

開水路流れにおける側岸凹部流れの PIV 計測および LES 計算

PIV MEASUREMENTS AND LES CALCULATIONS OF OPEN-CHANNEL FLOW WITH A SIDE-CAVITY

矢野勝士*・禰津家久**
Masashi YANO, Iehisa NEZU

*学生会員 修(工) 京都大学大学院博士後期課程 社会基盤工学専攻(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻(同上)

In this study, PIV measurements and numerical calculations were conducted by the use of a large eddy simulation (LES). In this calculation, one-equation model and VOF (Volume of Fluid) method were used to calculate the SGS (Sub Grid Scale) stress and the free-surface condition. The Froude number and the aspect ratio (downstream length of the side-cavity/spanwise length of the side-cavity) were set to 0.27 and 2.0, respectively. The calculated time-averaged velocity distributions agreed with the experiments results. The water level changed simultaneously. The time-averaged water level increased at downstream inside of the side-cavity, whereas it decreased at upstream position of the interface between the side-cavity and main-channel flow. The turbulence properties increased at the interface, because the coherent vortex was developed.

Key Words: Side-Cavity, PIV, LES, VOF, Turbulent structure, Open-channel-flows, Free surface

1. はじめに

これまでに、凹部形状を有する開水路流れに関する様々な研究が行われている。凹部流れが有する幾何学形状の簡易性・汎用性から、トレンチやワンドの代表的な水理モデルになるためである。

例えば、土砂輸送や局所洗掘あるいは物質交換特性などに着目した水理・水工学的研究が活発に行われている。一方で、流体力学的な視点から行われた研究も数多い。Rockwell & Knisely^{1,2)}は鉛直凹部流れにおいて、ホットフィルムによる乱流計測および水素気泡法を用いた可視化実験を行っている。その結果、キャビティー上流端から剥離現象に起因する組織乱流渦が発生し、その移流軌跡はほぼ規則的に変化することを指摘している。また、禰津ら^{3,4)}は側岸に凹部を有する流れ場において、凹部のアスペクト比 (凹部の流下方向長さ/凹部の横断方向長さ) およびフルード数を系統的に変化させた条件でレーザ流速計(LDA)およびPIVを用いた乱流計測を行っている。これより、アスペクト比が3程度であれば、凹部内部の流れは安定した渦構造であるが、アスペクト比が大きくなると非定常性が強まり組織的な乱流渦が活発に発生することを明らかにした。また、フルード数の増加に伴い、組織乱流渦の規模は縮小するといった結果も得られている。

このように、室内実験による研究が数多く存在している一方で、数値シミュレーションによる研究も近年急速に進展してきている。例えば、藤田ら⁵⁾は鉛直凹

部周辺の流れ場に関して、PIVを用いた実験を行うとともにLESによる数値計算を行い、双方の結果を比較検討している。また、禰津ら⁶⁾は側岸凹部流れをLESでシミュレーションし、実験結果と比較している。ここでも、凹部周辺で発生する組織乱流渦が良好に再現されている。一方で、Kimura & Hosoda⁷⁾は、側岸凹部流れを対象に平面2次元の0-方程式モデルを用いて数値計算を行っている。その結果、凹部内部で発生するセイシュと組織渦の挙動を良好に再現している。灘岡・八木⁸⁾はSDS-SDHモデルと呼ばれる平面2次元LESを用いた数値計算を行い、その有用性を示している。池田ら⁹⁾はこのSDS-SDHモデルを用いて、連続水制周辺の流況をシミュレーションし、凹部内部と主流との間で行われる質量および運動量交換率を計算し、実験結果の再現に成功している。

以上のように、凹部流れ周辺の数値シミュレーションは数多く行われている。計算手法としては、大別して $k-\varepsilon$ モデルに代表されるRANS系の計算、流れの基礎方程式にフィルター操作を施すことによって空間粗視化された支配方程式を用いるLESおよびNavier-Stokes式を直接数値計算するDNSが挙げられる。凹部流れでは組織的な乱流渦が発生しているため、瞬間的な流速変動をシミュレーションすることができると望ましく、さらに現段階では計算機のスペック制約が依然として存在しているという観点から、LESを用いた数値シミュレーションを行うことが現実的である。

