

# 成層せん断流の乱れ構造と輸送現象に関する実験的研究 Experimental Study on Turbulence Structure and Transport Process of Stratified Shear Flow

大阪大学工学部 正 員 室 田 明

大阪大学工学部 正 員 〇中 辻 啓 二

大阪大学大学院 学生員 角 谷 孝 義

## 1. 序 論

温度差あるいは塩淡水密度差による密度成層は海域での温排水・河川水の拡がりや乱流輸送過程に本質的な役割を果たす。成層にともなう生じる浮力は運動量・熱・物質の鉛直方向輸送を抑制するため、成層せん断流は同じ境界条件下においても均質流体のせん断流と比較して著しく異なった挙動を示す。せん断流中の乱れ構造は浮力による影響をとくに強く受ける。したがって、温排水や河川流出のモデリングにあたっては、乱れ構造や乱流輸送機構に及ぼす浮力効果を解明することが重要な課題になる。

安定成層流に関する理論的研究は主として気象学の分野でおこなわれている。古くは、Monin-Obukhov (1954)の相似則的なものから、乱流特性量の定式化を試みたEllison(1957)、Townsend(1957)、Arya (1972)、および乱流応力と物質フラックスの高次モーメントの輸送方程式に基づいた数学モデルまで数多く提案されている。そのなかでもGibson-Lauder(1978)は圧力変動量と他の乱れ変動量間の相互関係を加えた $k-\epsilon$ モデルを展開して、表層密度噴流での浮力効果の影響を評価しているのは特筆に値する。これらの結果は、(i)運動量・物質の乱流輸送を表わす渦動粘性・拡散係数は浮力の影響を受けて中立安定場のそれよりも減少すること、(ii)しかも拡散係数の方がより影響を受けやすいこと、(iii)局所リチャードソン数が安定の度合を示す有効なパラメーターであること、を明らかにした。しかしながら、定量的評価となると、各種の提案モデルによる推定値にはかなりのばらつきがあり、またいずれのモデルも実験的に定めるべき定数を含むという欠点がある。したがって、モデルの整合度の検証、ならびに現象の理解のためには、乱流諸量の精度の良い計測が必要である。

他方、密度噴流や混合層等の自由な乱流せん断流では、「ランダムな乱れのなかにも規則的で組織立った構造をもつ運動が存在し、運動量や物質の乱流輸送に主要な役割を果たしている。」という考えが定着しつつある。しかし、乱流の組織的構造と浮力効果の関係、さらには乱流輸送過程との関連については未だ解明されていない。わずかに、Perry-Hoffman(1976)、Rajagopalan-Antonia(1981)らの熱輸送機構の実験があるに過ぎない。我国では最近、荻野・水科(1981)が開水路流れの成層せん断流に関する実験を始めている。

本研究では、表層密度噴流の確立領域—安定な成層せん断流場—において、二方向速度変動 $u, v$ および濃度変動を同時計測して得られる瞬間レイノルズ応力ならびに瞬間乱流浮力フラックスを $u, v$ の正負により四象限に区分して解析し、乱流の組織的構造と乱流輸送機構との関連ならびに浮力効果について考察する。

## 2. 実験の概要とデータ処理法

実験は長さ6.0 m, 幅1.5 cm, 深さ5.0 cmの両面アクリル製水路において、淡水を静止した水表面に放出させておこなった。表層密度噴流では、下流端壁面からの反射波が内部跳水を発生させて流動を時々刻々変化させるために、長時間の定常実験は困難である。そこで噴流による連行量に見合う塩水を水路に補給して定常な安定成層流を作り、測定をおこなった。実験に用いた塩水密度 $\rho_a$ は二通りであり、実験条件を表-1に示す。断面平均リチャードソン数 $R_i$ は表層での断面平均量 $\bar{R}_i = \{g(\rho_a - \bar{\rho})/\bar{\rho}_a\} \cdot H/\bar{U}^2$ で定義される成層の度合を表わすパラメーターである。

・ 流程方向および鉛直方向の速度変動  $u, v$  は二成分熱線流速計(Kanomax 製)を用いて、濃度変動は電導度式塩分濃度計を用いて計測した。これらの計器からの出力電圧はいったんアナログで同時収録したのちに、デジタルデータレコーダー(TEAC製DR-2000)を用いてAD変換して電算処理した。サンプル周期は200Hzで、サンプル時間は40秒である。濃度変動は校正曲線から密度変動  $\rho$  に変換したのちに、(1)式で定義する浮力変動  $b$  で表現する。

$$b = g \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a - \rho_0} \quad (1)$$

ここに、 $\rho_a, \rho_0$  は塩水および淡水の密度である。

組織的な乱流構造の検出方法は、各瞬間の乱流運動を  $u, v$  の正負にしたがって四象限に区分する  $L_u -$  Willmarth(1973)の方法を採用した。座標系は図-1のとおりである。境界層での乱流輸送のイメージに合わせて、速度を鉛直上向きに正、流程方向に正をとったために、四象限区分は(I)  $u > 0, v > 0$ , (II)  $u < 0, v > 0$ , (III)  $u < 0, v < 0$ , (IV)  $u > 0, v < 0$ , となる。境界層では第II、第IV象限はエネルギーの生成に正の貢献を果たす ejection-like 事象、sweep-like 事象と呼ばれるが、

