

二次元表層密度噴流の初期発達過程 に及ぼす成層効果について

EFFECTS OF STRATIFICATION ON INITIAL DEVELOPMENT OF PLANE BUOYANT SURFACE JET

室田 明*・中辻啓二**・戸上拓也***

By Akira MUROTA, Keiji NAKATSUJI and Takuya TOGAMI

1. 緒 言

水平方向に噴出された表層密度噴流の密度差が流速に対して相対的に大きくなると、浮力の効果が現われる。浮力は鉛直方向の流体運動を抑制するために、平均流や乱れの特性がゆがめられる。その結果、表層密度噴流は同じ境界条件下においても均質流体のそれとは著しく異なった成層流特有の挙動を示すことになる。自由せん断流場の乱流構造は浮力の影響を特に強く受ける。せん断によるエネルギー生成が浮力によるエネルギー消費よりも大きい場合には、噴流と周囲流体間の混合が生じ、噴流領域は流下とともに拡大されることになる。これに対して、浮力が支配的な場合には、重力安定効果が乱れの生成を抑制することになり、成層化がより促進される。

成層せん断流の初期の不安定発達は Holmboe¹⁾ や Hazel²⁾ によって理論的に取り扱われた。Holmboe の解析ならびに実験的検証は Browand と Winant の一連の研究³⁾ に詳しく記述されている。主要な結論は、せん断層の中心に界面が存在することにより、明瞭に識別できる二つの不安定モードが出現することである。一つは大規模かつ組織的渦構造の存在によって特徴づけられる Rayleigh モードである。均質流体のせん断流において観察される不安定と同様に、擾乱は流動とともに増幅される。他の一つは Holmboe モードと称されるものであり、浮力によって成層界面に生じた付加的な渦度が擾乱の成長を抑制する。両モードはせん断層リチャードソン数が 0.08~0.125 を境に明瞭に分類できる。また、乱流構造も両モードでは著しく異なる。

せん断乱流場にみられる大規模組織構造の研究は、Brown-Roshko⁴⁾ の発見以来、活発に遂行されており、

組織構造が (i) 乱れエネルギーの生成、(ii) 運動量や物質などの輸送の増加、(iii) 境界層や混合層の層厚の拡大等に本質的な役割を果たしているという考えが定説になりつつある。浮力影響下における組織構造に関しても Perry-Hoffman⁵⁾、Rajagopalan-Antonia⁶⁾、荻野・水科⁷⁾ および著者ら^{8),9)} により条件付き変動量解析法を駆使した解析が試みられているが、乱流の組織構造と浮力効果との関係、さらには乱流輸送機構との関連についてはまだ解明されていない。

著者らは前論文¹⁰⁾ で二次元表層密度噴流の実験を行い、初期発達領域で可視観測される組織的大規模渦構造の描く流跡をラグランジュ流に解析した。その結果、組織構造の成長あるいは相互干渉が連行過程や混合層の拡がりに貢献することが定性的に明らかになった。しかしながら、成層効果等も含めて現象を定量的に評価するまでには到らなかった。そこで、本研究では流速二方向成分ならびに密度変動の同時定点計測を行い、組織的大規模渦構造の発生・発達過程の定量的把握を試み、その水理学的役割を明らかにする。さらに、密度差に起因する成層効果の乱流構造に及ぼす影響を断面内積分した乱れエネルギーバランスや連行速度の流程方向変化から系統的に考察する。

2. 実験およびデータ処理の概要

実験は前論文と同じ内容であり、長さ 6.0 m、高さ 0.5 m、幅 0.15 m のアクリル製二次元水路を用いて行った。上流側には助走区間 0.55 m、設置高さ 0.4 m の放流口を設けて淡水を滑らかに流入させている。また、水路下層部には所定濃度の塩水を微調整しながら供給できるバルブを設けており、定常状態の密度噴流は下流端の堰の水位調整と供給塩水量の制御により作り出した。実験は塩水を水路に貯留した後に、淡水を水平方向に表層放流して行った。

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大阪大学講師 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 大阪府土木部

表-1 水 理 条 件

Run	U_o (cm/s)	H_o (cm)	$B_o(\frac{cm}{s^2})$	θ_o (cm)	h_o (cm)	Re_o	Ri_o	Ri_θ
1	10.7	2.5	1.27	0.178	0.375	404	0.004	0.002
2	10.6	2.1	4.90	0.127	0.389	415	0.017	0.006
3	10.8	2.1	9.80	0.125	0.400	435	0.033	0.011
4	10.4	1.8	19.60	0.104	0.330	346	0.059	0.019

放流口における平均流速 U_o 、平均水深 H_o ならびに淡水と塩水の相対密度差 $\epsilon_o = (\rho_s - \rho_o) / \rho_s$ を用いて求めた平均浮力 $B_o = \epsilon_o \cdot g$ を表-1 に示す。密度差に基づく成層安定化の影響を調べることから、いずれの実験ケースも $U_o \approx 10$ cm/s, $H_o \approx 2.0$ cm とし、相対密度差 ϵ を4種類変えた。リチャードソン数およびレイノルズ数は放流口から 0.5 cm 離れた断面における平均流速分布より得られる最大勾配厚 $h_o = U_o / (\partial U / \partial z)_{max}$ と運動量厚 θ_o を用いて次のように定義した。

$$Ri_\theta = B_o \theta_o / U_o^2, Ri_o = B_o h_o / U_o^2, Re_o = U_o h_o / \nu$$

ここに、 ν , g は動粘性係数および重力加速度であり、添字 o は放流口での水理諸量を示す。

流速変動 u, v の計測にはX型二成分熱線流速計(日本科学工業製)を、また塩分濃度変動の計測には直径 0.6 mm, 長さ 8 mm のプローブの電導度式塩分濃度計をほぼ同一地点に設置して、 u, v および ρ の同時計測を行った。放流口から 110 cm の範囲の 14 測線を検査断面を選び、鉛直方向に 11~16 点で計測した。

