

複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造

池田駿介¹・村山宣義²・空閑 健³

¹正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152 東京都目黒区大岡山二丁目12-1)

²工修 西日本旅客鉄道

³学生会員 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻

複断面開水路に発生する水平渦は1列の渦列の安定性である変曲点不安定性、及びKarmanが示した渦の干渉による非対称渦列の安定性という2つの安定性の影響を受けると考えられる。本研究はこれら2つの要因が流れ場にどのような影響を及ぼすのかを主に実験的に調べた。さらに、条件付抽出アンサンブル平均法を用いて水平渦の3次元平均像を捉えることにより、水平渦の3次元性に着目して複断面開水路流れの特徴について検討した。

Key Words : compound open-channel flow, Rayleigh instability, stability of vortex streets, 3-D structure of horizontal vortex

1. 序 論

近年、河川工学の傾向として河川環境の重要性が強く認識されるようになり、河川の流れの水理特性をより詳細に解明する必要性が高まってきている。このような背景から、特に植生を有する流れや複断面開水路流れに関する研究が精力的に行われ、このような流れ場において植生、あるいは低水路・高水敷境界部(以下、単に境界部と記す)では周期的な大規模水平渦が発生して、水平方向の拡散現象に大きな影響を与えていることが知られるようになった(例えば、側岸部に植生を有する流れ場については池田・泉¹⁾、複断面流れについては福岡・藤田²⁾など)。

また最近ではこのような水平渦の発生のメカニズムについての研究も進んでおり、以前には横断方向の水位差が横断方向流れを発生させ、これがまた水位差を生み出すという自励振動として捉える見方もあったが³⁾、池田ら⁴⁾は植生を有する流れ場において、横断方向流速分布から予測される擾乱の卓越周期が、室内実験で得られた植生境界における水面変動の周期と良好な一致を示すことを報告し、その現象が流れの変曲点不安定によるものであることを明らかにした。

また複断面流れにおいても、Tamaiら⁵⁾、Chuら⁶⁾がこのような不安定性に着目して解析を行っており、主流に流速差が存在する場では、変曲点不安定性により渦が発生するということが一般的に認知されるようになってきている⁷⁾。

一般に複断面開水路においては2列の渦列が形成されるので、渦の配置の違いが流れ場に影響を及ぼすと考えられる。この2列の渦列の安定性に関しては、Karman

による非対称渦列の安定性の理論がある。以上から、複断面開水路流れに発生する水平渦は、横断方向の流速差に起因する変曲点不安定と2列渦列の安定性という2つの安定要因の影響をうける複雑な現象であると考えられるが、この点に言及した報告は見られない。

一方、複断面開水路流れの境界部における混合現象を考える上では、水平渦が持つ3次元性も見逃せない。この点に関して、今本・石垣⁸⁾は複断面流には斜昇流と呼ばれる特有の乱流現象が発生することを室内実験から見だし、境界部における混合現象には渦による水平混合と斜昇流による鉛直方向の混合の2種類の機構が存在することを明らかにしている。また、木下ら⁹⁾は洪水時の実河川において現地観測を行い、航空写真を画像解析して得られる流速場のデータから、実河川においても大規模渦が発生することを見だし、さらにこれらの渦の3次元性を指摘した上で、水平渦の内部構造と複断面流におけるボイルなどの乱流現象や高水敷の土砂堆積などの土砂輸送問題との密接な関係を示唆している。

以上のように、複断面開水路に発生する水平渦は境界部における乱流拡散現象などに非常に大きな影響を与えているのみでなく、2次流をはじめとする流体力学的な問題や土砂輸送などの水工学的な問題とも密接に関連していると考えられ、複断面流れ場全般の特性を把握する上で、その現象を明らかにする必要がある。

そこで本論文では、まずこれらの渦が持つ強い平面2次元性に着目して、その安定性をRayleigh方程式を用いた不安定解析を行ない、更にKarmanが示した非対称渦列の安定性についても吟味し、これら2つの安定要因が流れ場にどのような影響を及ぼしているのか

表-1 渦列に関する実験条件

実験番号	低水路内、高水数幅		低水路幅	低水路摩擦速度	低水路	低水路	高水数
	水深 H (cm)	B_s (cm)	b (cm)	$U_* (= \sqrt{gHS})$ (cm/s)	レイノルズ数 Re	フルード数 Fr	設置方法
CASE A	3.85	16.0	—	1.94	14500	0.517	片側高水数
CASE B	3.91	16.0	8.0	1.96	12300	0.430	両側高水数
CASE C	3.79	14.0	12.0	1.93	13200	0.483	両側高水数
CASE D	3.81	10.0	20.0	1.93	15100	0.546	両側高水数

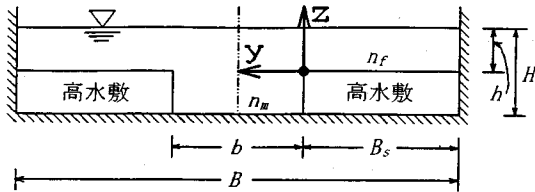


図-1 複断面水路の横断面図及び記法の説明 (n_m, n_f はそれぞれ低水路、高水数のマンニングの粗度係数)

を室内実験により検討する。また、個々の渦に関して、その3次元構造の基本的特性を実験的に把握する。

2. 複断面開水路水平渦の安定性

(1) 実験方法及び実験条件

図-1に複断面水路の横断面図及び記法の定義を示す。実験には東京工業大学水工学実験室の長さ14m、幅40cmの循環式可変勾配水路を用いた。高水数は長さ10mにわたって、厚さ2cm、幅4cmの断面を持つアクリル板2本を足とし、その上に厚さ1cmで幅16cm、14cm、10cmの3種のアルミ板を乗せて作成した。従って、高水数高さはすべて3cmである。なお、整流のため高水数の上下流端には2次元的なベルマウス型の整流部を取り付け、高水数下には流水が通過しないようになっている。マンニングの粗度係数 n は低水路床、高水数ともに約0.011であった。粗度係数はCASE Aの水理条件で、高水数及び低水路上で横断方向に流速が一定となっている場所を選び、それぞれの場所の水深を用いて算出した。

流速の測定は、高水数設置開始点から約4.0m~8.0mの区間において等流状態を確認した後、主流速成分 u については2成分アルゴン・レーザー流速計 (TSI製) を用い、横断方向流速成分 v とレーザー光が届かない領域では熱膜流速計 (KANOMAX製) を用いて測定を行った。このとき、サンプリング周波数100Hzで8192個のデータを採取した。なお、測定点は下流端の影響

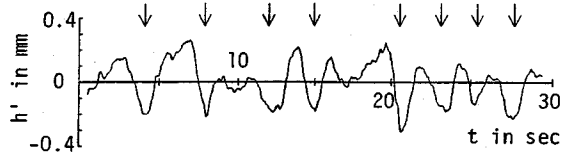


図-2 水位変動記録例 (CASE A)(矢印は渦中心の通過を示す)

