面付近においた塩分濃度計の出力
を同時に記録し、界面付近の鉛直濃度分布 (図-22, 23
参照) が深さに対し直線的に変化することを利用して、
微小な界面変位量の補正を行った。図-6 にケース A-I
の場合のそのモニター記録の 1 例を示す。

界面での連行量は、いっさいの水の出し入れを止めた
状態でケース A では B 点、ケース B では B' 点での界面
の上昇速度を測定することにより求めた。この場合にも
昇降装置に取付けた塩分濃度計の出力を利用しており、
図-7 にその測定例を示す。

このように塩分濃度計は微小な平均界面の変化の検出
には有効であるが、界面の内部波の正確な測定には不適
当と考えられたので、ケース B の実験においては別の内
部波高計を使用した。これは 2 本の電極間のインピーダ

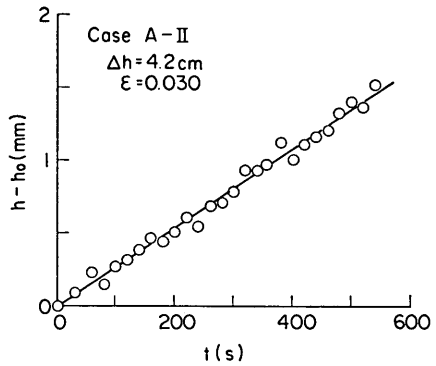


図-7 連行速度の測定例

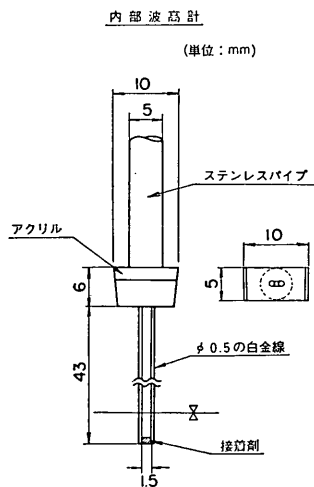


図-8 内部波高計検出部

下層2層流についての実験的研究

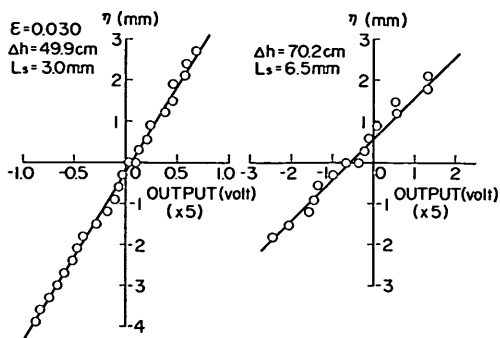


図-9 内部波高計の検定例

ンス変化に比例した出力がえられるように考えられた回路を使ったものである。今回の実験では 0.5mmφの白金線を約 1.5mm 間隔で固定した 図-8 のようなセンサーを使用した。検定曲線は濃度分布に影響されるので、検定は測定の前直前にセンサー部分を上・下させて行った。その検定曲線の例を 図-9 に示すが、図中の L_s は下層中の電極の長さである。この内部波高計の周波数応答性については特別には調べていないが、後に示す測定結果と内部波の目視観察の結果を比べると、今回使ったセンサーでも内部波の測定には十分な応答性を持つものと考えられる。

なお、流速や塩分濃度等のデータは、通常 $\Delta t=1/51.2$ 秒のサンプリング速度で直接 A-D 変換して MT に記録し、大型計算機で後の処理を行っている。

3. 実験結果とその考察

3.1 各ケースでの流れの概況

実験における上層と下層との境界面は、前述のように密度が上・下層の値の平均値になる高さとして求めている。実験結果を表わす絶対座標としては底面から上向きに z' 軸、水平な底面に沿って下層流の方向に x 軸、水路幅の中央から幅方向 (x 軸の右側をプラス) に y 軸をとる。ただし流速分布や密度分布を表わすときの鉛直座標としては、上・下の界面から下向きに測った長さ z を用い、また底面から界面までの高さを h 、上層の自由表面までの高さを H と表わす。これらの表わし方と共に、代表的な鉛直流速分布を 図-10 に示す。この図のように上層水の下部 15~25mm は下層の塩水と同じ方向に流れるが、その上にごく弱い逆流を生じ、流れは界面のごく近傍を除いてはほとんど層流状態である。

ケースAの実験は水路幅の片側 1/3 を使って行ったの

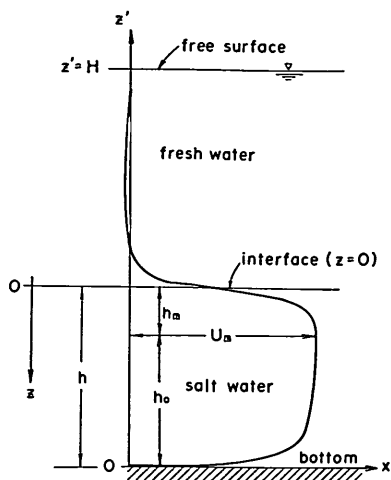


図-10 鉛直流速分布の概況と摩擦係

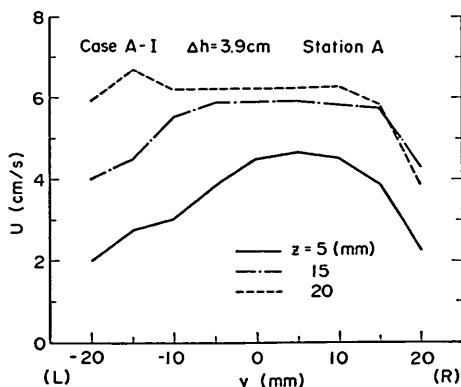


図-11 幅方向流速分布 (Case A-I, A 点)

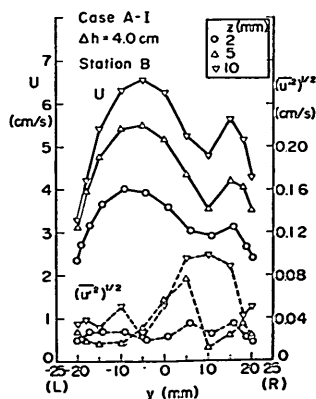


図-12 幅方向流速分布 (Case A-I, B 点)

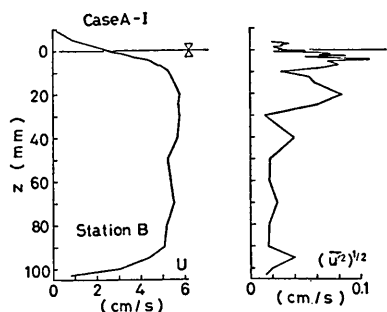


図-13 乱れと U 分布 (Case A-I, B 点)

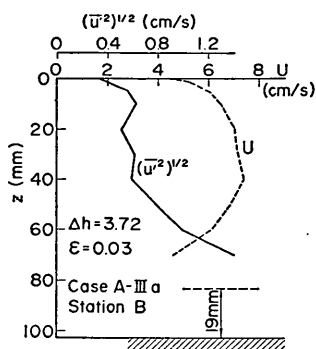


図-16 乱れと U 分布 (Case A-III-a, B 点)

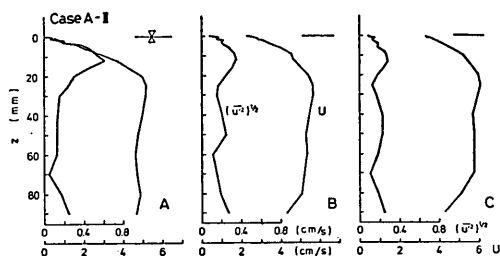


図-14 乱れと U 分布 (Case A-II)

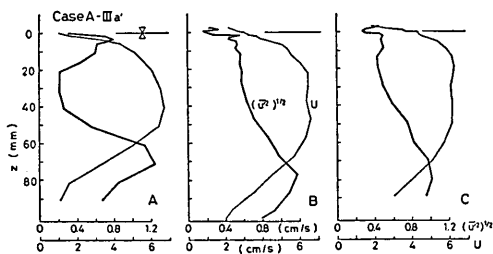


図-15 乱れと U 分布 (Case A-III-a')

で、いろいろ試みたが幅方向の流速分布はあまり良くできなかった。図-11 は水深 10 cm で真水を流したときの A 点での幅方向流速分布、図-12 はケース A の実験の最後に測定した B 点での幅方向の流速分布である。

ケース A では表-1 に示したように、基本となるケース A-I から A-II, A-III と順次下層流の乱れを大きくして実験を行ったが、図-13~16 に流量がベンチュリーの差圧 $\Delta h=4.0$ cm にほぼ対応する場合のケース A-I, A-II, A-III-a', A-III-a での水路中央で測った乱れ $(\overline{u^2})^{1/2}$ と平均流速 U の鉛直分布を示す。図-13 のケース A-I で乱れが小さいのは、前にも述べたように金網が何枚も重ねて入っているためである。図-14 に示した

ケース A-II では、前述の格子と導流板の下につけた突起の効果によりケース A-I より乱れが大きくなっているが、A 点の界面の少し下に出る大きな乱れは突起の影響で、この乱れは距離と共に減衰している。図-15 のケース A-III-a' と図-16 のケース A-III-a では底面粗度 (高さ 19 mm のアルミ山形) によって生じた強い乱れが界面付近にまで及んでいるが、これらの場合の乱れは下方から順次供給されるので、距離とともに減衰してはいない。図-15 の B, C 点の乱れが界面で急に減少しているのは、そこでの強い安定成層の効果を表わしているといえよう。このような底面粗度は流れの断面積を減少させ、平均流速の定義をあいまいにするのであまり好ましくなかったが、距離とともに減衰しない大きな乱れを発生させる方法としてはこれ以外はむづかしかった。なおここには示していないが、前述のケース A-III-b では A 点付近における乱れはケース A-III-a, a' より大きい、B 点や C 点での乱れはケース A-II における値の約 5 割増し程度にまで減衰していた。

次に図-17 にはケース B (水路幅 15 cm) における平均流速 U と乱れ $(\overline{u^2})^{1/2}$ の幅方向分布の B' 点での測定結果を示しているが、このようにケース B では流れは水路中心軸に関してほぼ左右対称になっている。図-18 にはケース B における乱れと流速 U の鉛直分布の測定例を示している。この場合の最大流速値は図-15 (ケース A-III-a') の B 点の値よりやや小さく、図-14 (ケース A-II) の B 点の値より少し大きい、界面より少し下の層での乱れの大きさは上記 2 つの場合の中間にあり、このケース B での乱れはかなり大きいことを示している。