混合層では第IV象限の運動は運動量を鉛直下方へ運び、せん断流域を拡大する働きをなす。したがって、ejectionあるいはsweepという呼称では現象を適切に表現できないという理由から、以下では単に第II象限、あるいは第IV象限の運動と呼ぶことにする。

全体のレイノルズ応力  $\overline{uv}$  に対するこれら四象限の乱流運動による寄与率は次式で表現される。

$$\overline{uv}_i = \frac{1}{\overline{uv}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T uv(t) I_i(t) dt, \quad i=1 \sim 4. \quad (2)$$

ここに、 $i$  は  $u-v$  平面の第  $i$  象限を表わす。検出関数  $I_i(t)$  は乱れ強度  $u', v'$  を用いて次式で定義する。

$$I_i(t) = \begin{cases} 1 : u, v \text{ の符号が第 } i \text{ 象限に属し、} |uv(t)| > L \cdot u'v' \text{ のとき,} \\ 0 : \text{上記以外のとき.} \end{cases} \quad (3)$$

$L$  はしきい値を表わす。したがって、しきい値内 ( $|uv(t)| < L \cdot u'v'$ ) の弱い乱流運動の  $\overline{uv}$  への寄与率は、

$$\frac{\overline{uv}_r}{\overline{uv}} = 1 - \sum_{i=1}^4 \frac{\overline{uv}_i}{\overline{uv}} \quad (4)$$

で求めることができる。しきい値  $L$  を決める普遍的な法則がないためにあいまいさを含むが、瞬間レイノルズ応力の挙動特性を理解するうえにおいては有効である。

乱流浮力フラックス  $\overline{vb}$  に対する四象限の乱流運動による寄与率も  $u, v$  の正負に応じて定義される(3)式の  $I_i(t)$  を用いて次式で表わす。また、 $\overline{ub}$  に対しても同様の表現を用いる。

$$\frac{\overline{vb}_i}{\overline{vb}} = \frac{1}{\overline{vb}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T vb(t) I_i(t) dt, \quad \frac{\overline{vb}_r}{\overline{vb}} = 1 - \sum_{i=1}^4 \frac{\overline{vb}_i}{\overline{vb}}. \quad (5)$$

### 3. 実験結果および考察

#### (1) 平均量ならびに乱れ特性量の分布

図-2および図-3は時間平均の速度  $U$  および浮力  $B$  の分布を示す。噴流の慣例的表現を用いて、横軸は水面平均量  $U_s, B_s$  で、縦軸は半値半幅  $z_{0.5}$  で無次元表示した。小松(1978)によれば、断面平均リチャ

表-1 実験条件

| Case  | $U_0$ | $\epsilon_0$ | $H_0$ | $z/H_0$ | $\overline{Ri}$ |
|-------|-------|--------------|-------|---------|-----------------|
| Run-1 | 27.0  | 0.0013       | 1.86  | 43.0    | 0.058           |
| Run-2 | 31.6  | 0.0100       | 1.56  | 25.6    | 0.196           |
| Run-3 | 25.5  | 0.0100       | 1.60  | 50.0    | 0.533           |

where  $\epsilon_0 = (\rho_a - \rho_0) / \rho_a \cdot \text{Units}(\text{cm-g-sec})$

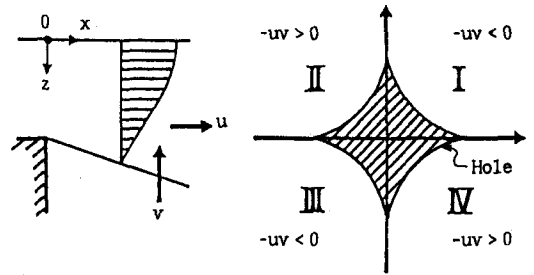


図-1 座標系と四象限区分

ードソン数  $\overline{R}_i$  が 0.3 以上となる流れでは下層からの連行は生じないと報告されているが、速度分布には、 $\overline{R}_i$  数による系統的な差は認められない。速度の分布形は均質噴流と同様のガウス分布で近似できる。

浮力分布も Run-1, 2 ではガウス分布で近似できる。しかし、成層度の強い Run-3 になると、鉛直下方への拡がり密度成層により抑制されるため、ガウス分布とは大きく偏倚した凸な分布を示す。

図-4 は水表面での平均量で、無次元化した速度と浮力の乱れ強度の分布を示す。水深  $z$  は、平均量から求めた局所リチャードソン数  $R_i = -(\partial B / \partial z) / (\partial U / \partial z)^2$  の急増大点で定義される成層界面位置  $H$  で無次元表示した。同図から明らかなように、乱れ強度の分布は、平均量の分布とは異なり、浮力の影響を強く受けて噴流でいう自己相似形とはならない。すなわち、噴流内では断面平均リチャードソン数  $\overline{R}_i$  の大きい程乱れ強度は小さくなり、成層界面の近くでは乱れ強度は逆に大きくなる傾向を示す。これは浮力変動  $b' / B_s$  の分布にとくに顕著に現われている。また、局所リチャードソン数  $R_i$  の変化によっても乱れ強度は系統的影響を受けており、成層界面近傍でゆるやかに増大する。