を受けないように高水数の設置開始点から約7.5mの地点とした。

実験条件を表-1に示す。CASE Aでは片側のみに高水数を設置し、他の渦列との干渉が無い1列の渦列について実験を行い、CASE B, C, Dについては両側に高水数を設置し、低水路幅を変えることにより2列の渦列の相互干渉の度合を変化させて実験を行った。低水路水深については比較的渦が出易く鉛直方向の計測が容易であるように、また、境界部に発生する水平渦による水平混合の作用が水路側壁に達しないように、全ケースとも約3.8cm前後となるようにした。高水数の水深が大きくなると低水路と高水数の速度差が小さくなり、渦度が減少するので渦のスケールが小さくなって、渦発生の周期が不明瞭になる。周期渦発生の水理条件はより多くの実験を重ねて明らかにする必要がある。一般に複断面開水路流れの横断面形の特性は b/B , b/h , H/h という3つのパラメータで表されるが、本研究ではこのようなパラメータの組合せの煩雑さを避けるために水深を固定することによって b/B のみを変えた。これは他のパラメータを固定して2列の渦の干渉の度合を変化させるためでもある。ここに b は低水路幅、 B は水路全幅、 h は高水数水深、 H は低水路水深である。河床勾配 S については全ケースとも約1/1000とした。

渦の周期は、容量式波高計を境界部から若干低水路側に設置し、通過する渦による水面低下を約100秒にわたって10回計測して、その間の平均をとることにより求めた。図-2にCASE Aの水位変動例を示す。渦の通過ともない水面揺動が発生している様子が分かる。

しかし、その振幅は小さく0.4mm程度であり、このような微小な水位変動を波高計によって計測可能かどうかは精度的に疑問が残る。そこで、測定周期については波高計の計測による結果と主流速のスペクトル解析結果により得られる値と比較した上で妥当性を確認した。その結果、良好に一致したので、波高計の応答性に関して問題はないと判断した。

(2) 1列の渦の発生に関する不安定解析

複断面開水路流れの変曲点不安定を検討するために線形不安定解析を行う。なお、ここでは純粋に1列の渦列の場合についてのみ考える。

具体的な解析方法としては、水路幅が水深に対して十分大きい場合を考えて流れを平面2次元流として取扱、池田⁴⁾が側岸部に植生を有する流れ場に対して行った方法をそのまま準用した。理論流速分布の導出及び具体的な線形不安定解析手法は文献4),10)と同一であるので、それらを参照されたい。ここでは、理論横断方向流速分布及び渦の理論発生周期の結果のみを示す。

(a) 理論横断流速分布

・低水路内

$$\phi = 1 - \frac{1}{3}(1 - J) \exp(\sqrt{2}p) (4 - \exp \sqrt{2}p) \quad (1)$$

・高水数内

$$\phi = J \left[J + \frac{1}{3}(1 - J) \exp\left(-\frac{\sqrt{2}p}{J}\right) \left\{ 4 - \exp\left(-\frac{\sqrt{2}p}{J}\right) \right\} \right] \quad (2)$$

(b) 水平渦の理論発生周期

$$T = \frac{2\pi B \sqrt{\nu}}{\omega_{max} \bar{u}_{max}} \quad (3)$$

ここに g は重力加速度、 \bar{u}_{max} は低水路内で発生する最大水深平均流速、 $\phi = \bar{u}/\bar{u}_{max}$ 、 \bar{u} は水深平均流速、 $p = y/B\sqrt{\nu}$ 、 $\nu = \epsilon_y H^{4/3}/gn_m^2 \bar{u}_{max} B^2$ 、 ϵ_y は横断方向渦動粘性係数、 $J = (h/H)^{1/3}(n_m/n_f)^{1/2}$ である。 ω_{max} は不安定解析により得られる擾乱の最大発達率が現れる無次元角振動数で、低水路及び高水数の水深及び Manning 粗度係数により規定されるパラメータ J に対して一義的に決定される。 ω_{max} と J の関係については、文献4)の図-4を参照されたい。

(3) 実験結果

a) 水深平均流速の分布

図-3に片側だけに高水数を設置したCASE Aについて、実験により得られた水深平均流速の横断分布及び、式(1),(2)により得られた理論流速分布を示す。比較的良好的な一致を示しており、低水路と高水数で構成され

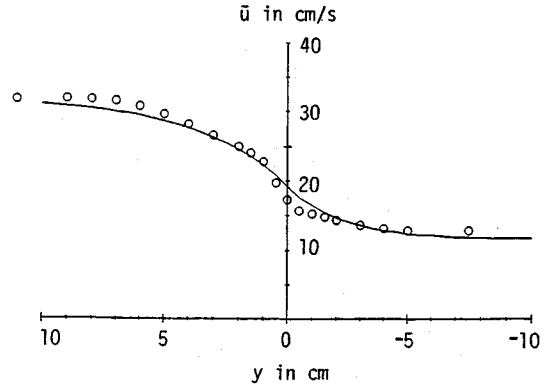


図-3 水深平均流速の横断分布 (CASE A)(丸印は実験値、実線は式(1),(2)を表す)

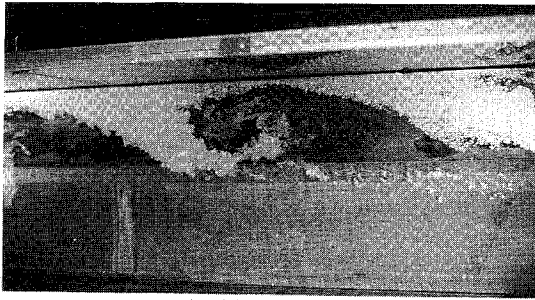
る水路に対して、式(1),(2)により水深平均流速の横断分布を表現できることが分かる。しかし、 $y=0$ の境界部付近では、低水路側壁のせん断応力や2次流のために若干実測値が小さくなっている。

b) 可視化による流況について

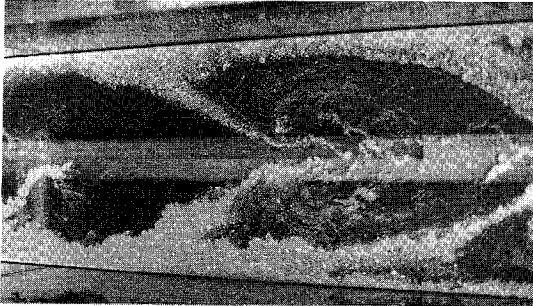
水平渦の安定性を議論する前に、各ケースでの流況について述べる。写真-1に各ケースのアルミ粉による可視化写真を示す。片側だけに高水数を設置したCASE Aでは、渦のスケールが多少変動するものの、比較的安定な1列の渦列が形成される様子が見受けられた。

両側に高水数があるCASE Cにおいては最も安定な渦が見られ、これらの渦は千鳥状に配列しており、互いの渦列の位相のずれを安定的に維持しながら、そのまま流下するという様子が見られた。