このケース B の実験においても、ケース A の実験で明らかになった連行係数に及ぼす乱れの影響を再確認し、

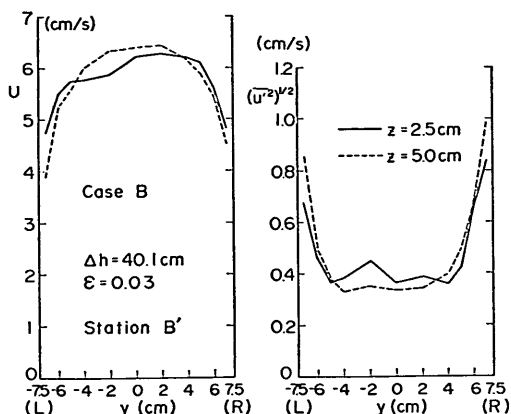


図-17 幅方向流速分布 (Case B)

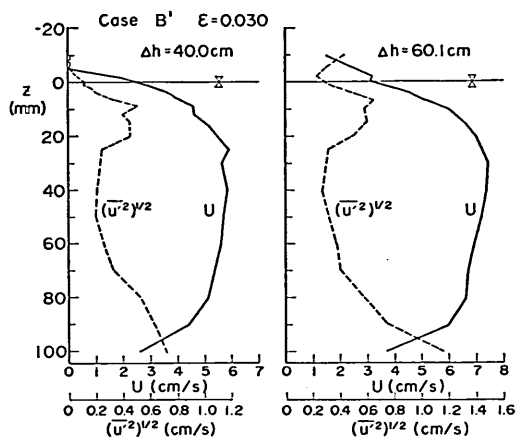


図-20 乱れと U 分布 (Case B', B' 点)

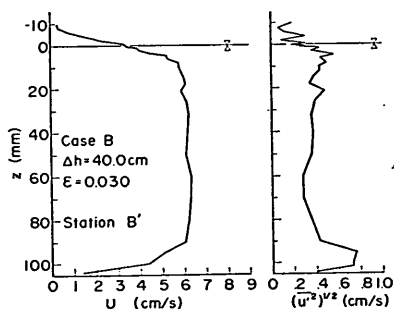


図-18 乱れと U 分布 (Case B, B' 点)

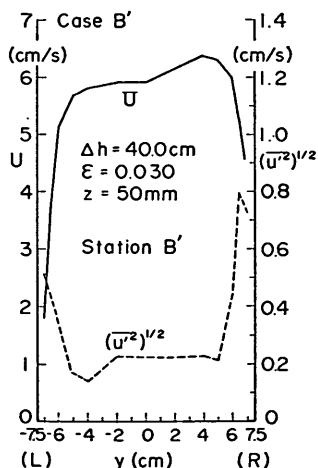


図-19 幅方向流速分布 (Case B')

さらに内部波に及ぼす乱れの影響を調べるため、金網を追加して乱れを小さくした場合 (ケース B') の実験を追加して行った。この場合、主目的が進行係数の測定であ

ったため、幅方向の流速分布の調整を完全には行っていないが、B' 点における幅方向の流速分布 ($\Delta h = 40$ cm) の 1 例を 図-19 に、鉛直方向の流速分布 ($\Delta h = 40$ と 60 cm) の測定結果を 図-20 に示す。図-18 のケース B における乱れの分布と比べると、ケース B' の $\Delta h = 40$ cm の場合には、界面の直下と $z = 15 \sim 50$ mm において (後者では最大 45% くらい) 乱れが減少していることがわかる。後で述べるようにケース B' ではケース B より一般に界面での内部波が目立つて減少しており、上に述べた界面直下での乱れの低下はこの内部波の減少によるところが大きいと考えられる。

3.2 密度分布と内部波

今回の実験では 図-1 の測定部 ③ において静止した真水層の下に塩水を流しているの、この ③ の部分の上・下の界面で上層水の連行 (entrainment) を生じる。このためそのまま放置すると、③ の部分では上層水が減少した分だけ上・下の界面が上昇すると共に、下層の濃度は少しずつ減少し、一方、界面のすぐ上には測定部の下流側から中間密度層を生じて、この中間層はしだいに上流側へと進行して行く。図-21 には中間層を生じた場合の密度分布の例を示す。

密度分布や流速分布を測定するためには実験条件を一定に保つ必要があるの、実際には主として測定部下流端の界面付近においた吸水口 (図-1 の ⑦) から中間層を生じないように必要最低限度の流量の水を排水し、一方、真水と塩水とはそれぞれ適量だけ補給して下層流の高さ (h) を厳密に一定に保った。この場合、上層水の表面までの高さ (H) もほぼ一定に保ったが、界面での連

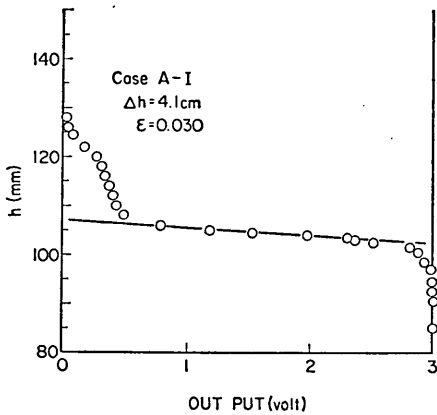


図-21 中間層のある密度分布の例

行量が多い場合には下層水の濃度の微小な減少は防げなかった。

本実験における密度分布の測定例として、図-22 には界面での連行量が小さいケース A-II での結果、図-23 にはケース B' におけるもっとも連行量が大きい場合の測定結果を示す。図-22 の例の場合には界面に内部波はあまり生じていないため、界面付近における塩分濃度の変動は比較的小さく、濃度計の出力は深さに対して直線的に変化している。図-23 の結果はすぐ後に述べる内部波がもっとも大きい場合のものであるため、界面付近の濃度は時間とともに大きく変動しているが、やはり平均出力は深さに対しほぼ直線的に変化している。次節で述べる連行速度の測定には、このように塩分濃度計の出力が界面付近では深さに対し直線的に変化することを利用して。なおこの連行速度の測定時には図-1の⑦の

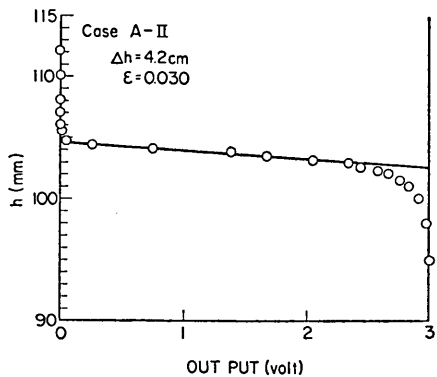


図-22 密度分布 (Case A-II, $\Delta h=4.2$)

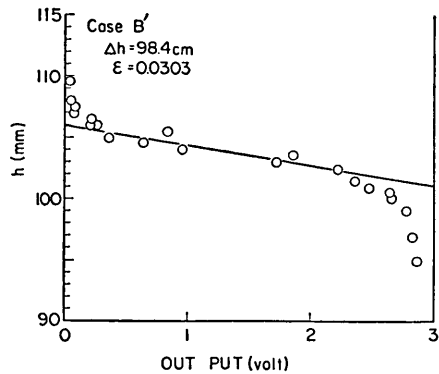


図-23 密度分布 (Case B', $\Delta h=98.4$, 給排水有り)

部分からの排水は完全に止めているので濃度分布が変化するのではないかという疑問が生じる。この点を調べるため、真水と塩水の補給ならびに図-1の⑦からの排水は止め、連行量に相当するだけの(やや濃度の小さい)塩水を図-1の⑤の部分から排水して界面の高さを一定に保った場合の密度分布の測定結果を図-24に示す。これは図-23の分布を測定した直後に連行速度を測定し、次に4~5mm上昇していた界面を元の高さに戻すとともに中間層を除去して3~4分以内に測定したものである。図-24の中の黒丸の点は一旦分布を測定した後で2度目に測定したときのことで、界面のすぐ上に中間層が発生し始めていたことを示している。図-23と図-24の結果を比べると界面付近の密度勾配はほとんど同じであり、このことから後に述べる連行量の測定方法にはあまり問題はないと考えられる。

成層流の性質を表わす無次元数としては局所リチャー

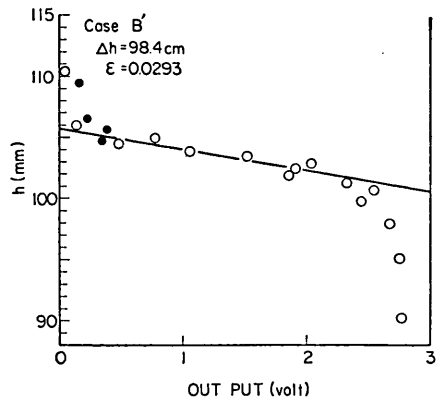


図-24 密度分布 (Case B', $\Delta h=98.4$, 給排水無し)

ドソン数 R_i やフラックス・リチャードソン数 R_f があるが(たとえば日野¹⁾参照), これらは流れを代表する単一のパラメータではない。これに対して2層流の場合, (1)式で定義される層平均リチャードソン数(overall Richardson number) R_{i*} は流れを代表する単一の無次元量であるため^{1), 10)}, 2層流の特性をよく表すことが多い。

$$R_{i*} = \varepsilon g h / \bar{U}^2 \quad (1)$$

ここに $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$, g は重力の加速度, h は主流の高さ, \bar{U} は主流の平均流速である。

Lofquist⁷⁾ にならって密度分布の特性長 l_p を

$$l_p = \frac{4\rho}{(\partial\rho/\partial z)_{\max}} \quad (2)$$

で定義する。ここに $4\rho = \rho_2 - \rho_1$, $(\partial\rho/\partial z)_{\max}$ は密度勾配の最大値で, 図-22~24 の中に示した直線の勾配として

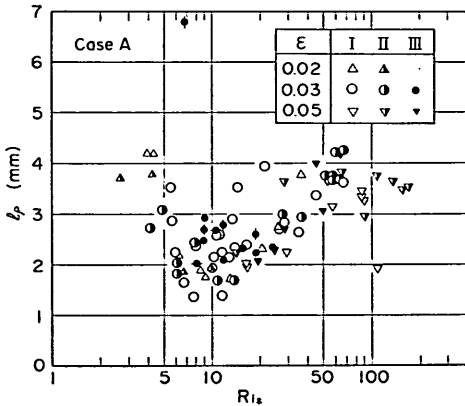


図-25 l_p の変化 (Case A)

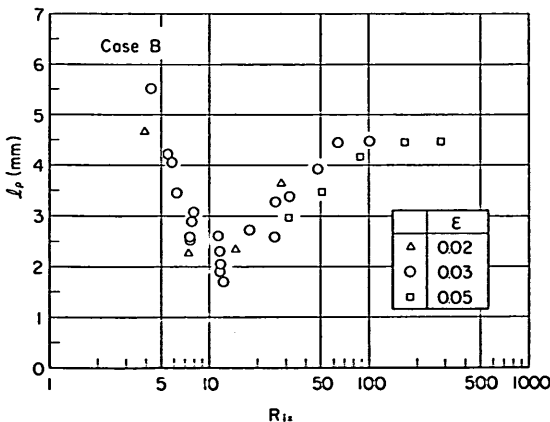


図-26 l_p の変化 (Case B)

