

開水路凹部流れの PIV および LES による乱流解析

藤田一郎¹・神田 徹²・門脇正夫³・森田卓光⁴

¹正会員 学術博 岐阜大学助教授 工学部土木工学科 (〒501-11 岐阜市柳戸 1-1)

²正会員 工博 神戸大学教授 工学部建設学科 (〒657 神戸市灘区六甲台町)

³正会員 工修 阪神水道企業団 建設部 (〒658 神戸市東灘区西岡本)

⁴正会員 工修 (株)建設技術研究所 技術第三部 (〒103 東京都中央区日本橋本町)

長方形断面開水路に設置された凹部（トレンチ）内部における流れの構造を、画像解析手法および数値解析手法を用いて明らかにした。画像解析では PIV (Particle Image Velocimetry) の一手法である相關法を用いて連続的な二次元瞬間流速、平均流速および乱流統計量等の空間分布を求め、凹部深さおよびフルード数との関係を調べるとともに大規模渦運動に伴う流れ場の時空間分布特性を明らかにした。これらの結果を LES (Large Eddy Simulation) による三次元乱流解析結果と比較したところ、両手法による結果の一一致は概ね良好であり、これらの手法が非定常乱流場の解析手法として有効であることを示した。

Key Words : image analysis, large-eddy simulation, correlation method, trench flow, turbulence measurement

1. まえがき

開水路に開削される凹部（トレンチ）には大別して二種類ある。ひとつは、流送土砂の比較的多い河川において積極的に堆砂を促した定期的に排砂することで、流水断面や航路を維持する目的で設けられるものである^{1)~3)}。いまひとつは比較的小規模な河川において小流量時にも水面を確保し、生態系を保全する目的で設置されるものである。規模は異なっても両者に共通する問題は凹部に堆積した土砂の取り扱いに関するものであり、それには流入土砂量だけではなく凹部形状や堆積土砂の巻き上がり等が大きく関与するものと思われる。

一方、開水路凹部流れを水理学的にとらえるならば、段落ち部 (Back-step) と段上がり部 (Forward-step) が組み合わさった基本的な複合流れとみなせる。すなわち、段落ち部直下では流線の剥離・再付着に伴って再循環領域（あるいは剥離泡）が形成されるが、そこで生成された剥離渦は段上がり部における流線急縮の影響を直ちに受け変形しながら流下する。さらに、段落ち・段上がり部が互いに接近した場合には流線の再付着は生じず、かわりに大規模な循環を伴うキャビティー的な流れが現れる。このような流れの特徴は水面が平坦な場合には気流流れにも見られる一般的なものであるが、開水路流の特徴として自由水面の変化が急

な場合あるいは凹部上下流の河床高が一致しないような場合にはさらに複雑な流況が出現する。

このように、凹部流れは開水路流れにおける代表的な局所流の一つと考えられるが、同じ複雑乱流場でも多くの知見が得られている段落ち流れ⁴⁾と比較すると未解明な点が多いのが現状である。本研究では、凹部流れの基本的な構造を明らかにするために水面の変形が比較的小さいケースを対象とし、二次元あるいは三次元流れ場の計測手法として発展してきている PIV (Particle Image Velocimetry)⁵⁾により時空間における流速計測を行う。同時に三次元乱流場の非定常数値解析手法として有力視されている LES (Large Eddy Simulation)⁶⁾による解析も行い、平均流場、乱流場あるいは組織的な大規模渦構造等に関して実験値との比較検討を行う。

2. PIV による画像解析

流れ場の計測法として近年著しく発達してきたのが PIV と呼ばれる画像計測法であり、注入トレーサ濃度が低い場合、すなわち低濃度 PIV (low image density PIV) は特に PTV (Particle-Tracking Velocimetry) として区別される⁵⁾。これはいわゆる粒子追跡法のことであり、三次元計測への発展は主にこの手法において達成されている。本研究では高濃度 PIV (high image

density PIV) の範疇に入る濃淡画像相関法を利用する。その理由は、PTV では空間分解能を高めるために粒子濃度を増大させると、粒子同士が付着し合ったりあるいは重なって見えたりするために粒子重心座標の算出が困難になるのに対し、濃度相関法は撮影した画像をそのまま直ちに利用でき、さらに粒子分布状況をほとんど気にせずに一様な格子点上で流速分布が得られるなど非常にタフであり実用的な手法だからである。

(1) PIVの概要

a) レーザ粒子画像のパラメータ

レーザ粒子の分布密度を表すパラメータとして Adrian⁵⁾ は画像密度パラメータ N_I を次のように定義している。

$$N_I = C \Delta z_0 \Delta X_{\max} \pi / 4 \quad (1)$$

ここに、 ΔX_{\max} ：粒子の最大移動量、 Δz_0 ：スリット光厚、 C ：単位体積当たりの平均粒子個数である。したがって N_I は粒子の最大移動距離を直径とする円柱状のスポット内に存在する粒子の平均個数を示す。Adrian は $N_I \ll 1$ が PTV、 $N_I \gg 1$ が PIV の適用範囲であるとしているが、 $N_I \approx 1$ 付近では適用すべき手法が不明確である。これに対し海津らは二次元の粒子移動シミュレーションを行い、粒子パラメータ PP を次のように定義した⁷⁾。

$$PP = AP \cdot NP \quad (2)$$

ここに、 AP ：一粒子当たりの平均占有面積(画素単位)、 NP ： AP 内に最密状態で入り得る粒子の平均個数である。海津は $PP=1000$ が PTV と PIV の適用限界の目安であり、PIV は $PP < 1000$ 、PTV は $PP > 1000$ において有効となることを示唆している^{7), 8)}。本実験における PP は 500 程度であり、PIV の適用範囲に入っていることが確認できる。なお、 N_I の値は 2~5 程度であった。

b) 濃淡画像相関法

この手法では連続する二枚のトレーサ画像を用い、第一画像中で着目点を中心に取り出した MN 画素の領域(参照フレーム、相関窓、テンプレート等と呼ばれる)中の濃度パターンが、第二画像上のどの位置に移動したかをパターンマッチングにより調べる。パターンのマッチングには相互相関係数 R_{ab} あるいは輝度差平均係数 D_{ab} 等が利用される。 R_{ab} は次式で与えられる。

$$R_{ab} = \frac{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \{(a_{ij} - \bar{a}_{ij})(b_{ij} - \bar{b}_{ij})\}}{\{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (a_{ij} - \bar{a}_{ij})^2 \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (b_{ij} - \bar{b}_{ij})^2\}^{0.5}} \quad (3)$$