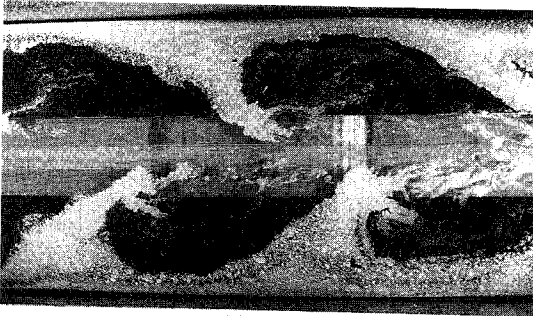
両側に高水数があり、低水路幅が広いCASE Dでは比較的安定な渦列が見られるものの、互いの渦列間の流れ方向の位相に強い相関がみられず、まれに位相が同期する(即ち、水路中心線に対して対称に配列している。このような状態が実河川でも生じることが報告されている¹¹⁾) 場合も見られた。これは高水数幅が狭いことから、水路側壁の影響を受けて個々の渦のスケールが制限されること、また低水路幅が発生する渦のスケールに比べて大きいためにCASE Cのように各渦列間で強く干渉し合えないので、それぞれの渦列が他方の渦列の影響を受けずに自由に振舞えることによると考えられる。なお、これら3ケースの渦列について安定的という言葉を用いたが、これは写真-1(c)に見られるような、安定なパターン化した渦列の発生を意味しており、これらの渦は一般の乱流中に発生する渦のように生成-発達-拡散-消滅というプロセスをとる渦とは性格が大きく異なっていることに注意する必要がある。



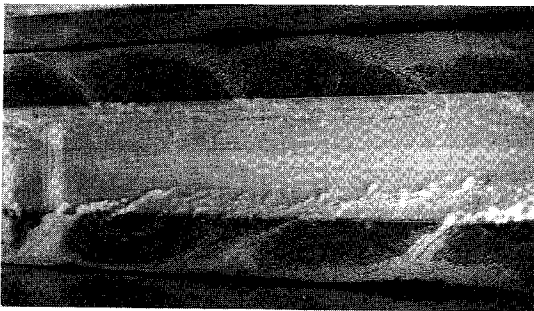
(a) CASE A



(b) CASE B



(c) CASE C



(d) CASE D

写真-1 各ケースの表面流況写真 (流れは左から右)

しかし、両側に高水敷があるものの、低水路幅が狭いCASE Bではこのようなパターン化した流況の発生は認められなかった。渦のスケールは全く安定せず、写真-1(b)に見られるように、渦列が互いに同位相となる

場合もしばしば発生し、あるいはスケールの全く違う渦が発生したり、渦の合体が所々で観測されるような複雑な流況となっており、CASE A, C, Dに比べると安定な渦列が見られなかった。この原因は、恐らく低水路幅が狭すぎるために各列の渦がお互いに強く干渉して、自らの形状を維持できないためであると思われる。このように、複断面開水路流に発生する渦列は、全水路幅と低水路幅の関係から、少なくとも3種類の流況が発生しうることが確認された。以下に、渦の安定性について考察を加える。

c) 水平渦の安定性

表-2に、前述の1列の渦列の線形不安定解析による渦の理論周期と実測周期を示す。なお、この線形不安定解析には式(1),(2)で表される理論流速分布を用いた。全てのケースにおいて、測定周期は理論周期よりも大きい。この結果は、池田ら⁴⁾による側岸部植生境界に発生する周期渦の結果と定性的に一致している(参考文献4)の図-7参照。この場合は測定周期は理論周期に対して約15%程度大きい。実際の流れ場では渦の合体等の非線形現象による渦の波長の引き延ばし(即ち周期の増大)などがあることを考えれば、CASE Bを除いた各ケースの理論周期と測定周期は比較的良好な一致を示していると思われる。又、CASE Bにおいて一致しない理由は、渦の合体が特に顕著であったことによるが、低水路域の領域が狭いために、不安定解析において用いられた式(1)が、十分に成立しないことも他の理由として考えられる。よって、これら3ケースにおいて見られる水平渦は、変曲点不安定がその発生原因であることが分かる。

次に、前述の線形不安定解析では考慮しなかった渦列の干渉効果について考える。表-3に渦の流下方向間隔 λ と、渦列の配列 b/λ の測定結果を示す。ここで、渦の発生間隔は境界流速と測定周期を用いて算出した(ここで算出した渦間隔は可視化写真と見比べた結果、妥当な値であることを確認してある)。Karmanの理論によって示されるように、一般に2列の非対称渦列が最も安定となるのは、およそ $b/\lambda = 0.281$ の値を取る場合である。前述の流況観察で千鳥配置の安定な渦列の発生が認められたCASE Cでは $b/\lambda = 0.251$ で、上記の値と良好な一致を示すものの、他のケースでは全く異なる値をとっている。これは既に述べたように、CASE Dでは全水路幅に対して低水路幅が広く、渦列同士の干渉が弱いため干渉を前提とした非対称渦列の安定理論では説明できない流れ場になっていること、また、CASE Bのように渦列間の間隔が小さすぎる流れ場では、非対称渦列の安定性を保てないことによると考えられる。

最後に、低水路と高水敷の境界部における u'_{rms} , v'_{rms} , $-u'v'/U_*^2$ の値を表-4に示す。ここに、 u' , v' はそ

表-2 個々の渦の発生理論周期と測定周期の比較

実験番号	J	$B\sqrt{v}$ (cm)	\bar{u}_{max} (cm/s)	理論無次元周波数 $\omega_{max} = (kc_r)_{max}$	理論周期 $T(s)$	測定周期 $T(s)$
CASE A	0.60	5.29	31.8	約 0.35	2.98	3.9
CASE B	0.61	2.00	27.0	約 0.35	1.33	2.9
CASE C	0.59	3.03	29.5	約 0.35	1.84	2.4
CASE D	0.60	3.63	33.4	約 0.35	1.95	2.6

表-3 渦の測定間隔と非対称渦列の安定性

実験番号	測定境界流速	c_r/J	測定渦間隔	b/λ
	u_j (cm/s)	(c_r :計算位相速度)	λ (cm)	
CASE A	17.2	1.09	73.3	—
CASE B	16.7	1.09	52.9	0.150
CASE C	18.0	1.09	47.4	0.251
CASE D	18.5	1.09	52.3	0.373

表-4 境界部における乱れ強度及びレイノルズ応力

実験番号	u'_{rms}/U_*	v'_{rms}/U_*	$-\overline{u'v'}/U_*^2$
CASE A	1.268	0.783	0.499
CASE B	1.272	0.807	0.507
CASE C	2.014	1.361	1.893
CASE D	1.247	0.850	0.567

それぞれ流下方向、横断方向の乱れ成分、 $U_*(=\sqrt{gHS})$ は低水路摩擦速度である。Reynolds 応力 $-\overline{u'v'}/U_*^2$ の大きさに着目すると、CASE A, B, C, Dでそれぞれ0.499, 0.507, 1.89, 0.567であり、CASE Cが特別に大きくなっている。これは可視化による流況でも見られたように、CASE Cでは各境界部の渦が千鳥状に配列して最も強く渦が干渉し合い、境界部を出入りする流れが周期的に極めて安定して発生したことにより、その効果がReynolds 応力に反映されているためである。このことは、渦列が安定である場合には、低水路・高水数間で運動量交換が極めて大きくなることを意味しており、その値は低水路底面せん断応力の約2倍弱にまで達しうることを示している。