乱れ強度の分布は、変動量の二乗平均値  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{b'^2}$  の輸送方程式中の生産項 (たとえば  $-2\overline{uv} \cdot \partial U / \partial z$ ,  $2\overline{vb}$ ,  $-2\overline{vb} \cdot \partial B / \partial z$ ) の分布を考えることにより説明することができる。そこで図-5 にレイノルズ応力  $-\overline{uv}$ , 乱流浮力フラックス  $-\overline{vb}$  と  $\overline{ub}$  の相互相関係数の分布を示す。 $-\overline{uv}$  等をそれぞれの乱れ強度で規格化して表現したので鉛直方向分布を少しとらえにくい。成層度の弱い Run-1 では  $-\overline{uv}$ ,  $\overline{vb}$  および  $\overline{ub}$  の分布は  $z/H=0.25$  で最大値をとったのちに、水深の増加とともに一様に減少する。成層界面近くなって浮力の影響がようやく現われて、分布はわずかに増大する。これに対して、成層度の強い Run-3 の場合には、それらの絶対値は Run-1 に比較して

小さいものの水深とともに増加する傾向にあり、成層界面でピーク値をとる。また、成層界面近くでは Run-3 の絶対値が Run-1 のそれよりも大きくなる。これらの相違が輸送方程式中の生産項を介して乱れ強度の分布に反映されて図-4 のような分布を示すことになる。

図には示さないが、Run-2 の乱れ強度分布は Run-3 と類似した様相を呈しており、乱れ強度は  $\overline{R}_i$  数により系統的影響を受けることがわかる。また、成層せん断流では速度変動  $u'$ ,  $v'$  の分布にも乱流浮力フラックスの分布が直接的にも間接的にも関与しており、乱流浮力フラックスの挙動の把握は現象を理解するうえで重要である。

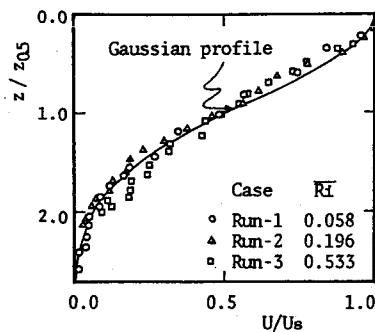


図-2 平均速度分布

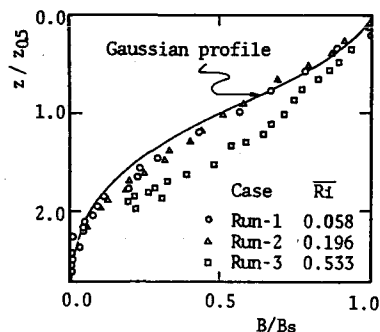


図-3 平均浮力分布

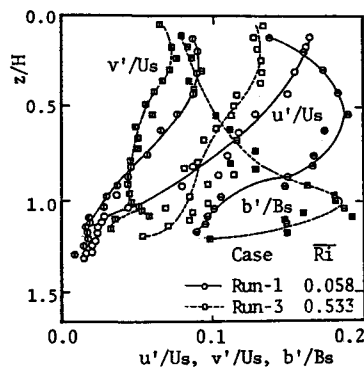


図-4 乱れ強度分布

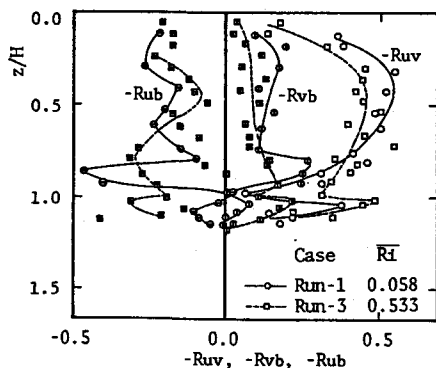


図-5 相互相関係数の分布

つぎに、速度変動  $u$ ,  $v$  と浮力変動  $b$  間の相関度を考えてみる。図-5 に示されるように、 $R_{uv}$  と  $R_{vb}$  の分布はかなり異なった形状をしており、運動量の輸送と浮力の輸送とが予想に反して異なっているようである。成層度の強い流れになると  $z/H \leq 0.68$  の領域ではすべての相関係数は減少し、成層界面側では増大する。

成層度の弱い Run-1 にみられる大きな特徴は、成層界面の直上  $0.75 \leq z/H \leq 1.0$  の水深で相関係数の値がそれぞれ  $R_{uv} = -0.40$ ,  $R_{vb} = -0.28$ ,  $R_{ub} = 0.48$  の非常に大きな値になることである。すなわち、その水深では長時間平均からみても速度変動と浮力変動とが高い相関を保ちながら挙動しており、時系列にみられる間欠的な特性から判断して自由乱流せん断流特有の組織立った乱れ構造が関与しているものと考えられる。