流速と塩分濃度の出力信号はアナログ量としてデータレコーダー (TEAC 製 R-210) に収録し、デジタルデータレコーダー (TEAC 製 DR-2000) を媒介として AD 変換した後に、大型計算機 ACOS-1000 を用いて乱れ諸量を求めた。サンプリング周波数は 100 Hz, データ個数は 3000 である。

以上の操作により、 x, z 方向の流速 u, v ならびにレイノルズ応力 \overline{uv} が求まる。また、塩分濃度は校正曲線により密度 ρ に変換されたのちに、浮力 $b = (\rho_s - \rho) / \rho_s \cdot g$ で表現される。

座標は放流口端を原点に選び、流程方向 (x 軸, u 成分) に下流向きに正、鉛直方向 (z 軸, v 成分) に下向きに正とした。

3. 初期発達領域における平均諸量の特性

(1) 長さ尺度

初期発達領域での流動を支配する長さ尺度は次の3つが考えられる。すなわち、初期運動量厚 θ_o 、放流口水深 H_o および局所的な浮力 B に基づく長さ尺度 $L_b = U^2 / B$ である。 θ_o が組織的な大規模渦運動の発生および成長過程において重要な役割を果たすことは可視観測に

より指摘した¹⁰⁾。また、せん断層の拡がり在水表面まで達すると、 H_o が支配的な尺度となることはよく知られている。新たに定義した L_b は成層度に関する長さ尺度であり、乱れの長さ尺度 δ との比 $\delta / L_b = B \delta / U^2$ はせん断層平均のリチャードソン数に相当する。

図-1 は平均流速の等流速線 ($U/U_s = \text{一定}$, ただし U_s は水表面での流速) の流程方向変化を示す。比較した実験ケースは初期リチャードソン数 Ri_o が 0.004 と 0.033 である。放流口近傍での平均流速分布は両ケースともに流下距離に比例して線形に拡がっているが、流下とともに拡がり幅の増加率ははだいに減少する。高速流側での拡がり水表面の存在により水深 H_o で規制される。また、低速流側での拡がり Ri_o の大小により著しく異なる。特に、 $Ri_o = 0.033$ の場合には nominal boundary ($U/U_s = 0.02$) は $x > 25$ cm の領域でほぼ水平となり、鉛直下方への拡がりは完全に抑止されている。

図-1 に示される拡がりを定量化するために、混合層特性長 θ_u および θ_b の流程方向変化を θ_o で無次元化して示したのが 図-2 である。 θ_u と θ_b は次式で定義

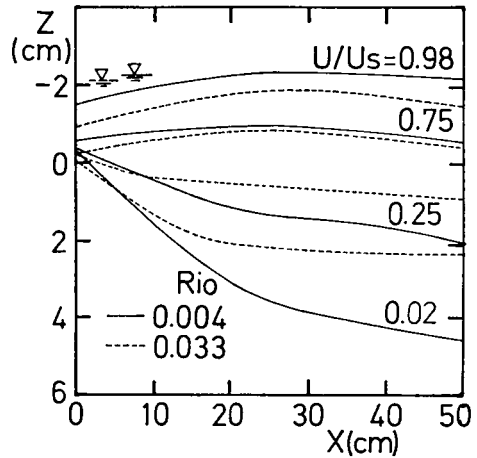


図-1 等流速線図

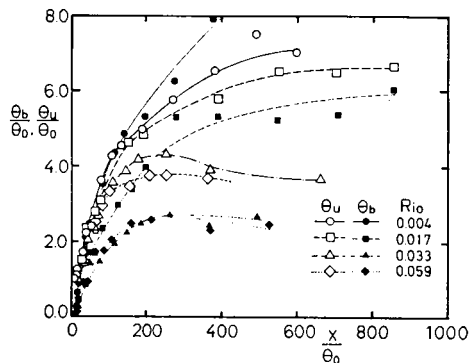


図-2 混合層特性長の流程方向変化

される平均流速分布および平均浮力分布の積分距離である。また、 θ_0 は放流口における θ_u であり、初期運動量厚に相当する。

$$\left. \begin{aligned} \theta_u(x) &= \frac{1}{U_s^2(x)} \int_{-H_0}^{\infty} U(x, z) \{U_s(x) - U(x, z)\} dz \\ \theta_b(x) &= \frac{1}{B_s^2(x)} \int_{-H_0}^{\infty} B(x, z) \{B_s(x) - B(x, z)\} dz \end{aligned} \right\} \dots(1)$$

同図より、混合層の発達は、 θ_u/θ_0 の増加率が流下距離 x/θ_0 に比例して線形に増大する初期せん断領域と、増加率がしだいに緩慢になる領域とに比較的明瞭に分かれているのがわかる。このことから混合特性が途中で遷移すると予想される。実際、前報で述べた可視化実験の結果によれば、初期せん断領域では大規模渦構造の形成と合併融合を介して下層塩水を連行することにより混合層は成長しており、成長率 $d\theta_u/dx$ は初期リチャードソン数 Ri_0 の値に無関係に 0.033 である。より詳細に観察すれば、線形成長する範囲は初期リチャードソン数によって異なり、 $Ri_0=0.004$ では $x/\theta_0 < 136$ 、 $Ri_0=0.059$ では $x/\theta_0 < 90$ である。この範囲は可視化法で得た合併位置の約 2 倍の距離に相当している。Koop-Browand¹¹⁾ の上層緩速・下層高速流動の実験では $d\theta_u/dx=0.0177$ 、 $x/\theta_0=300\sim 450$ である。本実験は上層流動・下層静止であり、同じ成層密度流でも流れの形態により成長率は異なっている。最近、加藤・池田¹²⁾はこの点に着目した下層流動の実験を始めているが、明確な解を得るまでには到っていないようである。

初期リチャードソン数の影響は θ_u/θ_0 の極大値までの距離の違いにも顕著に認められる。 $Ri_0=0.004$ および 0.017 では計測範囲 ($x < 110$ cm) においても θ_u/θ_0 は単調増加するのに対して、 $Ri_0=0.033, 0.059$ では $x/\theta_0 \approx 200$ で θ_u/θ_0 は極大値となり、それ以降の流程では

