

混合せん断流における大規模渦と乱れの特性

Characteristics of Large Eddies and Turbulence in a Mixing Shear Flow.

九州大学工学部 正員 小松利光
九州大学工学部 正員 柴田敏彦
九州大学大学院 学生員 小坪洋巳
福岡県 正員 行徳恒光

1. ま え が き

近年、乱流における Coherent な乱れ構造、いわゆる秩序立った大規模渦動の存在が明らかにされて以来、活発な研究が開水路乱流や表面噴流¹⁾、混合層流²⁾について行なわれてきた。著者らもここ数年、2次元密度 plume の連行に果たす大規模渦の水理学的役割について研究を行ない、いくつかの知見を得た³⁾が、2次元密度 plume は流れが鉛直であることから詳細な測定は容易ではなかった。また渦列も2列並列に存在して相互に干渉するため複雑な流れとなっており、解析を一層困難にしていた。

一方、混合せん断流は、流れがより simple で大規模渦列も1列であるため、種々の測定や解析が比較的容易となっている。そこで今回は、混合せん断流に着目し、多変量の同時測定及び可視化実験から混合せん断流の仮想界面変動と大規模渦との関連、大規模渦の空間的・時間的拡がり、また大規模渦と連行や乱れとの関係について解析を行なった。本文ではこれらの実験結果を記し、混合せん断流の大規模渦の構造と乱れ特性について考察を加えている。

2. 実験方法とデータの解析

(1) 実験装置

実験は長さ5 m、幅15 cm、高さ40 cmの亚克力製2次元水路を用いて行なった(図-1)。混合せん断流を作るために水平の仕切り板を水路底より25 cmのところに設置した。上下層は仕切り板の末端(この点を座標原点とし、流下水平方向にx軸、鉛直上向きにy軸、奥行方向にz軸をとる)で接触し、流速差により激しい渦動状態が引き起こされ、混合せん断流が形成される。上下層とも水路上流側で整流を十分に行ない、 $x=0$ 付近では両者ともほぼ一樣な流速分布となるようにしている。混合せん断流では種々の物理量は連続的に変化して sharp な界面は存在しないが、ここでは便宜的に内部波高計から得られる位置を仮想界面の位置と定義する。上層流としては常に淡水を使用した。一方下層流は、内部波高計で混合せん断流の仮想界面の変動ならびに密度変動を測定する実験と可視化を行なう実験だけ塩水を用い、それ以外の実験では淡水を用いた。下層水に塩水を用いた実験では、流下にしたがい乱れに対して密度効果が卓越して2層流へと移行するが、可視化実験で混合せん断流がほぼ直線的な拡がりを示す $x \leq 30$ cm 領域では密度効果が無視できるとしてここでは測定をこの

領域に限定した。流速の測定は、2方向のV型 hot film 流速計(DISA社製)と2方向X型 hot film 流速計(日本科学工業製)を適宜組み合わせて用い、密度は電気電導度計を用いた。可視化実験はトレーサーとしてフルオレセインナトリウムを使用しスリ

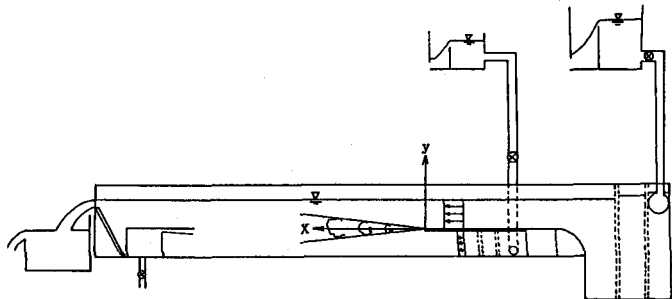


図-1 実験装置

(2) 実験条件とデータ解析

上層淡水流量として $Q_1 = 1,154 \text{ cm}^3/\text{s}$ ，下層流量として $Q_2 = 290 \text{ cm}^3/\text{s}$ を全測定を通して供給した。また $x = 0$ で上層流の水深が $h_1 = 6 \text{ cm}$ となるように水路末端のせきを調整した。従って $x \leq 0$ の上下層の平均流速はそれぞれ $U_1 = 1.28 \text{ cm/s}$ ， $U_2 = 0.8 \text{ cm/s}$ となる。水温は実験日より変わるが，hot film を使用することから上下層の水温は一致させた。 $x = 0$ における上層 Reynolds 数は $Re_0 = (U_1 - U_2) h_1 / \nu = 5.217 \sim 6.456$ である。