他方、成層界面では相関係数はすべて 0.0 となり、変動は無相関でランダムに挙動する。Run-3 の場合には成層効果がせん断効果に勝るせいか、前者のような特徴はみられない。

## (2) $u$ , $v$ の正負による瞬間レイノルズ応力の四象限区分

(2)~(5)式にしたがい乱流運動を四つの象限の運動に区分して、それぞれの乱流運動が全体のレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  あるいは乱流浮力フラックス  $-\overline{vb}$  に寄与する割合を調べる。

図-6 はしきい値  $L$  を変化したときの象限別運動の  $-\overline{uv}$  への貢献度の一例を示す。図-6(a) は組織立った乱れ構造を呈していると推測される Run-1 の水深  $z/H = 0.89$  での測定結果であり、図-6(b) は Run-3 の対応する水深での測定結果である。図中の実線ならびに破線はしきい値  $L$  以下 ( $|uv| < L \cdot \overline{u'v'}$ ) の弱い乱流運動の  $-\overline{uv}$  への寄与率と占有時間の割合  $\tau$  を示す。

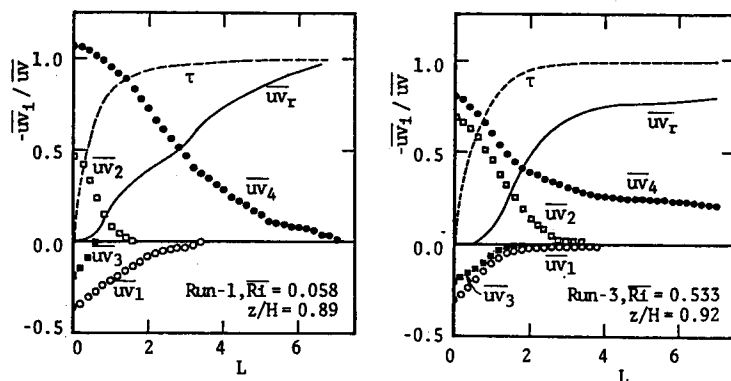


図-6(a)(b) 象限別運動のレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  への貢献度

図-6(a) より、 $L \geq 1.0$  においては、しきい値よりも小さな乱流運動の時間占有率  $\tau$  は大きいにもかかわらず、 $-\overline{uv}$  への寄与は 20% 程度で小さい。また、 $-\overline{uv}$  への最大の寄与は第 IV 象限の運動、続いて負の貢献をなす第 I 象限の運動からのものであり、それぞれ 95%, 22% である。しきい値  $L$  が大きくなるにしたがって、 $L$  を越えるレイノルズ応力は第 IV 象限の運動によるものが支配的になる。すなわち、間欠的に発生する瞬間値の大きいレイノルズ応力は第 IV 象限の運動であり、運動量を鉛直下向きに輸送する、換言すれば、せん断乱流域を拡大する働きをなすことがわかる。

成層度の強い Run-3 の場合においても、図-6(b) よりわかるように、第 IV 象限の運動が運動量の輸送に大きな役割を果たしているが、第 II 象限の乱流運動も見のがしえない。 $L = 1.0$  においては、第 IV 象限の運動による  $-\overline{uv}$  への寄与は約 60% であるのに対し、第 II 象限の運動による寄与も 45% 程度あり、両運動は運動量の鉛直方向の輸送に貢献している。これは乱流境界層における測定結果とよく似ている。成層界面の安定度が高まった結果、乱流境界層での ejection-like あるいは sweep-like な乱流運動を呈していると推察できる。第 I、第 III 象限の運動による寄与は小さく  $L = 1.5$  までであり、また第 II 象限の運動によるそれも  $L = 4.0$  までで消滅する。残り 25% のレイノルズ応力は第 IV 象限の乱流運動により輸送される。

つぎに、乱流浮力フラックス  $-\overline{vb}$  への象限別運動の貢献度を図-7 に示す。測点は図-6 に対応する水深である。Run-1 の場合には、しきい値  $L$  の小さい範囲において実線  $-\overline{vb_r}$  は凸凹しており、 $-\overline{vb}$  の運動と  $-\overline{uv}$  の運動との間の相関性が乏しいことを示している。 $L = 1.0$  に設定したときには、 $-\overline{uv}$  と同様に、第 IV 象限の運動の  $-\overline{vb}$  に対する寄与が 150% もあり、また第 I 象限の運動の寄与も 30% 程度で負の貢献を果たす。

これに対して、第Ⅱ、第Ⅳ象限の運動の寄与は無限小になっている。すなわち、浮力の大きい流体が第Ⅳ象限の乱流運動によって鉛直下方へ運ばれる割合の大きいことを示している。この傾向はしきい値の増大とともにより明瞭に現われる。

他方、Run-3では、第Ⅰ、第Ⅲ象限の運動の $-\overline{vb}$ に対する寄与はほとんどなく、第Ⅳ、第Ⅱ象限の運動の寄与が大半を占める。しかも、 $L \leq 2.0$ の弱い乱流運動が $-\overline{vb}$ の約85%を受け負っており、残り約15%は第Ⅳ象限の瞬間値の大きい乱流運動により運ばれる。

