

自由水面近傍における組織渦の 時空間相関構造に関する研究

襦津家久¹・中山忠暢²

¹正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

²学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

Froude数および水面変動を基準に区分した開水路乱流における特徴的な流れ、すなわち、常流、限界流、射流の3種類の流れでは乱流構造やエネルギー収支関係等に大きな違いが見られるとともに、自由水面に発生する表面更新渦や水面変動のinactive成分の挙動と密接な関連があることが従来より推測されている。本研究では2台のレーザ流速計を用いて空間的に異なる2点の瞬間流速を同時計測し、時空間相関解析や条件付きサンプリング手法を適用することによって、自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造についての考察を行う。また、超音波波高計とレーザ流速計を同期させることによって、そのような組織渦構造と水面変動の関連性についての評価も行う。

Key Words : free surface, coherent vortices, space-time correlation analyses, macro-scale, turbulence.

1. 緒論

従来より指摘されているように、Froude数や水面変動を基準に区分した開水路乱流において特徴的な流れ、つまり、水面の比較的穏やかな常流、流れが波状跳水的特性を示し不安定な限界流、水面変動がかなり激しくエネルギー逸散の大きくなる射流の3種類の流れにおいては、乱れ構造やエネルギー収支関係等に大きな違いが見られる。特に、この違いは開水路に特有な自由水面近傍において顕著に現れ、水面の穏やかな状態で見られる自由水面近傍での乱れの低減特性は水面変動の増大とともに失われることになる。さらに、このような水面変動の増大は乱れの再配分率に大きな影響を及ぼし、自由水面近傍に発生する組織構造と密接に関わってくる。すなわち、自由水面近傍における乱流構造は、自由水面に発生する表面更新渦やBradshaw (1967)²⁾の言う水面変動のinactive成分の挙動と大きな関連がありそうである。

自由水面近傍の乱れ特性と組織渦構造との関連性については従来より、Hunt & Graham (1978)³⁾、Hunt (1984)⁴⁾によって提案された理論が中心的な存在であった。つまり、"source layer"において流速変動の鉛直方向成分から主流方向・横断方向成分へエネルギーが再分配されるというものであり、鉛直方向の乱れ強度 ν' は自由水面の減衰効果によって管路流れ

の管軸上での値よりも大きく低減する。一方、自由水面近傍ではマクロスケール L_y は L_x よりもかなり小さく、自由水面に衝突した渦構造がゆがめられ、流下方向に引き延ばされることを指摘している。また、Swan et al. (1991)⁵⁾やHandler et al. (1993)⁶⁾は開水路流れに関するDNSを用いて管路流れの直接数値計算結果との比較を行うとともに、自由水面近傍における時空間相関係数、長さスケールやエネルギー収支の評価も行っている。管路流との比較の結果、自由水面近傍では乱れの再配分率が複雑に変化すること、および、鉛直方向の長さスケールが自由水面の影響によって低減するという重要な特性を示している。しかし、このような自由水面近傍での乱れ特性と組織構造の関連性はあくまでも水面が穏やかな状態におけるものであり、水面変動によるinactive成分が加わると内部メカニズムは異なるものになると推測される。そこで、このような乱れの低減特性とマクロスケールの関連性について、 Fr 数や水面変動を考慮に入れてHuntの理論を再構築する必要がある。

近年、表面更新現象と壁面近傍で発生するbursting現象の関連性の研究が発展してきている。Nakagawa & Nezu (1981)⁷⁾は2台のホットフィルム流速計を用いて同時計測を行うことによって、bursting現象のメカニズムおよび移流過程についての考察を行っている。また、Rashidi & Banerjee (1988)⁸⁾は壁面近傍でのbursting運動による低運動量の上昇流体と加速流体の

相互作用による回転混合運動が自由水面に到達し、壁面に再び戻ってくると考えている。一方, Komori et al. (1982, 1989)^{9), 10)}は低Reynolds数流れにおいてbursting現象のejectionが上昇して外層に達し, 表面更新渦になると述べている。彼らはVITA法を用いて表面更新現象とbursting現象の発生周波数が内部変数, 外部変数や Re 数によって一意的に表せることを示し, 両者の密接な関連性を指摘している。また, 表面更新渦の主流方向, 鉛直方向, 及び横断方向長さはそれぞれ水深の2倍, 0.5倍, 1倍であると示唆している。Gulliver & Harverson (1989)¹¹⁾は水深規模の組織構造によって引き起こされる上昇運動と表面更新渦との関連性を指摘しており, 主流方向の大規模渦と水面近傍での表面更新による擾乱との発生数が比例関係にあると結論づけている。また, 彼らはbursting現象と主流方向の大規模渦のどちらが表面更新メカニズムに支配的となるかは摩擦Reynolds数 $R_{\tau} = hU_{\tau}/\nu$ によって決定されると述べている。このように表面更新渦と壁面近傍で発生するbursting現象には密接な関係があり, 自由水面近傍における乱流構造の変化特性の評価にはエネルギー過剰領域である壁面近傍における乱流構造との関連性も考慮する必要がある。

本研究では, 滑面開水路流れを対象として2台のレーザ流速計を用いて空間的に異なる2点間の瞬間流速を同時計測し, これにより得られたデータに対して時空間相関解析や条件付きサンプリング手法を適用することによって, その組織渦構造の時空間相関構造についての考察を行う。その際に超音波波高計と流速変動をも同期させることによって, 流速変動と水面変動との関連性についての評価も行う。また, もう1つの目的として, 主流方向, 鉛直方向, 及び横断方向の3成分についてのマクロスケールの評価を行い, 乱れ特性や水面変動のinactive成分との関連性を考察するものである。

2. 実験方法

本実験で使用した水路は全長10m, 幅40cm, 高さ30cmの可変勾配型循環式直線水路であり, 勾配はジャッキにより最大1/10まで上げることが可能である。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており(特に計測区間3mは一枚強化ガラス製), 流れが十分に発達している水路上流端から6mの地点を計測部とした。瞬間流速の計測にはDantec社製の空冷および水冷の2台の4ビーム後方散乱型2成分アルゴンファイバレーザ流速計(LDA)を用いた。図-1に時空間相関計測の装置図を示す。座標系は流下方

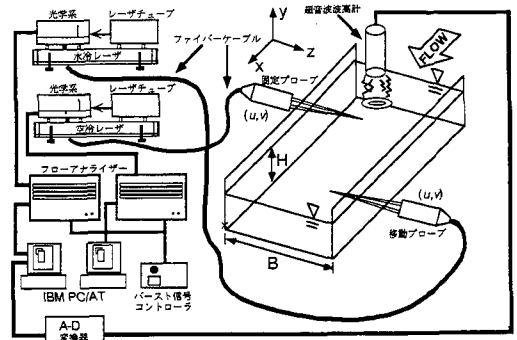


図-1 実験装置

表-1 水理条件

case	S	h (cm)	B/h	U_m (cm/s)	U^* (cm/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)
M-FR06	1/1200	5.0	8.0	40.0	2.10	0.57	20.0
M-FR10	1/316	3.5	11.4	57.1	2.90	0.98	20.0
S-FR31	1/41	3.0	13.3	166.7	8.47	3.07	50.0