求めている。図-25 と 図-26 はケースAとケースBのそれぞれにつき求めた l_p の値を層平均リチャードソン数 R_{i*} に対してプロットしたものである。Lofquist⁷⁾ の実験における43回のRunの l_p の値は3.5 mm~7.1 mmの範囲にあり, 平均値が5.3 mm, 標準偏差は0.082 mmで, 流速や密度によってあまり変化していない。これに対して 図-25, 26 に示したわれわれの実験における l_p の値は, 全体的に Lofquist の実験における値より小さく, しかも R_{i*} に依存してケースAではほぼ $R_{i*} = 10$ 前後, ケースBでは $R_{i*} \approx 12$ 程度で最小となっている。このように R_{i*} によって l_p が変化する理由は次のように説明できるであろう。まず, 流速分布と温度分布とが相似である¹⁷⁾ のと同様に, 密度分布もある範囲まで流速分布と相似であると考え, 平均流速の増加 (R_{i*} の減少) と共に界面付近の流速勾配も増加するので, それにともなって $(\partial\rho/\partial z)_{\max}$ が増大すると考えられる。一方すぐ後に示すように, R_{i*} がある程度以下になると界面に内部波が立ち始め, R_{i*} の減少とともに内部波の波高は大きくなるので界面での連行がはげしくなり, それにともなって $(\partial\rho/\partial z)_m$ は減少する。この密度勾配の変化がそのまま 図-25, 26 の結果に表われたものである。Lofquist の実験における l_p の値には上に述べたように実験条件による変化があまり見られず, Lofquist⁷⁾ の実験データを再度解析した Csanady⁹⁾ も, l_p は流速や密度によって変化せず, 実験装置の寸法によって決る量らしいと述べているほどである。このような l_p に関するわれわれの実験結果との不一致の原因は不明であるが, あえて言えば, Lofquist は密度分布を測定するのに鉛直方向に配置した外径 1.6 mm の 14 本の管を使って, 1 分間で 200 cm³ の水を吸出しており, この測定方法の違いに原因があるのかも知れない。Lofquist⁷⁾ は \bar{l}_p (l_p の平均値) と 4ρ を使って, 測定したすべての Run の密度分布を無次元化してプロットし, それらの測定値がバラツキはあるけれども (図-10 の表わし方を用いると) 全体としては

$$\frac{\rho - \rho_1}{4\rho} = \frac{1}{2} [1 + \tanh(2z/\bar{l}_p)] \quad (3)$$

の関係がよく表わされることを示している。図-27 (a), (b) は比較のために, ケースAおよびケースBごとにそれぞれいくつかのRunでの密度分布を, \bar{l}_p の代りに各Runでの l_p の値を用いて無次元化して示したもので, 図中の曲線は(3)式の関係を示している。まずケースAの測定値とこの曲線とを比較すると, われわれの密度分布の方が上層部 ($z < 0$) では勾配がやや大きい, 下層

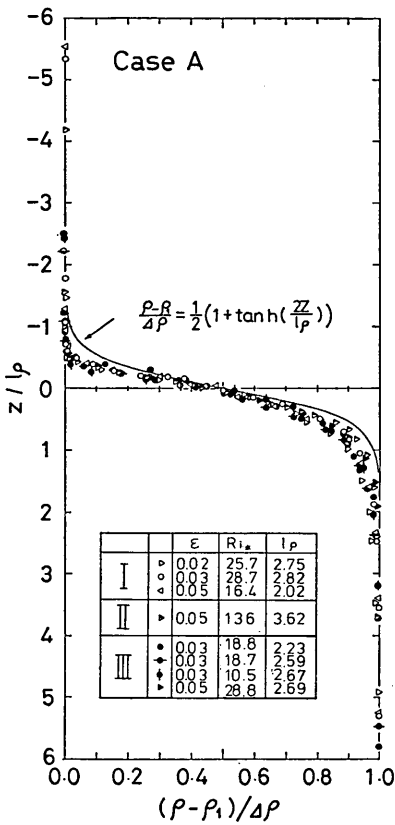


図-27 (a) 密度分布の無次元表示 (Case A)

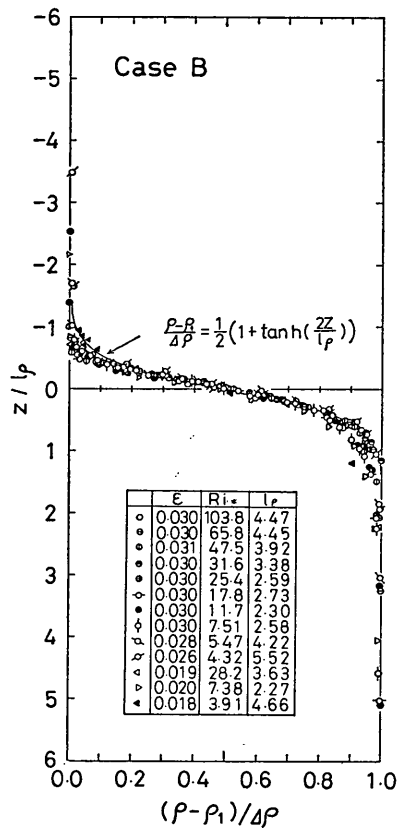


図-27 (b) 密度分布の無次元表示 (Case B)

部 ($z > 0$) では逆にややゆるやかな変化を示している。一方ケースBでの結果は、上層ではやや(3)より急な勾配を示すが、下層部の分布は(3)との一致がかなり良くなっている。無次元化された密度分布がこのようにケースAとケースBとでやや異なる原因として考えられることは、実験時における(図-1の(7)から)の中間層の抜水量が、ケースAの場合に少し多すぎたのではないかとということである。すなわち吸水量が多いと界面のすぐ上の密度勾配は過度に大きくなり、その分だけ l_p の値が小さくなるため、それが 図-27 (a) に見られる下層の密度分布のずれとなったのではないかと考えられる。ケースBの実験においては抜水流量をたびたび測定して、多くても $25.0 \text{ cm}^3/\text{s}$ で、可能な限り少くしており、その量はケースAの実験時よりは少くなっていたはずである。ケースAとケースBの密度分布の違いには全体的にみた乱れの相違も関係あるはずであるが、この点については明らかではない。

ケースAの実験の結果、界面に生じる内部波が密度分布や進行係数と深い関係のあることが予見されたので、ケースBの実験においては2.3で述べた内部波高計を使って内部波の定量的測定を行った。実際にはケースAでも、図-6に示した例のように塩分濃度計を使って界面変動のデータがある程度とっていたが、予想していたように、それらは内部波のデータとしてはあまり完全なものではないことがわかった。すなわち、図-28の(a)と(b)はケースBの $\Delta h = 60.0 \text{ cm}$ の場合に濃度計と内部波高計の検出部を横に並べて測定した内部波の記録であるが、(a)の濃度計のデータは充分に波形を再現していないことがわかる。図-29は図-28(a),(b)のデータから計算した内部波のスペクトルであるが、低周波数においても両者の結果には差があり、約 1.0 Hz 以上になるとその差はさらに大きくなっている。

図-30はケースBにおいて流量を $\Delta h = 30 \sim 70 \text{ cm}$ と7段階に変えたときのB'点における内部波のスペクトル

下層2層流についての実験的研究

ルの変化を示している。この図でわかるように、流速が大きくなって内部波のパワーが大きくなると、その高周波部分のスペクトル密度は、椿・小松ら^{18),19)}が成層密度

噴流や上層2層流に関する理論と実験で見出したのと同様に、 $f^{-13/3}$ に比例して減少している。

図-31 はケースBとケースB'において $\epsilon=0.03$ の条

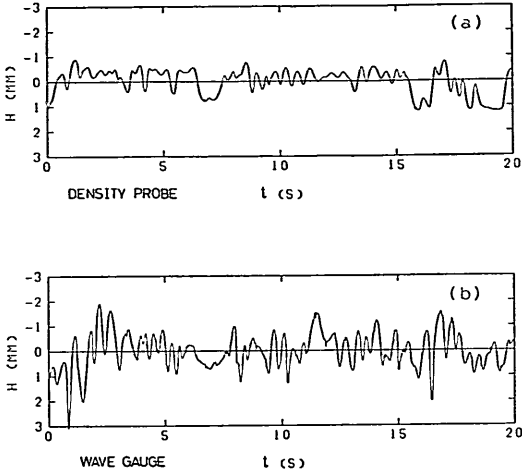


図-28 塩分濃度計と内部波高計の出力の比較例 (Case B, $\Delta h=60.0$)

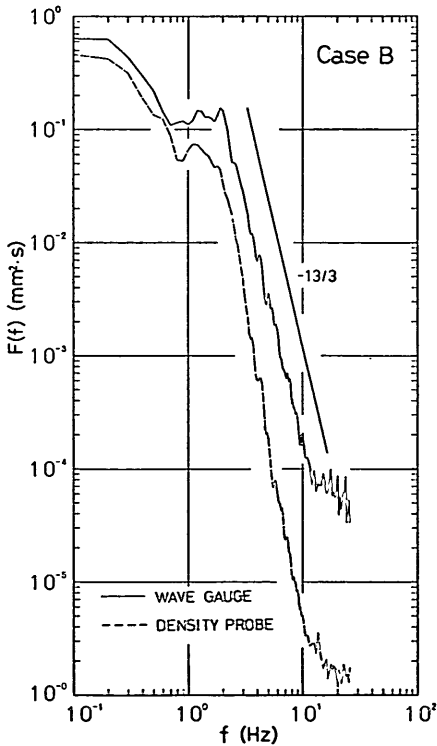


図-29 濃度計と波高計の記録のスペクトル

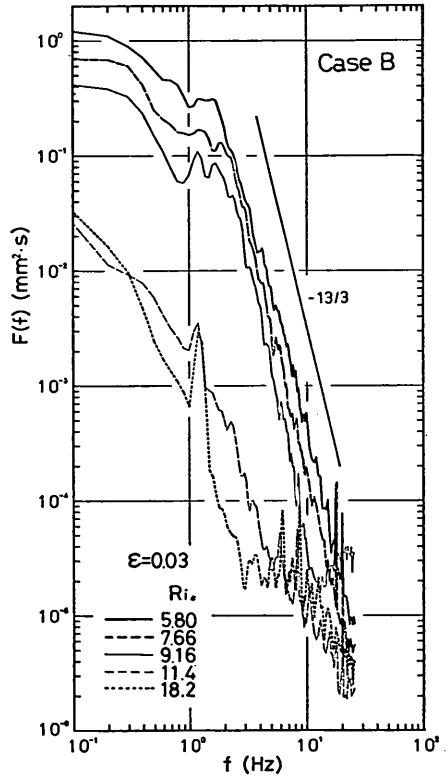


図-30 内部波のスペクトル (Case B, $\Delta h=30\sim 70$)