得られたデータはデータレコーダーに収録し，A-D変換の後，統計処理を行なった。サンプリング間隔，データ個数は，(a) $\Delta t = 1/37.5 \text{ sec}$ ， $N = 4,096$ と (b) $\Delta t = 1/37.5 \text{ sec}$ ， $N = 3,2768$ の2通りで目的に応じて使い分けた。平均流速 U ，乱れ強度 $\sqrt{u^2}/U$ ， $\sqrt{v^2}$ ，Reynolds 応力 $-\overline{uv}$ の鉛直分布の一例を図-2に示す。

3. 実験結果とその考察

(1) 大規模渦の周期性

測線を x 軸に沿ってとり，流速変動 u ， v ，仮想界面の変位 η の測定値から周波数スペクトルを求めた。代表的な例を図-3に示す。大規模渦に対応する周波数にスペクトルピークが見られ， u ， v ， η 全てこの周波数帯でエネルギーが卓越していることがわかる。このピークは流下に従い u ， v ， η ともに低周波数側に段階的に移行しており，plume などの大規模渦³⁾と同様の周波数特性を示している。

大規模渦は平均せん断により生じられるわけだから，大規模渦の周期 T は $(dU/dy)_m^{-1}$ (断面最大平均せん断) と密接な関係があることが期待される。各断面の平均流速分布より求めた $(dU/dy)_m^{-1}$ の流れ方向の変化と u ， v ， η の周波数スペクトルより求めた T の流れ方向の変化を図-4に示す。 T ， $(dU/dy)_m^{-1}$ ともに x の増加にしたがい直線的に増加しており，両者は次式のように一義的に関係づけられる。

$$T (dU/dy)_m = 6.64 \quad (1)$$

乱れといっても大規模渦は平均流に直接規定されているといえる。

図-3にみられるように， u ， v ， η のスペクトルは大規模渦に関してはほぼ同じ pattern を示しており，仮想界面変動は大規模渦を見出すための指標として利用できるものと思われる。

(2) 可視化法による大規模渦の観測

空間的な拡がりをもつ大規模渦をとらえるため可視化を行なった。トレーサとしてフルオレセインを使用し，スリット光を上方から照射した。可視化の方法として (a) 大規模渦自体の挙動を観測するために $x = 0$ ， $y = 0$ に注射針を用いてフルオレセインの溶液を少しずつ注入する方法 (写真-1) と (b) 連行の様子を調べるために下層水だけフルオレセインで着色する方法 (写真-2) の2種類を採用し，写真撮影・ビデオ撮影を行ない解析した。