向・鉛直方向・横断方向をそれぞれ x, y, z とし, それらに対応する流速変動成分を u, v, w とする。また, 座標軸の原点は, 水路上流端から6mの地点を $x=0$, 水路底面を $y=0$, 水路中央を $z=0$ とした。2台のレーザ流速計はともに水路側壁から用いて (u, v) の計測を行い, 空冷のレーザ流速計を固定プローブ($x=0$), 水冷のレーザ流速計を移動プローブとした。また, 同時計測の際のトリガーにはレーザ流速計からのバースト入力信号のON/OFFを制御する装置によって行い, 2点間の間隔が約2mm以内の同一点近傍の計測には偏光板を用いて, レーザの混在を防いだ。また, 水面変動の計測には分解能が0.1mmの超音波波高計(Keyence社製)を計測部の鉛直上方に設置し, その信号をAD変換器の外部入力信号として水冷のレーザ流速計と同期させた。水理条件を表-1に示す。本研究では常流・限界流・射流の3通りの滑面開水路流れを対象として, 2次流が発生しにくいようなアスペクト比の大きい流れ($B/h > 5$)を選んだ。LDAのトラバース装置は, 水路にじか付けで約1/100mmの高精度を持つ。測定時間は60秒, 測定周波数は水冷のレーザ流速計で約200Hz, 空冷で約150Hzのもとで計測を行った。得られた瞬間流速データは不等時間間隔の値であるため両プローブともに100Hzに線形補間し, 乱れ成分を分離して時空間相関解析を行った。

3. 実験結果および考察

(1) 従来型時空間相関構造

ある固定点 $P(x_p, y_p, z_p, t_0)$ における乱れ成分 $u_i(x_p, y_p, z_p, t_0)$ と任意点 $Q(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z)$ における乱れ成分 $u_j(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)$ の従来型(無条件)時空間相関係数 $C_{uu_{ij}}$ は次式(1)で定義される。

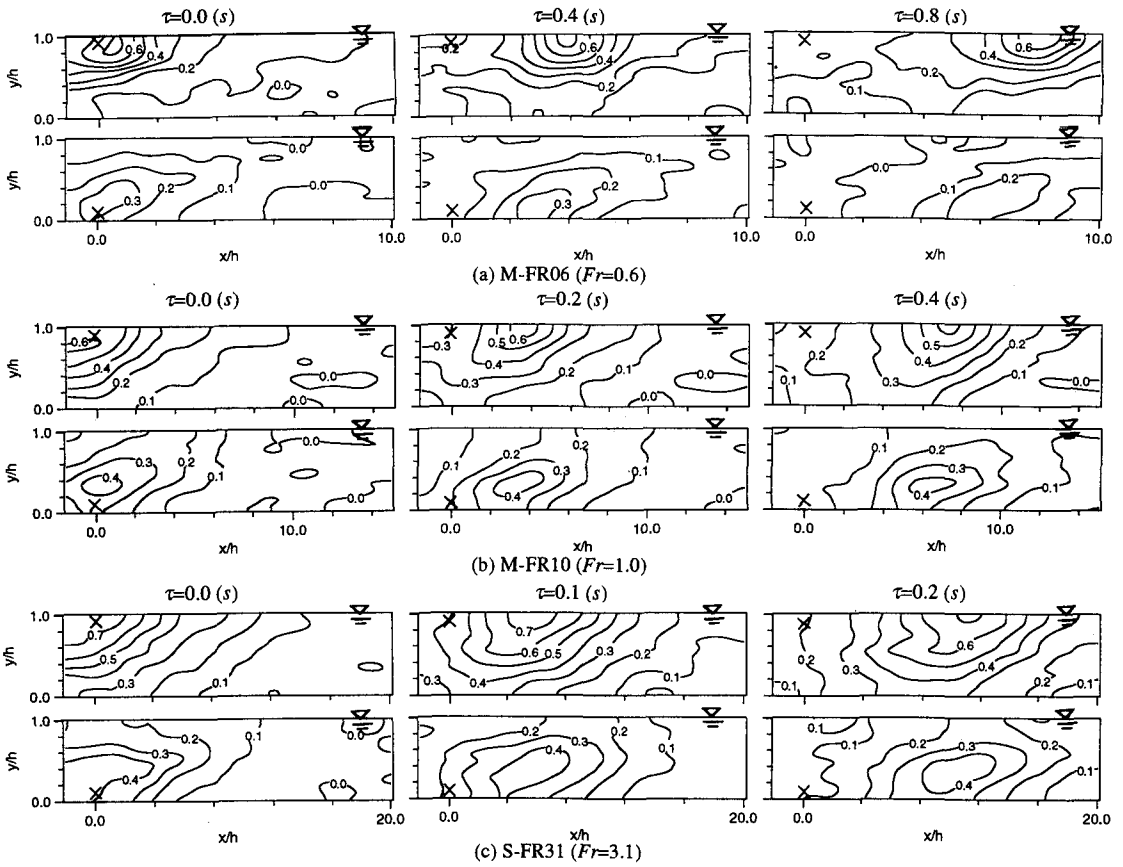


図-2 従来型時空間相関係数 C_{uu} の変化特性 (図中の×は固定プローブ位置を示す)

$$C_{u_i u_j}(x_0, y_0, z_0; \Delta x, \Delta y, \Delta z, \tau) = \frac{u_i(x_0, y_0, z_0, t_0) u_j(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)}{u'_i(x_0, y_0, z_0) u'_j(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z)} \quad (1)$$

ここで、 $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ は点 P に対する点 Q の遅れ距離、 τ は遅れ時間であり、 u'_i, u'_j は点 P, Q の乱れ強度である。

a) 従来型時空間相関解析

図-2は水路中央の x - y 平面内における従来型時空間相関係数 C_{uu} の遅れ時間 $\tau(s)$ に対するコンターであり、固定点 (×印) は $y/h=0.1, 0.9$ の2点である。これより、全てのケースにおいて壁面近傍のシアの存在によって自由水面に近づくほど位相の進んだフットボール型の相関構造が見られる。特に、固定点が壁面に近いほど主流速勾配が大きいいためこの特性がより顕著に見られ、Nakagawa & Nezu (1981)⁷⁾ が指摘するように相関領域が上方に伸び、自由水面に近づくにつれて傾きは緩やかになり流下方向への相関領域あるいは乱れの広がりが大きくなる。すなわち、壁面近傍の乱れ構造は自由水面領域とも相関関係を持っており、Nakagawa & Nezu (1981)⁷⁾, Komori et al. (1982, 1989)^{9), 10)} や Rashidi & Banerjee (1988)⁸⁾ が指摘するように壁面近傍の bursting 現