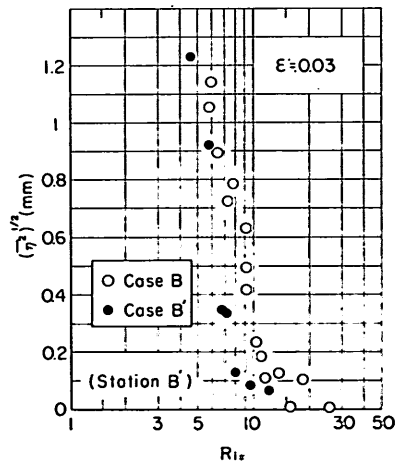


図-31 内部波の σ^2 の変化 (Case B, B')

件で流量を変化させたときの B' 点における内部波の波高を、界面の時間変化 $\eta(t)$ の r.m.s. 値 $(\overline{\eta^2})^{1/2}$ によって表わし、層平均リチャードソン数 R_{i*} に対してプロットしたものである。この図は、同じ流速の場合には乱れが小さいケース B' の方が内部波の波高は小さいこと、および、流速がしだいに増加したときケース B では $R_{i*} \approx 12$ くらいから、ケース B' では $R_{i*} \approx 8$ くらいから急激に内部波の波高は増大することを示している。このケース B での急激な内部波の発生に対応する R_{i*} の値は、まさしく 図-26 に示された l_p が最小となる R_{i*} の値に対応しており、前に述べた R_{i*} に対する l_p の変化の説明を支持している。また 図-25 のケース A と 図-26 のケース B とで l_p を最小にする R_{i*} の値に多少の差が見られる理由も、図-25 のデータのうち大半を占めるケース A-I とケース A-II での乱れはケース B よりも小さいということと、図-31 に示された乱れの大・小による内部波の発生の方の違いつから説明できる。ちなみに 図-25 を注意して見ると、乱れの大きいケース A-III における l_p の値はほかよりもっと大きい R_{i*} の値で最小となっていることがわかる。

3.3 連行係数

一般に 2 層界面での連行量を表わす連行係数 E は

$$E = W_e / U_i \quad (4)$$

で定義される。ここに W_e は界面の連行速度、 U_i は代表流速または乱れのスケールである。風による温度躍層の低下をシミュレートするせん断流型の実験 (Phillips²⁰ 参照) では、 U_i としては表面に加ええられる摩擦速度 u_{*s} が用いられるが、今回の実験では通常の 2 層流の場合と同様に、 U_i としては主流である下層流の平均流速 \bar{U} を用い、

$$E = W_e / \bar{U} \quad (5)$$

によって連行係数を計算する。

従来、せん断流型の実験では、連行係数 E は層平均リチャードソン数 R_{i*} のみの関数として表わされており (たとえば日野¹⁾ 参照)、従来の実験では

$$E \propto R_{i*}^{-1} \quad (6)$$

の関係がえられている場合が多い。著者らも表面せん断力による成層流の混合の実験を以前に行っており²¹⁾、その場合 R_{i*} と E の定義には \bar{U} の代りに u_{*s} を用いているが、ほぼ $15 \leq R_{i*} \leq 250$ の範囲について (6) 式の関係を見出ししている。一方その後同じ装置を使ってもっと広い範囲 (10^3 の上まで) の R_{i*} について実験を行った Kantha ほか²²⁾ は、(6) 式のような単純な関係が成り

立つのではなく、 R_{i*} の増加とともに E は急速に減少することを示している。

ところで 1 つの実験でリチャードソン数 R_{i*} の広い範囲の測定を行うことはむづかしいので、芦田・江頭²³⁾ は何人かの研究者の異なる実験でのデータを組合せて

$$E = 1.5 \times 10^{-3} R_{i*}^{-1} \quad (7)$$

の関係を導いているが、この中には Lofquist⁷⁾ の下層 2 層流のデータも使われており、今回の実験の目的からも、著者らはこのような方法は問題があると考えている。

また須賀・高橋⁹⁾ は実河川や大型水路での塩水くさびの実験からえられた膨大な数のデータから次のような実験式を得ている。

$$E = 2.0 \times 10^{-3} R_{i*}^{-3/2} \quad (8)$$

その後、高橋・須賀²³⁾ はこのデータとさらに追加したデータを再検討して、 R_{i*} の範囲を分割し、

$$\left. \begin{aligned} 0.04 \leq R_{i*} \leq 2 \text{ のとき} & E = 3.5 \times 10^{-3} R_{i*}^{-1} \\ 2 \leq R_{i*} \leq 4 \text{ のとき} & E = 2.0 \times 10^{-2} R_{i*}^{-3.5} \\ 4 \leq R_{i*} \leq 400 \text{ のとき} & E = 5.0 \times 10^{-4} R_{i*}^{-1} \end{aligned} \right\} (9)$$

という関係を提案している。この高橋・須賀²³⁾ のデータのリチャードソン数 R_{i*} は (1) 式と同じく \bar{U} で定義されているので、 $R_{i*} = 400$ というのは Kantha ほか²²⁾ の u_{*s} を使った場合の $R_{i*} = 10^3$ よりもはるかに大きいリチャードソン数に相当すると考えられるが、Kantha らの結果に見られるリチャードソン数が増加すると連行係数 E の減少の割合が急激になるという傾向は全くみられない。

このように従来の研究では、連行係数 E が層平均リチャードソン数 R_{i*} のどのような関数で表わされるかということだけが主として問題とされていた。一方、最近 Kit ほか¹⁴⁾ は、2 層流の表面に moving screen でせん断力を加えた場合より、風でせん断力を加えた場合の方が連行係数はほぼ 1 けた大きいことを見出ししており、これは主流のもつ乱れが大きくなると 2 層界面での連行係数も大きくなることを示唆したものである。今回の実験では、この連行係数に及ぼす乱れの影響を確認するため、ケース A については 表-1 に示したように下層流の乱れを 3 段階に変えて (図-13~16 参照) 連行係数の測定を行ったが、その結果を 図-32 に示す。ただしケース A-III-a, a' では平均流速のとり方がむづかしいので、この図の連行係数 E_m と層平均リチャードソン数 R_{i*m} は平均流速 \bar{U} の代りに最大流速 U_{max} を用いて計算してあり、参考のため図中に示した Lofquist の測定結果も同様に換算してある。図-32 の結果は明らかに

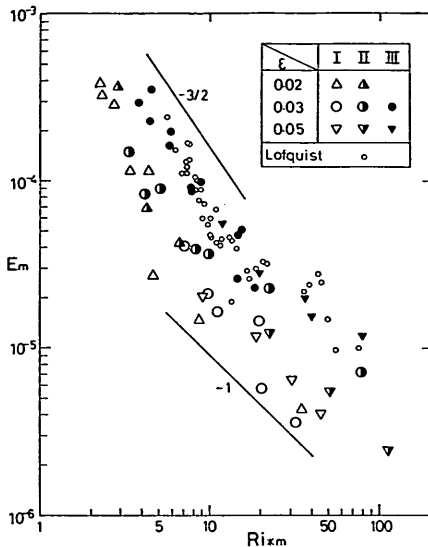


図-32 E_m と Ri_{*m} の関係 (Case A)

$$E_{mI} < E_{mII} < E_{mIII} \quad (10)$$

すなわち下層流の乱れが大きいほど連行係数も大きくなることを示している。また、ほぼ $Ri_{*m} > 10$ の範囲では各ケースとも

$$E_m \propto Ri_{*m}^{-1} \quad (11)$$

のような変化を示すが、ほぼ $Ri_{*m} < 10$ では

$$E_m \propto Ri_{*m}^{-3/2} \quad (12)$$

となる傾向が見られる。ケース B の測定結果と比較するために、ケース A-III-a とケース A-III-a' ではそれぞれ粗度の高さ (19 mm) とその 1/2 だけ下層流の高さを減らして平均流速 \bar{U} を求め、式 (1) と (5) の通常の変数に従って計算した Ri_{*} と E を用いて 図-32 をプロットし直すと 図-33 のようになる。図中の破線はケース B での測定結果にあてはめた実験式 (14) を示しているが、リチャードソン数 Ri_{*} が小さいときのケース A の連行係数の値はケース B より大きくなり、しかも Ri_{*} に対する変化の割合が大きいことがわかる。

次に 図-34 にはケース B の実験における連行係数の測定結果を示しているが、この図には金網を入れて乱れを低下させたケース B' での測定結果も示してある。まずケース B の測定結果に注目するとほぼ直線分布をしていることがわかるので、

$$E = a_1 Ri_{*}^{b_1} \quad (13)$$

の関係を変数法で最小 2 乗法で a_1, b_1 の値を求めてみると $a_1 = 9.99 \times 10^{-4}$, $b_1 = -0.996$ が得られた。すなわちケース B の連行係数を表す実験式は

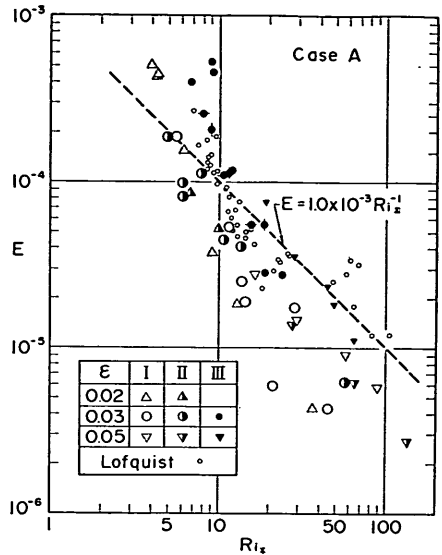


図-33 連行係数 E と Ri_{*} との関係 (Case A)

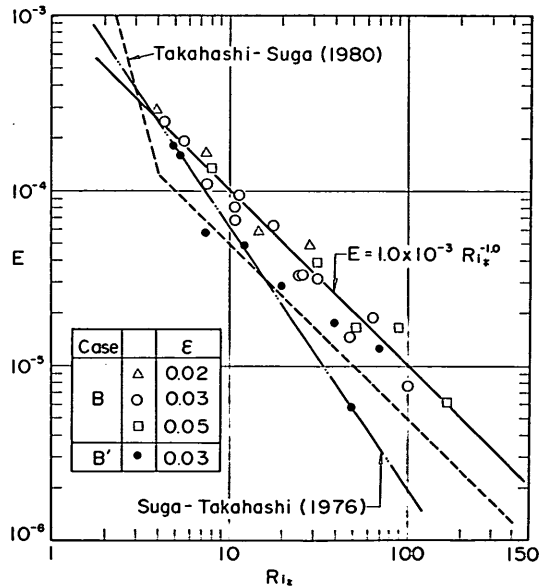


図-34 連行係数 E と Ri_{*} との関係 (Case B)

$$E = 1.0 \times 10^{-3} Ri_{*}^{-1.0} \quad (14)$$

となるが、この関係は 図-34 の中に実線で示してある。次にケース B とケース B' の結果を比較すると明らかにケース B の連行係数の方が大きく、ケース A について見いだされた連行係数に及ぼす乱れの影響は 図-34 の結果からも確認できる。ここで注目されるのは層平均リッ