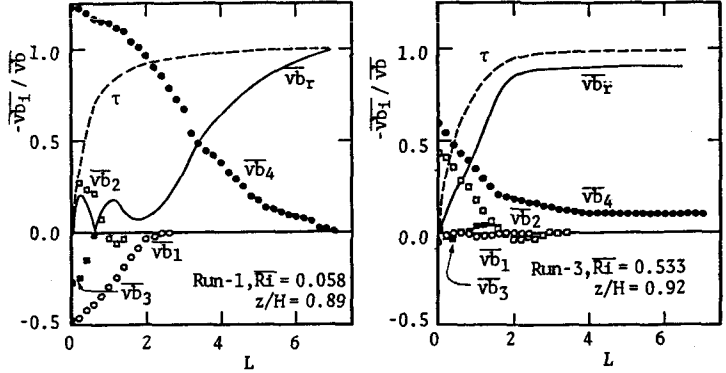


図-7 (a)(b) 象限別運動の浮力フラックス $-\overline{vb}$ への貢献度

### (3) 四象限区分された乱流運動の鉛直方向変化

以下では、四象限区分された乱流運動の特性の鉛直方向変化を明らかにするために、しきい値を $L=0.0$ で選り条件付変動量解析をおこなう。

図-8は各乱流運動の時間占有率 $\tau_i$ の鉛直方向分布を示す。成層度の強いRun-3では第Ⅱ、第Ⅳ象限の運動の占める時間は大きく、第Ⅰ、第Ⅲ象限の運動の約2倍強の33%にもなる。また各時間占有率は水表面近傍を除いて水深方向にほとんど変化せず一定値をとる。これは乱流境界層の測定結果と全く同様の傾向である。これに対して、Run-1では水深の増大とともに第Ⅱ象限の時間占有率はわずかに単調増加するのに対して、第Ⅳ象限のそれは急速に減少する特徴を有している。また、成層界面では四つの乱流運動の占める時間は全く等しくなる。相関係数が0.0となる図-5の結果と考え合わせると、界面での速度変動は全くランダムな挙動を呈していることがわかる。

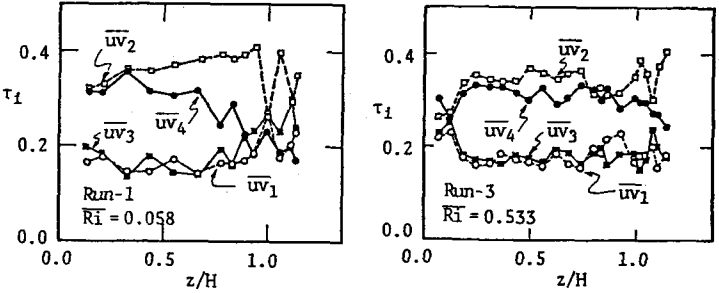


図-8 象限別運動の時間占有率の分布

上で述べた特徴を各乱流運動の平均持続時間 $t_d$ の鉛直方向変化から調べたのが図-9であり、Run-1の場合のみを示す。第Ⅱ、第Ⅳ象限の運動の $t_d$ は時間占有率の分布と同様に第Ⅰ、第Ⅲ象限のそれよりも大きい。Run-1の顕著な特徴は、持続時間が $z/H=0.75$ を境に成層界面側で急に増大することである。すなわち、 $0.75 \leq z/H < 1.0$ の水深では持続時間の長い緩慢な運動が生じており、 $z/H=0.75$ を境に上方と下方とでは乱流運動の形態が異なっていることを示唆する。Run-3の場合にはこのような不連続性は認められず、平均持続時間は水深方向に単調増加する傾向を示している。

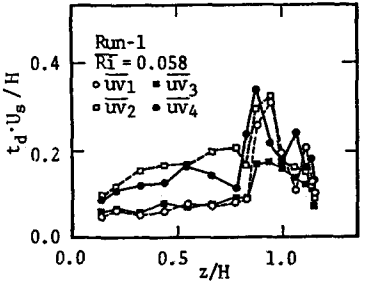


図-9 象限別運動の平均持続時間の分布

図-10 は各乱流運動のレイノルズ応力を占有時間の割合  $\tau_i$  で割った  $-\overline{u'v'_i}L-0/\tau_i$  の鉛直方向分布を乱れ強度  $\bar{u}, \bar{v}$  で規格化して示す。

成層度の弱いせん断流のRun-1では、第IV象限の運動によるレイノルズ応力の強度  $-\overline{u'v'_4}$  が最も大きく、水深とともに増大している。すなわち、図-8に示したように  $-\overline{u'v'_4}$  の占める占有時間は水深とともに減少するが、 $uv$ の瞬間値は割合大きな値をもっていることがわかる。これに対して、第II象限の運動では水深とともに時間占有率が大きくなるのにまして絶対値  $|\overline{u'v'_2}|$  が小さくなるの

