

## 二成層場の吹送流の乱流構造と連行現象

浦 勝\*, 廣 畑 浩 司\*\*

### 1. ま え が き

本報告は密度二成層の密度界面における連行現象を風洞水槽を用いて実験的に調べたものである。

これまで、界面上に流れが存在する場合には、連行速度  $U_e$  と平均流速  $U_m$  との比である連行係数は界面の相対密度差  $\varepsilon$ 、層平均水深  $h$  および  $U_m$  を用いたオーバーオール・リチャードソン数の関数として整理されてきた。須賀<sup>1)</sup>は多くの流れに対して次式の関係が成立することを示している。

$$U_e/U_m = 2.0 \times 10^{-3} (\varepsilon g h / U_m^3)^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

しかしながら、水表面上に風のせん断力を与えた場合には Kit<sup>2)</sup>の実験結果は上層水深  $h_1$  と界面の逆流流速  $U_{ri}$  を用いて次式で表わされ、

$$U_e/U_{ri} = 2.0 \times 10^{-1} (\varepsilon g h_1 / U_{ri}^3)^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

連行係数は非常に大きくなる。また、著者は前報<sup>3)</sup>において風洞水槽の水表面上に働く風のせん断力、吹送流、密度界面変位、連行速度について検討したが、連行係数に関してはほぼ様な逆流平均流速  $U_r$  を用いて次式を得た。

$$U_e/U_r = 5.0 \times 10^{-2} (\varepsilon g h_1 / U_r^3)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

上式は式 (1) の係数の 25 倍である。加藤<sup>4)</sup>は下層流の実験において乱れ強さを大きくすると連行係数が大きくなることを報告している。

これらのことから界面における連行速度を規定する関係を明らかにするためには、まず界面近傍の乱流特性を調べる必要がある。最近、日野<sup>5)</sup>は吹送流型成層密度流の乱流構造を可視化手法を用いて調べ、上層に大規模な構造をもった渦の存在を見出し界面変動および連行現象との関連性を指摘している。本報告は水槽中央部における吹送流の特性、とくに大規模で組織立った渦構造の存在を乱れの測定から定量的評価を行い、さらに界面変位の測定と界面の連行現象の可視化により連行との関連性を実験的に検討したものである。

### 2. 実験装置および方法

実験は図-1に示す長さ 5.0 m、深さ 0.39 m、幅 0.20

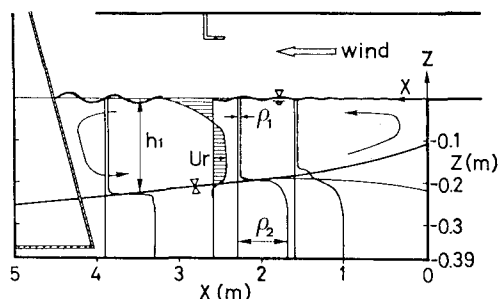


図-1 実験装置と密度成層場の概況

m の風洞水槽内に、上層密度  $\rho_1$ 、下層密度  $\rho_2$  の二成層場を形成し、水表面上に風のせん断力作用させるものである。座標原点は水槽上流端静止水面にとり、風向き方向に  $x$  軸、鉛直上向きに  $z$  軸をとる。風路は水面上  $z = 0.20$  m とし水槽下流端には表面波の反射を防ぐため透過性の消波工を設置した。

測定は全て水路中心線で行った。密度界面の位置は上・下層の中間密度  $(\rho_1 + \rho_2)/2$  を有する位置とし、水表面からの深さ  $h_1$  として表示した。

水表面上に作用するせん断力  $\tau_f$  は水のマッソ速度  $u_{*f}$  ( $=\sqrt{\tau_f/\rho_1}$ ) で表示する。なお  $u_{*f}$  は密度界面勾配を用いる方法で算出した<sup>3)</sup>。

二成層密度場に形成される吹送流の水平方向流速は  $x = 252$  cm に円錐型のホットフィルム流速計プローブを取付けて測定した。密度界面変位の測定は  $x = 257$  cm に抵抗線式内部波高計を設置して行った。