わずかながら減少する傾向を示す。図中に黒塗り記号で示す平均浮力分布に基づいた混合層特性長 θ_b にも同様の傾向が認められる。特に、浮力変動はスカラー量であることから成層化の影響を直接うけることになり、 Ri_0 の影響は θ_b の流程方向変化に一層明瞭に現われる。

そこで、乱れの長さ尺度 δ として θ_b の 5 倍の長さを選び成層度の長さ尺度 L_b との比、 $5\theta_b/L_b \equiv Ri_b$ の流程方向変化を示したのが図-3 である。 δ としていかなる値を用いるかはいろいろ議論の分かれるところであるが、いずれの実験ケースにおいても $5\theta_b$ が可視化法で得られた混合層の幅と比較的よく一致するという実験事実に基づいて $\delta=5\theta_b$ を採用した。 Ri_b の値は流下とともに $Ri_b=Ri_0$ から $Ri_b \rightarrow 0$ (10^{-1}) へ単調に増大する。その極大値は Ri_0 とは無関係に約 0.28 であり、混合層の最大拡がり幅は成層度の長さ尺度 L_b により規定されることになる。その値は Koop-Browand や Thorpe¹³⁾ が $Ri_0 < 0.1$ に対して実験的に得た値 0.32 ± 0.02 より少し小さいが、両者は比較的よく一致していると考えられる。また、 Ri_0 が大きいほど極大値に到達する距離は短くなる。 Ri_b の流程方向への増大は浮力による成層効果が慣性効果よりも勝ってくることを意味しており、それに伴い混合層の拡がり率 $d\theta_u/dx$ はしだいに減少することになる。

以上述べてきたように、流動の発達段階に応じて現象に支配的な素過程が異なってくることから、全流程を同一の長さ尺度で無次元表示することは不適當である。したがって、以下の議論では流下距離 x (cm) を有次元のまま用いることにする。

(2) 平均諸量の分布特性

平均流速ならびに平均浮力の分布形状は現象を支配する長さ尺度により変化する。図-4(a) は初期せん断領域での分布形を示す。縦軸は放流口流速 U_0 および浮力 B_0 で無次元化した流速 U 、浮力 B を、また横軸は流下距離 x とそれに直角方向の z との比 $\eta=z/x$ を示す。図中の実験値は $Ri_0=0.004, 0.033$ の例である。また、実線は二次元乱流せん断層の Wygnanski-Fiedler¹³⁾ の実験値を示している。この図より、放流口ごく近傍を除いた位置での U/U_0 の分布形は密度差の異なるせん断層においても均質流体の実験値と一致した相似な分布形であることがわかる。それゆえ、この領域での分布形は流下とともに線形に拡がると判断してよい。一方、 B/B_0 の分布形は U/U_0 のそれを鉛直下方に平行移動した形をしており、しかも Ri_0 によりその形状は少し異なる。しかし、各 Run ごとの相似性は保持されている。

次に、図-4(b) は放流口から離れた領域での平均量の分布形を示す。慣例に倣い、流速および浮力は水表面

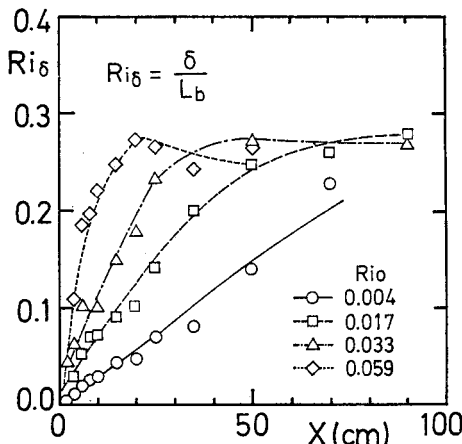


図-3 $Ri_b=5\theta_b/L_b$ の流程方向変化

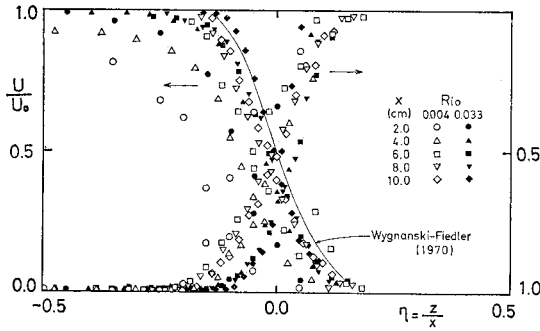


図-4 (a) 初期発達領域における平均流速および平均浮力の分布形状

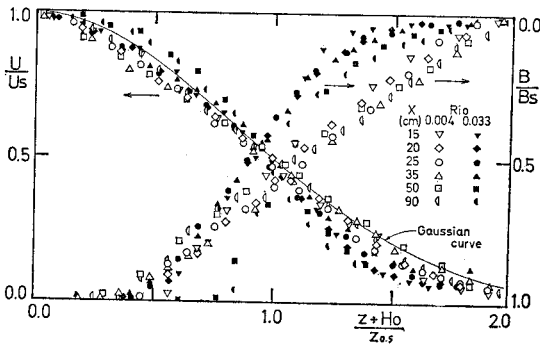


図-4 (b) 確立領域における平均流速および平均浮力の分布形状

での流速 U_s , 浮力 B_s で, また鉛直方向距離は水面流速の 1/2 となる半値半幅 $z_{0.5}$ で無次元表示した. $Ri_0=0.004$ の U/U_s と B/B_s は既往の報告と同様に相似な分布形状を示し, 図中に示したガウス分布 $f(\eta) = \exp[-(0.833\eta^2)]$ で近似できる. 他方, $Ri_0=0.033$ の場合には, 平均流速分布は $(z+H_0)/z_{0.5} > 1.0$ の範囲で多少膨らむものの, $x < 35$ cm ではガウス分布に近い形状を示しているが, 図-3 の Ri_0 が極大値となる流程位置からしだいに膨らみだしベル型形状に近くなる. その傾向は浮力分布 B/B_s に顕著に認められる. すなわち, Ri_0 の増大に伴い, つまり成層安定化が勝ってくるに従って, 平均量分布の相似性が崩れてしだいに変形することになる.