で、 $-\overline{u'v'_2}$ の分布は水深とともに単調に減少する。それゆえ、Run-1では第IV象限の運動による鉛直下方への運動量の輸送がせん断流域で支配的になる。しかしながら、成層界面に近い  $0.8 \leq z/H < 1.0$  の水深では  $|\overline{u'v'_1}|$  が  $|\overline{u'v'_2}|$  よりも大きくなり、副次的な第I象限の乱流運動が勝ってくる。第I象限の運動は逆方向の輸送量を増大させることを意味し、物理的解釈はいまのところ不明であるが、図-9の平均持続時間の分布ともども興味深い。

Run-3の成層度の強い場合には、第IV象限の運動による  $-\overline{u'v'_4}$  の値が最も大きいのが、Run-1と比較すればすこし小さくなっている。水深方向には  $-\overline{u'v'_4}$  はほとんど変化せず一定の値である。第II象限の運動による  $-\overline{u'v'_2}$  は  $-\overline{u'v'_4}$  につづいて大きく、両者の値にはそれほどの違いはない。第I、第III象限の運動による強度の値は小さく成層度の弱いRun-1の値と等しい。また、Run-1でみられた成層界面近傍での特異な挙動は  $0.94 \leq z/H < 1.0$  の水深でわずかに観測されるにすぎない。

図-11はRun-1の各乱流運動の乱流浮力フラックス  $-\overline{b'v'_i}L-0/\tau_i$  と  $\overline{u'b'_i}L-0/\tau_i$  の鉛直方向分布を示す。第IV象限の運動による両浮力フラックスの絶対値は大きく、浮力の輸送に支配的である。また、鉛直方向変化はレイノルズ応力のそれと相似であり、水深とともに単調増大して  $z/H=0.9$  付近で最大となったのちに、成層界面まで急激に減少する。すなわち、浮力の大きい ( $b>0$ ) 流体が第IV象限の乱流運動によって鉛直下向きに運ばれ、その大半が成層界面上を滑るように流程方向に移流され

ることを示唆している。第II象限の運動による  $-\overline{b'v'_2}$  と  $\overline{u'b'_2}$  は水深の増大とともに減少して  $z/H=0.77$  で0.0となったのちに、再び増大する双頭の特異な分布を示す。これは、浮力の小さい  $b<0$ 、(本実験では塩水塊)を鉛直上方へ輸送する機構が  $z/H=0.77$  で分断されることを意味している。

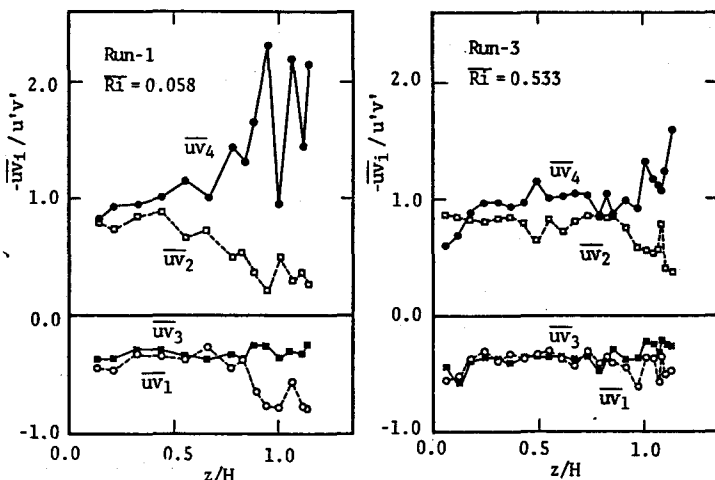


図-10  $u', v'$  で規格化したレイノルズ応力の分布

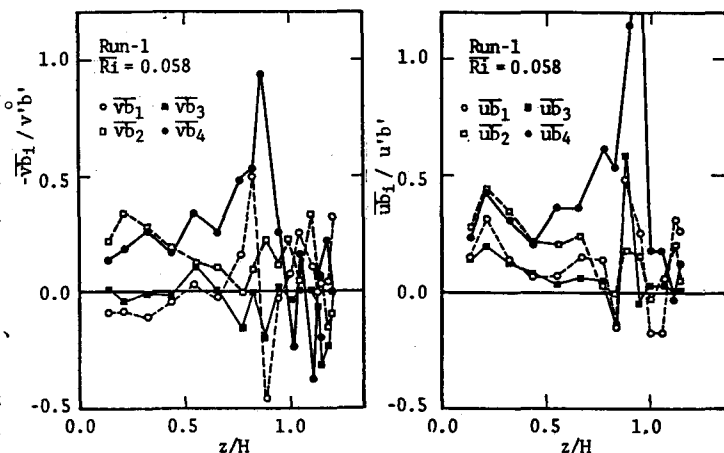


図-11 乱れ強度で規格化した乱流浮力フラックスの分布

一方、第Ⅰ象限の運動による $-\overline{vb}_1$ の値は水深とともに増大して $z/H=0.83$ で最大値0.5となったのちに急激に減少して、 $z/H=0.89$ で $-0.46$ なる負の値になる変化を示す。また $\overline{ub}_1$ もまったく同様の变化を示し、しかも符号も同じである。この結果、第Ⅰ象限の乱流運動は $z/H=0.83$ では $-\overline{vb}_2$ によって運ばれた $b < 0$ の流体を鉛直上向きに運ぶ働きをなす反面、 $z/H=0.89$ では浮力の大きい $b > 0$ の流体を鉛直上向きに運ぶことに貢献するという、複雑な挙動を示すことになる。