ャードソン数 R_{i*} が小さくなるとケースBとケースB'の連行係数に差がなくなる傾向がみられることで、**図-32, 33** に示したケースAの測定結果にもやや同様の傾向が見られる。

この原因について考察すると、まず、前に述べたように乱れが大きいほど界面の内部波は大きくなり、それにほぼ比例して連行係数も大きくなる。一方、流速がある程度より大きくなると、主流の乱れがどうであれ、界面の不安定性によって内部波が生じてくるため、乱れの大・小がそれほど連行係数の大きさに影響しなくなってくるものと考えられる。

3.4 乱れの特性

Single probe で測定した各ケースの乱れの分布については**図-12~20**にそれぞれ示してあるので、ここではケースBにおいてX-probeとV-probeを使って測定した $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $-\overline{u'w'}$ の鉛直分布を**図-35~38**に示す。い

ずれも $\epsilon \approx 0.030$ の場合についてB'点で測定したもので、**図-35**と**図-37**はX-probeによるもの、**図-36**と**図-38**はV-probeによる結果である。2方向流速成分の測定にはV-probeが使われている場合が多いのでわれわれもそれを使ってみたのであるが、界面や底面の近くのように速度勾配の大きい場所では2チャンネルの出力から求めた平均流速にかなりの差が出て、測定誤差が大きくなることがわかった。たとえば $\Delta h = 60$ cm の場合に**図-38**のV-probeの結果では界面付近で $-\overline{u'w'}$ がかなり大きな値を示すが、これは測定誤差によるものようで、その付近でもっと小さな値を示す**図-37**(図中の黒四角の点は別のRunの $-\overline{u'w'}$ の結果)のX-probeの結果の方が信頼性が高い。 $\Delta h = 40$ cm についての**図-36**と**図-35**の結果についても同様のことがいえる。下層全体について見ると、 $-\overline{u'w'}$ は $z=0$ から $z \approx 50$ mmあたりまでは正の値をもち、それ以下では負の値をも

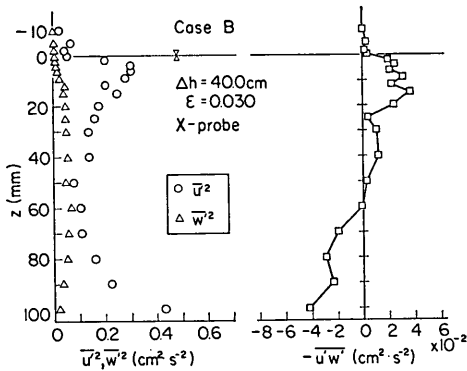


図-35 2方向乱れ成分の測定結果 ($\Delta h = 40$, X-probe)

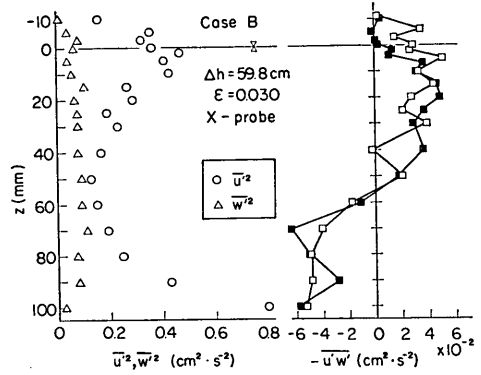


図-37 2方向乱れ成分の測定結果 ($\Delta h = 60$, X-probe)

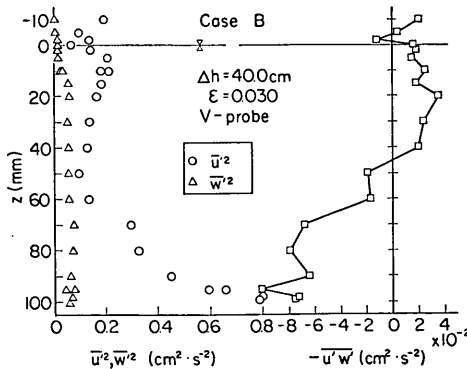


図-36 2方向乱れ成分の測定結果 ($\Delta h = 40$, V-probe)

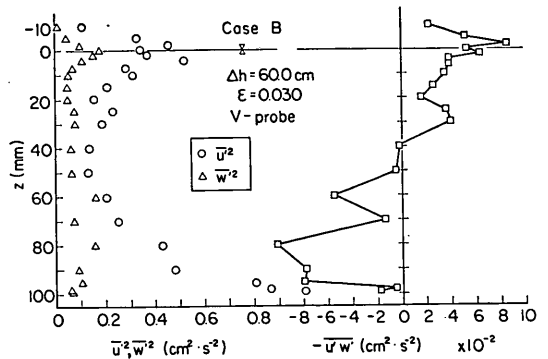


図-38 2方向乱れ成分の測定結果 ($\Delta h = 60$, V-probe)

下層2層流についての実験的研究

つ。これは界面が固定壁の場合、すなわち管路などのレイノルズ応力の分布と同様であるが、界面にそれほど接近しない $z=10\sim 15$ mm 付近から界面へかけて $-\overline{u'w'}$ の値が減少するのは管路などの結果 (例えば Laufer²⁴⁾ 参照) とは少し異っており、これは2層流に特有の性質かも知れない。

$\overline{u'^2}$ と $\overline{w'^2}$ の値について見ると、 $\overline{w'^2}$ は下層全体を通じて小さいが、浮力効果が卓越する界面付近では特に小さく、これは後で述べるような2層界面が固定壁に近い働きをしているとの考えの大きな根拠となっている。一方 $\overline{u'^2}$ は界面のすぐ下と底面の近くで大きな値を示す。図-36 等では界面より上 ($z < 0$) でも $\overline{u'^2}$ はかなり大きな値を示しているが、この上層部の $\overline{u'^2}$ は乱れというよりも周期の長い流速の変動により生じたもので、これは下層部の乱れとはやや性質を異にしている。

次に u' , w' スペクトルの測定例として、図-39~41 には図-35 に示した Run の $z=2, 12, 50$ mm での結果、図-42~44 には図-37 に対応する $z=2, 10, 50$ mm での結果を示す。一般に2層流の界面に現われる内部波としては、波速が界面での流速より速く波長の短い波と、波速が流速より遅く波長の長い波との2つがあるこ

とが知られているが^{19), 25)}、図-39 ($\Delta h=40$ cm, $z=2$ mm) のスペクトルの $f=3.0$ Hz での極大値が (図-31 から

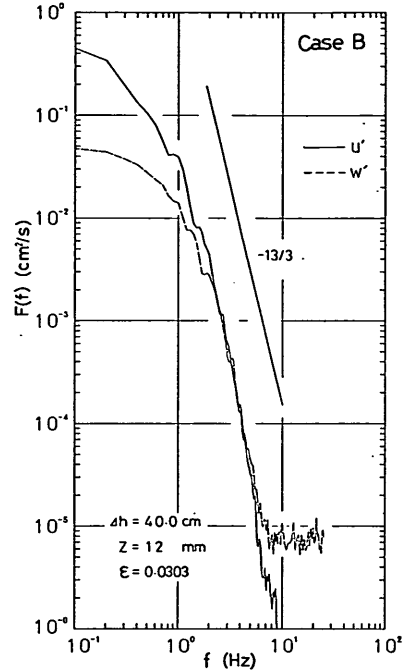


図-39 u' と w' のスペクトル ($\Delta h=40$, $z=12$ mm)

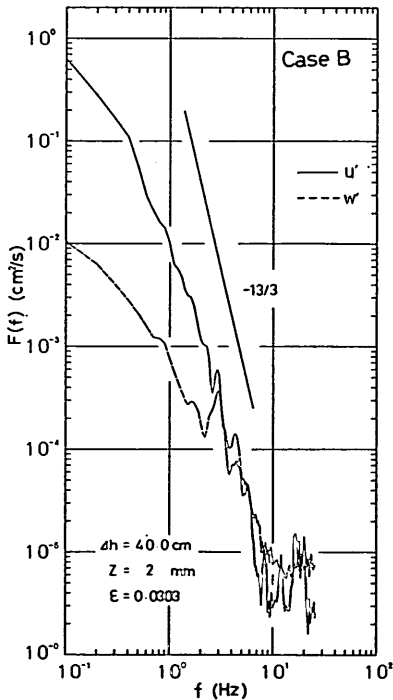


図-39 u' と w' のスペクトル ($\Delta h=40$, $z=2$ mm)

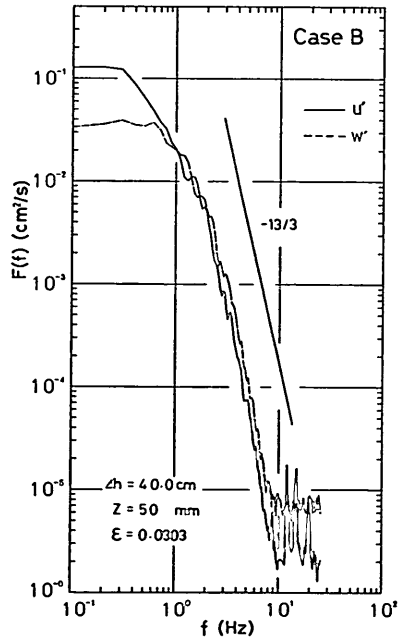


図-41 u' と w' のスペクトル ($\Delta h=40$, $z=40$ mm)

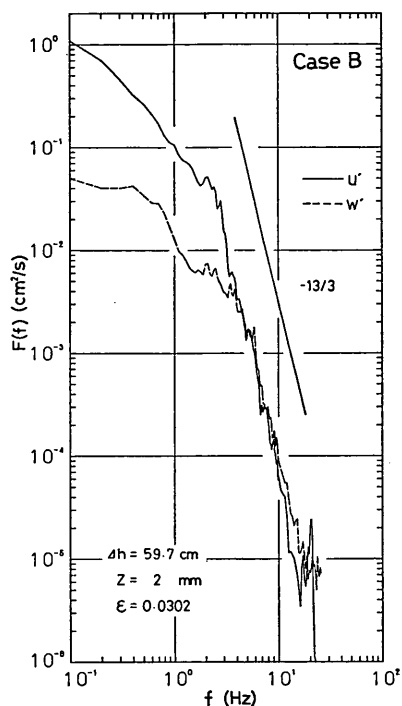


図-42 u' と w' のスペクトル ($\Delta h \approx 60$, $z = 2$ mm)