ここに、

$$\bar{a}_{ij} = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N a_{ij} / MN, \bar{b}_{ij} = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N b_{ij} / MN \quad (4)$$

は、それぞれ第一、第二画像における参照フレーム内の平均濃度、 M, N は参照フレームの i, j 方向のサイズ

(画素単位)を示す。相関法では第一画像での参照フレーム位置(点 P とする)を固定し、第二画像における参照フレームを適当に設定した探査領域内で移動させ、相関が最も高くなる位置(点 Q とする)を求める。画像間の時間差を Δt とすると流速ベクトルは次式から容易に求められる。

$$\vec{V} = \overrightarrow{PQ} / \Delta t \quad (5)$$

第一画像における参照フレームの位置は粒子の位置とは全く無関係にとれるので、格子点上のベクトルを順次求めていくことができる。

輝度差平均を用いる場合は、次式で定義される輝度差平均係数 D_{ab} が最小となる点を速度ベクトルの終点とする⁹⁾。

$$D_{ab} = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N |a_{ij} - b_{ij}| / MN \quad (6)$$

以上の手順で捉えることのできるのは画素単位のパターンの移動量なので、精度を上げるために最大相関点の周囲の相関分布から真の移動量を推定する必要がある。例えば、最大相関値を R_{\max} とし、その位置を (i, j) とすると、 i, j 方向の補正量 $\Delta x_m, \Delta y_m$ は

$$\Delta x_m = \frac{(R_{i-1,j} - R_{i+1,j}) \Delta x}{2(R_{i-1,j} + R_{i+1,j} - 2R_{\max})} \quad (7)$$

$$\Delta y_m = \frac{(R_{i,j-1} - R_{i,j+1}) \Delta y}{2(R_{i,j-1} + R_{i,j+1} - 2R_{\max})} \quad (8)$$

で与えられる¹⁰⁾。ここに、 $\Delta x, \Delta y$ ：1 画素サイズ、 R_{ij} ： (i, j) における相関値である。

c) PIV の精度について

二次元トレーザ粒子画像のシミュレーション⁸⁾によれば、式(7)および式(8)により一様流の場合は 0.2 画素程度の移動量、一様せん断流の場合には画像間のトレーザ群のせん断変形量が 1 : 0.2 程度であれば 0.4 画素までの移動量を捉えることができるが、せん断変形量がそれ以上になると誤差が著しく増大することが示されている。これは、特に渦運動の激しい流れ等に対しては画像時間差を小さくとり、せん断変形量あるいは回転量を微小量に押さえる必要があることを示唆している。したがって、上記の事項に配慮して処理を行った場合の速度分解能ベクトル $\Delta \vec{V}$ は

$$\Delta \vec{V} = C_v [\Delta x / \Delta t, \Delta y / \Delta t] \quad (9)$$

程度となる。ここに、 $C_v = 0.2 \sim 0.4$ 、カッコ内は x, y 方向への一画素移動量に対する速度成分を表す。

d) 異常ベクトルの補正

相関法はパターンマッチングを用いるため、マッチングに失敗すると流れの特性から判断して明らかに異常と思われる流速ベクトルがしばしば得られる。この現象は流れのせん断・回転変形等によって参照フレーム中のパターンが Δt 後に大きく崩れた場合に生じるもので、PTVにおいても生じる。これらの異常ベクトルを効率良く除去するために、ここでは異常値があれ

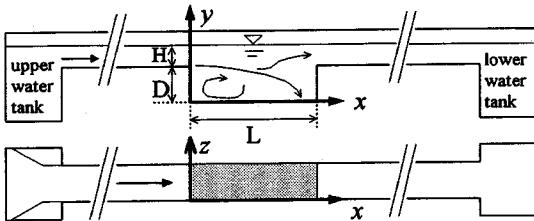


図-1 実験装置

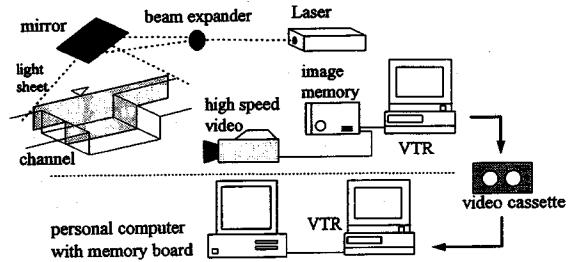


図-2 画像解析システム

ば局所的な発散値が増大する点に着目して異常値を検出し、それを周囲の正常値から補間するアルゴリズムを適用する。^{11)~13)}

(2) 実験装置および実験条件

図-1に実験装置、図-2に画像解析システムの概要を示す。用いたのは幅 $B=0.2\text{m}$ 、長さ 4.3m のアクリル製循環水路であり、水路の中央部に幅が水路幅に等しく長さ $L=0.2\text{m}$ の凹部を設置した。凹部では底板を上下させて深さを調整できるようにした。水路勾配は実験ケースにより 0.0016 と 0.0033 の二通りとした。凹部縦断面の可視化はアルゴンレーザからの光軸をビームイクスパンダー（シリンドリカルレンズ）によって光膜化し、それを反射鏡によって水路上方から照射して行い、水平断面は水路側壁からの水平照射により可視化した。スリット光厚は約 3mm とした。トレーサには比重が 1.02 、平均粒径が約 0.2mm のナイロン12粒子を用いた。

可視化画像は高速度ビデオカメラを用いて撮影した。このシステムでは 256×256 画素、256階調で最高 4096Hz のモノクロ画像サンプリングを連続 1000 フレーム行うことが可能であるが、本研究では 125Hz （サンプリング間隔 $\Delta t=0.008\text{sec}$ ）あるいは 250Hz （ $\Delta t=0.004\text{sec}$ ）のサンプリングとしたので一回の連続画像取り込みで8秒間あるいは4秒間の連続画像を得ることができた。ただし、本システムではデジタルフレームメモリをコンピュータ側に直接転送することができなかつたため、蓄積されたデジタルデータをアナログ出力し通常のビデオテープに記録した。このビデオ画像はパーソナルコンピュータに搭載した画像処理装置