界面における連行現象の可視化は上・下層の中間密度を有する塩水をフルオレッセンで着色し輸血用点滴装置から界面に注入し、スリット光を水槽上方から照射し水槽側方より写真撮影する方法で行った。

### 3. 吹送流の特性

#### (1) 平均流速分布

風洞水槽内の流れの概況は図-1に示した。水面上の風のせん断力により水面近傍の流体は下流に輸送されるが閉じた水域であるため輸送された流体は密度界面の上側で風向きとは逆方向の戻り流れを生じる。水槽内の大

\* 正会員 工修 九州工業大学助教授 開発土木工学科

\*\* 学生員 九州工業大学大学院 修士課程

部分における平均流速の鉛直分布は図-1に示したように水面近傍の順流部と界面近傍の逆流部をもつ型となる。水槽中央部において測定した二成層場の吹送流の水平方向平均流速  $U$  と平均水面下の距離  $-z$  の関係を片対数紙上にプロットしたものが図-2である。図中右側の縦線は界面位置を示す。図には密度界面勾配より求めた  $u_{*f}$  の値と  $5.75u_{*f}$  の傾きの線を記入した。これより順流部の流速は次式対数分布則に従うといえる。

$$(U_s - U)/u_{*f} = 5.75 \log 30|z|/k_s \quad (4)$$

ここに  $U_s$  は水面流速,  $k_s$  は相当粗度である。  $k_s$  の値は図中の右端に記したが  $u_{*f}$  の増加と共に増加する傾向がみられる。また逆流部はほぼ一定流速をもつ。順流から逆流へ変る位置は組織渦のためたえず変動するが平均的に  $z/h_1 = 0.25$  程度である。平均流速の鉛直分布を  $u_{*f}$  と各測定時における上層水深  $h_1$  を用いて無次元化したものを図-3 (a) に示す。これより、逆流部は

ほぼ一様な逆流速度  $U_r$  をもち、次式で近似されるといえる。

$$U_r/u_{*f} = 1.85 \quad (5)$$

## (2) 吹送流の乱れ強度

吹送流の水平方向変動速度  $u$  の乱れ強度  $u' (= \sqrt{u'^2})$  の鉛直分布を図-3 (b) に示す。乱れ強度も水面の大きな値から水深と共に減少するが逆流部ではほぼ一様な乱れ強度  $u'_r$  となり、近似的に次式で表される。

$$u'_r/u_{*f} = 0.7 \quad (6)$$

式 (5), (6) より

$$u'_r/U_r = 0.38 \quad (7)$$

となり界面上の相対乱れ強度が上層流<sup>6)</sup>では  $0.06 \sim 0.13$  であるのに比べて約4倍も大きいことが特徴である。

## (3) 積分長ささと組織渦のスケール

逆流部で得られた流速変動  $u$  の周波数スペクトル  $E_u(f)$  には周波数  $f$  の  $-5/3$  乗に比例する慣性小領域が存在する。したがって次式よりエネルギー散逸率  $\varepsilon_a$  を求めることができる。

$$E_u(f) = A(U\varepsilon_a/2\pi)^{2/3} f^{-5/3}; \quad (A=0.48) \quad (8)$$

Townsend<sup>7)</sup> によれば乱れの積分スケール  $L_x$  は次式によって求めることができる。

$$L_x = C_l u'^3 / \varepsilon_a; \quad (C_l \approx 0.8) \quad (9)$$

式 (8), (9) を用いて求めた乱れの積分長さスケール  $L_x$  の鉛直分布を図-3 (c) に示す。これより、かなりのばらつきはあるが、  $L_x/h_1$  は逆流部ではほぼ一定値

$$L_x/h_1 = 0.35 \quad (10)$$

とみることができる。

つぎに  $E_u(f)$  から次式を用いて  $L_x$  で規格化した無次元波数スペクトル  $F^*(k^*)$  を求めた。

$$\left. \begin{aligned} F^*(k^*) &= E_u(f) U / 2\pi u'^2 L_x \\ k^* &= k L_x = 2\pi f L_x / U \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

