

成層せん断流における乱流輸送機構

Turbulent Transfer Mechanism in Stratified Turbulent Shear Flow

大阪大学工学部 正員 室田 明
大阪大学工学部 正員 ○中辻 啓二
大林組(株) 正員 磯崎 正哉

1. まえがき

せん断乱流の動力学的な解析に基づけば、乱流構造に及ぼす浮力効果は勾配型リチャードソン数あるいはフラックスリチャードソン数でよく相関できる筈である。しかしながら、組織的な乱流構造の活性な乱流成層せん断流では、乱流構造は局所的な成層度の指標では説明し難いほど複雑な挙動を呈している。そこで、著者等は、先の論文¹⁾において、浮力の変動のスケールがせん断層の厚さのオーダーと比べて小さくないことから、せん断層厚を用いたせん断層リチャードソン数 Ri_h で連行現象を整理した。その結果、 $Ri_h = 0.12$ を境に乱流構造の支配要因が異なることを、乱れ強度と乱流流束の分布、乱流エネルギー収支や浮力変動収支から明らかにした。²⁾ また、計測時系列に間欠的に認められる大規模、且つ組織的な乱流構造を抽出すべく条件付標本抽出法(四象限区分しきい値法³⁾と間欠関数⁴⁾)を適用して、組織構造に及ぼす浮力効果ならびに乱流輸送との関連についても明らかにした。

しかしながら、成層せん断流の外縁近くで同時計測した流速変動と浮力変動の時系列を詳細にみれば、両者ともに間欠的な大規模乱流変動を呈するものの、乱流エネルギーの生成に貢献する瞬間レイノルズ応力あるいは流速の変動と浮力変動とは規模および位相において必ずしも対応していない。とくに、成層度の強い Ri_h の大きい流れほど、その傾向は顕著である。この事実はつぎのような問題点を提起する。つまり、浮力による成層化が乱流構造をどの程度歪めるのか、また運動量輸送とスカラー量輸送に違いはあるのか、の二点である。前者については前論文²⁾で長時間平均変動量解析に基づいて考察した。

本論文では、乱流輸送の一つの現われである浮力変動の時系列に着目した条件付標本抽出ならびに位相平均(VITA)法を適用して、後者の間に対する解答を探る。なお、解析に用いた実験資料ならびに記号は前論文¹⁾と同一であり、主として $Ri_h = 0.021, 0.234$ の計測断面を解析対象に選んだ。計測時間250秒のデータを40Hzのサンプリング周波数でデジタル化してデータ解析を行った。計測中の不用意なドリフトを避けるために、データを細分して長時間平均変動量解析を前もって行い、統計量の均質性を十分に検討している。

2. 大規模浮力変動の抽出—VITA法—

成層せん断流の浮力変動の時系列を観ると、『一度、極小値に減少し、その後急激に増大して極大値にまで達して、それからゆっくりと減少する』ランプ(ramp)状のパターンが識別できる。この特徴的なパターンは混合層端での流速信号や温度信号にも観察される。(たとえば、Lau・Fischer⁵⁾, Brunn⁶⁾, Sreenivasan・Britz・Antonia⁷⁾, Rajagopalan・Antonia⁸⁾) また、乱流境界層においても、Brown・Thomas⁹⁾, Wallace・Brodkey・Eckelmann¹⁰⁾やBlackwelder・Kaplan¹¹⁾によって緩慢な減速に続く急激な加速特性が流下方向流速 u の時系列に認められており、バースティング現象を反映した信号であると認識されている。

Blackwelder・Kaplan¹¹⁾はこの特徴的なパターンに着目して、バースティングに支配的な大規模で組織的な乱流構造の抽出に成功している。そこで、その抽出法を浮力変動時系列の解析に適用して、大規模浮力変動に関与する物理機構の解明を行うことにする。

その方法は可変区間移動平均(VITA)法と称され、時間スケール T で移動平均した分散 $\hat{\text{var}}(t, T)$

が検出関数として用いられる。分散 $\hat{\text{var}}(t, T)$ は

$$\hat{\text{var}}(t, T) = \hat{b}^2(t, T) - [\hat{b}(t, T)]^2 \quad \text{ここに、} \hat{b}(t, T) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} b(t) dt \quad (1)$$