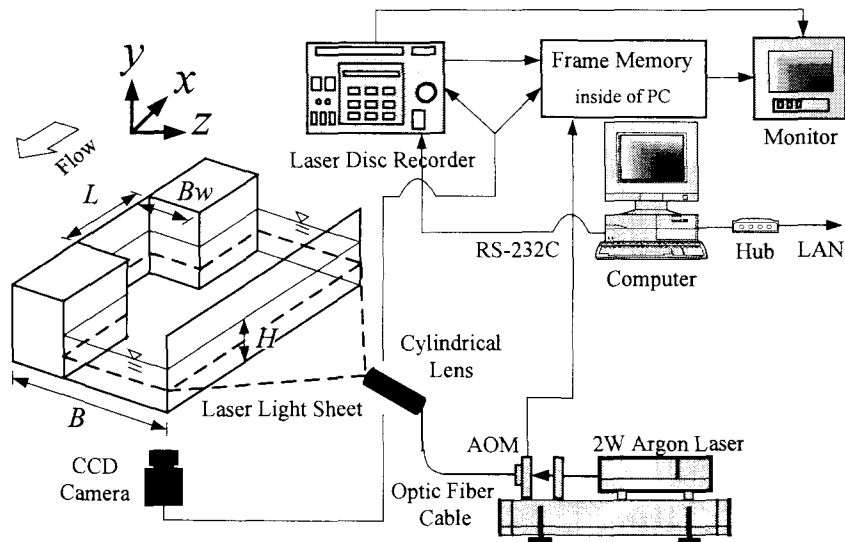


図-1：実験装置図

Smagorinsky モデルから研究開発が始まったLESは、Moin & Kim¹⁰⁾によるシミュレーションが組織渦のバースト現象を良好に再現していることで注目され、その後1-方程式モデルやダイナミックモデル¹¹⁾が開発された。ここ数年でもダイナミック型 Smagorinsky モデル¹²⁾や、ダイナミック型1-方程式モデル¹³⁾、さらにダイナミック2変数混合型モデル¹⁴⁾などが提案されてきている。

一方、Kimura & Hosoda⁷⁾が指摘しているように凹部周辺での高フルード数流れでは、セイシュといった特徴的な水面変動が発生する。こうした理由から、凹部周辺流れを数値計算する際、水面変動特性を導入する必要がある。Nakayama & Yokojima¹⁵⁾はこの特性を考慮した開水路等流場でのLES計算を行い、平均流速分布と乱れ特性について検討している。他にも、Ouillon & Dartus¹⁶⁾が行った単一な水制周辺での数値計算例などが挙げられる。

このようにLESや水面変動を考慮した数値計算はいくつか行われているが、開水路凹部周辺流れ、すなわちワンド流れのLES計算で水面変動を導入した例はあまり見られない。上述したように、凹部流れを計算するには、両者を組み合わせる必要がある。そこで、本研究では水面変動を導入したLES解析を行い、実験結果と比較検討を行う。

2. 実験および数値計算の概要

2-1. 実験概要

本研究で用いた実験水路は図-1に示す全長10m、幅20cmの可変勾配型循環式水路である。この水路は底面

表-1：水理条件

	L (cm)	B_w (cm)	B (cm)	H (cm)	U_{max} (cm/sec)	Fr
Cal. (LES)	20.0	10.0	15.0	3.0	14.4	0.27
Exp. (PIV)	20.0	10.0	15.0	3.0	14.6	0.27

および側壁が光学ガラス製となっており、下方あるいは側方からレーザーライトシート(LLS)を照射することができる設計となっている。

図-1に示すように、凹部模型は水路右岸側に配置した。 L は凹部の流下方向長さであり、 B_w は凹部横断方向長さを示している。本研究では $L=20\text{cm}$ および $B_w=10\text{cm}$ に設定し、アスペクト比($=L/B_w$)を2.0に固定した。 H は主流部での時間平均水深である。

座標系は流下方向に x 軸、水深方向に y 軸、横断方向に z 軸を設定し、凹部内部上流端を $x=0$ 、河床を $y=0$ 、凹部内部側壁を $z=0$ とした。各座標軸方向の時間平均流速は U 、 V 、 W と定義した。また、乱れ変動成分を u 、 v 、 w そのRMS値(乱れ強度)をそれぞれ u' 、 v' 、 w' と定義する。

流速計測には、PIVシステム(Kanomax社製)を用いた。図に示すように厚さ2mmのレーザーライトシートを、開水路水平断面に照射し、水路下方からCCDカメラ(SONY社製480×512pixel)で撮影する $U-W$ 計測を行った。こうして得られた可視化画像から相互相関法を用いて瞬間流速をサンプリング周波数30Hzで計測した。計測時間は、流れ場が安定してから60秒間とした。水平断面計測位置は $y/H=0.5$ の半水深である。その他の詳細は補津ら⁴⁾と同様である。

