

直線開水路に設置された側岸凹部が主流に与える影響について

Hydraulic effects of long side concavity installed in straight open channel

藤田一郎*・小澤純**・長浜弘典**

Ichiro FUJITA, Jun OZAWA and Hironori NAGAHAMA

*正会員 学術博 神戸大学助教授 都市安全研究センター (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)

** 学生会員 神戸大学大学院自然科学研究科前期課程 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)

Two-dimensional open-channel flow with a long side concavity was investigated both experimentally and numerically. The experiments were performed using a 7.5m-long open channel flume and surface flow fields were measured using PIV technique. The numerical simulation using a set of shallow water equations was based on the CIP algorithm for the two-dimensional hyperbolic solver proposed by Yabe and Aoki. Two-dimensional variation of water surface elevation was compared with the experimental result for the case of the aspect ratio of five and fifteen. It was shown that simulated results explain the experiments fairly well by selecting the appropriate turbulent diffusion coefficient, demonstrating the importance of the turbulence model for estimating the hydraulic resistance produced at the long side concavity.

Key Words: side concavity, open-channel flow, CIP, PIV, hydraulic resistance

1. まえがき

近年の環境問題への関心の高まりとともに水辺の重要性が指摘される中、神戸市街地を流れる中小河川のようにコンクリートによる三面張りを施された比較的急勾配の都市河川においても、いわゆる親水性を確保するための様々な工夫が試みられるようになってきている。特に、神戸市の場合には通常の河川流量が非常に少ないために、わずかでもウォーターフロントを市民に提供する目的で河川側岸に比較的長い凹部を設け、そこに階段をとりつける工夫が行なわれている。地元ではこのような側岸における凹部形状の河川構造物を“階段工”と呼んでいる。平時には、この階段工から河川敷に降り立った市民が、河川敷を憩いの場として利用している様子が多々見られる。

しかしながら、このような階段工の設計においては、平水時の景観や利便性を重要視するあまり、必ずしも水工学的な配慮に基づいた適正な設計が行なわれているとは限らないようである。このことは、いわゆる多自然型河川工法の設計・設置に際しても生じる共通の問題と思われる。その主な原因は、設置される河川構造物の形状が複雑なために、その設置によって新たに発生する流れが二次元性や三次元性の卓越したものとなり、通常の一次元的な水面形の実務計算では流水抵抗を精度良く推定することが困難な点にある。したが

って、高精度の抵抗予測あるいは問題のある河川構造物の改修を行なうに際しては、模型実験に頼らざるを得ないのが現状となっている。

一方、水路の側岸に凹部を設けた構造物をワンドと呼ぶ場合もある¹⁻³⁾。ただし、この場合の側岸凹部(ワンド)は比較的幅が広く、河床勾配も緩やかな河川に設けられるものであり、凹部内は常時水で満たされているために、主流との水の交換率などが問題にされる。これに対し、本研究で対象とするのは幅の広くない河川に設置された側岸凹部であり、通常は水で満たされることがほとんどなく、洪水時にのみ河川流との相互干渉が発生するものである。したがって、幾何形状は類似でも河川工学的な観点からは、階段工とワンドとはまったく機能を異にするものと言える。最近では、河川環境の創出の一手段としてワンドが見直され、各地で人工ワンドが設置されて研究も盛んに行なわれているが、階段工(側岸凹部)に関する知見はほとんど得られていない。そこで、本研究ではまず、側岸凹部の設置が主流に与える水理学的な影響を明らかにするために、直線開水路を対象として水面形の計測、ならびに画像解析による表面流計測を中心とする水理実験を行った。さらに、二次元的な数値シミュレーションによる解析も進め、モデルの妥当性に関する検討などを行った。

2. 実験概要

2.1 実験装置

実験には、長さ 7.5m、幅 30cm の循環式可変勾配開水路を用いた。この水路は全面ガラス張りであり、任意方向からの可視化観測が可能となっている。側岸凹部は、幅 10cm の帯状アクリル板を隔壁として水路縦断方向に固定して主流幅 $B=20\text{cm}$ の水路とし、次に水路の中間部分に適当な長さの隙間をあけることによって作成した。したがって、対象とした側岸凹部の奥行きは $b=10\text{cm}$ となる。この水路幅比は、神戸市内での設置例を参考にして設定した。諸元を図-1 に示す。側岸凹部の長さ L は 50cm、および 150cm の二通りとした。側岸凹部のアスペクト比は $As=L/b$ で定義した。側岸凹部は、その下流端が水路下流端から 2m の位置に来るように取り付けた。したがって、アスペクト比は、側岸凹部上流側の隔壁を上下流にスライドさせて変化させた。また、水路勾配は $i=1/500$ 、流量は $Q=10.0 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$ とした。フルード数は等流状態で 0.64 である。水位は水路下流端のセキで調整し、側岸凹部前面をアクリル板で遮蔽して直線水路（幅 20cm）とし、この水路で実験的に生じさせた等流状態を基準状態とした。実験は、このセキ上げ状態だけでなく、低下背水の状態に対しても行った。なお、水深の計測には、デジタルポイントゲージを用いた。