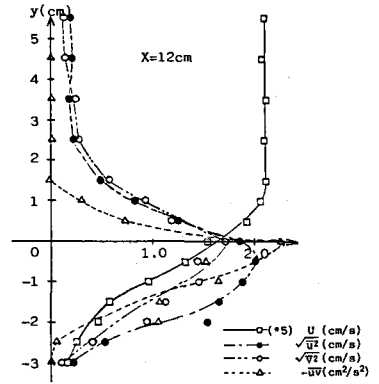


図-2 U ， $\sqrt{u^2}$ ， $\sqrt{v^2}$ ， $-\overline{uv}$ の分布

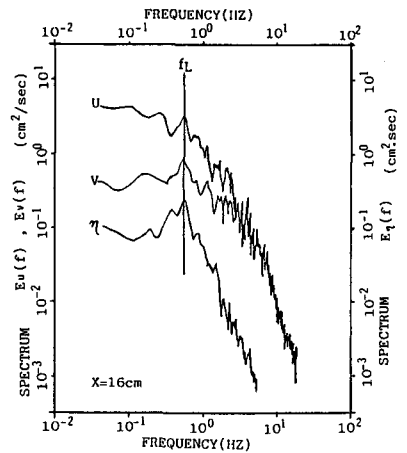


図-3 u ， v ， η のスペクトル

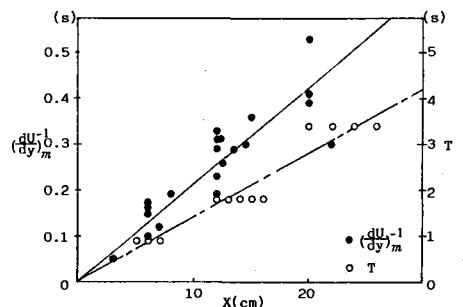


図-4 T と $(dU/dy)_m^{-1}$ の流下方向の変化

従来、比較的低 Reynolds 数の混合せん断流では大規模渦は合体を繰り返しながら流下し、そのスケールと周期を増大させることが報告されている⁴⁾が、今回の可視化実験 ($Re_0 = 5,217 \sim 6,456$) からはかなり異なった大規模渦像が得られた。図-5に模式的に示すように、(Ⅰ)まず式(1)によって関係づけられた周期Tで、せん断層厚 $h_L = (U_1 - U_2) / (dU/dy)_m$ 程度のスケール(後述)をもつ大規模渦が発生する(写真-1、矢印①)が、すぐに(Ⅱ)強い平均せん断により引き伸ばされて(写真-1、矢印②)、大規模渦の下部は取り残され上部は引きちぎられるようにして流下する。(Ⅲ)流下した大規模渦の一部は下流側でやはり同様にして取り残さ

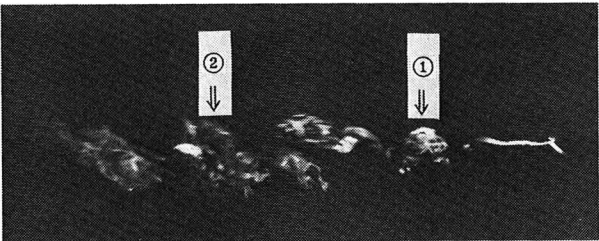


写真 - 1

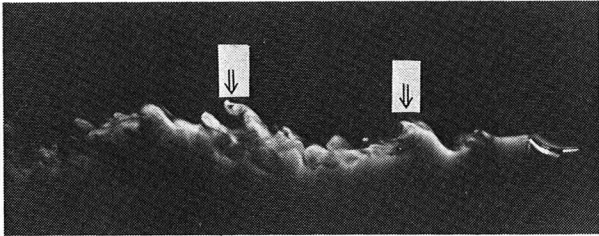


写真 - 2

れた別の渦の下部と(Ⅰ)の条件に従って新たな大規模渦を構成するか、もしくはその上を飛び越えてそのまま流下する。以上の(Ⅰ)～(Ⅲ)のステップを繰り返しており、大規模渦の生成・崩壊は局所的で一つの大規模渦の寿命時間は短い。更に Re_0 数の大きい実験 ($Re_0 > 10,000$) でも同様のことが観測されたことから、今まで述べた大規模渦特性は高 Re_0 数の混合せん断流において一般的に成立するものと思われる。なお、(Ⅰ)もしくは(Ⅲ)で大規模渦が生成されるとき、下層水の大規模な連行が引き起こされている(写真-2、矢印)。

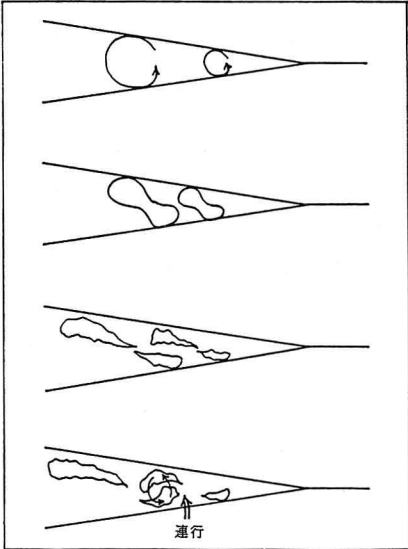


図-5 大規模渦の生成・崩壊の模式図

以上の大規模渦の特性は、後述のように Euler のな多変量測定からも裏付けられる。

(3)大規模渦の空間特性

大規模渦の鉛直方向の空間特性を明らかにするため、 $x = 6\text{ cm}, 12\text{ cm}, 20\text{ cm}$ の3点で2個の2方向 hot film プロブを用いて流速を測定した。一方を $y = 0$ で固定し、もう一方を同じ横断面内で $\Delta y (-3 \sim 5\text{ cm})$ 、 $\Delta z (=1\text{ cm})$ だけ離