2-2. 計算概要

2-2-1. 基礎方程式

連続式および Navier-Stokes 方程式にフィルター操作を施した LES の基礎方程式は次のように示される。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \Omega_i - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} K \right) + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\tau_{ij} \equiv -(\bar{u_i u_j} - \bar{u_i} \bar{u_j}) \quad (3)$$

$$\Omega_i = (g \sin \theta, -g \cos \theta, 0) \quad (4)$$

ここで、 $\bar{\quad}$ は空間フィルター平均を表し、 $\bar{u}_i$ は $i(=1,2,3)$ 方向の速度成分を示している。 x_1 は流下方向座標、 x_2 は鉛直方向座標、 x_3 は横断方向座標である。 Ω_i は重力項、 $\bar{p}$ は圧力、 $K=1/2 \bar{u'_i u'_i}$ は SGS (Sub Grid Scale) の乱れエネルギーをそれぞれ示している。繰り返し添字はアインシュタインの縮約に従うものとする。SGS 応力成分 τ_{ij} を勾配拡散型で表現すると以下のようになる。

$$\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

ν_t の表現手法には様々なモデルが提案されている。その中でも最も有名なものとして、Smagorinsky モデルが挙げられるが、SGS 応力を正確に評価できない、モデル定数が流れ場に依存するなどの欠点があるため、本研究では 1-方程式モデルを採用した。1-方程式モデルと SGS 乱れエネルギーの輸送方程式は以下のように誘導される。

$$\nu_t = C_v \Delta \sqrt{K} \quad (6)$$

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3} \quad (7)$$

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = 2\nu_t \bar{D}^2 - C_\varepsilon \frac{K^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right\} \quad (8)$$

$$\bar{D} = \sqrt{D_{ij} D_{ij}} \quad (9)$$

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

モデル定数は $C_v=0.05$, $\sigma_k=0.5$, $C_\varepsilon=1.0$ である。一方、自由表面の取り扱いについては、本研究では水面の変動を比較的簡単に計算することができる VOF 法^{17, 18)}によって計算した。VOF 法は計算セル内の液体存在

率を示すスカラー値 F ($0 \leq F \leq 1$) を用いて、自由表面形状をモデル化する手法である。 F 値の輸送方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i F}{\partial x_i} = 0 \quad (11)$$

以上の支配方程式を時間進行的に解き、瞬間的な流速、圧力および水面変動を数値計算した。

2-2-2. 計算手法

支配方程式の離散化に関して、空間差分は 5 次精度の風上差分法、時間差分は 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用いた。本研究では自由水面の計算は Donor-Acceptor 法^{17, 18, 19)}により計算された。圧力計算は共役残差法を用いた。

計算格子は等間隔スタガード格子を用いた。格子点は流下方向 (x 軸) に 200 点、鉛直方向 (y 軸) に 25 点、横断方向 (z 軸) に 100 点配置した。凹部内部の格子点数は、各方向にそれぞれ 80 点、25 点、40 点である。

境界条件は、側面境界において non-slip 条件、流入・流出境界では周期境界条件を設定した。

初期条件は、凹部内部の流速成分を全てゼロに設定した。一方で、主流部では 1/7 乗則の分布を与え、最大流速の 20% 程度の乱数を一様乱数として発生させ、各成分に加えた。圧力は静水圧分布を与えた。こうした初期条件から計算を行い、無次元時間 $T=100\text{sec}$ 計算した後、60sec 計算を行って平均量を算出した。ここで、無次元時間 $T \equiv R/U_{\max} = 1$ は実時間で 0.148sec であり、 R は主流部での径深である。

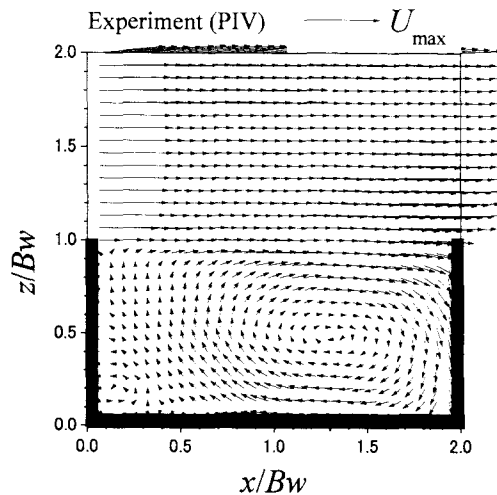
2-3. 実験および計算条件

本研究での実験条件を表-1 に示す。実験条件および計算条件は同一の水理条件に設定した。上述したように、アスペクト比および平均水深は両者とも固定した。フルード数 $Fr = U_{\max}/\sqrt{gH}$ に関しても、実験および計算ともに $Fr=0.27$ に設定している。ここで、 $U_{\max}$ は水路中央軸での最大主流速である。凹部内部で水面変動が顕著に発生するのは $Fr \approx 0.6$ 以上の高フルード数の流れとの報告があるが、本研究で LES の開発初期段階として、比較的計算しやすい低フルード数に設定した。