その一例を図-4に示す。図中の太線はKarmanの経験的内挿式

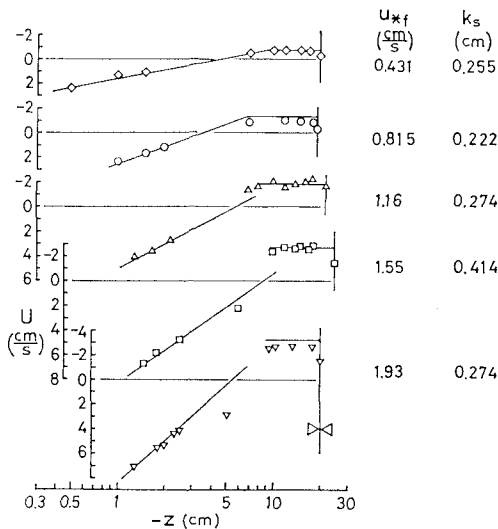


図-2 吹送流平均流速の鉛直分布 ( $x=252$  cm)

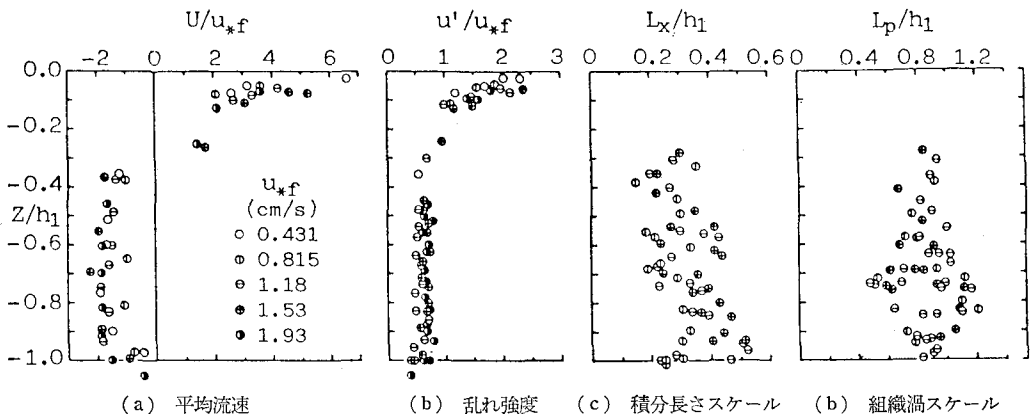


図-3 二成層密度場の吹送流の平均流速および乱れの特性格量の鉛直分布 ( $x=252$  cm)