次に、1列の渦に関する変曲点不安定性と2列の非対称渦列の安定性が、流れ場にどの様に影響しているのかを考える。複断面流れで発生する渦列は、高水数と低水路の流速差に基く変曲点不安定によって決定される渦の波長と、Karman型の2列の渦列の安定配列に

よって決まる渦の波長(渦列の横断方向間隔は**b**によってほぼ決定されるので、これから渦の波長が定まる)という、2つの安定性によって定まっている。

その結果、渦の波長が流れの変曲点不安定性が要求する値と、非対称渦列の安定性が要求する値の両方を満足する流れ場が形成されたときに、水平渦は最も安定した千鳥状配列を取り、境界部における水平混合も大きくなると理解することができる。

Karmanの理論によれば、非対称渦列の安定性は渦のコアが維持されることを前提としているが、CASE Bのように全水路幅に対して低水路幅が非常に狭く、渦列同士の干渉が強すぎて安定な渦列が形成できないような流れ場ではこの前提条件が成り立たず、水平渦を上記の2つの安定性によって論じることが困難である。

3. 複断面開水路水平渦の3次元乱流構造

(1) 実験方法及び実験条件

ここでは片側だけに高水数を設置した場合と、両側に高水数を設置した場合についてそれぞれ1ケースずつ実験を行い、渦列の相互干渉がある場合と無い場合のそれぞれの場合についての水平渦の内部構造について検討する。実験条件を表-5に示す。

用いた水路は2節で述べたものと同じである。河床勾配、水深は3次元像の抽出に容易であるように、比較的強い渦が発生するように選び、また同様の理由から高水数高さを5cmにして低水路と高水数の流速差を大きくし、強いせん断層を発生させることにした。こ

表-5 渦の内部構造に関する実験条件

実験番号	低水路内 水深 (cm)	高水数幅 (cm)	低水路摩擦速度 U_* (cm/s)	低水路 レイノルズ数 Re	低水路 フルード数 F_r	高水数 設置方法
Run 1	6.0	16.0	2.90	28800	0.626	片側高水数
Run 2	5.5	14.0	2.78	17050	0.422	両側高水数

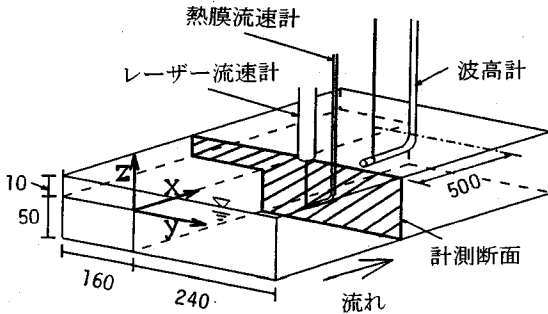


図-4 Run 1の測定状況図(単位はmm)

のとき高水数を片側に設置した場合は高水数幅を16cmとし、両側設置の場合は1つの高水数幅を14cmとした。なおここでも、整流のために上下流端には2次元的な整流部を設けた。

図-4に測定状況図を示す。測定は、主流速成分 u 、横断方向成分 v については水中用プローブを取り付けたレーザー流速計 (TSI 製) を用い、同時に鉛直方向成分 w 及び主流速成分 u を熱膜流速計 (KANOMAX 製) を用いてレーザー流速計と同時に計測し、3方向の流速成分を同時に計測した。なお、主流速 u をレーザー流速計と熱膜流速計の2種類の機器を用いて同時に計測したのは、以下の理由による。熱膜流速計による液体の計測では気体中の計測に比べてゴミの付着等によるドリフトの問題が顕著に現れるため、一度得たキャリブレーションがどれだけの時間にわたって要求される精度を維持できるのかを調べる必要がある。また、このようなドリフトは、実験に使用する水の水質や気温などに非常に敏感で、実験環境によってその度合も大きく変わる。そこで、本実験では、このようなドリフトの問題を解決するために熱膜流速計とレーザー流速計を同時に用いて流速データを採取して、これらのデータを計測後すぐに取り出して比較することにより、必要に応じて新たにキャリブレーションを行うなどの処置を講じた。後に示す実験結果では、 u, v 成分がレーザー流速計によるものであり、 w 成分のみ熱膜流速計から得られたものを使っている。なお、熱膜流速計プローブの作り出す乱れが水平渦に伴う流速変動に比べ微小で無視できることは、予備実験によって検証している。デー

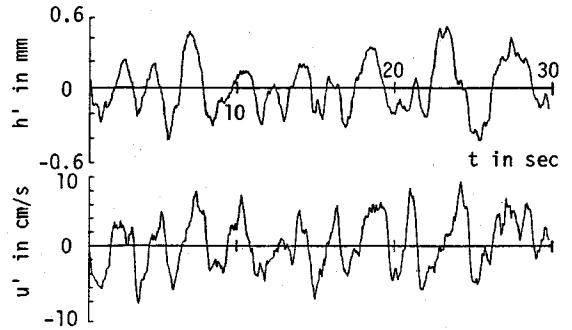


図-5 水位変動及び主流速変動記録の記録例 (Run 1)

タはサンプリング周波数 20Hz で、2048 個採取した。

渦の空間構造を詳細に論ずるには、時系列として得られたデータが、渦内部のどの位相におけるものかを知る必要がある。そこで、ここでは渦が引き起こす水面変動に着目して、容量式波高計による水位変動記録により渦の位相を捉えることにした。波高計はプローブ自身が作り出す乱れが流速記録に影響を及ぼさないように、流速測定点の50cm後方(即ち、高水数設置開始点から約8.0m)の位置で境界部より若干低水路側に設置した。このとき、波高計プローブを入れた場合と、入れない場合のレーザー流速計による流速データを比較した上で、流速データが波高計のプローブによって影響を受けていないことを確認した。水位変動記録は、流速データと同じくサンプリング周波数 20Hz で、データ数 2048 個を採取した。

(2) 水平渦の3次元構造の推定方法

a) 水平渦の3次元構造の推定方法

図-5は水位変動 h' と主流速変動 u' の計測例 (Run1) を示したものである。両者のデータは見やすいように位相を合わせてある。この図から、水位変動と流速変動には明らかな対応関係が見られ、両方の変動が水平渦の運動に伴うものであることが分かる。よって、ここでは波高計により得られたデータを時間基準として、点計測による流速の時系列データから空間データを取り出す。