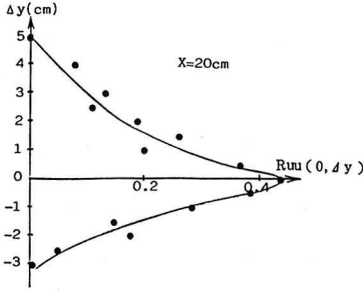


図-6 $R_{uu}(0, \Delta y)$ の分布

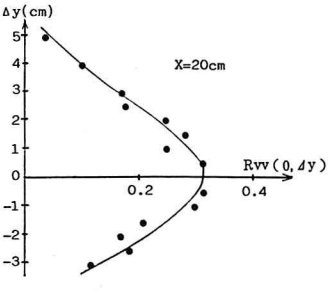


図-7 $R_{vv}(0, \Delta y)$ の分布

してそれぞれ u, v を測定した。 $x = 20\text{ cm}$ の場合について時間遅れ $\tau = 0$ の時の相互相関係数 $R_{uu}(0, \Delta y)$ と $R_{vv}(0, \Delta y)$ の分布をそれぞれ図-6, 7に示す。 u, v とともに上層側で相関の減衰が弱く、下層側に較べると空間スケールが大きくなっている。積分スケー

ル Lu , Lv を求めると $Lu = 3.4 \text{ cm}$, $Lv = 6.0 \text{ cm}$ となる。また, せん断層厚は $h_L = (U_1 - U_2) / (dU/dy)_m = 4.5 \text{ cm}$ である。
 $Lv > Lu$ であり, v に関する空間スケールの方がかなり大きく, せん断層厚はその中間に入る。また $R(\tau, \Delta y)$ が $\Delta y = \text{const.}$ で最大値をとるときの時間遅れ (移動させているプローブを基準として) を τ_m とし, 図-8, 9 に示す。 u に関しては位相のずれが顕著で, ほぼ直線的に変化しており, 平均流速の高流速側から低流速側へ u -変動がほぼ一様な位相速度で下降していることがわかる。一方, v については位相の遅れはほとんど見られずほぼ同位相となっており, v -変動は瞬時にして混合せん断流の断面全体に行き渡ることになる。

以上の考察は全周波数の乱れに渡っていたが, 次に大規模渦独自の特性を調べるため, 数値的な band pass filter を用いて $f_L \equiv 1/T$ を含む狭い周波数帯の乱れとそれ以外の周波数帯の乱れとに分離した。 $x = 12 \text{ cm}$ の場合については図-4 より $f_L = 0.60 \text{ Hz}$ であるから $0.42 \text{ Hz} < f < 0.85 \text{ Hz}$ と $f \leq 0.42 \text{ Hz}$, $0.85 \text{ Hz} \leq f$ に分離して相互相関係数を求めた。図-10, 11 に $\tau_m(u)$, $\tau_m(v)$ の分布を示す。 u -変動に関しては大規模渦とそれ以外の渦との間に位相遅れ τ_m について差はみられず, 高流速側から低流速側へ同じように伝搬している。一方 v -変動については大規模渦にわずかの位相のずれがみられ, 低流速側から高流速側へ v -変動が上昇している。 u -変動の挙動と併せて大規模渦の際立った特徴を示している。大規模渦以外の v -変動はほぼ同位相であり, 瞬時に断面全体に伝搬している。

$R_{uu}(\tau_m, \Delta y)$, $R_{vv}(\tau_m, \Delta y)$, $R_{uu}(0, \Delta y)$, $R_{vv}(0, \Delta y)$ の断面分布については, 大規模渦とそれ以外の乱れとの間に顕著な差異は見られなかった。

大規模渦の周波数帯の乱れから得られる $R_{uu}(0, \Delta y)$, $R_{vv}(0, \Delta y)$ を積分することにより大規模渦の積分スケール L_{uL} , L_{vL} が求められる。 $x = 12 \text{ cm}$ で $L_{uL} = 1.95 \text{ cm}$, $L_{vL} = 4.4 \text{ cm}$ で両者にかかなり差がみられるが, せん断層厚は $h_L = 2.8 \text{ cm}$ ではほぼ中間にあることから大規模渦の鉛直スケールはせん断層厚 $h_L = (U_1 - U_2) / (dU/dy)_m$ 程度とみなせるようである。