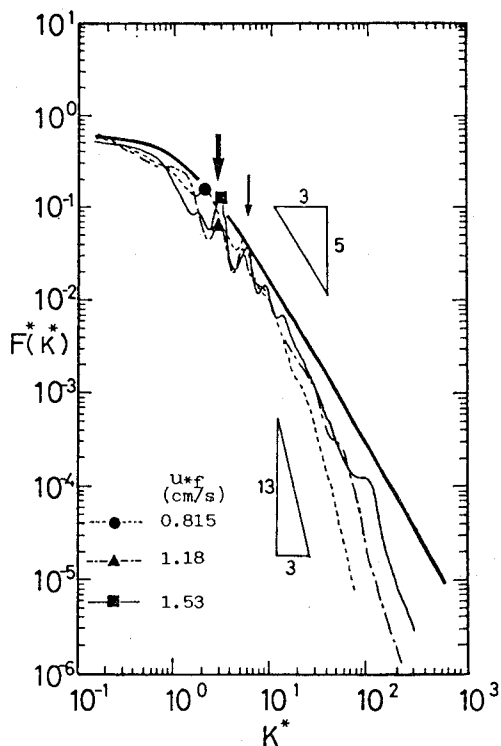


図-4 流速変動の無次元波数スペクトル

$$F^*(k^*) = 2/\pi(1+k^{*2})^{-5/6} \quad (12)$$

である。 $F^*(k^*)$ の測定値には図中に矢印で示したように比較的明瞭な2つのスペクトルピーク波数が存在する。一つは黒印で示した $k^* \approx 3$ 程度の変動であり、これは日野<sup>5)</sup>が指摘した組織渦によるものと考えられる。この波数から求められる長さスケールを組織渦スケール $L_p$ とする。他の一つは $k^* = 2\pi$ 、すなわち積分長さスケール $L_x$ をもつ変動である。逆流部で求めた $L_p$ の値を $h_1$ で無次元化したものを図-3(d)に示す。同図よりかなりのばらつきはあるが、逆流部では $L_p/h_1$ は次式のようにほぼ一定値とみなされる。

$$L_p/h_1 = 0.8 \pm 0.2 \quad (13)$$

この上層水深規模をもつ組織渦は図-3(a)の平均流速分布に存在する順流部と逆流部の間の大きな速度勾配によって引き起こされたものと考えられる。したがって、 $L_p$ に対応する卓越周波数 $f_{Lpu}$ と順・逆流部の平均的速度勾配に比例する時間スケール $u_{*f}/h_1$ との間には比例関係が存在するであろう。実測された $f_{Lpu}$ と $u_{*f}/h_1$ との関係を図-5に示す。同図より

$$f_{Lpu} = (2 \pm 0.5) u_{*f}/h_1 \quad (14)$$

と言える。したがって、逆流部に存在する大規模スケールの変動は順・逆流部の変化点に存在する速度勾配により作られた組織渦に起因するものであると言える。

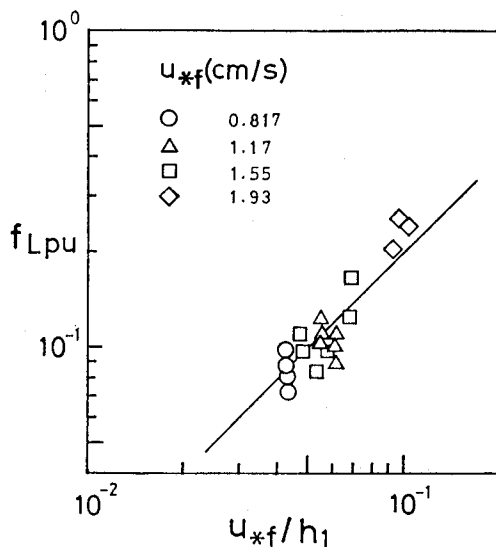


図-5 流速変動の卓越周波数と平均流速勾配

#### 4. 密度界面変動特性

界面変位量 $\eta$ の周波数スペクトル $E_\eta(f)$ の一例を図-6に示す。同図は低周波側に存在する卓越周波数 $f_{Lp\eta}$ と変位強度 $\eta' (= \sqrt{\eta^2})$ を用いて無次元化したものである。 $f_{Lp\eta}$ の位置を太矢印で示した。同図より、 $f_{Lp\eta}$ より高周波側において、日野<sup>8)</sup>が指摘した $-11/5$ 乗則に沿う領域と樺<sup>9)</sup>が指摘した $-13/3$ 乗則に沿う領域が存在すると言える。はじめに $f_{Lp\eta}$ と組織渦の変動周波数 $f_{Lpu}$ の関係を検討する。ここでリチャードソン数を次式で定義する。

$$Ri_* = \varepsilon g h_1 / u_{*f}^2 \quad (15)$$

$f_{Lp\eta}$ の無次元量と $Ri_*$ との関係を図-7に示す。これより、 $Ri_* = 700$ の安定で変位量が小さい所を除けば図の実線で近似される次式の関係が成立する。