まず図-5において水位変動に負のピークが発生した

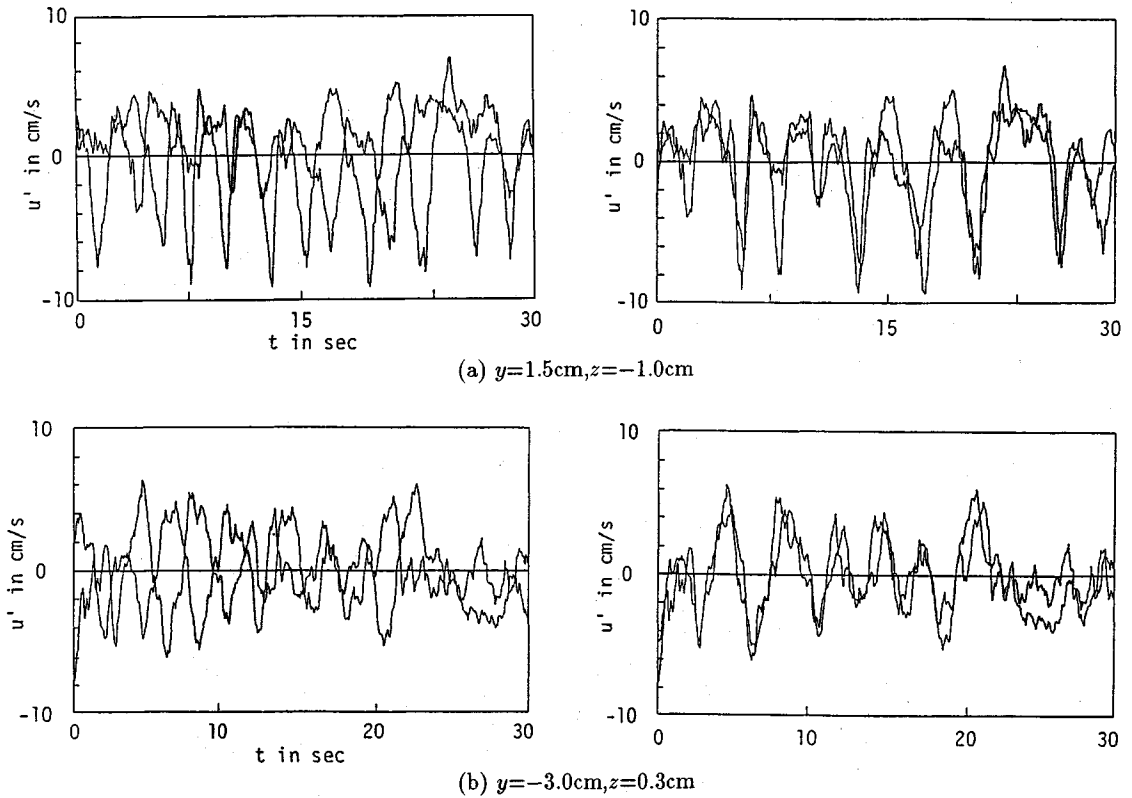


図-6 水平渦に伴う低周波乱れが持つ凍結乱流仮説の検証 (Run 1) (左側は $x=50\text{cm}$ 離れた地点で得られた時系列記録, 右側は位相を合わせたもの)

瞬間の流速変動記録を中心として、サンプリング間隔 0.05 秒で前後各 100 点 (計 200 点) のデータを抽出する。即ち、1 回の水位変動ピーク発生に対し、10 秒間の時系列流速データを抽出することになる。ここで流速計測は約 100 秒間にわたって行っており、渦の発生周期が、例えば Run 1 では約 3.0 秒であったので、1 回の計測につき約 30 個強の渦が抽出できることになる。しかし、水位変動記録にみられる負のピークの中には、水平渦の通過によって発生したと考えるには疑わしいものもある。そこで、データ抽出には計測された最大の水位変動の約 50% をしきい値として、それ以上降下した負のピークのみを採用するというフィルターをかけた。この操作により、1 回の計測で得られる有効な渦の数は約 15~25 個であった。

次に、各計測点から得られた数十の渦を、波高計による水位変動記録を基準に位相を揃えて平均する。これは、ここでは水位変動の急激な降下をもって渦の通過と考えているが、図-5に見られるように水位の降下具合がまちまちで、捉えた渦のスケールが厳密には一定と考えにくいので、次々と通過する渦に対応して得られた抽出データを、位相を揃えて平均することにより、

平均的なスケールの渦を抽出しようという考えによる。組織渦に関するこの抽出法の有効性は、Hussain¹²⁾により確認されている。

b) 時系列データから空間データへの変換

次に得られた時系列データを空間データに変換する方法について説明する。抽出データはサンプリング間隔が 0.05 秒の時系列記録であるので、渦の空間構造を再現するにはこれらのデータを流下方向の空間別記録に変換する必要がある。このような点計測による時系列データから空間データを取り出す手法は、孟ら¹³⁾が提案している。孟らは交番振動乱流中の 3 次元乱流構造を推定するにあたって、レイノルズ応力の検出前後 $-50\text{ms} \sim 50\text{ms}$ の短い区間では主流速がほぼ一定であることを示した上で、Taylor の渦凍結仮説を用いて時系列データを空間データに変換した。

しかし、本研究のように、水平渦の 1 波長にわたる領域の空間データを必要とする場合、流速に大きな変動があるので、直ちに準定常性を仮定して Taylor 仮説を用いることには無理がある。そこで、まず片側に高水数を持つ開水路流中で水平渦に伴う速度変動が、流下方向にどの様に輪送されているのかを検討する。

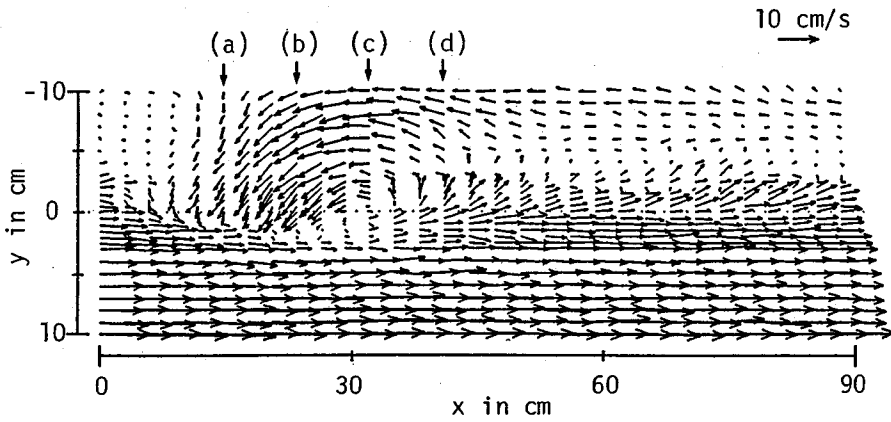


図-7 境界部における流速 u_j で動く移動座標系から見た $x-y$ 面 ($z=0.7\text{cm}$) での流速ベクトル図 (Run 1) (流れは左から右)