象と自由水面近傍で発生する表面更新渦とは密接な関係があると考えられる。ケース間での比較をしてみると、常流では上流・下流側へ影響のおよぶ範囲にそれほど相違は見られないのに対して、 Fr 数の増加とともに相関領域は下流側の水面付近に大きく張り出し、壁面から水面へ向かう流れが活発化する特性が見られる。また、 Fr 数の増加とともに自由水面からも大きな値が壁面に向かっていくことから自由水面から壁面に向かう流れも活性化すると予測される。壁面近傍では bursting 現象が、水面近傍では表面更新渦が生成されているならば、相関値の最大値より表面更新渦の方が支配的、もしくは壁面では bursting 現象が、自由水面では表面更新渦が独自に存在している可能性がある。

図-3は C_w の $\tau(s)$ に対する変化特性であり、固定点は $y/h=0.5, 0.9$ の2点である。 C_w には C_{uu} ほど顕著な位相差は見られないが、自由水面が「弱い壁」の役割を果たすために乱れの拡がり壁面側よりも自由水面側に若干大きく非対称になっている。また、 Fr 数の増加によって水面近傍の相関は急減しピークの最大値は水面下に降下していくとともに、相関の渦の分布形が大きく変化する。常流ではほとんど円に近く、限界流では

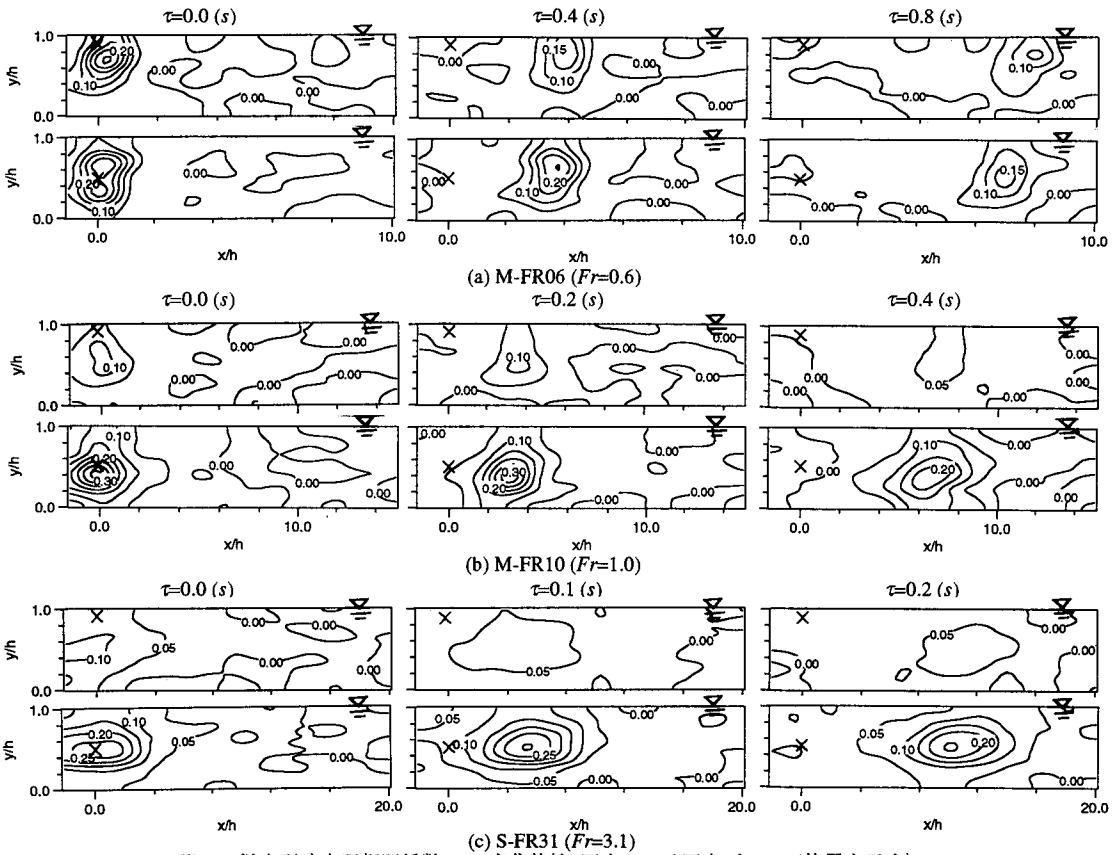


図-3 従来型時空間相関係数 C_{vv} の変化特性 (図中の×は固定プローブ位置を示す)

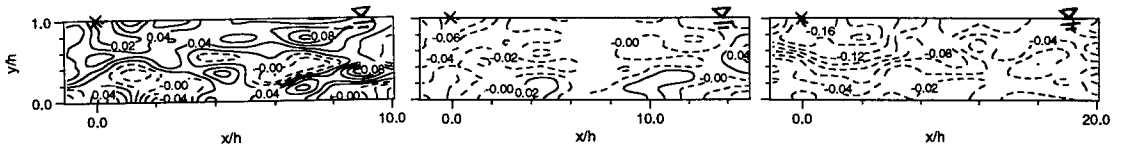


図-4 従来型時空間相関係数 C_{hu} の変化特性 (左からM-FR06, M-FR10, S-FR31)

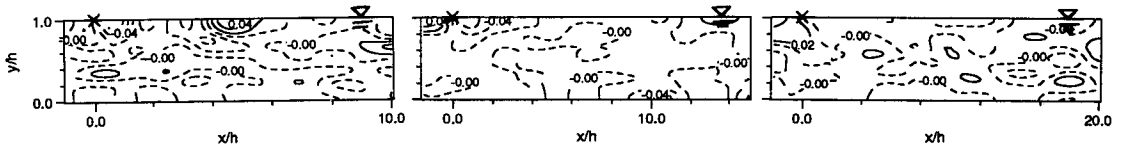


図-5 従来型時空間相関係数 C_{hv} の変化特性 (左からM-FR06, M-FR10, S-FR31)

水面側に細長く伸びた釣り鐘型，射流では流下方向に大きく伸びた楕円へと変化する特性が見られる。特に，限界流近傍では鉛直方向への相関が増加することによって，従来より指摘されているように乱れ強度の鉛直方向成分や水面変動強度の急増現象が生じると考えられる。射流では鉛直方向への相関は抑制され，主流速の増加によって流下方向に拡大していく。

図-4および図-5は水面変動と流速変動の相関， C_{hu} および C_{hv} の $\tau=0(s)$ での分布特性であり，点線は負の値を示す。どちらの相関も比較的值は小さく移流とともに相関が急激に減少していく特性が見られた。水

面変動の比較的小さいケースM-FR06ではそれほど規則的な相関が見られない。また， Fr 数の増加とともに相関が大きくなるが，自由水面のごく近傍の限られた領域($y/h > 0.8$)でのみ存在し，乱れ特性や再配分率の急変する領域に対応している。図-4より C_{hu} は水面変動が生じると一般に $\tau=0(s)$ において固定点周りで負の相関領域が見られ，流れの連続性が満足されている。一方，図-5の C_{hv} は限界流に近づくとき $\tau=0(s)$ において固定点より上流側に正の相関領域，下流側に負の相関領域が見られ，この位相のずれによって不安定な波状跳水的流れが生じることになる。しかし，流速変動と