4. 組織的大規模渦構造の発達過程

組織的渦構造の成長・発達特性を把握する方法には可視化法と定点計測法とがある. 前者については前論文で詳細に議論した. その一例を示したのが図-5 の渦構造の通過周波数 f_v/f_0 の流程方向変化である. 渦構造は流脈線の可視化において染料雲の塊として同定された. また, f_0 は渦構造の発生周波数を示す. 全体的な傾向として渦構造の通過個数は流下とともに急激に減少す

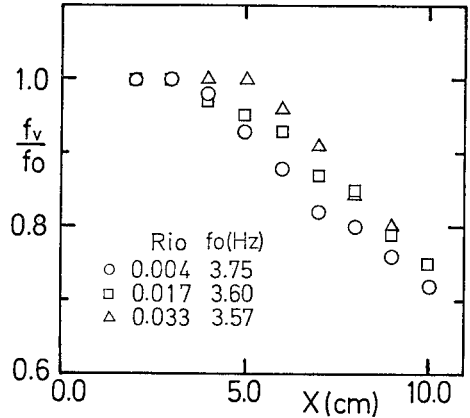


図-5 渦構造の通過周波数の流程方向変化

る. 可視観測の範囲 ($x \leq 10$ cm) においてさえ, 発生した渦構造の約 25% が消失している. そのためには, 発生した渦構造の約半数が渦構造同士の合併・融合に関与している可能性があり, 非線形干渉の非常に強い現象であることがわかる. また, Ri_0 が大きいほど, つまり浮力による成層効果が強いほど, f_v/f_0 の減少は緩やかである. このことから渦構造間の合併・融合は成層安定化により抑制されやすいことが推量できる.

次に, 図-6 は定点計測した鉛直方向流速変動 v のパワースペクトル P_v の流程方向変化を示す. 計測位置はレイノルズ応力が最大となる水深である. P_v は乱れ強さの自乗 \bar{v}^2 で規格化してある. 計算は ARM 法によった. $x=1.5$ cm 付近で発生した渦構造は流下とともに非線形干渉を受け始める. 同図に示す $x=4$ cm での

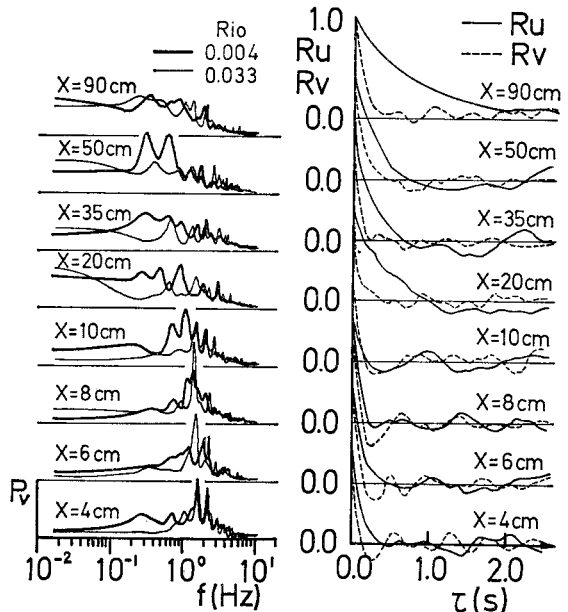


図-6 パワースペクトルの推移

図-7 速度変動 u, v の自己相関関数 ($Ri_0=0.004$ の場合).

スペクトル形状は卓越した2つのピークを1Hz以上の高周波側で示す。流下して $x=8\text{ cm}$ になると、2つのピークは低周波側のピークに吸収される。このピーク周波数は渦構造の発生周波数 f_0 の約 $1/2$ に相当している。つまり、 $x \leq 8\text{ cm}$ の範囲で隣接する渦構造が相互干渉しあって一つの渦に合併・融合する第1回目の合併過程が終了したものと予想できる。それ以降の領域ではこの合併過程が繰り返される結果、ピーク周波数が低周波側へ順次移行するとともに、低周波領域で占めるエネルギーの割合が全エネルギーに対して増加する傾向が認められる。非線形効果によってエネルギーが高周波側へと分配されるカスケードダウンとは相反する現象である。

パワースペクトルの推移から判断すれば、渦構造間の合併は $R_{i_0}=0.004$ では $x < 50\text{ cm}$ 、 $R_{i_0}=0.033$ では $x < 35\text{ cm}$ の範囲で生じている。初期運動量厚で無次元表示すれば、両者ともに $x/\theta_0 < 280$ の範囲となる。それは均質混合層の実験で Bradshaw¹⁵⁾ が指摘した $x/\theta_0 \approx 1000$ と比較して非常に短い。このことは成層安定化の影響により渦構造がより早く崩壊することを意味している。成層化の程度により合併終了位置がどのように変化するかについては、測定間隔が大きいために量的に把握するまでには到らなかった。渦構造の崩壊後においてはパワースペクトルのピークは消滅して種々の周波数成分を含む乱流域に移行する。その領域で測定したスペクトルの高周波領域においては $-5/3$ 乗則の成立が確認された。

図-7, 8 は流速変動 u, v の自己相関関数および相互相関関数の流程方向変化の一例 ($R_{i_0}=0.004$) を示す。可視化法ならびに図-6 から渦構造の第1回目の合併が頻繁に生じていると予想される $6\text{ cm} \leq x \leq 10\text{ cm}$ の領域では u と v の自己相関関数が非常によく似ており、流体運動が組織的であることがわかる。この領域での相

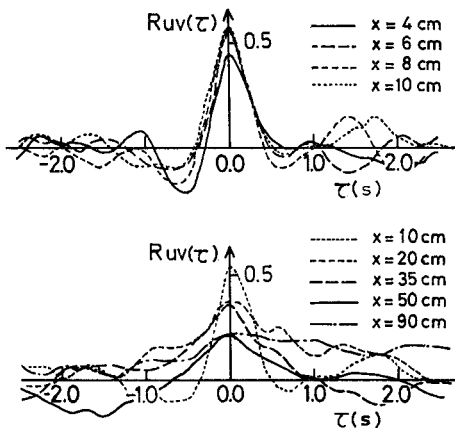


図-8 速度変動 u, v 間の相互相関関数 ($R_{i_0}=0.004$ の場合)