$$f_{Lp\eta} u_{*f} / \varepsilon g = 0.135 Ri_*^{1/2} \quad (16)$$

一方、組織渦の周波数 $f_{Lpu}$ は式(14)で表されるのでこれを図中に記入すると一点鎖線とその両側の点線の範囲にある。同図より $Ri_* \approx 200$ で $f_{Lpu}$ と $f_{Lp\eta}$ の大小関係が逆になっていることが注目される。なお式(16)を書きなおし、卓越周期 $T_{Lp\eta}$ とすると次式を得る。

$$1/f_{Lp\eta} = T_{Lp\eta} = 7.41 \sqrt{h_1 / \varepsilon g} \quad (17)$$

界面変位強度 $\eta'$ と $Ri_*$ との関係を示したものが図-8である。同図より無次元変位強度は次式

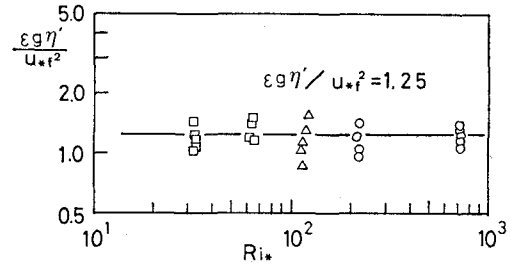
$$\varepsilon g \eta' / u_{*f}^2 = 1.25 \pm 0.15 \quad (18)$$

で示され、 $Ri_*$ とは無関係にほぼ一定であると言える。ここで、図-6に示された変位スペクトルの2つの慣性領域のスペクトル形は $f_{Lp\eta}$ と $\eta'$ の表示式(17)、(18)を用いて、それぞれ次のように表示される。

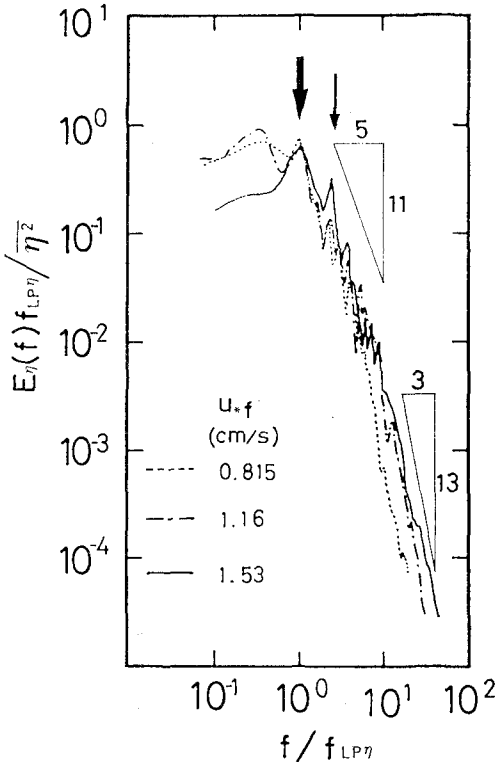
$$E_\eta(f) = 0.6\eta'^2 f_{Lp\eta}^{8/5} f^{-11/5} \\ = 8.5 \times 10^{-2} u_*^4 (\varepsilon g)^{-7/5} h_1^{-3/5} f^{-11/5} \quad \dots (19)$$

$$E_\eta(f) = 60\eta'^2 f_{Lp\eta}^{10/3} f^{-13/3} \\ = 1.2 \times 10^{-1} u_*^4 (\varepsilon g)^{-1/3} h_1^{-5/3} f^{-13/3} \quad \dots (20)$$