（DTECT 製ボード）により再デジタル化し、 512×512 画素、256階調のモノクロバイナリデータとして光磁気ディスクに記録した。この際、アナログ化された水信号は 512 画素に量子化されるが、鉛直信号は偶数、奇数フィールドに交互に記録されるので間の値は補間して求めた。画像入力時の分解能が 256×256 画素である点と処理の中間にアナログ化の手順を組み入れた点は、画質劣化さらには計測精度の低下を招く恐れがある。

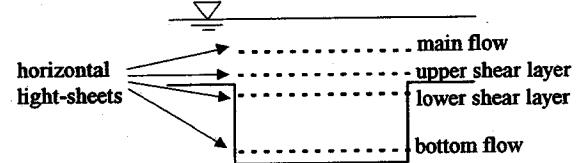


図-3 画像計測水平断面

表-1 水理条件

	D (cm)	i	Q (cm ³ /s)	H (cm)	U (cm/s)	Re	Fr
RUN 1	2	0.0016	800	1.9	21.1	4000	0.49
RUN 2	4	0.0016	800	1.9	21.1	4000	0.49
RUN 3	2	0.0033	2270	2.5	45.4	11350	0.92
RUN 4	4	0.0033	2270	2.5	45.4	11350	0.92

表-2 画像計測条件

	Δx (cm)	$M \times N$ (pixel)	Δt (sec)	$\Delta V/U$
RUN 1	0.058	16 x 16	0.008	0.07-0.13
RUN 2	0.058	16 x 16	0.008	0.07-0.13
RUN 3	0.056	18 x 18	0.004	0.06-0.11
RUN 4	0.056	20 x 20	0.004	0.06-0.11

るという意味で必ずしも満足できることではないが、通常のビデオでは困難な高速画像サンプリングによって粒子群のせん断変形量をわずかなものにしたためにこれらの問題点は十分にカバーができたものと思われる。

つぎに、実験条件を表-1に示す。流入水深 H および流入平均流速 U に基づく Reynolds 数は 4000 および 11350 であり、流入流れは RUN1,2 では常流($Fr=0.49$)、RUN3,4 ではほぼ限界流($Fr=0.92$)の状態とした。凹部の深さ D は二通りとし、剥離流線が底部に再付着する場合とそうでない場合について実験を行った。水面の状況は RUN1,2 ではほぼ平坦で変動もわずかであるのに対し、RUN3,4 では凸型の定常波が生じている。なお、

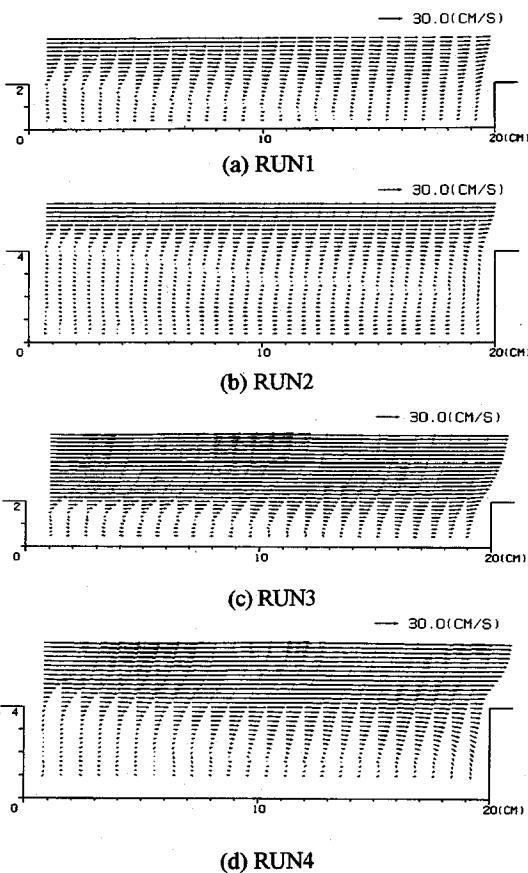


図-4 平均流速分布（中央縦断面）

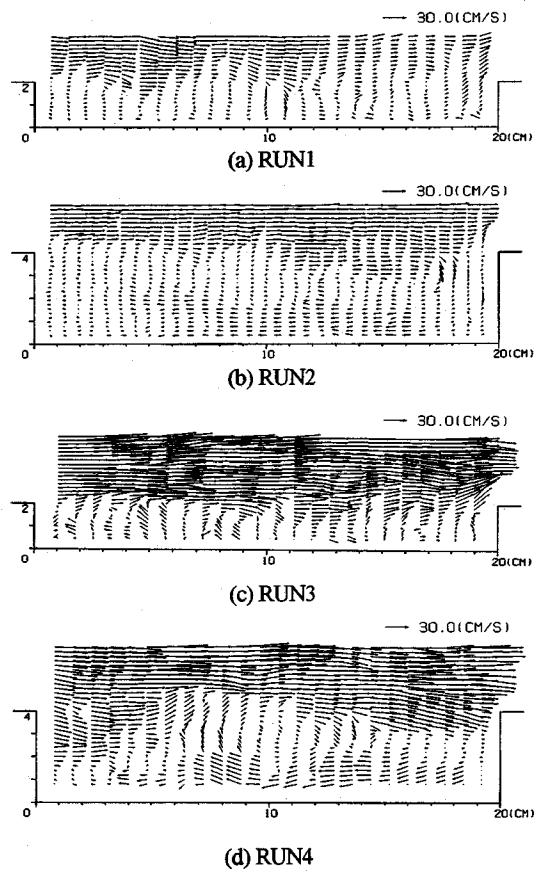


図-5 瞬間流速分布（中央縦断面）

水路下流端ではせき上げを行い、凹部流出部の水深が流入水深とほぼ等しくなるように調整している。画像計測断面は水路中央の縦断面と図-3に示す四つの水平断面である。

画像計測条件を表-2に示す。参考フレームサイズは9.3~11.2mm四方の領域なので壁面の極く近傍での計測は困難であるが、内部領域では高密度の計測が可能となっている。計測精度は平均流に対し、10パーセント程度と考えられる。なお、本研究における濃淡画像相関法では相互相關係数を用いた。