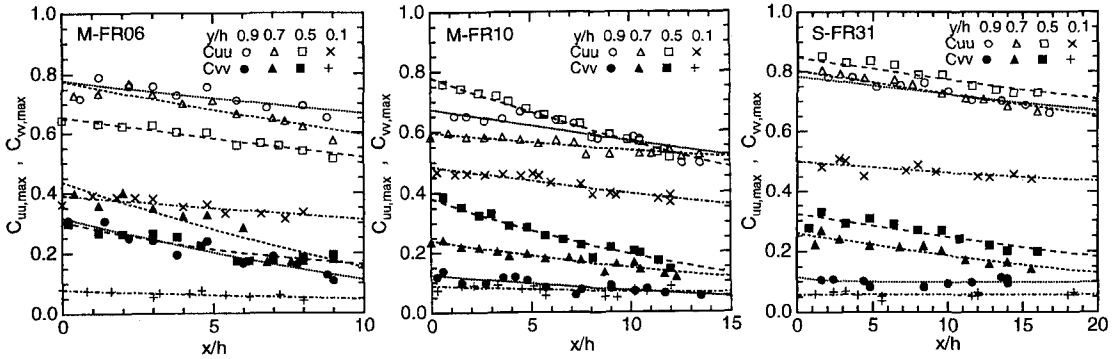


図-6 最適相関係数の減衰過程

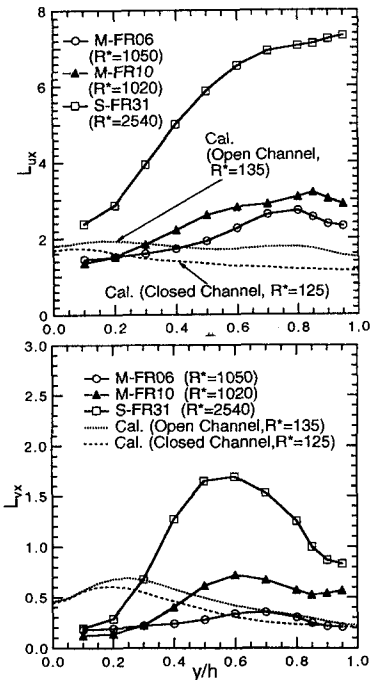


図-7 主流方向のマクロスケール

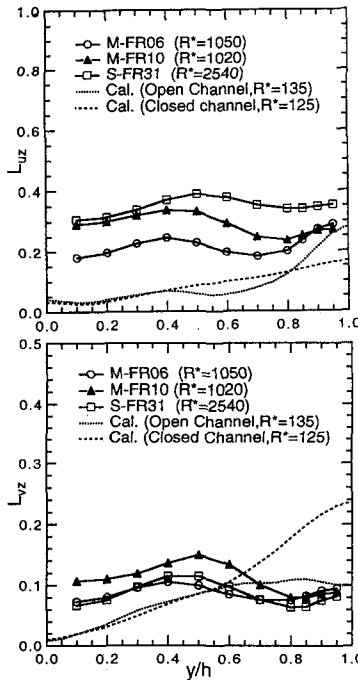


図-8 横断方向のマクロスケール

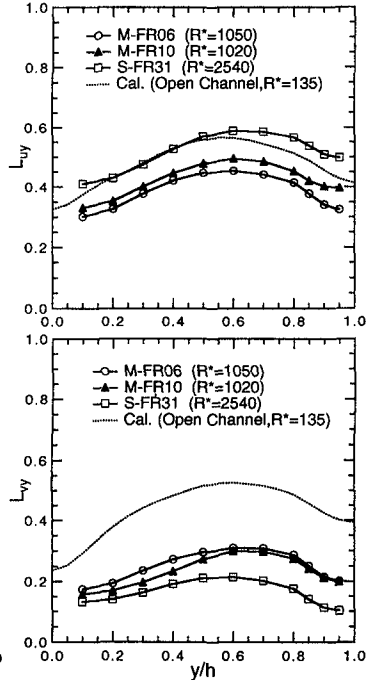


図-9 鉛直方向のマクロスケール

水面変動の相関は比較的值が小さく、水面変動は流速変動によって副次的に生じるものと考えられる。

b) 高相関領域の減衰過程と水面変動の関連性

図-6は式(1)で定義される時空間相関係数の包絡線である最適相関係数の最適遅れ時間(時空間相関係数が最大値を示す遅れ時間)における値(ある遅れ時間における相関係数のピーク値)を流下方向距離に対して示したものである。図にはNakagawa & Nezu (1981)⁷⁾と同様に指数型の近似関数を併示した。理論的には $\tau=0(s)$ における値は1であるが、実験では厳密な同一点の計測は不可能であること、偏光板を使用することによる計測誤差、計測ボリュームが厳密には同一でないこと、空冷と水冷のレーザではdata rate等の条件が若干異なること、などのために1よりもかなり小さい値になっている。これより、 $C_{uu,max}$ は $C_{vv,max}$ よりも減衰過程が緩やかであり、相関が保持されやすいことがわか

る。また、壁面近傍ではシアの影響によって相関はかなり小さくなっており、移流に伴う乱れの変形は壁面近傍ほど著しいことが示唆される。さらに壁面から離れるにつれて相関のピーク値は増加するが、自由水面の変動の有無によって水面近傍では相関構造が複雑に変化する。水面変動の小さいケースM-FR06では $C_{uu,max}$ は水面に向かって単調に増加するが、自由水面の低減効果によって $C_{vv,max}$ は水面下で最大値を取る。一方、水面変動の発生とともに $C_{uu,max}$ および $C_{vv,max}$ のピーク値の最大値は水面下に現れ、特に限界流近傍では不安定な波状跳水的流れによって水面近傍の相関が大きく減少する。

(2) マクロスケールの分布特性

マクロスケールは流れ場における組織構造の評価尺度となる。均一場とみなせる主流方向(x)・横断方向(z)

に対して($x_j=x, z$, それぞれ水深 h で無次元化したもの), 流速変動 $u_i(u_i=u, v)$ についてのマクロスケール L_{uixj} は, 相関係数が最初に座標軸と交わる点 $x_{j,max}$ を上限として, 次式(2)で再定義される.

$$L_{u_i x_j} = \int_0^{x_{j,max}} C_{u_i} u_i (\Delta x_j) dx_j \quad (2)$$

一方, 自由水面の存在によって非均一場となる鉛直方向(y)に対するマクロスケールはHandler et al. (1993)⁶⁾と同様に次式(3)を用いる.