で定義される。時間スケール T での移動平均操作は、cut-off 周波数が $1/T$ のローパス・フィルターを掛けたことに相当している。

検出基準となる閾値は浮力変動の rms 値 $\hat{b}$ を用いて $m \hat{b}$ で定義され、移動平均した分散値が閾値を越えたときに乱流変動の検出を実行する。すなわち、

$$D(t) = 1 \quad \text{if } \hat{\text{var}} > m \hat{b}^2 \text{ and } d\hat{b}/dt > 0 : D(t) = 0 \quad \text{elsewhere} \quad (2)$$

ここに、 m は閾値パラメーターである。

この $D(t)=1$ で検出された乱流変動は位相を合せて次式のように集合平均される。

$$\langle Q(\tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Q(t_i + \tau) \quad (3)$$

ここに、 Q は条件付位相平均される水理量、 t_i は検出の生起した時間、 τ は抽出前後の時間の遅れ、 N は集合平均された総サンプル数である。

なお、浮力変動が急激に減少する時間においても、分散値 $\hat{\text{var}}$ が大きくなる恐れがある。その時間での検出を避けるために、式(2)に $d\hat{b}/dt > 0$ の条件を付加した。また、検出原点 t_i は浮力変動値の負から正に変化する時間に設定した。

VITA法の適用に際して、検討すべき項目は時間スケール T と閾値パラメーター m の二つの任意変数である。両者の合理的な決定法はない。そこで、適用に先立って T に関しては渦寿命時間 T_l を基準に、また m に関しては Blackwelder・Kaplan の用いた値を目安にして、その妥当性を検討した。

図-1 は浮力変動の条件付位相平均 $\langle b(\tau_*) \rangle$ の結果を示す。ここに、 $\tau_* = \tau U_s / H$ であり、集合平均個数は約35である。 T の値が小さいとき、および m の値が大きいつきに、 $\langle b \rangle$ の絶対値が多少大きくなるだけであり、抽出した浮力変動の分布形状はあまり変化しない。この傾向は m の妥当性を検討した Blackwelder・Kaplan の結果とよく一致している。 T および m の設定には人為性を含むものの、抽出した乱流構造に影響がそれほど現われてこないことから、以下の解析では T に渦寿命時間を、 m に 0.8 の値を採用する。

検出の妥当性を検証するために、浮力変動 $b(t)$ 、分散値 $\hat{\text{var}}(t)$ および検出関数 $D(t)$ の時系列の一例を図-2 に示す。同図より、浮力変動が負から正に急増大する時間で $\hat{\text{var}}$ の値も大きくなり、検出関数 $D(t)$ が大規模の浮力変動を良好に抽出している様子が視覚的にわかる。図には示さないが、瞬間レイノルズ応力 $-u v(t)$ を基準に検出した間欠関数 $I(t)$ の時系列と対比すると、持続時間の長い乱流変動ほど $I(t)$ と $D(t)$ の対応性はよい。