以上得られた知見は他の測点においてもほぼ同じであった。

次に大規模渦の流れ方向の空間特性を調べるため $\Delta x = 0.5 \text{ cm}$, $\Delta z = 0.3 \text{ cm}$ (前のプローブの影響を避けるため) だけ離れた2地点で2個の2方向 hot film 流速計を用いて u , v の測定を行なった。全周波数を4つの周波数帯で代表させ, それぞれの周波数帯の乱れの特徴について検討を加えた。 $x = 12 \text{ cm}$ については (i) $0.1 \text{ Hz} \sim 0.3 \text{ Hz}$, (ii) $0.42 \text{ Hz} \sim 0.85 \text{ Hz}$ (大規模渦を含む周波数帯), (iii) $2 \text{ Hz} \sim 4 \text{ Hz}$, (iv) $8 \text{ Hz} \sim 10 \text{ Hz}$ である。(ii)~(iv)の各周波数帯の乱れに対する相互相関係数のピーク $R_{uu}(\tau_m, y)$, $R_{vv}(\tau_m, y)$ と乱れの流れ方向の位相速度 C_u , C_v を図-12~17に示す。 u -変動と比較して v -変動により顕著な傾向性がみられるので v -変動を中心に考

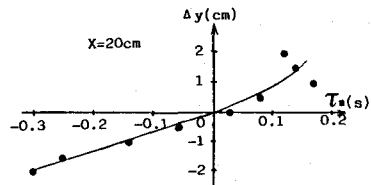


図-8 u -変動の時間遅れ $\tau_m(u)$

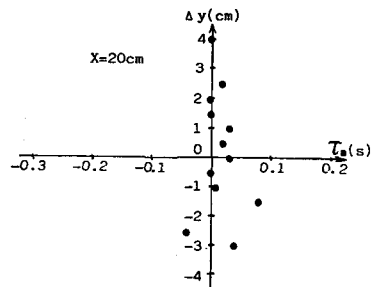


図-9 v -変動の時間遅れ $\tau_m(v)$

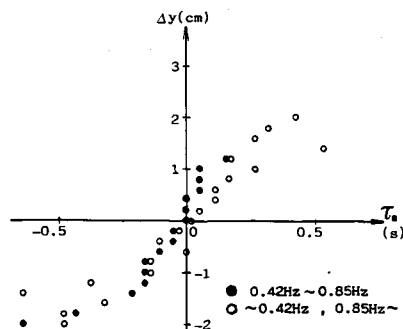


図-10 $\tau_m(u)$ の分布

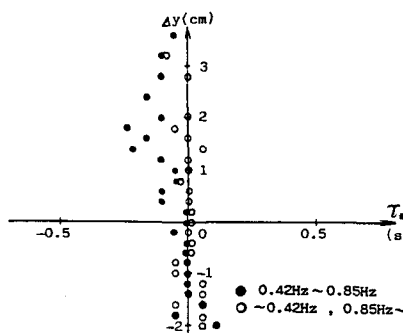


図-11 $\tau_m(v)$ の分布

察を進めると、(Ⅱ)の大規模渦の周波数帯では混合せん断流の中心付近で相関が弱く、中心から離れた平均流速分布がほぼ一様となる領域で相関が強い。一方大規模渦より大きい周波数帯(Ⅲ)、(Ⅳ)の乱れは中心付近で相関が強く、中心から離れると弱くなる傾向がある。これは可視化観測の考察からも明らかなように、平均流速分布により決定される周期 T の大規模渦が発生するが、すぐに混合せん断流の中心付近の強い平均せん断により引き伸ばされ破壊される。このため大規模渦の周波数の乱れは寿命時間も短く流れ方向の相関も小さくなる。この中心付近の破壊された大規模渦の残がいは、 h_L 程度の空間スケールで平均流にほぼ近い速度で下流に流されながら慣性作用により cascade down するため大規模渦より高周波数の渦として検出され、その周波数帯では流れ方向の空間相関も強くなる。一方、中心付近から離れた領域では、平均せん断も弱いので大規模渦の周期 T の変動は比較の長く持続され、空間相関も保存される。