互相関関数 R_{uv} は遅れ時間 $\tau=0.0$ で鋭いピークをもつ分布形となり、しかもその値は $R_{uv}(0)=0.56$ と大きい。流下に伴い $R_{uv}(\tau)$ の値はしだいに小さくなり、相関性は乏しくなる。また、 u 変動の積分時間スケールは流下とともに増加する傾向を示し、 u 変動には低周波成分が多く含まれることがわかる。これに対して、鉛直方向流体運動は成層化により抑制されるために、 v 変動の積分時間スケールは流下方向にはあまり変化しない。

5. 乱れの成長と減衰

(1) 乱れ強度

図-9 に流速変動ならびに浮力変動の乱れ強度の流程方向変化を示す。図中の値は各検査断面における最大値である。浮力の乱れ強度 $\sqrt{b^2}/B_0$ は初期せん断領域で組織的渦構造の発達とともに増大する。 $x=6\sim 10\text{ cm}$ では $\sqrt{b^2}/B_0 \approx 0.30$ となり、その値は非常に大きい。詳細にみれば、 $R_{i_0}=0.004$ および 0.033 では $\sqrt{b^2}/B_0$ はそれぞれ 0.30 と 0.26 であり、成層度による違いが少しみられる。 $\sqrt{b^2}$ の成長は $x \approx 10\text{ cm}$ 付近になると鈍化しており、まもなく流下とともに一様に減少する。特に、 R_{i_0} が極大値となる流程位置、すなわち混合層の発達が停止した流程位置を越えた範囲では、 $\sqrt{b^2}/B_0$ は流程距離 x の $-3/4$ 乗に比例して減衰する。この減衰の割合は等方性格子乱流場でのスカラー量の通減率とよく一致しており、渦構造の崩壊後は図-6 で指摘したように完全に発達した乱流域に移行していることがわかる。

一方、流程方向流速の乱れ強度 $\sqrt{u^2}/U_0$ は全流程にわたって $\sqrt{b^2}/B_0$ の値と比較して小さく、しかも初期せん断領域においてもそれほど増大しない。 $x=6\sim 10\text{ cm}$ においてさえ $\sqrt{u^2}/U_0$ の値は 0.18 以下である。初期リチャードソン数の大きいほど、 $\sqrt{u^2}/U_0$ の通減は短い流程距離で始まり、しかもその通減率は大きい。ただし、 R_{i_0}

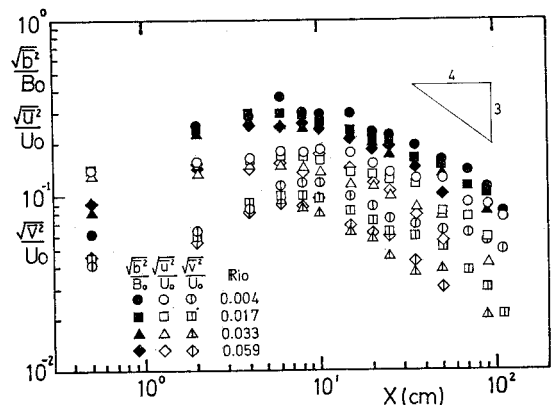


図-9 乱れ強度の流程方向変化

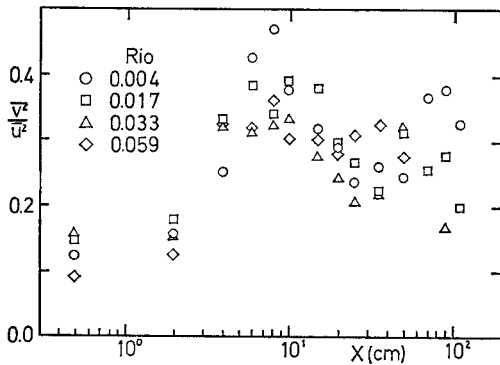


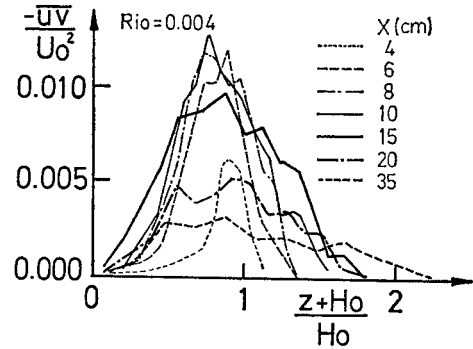
図-10 非等方性度 \bar{v}^2/\bar{u}^2 の流程方向変化

が極大値に達した後の領域では、遞減は $x^{-3/4}$ に比例しており、浮力変動と同様の傾向を示す。鉛直方向流速の乱れ強度 $\sqrt{\bar{v}^2}/U_0$ の流程方向変化も $\sqrt{\bar{u}^2}/U_0$ とよく似た傾向を示すが、その絶対値は成層化の影響を受けて R_{i_0} により少し異なっている。図中で最も成層度の強い $R_{i_0} = 0.059$ の実験値は、他の Run の実験値が R_{i_0} に対して系統的な傾向を示すのに対して少し異なった様相を示している。特に、流速変動にその違いが認められる。これは、実験において流れが放流後すぐに二層流的な挙動を呈し、成層界面が逆勾配になっていたことに原因していると考えられ、以降の議論では $R_{i_0} = 0.059$ の Run は割愛する。