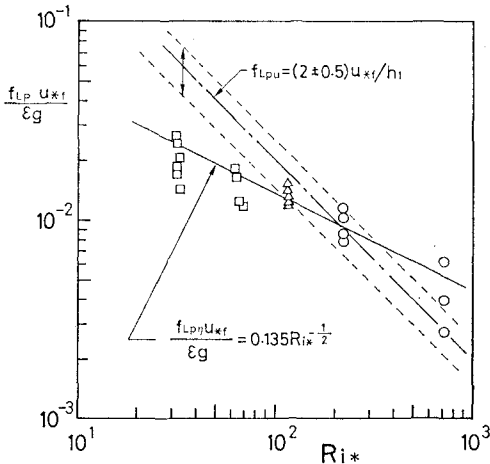
式 (16)～(18) の界面変動量に関する特性量の  $R_i$  数に関する依存性は上層流の実験において得られた関係式<sup>8)</sup>  $\varepsilon g \eta' / u_*^2 = R_i^{-1/3}$ ,  $f_{sp\eta} u_* / \varepsilon g = 0.0231$ , ( $R_i$  は界面の局所  $R_i$  数,  $f_{sp\eta}$  は短周期卓越周波数であり厳密な比較



図—8 界面変位強度と  $R_i$  数との関係



図—6 界面変位の無次元周波数スペクトル



図—7 界面変位の低周波卓越周波数の特性

にはならないが) とは定性的に異なる。しかし Linden<sup>10)</sup> の Vortex Ring の実験より得られた関係式  $\varepsilon g h_m / u^2 = 1.72 \pm 0.32$ ,  $t_B = (2.28 \pm 0.41)(l/\varepsilon g)^{1/2}$  ( $l$ ,  $u$  は渦輪の径と速度,  $h_m$  は最大変位量,  $t_B$  は変位の反衝時間  $\equiv T/2$ ) と定性的に一致する。また振動格子の実験結果より得られた関係<sup>11)</sup>  $\varepsilon g \eta' / u'^2 = 4.65 \pm 1.2$ ,  $\varepsilon g T_p / u' = 6.27(\varepsilon g l_x / u'^2)^{2/3} \equiv 11.5(\varepsilon g l_x / u'^2)^{1/2}$  ( $T_p$  は変位の卓越周期,  $l_x$  は乱れの積分スケール) とほぼ定性的に一致する。以上のことから吹送流実験の界面変位はせん断流により作られる界面波というより組織的渦により誘起された界面変動であって、高周波側のピークは積分スケール  $L_x$  をもつ乱れによってたたかれた界面変動を示すものと考えられる。

## 5. 界面の連行現象の可視化

スペクトルにみられる2つの卓越波が界面における連行とどのように関連しているかを明らかにするために可視化実験を行った。

その一例を 図—9 に示す。同図は連続する約4秒ごとの写真と界面の様子を模式化したものである。写真の上縁が水面で右端の数値は深さを、下端の数値は  $x$  を示す。風は右から左へと吹いている。逆流速度は左から右である。図には小矢印の間隔で示した  $x$  方向スケールをもつ界面変位スケールと太矢印で示した大スケールのものが存在する。小スケールの変位は積分スケール  $L_x$  ( $\equiv 0.35h_1$ )、あるいはこれ以下の変位である。大スケールの  $x$  方向間隔は約 15 cm であって組織渦スケール  $L_p$  ( $\equiv 0.8h_1$ ) に対応する。大スケール  $L_p$  の界面変位の峰の部分には右方向に伝播しながら巻き上げられ上層全体に拡散していく。このようなプロセスが同一地点で平均的に  $1/f_{Lp\eta} = 7.41\sqrt{h_1/\varepsilon g} \approx 12$  秒ごとに繰り返されていると見られる。

以上のことから界面における連行現象は次のような過程によって生じていると考えられる。すなわち、平均的に乱れ強度  $u'$  をもった積分スケール  $L_x$  の渦が界面をたたき、変位の反衝によって界面下の流体を上層へもち上げ界面近傍に中間層を形成する。界面近傍の流体は組織的渦の運動によって上層全体へ巻き上げられ連行の 1