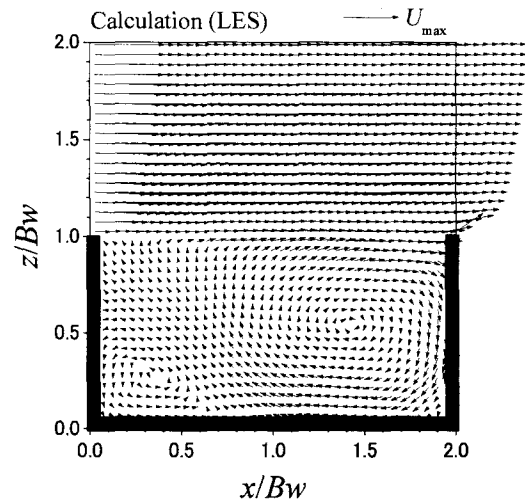
3. 解析結果および考察

3-1. 平均流速分布

図-2(a) および (b) に、PIV 実験および LES 数値計算から得られた平均流速 ($U/U_{\max}, W/U_{\max}$) に関するべ



(a) 実験結果



(b) 計算結果

図-2: 平均流速のベクトル図($U/U_{\max}, W/U_{\max}$)

クトル分布を示す。実験結果に着目すると、凹部内部で大規模な循環渦が発生していることが観察される。また、これに伴って右岸側上流域 ($x/B_w = 0.0 \sim 0.5$, $z/B_w = 0.0 \sim 0.5$) で小規模な 2 次循環渦が発生していることがわかる。一方、主流部と凹部との境界部 ($z/B_w = 1.0$) での流向は流下方向にほぼ平行となっており、横断方向平均流速成分 $W/U_{\max}$ は主流速 $U/U_{\max}$ に比べて微小な値をとっている。数値計算から得られたベクトル図に着目すると、実験値をほぼ良好に再現していることがわかる。循環渦の発生位置、境界部付近での流速分布は実験値とほぼ一致している。

こうした平均流速分布特性を詳細に検討したのが、図-3 に示す主流速 $U/U_{\max}$ の横断方向分布である。ここで示した断面は、流下方向に $x/B_w = 0.3$ 間隔の 6 断面であり、各断面での値は 1 ずつシフトさせている。いずれの断面においても、境界部付近で若干の相違が見られるものの、分布傾向は良好に再現されていることがわかる。逆流の大きさや変曲点の位置は実験結果と計算結果はほぼ一致しており、組織渦の発生機構をシミュレーションできることを示唆している。

3-2. 水深分布特性

図-4 に平均水深分布 $\bar{h}$ を主流部の平均水深 H で無次元化した等値線を示す。筆者らの前報⁶⁾の LES 計算では、水面を固定自由境界と仮定し、すなわち $\bar{h} \approx H$ と単純化して計算を行った。本研究では VOF 法を採用して水面変化 $\bar{h}(x, z)$ を計算できることが大きな改善点である。本研究で対象とした流れ場は比較的低フルード数であったため、大きな水面変化は見られなかつ

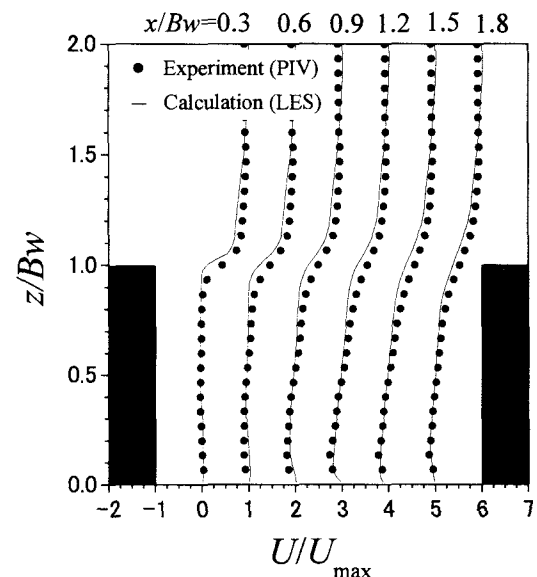


図-3: 平均主流側の横断方向分布

た。しかし、図-4 より凹部下流端で若干の水面上昇が観察され、注目される。これは、主流が凹部内部へと流入する際に流れが凹部内部壁に衝突するためと考えられる。一方、上流域では若干水深の減少が見られる。これは流れが凹部先端部で集中するため流速が加速し、その結果、連続式により水深 $\bar{h}(x, z)$ が低下したものと考えられる。

図-5 に水深変動に関する RMS 値 $\bar{h}/H$ 分布を示す。平均水深分布では大きな変化が見られる領域はなかったが、 $\bar{h}/H$ 分布でも大きな変化は見られない。本研究が対象としている流れ場は $Fr = 0.27$ と低フルード数流