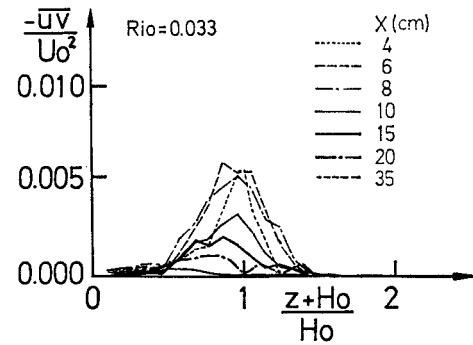
次に、乱流運動の非等方性の度合を調べるために、流速変動の鉛直方向成分と水平方向成分の自乗の比 \bar{v}^2/\bar{u}^2 の流程方向変化を求めた。その結果を図-10 に示す。 \bar{v}^2/\bar{u}^2 の値は各流程位置でレイノルズ応力が最大となる水深の乱れ強度を採用した。全体的な傾向として、 \bar{v}^2/\bar{u}^2 は $x = 8 \sim 10$ cm まで急激に増大して、いったん減少したのちに、 $x = 50 \sim 90$ cm で再び増大してすぐに減少する。最初のピークは組織的渦構造の発達領域に対応しており、渦構造間の相互干渉や合併の過程で鉛直方向速度が誘起されるという可視観測の結果¹⁰⁾を追認する。 \bar{v}^2/\bar{u}^2 のピーク値は $R_{i_0} = 0.059$ の Run を除いて R_{i_0} の大きい順に 0.33, 0.39, 0.44 と大きくなっており、成層安定化の系統的な影響を受ける。また、第2のピークは浮力による成層安定効果が勝ってくる領域に対応している。その原因として、(i) 平均流速分布形が膨らみ出し速度勾配が緩やかになること(図-4)、(ii) 後述するようにレイノルズ応力の生成が成層安定化により極端に減少することが考えられる。その結果、 \bar{u}^2 の生成が減少して、 \bar{v}^2/\bar{u}^2 の値は大きくなる。

(2) レイノルズ応力

図-11 は各流程位置におけるレイノルズ応力 $-\overline{uv}$



(a)

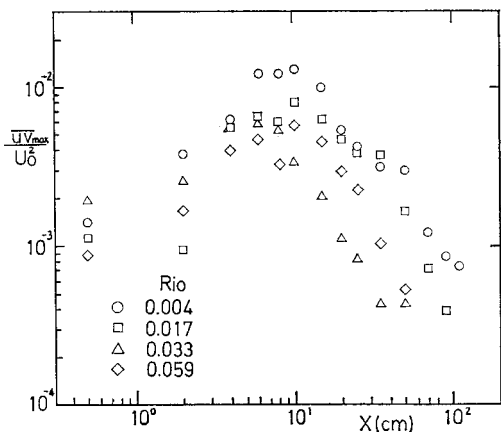


(b)

図-11 レイノルズ応力の鉛直方向分布

の鉛直方向分布の一例を示す。横軸は水面からの距離 $z+H_0$ を放流口水深 H_0 で、また縦軸は \overline{uv} を放流口流速の自乗 U_0^2 で無次元表示した。レイノルズ応力は、大規模渦構造の発達とともに、 $x \leq 10$ cm の範囲で徐々に増大し、かつ混合層内に拡がってゆく。ところが $x \geq 15$ cm になると、分布は混合層全域にわたって拡がるものの、最大値の減少がみられるようになり、やがて急激に減少して無視できる程度の値となる。最大値を示す水深は $(z+H_0)/H_0 = 0.8 \sim 0.9$ であり、組織的渦構造の通過位置に対応している。その水深は流程方向にあまり変化しない。また、 \overline{uv}/U_0^2 の値は $R_{i_0} = 0.004$ と 0.033 とでは約 1/2 以下であり、レイノルズ応力の生成に及ぼす成層安定効果が顕著に認められる。

そこで、各流程位置でのレイノルズ応力の最大値の流程方向変化を R_{i_0} に対して示したのが、図-12 である。各 Run とともに $\overline{uv}_{\max}/U_0^2$ は徐々に増大して、 $x = 10$ cm 付近で極大値に達し、その後急激に減少する。 R_{i_0} による差違は全流程にわたって明瞭に認められる。特に、 R_{i_0} が極大値に到達した後の流程では、 $\overline{uv}_{\max}/U_0^2$ は 0.002 以下の値となる。図には示さないが、エネルギーの分布形の流程方向変化にも $\overline{uv}_{\max}/U_0^2$ と同様の傾向が認められている。



図—12 レイノルズ応力の断面内最大値の流程方向変化

6. 大規模渦構造の初期発達過程に及ぼす役割と成層化の影響

本章では緒言で述べた組織的乱流構造の3つの役割について定量的に検証する。可視化法と点計測法との併用同時測定あるいは条件付標本抽出により変動時系列から組織構造の基本特性を検出する方法がよく用いられる。しかしながら、そのような乱流構造を分解する方法では抽出した構造内のレイノルズ応力やスカラー量の輸送特性を知り得ても、組織的乱流構造が混合層の発達に及ぼす影響や、成層化と混合層の発達との関連を定量化することは難しい。そこで、断面全体で積分した水理諸量の検討から、大規模組織構造の水理学的役割について定量的に評価する。

(1) 断面積分した乱れのエネルギー収支

乱れエネルギー収支式は次のように書かれる。

$$\underbrace{U \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial x}}_{\text{対流項}} + \underbrace{V \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial z}}_{\text{生成項}} = \underbrace{-\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z}}_{\text{生成項}} - \underbrace{\overline{bv}}_{\text{消散項}} - \epsilon$$

$$- \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\bar{q}^2 + \frac{p}{\rho} \right) v - U \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial z} - v \frac{\partial uv}{\partial x} \right\}}_{\text{拡散項}}$$

..... (2)

ここに、 $2 \cdot \bar{q}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2 \approx \bar{u}^2 + 2 \bar{v}^2$, $\epsilon = \nu \overline{\partial u_i / \partial x_j \cdot \partial u_i / \partial x_j}$.