2.2 画像計測システム

本研究では、主として表面流を対象として画像計測を行なった。表面流の可視化は、平均粒径 $60\mu\text{m}$ のナイロン破砕粒子（白色粉末）を側岸凹部セクションの上流側から均等に散布して行った。このトレーサは、通常は流体中に混入させて内部流の可視化に用いるが、最初は乾燥しているために水面に散布しても沈降することなく、水面の流れに良好に追従して浮流した。表面流の撮影には、デジタルビデオカメラ（SONY 製 VX1000）を用いた。撮影は水面の上方約 1.5m から鉛直下方に行ったが、ある程度の計測精度を保つために撮影位置をずらしながら側岸凹部を含めた上下流をカバーした。撮影時間は各アングルで約 30 秒とした。デジタルデータは、パーソナルコンピュータに動画ファイル（AVI ファイル）として取り込んだ後、各々約 1800 枚のビットマップファイルに展開し、PIV（Particle Image Velocimetry）の解析に用いた。画像サイズは $720 \times 480 \text{pixel}$ で、実際の解析にはフィールド分離した 1/60 秒間隔の画像を用いた。

3. 側岸凹部周辺流れの二次元数値シミュレーション

3.1 基礎方程式

計算には以下に示す浅水方程式を用いた。ただし、後述の数値解法に利用するために、非保存形で表示している。

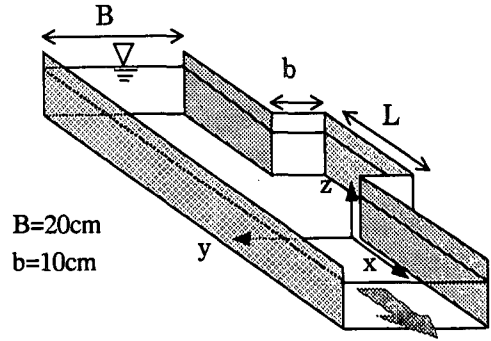


図-1 側岸凹部の諸元

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = -h \frac{\partial u}{\partial x} - h \frac{\partial v}{\partial y} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = & -g \frac{\partial h}{\partial x} + g \sin \theta - S_{fx} + \\ & \frac{1}{h} \frac{\partial -\overline{u'^2}h}{\partial x} + \frac{1}{h} \frac{\partial -\overline{u'v}h}{\partial y} + \frac{v}{h} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = & -g \frac{\partial h}{\partial y} - S_{fy} + \\ & \frac{1}{h} \frac{\partial -\overline{u'v}h}{\partial x} + \frac{1}{h} \frac{\partial -\overline{v'^2}h}{\partial y} + \frac{v}{h} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

ここに

$$-\overline{u'_i u'_j} = D_h \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (4)$$

$$D_h = \alpha h u_* \quad (5)$$

ここで、 u, v : x, y 方向の流速成分、 h : 水深、 ν : 動粘性係数、 g : 重力加速度、 k : 水深平均乱れエネルギー、 α : 係数、 u_* : 摩擦速度、 S_{fx} : x 軸方向の摩擦勾配、 S_{fy} : y 軸方向の摩擦勾配である。なお、Manning の抵抗則を用いたため、摩擦速度と摩擦勾配は以下のように表される。

$$u_* = \sqrt{\frac{g n^2}{h^{1/3}} (u^2 + v^2)} \quad (6)$$

$$S_{fx} = \frac{n^2}{h^{4/3}} u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (7)$$

$$S_{fy} = \frac{n^2}{h^{4/3}} v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (8)$$

水深平均の乱れエネルギー k は、木村・細田⁴⁾ のモデルにならない、次式で与えた。

$$k = 2.07u_*^2 \quad (9)$$

3.2 CIP 法による数値計算

数値解法には Yabe & Aoki⁵⁾ の CIP 法のアルゴリズムを利用した。この方法では、非移流項と移流項を別々のステップで計算し、移流項のステップで 3 次のスプライン補間をベースとした時間発展計算を行う。すなわち、基礎方程式(1) - (3)をベクトル表示すると、