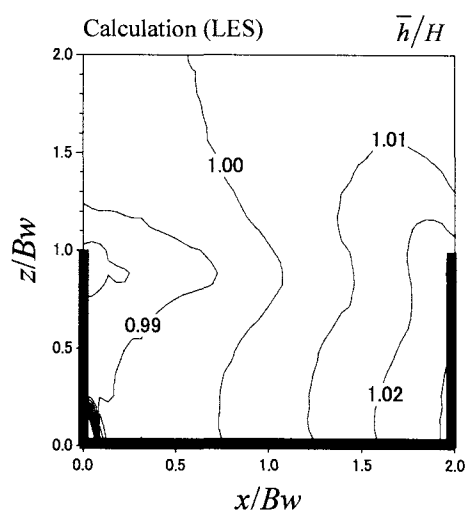


図-4：時間平均水深($\bar{h}/H$)

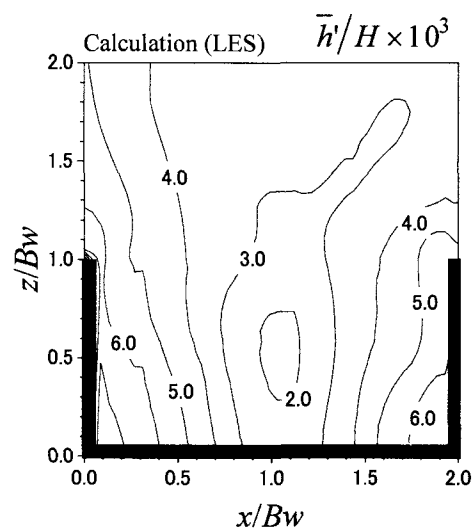
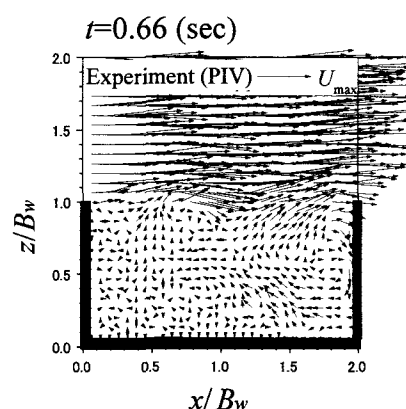
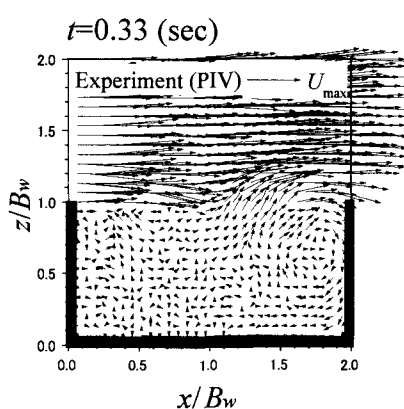
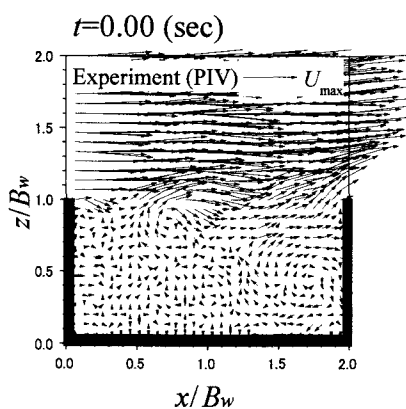
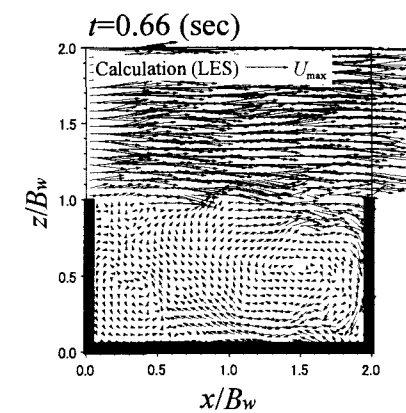
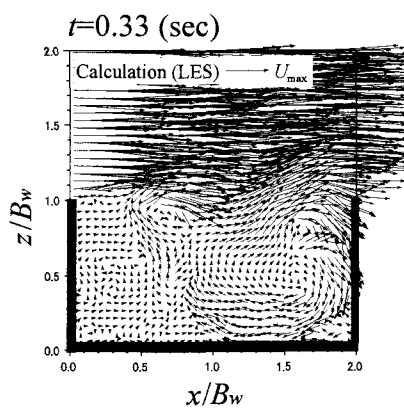
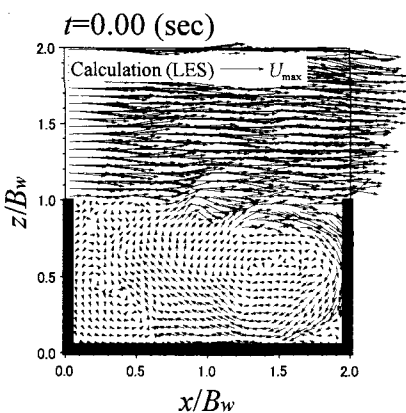