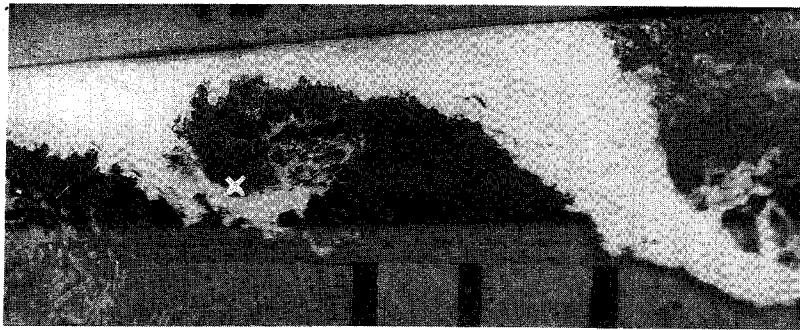


写真-2 実験で見られた渦の平面流況 (Run 1) (流れは左から右, \times 点がほぼ渦の中心)

図-6(a),(b) は、それぞれ $y=1.5\text{cm}, z=-1.0\text{cm}$ 及び $y=-3.0\text{cm}, z=0.3\text{cm}$ の測点におけるレーザー流速計による主流速変動記録と、それより 50cm 後方の熱膜流速計による主流速変動記録である。これらの2つのデータは同時に採取したものであるが、空間的には 50cm だけずれているので、両データの位相もずれている(左図)。そこで、熱膜流速計によるデータをずらして、レーザー流速計により得られたデータと位相を合わせたものが右図である。これを見ると、高周波の乱れ成分は一致していないが、水平渦に伴う速度変動と思われる低周波の乱れは、かなり良好な一致を示している。更に重要な事実、これらの位相を合わせるためにずらしたデータ数は、両者共に 40 個であることである。つまり、得られたデータはサンプリング間隔が 0.05 秒であるので、両者の位相は 2.0 秒のずれがあることになる。両者の空間間隔は 50cm であるので、平面渦に伴う流速の乱れは、空間的に一定の速度、約 25.0cm/s で輸送されていることになる。

なお、上記の事実は計測点のほぼ全点において成り立ち、水平渦による乱れ変動は、空間的にはほぼ一樣な移流速度によって運ばれていることが分かる。

このことから、壁乱流中に発生する変形度の強い渦と比較して、複断面開水路に発生する水平渦は非常に安定的で、その構造は短期的には凍結していると考えることができる。この事実により、0.05 秒間隔で得られた時系列データに渦の移流速度を掛け合わせれば、簡単に空間データを得られることになる。以上のことから、本研究ではこのような手法を用いて得られた流速の時系列データから、波高計による水位低下のピーク時前後の空間データを 1.25cm 間隔で渦の 1 波長分にわたって取り出すことにした。しかし、得られた時系列データは 0.05 秒間隔でサンプリングされており、不連続であるので必要な空間データが、時系列データの間に存在することがほとんどである。そこで、時系列データにスプライン補完を行い、空間データを取り出した。

(3) 水平渦の 3 次元乱流構造—1 列の渦の場合—

a) 水平渦の内部構造と斜昇流の関係

図-7に、境界部における流速で動く移動座標系から見た、水面より 3.0mm ($z=0.7\text{cm}$) の $x-y$ 面 (水平面) での流速ベクトル図を示す (Run 1)。ここでは、渦の 1 波長分を含む流下方向に 90cm の領域を示した。この

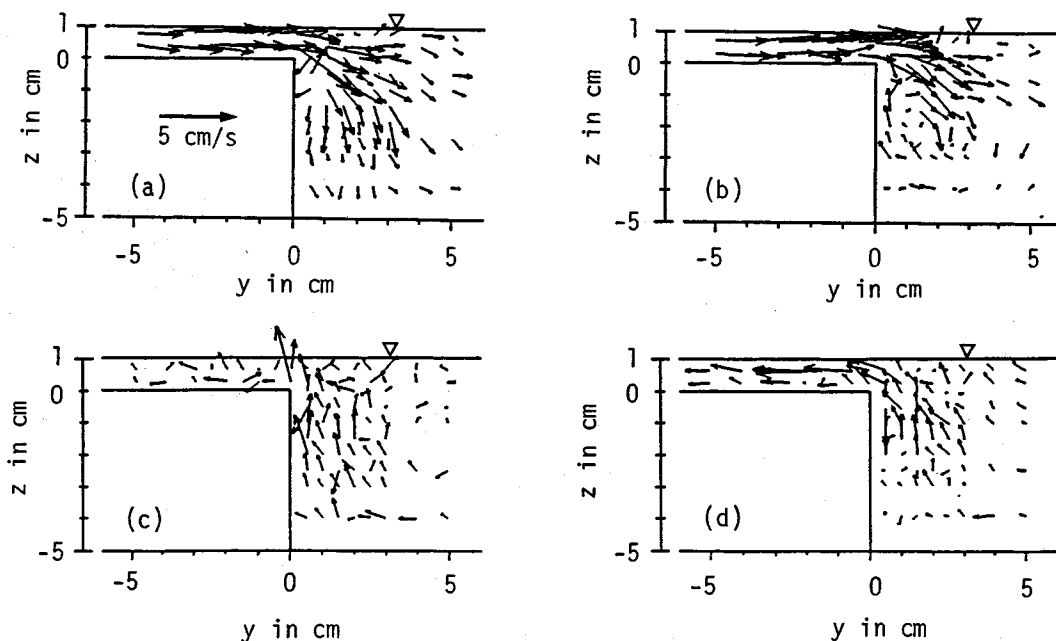


図-8 各横断面図での流速ベクトル図 (Run 1)(a) $x=18\text{cm}$,(b) $x=27\text{cm}$,(c) $x=36\text{cm}$,(d) $x=45\text{cm}$

図を見ると、渦の中心付近 ($x=36\text{cm}$) に非常に強い回転成分があることが分かる。これは実際の流況においても見られた現象 (写真-2) で、水平渦は、アルミ粉が集まっている渦全体の輪郭を形成する弱い回転領域と、アルミ粉が見られない渦の中心付近の強い回転領域が存在する。

次に、この水平渦の各位置での高水数・低水路間の流体の挙動を見てみる。図-8(a),(b),(c),(d) はそれぞれ、(a) 渦の中心より上流側 ($x=18\text{cm}$)、(b) やや上流側 ($x=27\text{cm}$)、(c) ほぼ中心 ($x=36\text{cm}$)、(d) 中心より下流側 ($x=45\text{cm}$) での $y-z$ 断面 (横断面) 内の流速ベクトルを示している。(a) においては高水数上の流体が低水路内へ降下しながら輸送されており、この下降流が低水路側において一様に発生している。(b) においては、(a) と同じように高水数上の流体が低水路へ降下しながら輸送されているが、下降流の強さは (a) に比べて若干弱い。一方、低水路側壁に沿って、(a) では見られなかった鉛直上向きの上昇流が発生している。(c) においては、高水数上と低水路との流体間の運動量交換は余り見られず、境界部付近の低水路側において強い鉛直上向きの流れが卓越している様子が分かる。(d) においては、低水路の流体が高水数上へ鉛直上向きの流速成分を持ちながら輸送されているが、この上昇流は (a) において見られた下降流ほど強くない。このように、水平渦 1 波長の内部では多様な流況のパターンがあり、これらの流体移動が低水路・高水数間の流体混合を引き起こしていることが分かる。