$$L_{u_i y} = \int_0^1 C_{u_i} u_i (\Delta y) dy \quad (3)$$

図-7および図-8は式(2)より求めた主流方向および横断方向のマクロスケールの分布であり, 図にはHandler et al. (1993)⁶⁾による管路流($R_s=125$)および開水路流($R_s=135$)の数値計算データも併示した. 図-7より, 主流方向のマクロスケール L_{ux} は Fr 数の増加とともに値が大きくなっていく. $y/h < 0.8$ では値がほぼ単調に増加しその増加の程度は Fr 数が大きいほど急激になっているが, それよりも自由水面近傍においては常流では若干減少するのに対して射流では若干増加する. このような常流における $y/h=0.8$ 付近でのピーク特性は若干緩やかであるものの開水路流れの数値計算データにも見られ, 自由水面の低減効果の影響によるものと考えられる. 水面変動の増加とともにピーク特性は失われ変曲点を有するようになり, 流速変動の主流成分に関する主流方向のマクロスケールを増加させることになる. 一方, 鉛直成分の主流方向のマクロスケール L_{vx} は半水深付近でピークを持つ特性が見られ, 水面に近づくにつれて値が減少する. この値については分布形は数値計算と若干類似しているもののピーク位置は全く異なっており, R_s 数の相違や数値計算では水面の変形を考慮していないことが原因と考えられる. 水面近傍においては常流および射流では単調減少するのに対して, 限界流近傍においては逆に増加傾向にあり, 乱れのinactive成分による不安定な流れの卓越は主に鉛直成分に関わっていることを示している. 図-8の横断方向のマクロスケールについては, 自由水面近傍において開水路と管路流れの数値計算データに顕著な相違が見られ, L_{uz} は開水路の方が大きくなるのに対して L_{vz} では逆の特性を有する. この特性は実験値においても類似しており, L_{uz} は水面近傍で増加するのに対して L_{vz} は若干減少してほぼ一定値をとるようになる. このことは開水路流れの水面近傍において横断方向成分の乱れ強度 w' が管路よりも大きくなることと関連しており, w' の増加は横断方向への渦構造の拡大と大きな関連性を持っていることを示している.

一方, 自由水面の影響を大きく受け非均一場となる鉛直方向のマクロスケールは上述したような均一場のものとは大きく異なる. 図-9は L_{uy}, L_{vy} の分布であり, 図-7および図-8と同様にHandler et al. (1993)⁶⁾による

開水路流れ($R_s=135$)の数値計算データも併示した. これより, L_{vy} は数値計算と大きさ, 分布形状ともかなり一致しており, 壁面から $y/h=0.6$ 付近にかけて値が増加するが, $y/h > 0.6$ では自由水面の影響によって長さスケールは減少することがわかる. Handler et al. (1993)⁶⁾はこの数値計算の分布特性がHunt & Graham(1978)³⁾のモデルと良く一致していることを指摘しており, 水面の穏やかなケースM-FR06の分布形状が数値計算とかなり類似していることから, 水面の穏やかな条件では水面近傍, 特に $y/h > 0.9$ に対するHuntの理論が比較的妥当であるといえる. しかし, 水面変動の生じるケースM-FR10, S-FR31では自由水面領域において分布形状が若干異なり, ピーク位置が水面側に移行している. 特に $y/h > 0.9$ においては分布が数値計算よりもなだらかとなって水面波の影響が生じており, 限界流近傍のケースM-FR10の方が若干大きくなっている. これより, 水面変動の大きい流れにおいてはHuntの理論は成立せず, 水面近傍における鉛直方向のマクロスケールが増加するといえる. このことは乱れ構造と密接に関連しており, 特に鉛直方向の乱れ強度 v' と大きな関連がある⁷⁾と考えられる. 一方, L_{vy} には L_{uy} ほど系統的な変化が見られないが, L_{uy} に比べて相関の程度が低く非等方性の影響が見られ, 数値計算では非等方性の影響を過小評価しているといえる.

以上のことより, 水面変動のあまりない流れでは壁面近傍で発生した乱れは上昇しながら流下方向に引き延ばされるが, $y/h=0.7$ 近傍を境にして横断方向へも拡がりを持つことになる. しかし, 水面変動が生じると横断方向への拡がりには抑制される. この特性は横断方向の乱れ再配分率が射流状態で Fr 数の増加とともに減少することにも見られ, Fr 数の増加とともに乱れエネルギーの鉛直方向からの再配分は主に主流方向に行われることと大きな関連がある.

(3) 条件付き時空間相関解析による組織渦の抽出

前節までと同様な固定点 P および移動点 Q に対する条件付き時空間相関係数は次式(4)で定義される.

$$\begin{aligned} & \langle q_i(x_0, y_0, z_0; \Delta x, \Delta y, \Delta z, \tau) \rangle \\ &= \frac{\int_T q_i(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau) I(x_0, y_0, z_0, t_0) dt_0}{q_i(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z) \int_T I(x_0, y_0, z_0, t_0) dt_0} \\ &= \frac{1}{q_i \cdot M} \sum_{k=1}^M q_i(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_k + \tau) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで, q_i は流速変動などの任意の乱流変動量, q_i' は乱れ強度, T は計測時間, M は検出数である. $\langle \rangle$ は抽出後集合平均化された特性量であり, 本研究では各点での乱れ強度で無次元化してある. また $I(x_0, y_0, z_0, t_0)$ は判別関数であり, 本研究ではNakagawa & Nezu

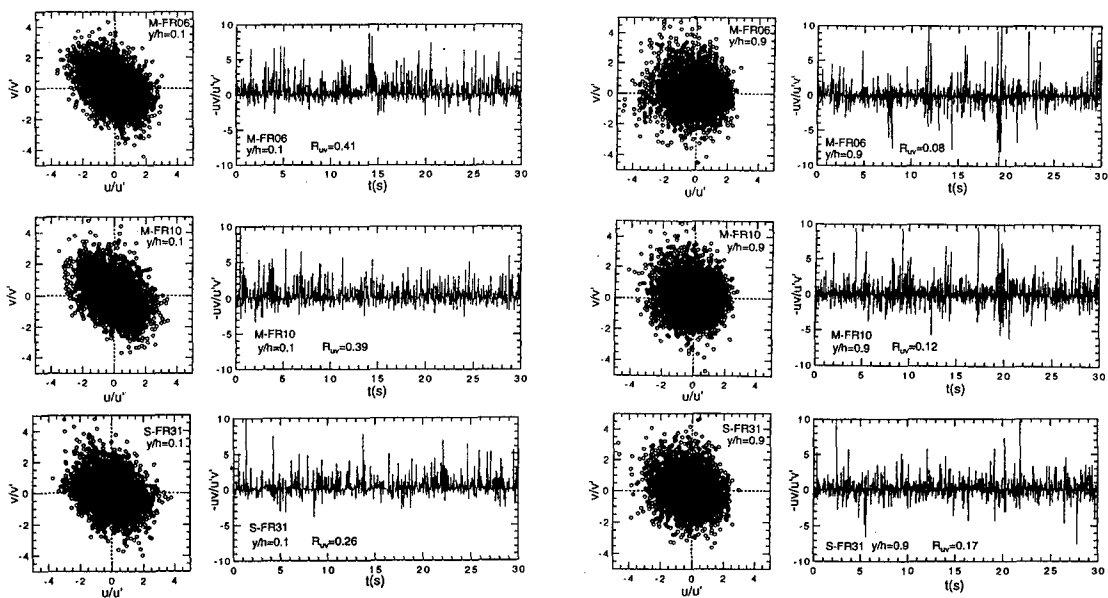


図-10 瞬間流速変動成分 $u-v$ の分布および瞬間Reynolds応力 $-uv$ の時系列(上からM-FR06, M-FR10, S-FR31)