図-5：時間平均水深($\bar{h}'/H$)

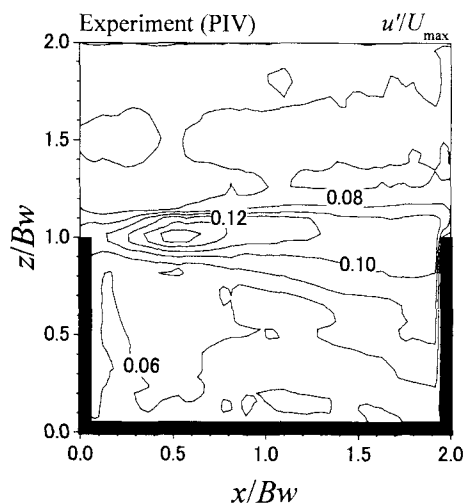


(a) 実験結果

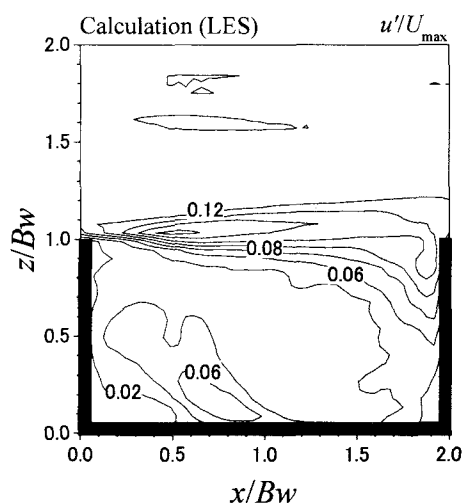


(b) 計算結果

図-6：瞬間ベクトル($u/U_{\max}, w/U_{\max}$)

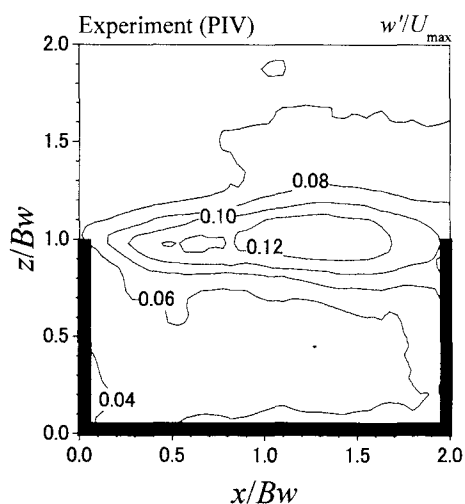


(a) 実験結果

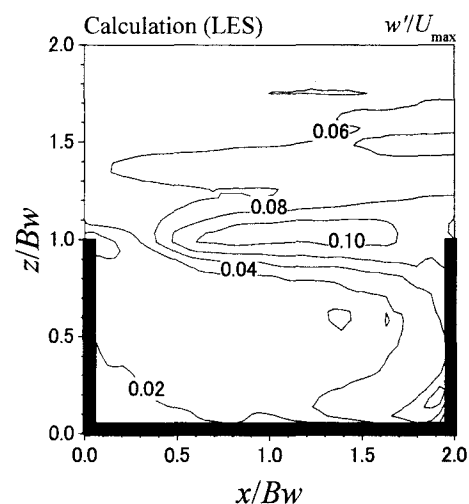


(b) 計算結果

図-7：流下方向流速の乱れ強度($u'/U_{\max}$)



(a) 実験結果



(b) 計算結果

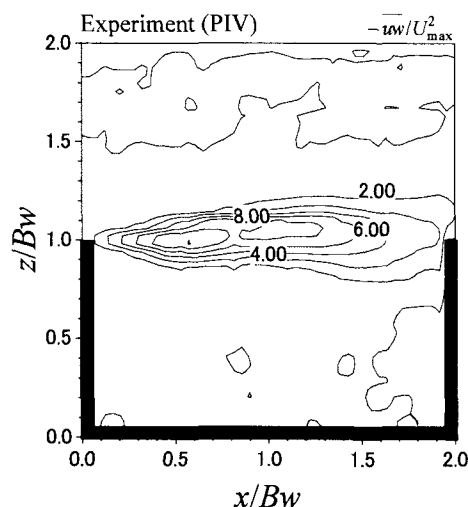
図-8：横断方向流速の乱れ強度($w'/U_{\max}$)