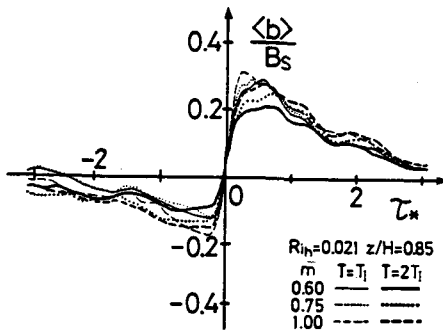


図-1 $\langle b \rangle$ の分布形状に及ぼす T と m の影響

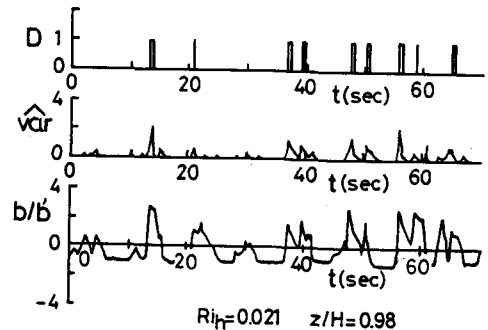


図-2 $b(t)$, $\hat{\text{var}}(t)$ と $D(t)$ の時系列

3. 条件付位相平均

(1) $Ri_h=0.021$ の断面における乱流構造

図-3はせん断効果の卓越したRun 1($Ri_h=0.021$)の断面の種々の水深 z/H で得られた条件付位相平均 $\langle b \rangle$, $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$, $\langle uv \rangle$, $\langle vb \rangle$, $\langle ub \rangle$, $\langle vq^2 \rangle$ および $\langle vb^2 \rangle$ の分布形状を示す。縦軸は水表面での平均流速 U_s と平均浮力 B_s を用いて無次元表示している。また、横軸の無次元時間 τ_* は $\tau U_s/H$ を示す。四象限区分しきい値法³⁾および間欠関数⁴⁾を用いた解析結果によれば、 $z/H=0.85$ は組織的な乱流運動が間欠的に生起している水深であり、 $z/H=0.98$ は密度界面の直上に位置している。

$\langle b \rangle$ に観られるランプ状の急激な増大は成層せん断流の全幅にわたって明瞭に認められる。その分布形状は、おおよそ $\tau_* \approx -0.34$ で負の極小値を示したのちに、急激に増大して $\tau_* \approx 0.51$ 付近で正の極大値に達し、その後緩慢に減少するという、典型的な変動パターンを呈する。また、正の極大値は負の極小値よりもその絶対値が大きい。この傾向は乱流境界層でのバースティング現象を温度信号で検出したChen・Blackwelder¹²⁾やAntonia¹³⁾の結果と類似している。

より詳細にみれば、 $\tau_*=0.0$ のフロント部の浮力勾配 $d\langle b \rangle/d\tau_*$ は $z/H=0.69, 0.85$ では単位時間当たり約 $0.56 B_s$ であるのに対して、密度界面近傍では約 $0.25 B_s$ と浮力勾配は緩やかになる。また、 $\langle b \rangle = 0.0$ を横切る時間を基準に浮力変動の時間スケールを算出すると、 $z/H=0.69, 0.85$ ではフロントをはさむ前後でそれぞれ $\tau_* \approx 2.9, 4.1$ となる。フロント後の値は間欠関数の解析で得られた乱流バルジの平均持続時間の約2~3倍であり、浮力変動は瞬間レイノルズ応力 $-u v(t)$ に比較して持続時間の長い乱流運