(3) 実験結果

a) 平均流速分布

図-4に縦断面の平均流速分布を示す。平均操作にはRUN1,2では 1000×2 組(8sec), RUN3,4では 1000×3 組(12sec)の瞬間流速分布を用いた。

RUN1では、 $x/D=7.5$ 付近で流れが再付着し、その上流側で再循環領域が形成されている。再付着点距離は段落ち流れとほぼ同様の値を示している。同じ深さで

Reynolds数を増大させると(RUN3)，主流の沈み込みが増大し再付着距離は $x/D=6.0$ 程度まで短くなっている。また、中央部の水面付近では水面の盛り上がりに対応して良好に流速ベクトルが変化している。循環領域が縮小するのはReynolds数の増大により剥離渦の渦度が増し、主流による逆流域流体の運行がより活発になるためと思われる。一方、RUN2では流れは再付着せず凹部全体が循環流となっており、凹部下流端底面付近で強い逆流が生じているが、RUN4では主流による運行現象がさらに著しくなり、凹部下流端に再付着点が現れかけているようである。底面における逆流も平均場でとらえるならば強いものではなく循環流領域内の流体も停滞しているようにみえるが、後述のように実際には流体の混合・拡散現象が非常に激しく、有意な流速ベクトルは存在するが時間平均的な流速は減少する結果となっている。水面付近の盛り上がりに対する流速ベクトルはこの場合も良好に対応している。

b) 瞬間的流速分布

図-5に各ケースの瞬間値の例を示す。各ケースと

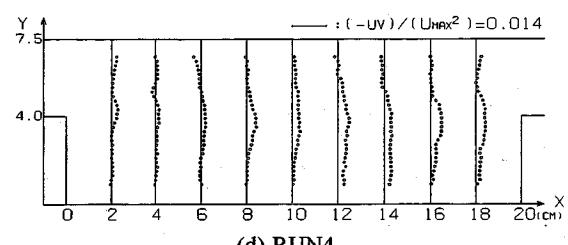
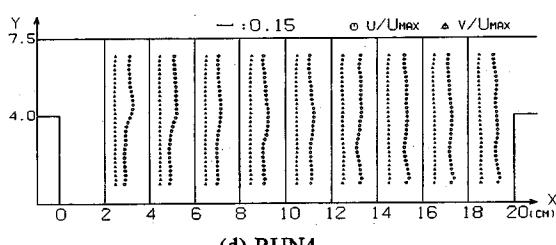
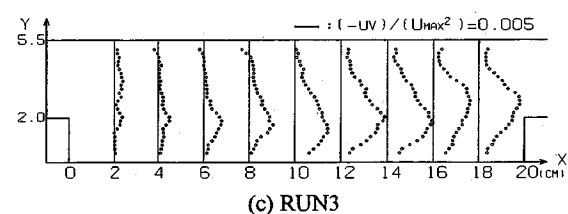
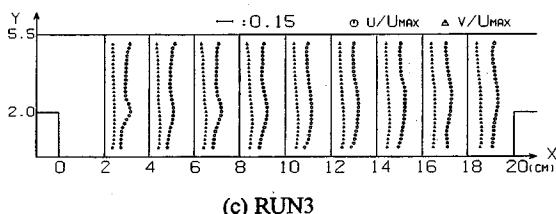
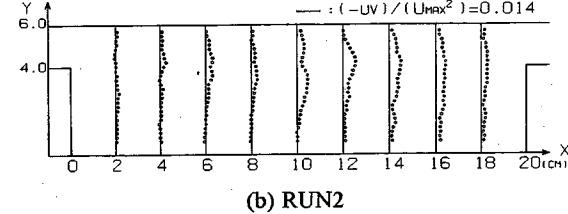
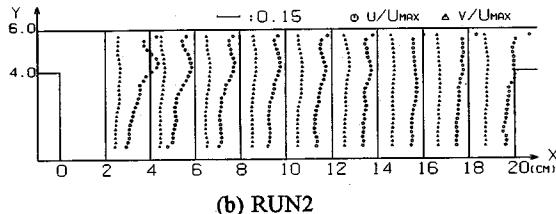
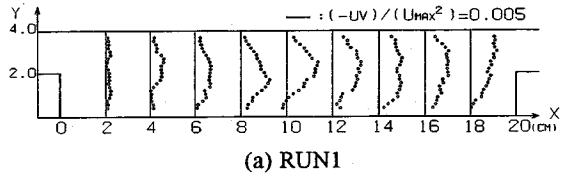
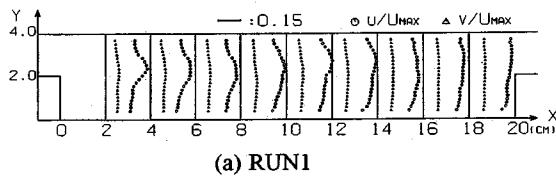


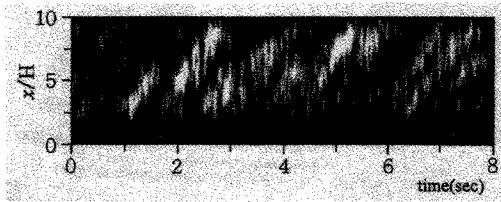
図-6 乱れ強度分布（中央縦断面）

も再循環領域は凹部深さを最大のスケールとするような中・小規模の剥離渦群で構成されており、その影響は主流へも大きく及んでいる。特にRUN1では $x=14 \sim 17\text{cm}$, $y=2 \sim 4\text{cm}$ の領域において底面から巻きあがった低速の流体塊が水面に達しようとするところを明確に捉えている。RUN2では主流界面の揺動は見られるが、底面逆流域では瞬間分布においても一方向性が保たれている。これに対し、RUN4では主流との混合作用が非常に著しく、図では逆流域の流体が大規模な巻き上がりによって主流に連行されつつある状況を示している。このような事象が進行すると流向は正から負あるいは負から正へと変化するために、平均場においては見かけ上の停滞域が現れる結果となっている。また、これらの図においては一見連続性が成立していないようなベクトル分布が得られているが、これは流れの三次元性が強いためである。