れであることが原因である。フルード数が増加するにしたがって、水面変動も顕著になると考えられ、こうした水理条件で計算を行うことが今後の課題である。

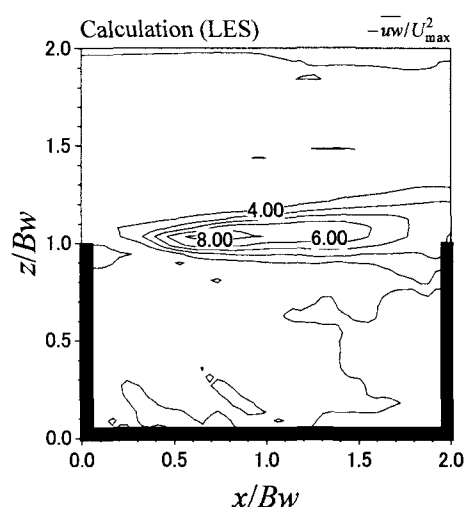
3-3. 瞬間流速分布

図-6(a)および(b)に実験および計算から得られた瞬間流速($u/U_{\max}$, $w/U_{\max}$)ベクトル図の時間 t をパラメータにとった一例を示す。計算された瞬間流速を実験値と直接比較することは困難であるが、両者のパターンは良好に一致している。実験結果および計算結果から、 $t=0.0\text{sec}$ のとき境界部付近で組織的な乱流渦が

発生していることがわかる。こうした組織乱流渦の挙動特性として、凹部上流端からK-H不安定性により発生した剥離渦が、 $t=0.33\text{sec}$ で下流に移流され凹部内部の循環渦と衝突して中流域で大規模な組織渦へと発達し、さらに $t=0.66\text{sec}$ で下流壁に衝突することが、PIV実験値およびLES計算値からよくわかる。このように、境界部で発生した組織渦の下流端衝突位置は、ほぼ規則的に変化するようである。このことは、Knisely & Rockwell¹⁾も指摘している。



(a) 実験結果



(b) 計算結果

図-9：レイノルズ応力 $(-\overline{uw}/U_{\max}^2)$

3-4. 乱れ強度分布

流下方向の流速変動成分に関する乱れ強度 $u'/U_{\max}$ を図-7(a)および(b)に示す。実験結果に着目すると、境界部上流域で最大値が発生していることがわかる。この領域で乱れが活発に発達していると考えられるが、中流域から下流域に流下するに従って乱れは減衰している。計算結果においても、最大値の発生位置や、流下に伴う乱れの減衰は同様の特性が得られている。

同様に、図-8(a)および(b)は、横断方向流速成分の乱れ強度 $w'/U_{\max}$ を示す。ここでも、境界部付近で最大値をとっていることがわかる。しかし、 $u'/U_{\max}$ と異なり、上流域ではあまり大きな値をとらず、流下するにしたがって乱れが活発に発生していることがわかる。計算結果からも同様の結果が得られている。以上のことから、本研究で行った数値計算は実験結果をほぼ良好に再現していると考えられる。

本研究で行ったLES数値計算では、実験結果との相違がある程度見られた。しかし、凹部上流域の急拡部で $u'/U_{\max}$ が発達し、流下に伴い減衰すると同時に $w'/U_{\max}$ が増加するといった乱れの発達および再分配の傾向は良好に予測することができたといえる。

3-5. レイノルズ応力分布

図-9(a)および(b)にレイノルズ応力 $-\overline{uw}/U_{\max}^2$ の分布を示す。実験結果、計算結果ともに境界部周辺で最大値が確認され、定性的には一致していることがわかる。しかし、実験結果では境界部上流域および中流域の2箇所で最大値が発生しているのに対して、計算結果では上流域での最大値は見られない。こうした相

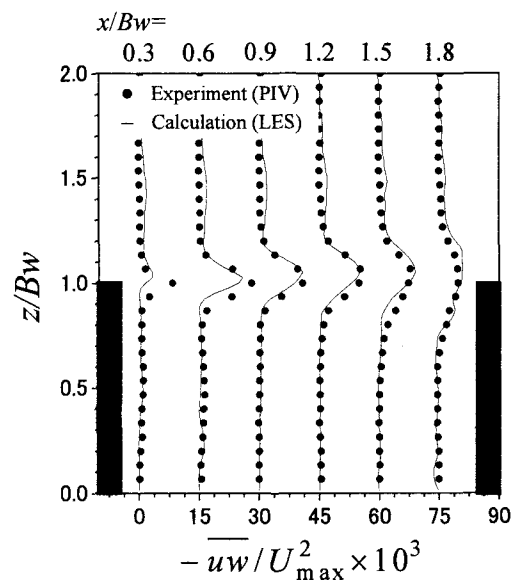


図-10：レイノルズ応力の横断方向分布

違を詳細に検討したのが、図-10に示す $-\overline{uw}/U_{\max}^2$ の横断面分布である。図中の値は15ずつx軸をシフトしている。図-10より、全体的に計算結果の方が若干小さな値をとっていることがわかる。こうした傾向は境界部周辺の上流域で顕著に見られる。この傾向の一因として、風上差分を使用した際の数値粘性効果や計算格子数の何らかの影響と考えられる。今後これらの影響についても検討を行う必要がある。