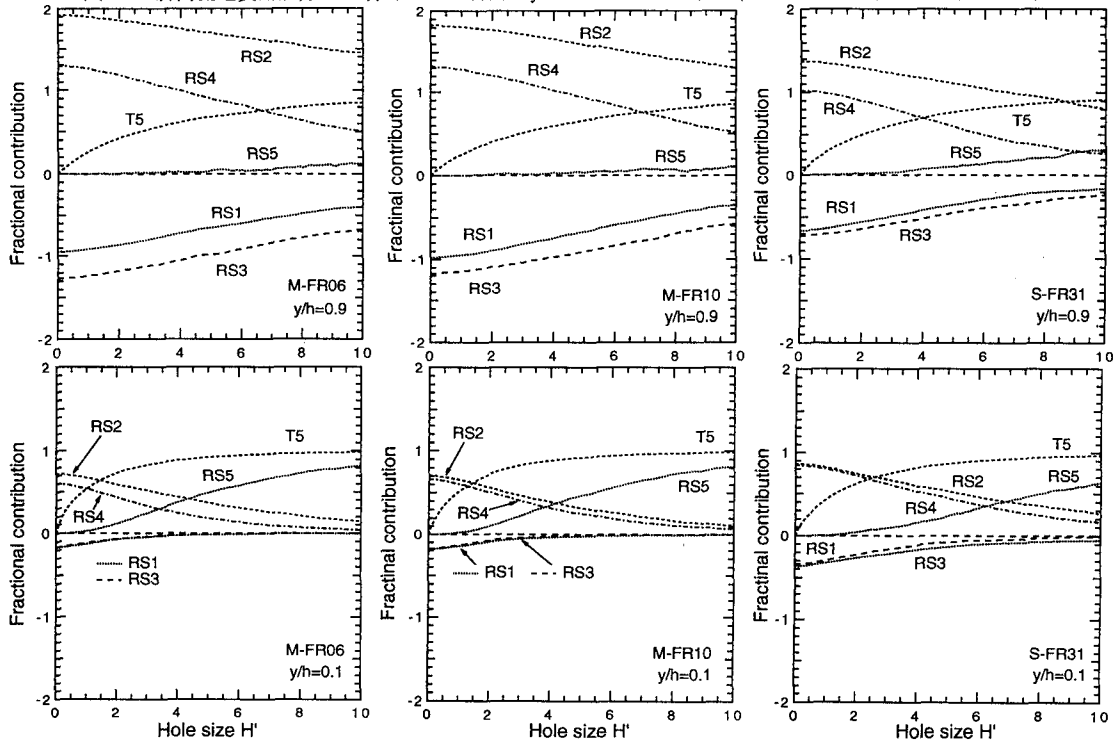


図-11 Reynolds応力の寄与率(左からM-FR06, M-FR10, S-FR31)

(1981)⁷⁾がbursting現象について行ったのと同様に流速変動成分 $u-v$ に関する四象限区分けい値法を用いる。この時、平均Reynolds応力で無次元化された各象限の瞬間Reynolds応力の寄与率および時間占有率をそれぞれ RS_i , T_i ($i=1, 5$)とすると、 $RS_i = 0.5RS_i(H'=0)$ を満たす半値しきい値 H' よりも大きな流速変動成分を抽出した時を $I=1$ 、そうではない場合には $I=0$ とした。

a) 組織渦の流速変動成分の変化特性

図-10は固定点が $y/h=0.1, 0.9$ の2点における、乱れ強度 u' , v' で無次元化された瞬間流速変動成分 $u-v$ の分布、および瞬間Reynolds応力 $-uv$ の時系列である。図には相関係数 $R_{uv} = -\overline{uv}/u'v'$ の値も併示し、この値が小さいほど $u-v$ の時系列は円に近く、大きいほどフットボール型になる。これより全てのケースにおいて、水

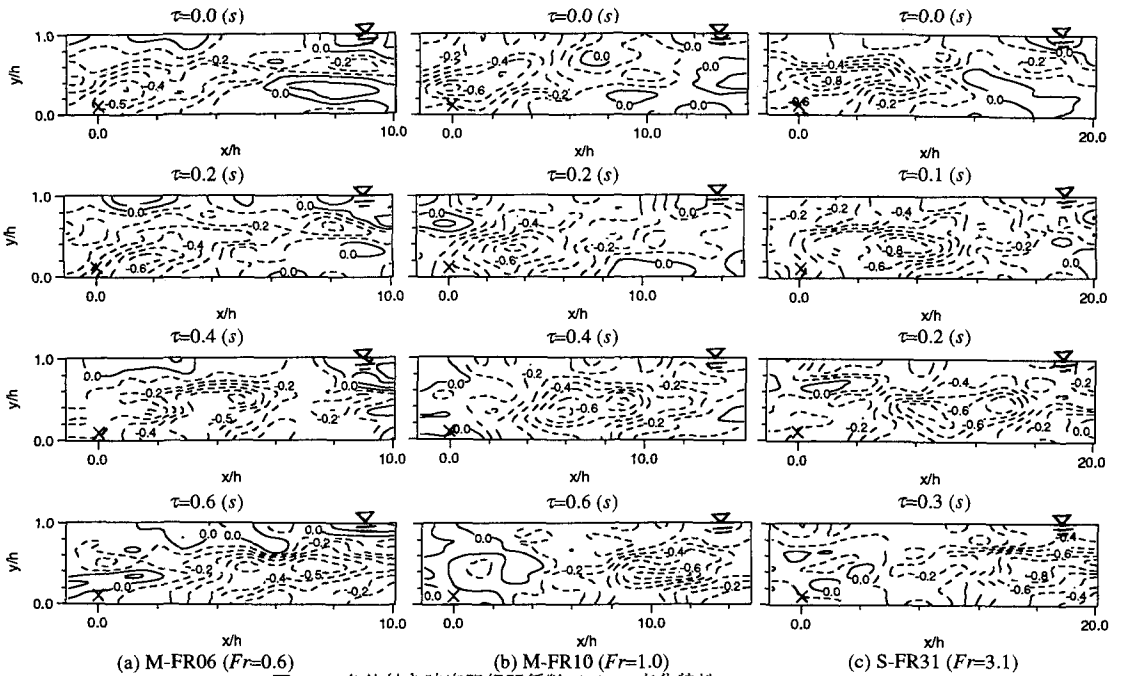


図-12 条件付き時空間相関係数 $\langle u \rangle$ の変化特性 ($l_2=1, y/h=0.1$)