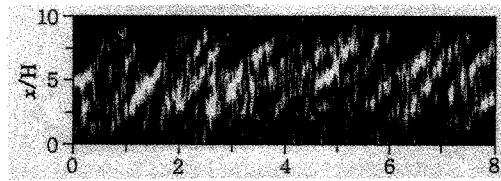
c) 乱れ強度分布

図-7 Reynolds 応力分布（中央縦断面）

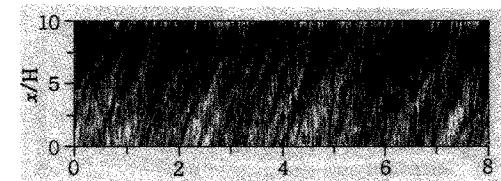
図-6に鉛直断面内の乱れ強度分布を示す。 u' 分布についてどのケースでも凹部への流入直後にピーク値を示し、下流に向かって拡散している。再循環流領域での u' 分布は減少しているが流れ方向には増大傾向を示し、流出部付近では鉛直方向にほぼ一様な分布が得られている。 v' 分布は u' 分布と比較すると鉛直方向の変化が小さいが、RUN1,3のように再付着点が現れるケースでは再付着点近傍の値が漸増している。 v' の値は u' の40~50パーセント程度であるが、ゆっくりとした循環流を呈するRUN2を除けば、流入直後の再循環域における両者の値は接近し、乱れの等方化が進んでいることがわかる。また、このように、乱れ強度が全水深にわたって一様に近い分布形となったのは瞬間流速分布からも明らかのように、剥離渦による影響が主流にまで大きく及んでいるためと考えられる。



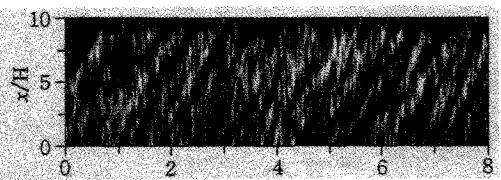
(a) せん断層下面の U 成分



(b) せん断層下面の V 成分



(c) 主流域の U 成分



(d) 主流域の V 成分

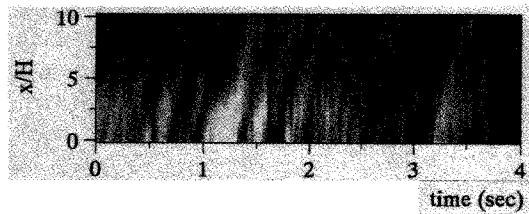
図-8 RUN1 の移流ダイアグラム

d) Reynolds 応力分布

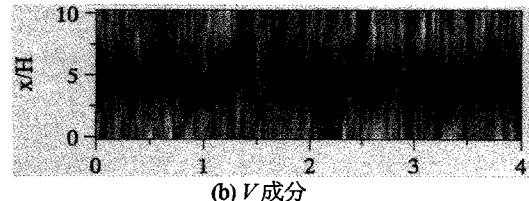
Reynolds 応力は二次のモーメントであるため計測精度は若干低いと思われるが、図-7に示すように各ケースとも剥離せん断層の発達する領域で増大する傾向を示している。特徴的なのは特に RUN1,3において再付着後もピーク値が減衰しない点で、これは再付着後に減衰する段落ち流れの特徴⁴⁾と異なり興味深い。

e) 移流ダイアグラム

流れの変動を時空間的に把握するために図-3に示した底面に平行な任意の検査線上の速度分布を縦軸にとり、各瞬間のデータを横軸に並べた移流ダイアグラムを作成した。例えば、流れが順流でその中で高速域や低速域が移流されていくと、 U 成分の移流ダイアグラムには右斜め上向きの縞模様となって現れる。あるいは渦塊等が検査線上を通過すると、上昇・下降流の移流状況が V 成分のダイアグラム上でやはり縞模様となつて現れる。

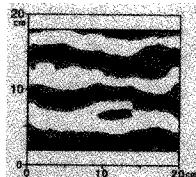


(a) U 成分

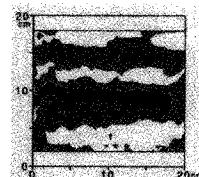


(b) V 成分

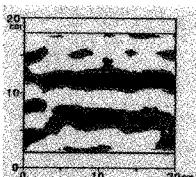
図-9 RUN3 の主流域における
移流ダイアグラム



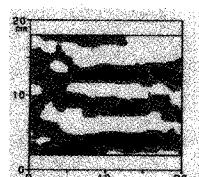
(a) RUN1 (bottom)



(b) RUN2 (lower s.l.)



(c) RUN3 (upper s.l.)



(d) RUN4 (lower s.l.)

図-10 水平断面内の構造

図-8 (a), (b) に RUN1 に対するせん断層下面のダイアグラムを示す。 U 成分の図では白い部分が高速流、黒い部分が低速流、 V 成分の図では白が下降流、黒が上昇流を示す。白い部分の領域がほぼ一致していることから、高速の流体塊が下降しながら検査線を通過し、逆に低速流体が上昇する状況がわかる。主流域においても(図-8 (c), (d)) ほぼ同様のパターンが得られているが、縞の勾配がきついことから移流速度が速くなっている。また、0.5Hz程度の低周波の大規模変動とそれに付随する高周波の変動が重畠されている様子も捉えられている。一方、図-9に示す RUN3 の主流域のダイアグラムでは、 U , V 成分のパターンの一貫性は見られない。これは、主流域は射流に近い高運動量の高速流れであり、せん断層振動の影響が V 成分には及んでいないためである。ただし、剥離せん断層内では図-8 と同様の挙動を示す。

f) 水平断面内の流れの構造

水平断面内の流速分布を各水深について調べた結果、横断方向に高速・低速の領域が交互に現れるという共通する特徴が見出せた。その一例を示したのが図-10である。この図は、まず1000画像から各点の平均流速を求め、つぎにその流速からその点を中心とする数点の平均流速を差し引いた変動成分を求めてその空間分布を示したものであり、局所的な平均流速よりも高速の領域（断面平均流速で無次元化したスケールで1パーセント以上高速の領域）を白、低速の領域（同様にマイナス1パーセント以下の領域）を黒で表示している。いずれのケースにおいても剥離せん断層に近い領域では、横断方向に2~3本の明瞭な高速帶および低速帶が現れている。これらは、剥離せん断層そのもの、あるいは剥離せん断層に誘起される流れが、流れ方向に軸を持つ並列した縦渦構造を内在していることを示唆している。