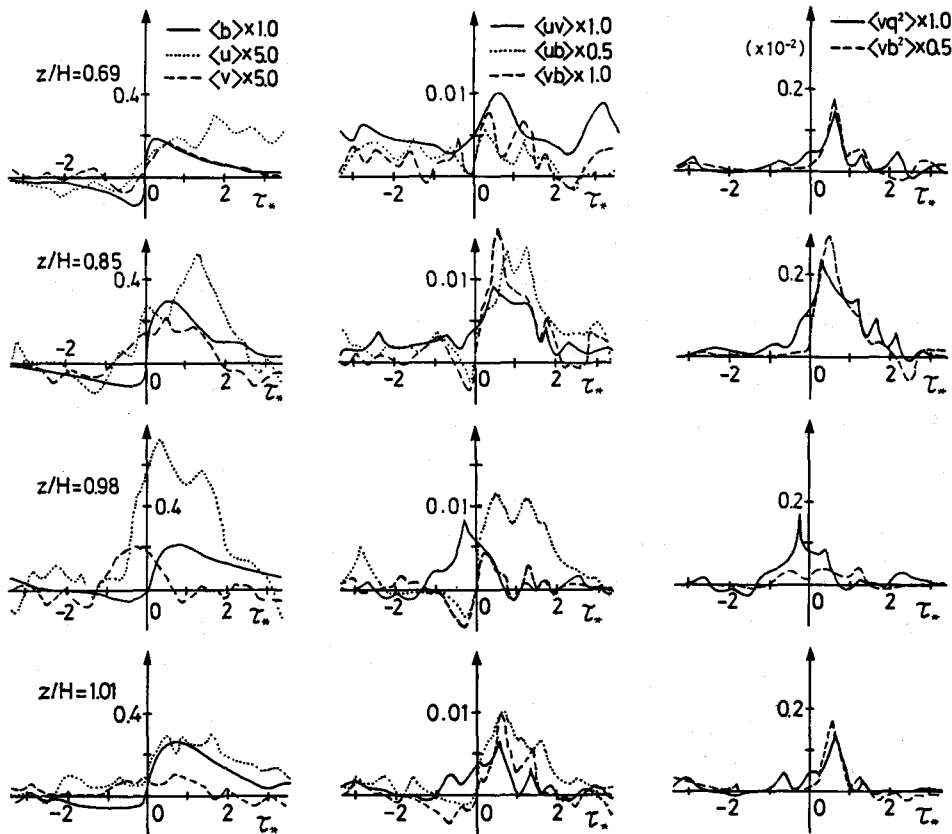


図-3 条件付位相平均された変動パターン (Run 1, $Ri_h=0.021$)

動を呈していることがわかる。

$z/H=0.69$ では、 $\tau_*=0.0$ 近くの $\langle b \rangle$ の急増大は比較的大きな $\langle v \rangle$ および $\langle u \rangle$ の変化を伴って生起している。とくに、 $\langle v \rangle$ と $\langle b \rangle$ の位相が完全に一致しているのは特筆に値する。 $z/H=0.85$ では、 $\langle b \rangle$ 、 $\langle u \rangle$ および $\langle v \rangle$ の正の極大値が大きくなり、それぞれ $0.30 B_s$, $0.11 U_s$, $0.05 U_s$ である。また、 $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ の位相が一致するようになり、前論文^{3),4)} の条件付標本抽出法で指摘した組織的な乱流構造の存在を裏付けている。 $\langle b \rangle$ は $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ に $\tau_* = 0.81$ 程度遅れているのが特徴である。これに対して、密度界面近くの $z/H=0.98$ になると、 $\langle v \rangle$ の最大値はフロントの前部に移り、 $\langle v \rangle$ と $\langle b \rangle$ は逆位相を呈するようになる。これは $v-b$ 変動間の位相差が内部波の存在で $\pi/2$ になること¹⁵⁾ に相当しており、興味深い。また、 $\langle u \rangle$ は広い範囲で正值である。

つぎに、条件付位相平均されたレイノルズ応力 $\langle -uv \rangle$, 乱流浮力流束 $\langle -vb \rangle$, $\langle ub \rangle$ の分布形について考察する。 $z/H=0.69$ では、 $\langle uv \rangle$, $\langle vb \rangle$, $\langle ub \rangle$ はともに正值であり、フロントの前部では低運動量の重い流体 ($\langle u \rangle < 0$, $\langle b \rangle < 0$) を鉛直上向きに輸送し、またフロントの後部では高運動量の軽い流体 ($\langle u \rangle > 0$, $\langle b \rangle > 0$) を鉛直下向きに輸送するというせん断乱流特有の輸送過程を呈している。しかしながら、 $\langle uv \rangle / \overline{uv}$ と $\langle vb \rangle / \overline{vb}$ の最大値がそれぞれ 1.88 , 0.92 であることから、検出時のわずかな位相のずれが見掛け上の平滑化を促進するという、スクランブル効果¹⁴⁾ の影響が $\langle vb \rangle$ の分布形に現われていることが推量される。このことは、見方を変えれば、 $z/H=0.69$ では種々の規模の乱流構造が混在していることを示唆する。