上式を水表面 ($z = -H_0$) から、平均流速が0となる内部境界面 ($z = H_j$) まで境界条件 ($z = -H_0$ で $V = 0, v = 0, \bar{q}^2 = 0, z = H_j$ で $V = V_0, \bar{q}^2 = 0, p = 0$) を考慮して積分すると、拡散項が消えて式(3)のようになる。

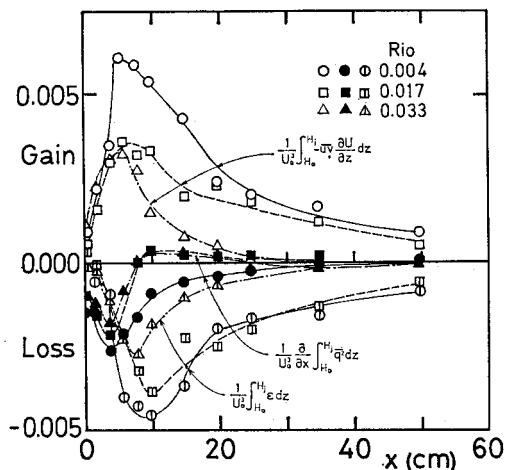
$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-H_0}^{H_j} U \cdot \bar{q}^2 dz = \int_{-H_0}^{H_j} \left(-\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z} \right) dz$$

$$+ \int_{-H_0}^{H_j} (-\overline{bv}) dz - \int_{-H_0}^{H_j} \epsilon dz$$

..... (3)

上式中の対流項は、乱れエネルギー \bar{q}^2 が大規模渦構造によって移流するという可視化法の実験結果に基づいて、渦構造の平均移流速度 $U_c (= 0.56 U_0)$ を用いて $U_c \cdot \partial \left(\int_{-H_0}^{H_j} \bar{q}^2 dz \right) / \partial x$ で近似的に求まる。したがって、対流項とせん断および浮力によるエネルギー生成項の断面積分値は測定結果から直接的に求めることができる。そこで、全断面積分したエネルギー消散量は他の3項の残差として評価した。波数スペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する慣性小領域で Kolmogoroff の普遍定数を用いて算出した乱れの消散率 ϵ の断面積分値も求めてみたが、大規模渦構造が発達し、しかも浮力の影響を受ける流れ場では乱れの生成量を上回る数値を示す場合もあり、その算出方法は精度的に採用し難い。

各項の流程方向変化を放流口流速の三乗 U_0^3 で規格化して 図—13 に示す。浮力による乱れエネルギーの生成項の値は他の3項と比較して2~3桁小さいので、同図では割愛した。せん断によるエネルギー生成項はレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の変化に伴って $x = 6 \sim 8$ cm まで急激に増加し、生成された乱れエネルギーのほとんどは乱れの運動エネルギーに変換される。その後、生成項は流動とともにしだいに減少するが、それはエネルギー消散項とつり合っている。つまり、生成された乱れエネルギーはエネルギー消散によってほとんど消費されており、エネルギーはほぼ平衡状態にあるといえる。エネルギー生成が停止する位置は $Ri_0 = 0.004$ では $x \approx 70$ cm, $Ri_0 = 0.033$ では $x \approx 35$ cm であり、図—6 のパワースペクトル形の推移から推察した大規模渦構造間の合併が終了する位置と一致している。このことから、乱れエネルギーの生成と大規模渦運動の活性度とは密接な関連性がある。



図—13 断面積分したエネルギー収支の流程方向変化

ることがわかる。すなわち、図-5 に示した大規模渦構造間の合併が頻繁に生じている Ri_o の小さい実験ほど、乱れエネルギーの生成量が多いことが 図-13 より理解できる。

このように、浮力効果は乱流エネルギーの生成に直接的な形では貢献せず、組織的乱流構造の発達ならびに合併過程を抑制するという形でレイノルズ応力を減少させ、さらに乱流エネルギーの生成に対しては負の貢献を果たしている。

(2) 連行速度

連行の概念は相接して流れる2つの流体間の輸送現象を流体塊の移流速度で表現しようとするものである。この移流速度は連行速度と定義される。連行速度の大小により混合の程度が決まる。連行速度 V_e は連続方程式を水表面 $z=-H_o$ から内部境界面 $z=H_j$ まで積分することにより次式のように得られる。

$$V_e(x) = -\frac{\partial}{\partial x} \int_{-H_o}^{H_j} U(x, z) dz \dots \dots \dots (4)$$

ただし、境界条件は $z=-H_o$ で $V=0$; $z=H_j$ で $V=-V_e$ である。つまり、連行速度は断面積分された流量の流程方向増加率を表わしており、平均流速 $U(x, z)$ の分布形状が各流程位置で与えられれば算出できる。

図-14 は放流口流速 U_o で規格化した連行速度 V_e の流程方向変化を示す。初期せん断領域 ($x < 10$ cm) における V_e/U_o は、 $Ri_o=0.004, 0.017$ では0.02以上、 $Ri_o=0.033$ では0.01以上の大きい値である。このことより、密度噴流内への下層塩水塊の強い混入がうかがわれる。また、 V_e/U_o が0に漸近する位置はそれぞれ $x \approx 70$ cm, $x \approx 35$ cm である。この位置で混入がほぼ停止し、以降の流程では成層密度流に遷移してゆく。この位置は、乱れエネルギーの生成との関連で述べた大規模渦運動の合併が抑制される位置に対応しており、周囲流塊の連行、換言すれば乱流域の拡大には組織的乱流構造が強く関与しているものと推量できる。