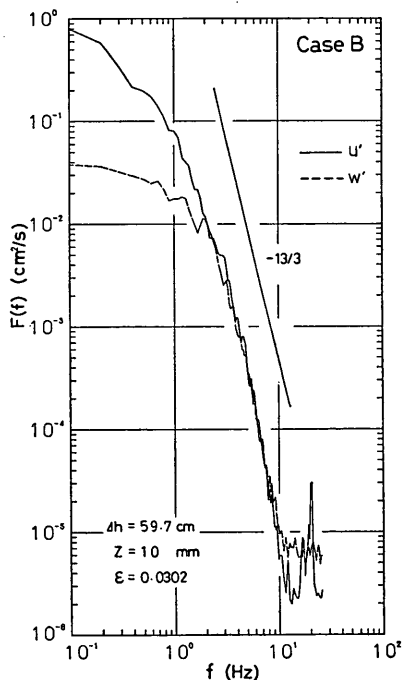


図-43 u' と w' のスペクトル ($\Delta h \approx 60$, $z = 10$ mm)

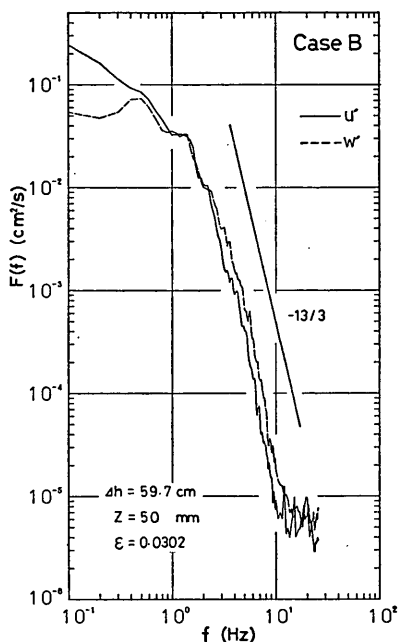


図-44 u' と w' のスペクトル ($\Delta h \approx 60$, $z = 50$ mm)

わかるように波高が極めて小さいため目視では確認できなかったがこの波速の速い方の波に対応するのではないかと考えられる。図-42 ($\Delta h = 60$ cm, $z = 2$ mm) の場合には目立った極大値が見られないが、これはこの場合の内部波が広い範囲の波長の波になっていて卓越周波数が明りょうでないためである。また界面に近いほど低周波数部分で u' スペクトルは w' スペクトルより大きなパワーを示すが、高周波数部分で両者のパワーはほぼ等しく、その減少の割合は椿・小松¹⁸⁾が導いた $-13/3$ 乗則によく一致している。図-41 と 図-44 に示した $z = 50$ mm での u' および w' スペクトルの高周波数部分では、 w' の方がやや大きめの値を示しているが、図-44 の場合には2つのチャンネルから求めた平均流速の値はよく一致しており、この差が生じた原因についてはよくわからない。

3.5 流速分布への対数法則の適用性

上・下層の内部境界面上層及び下層の流れに対して固定面と類似の効果をもつことはすでに Lofquist²⁾ によって示唆されていたが、この点に関して彼はあまり詳しく検討してはなかった。最近 Csanady⁹⁾ は Lofquist の実験データを再検討し、界面近くの流れにおいては分子動粘性係数 ν より大きい有効動粘性係数 ν_e を導入することにより、 $u_* z / \nu_e$ が大きいところで流速分布は普

通の対数法則

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* z}{\nu_e} \right) + B_1 \quad (15)$$

(B_1 : 定数) に従うことを示した。

一方, 日野¹⁰⁾は塩水くさびを生じている 2 層流に Monin-Obukhov 理論を適用し, Monin-Obukhov 長さ L と無次元高さ ζ を

$$L = \frac{\rho u_*^3}{\kappa \Delta \rho g W_e} \quad (16)$$

$$\zeta = z/L \quad (17)$$

と定義すると, 界面上の流速分布は

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + c(z-z_0) \right] \quad (0 < \zeta \leq 1) \quad (18)$$

と表わされることを示した。ここに $c = \beta/L$ (β : Monin-Obukhov 係数) で, (18) 式は log+linear 則と呼ばれる。日野・萩原¹¹⁾は, $\zeta \geq 1$ の強不安定域について Monin-Obukhov 理論では直線則としていたが, 最近の実測によれば, むしろ“単純対数則”

$$U(z) = \frac{(1+\beta)u_*}{\kappa} \ln z \quad (19)$$

が成立するとしている。そして (18) 式は $z \rightarrow z_0$ のとき

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (20)$$

となることから, これが成立する範囲を第一対数領域, (19) 式が成立する範囲を第二対数領域と呼んだ。日野他¹²⁾によると第二対数領域における u_* は log+linear 則領域の u_* に等しく, 彼等の実験における β の範囲は 0.4~1.7, その平均値は 1.0 となっている。

これらの対数法則が使えれば, 従来測定できなかった内部境界面での抵抗係数 $f_i (= 2u_*^2/\bar{U}^2)$ を流速分布の測定結果から求めることができ便利である。しかるに対象としているのが下層 2 層流と上層 2 層流の違いはあるけれども, Csanady の方法と日野らの方法とでは, 求まる u_* の値に ($\beta = 1.0$ として) 約 2 倍の差が出ることになる。

この問題点を検討するために, 今回の実験では特に界面付近の流速分布を詳しく測定した。まずケース A-I における B 点で測定した下層流の流速分布 4 例を片対数紙にプロットしたのが 図-45, 46 であるが, 図-46 では上・下 2 つの分布に対して少しずらした別のタテ座標が使っている。いずれの Run の場合も界面から 1.5~2 mm 以上の距離で対数的分布をしており, その部分を対象に図中に直線が引いてあるが, 一方それより界面に近い部分の流速は, この直線から大きくはずれる。これら 4 つ

の Run の界面のごく近傍の流速分布を普通目盛でプロットしたのが 図-47 であるが, いずれの場合も界面をはさむ 3~5 mm の層で流速は深さに対して直線的に変化

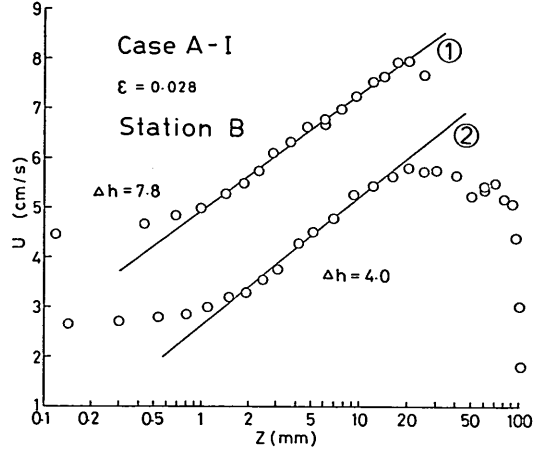


図-45 流速分布 (Case A-I)

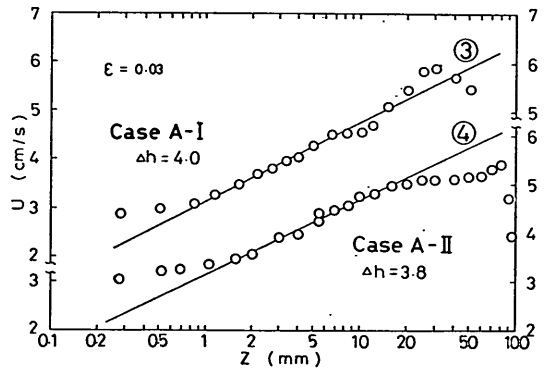


図-46 流速分布 (Case A-I, A-II)

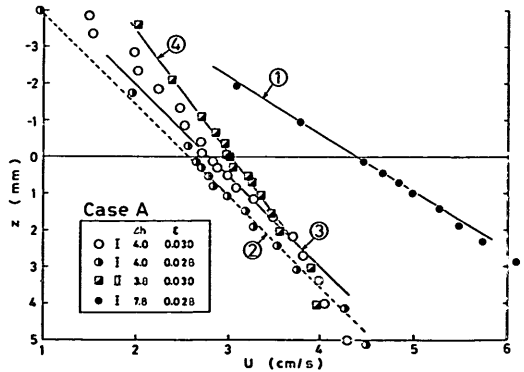


図-47 界面付近の流速分布 (Case A)

している。図-45~47 からわかるように、今回の下層 2 層流の流速分布には、日野・萩原¹¹⁾が述べた第一対数領域は存在しないようである。なおこのケース A の場合には、前に述べたように実験条件が悪いため、後で述べる(21)~(24) 式による u_* の計算方法が適用しにくいので、図-45, 46 の直線分布と(15)あるいは(19) 式との関係についての検討はやめて、この点についての定量的検討は後のケース B の結果について行う。

ここで後の計算のためと比較のために、 $\epsilon=0.03$ の場合のケース A-I とケース B における界面勾配 $\partial h/\partial x$ の測定結果をそれぞれ図-48 と図-49 に示す。これらの図の横座標には流量の指標であるベンチュリーの差圧 Δh

(cm) と下層流の断面平均流速 \bar{U} (cm/s) とが共に示してあるが、同じ \bar{U} の値に対する $\partial h/\partial x$ の値は、ケース A-I の方がケース B よりも約 2 倍だけ大きく、これはケース A の方が側壁の影響が大きいことを示している。

図-50~53 にはケース B の流速分布の測定結果の一部を示すが、この場合にもほぼ $z=1.5\sim 15$ mm の範囲で対数的な分布をしており、その部分を対象にして図中に直線が引いてある。また $\Delta h=40$ cm の 3 回の Run と $\Delta h=60$ cm の 3 回の Run の界面付近だけの流速分布を普通目盛でプロットしたのが図-54 であるが、この場合それぞれの Run の測定値にはバラツキが多いが、全体として見ると流速の値も一致しており、界面付近では

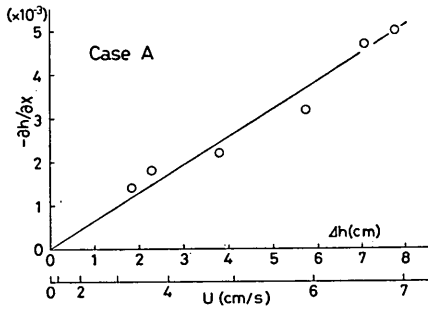


図-48 界面勾配の測定結果 (Case A-I)