しかし、 $z/H=0.83$ では $u > 0$ と $b < 0$ という相反する流体塊を上向きに輸送する矛盾した結果となり、第Ⅰ象限の乱流運動の貢献はいまひとつ明らかでない。このような副次的な乱流運動が物質の輸送に貢献する原因としては、組織立った大規模渦動の存在が挙げられる。

図-5.9で述べたように当該範囲はその可能性のある水深であり、 $-\overline{vb}_1$ 、 $-\overline{ub}_1$ の狭い範囲での符号の逆転から考えて、両者の関連性は推量できる。第Ⅲ象限の運動は第Ⅰ象限のそれと類似した分布を示すが、その強度は小さい。

図-12は成層度の強いRun-3の $-\overline{vb}_{iL} - 0/\tau_i / u'v'$ の分布を示す。同図にみられるように、第Ⅳ象限の運動に加えて第Ⅱ象限の運動が浮力の輸送に支配的になっているものの、その値はRun-1と比較するとすこし小さい。安定成層の影響により浮力の輸送はせん断流全域にわたって抑制されているようである。

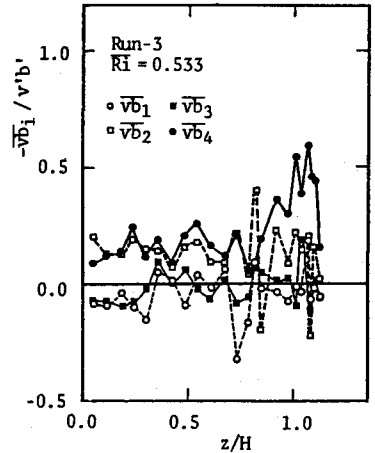


図-12 乱れ強度で規格化した乱流浮力フラックスの分布

#### (4) 断面内乱流輸送に及ぼす成層度の影響

乱れに及ぼす成層効果を評価するために、乱流エネルギーの収支式中のせん断による生成項と浮力による生成項との比で表わされるフラックスリチャードソン数 $R_f = -\overline{vb} / (-\overline{uv} \cdot \partial U / \partial z)$ の鉛直方向分布を示したのが図-13である。同図には全平均の $R_f$ と、エネルギーの生成に正の貢献を果たす第Ⅱ、第Ⅳ象限の $-\overline{vb}$ 、 $-\overline{uv}$ から求めた $R_f^+$ とを図示した。当然のことながら、成層度の強い(断面平均リチャードソン数 $R_i$ の大きい)場合には、 $R_f$ の値も大きくなるが、浮力による正味のエネルギー生成を考慮した $R_f^+$ の分布に浮力の影響範囲がより明瞭に現われてくる。すなわち、Run-3では自由表面近くにおいてさえ浮力による生成がせん断による生成の1割程度にも達しており、浮力の影響がせん断流全域に拡がっているのがわかる。 $R_i$ 数が小さくなるとともに、浮力の影響範囲は成層界面近傍に局在化する傾向を示す。たとえば、 $R_f^+$ の値が0.1以上となる水深を浮力の影響範囲とした場合には、Run-2では $z/H > 0.79$ 、Run-1では $z/H > 0.95$ となる。

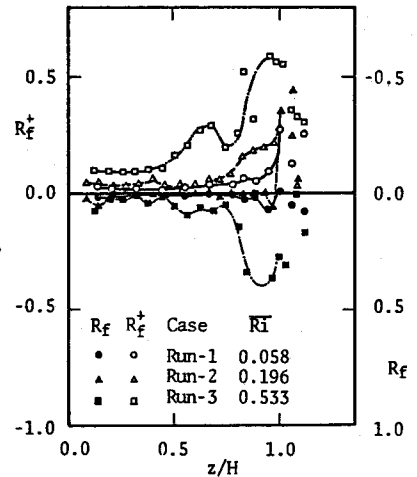


図-13  $R_f$ と $R_f^+$ の分布

つぎに、第Ⅱ象限と第Ⅳ象限の乱流運動による運動量と浮力(濃度)の輸送比、 $-\overline{uv}_2 / -\overline{uv}_4$ および $-\overline{vb}_2 / -\overline{vb}_4$ の鉛直方向分布を示したのが図-14, 15である。乱流エネルギー $\overline{q^2} (= \overline{u^2} + \overline{v^2})$ と浮力変動の二乗値 $\overline{b^2}$ の各乱流運動別の値を比較したとき、第Ⅱ、第Ⅳ象限の運動での値が大きく、少なく見積もっても、第Ⅰ、第Ⅲ象限の運動の値よりも成層界面近傍で約2倍、せん断流域では3倍強であった。したがって、第Ⅱ象限と第Ⅳ象限の乱流運動の比較から断面内での乱流輸送を考える。