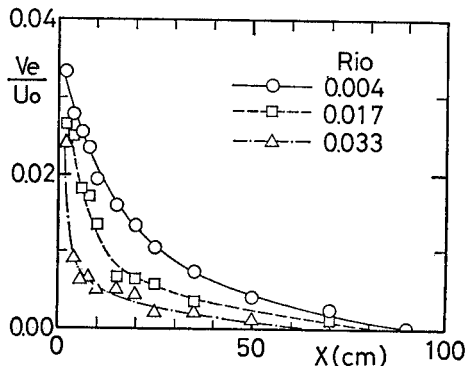


図-14 連行速度の流程方向変化

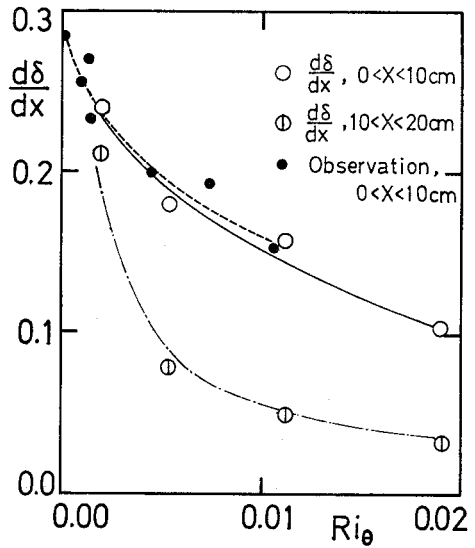


図-15 せん断層の拡がり率と成層度との関係

(3) 混合層の拡がり

そこで、乱れの長さ尺度 $\delta=5\theta_b$ で定義した混合層の拡がり率 $d\delta/dx$ と成層度の関係を示したのが図-15 である。 δ は流程方向に変化するので領域別に平均した $d\delta/dx$ を実線と破線で示す。また、可視化法において染料雲の及ぶ範囲で定義した拡がり率も比較のために併記する。成層度の表現は可視化法との対応から放流口での運動量厚 θ_o を用いたりチャードソン数 Ri_o を採用した。

平均浮力分布から求めた混合層特性長 θ_b の5倍で定義した δ は初期せん断領域 ($x < 10$ cm) において可視化法により得た混合層の拡がり幅と非常によく一致している。同図より、 Ri_o の増大に伴い、 $d\delta/dx$ が単調に減少するのが明瞭にわかる。また、連行速度の減少する $x=10 \sim 20$ cm での $d\delta/dx$ の値は $x < 10$ cm での値と比較して小さくなる。特に、 $Ri_o > 0.01$ の成層度の大きい場合には、 $x > 10$ cm の領域における混合層の拡がりは抑圧されて極端に小さくなる。

7. 結 語

本研究は、可視化法で明らかにした二次元表層密度噴流の初期発達過程で観察される大規模渦運動の特性および相互干渉過程を定量的に把握するとともに、成層化が乱れの成長・減衰に及ぼす影響を及ぼすかを実験的に考察したものである。大規模渦運動の存在の指摘は数多くあるものの、その水理学的役割に関するこの種の研究がほとんど行われていない現状にかんがみて、平均流ならびに乱れの鉛直方向分布特性を流程方向に詳細に測定し、可視化法によって得られた知見との比較・対応から

大規模渦運動の基礎的な解明に努めた。本研究で得られた主要な結果を列挙すれば、次のとおりである。

(1) 表層密度噴流の発達過程は、混合層が流程距離に比例して線形に成長する初期せん断領域と、成長が緩慢になりやがては成層流となる領域とに分離できる。

(2) 前者では、可視化法で観察された大規模渦構造の形成と合併融合が活発である。パワースペクトルの推移から判断すれば、この合併過程は規模の増大をもたらすのみならず、エネルギーの融合も行うことがわかった。

(3) 渦構造の発達に伴って、乱れ強度の急激な増大がみられるが、乱れの成長は密度差に基づく成層安定化によりしだいに抑制される。

(4) 混合層の最大拡がり幅は成層度の長さ尺度によって規定される。その位置は大規模渦構造が崩壊する流程位置に対応しており、それ以降では成層流となる。

(5) レイノルズ応力が成層安定化の影響を顕著に受けることから、断面積分した乱れのエネルギー収支ならびに連行速度の流程方向変化を求めた。その結果、混合層の全域的な特性、つまりエネルギーの生成、連行現象や拡大現象には、組織的大規模乱流構造の発達および相互干渉が密接に関連しており、密度差に基づく成層安定化はその乱流構造の活性度を抑制する形で間接的に影響を及ぼす。

参考文献

- 1) Holmboe, J.: On the behaviors of symmetric waves in stratified shear layers, *Geophys. Publ.*, Vol. 24, pp. 67~113, 1962.
- 2) Hazel, P.G.: Numerical studies of the stability of inviscid stratified shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, pp. 39~61, 1972.
- 3) Browand, F.K. and C.D. Winant: Laboratory observations of shear-layer instability in a stratified fluid, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 5, pp. 67~77, 1973.
- 4) Brown, G.L. and A. Roshko: On density effects and large structure in turbulent mixing layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 64, pp. 775~816, 1974.
- 5) Perry, A.E. and P.H. Hoffmann: An experimental study of turbulent convective heat transfer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 77, pp. 355~368, 1976.
- 6) Rajagopalan, S. and R.A. Antonia: Properties of the large structure in a slightly heated turbulent mixing layer of a plane jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 105, pp. 261~281, 1981.
- 7) 荻野文丸・水科篤郎: 外部領域の乱流構造に及ぼす密度成層効果—安定な成層乱流, 国立公害研究所調査報告, 第19号, pp. 137~156, 1981.
- 8) 室田 明・中辻啓二・角谷孝義: 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, 土木学会第26回水理講演会論文集, pp. 527~534, 1982.
- 9) 室田 明・中辻啓二・磯崎正哉: 連行型成層せん断流の乱流/非乱流域別乱れ構造について, 土木学会第27回水理講演会論文集, pp. 597~602, 1983.
- 10) 室田 明・中辻啓二・藪内生死: 二次元表層密度噴流における大規模渦運動に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第339号, pp. 115~124, 1983.
- 11) Koop, C.G. and F.K. Browand: Instability and turbulence in a stratified fluid with shear, *J. Fluid Mech.*, Vol. 93, pp. 135~159, 1979.
- 12) 加藤 始・池田高則: 下層二層流の実験(1)—流速分布と連行係数—, 土木学会第28回海岸工学講演会論文集, pp. 520~529, 1981.
- 13) Wygnanski, I. and H.E. Fiedler: The two-dimensional mixing region, *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 327~361, 1970.
- 14) Thorpe, S.A.: Experiments on instability and turbulence in a stratified shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 61, pp. 731~751, 1973.
- 15) Bradshaw, P.: The effect of initial conditions on the development of a free shear layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 225~236, 1966.

(1983.6.29・受付)