面近傍では各象限に均等に分布しており円に近い形状となっているのに対して、壁面に近づくにつれて第2象限($u < 0, v > 0$), 第4象限($u > 0, v < 0$)に偏ったフットボール型の形状になっている。それに対応して瞬間 Reynolds 応力 $-uv$ の時系列は、水面近傍で正負にほぼ均等に分布しているのに対して、壁面に近づくにつれて正に偏っていき、壁面近傍ではbursting現象の発生に対応して比較的低速の上昇流体(ejection)と高速の下降流体(sweep)が大きな割合を占めることになる。壁面から離れるにつれて各象限の割合は均一化に向かうが、このことは従来型時空間相関係数の分布に見られたように、壁面近傍で生じるbursting現象の影響が壁面から離れるにつれて減衰していくことを示している。またケース間での比較をしてみると、ケースS-FR31では他の2ケースに比べて $y/h=0.1$ における $u-v$ の時系列がやや円形に近く R_{uv} の値が小さくなっている。これは Fr 数の増加とともにbursting現象の発生場である内層厚が水深に比べて小さくなっていくためである。図-11は各象限の寄与率 $RS_i (i=1, 5)$ のしきい値 H' に対する依存性を示している。 $y/h=0.1$ における寄与率はどのケースにおいても RS_2 と RS_4 が大きくなっているが、 $H'=0$ において常流では $RS_2 > RS_4$ であるのに対して、射流では $RS_2 = RS_4$ となって第2象限と第4象限の寄与率がほぼ等しくなる。一方、水面近傍の $y/h=0.9$ において、射流では RS_2 に対する RS_4 の割合が大きくなっており、水面変動の増大とともに水面から壁面に向かう高速流体($u > 0, v < 0$)が増加していると考えられる。

b) 組織渦の相関構造

図-12は水路中央の $x-y$ 平面内における、固定点(×印)が $y/h=0.1$ かつ第2象限を抽出した場合の、条件付き時空間相関係数 $\langle u \rangle$ の $\alpha(s)$ に対するコンターであり、それぞれの値は各点の乱れ強度で無次元化してある。ここでは示さないが、Nakagawa & Nezu (1981)も指摘しているように、第2象限の抽出(ejection)の空間スケールは鉛直方向よりもむしろ流下方向に広く伸びるのに対して、第4象限の抽出(sweep)の空間スケールは鉛直方向に伸びる特性が強く、この特性は Fr 数に無関係に見られた。また、従来型時空間相関係数と同様に、壁面から離れた領域の位相は壁面近傍の位相よりも進んだフットボール型の構造が見られる。また Fr 数の増加とともに、ejectionのピーク値が大きくなっていく特性はsweepに比べて顕著であり、 Fr 数の増加によるbursting現象の拡大はejectionの増大によって壁面から自由水面へ向かう上昇流体の割合が増加するためと考えられる。

一方、図-13は固定点が $y/h=0.9$ かつ第4象限を抽出した場合の $\langle u \rangle$ の変化特性である。これより、限界流近傍では相関のピーク値が小さくなっており、自由水面近傍ではinactive成分の卓越によって組織構造の強度が小さくなると考えられる。また、 Fr 数の増加とともに高相関領域が急激に水面下に降下していく特性が見られる。すなわち、自由水面近傍では壁面近傍で発生するbursting現象が上昇して表面更新渦を形成するとともに、自由水面近傍の組織構造が水面下に向かって

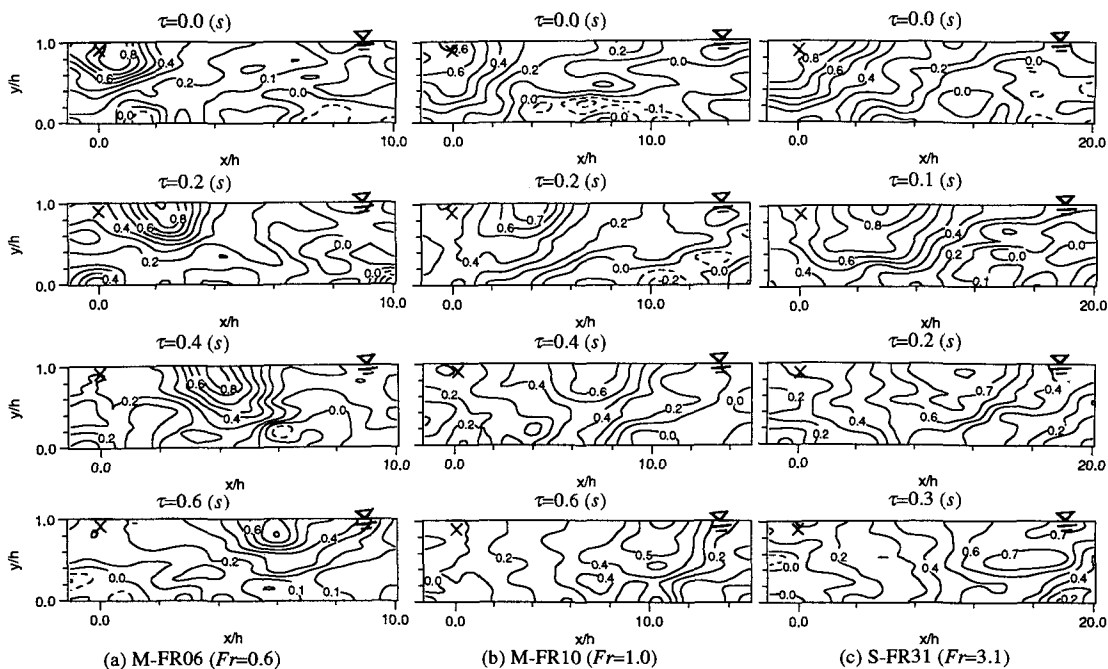


図-13 条件付き時空間相関係数 $\langle u \rangle$ の変化特性 ($l_4=1, y/h=0.9$)