乱れの位相速度については(Ⅱ)の大規模渦の周波数帯では極めて特徴的な動きを示す。大規模渦が生成されると、短時間ではあるが単体の渦として運動するためと思われるが、平均流速勾配を緩和する方向に位相速度は分布しており、 $C_u > C_v$ である。(Ⅲ)、(Ⅳ)の高周波数帯になると、 C_u 、 C_v の分布は平均流速分布に少し近づいてくるが dU/dy に較べかなりゆるやかな勾配となっている。大規模渦より低周波の(Ⅰ)の周波数帯については、図には示していないが、 C_u 、 C_v ともに U とは大きく異なりほぼ一様な断面分布となっている。従って全ての周波数帯でTaylorの凍結乱流の仮定は厳密には成立しておらず、特に混合せん断流の中心から低流速側にかけて U と C_u 、 C_v は大きく異なる。壁面境界層せん断流のFavreら⁵⁾の実験では位相速度は場所や波長の関数として与えられているが、 $C_u/U = 0.9 \sim 1.2$ 程度ではほぼ一致しており、自由乱流である混合せん断流とは大きな特性の違いを示している。

次に各周波数帯の乱れエネルギーへの寄与率の断面変化を調べる為、各周波数帯の平均スペクトル $\bar{E}(f)$ を用いて $\bar{E}(f) \cdot \Delta f / \bar{u}^2$ 、 $\bar{E}(f) \cdot \Delta f / \bar{v}^2$ (Δf は基本周波数)を求めた。乱れエネルギー $\bar{v}^2$ への寄与率の分布を図-18に示す。(Ⅰ)及び大規模渦を含む(Ⅱ)の周波数帯の乱れの $\bar{v}^2$ への寄与は、混合せん断流の中心付近で小さく周辺領域で大きい。一方、(Ⅲ)、(Ⅳ)の高周波数帯の乱れの寄与は、中心付近で大きく周辺領域で小さくなっており、図-15~17の結果とも対応して前述の考察を裏付けている。

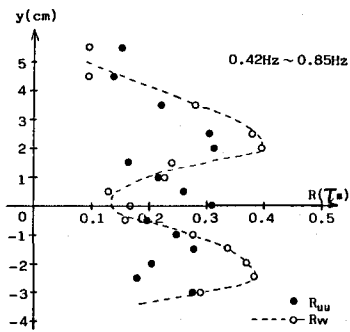


図-12 Ruu, Rvvの分布(Ⅱ)

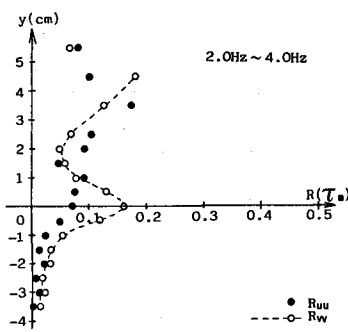


図-13 Ruu, Rvvの分布(Ⅲ)

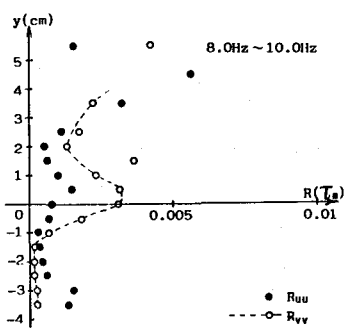


図-14 Ruu, Rvvの分布(Ⅳ)

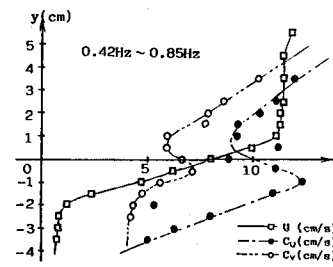


図-15 U, Cu, Cvの分布(Ⅱ)

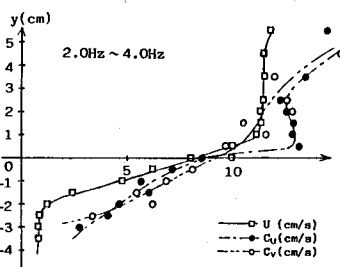


図-16 U, Cu, Cvの分布(Ⅲ)

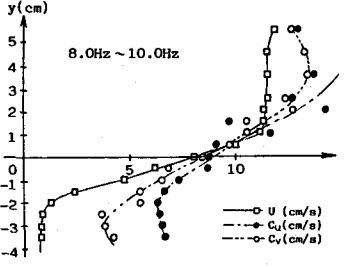


図-17 U, Cu, Cvの分布(Ⅳ)