RUN1における瞬間流速分布の一例を図-11に示す。剥離せん断層内および底面付近で流速ベクトルが帯状に局所的な収束・発散の状況を呈している様子がわかる。これらは微細な縦渦構造の現れと考えられる。また、底面付近では再付着点が一定位置ではなく、面的に分布している状況がわかる。

3. LESによる数値解析

PIVによって得られた結果のうち、水面の変動が少なくほぼ水平に保たれているRUN1およびRUN2に対してLESによるシミュレーションを行った。これらのケースでは、水面の取り扱いを簡略化するために水表面をrigid-lidとして取り扱った。

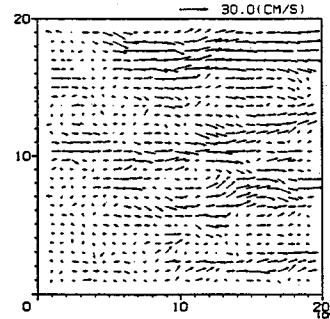
(1) 基礎方程式

LESでは、計算領域に取られた格子内乱流場の空間平均操作に基づく方程式系を用いる。したがって、以下の基礎方程式における従属変数は格子空間平均値を示す。本研究では、以下に示す質量保存方程式およびSmagorinskyによるSubgrid scale model (SGS model)に基づく運動量保存方程式を用いた⁶⁾。

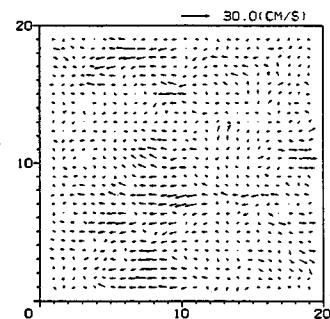
$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial K_G}{\partial x_i} + \Omega_i \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v_t + \frac{1}{R_e}) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

ここに、添え字は総和規約に基づき、 $i=1$: 流下方向、 $i=2$: 鉛直方向、 $i=3$: 横断方向の変数、 p : 無次元圧力を表す。無次元化には流入部の水深 H および表面流速 U_{max} を用いた。すなわち、 $Re=U_{max}H/\nu$ および $Fr=U_{max}/(gH)^{0.5}$ である。 v_t は SGS の渦動粘性係数である。



(a)せん断層下面



(b)底面近傍

図-11 水平断面における瞬間流速 (RUN1)

り、 Smagorinsky モデルでは次式のように表される。

$$\begin{aligned} v_t &= (C_s f \Delta)^2 (2S_{ij} S_{ij})^{1/2} \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

ここに、 C_s : モデル定数 (0.1とした)、 $\Delta=(\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}$ 、 Δ_i : i 方向の格子サイズ、 f : Van Driest 型の壁面減衰関数で

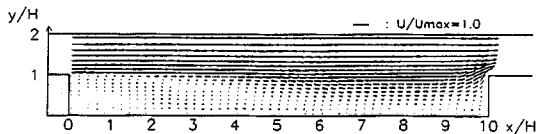
$$f = 1 - \exp(-I^+ / A) \quad (13)$$

で与えられる。ここに、 I^+ : 格子から最近接の壁面までの壁座標 ($=u_* l / \nu$)、 u_* : 壁面摩擦速度、 $A=25$ 、また、 $\Omega_i=(\sin\theta/F_r^2, -\cos\theta/F_r^2, 0)$ 、 θ : 河床勾配、 K_G : SGS の乱流エネルギーで C_v をモデル定数 (=0.094) として次式のように評価される。

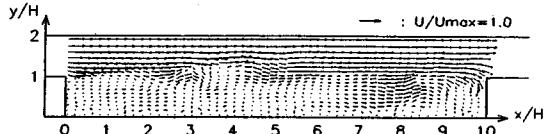
$$K_G = v_t^2 / (C_v \Delta)^2 \quad (14)$$

(2) 初期条件および境界条件

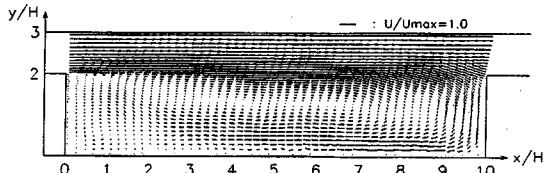
初期状態では凹部内の流速成分をすべてゼロ、その上側では $1/7$ 乗則の分布を与えた。ただし、流入部ではドライバー部として凹部流入部前に $6H$ 程度の区間を設け、周期境界的に区間下流端断面の各速度成分を上流端断面に与えることにより流入速度変動を模擬発



(a) RUN1

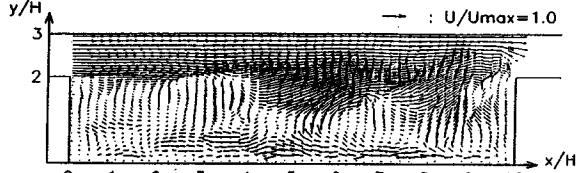


(a) RUN1



(b) RUN2

図-12 平均流速分布（中央縦断面）



(b) RUN2

図-13 瞬間流速分布（中央縦断面）

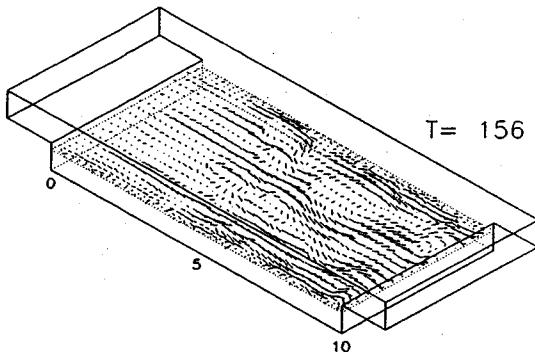
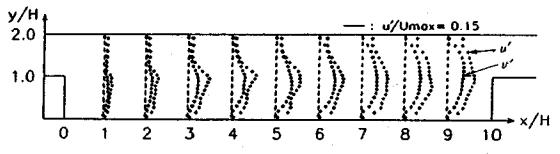
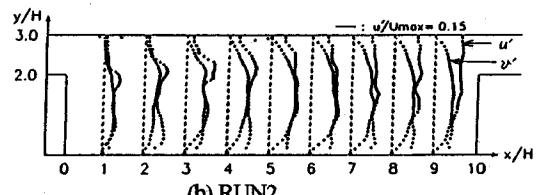