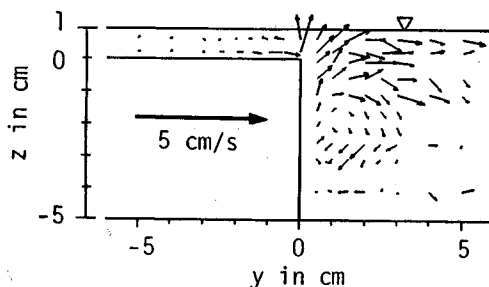


図-9 2次流分布

ここで、境界部において間欠的に発生する斜昇流と呼ばれる乱流現象は、(b)あるいは(c)において見られる流体の上昇運動と関連している可能性があり、今後の検討が必要である。

b) 水平渦と2次流の関係

次に、このような流れのパターンを持つ水平渦の流速ベクトルを流下方向に一波長分の領域で空間平均を取る。このようにして得られた境界部付近における v,w 成分の平均流速分布が図-9である。高水数隅角部から低水路側水面に向かう上昇流をはじめ、複断面開水路流特有の2次流分布が得られ、従来から報告されている分布とよく一致している¹⁴⁾。この2次流と従来から言われている乱れの非等方性に起因する第2種2次流との関連については、今後詳細な検討を必要とする。

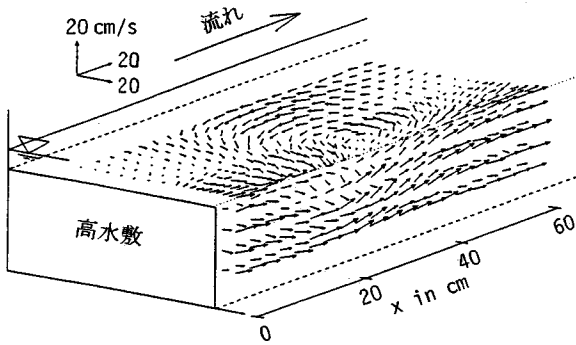


図-10 境界部の流速で動く移動座標系から見た3次元流速空間分布図 (Run 1) (高水数側では $z=0.7\text{cm}$, 低水路側で $y=0.5\text{cm}, 1.5\text{cm}$ の断面の流速ベクトルを表す)

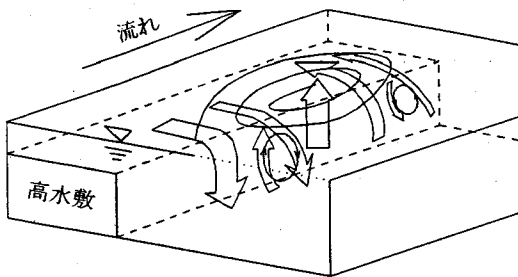


図-11 水平渦に伴う低水路・高水数間の流れの概念図

c) 水平渦に伴う流体の3次元挙動

図-10に、境界部の流速で動く移動座標系から見た3次元流速空間分布図を示す。低水路側では上流側より流下する流体が渦の中心付近に達すると強い上昇を始めており、さらにその上昇を維持しながら高水数上に乗りに上がっている様子が見える。また、高水数上では水平渦運動に伴う2次元性の強い循環流が形成されており、特に渦中心より上流側で局所的に高水数から低水路に向かう横断方向の流速成分が強くなっている。この横断方向流れによって輸送された流体が境界部に差し掛かると、すぐに強い下降流を伴って低水路側に侵入している様子が分かる。

このように、複断面境界部に発生する水平渦に伴う流体の挙動は、高水数上では強い2次元性が、低水路側では渦中心の上昇流をともなった3次元性が卓越している。このような水平渦に伴う低水路と高水数間の流れの様子を概念的に図-11に示した。

(4) 水平渦の3次元乱流構造—2列の渦列がある場合—

図-12に境界部の流速で動く移動座標系からみた水面から $2.0\text{mm}(z=0.3\text{cm})$ の $x-y$ 面 (水平面) での流速ベクトル図 (渦1波長を含めた流下方向に 90cm の領域)

を示す。図-13には、(a) 渦中心より上流側 ($x=36\text{cm}$), (b) やや上流側 ($x=42\text{cm}$), (c) ほぼ中心 ($x=48\text{cm}$), (d) 中心より下流側 ($x=54\text{cm}$) の $y-z$ 面の流速ベクトル図を示す。図-8で見たように、(a) 流体の下降流を伴う低水路内への流入、(b) 下降流及び低水路側壁付近の上昇流による循環流の形成、(c) 上昇流の卓越、(d) 流体の上昇を伴う高水数への流入、といった Run 1 の渦列の干渉が無い場合の渦内部の基本的な流動パターンとほぼ同様の結果が得られた。以上のように、境界部付近の流体挙動のパターンという観点からみれば、Run 1 と Run 2 では渦の内部構造に大差がなく、渦列同士の干渉によって水平渦の内部構造が大きく変わることはない判断される。渦列同士の干渉がその内部構造に大きく影響しないこと、及び2節で見たように渦の干渉が非対称渦列の安定性によって捉えられることから、これらの水平渦は平面2次元性と3次元性という2つの性格を持ち、渦列の干渉は平面2次元性によって現れると結論できる。

4. 結語

複断面開水路流に発生する水平渦について、それが持つ2つの安定性を議論することにより、渦列形成の機構を明らかにした。更に、その3次元構造を検討することにより、斜昇流や2次流との関係を議論した。以下に本研究で行われた実験により得られた主要な結論を示す。

1) 複断面開水路流において、変曲点不安定性によって決定される1列の渦の波長と、非対称2列渦列の安定性によって決まる波長が一致する場合、渦は安定した千鳥状配列をとる。このとき、低水路・高水数境界部における運動量輸送が非常に大きくなる。

2) 片側に高水数を設置した場合、あるいは水路幅に対して低水路幅が広く渦の干渉が弱い場合には、渦の波長や配列は変曲点不安定性によって決定される。

3) 水路幅に対して低水路幅が非常に狭い場合には渦同士の干渉が強く、安定的な渦構造がなくなり、不安定な流れとなる。

4) 条件付抽出アンサンブル平均法を用いて、複断面開水路流に発生する水平渦内部の3次元乱流構造を調べた結果、水平渦の流下方向各横断面において異なった流れのパターンをとることが示された。

5) 従来より知られている複断面開水路流特有の2次流構造が、水平渦内部の流れを流下方向に1波長分平均することにより得られた。今後、乱れの非等方性に起因する第2種2次流との関連性について検討する必要がある。