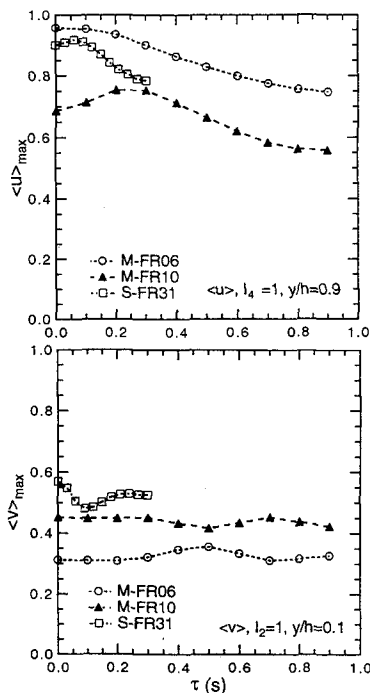


図-14 $\langle u \rangle_{\max}, \langle v \rangle_{\max}$ の遅れ時間に対する減衰過程

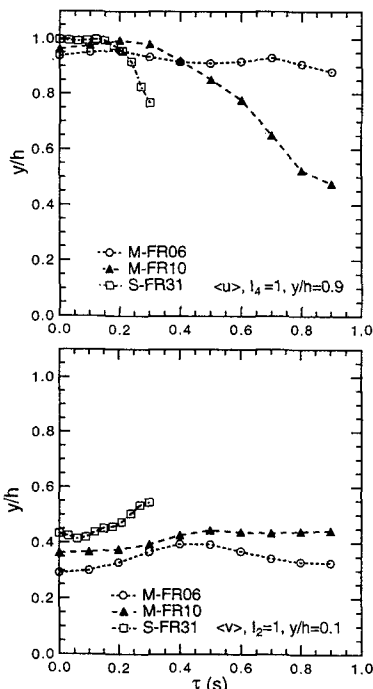


図-15 $\langle u \rangle_{\max}, \langle v \rangle_{\max}$ の鉛直方向への移流過程

下降するようになり、水面変動が大きな関連性を有すると考えられる。

図-14は壁面近傍における第2象限(ejection)に関する $\langle v \rangle$ 、および自由水面近傍における第4象限(高速の下降流体)の $\langle u \rangle$ を抽出した場合におけるピーク値の $\tau(s)$ に対する減衰過程である。壁面近傍ではFr数の

増加とともにピーク値が増加していきejectionの強度が大きくなる。一方、自由水面近傍では限界流で特に小さくなっており、不安定な波状跳水によって組織構造の強度が弱められることになる。図-15は図-14と同様の $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ について、ピーク位置の鉛直方向への移流過程を $\tau(s)$ に対して表示したものである。Fr

数の増加とともに壁面近傍では高相関領域の上昇速度が大きくなっていき、自由水面近傍では下降速度が大きくなっていく。このように、壁面近傍の組織渦と自由水面近傍の組織渦には密接な関係がある。Fr数の増加は壁面近傍のbursting現象による流体塊の上昇を促進させるとともに、水面変動の増大によって水面近傍で発生する組織渦は大きく水面下に降下する。特に限界流近傍ではinactive成分の卓越によって高速な下降流体の強度が急減するために、流速変動の鉛直方向成分の相関が上方に伸びてきて、乱れ強度の鉛直方向成分および水面変動の急増現象が生じると説明できる。

4. 結論

本研究は2台のレーザ流速計および超音波波高計を用いて時空間相関解析や条件付きサンプリングを行うことによって、自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造の評価を行ったものであり、以下のような知見が得られた。

- 1) x-y断面内における主流成分の相関構造は壁面近傍のシアの存在によって自由水面に近づくほど位相の進んだフットボール型の分布形状を持ち、bursting現象と表面更新渦は密接な関係をもつと考えられる。
- 2) 水面近傍での鉛直成分の相関構造はFr数に大きく左右され、限界流近傍では鉛直方向への相関が増加し乱れ特性の高揚現象と密接に関連している。また、限界流近傍では最適相関係数のピーク値は水面下に大きく降下し、inactive成分が卓越することがわかる。
- 3) 水面変動と流速変動の相関は自由水面のごく近傍の限られた領域でのみ存在し、乱れ特性や乱れ再配分率の急変する領域に対応している。
- 4) 鉛直方向のマクロスケールは自由水面の低減効果に大きく左右され、水面が穏やかな流れではHuntの理論が比較的妥当であるが、水面変動の大きな流れでは成立せず鉛直方向のマクロスケールは大きくなる。
- 5) 水面変動が生じると横断方向への相関構造の拡がりは抑制され、乱れ再配分率の減少と密接な関連が

ある。

6) 壁面近傍ではejectionとsweepが卓越し、Fr数の増加に伴うbursting現象の拡大はejectionに大きく左右され、自由水面へ及ぼす影響が大きくなる。一方、自由水面近傍では、Fr数の増加とともに第4象限成分の高相関領域が水面下に大きく降下していく。

7) 限界流近傍ではinactive成分の卓越によって高速な下降流体の強度が急減し、乱れ強度の鉛直方向成分や水面変動の急増現象が生じる。

参考文献

- 1) Nezu, I. & Nakayama, T. : Relationship between turbulent structure near the free-surface and surface-wave-fluctuations, *Environmental and Coastal Hydraulics*, IAHR/ASCE, pp.245-250, 1997.
- 2) Bradshaw, P. : 'Inactive' motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.28, pp.593-616, 1967.
- 3) Hunt, J. C. R. & Graham, J. M. R. : Free-stream turbulence near plane boundaries, *J. Fluid Mech.*, Vol.84, pp.209-235, 1978.
- 4) Hunt, J. C. R. : Turbulence structure and turbulent diffusion near gas-liquid interfaces, *Gas Transfer at Water Surfaces*, W. Brutsaert & G. H. Jirka (eds), Reidel Pub., pp.67-82, 1984.
- 5) Swaan, T. F., Jr., Leighton, R. I., Handler, R. A., & Swearingen, J. D. : Turbulence modeling near the free surface in an open channel flow, *29th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, Nevada, 1991.
- 6) Handler, R. A., Swaan, T. F., Jr., Leighton, R. I., & Swearingen, J. D. : Large scales and the energy balance for turbulence near a free surface, *J. AIAA*, Vol.31, No.11, pp.1998-2007, 1993.
- 7) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.104, pp.1-43, 1981.
- 8) Rashidi, M. & S. Banerjee : Turbulence structure in free-surface channel flows, *Phys. Fluids*, Vol.31, No.9, pp.2491-2503, 1988.
- 9) Komori, S., Ueda, H., Ogino, F. & Mizushima, T. : Turbulence structure and transport mechanism at the free surface in an open channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.25, No.4, pp.513-521, 1982.
- 10) Komori, S., Murakami, Y. & Ueda, H. : The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 11) Gulliver, J. S. & Halverson, M. J. : Air-water gas transfer in open channels, *Water Resources Res.*, Vol.25, No.8, pp.1783-1793, 1989.

(1997. 3. 25 受付)

SPACE-TIME CORRELATION STRUCTURES OF COHERENT VORTICES NEAR THE FREE SURFACE

Iehisa NEZU and Tadanobu NAKAYAMA

It has been pointed out that the turbulent structures near a free surface have a close relationship with coherent vortices, and that its characteristics are greatly affected by the presence of the free surface. In a higher Froude-number flow, a coherent structure, so-called the "surface renewal eddies", can be seen clearly at the free surface, and this structure and a "bursting phenomenon" have a close relationship with each other. A macro-scale of turbulence is an important factor of the quantitative specification of the turbulent eddies, and this macro-scale depends greatly on the surface-wave-fluctuations and the coherent structures. In this study, the coherent structure near the free surface is evaluated by using space-time correlation analyses and conditional sampling methods.