4. おわりに

本研究では、側壁に凹部を有する開水路流れすなわちワンド流れに関して、PIV 実験と LES 数値計算を行った。これより得た主な結果を以下に示す。

- 1) 平均流速に関して、計算結果と実験結果は比較的良好に一致した。凹部内部での循環渦や境界部での変曲点位置はほぼ同じであり、本研究で行った数値計算の再現性は高いものと考えられる。
- 2) 瞬間流速に関して、実験結果でも確認された境界部付近での組織的な乱流渦は数値計算でも再現された。今後こうした現象について周波数特性などを詳細に検討を行う必要がある。
- 3) 乱れ特性量の分布は、定性的には数値計算で良好に再現することができたと考えられる。乱れの発達や再分配の傾向は実験結果と一致した。

本研究では、低フルード数の流れ場を対象としてきた。しかし、水面変動と組織乱流渦との間には様々な相互作用があると考えられる。今後、こうした現象を詳細に検討するために、高フルード数を対象とした流れ場について計算および実験を行いたい。

参考文献

- 1) Rockwell, D. and Knisely, C.: Observations of the three dimensional nature of unstable flow past a cavity, *Phys. Fluid*, Vol. 23, pp. 425-431, 1980.
- 2) Knisely, C. and Rockwell, D.: Self sustained low frequency components in an impinging shear layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 116, pp.157-186, 1982.
- 3) 瀬津家久・鬼束幸樹・高橋俊介：開水路ワンドモデル内の乱流特性と組織渦，土木学会論文集，No. 684/II-56, pp.11-20, 2001.
- 4) 瀬津家久・鬼束幸樹・高橋俊介・矢野勝士：側壁に凹部を有する開水路乱流の組織渦構造に及ぼすフルード数の影響，土木学会論文集，No. 733/II-63, pp. 77-88, 2003.
- 5) 藤田一郎・神田徹・門脇正夫・森田卓光：開水路凹部流れの PIV および LES による乱流解析，土木学会論文集，No.539/II-35, pp.79-88, 1996.
- 6) 瀬津家久・鬼束幸樹・矢野勝士：側壁に凹部を有する開水路流れの LES 解析，水工学論文集，第 46 巻，pp.403-408, 2002.
- 7) Kimura, I. and Hosoda, T.: Fundamental properties of flows in open channel with dead zone, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol. 123, pp. 98-107, 1997.
- 8) 灘岡和夫・八木宏：SDS&2DH 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，No. 473/II-24, pp. 35-44, 1993.
- 9) 池田駿介・杉本高・吉池智明：不透過水制群を有する流れの水理特性に関する研究，土木学会論文集，No. 656/II-52, pp. 145-155, 2000.
- 10) Moin, P. and Kim, J.: Numerical investigation of turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 118, pp.341-377, 1982.
- 11) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, A3 (7), pp. 1760-1765, 1991.
- 12) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabori, W. H.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, A3-7, pp. 1760-1764, 1991.
- 13) 梶島岳夫・野町貴行：ダイナミック手法により生成項を求める 1 方程式型サブグリッドスケールモデル，機械学会論文集(B 編)，第 69 巻，685 号，pp. 12-17, 2003.
- 14) K. Horiuti: A new dynamic two-parameter mixed model for large-eddy simulation, *Phys. Fluids*, Vol. 9, pp. 3443-3464, 1997.
- 15) Nakayama, A. and Yokojima S.: LES of open channel flow with free surface fluctuation, *Annual J. Hydraulic Eng.*, JSCE, vol. 46, pp.373-378, 2002.
- 16) Ouillon, S. and Dartus, D.: Three dimensional computation of flow around groyne, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, vol. 123 pp. 962-970, 1997.
- 17) Hirt, C. W. and Nichols, B. D.: Volume of fluid (VOF) Method for the dynamics of free boundaries, *J. Comput. Phys.*, vol. 39, pp. 201-225, 1981.
- 18) 米山望・守屋祥一：VOF 法を用いた自由液面の数値解析手法，水工学論文集，第 39 巻，pp. 373-378, 1995.
- 19) 瀬津家久・牛島省・山上路生：水深変化を有する非定常な開水路流れの数値計算，土木学会論文集，No. 691/II-57, pp. 63-72, 2001.

(2004 年 4 月 16 日 受付)