6) 複断面開水路に発生する水平渦は、他方の渦列に

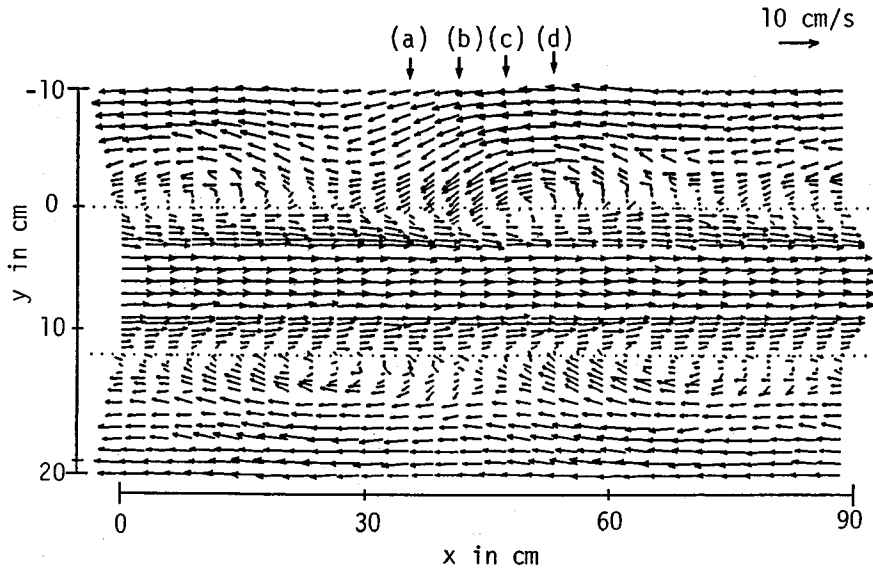


図-12 境界部における流速 u_j で動く移動座標系から見た $x-y$ 面 ($z=0.3\text{cm}$) での流速ベクトル図 (Run 2) (流れは左から右)

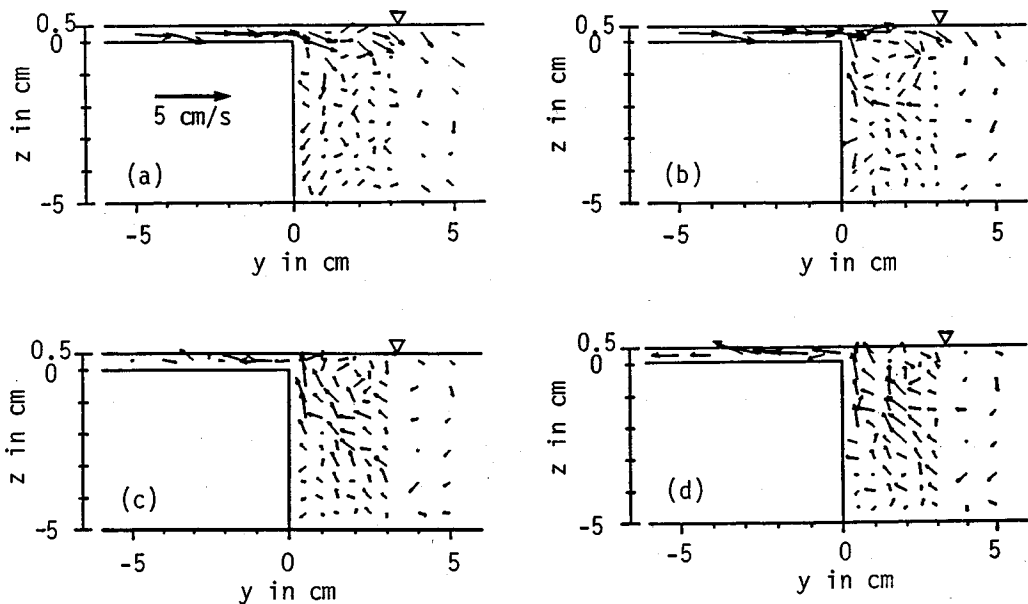


図-13 各横断面図での流速ベクトル図 (Run 2)(a) $x=36\text{cm}$ 、(b) $x=42\text{cm}$ 、(c) $x=48\text{cm}$ 、(d) $x=54\text{cm}$

よる干渉の有無にかかわらず、その内部構造には定性的に大きな変化がない。

参考文献

- 1) 池田駿介, 泉典洋: 浮遊砂の横断方向拡散係数について, 土木学会論文集, 434号, pp.47-55, 1991.
- 2) 福岡捷二, 藤田光一: 複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用, 土木学会論文報告集, 411号, pp.63-72, 1989.
- 3) 藤田光一, 福岡捷二: 洪水流における水平乱流構造, 土木学会論文集, 429号, pp.27-36, 1991.
- 4) 池田駿介, 太田賢一, 長谷川洋: 側岸部植生境界の周期渦の発生機構, 土木学会論文集, 443号, pp.47-54, 1992.
- 5) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H.: Study on generation of periodical large surface eddies in a composite channel flow, *Water Resour. Res.*, Vol.22, No.7, pp.1129-1138, 1986.
- 6) Chu, V.H., Wu, J.H. and Khayat, R.E.: Stability of transverse shear flows in shallow open channels, *J. Hydraul. Div.*, ASCE, Vol.117, pp.1370-1388, 1991.
- 7) 瀬岡和夫, 八木宏: S D S & 2 D H モデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論

- 文集, 473号, pp.35-44, 1993.
- 8) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れにおける低水路流れと高水敷上流れの混合機構に関する研究, 土木学会水工学論文集, 第36巻, pp.139-144, 1992.
 - 9) 木下良作, 宇民正, 上野鉄男: 洪水時河川に現れる大規模渦について, 第23回乱流シンポジウム講演論文集, pp.329-334, 1991.
 - 10) 池田駿介, 村山宣義, 空閑健: 複断面開水路流に発生する平面周期渦の発生について, 土木学会水工学論文集, 第38巻, pp.431-436, 1994.
 - 11) 石川忠晴: 利根川・江戸川の河道粗度係数について, 土木研究所資料, p.55, 1983.
 - 12) Hussain, A.K.M.: Coherent structures and turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.193, pp.303-356, 1986.
 - 13) 孟岩, 村山雅昭, 日野幹雄: 3次元組織的乱流構造を推定する試み, 土木学会水工学論文集, 第35巻, pp.513-518, 1991.
 - 14) Tominaga, A. and Nezu, I.: Turbulent structure in compound open-channel flows, *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, Vol.117, pp.21-41, 1991.

(1994. 4. 26 受付)

STABILITY OF HORIZONTAL VORTICES IN COMPOUND OPEN CHANNEL FLOW AND THEIR 3-D STRUCTURE

Syunsuke IKEDA, Nobuyoshi MURAYAMA and Takeshi KUGA

Stability of horizontal and periodic vortices formed in compound open channels is studied in terms of shear instability and Karman's vortex street stability. It was found that two arrays of vortex street become very stable when the periods predicted from both instabilities agree with each other. 3-D structure of the organized vortices was observed by employing a conditional sampling technique, in which 2-D laser-Doppler anemometer and hotfilm anemometer were used in tandem. The velocity distribution obtained by spatial averaging for one wave length of vortex shows a typical secondary flow usually seen at the corner of compound channels.