図-14 せん断層下面における流速分布



(a) RUN1



(b) RUN2

図-15 乱れ強度分布（中央縦断面）

生させた。さらに、初期流速分布には初期乱れとして最大流速の 20 パーセント程度の値を一様乱数として発生させ各成分に加えた。この手続きは重要であり、例えば乱れ成分を全く与えなければ、層流的な流れが持続され続ける結果となった。圧力は静水圧分布を与えた。

境界条件は、水面では前述の通り rigid-lid を仮定し、壁面では以下に示す Spalding 則^⑨を適用した。

$$y^+ = u^+ + e^{-kB} \left(e^\beta - 1 - \beta - \beta^2/2 - \beta^3/6 \right) \quad (15)$$

ここに、 $\beta = \kappa u^+$, $\kappa = 0.4$, $B = 5.5$, $u^+ = u/u_*$ 。下流端には従属変数の自由流出条件を課した。

(3) 数値解法

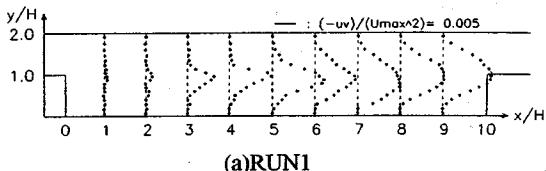
計算格子には壁面近傍で密になるような不等間隔スタガード格子を用いた。凹部区間の格子点数は RUN1 が $101 \times 18 \times 32$, RUN2 が $101 \times 38 \times 32$ である。時間差分には Euler 法、粘性項には二次精度の中央差分、移流項

には QUICKEST スキームを用いた。圧力緩和には HSMAC 法を用いた。無次元時間ステップは $\Delta T = 0.001$ 、圧力緩和は無次元発散値が 0.001 以下になれば収束したものとみなした。計算は無次元時間で $T = 100$ まで行って安定性を確かめ、その後の $T = 100 \sim 200$ で各種の処理に用いるデータのサンプリングを行った。乱流場が十分発達したかどうかは、Reynolds 応力の分布をモニターすることで調べたが、各ケースとも $T = 100$ ではほぼ安定状態に到達したことを確認した。

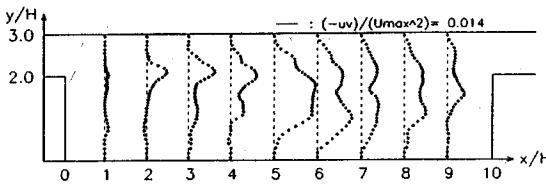
(4) 計算結果

a) 流速分布特性

図-12 に中央縦断面の平均流速分布を示す。RUN1 の再付着点距離は $x/D = 7.5$ 程度であり実験値と一致している。RUN2 では流速がゼロの点を連ねた線が実験値とほぼ一致しており、平均流の再現性は定量的にも良好といえる。瞬間値の例を図-13 に示すが、凹部内部が大規模な剥離渦で占められている様子が良好に再



(a) RUN1



(b) RUN2

図-16 Reynolds 応力分布（中央縦断面）

現されている。水平断面内の瞬間流速分布の例を鳥瞰的に図-14に示す。三本程度の高速域が流下方向に伸びており、実験値（図-10）で指摘した特徴に対応している。また、実験値（図-11）に対応した流れの収束・発散の状況もうまく計算されている。

b) 乱流特性

図-15に中央縦断面における乱れ強度分布、図-16にReynolds応力分布の計算値を示す。乱れ強度に関してはRUN1では流入部付近の値は過小に計算されているが、実験値でも確認されたせん断層の発達に伴う u' のピークの出現、再循環領域における乱れの等方化の傾向は得られた。RUN2では v' が過大な値を示しているが、 u' のオーダーは実験値と一致している。Reynolds応力分布に関しては、RUN1では分布形状は必ずしも良好な一致は示していないが、主流と凹部の境界面に沿ってピーク値が現れ、再付着点付近までその値が増大している状況は実験値とよく一致している。RUN2では全体的に実験値よりも大きな値が得られている。

図-15、図-16において実験値との食い違いは主に流入部と水面付近で生じていることがわかる。これは、流入乱れを生じさせるために設定したドライバー部での乱れ生成が期待したほどではなかったことと、rigid-lidの仮定により鉛直方向の変動成分が水面付近で減衰したことが主な要因と考えられる。また、RUN2の剥離領域での不一致の原因には数値粘性、空間解像度の不足が考えられる。水面境界に対するSGSモデルの適用可能性の検討も含め、今後さらに詳細な検討が必要と思われる。

c) 移流ダイアグラム

RUN1のせん断層下面の検査線に対する U 成分の移流ダイアグラムを図-17に示す。高速・低速流体が0.5Hz程度の周波数で交互に流下している様子が見ら

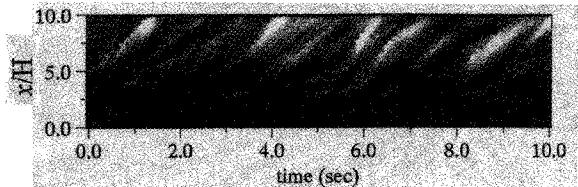
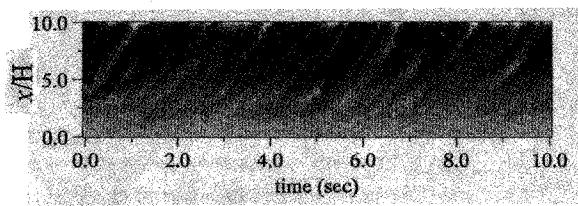
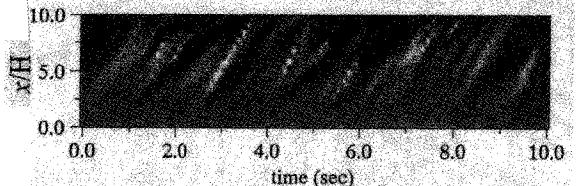
図-17 U 成分の移流ダイアグラム (RUN1, せん断層下面)(a) RUN1 (U 成分)(b) RUN2 (U 成分)