$z/H=0.85$ になると、 $\langle uv \rangle$ と $\langle vb \rangle$ はフロントの $\tau_* = 0 \sim 1.44$ の範囲で鋭いピークをもち、それらの最大値は $3.14 \overline{uv}$, $2.18 \overline{vb}$ である。とくに、 $\langle vb \rangle / U_s B_s$ の値は 0.014 と他の水深での値と比較して著しく大きい。この水深は間欠関数の解析⁴⁾ で示した乱流域での相関係数 Ruv_τ および Rvb_τ が最も大きくなる水深であり、組織立った乱流運動により大量の高運動量で軽い流体 ($\langle u \rangle > 0$, $\langle b \rangle > 0$) が鉛直下方に輸送されているのがわかる。また、フロント部で観られる $\langle vb \rangle$ の急増大は、輸送方程式から考えれば、鋭い浮力勾配 $d\langle b \rangle / d\tau_*$ をもたらす直接の要因となる。

密度界面直上の $z/H=0.98$ では、前二者とは少し異なった変動パターンを呈している。すなわち、 $\tau_* = -1.37 \sim 0.68$ の範囲で $\langle uv \rangle$ は検出原点に対称な正值の分布を示しているのに対して、 $\langle vb \rangle$ は完全に逆対称であり、フロント前部では負、後部では正となっている。浮力変動が密度界面の動きに追従していると仮定すれば、 $\langle vb \rangle$ の変動パターンは内部波に誘因された変動にまさしく一致しており、実質的な鉛直方向の浮力輸送は生じない。他方、 $\langle uv \rangle$ の挙動は $z/H=0.85$ から組織構造によって輸送された高運動量流体 ($\langle u \rangle > 0$) を鉛直下方に輸送しており、運動量輸送と浮力輸送との相違が認められる。組織構造の影響は $\langle uv \rangle$ の変動パターンが $z/H=0.85$ のそれと酷似していることからもうかがわれる。

以上の事柄は、乱流エネルギー q^2 ($\equiv (u^2 + v^2)/2$) や浮力変動の分散 b^2 の鉛直方向輸送 $\langle vq^2 \rangle$ と $\langle vb^2 \rangle$ に明瞭に現われる。すなわち、組織構造の発達した $z/H=0.85$ では乱流輸送が活発であり、 $\langle vq^2 \rangle$ と $\langle vb^2 \rangle$ の最大値も他の水深と比較して非常に大きい。しかも、フロント後部の $\tau_* = 0.0 \sim 0.71$ で集中して発生しており、組織構造の乱流輸送に対する貢献度は極めて大きい。これに対して、 $z/H=0.98$ になると b^2 の輸送量が低下するとともに、乱流エネルギーと浮力変動の輸送形態も異なってくる。

(2) $Ri_\eta=0.234$ 断面における乱流輸送

図-4は浮力による成層効果の支配的な Run 3 ($Ri_\eta=0.234$) の断面における条件付位相平均の結果を図-3と同様に示す。水深は図-3に対応させて選んである。

$\langle b \rangle$ 変動の振幅は $0.3 B_s$ 以下と Run 1 に比較して小さいものの、緩慢な現象に続いて急激に増大する典型的なパターンが $\langle b \rangle$ 変動に識別できる。しかし、その持続時間はフロントの前後で $\tau_* = 2.3$ と 2.5 であり、Run 1 の $\langle b \rangle$ 変動と比べて時間スケールが小さくなっている。これは、乱れの変動スケールが減

層化にともない小さくなるというスペクトル解析から得られた結果²⁾と一致している。

流速変動 $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ の値はおしなべて小さい。とくに、 $\langle v \rangle$ 変動は $z/H=0.84, 0.99$ で $\tau_*=0.85$ 付近にわずかに有意な値を示すのみである。その結果、 $\langle uv \rangle$, $\langle vb \rangle$ および乱流輸送 $\langle vq^2 \rangle$ と $\langle vb^2 \rangle$ も $\tau_*=0.85$ 付近で突出した正値を示すだけである。ただし、注意深くみれば、 $\langle vb \rangle$ の分布形状は、 $z/H=0.84 \sim 1.02$ の範囲において、Run 1 の $z/H=0.98$ で観られた内部波特有の位相関係を弱いながらも満たしている。