(4)大規模渦と連行現象

連行と大規模渦の関連性を調べるため、同一点で同時測定した密度変動 ρ' と v のコスペクトルと、 u と v のコスペクトルの代表例を図-19、20に示す。 $x = 1.2\text{ cm}$, $y = -0.6\text{ cm}$ におけるデータで大規模渦の周波数は $f_L = 0.60\text{ Hz}$ である。 $\rho' - v$ のコスペクトルは $f = f_L$ で卓越したピークをもち、下層水の連行に大規模渦が大きく寄与していることがわかる。一方、大規模渦の Reynolds 応力への寄与はほとんど見られない。平均流のせん断不安定から生じる大規模渦は Reynolds 応力を減少させることにより平均流の安定化に寄与しているものと思われる。

4. むすび

多変量の2点同時測定や同一点同時測定の結果と可視化法により空間的拡がりをもつデータを組み合わせて、混合せん断流における大規模渦の特性、連行との関連などについて検討を加えた。

本文で得られた主要な結論は以下の通りである。

- (1)混合せん断流の大規模渦の周期 T は平均流速最大勾配 $(du/dy)_m$ と一義的な関係があり式(1)で与えられる。また空間スケールは、せん断層厚 h_L とほぼ一致する。
- (2)大規模渦は局所的に生成・崩壊を繰り返しており、従って渦の寿命時間も短い(特に u -変動に顕著)。従来、低 Reynolds 数の可視化実験から言われている個々の渦の流下・合体の機構とは異なっている。高 Reynolds 数では大規模渦は秩序立った組織構造をもつ渦というよりは、平均せん断不安定から生じ、平均流から最初にエネルギーを手渡されるため乱れのエネルギーが卓越した渦となっているだけである。
- (3)大規模渦のスケールは u よりも v に関する空間スケールの方が約2倍程度大きい。
- (4)混合せん断流では u -変動は平均流速の早い方から遅い方へほぼ一様な速度で伝搬するが、 v -変動はほとんど同位相でほぼ瞬間的に全断面に伝わる。
- (5)大規模渦の周波数帯の乱れの位相速度は特徴的な分布を示し、一様化する傾向がある。
- (6)混合せん断流では Taylor の凍結乱流の仮定は成立しない。
- (7)大規模渦の周波数のエネルギーの $\bar{u}^2$, $\bar{v}^2$ への寄与は混合せん断流の中心付近で小さく周辺領域で大きい。一方、より高周波数の乱れは逆である。
- (8)大規模渦は下層水の連行には大きく寄与しているが、Reynolds 応力への寄与はほとんど見られない。

最後に終始御指導頂いた九州大学 椿東一郎教授、松永信博助手に深甚なる謝意を表します。なお、本研究は文部省科学研究費(総合(A)、研究代表者 東京大学 玉井信行教授)の補助を受けたことを付記し、各位に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) たとえば 室田明・中辻啓二・荻内生死, 土木学会論文報告集, 第339号, 1983.
- 2) たとえば Oler, J. W. and V. W. Goldschmidt, J. Fluid Mech., vol 123, 1982.
- 3) 小松利光・浦勝・後藤俊一, 第28回水理講演会論文集, 1984.
- 4) たとえば Winant, C. D. and Browand, F. K., J. Fluid Mech., vol. 63, Part 2, 1974.
- 5) Favre, A., Gaviglio, J., Dumas, R., The Physics of Fluids Supplement, 1967.

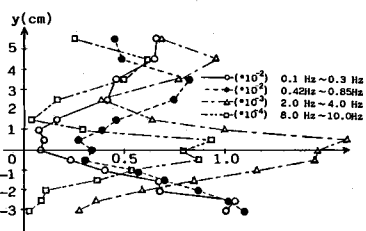


図-18 $\bar{E}(f) \Delta f / \sqrt{v^2}$ の断面分布

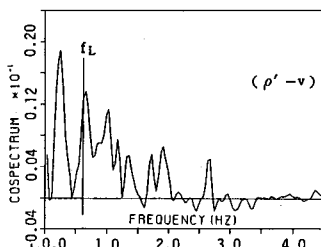


図-19 コスペクトル ($\rho' - v$)

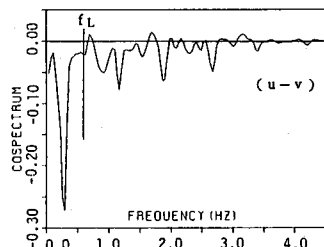


図-20 コスペクトル ($u - v$)