図-18 主流域の移流ダイアグラム

れ、この状況は実験値（図-8）と非常に良く一致している。

主流域のダイアグラム（図-18）では $x/H=2.5$ 付近からせん断層変動の状況が現れているが、それより上流側では速度変動があまり見られない。これは、流入乱れの発生がまだうまくシミュレートできていないためである。すなわち、本研究では周期境界条件で流入乱れの発生を試みているが、QUICKESTスキームに含まれる数値粘性のために、多数の繰り返し計算の過程において初期乱れが減衰したものと思われる。しかし、この上流部分を除けば、速度変動の状況は実験値に類似したパターンを呈している。

4. 結論

本研究では、PIVおよびLESにより開水路凹部の流れを解析した。以下に、両解析を通して得られた主な結果を示す。

- 1) 実験によれば、再付着点距離は流入流れが常流の場合より限界流の方が短い。また、PIVによって水面の盛り上がりに対する主流のわずかな流向変化を捉え

- ることができた。水面変化の小さい低フルード数流れの平均流はLESによる結果と良好に一致した。
- 2) LESで得られた乱れ強度は、移流項に用いたQUICKESTスキームの持つ数値粘性のために流入乱れ強度が不十分であったことと、rigid-lidによって水面付近での鉛直変動が抑制されたことが重畳して、水面近傍では実験値との対応は必ずしも良好ではなかったが、剥離渦が卓越した領域では実験値をかなりの程度再現できた。
- 3) Reynolds応力はPIVの誤差が強調されやすい乱流特性であるが、せん断層におけるピーク傾向等を捉えることができた。ただし、これら乱流計測量に関しては、今後精密な点計測の結果と比較し制度を詳細に検討する必要がある。
- 4) 本研究で示した移流ダイアグラムは乱流の構造的な特徴を調べる上で有効であり、このダイアグラムをもとに、流入流れが常流と限界流とでは主流の流速変動に対するせん断層の影響が異なることを明らかにした。
- 5) 剥離せん断層は、分断された縦渦で構成されていることを両解析結果は示唆する。

謝辞：高速度ビデオカメラの利用については、近畿大学理工学部 江藤剛治教授ならびに竹原幸生助手に多大の便宜を図っていただいた。また、神戸大学大学院生 池上 迅君にはデータ処理で協力をいただいた。ここに、記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Koutitas, C. and O'Connor, B.: Turbulence model for flow over dredged channels, *J. Hydr. Div.*, ASCE, Vol.107, No. HY8, pp.989-1002, 1981.
- 2) Alfrink, B.J. and Rijn, L. C.: Two-equation turbulence model for flow in trenches, *J. of Professional Issues in Eng.*, Vol.109, No.3, pp.941-958, 1983.
- 3) 藤田正治, 道上正規, 檜谷治: トレンチ内の流れと浮遊砂濃度分布の数値シミュレーション, 水工学論文集, 第35巻, pp.377-382, 1991.
- 4) 福津家久, 中川博次, Scheuerle, G., Papritz-wagner, B.: 開水路段落ち流れの乱流構造に関する実験及び数値計算, 水工学論文集, 第33巻, pp.469-474, 1989.
- 5) Adrian, R.J.: Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Ann. Rev. of Fluid Mechanics*, 23, pp.261-304, 1991.
- 6) 森西洋平: LESモデルによる乱流解析手法, 水工学に関する夏期研修会講義集Aコース, A-2-1-A-2-29, 1992.
- 7) 海津利幸, 藤田一郎: 粒子画像シミュレーションによるPIVの精度の検討, 土木学会第49回年次学術講演会講演概要集, 第2部(A), pp.384-385, 1994.
- 8) 海津利幸: 画像相関法の精度の検討と開水路トレンチ部への適用, 岐阜大学卒業論文, 1993.
- 9) 加賀昭和: 輝度差の累積法, 可視化情報学会第3回手法講習会「相関法」, pp.18-22, 1991.
- 10) 藤田一郎, 河村三郎: ビデオ画像解析による河川表面流計測の試み, 水工学論文集, 第38巻, pp. 733-738, 1994.
- 11) 藤田一郎, 河村三郎: 相関法における異常ベクトルの検出と流速補正の新手法, 可視化情報, Vol. 12, Suppl. No.1, pp.43-46, 1992.
- 12) Fujita, I.: Surface flow measurement of flood by image correlation, *Third Asian Symp. on Visualization*, pp. 669-674, 1994.
- 13) Fujita, I. and Kaizu, T.: Correction method of erroneous vectors in PIV, *J. of Flow Visualization and Image Processing*, Vol.2, pp.173-185, 1995.

(1995.7.24 受付)

ANALYSIS OF TURBULENT FLOW IN A RECTANGULAR TRENCH BY PIV AND LES

Ichiro FUJITA, Tohru KANDA, Masao KADOWAKI and Takamitsu MORITA

Turbulent flow characteristics of open channel flows in a rectangular trench are analyzed by the particle image velocimetry (PIV) and the large eddy simulation(LES). The effects of the depth of the trench and the Froude number are discussed in detail. The results for the lower Froude number show a favorable agreement between PIV and LES except near the free surface. It is suggested that the separated shear layer has an organized structure composed of longitudinal vortices. The effect of Froude number is clearly indicated by using the convection diagrams showing the space-time variations of the velocity field.