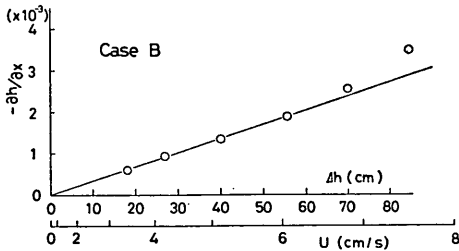


図-49 界面勾配の測定結果 (Case B)

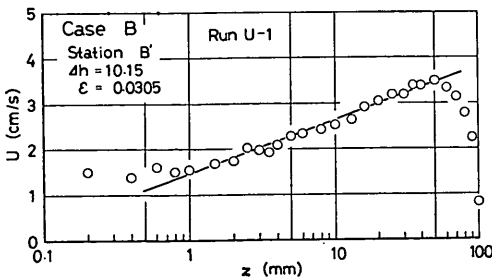


図-50 流速分布 (Case B, $\Delta h=10.2$)

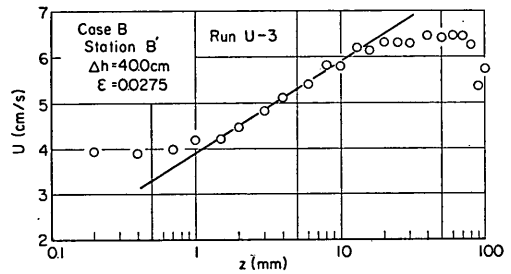


図-51 流速分布 (Case B, $\Delta h=40.0$)

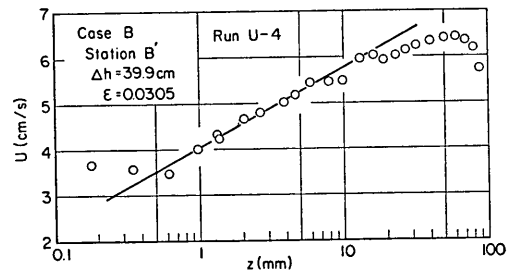


図-52 流速分布 (Case B, $\Delta h=39.9$)

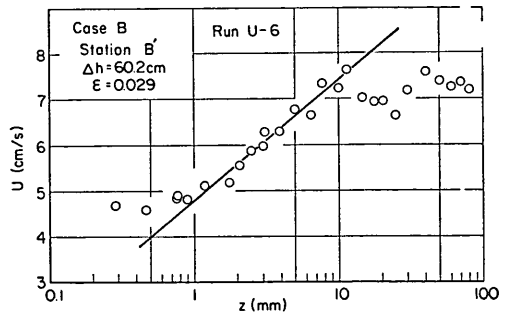


図-53 流速分布 (Case B, $\Delta h=60.2$)

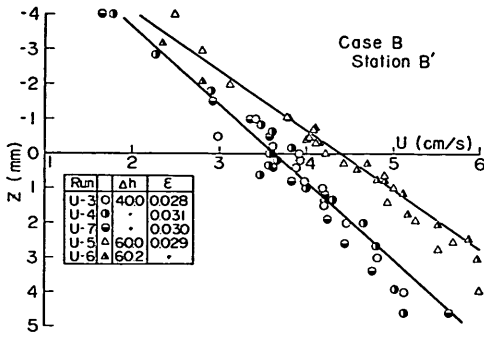


図-54 界面付近の流速分布 (Case B)

図-47 に示したケース A の場合と同様に深さに対して直線的な分布を示している。

ところで Lofquist⁷⁾ に従うと、界面に働くせん断力 τ は次の関係から求められる。

$$\tau = \int_{h_0}^{z'} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_w}{b} + \rho \bar{u} \right) dz' \quad (21)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g(\frac{\partial h}{\partial x})(\rho - \rho_i) \quad (22)$$

$$\tau_w = 5.11(10^{-3}b\bar{u}/\nu)^{-1/4}\rho\bar{u}^2 \times 10^{-3} \quad (23)$$

$$\bar{u} = -\frac{\bar{u}^2}{h} \frac{\partial h}{\partial x} - W_e \frac{\partial \bar{u}}{\partial z'} \quad (24)$$

ここに z' は底面から上向きにとった座標、 $z'=h_0$ は $\tau=0$ の高さ、 \bar{u} は幅方向の平均流速、 $\partial h/\partial x$ は界面こう配、 τ_w は側壁に働くせん断力、 b は水路幅の 1/2 である。

Lofquist⁷⁾ は (21) 式の積分の下限としては流速分布が最大値をとる高さを用いている。われわれの実験結果では、たとえば 図-51, 52, 53 のいずれの場合でも流速が最大になる高さはあまり明確ではなく、流速分布だけから h_0 を決めようとすると、計算された τ の値はかなり不確かなものとなる。しかし 図-35~38 に示したようにレイノルズ応力 $-\bar{u}'w'$ の分布を見ると、 $z=50 \pm 5$ mm で確実に $-\bar{u}'w'=0$ となっているのでこれを (21) 式における $z'=h_0$ の高さとする ($h_0=h-50$ mm)。

ケース B での流速分布に対する前述の対数法則の適用性を検討するため、図-50~53 の直線部に (15) 式をあてはめて求めた u_* の値を u_{*1} とし、一方 (21)~(24) 式に測定した $\partial h/\partial x$ 、 W_e 、 $\rho(z)$ などの値を代入して計算した τ からえられる u_* の値を u_{*2} としてそれぞれ表-2 に示す。図-55 はこの u_{*1} と u_{*2} の関係をプロットしたものである。これらの表や図からわかるように $\Delta h=60$ cm の場合を除いて非常に良く $u_{*1}=u_{*2}$ の関係が成立している。このことは、今回の下層 2 層流に対し

表-2 u_* の比較 (Case B)

Run	Δh	$10^2 \epsilon$	\bar{U}	u_{*1}	u_{*2}	$10^3 f_i$
1	10.2	3.05	2.59	0.204	0.191	12.4
2	26.0	3.10	4.15	0.275	0.280	8.78
3	40.0	2.75	5.14	0.346	0.308	9.06
4	40.0	3.05	5.14	0.303	0.332	6.95
5	60.0	2.90	6.31	0.456	0.386	10.4
6	60.2	2.90	6.59	0.461	0.387	10.7

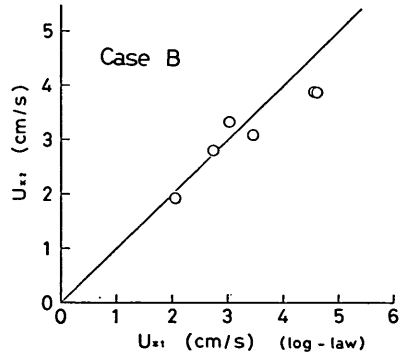


図-55 u_{*1} と u_{*2} の比較 (Case B)

ては Csanady のいう (15) 式の形の対数法則は非常によく適用できるが、日野・萩原¹¹⁾ の示した (19) 式のような対数法則はあてはまらないことを意味している。なお表-2 に示してある f_i は u_{*1} から計算した界面抵抗係数の値である。

ところで 2 層密度流の界面に働くせん断力 τ_i は一般に次のような成分で表わされる。

$$\tau_i = \tau_{iv} + \tau_{iw} + \tau_{ii} + \tau_{ie} \quad (25)$$

ここに τ_{iv} : 粘性摩擦応力、 τ_{iw} : 内部波による造波抵抗、 τ_{ii} : 乱流混合によるレイノルズ応力、 τ_{ie} : 連行現象による付加摩擦応力で、 τ_{iv} 、 τ_{ii} 、 τ_{ie} はそれぞれ次のように表わされる。

$$\tau_{iv} = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (26)$$

$$\tau_{ii} = -(\rho \bar{u}'w')_{z=0} \quad (27)$$

$$\tau_{ie} = \rho_i W_e \bar{U} = \rho_i E \bar{U}^2 \quad (28)$$

τ_{iw} は一般に界面せん断力の主要部と考えられており、これについては Keulegan²⁰⁾ をはじめ多くの理論的研究があるが^{8), 27), 28)}、本論文ではその相対的な大きさについて次に簡単な評価を試みるだけで、これについて立入った検討は行わない。

表-3 界面抵抗係数の各成分の比較例

Δh	\bar{U} (cm/s)	$\left(\nu \frac{\partial U}{\partial z}\right)_{z=0}$ (cm^2/s^2)	$\left(-\overline{u'w'}\right)_{z=0}$ (cm^2/s^2)	$10^3 f_{i_v}$	$10^3 f_{i_t}$	$10^3 f_{i_e}$	$10^3 f_{i_w}$	$10^3 f_i$
40	5.14	0.0432	0.004	3.27	0.15	0.17	5.47	9.06
60	6.31	0.0563	0.020	3.34	1.18	0.27	5.61	10.40

界面せん断力 τ_i は界面抵抗係数 f_i を使って一般に

$$\tau_i = f_i \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 \quad (29)$$

と表わされるので、(25) 式の右辺の各成分に対しても (29) 式と同様に抵抗係数 f_{i_v} , f_{i_w} , f_{i_t} , f_{i_e} を定義すると、(25) 式の関係は

$$f_i = f_{i_v} + f_{i_w} + f_{i_t} + f_{i_e} \quad (30)$$

と書ける。そこで、ケース B の $\Delta h = 40$ および 60 cm の場合につき、図-35, 37 から $-(\rho \overline{u'w'})_{z=0}$ の値を推定して f_{i_t} を求め、図-54 の結果から f_{i_v} , 連行係数の式 (14) から $f_{i_e} (=2E)$ を求めて、さらに表-2 の f_i を使って f_{i_w} を逆算してみると表-3 のようになる。この表の計算結果では、 f_{i_w} がもっとも大きな値となるのは当然であるが、一方 f_{i_v} は f_{i_t} や f_{i_e} よりもはるかに大きく、 f_{i_w} と比べても無視できない大きさとなっていることは注目に値する。すなわち、塩水くさび型の 2 層流においては、 $f_{i_v} \ll f_{i_w}$ と考えて f_{i_v} は無視されることが多いのに対し、表-3 の結果 (内部波があまり大きくない場合についてのものではあるが) はやや異っており、これが下層 2 層流に特有な性質かどうかは不明である。

下層流の各高さに働く水平せん断力 $\tau(z)$ とレイノルズ応力 $-\rho \overline{u'w'}$ との間には一般に

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial z} - \rho \overline{u'w'} \quad (31)$$

の関係がある。図-35, 37 などに見られるレイノルズ応力の分布と、流速分布の測定結果 (図-51~53 参照) によると $z \geq 10 \sim 15$ mm では $\partial U / \partial z \approx 0$ であることを考慮に入れると、 $0 < z \leq 15 \sim 20$ mm の範囲で τ はほぼ一定値をとるようであるが、表-3 の結果からわかるように、その値と界面に働くせん断力 τ_i との間にはほぼ τ_{i_w} の値に相当するくらいの差が見られる。したがって、表-2 の u_{*1} と u_{*2} の一致を考慮に入れると、(15) 式の対数法則から求まる u_* と、その流速分布の対数領域におけるせん断力 τ との間に $u_* = \sqrt{\tau / \rho}$ の関係は成立しておらず、この点については今後さらに検討が必要である。