そこで、閾値パラメーター m を種々変化させて調べた結果、 $m=1.0$ の条件の下で $z/H=1.02$ における $\langle v \rangle$ と $\langle b \rangle$ が逆位相の関係、つまり、 $\tau_*=0.0$ で $\langle b \rangle/B_s=0.0$, $\langle v \rangle/U_s=0.025$ (極大値)、また $\tau_*=2.28$ で $\langle b \rangle/B_s=0.0$, $\langle v \rangle/U_s=-0.021$ (極小値) を満たしており、内部波の存在がうかがわれる。Run 1 の断面と比較して不明瞭であるのは、検出した個数が Run 1 での個数の3倍弱の多数であり、スクランブル効果により平滑化の影響を被っているためと予想される。なお、 $z/H=0.99, 1.02$ では $\langle uv \rangle/U_s B_s$ の最大値が0.005 を越える傾向を示しており、 $\tau_*>0.0$ の範囲の浮力 $\langle b \rangle$ は密度界面に沿って流下方向に移流されていることがわかる。

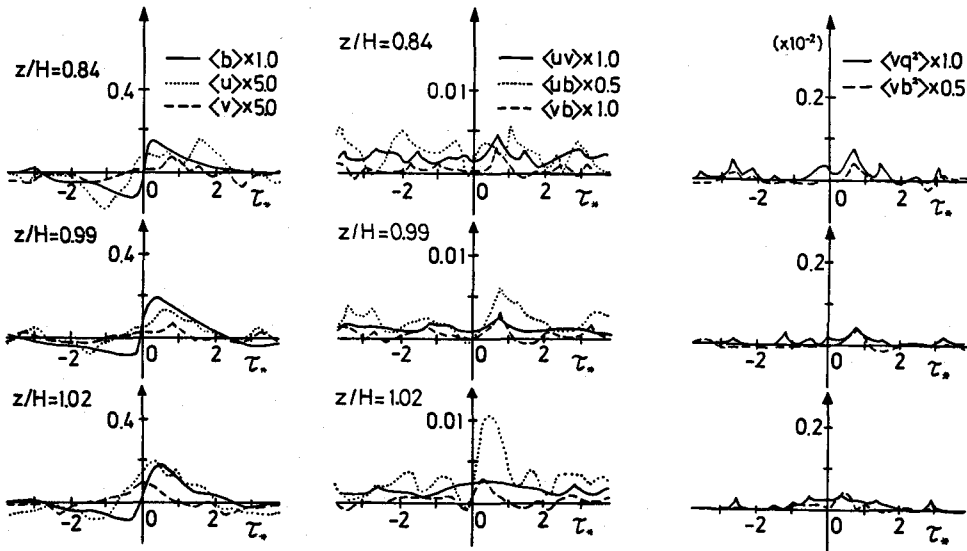


図-4 条件付位相平均された変動パターン(Run 3, $Ri_h=0.234$)

(3) 抽出した浮力変動ランプの諸特性

$\langle b \rangle$ の変動パターンで $\langle b \rangle$ の急増大点 ($\tau_*=0.0$) から $\langle b \rangle=0.0$ を再び横切る時間までを大規模浮力変動 (乱流ランプと称する) の持続時間 T_d と定義して、生起周期等の情報を整理したのが表-1である。

Run 1 と Run 3 での諸特性を比較した場合、Run 1 の乱流ランプの持続時間 T_d の値が大きいかもかわらず時間占有率の小さいのは、乱流ランプの単位時間当りの生起個数の違いによるものである。したがって Run 3 の成層度の強い断面では、持続時間の短い乱流ランプが短い周期で頻繁に生起していることになる。とくに、生起周期の最頻値は $z/H=0.84 \sim 1.02$ でほぼ一定である。しかも、そのときの生起したランプ数の割合も平均して20%強と大きい。これは図-4 で示された内部波の存在が関与しているものと推察できる。

他方、Run 1 の $z/H=0.85$ における乱流ランプは長い持続時間で間欠的に生起しており、図-3 で述べた組織的な乱流構造の存在を反映している。これに対して、 $z/H=0.69$ の乱流場では比較的長い乱流ランプが頻繁に生起しており、その時間占有率が70%にも及んでいるのは注目される。