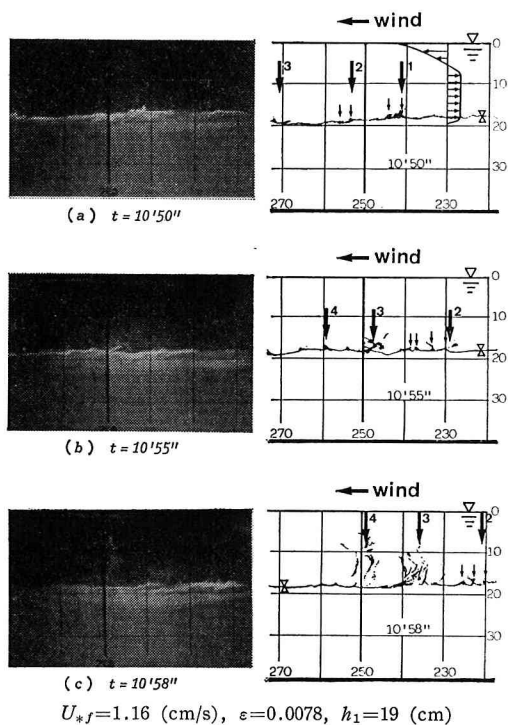


図-9 界面における連行現象の可視化

サイクルが完結する。したがって吹送流による連行係数は著者ら<sup>11)</sup>が行った振動格子の乱れによる連行とほぼ同様な機構をもつ。

連行係数を層平均量で表す場合には相対乱れ強さ  $u'/U_r$ 、相対乱れスケール  $L_x/h_1$ 、 $L_y/h_1$  が支配的な役割をもつことが判った。

## 6. あとがき

以上、界面の連行速度に深い関わりをもつ界面上方の乱れ特性、すなわち平均流速分布・乱れ強度・積分長さスケール・組織的渦スケールを定量的に求めた。

また組織的渦の周期を規定する関係を求め、密度界面に存在する卓越周波数は組織渦と乱れスケールに応答す

るものであることがわかった。界面の連行現象の可視化から乱れと組織渦の連行現象に及ぼす役割が推定され、連行係数の層平均量による表示に対しては乱れの特性格がパラメータとして重要となることが明らかとなった。

最後に、本研究に常に暖かい御指導を頂いた九州大学工学部椿東一郎教授、貴重な助言を頂いた小松利光助教授、松永信博助手、実験と資料整理に尽力された本学卒業生松村武彦氏(新日本製鉄 K.K.)、西村直人技官、大学院生長澤史郎君、中村力君ほか多くの方々から心からの謝意を表す。

## 参考文献

- 1) 須賀寛三・高橋 晃: 淡水二層流の連行係数, 土木学会第31回年次学術講演会概要集 II, pp. 383~384, 1976.
- 2) Kit, E., E. Berent and M. Vajda: Vertical mixing induced by wind and a rotating screen in a stratified fluid in a channel, J. Hyd. Res. Vol. 18, No. 1, pp. 35~58, 1980.
- 3) 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.
- 4) 加藤 始・池田高則: 下層2層流の実験(1), 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 520~524, 1981.
- 5) 日野幹雄・瀬岡和夫・佐藤彰彦: 吹送流型成層密度流の乱流構造の可視化, 流れの可視化, Vol. 3, No. 10, pp. 281~284, 1983.
- 6) Ura, M., T. Tsubaki and N. Matsunaga: Characteristics of flow and turbulence near interfacial waves in upper-layer flow, J. Hydrosci. and Hydr. Eng., Vol. 2, No. 1, pp. 27~45, 1984.
- 7) Townsend, A. A.: The Structure of Turbulent Shear Flow (2nd ed.), Cambridge Univ. Press, Cambridge, pp. 61, 1976.
- 8) 日野幹雄・谷 順一: 二成層密度流に関する一実験, 第24回土木学会年講 II, pp. 183~184, 1969.
- 9) 椿東一郎・小松利光: 成層密度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, 第268号, pp. 63~74, 1977.
- 10) Linden, P. F.: The interaction of a vortex ring with a shear density interface: a model for turbulent entrainment, J. Fluid Mech., Vol. 60, pp. 467~480, 1973.
- 11) 浦 勝・小松利光・松永信博: 振動格子の乱れによる密度界面の変動特性と連行現象, 土木学会論文集, 第345号/II-1, pp. 91~99, 1984.