Run-3では、輸送比はレイノルズ応力、乱流浮力フラックスともにせん断域ではほぼ一定であるが、成層界面近くで小さくなる。これに対して、Run-1, 2の輸送比は水深の増大とともに減少して0.0に近づく。

両者の違いは図-13での浮力による成層効果に原因している。

すなわち、第Ⅳ象限の運動は成層安定化によって抑制されると同時に、第Ⅱ象限の運動は乱れエネルギーからポテンシャルエネルギーへの移行の過程 ( $1.0 > Ri > 0.0$ ) で新たに形成される平均分布により活性化するためと考えられる。

また、 $-\overline{vb}_2 / -\overline{vb}_4$  の水深方向低減率は  $-\overline{uv}_2 / -\overline{uv}_4$  のそれよりも大きく、運動量と浮力の輸送の差異が現われており興味深い。Run-2 の測定位置は  $x/H_0 = 2.5.6$  でありせん断力の絶対値は大きいので、 $-\overline{uv}_2 / -\overline{uv}_4$  の水深方向低減率も大きい。また、 $-\overline{vb}_2 / -\overline{vb}_4$  の値は  $0.4 \sim 2.0$  の範囲で振動しているが、成層界面に近づくにともないその傾向はなくなる。

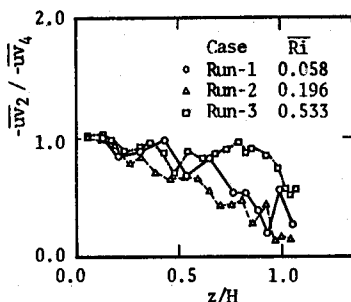


図-14 運動量輸送比の分布

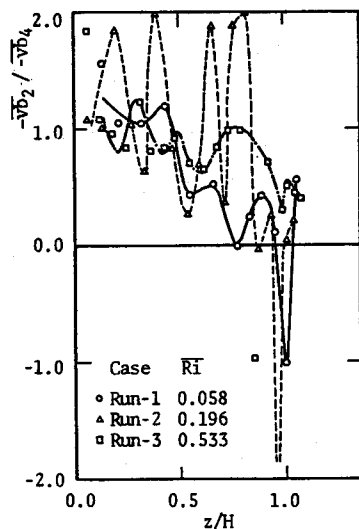


図-15 浮力輸送比の分布

#### 4. 結 論

表層密度噴流の確立領域において二方向速度変動と浮力変動を計測し、乱れ強さ、レイノルズ応力および乱流浮力フラックスの分布を明らかにした。また、瞬間値を  $u, v$  の正負により四象限に区分した解析をおこなう組織的な乱流構造との関連で運動量と浮力の輸送機構について考察した。得られた知見を以下に示す。

(1) 成層せん断流の乱れ構造は浮力により強く影響される。乱れ諸量の分布は輸送方程式中の生産項に現われるレイノルズ応力  $-\overline{uv}$ 、乱流浮力フラックス  $-\overline{vb}$ 、 $\overline{ub}$  の分布を評価することにより説明できる。

(2) 成層度の強い  $Ri = 0.533$  の流れでは内部界面は安定して成層化しており、浮力の影響がせん断流全域に及んでいるため、乱流運動は乱流境界層のそれと類似の挙動を示す。すなわち、第Ⅱ、第Ⅳ象限の運動による運動量および浮力の輸送が支配的である。

(3) 成層度の弱い  $Ri = 0.058$  の流れでは、水深の増大とともに運動量および浮力を鉛直下方に運ぶ第Ⅳ象限の運動が助長されるが、成層界面直上では第Ⅰ象限の副次的な乱流運動の寄与が大きくなり浮力の輸送に大きく関係してくる。乱流せん断流特有の組織立った乱れ構造のあらわれであると推量できる。

最後に、本研究は昭和56年度文部省科学研究費(試験研究585021室田 明代表)の援助を得た。

#### 参 考 文 献

- Arya, S. P. S. (1972): Q. J. R. Meteorol. Soc., vol. 98, pp. 264-273.
- Ellison, T. H. (1957): J. Fluid Mech., vol. 2, pp. 456-466.
- Gibson, M. M. and B. E. Launder (1978): J. Fluid Mech., vol. 86, pp. 491-511.
- 小松利光(1978):九州大学学位論文.
- Lu, S. S. and W. W. Willmarth (1973): J. Fluid Mech., vol. 60, pp. 481-511.
- Monin, A. S. and A. M. Obukhov (1954): Acad. Sci. USSR Leningrad Geophys. Inst., vol. 24.
- 荻野文丸・水科篤郎(1981):国立公害研究所調査報告16号, B-19-81.
- Perry, A. E. and P. H. Hoffman (1976): J. Fluid Mech., vol. 77, pp. 355-368.
- Rajagopalan, S. and R. A. Antonia (1981): J. Fluid Mech., vol. 105, pp. 261-281.
- Townsend, A. A. (1958): J. Fluid Mech., vol. 3, pp. 361-372.