4. ま と め

小型の 2 層流実験水路を使って、静止した真水層の下に塩水を流す下層 2 層流の実験を行い、密度分布や連行係数に及ぼす下層流の乱れ強度の影響を調べると共に、下層流の乱流特性や界面付近の流速分布への対数法則の適用性についても調べた。

今回の実験から得られた成果をまとめると、大体次の通りである。

- (1) 2 層界面での連行係数は、従来考えられてきたような層平均リチャードソン数 R_{i*} のみの関数とはいえず、主流の乱れが増すと連行係数も大きくなることがわかった。ただしこの乱れの影響は R_{i*} の値が小さくなると弱くなる傾向がある。
- (2) 一般的な実験条件に近い 15 cm 幅のケースにおける連行係数 E は、平均すると $E = 1.0 \times 10^{-3} R_{i*}^{-1}$ で表わされる。
- (3) 密度分布の特性長 $l_p (= \Delta \rho / (\partial \rho / \partial z)_{\max})$ は界面における内部波の発生特性と密接に関連しており、主流の乱れ強度が同じであれば l_p は R_{i*} の関数で表わされ、 $R_{i*} = 10 \sim 20$ 前後で最小値をとる。
- (4) 下層流のレイノルズ応力は界面付近を除くと管路等と似た分布をするが、界面の $10 \sim 15$ mm 下から界面にかけてレイノルズ応力は減少する。
- (5) 乱れの鉛直成分 $\overline{w'^2}$ は界面付近で特に小さな値を示し、一方水平成分 $\overline{u'^2}$ は界面のすぐ下で極大値をもつことがわかったが、これは安定な 2 層界面が固定壁と類似の動きをすることを裏付けている。
- (6) 下層流の界面付近の流速分布の詳しい測定結果から、界面の少し下 (ほぼ $1.5 \sim 15$ mm) の部分で Csanady⁹⁾ が提案した Law of the interface (界面法則) と同様の対数法則が成り立っていることが確認された。
- (7) 下層流については底面の境界層から出る乱れがかなり下層全体に影響しており、このため一般に下層 2 層流における連行係数は上層 2 層流の場合より大

下層 2 層流についての実験的研究

きくなっているものと考えられる。

最後に、本研究で使用した実験水路の製作と予備実験には、元水理研究室の宮崎豊枝官（現上越市役所勤務）に多大の協力をして頂いたことを付記し、深謝の意を表す。また実験やデータ整理にいろいろ協力して頂いた一戸秀久技官をはじめ水理研究室の各位にも心より感謝する。
(1981年11月30日受付)

参 考 文 献

- 1) 日野幹雄：成層流の乱流，乱流（谷 一郎編），丸善，pp. 177-219, 1980.
- 2) 芦田和男・江頭進治：密度躍層のある場における濁水の挙動に関する研究（1），京都大学防災研究所年報，第 18 号-B，pp. 495-512, 1975.
- 3) 須賀堯三・高橋 晃：淡塩二層流の連行係数，土木学会第 31 回年次学術講演会講演概要，第 II 部，pp. 383-384, 1976.
- 4) 水理公式集，昭和 46 年改訂版，土木学会.
- 5) Simmons, H. B.: Field experience in estuaries, Estuary and Coastline Hydrodynamics, A. T. Ippen ed., McGraw-Hill, New York, pp. 637-690, 1966.
- 6) 水理委員会密度流研究小委員会：成層密度流の界面現象（1），土木学会論文報告集，No. 242, pp. 73-90, 1975.
- 7) Lofquist, K.: Flow and stress near an interface between stratified liquids, Phys. of Fluids, Vol. 3, pp. 158-175, 1960.
- 8) 玉井信行・浅枝 隆：淡塩二層流境界面における抵抗係数について，土木学会論文報告集，No. 271, pp. 67-81, 1978.
- 9) Csanady, G. T.: Turbulent interface layers, J. G. Res., Vol. 83, No. C 5, pp. 2329-2342, 1978.
- 10) 日野幹雄：密度流の流速分布および界面抵抗について，第 23 回水理講演会論文集，pp. 347-353, 1979.
- 11) 日野幹雄・萩原 克：塩水楔の流速分布における Monin-Obukhov 理論の適用性について，第 26 回海岸工学講演会論文集，pp. 549-553, 1979.
- 12) 日野幹雄・グエン ソン フン・中村健一・東江隆夫：塩水楔の流速分布における Monin-Obukhov 理論の適用性について——抵抗および連行係数——，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 414-418, 1980.
- 13) 金子安雄：2 層流境界面抵抗係数の一例，第 13 回海岸工学講演会講演集，pp. 263-267, 1966.
- 14) Kit, E., E. Berent & M. Vajda: Vertical mixing induced by wind and a rotating screen in a stratified fluid in a channel, J. Hydraul. Res., Vol. 18, pp. 35-58, 1980.
- 15) 加藤 始・池田高則：下層 2 層流の実験（1）——流速分布と連行係数——，第 28 回海岸工学講演会

論文集，pp. 520-529, 1981.

- 16) Turner, J. S.: Buoyancy Effects in Fluids, Cambridge Univ. Press, 1973.
- 17) Sheppard, P. A.: Transfer across the earth's surface and through the air above, Q. J. Roy. Met. Soc., Vol. 84, pp. 205-224, 1958.
- 18) 椿 東一郎・小松利光：成層密度噴流における乱れおよび密度変動のスペクトル特性，土木学会論文報告集，No. 268, pp. 63-74, 1977.
- 19) 椿 東一郎・小松利光・下田五郎：2 層境界面における内部波と乱れに関する実験的研究，第 25 回水理講演会論文集，pp. 311-319, 1981.
- 20) Phillips, O. M.: The Dynamics of the Upper Ocean (2nd ed.), Cambridge Univ. Press, pp. 295-308, 1977.
- 21) Kato, H. & O. M. Phillips: On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, J. Fluid Mech., Vol. 37, pp. 643-655, 1969.
- 22) Kantha, L. H., O. M. Phillips & R. S. Azad: On turbulent entrainment at a stable density interface, J. Fluid Mech., Vol. 79, pp. 753-768, 1977.
- 23) 高橋 晃・須賀堯三：二層流における連行量の再評価，土木学会第 35 回年次学術講演会講演概要，第 II 部，pp. 508-509, 1980.
- 24) Laufer, J.: The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA Tech. Rep. No. 1174, 1954.
- 25) 日野幹雄・Nguyen Son Hung・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, 1981.
- 26) Keulegan, G. H.: Interfacial instability and mixing in stratified flows, J. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 43, pp. 489-500, 1949.
- 27) Shi-igai, H.: On the resistance coefficient at the interface between salt and fresh water, 土木学会論文集，No. 123, pp. 27-31, 1965.
- 28) 浜田徳一：密度流の問題（1），第 13 回海岸工学講演会講演集，pp. 259-262, 1966.

主要記号表

B_1	: 対数法則（15）式の定数
b	: 水路幅の 1/2
c	: log+linear 則（18）式の係数（= β/L ）
E	: 連行係数（= W_e/U ）
E_m	: U_{max} によって定義した連行係数（= W_e/U_{max} ）
f	: 周波数（Hz）
f_i	: 界面抵抗係数（= $\tau_i / \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2$ ）
f_{i_v}	: τ_{i_v} についての抵抗係数（= $\tau_{i_v} / \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2$ ）
f_{i_w}	: τ_{i_w} についての抵抗係数

f_{i_i} : τ_{i_i} についての抵抗係数	u_{*2} : (21)~(23) 式により計算した u_* の値
f_{i_e} : τ_{i_e} についての抵抗係数	W_e : 2 層界面における連行速度
g : 重力の加速度	w' : z 方向の乱流速度成分
H : 水路底面から上層の自由表面までの高さ	x : 水平な下層流方向の座標
h : 水路底面から 2 層界面までの高さ	y : 水路幅の中央から幅方向に測った座標
h_0 : 水路底面から $\tau=0$ となる位置までの高さ	z : 2 層界面から下向きに測った鉛直座標
Δh : ベンチュリーの差圧水頭 (cm)	z' : 水路底面から上向きに測った鉛直座標
L : (16) 式で定義した Monin-Obukhov 長さ	z_0 : 流速の対数分布式における粗度長
L_s : 内部波高計の下層中の電極の長さ	β : Monin-Obukhov 係数
l_ρ : 密度分布の特性長 ($=\Delta\rho/(\partial\rho/\partial z)_{\max}$)	ε : $=(\rho_2-\rho_1)/\rho_1$
\bar{l}_ρ : l_ρ の平均値	η : 2 層界面の平均位置からの時間的な変動量
p : 流体中の圧力	κ : カルマン定数
Q : 下層流の流量 (cm^3/s)	μ : 分子粘性係数
R_i : 局所リチャードソン数	ν : 分子動粘性係数
R_f : フラックス・リチャードソン数	ν_e : 有効動粘性係数
R_{i*} : 層平均リチャードソン数 ($=\varepsilon gh/\bar{U}^3$)	ρ : 高さ z における流体の密度
$R_{i* m}$: $=\varepsilon gh/U_{\max}^2$	ρ_1 : 上層水 (真水) の密度
Δt : データのサンプリング間隔	ρ_2 : 下層水として使用した塩水の密度
U : ある点での時間平均流速	ρ_i : 2 層界面における密度 ($=(\rho_1+\rho_2)/2$)
U_1 : 連行係数の定義 (4) 式における代表流速または乱れのスケール	$\Delta\rho$: $=\rho_2-\rho_1$
\bar{U} : 全断面平均流速 ($=Q/2bh$)	τ_w : 壁面に働くせん断力
U_{\max} : 水路幅中央の鉛直断面内の U の最大値	τ : 高さ z における流体中の水平せん断力
\bar{u} : 水路幅方向の平均流速	τ_i : 2 層界面におけるせん断力 τ の値
$\bar{\bar{u}}$: (24) 式参照	τ_{i_w} : τ_i の粘性摩擦応力成分
u' : x 方向の乱流速度成分	τ_{i_w} : τ_i の内部波による造波抵抗成分
u_* : 2 層界面での摩擦速度 ($=\sqrt{\tau_i/\rho_i}$)	τ_{i_i} : τ_i のレイノルズ応力成分
u_{*s} : 流れの表面に作用する摩擦速度	τ_{i_e} : τ_i の連行による付加摩擦応力成分
u_{*1} : 流速分布に対数法則 (15) 式を適用して求めた u_* の値	ζ : Monin-Obukhov 理論における無次元化された鉛直座標 ($=z/L$)