表-1 の最終欄に示したのは浮力変動 $\langle b \rangle$ の振幅である。内部波が生起していると予想される Run 3 においても、その値は水表面での平均浮力 B_s の30%程度と非常に大きい。これは一見奇妙に思えるが、浮力 $\langle b \rangle$ が成層化のために鉛直下方にほとんど輸送されない事実、つまり密度界面上に貯えられることを考慮すれば納得できる。

表-1 浮力変動ランプの諸特性

Run (Ri_h)	水深 z/H	持続時間 $T_d U_s/H$	時間占有率	生起周期 $T_l U_s/H$	生起周期の 最頻値	最頻値での生 起確率 (%)	浮力変動の振 幅 $\langle b \rangle/B_s$
1 (0.021)	0.69	3.98	0.71	5.25	2.54	24	0.33
	0.85	4.83	0.36	11.75	5.93	17	0.41
	0.98	3.73	0.21	13.27	11.02	17	0.28
	1.01	3.00	0.16	13.14	10.17	17	0.33
3 (0.234)	0.84	2.56	0.41	6.18	3.79	23	0.30
	0.99	2.47	0.34	7.20	3.79	27	0.28
	1.02	2.37	0.32	7.41	2.84	16	0.28

Note : $U_s(\text{cm/s}) = 15.0$, $H(\text{cm}) = 8.85$ for $Ri_h = 0.021$, and
 $U_s(\text{cm/s}) = 12.7$, $H(\text{cm}) = 6.70$ for $Ri_h = 0.234$.

4. 結語

本研究では、乱流輸送の一つの現われである浮力変動の時系列に着目して、VITA法による条件付位相平均より成層度の異なるせん断流場の乱流構造および乱流輸送機構について検討した。

連行の活発なせん断効果の卓越した $Ri_h < 0.12$ の流れでは、大規模な組織構造が浮力輸送に強く関連しており、運動量や浮力を位相差なく鉛直下方に輸送する運動に積極的に加担していることが明らかになった。

これに対して、 $Ri_h > 0.12$ の流れでは内部波の運動がせん断流の内部にまで及び、しかも乱流構造の強度も規模も成層効果により減少するために、乱流輸送機能が著しく低下する。

本研究の一部は、昭和59年度文部省科研一般研究(C)59550342 の補助を受けた。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 室田明・中辻啓二 : 土木学会論文集, 第 351号/II-2, pp.97-106, 1984.
- 2) 室田明・中辻啓二 : 土木学会論文集, 第 351号/II-2, pp.107-116, 1984.
- 3) 室田明・中辻啓二・角谷孝義 : 土木学会第26回水理講演会論文集, pp.527-534, 1982.
- 4) 室田明・中辻啓二・磯寄正哉 : 土木学会第27回水理講演会論文集, pp.597-602, 1983.
- 5) Lau, J.C. and M.J.Fischer : J. Fluid Mech., Vol. 67, pp.299-337, 1975.
- 6) Brunn, H.H. : J. Fluid Mech., Vol. 83, pp.641-671, 1977.
- 7) Sreenivasan, K.R., R.A. Antonia and D. Britz : J. Fluid Mech., Vol. 94, pp.745-775, 1979.
- 8) Rajagopalan, S. and R.A. Antonia : J. Fluid Mech., Vol. 105, pp.261-281, 1981.
- 9) Brown, G.L. and A.S.W. Thomas : Phys. Fluid, Vol. 20, pp.234-252, 1977.
- 10) Wallace, J.M., R.S. Brodkey and H. Eckelmann : J. Fluid Mech., Vol. 83, pp.673-693, 1976.
- 11) Blackwelder, R.F. and R.E. Kaplan : J. Fluid Mech., Vol. 76, pp.89-112, 1976.
- 12) Chen, C.H.P. and R.F. Blackwelder : J. Fluid Mech., Vol. 89, pp.1-31, 1978.
- 13) Antonia, R.A. : J. Fluid Mech., Vol. 56, pp.1-18, 1972.
- 14) Yule, A.J. : Turbulent Shear Flows 2, pp.263-281, 1980.
- 15) Stuart, R.W. : Radio Sci., Vol. 4, No. 12, pp.1269-1278, 1969.