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = G \quad (10)$$

となるが、まず最初に非移流項のステップ

$$\frac{\partial F}{\partial t} = G \quad (11)$$

から、従属変数 (h^n, u^n, v^n) の中間更新値(h^*, u^*, v^*) を求め、次に移流項のステップ

$$u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

で、最終的な従属変数値の更新を行い、($h^{n+1}, u^{n+1}, v^{n+1}$) を求める。 n は時間ステップのインデックスである。詳細な手続きについては、Yabe & Aoki⁵⁾ を参照されたい。この手法の最大の特徴は、移流項の計算を別のステップとして高精度に、また安定的に行える点にある。また、非保存形の方程式を対象としているにもかかわらず、衝撃波を捕獲できる点にも特徴がある。ただ、試みに跳水の計算を行ったところ、衝撃波面付近で不安定な振動解が得られたため、Yabe & Aoki⁶⁾ にならって浅水方程式を対象とした人工粘性項を導入した。

$$xvis = C_{vis} \delta u \left(\frac{\delta u}{g} - \sqrt{\frac{h}{g}} \right) \quad \text{for } \delta u < 0 \quad (13)$$

$$= 0 \quad \text{for } \delta u \geq 0$$

$$yvis = C_{vis} \delta v \left(\frac{\delta v}{g} - \sqrt{\frac{h}{g}} \right) \quad \text{for } \delta v < 0 \quad (14)$$

$$= 0 \quad \text{for } \delta v \geq 0$$

ここに、 $\delta u = u_{i,j} - u_{i-1,j}$, $\delta v = v_{i,j} - v_{i,j-1}$, i, j はそれぞれ流れ方向、横断方向の計算格子のインデックスである。単純な跳水計算を行ったところ、 $C_{vis} = 0.4$ のとき、衝撃波面近傍の振動が良好に抑えられることがわかったので、以降の計算ではこの値を用いることとした。衝撃波面以外の計算領域への数値粘性の影響は見られなかった。実際の計算においては、この数値粘性項 $xvis$ と $yvis$ は非移流項の計算ステップにおいて式(2)あるいは式(3)の各圧力項(水深)にそれぞれ加算される。計算格子には、スタガードメッシュ系を採用し、上流端

で流量、下流端で水位を与えて計算を行った。壁面ではノンスリップの境界条件を与えた。メッシュサイズは、流れ方向を 2.5cm、横断方向を 0.5cm とし、実験水路に合わせて流れ方向には 7.5m の計算領域を設定した。計算の時間ステップは 0.001sec とした。

また、本来、浅水方程式は水路幅に対して水深の小さな“浅水流”の流れに適用すべきだが、ここでは比較的幅の小さな流れ(水路幅 20cm に対して水深 5~10cm)を扱っている。したがって、浅水状態を想定した抵抗則、すなわち径深ではなく水深を長さスケールとして用いたマンニングの抵抗則では正しい水面形を得ることができない。そこで本研究では、実験水路における等流水深を再現できる粗度係数を試行的に求めた後、その値を用いて計算を行った。

4. 実験結果ならびに計算結果

4.1 乱流拡散係数に関する検討

側岸凹部における流れは、まず水路幅が急に拡大するために主流が凹部内で剥離し、凹部のアスペクト比によって再付着点が生じたり、生じなかったりする。アスペクト比が小さい場合、剥離域内は定常的な循環流が卓越するため、主流との相互干渉は大きくはならない。一方、アスペクト比が大きくなると、側岸凹部内で再付着した流れは下流側で急縮し、主流へ再び流れ出るため主流との強い干渉が生じる。したがって、いずれにしても側岸凹部内へ乱流拡散しながら入り込む流れを正確に把握することが重要となる。本研究で用いた乱流のモデルはいわゆるゼロ方程式モデルなので乱流拡散係数の与え方によって、結果に大きな影響が生じる可能性がある。そこで、まず二次元的な水面形の実験値と計算値の比較を行い、適正な乱流拡散係数を探ることとした。

図-2 に $As=15$ の場合の様々な乱流拡散係数に対する水面形の計算結果と実験値を比較した。ここでは、式(5)の係数 α を、浅水方程式の通常計算でよく用いられる $\alpha = \kappa/6$ を含めた 4 通りに変化させて比較している。 κ はカルマン定数(=0.41)である。図-2 より、乱流拡散係数の違いが主流の水面形に与える影響が非常に大きいことがわかる。実験値を比較的良好に再現しているのは $\alpha=0.3$ のケースであり、これは木村・細田⁴⁾ の採用した数値と一致した。 $\alpha=0.4$ の場合は、上流側の水位が若干過大評価され、逆に α が小さい場合は、側岸凹部前面における主流部の水位上昇や、最大水深の生じる側岸凹部下流側の局所的な水位をうまく再現できないことがわかった。これらの点は、側岸凹部の循環流規模の予測、見方を変えれば主流の有効幅の予測精度と密接に関連がある。 $As=5$ の場合は、側岸凹部内循環流の実際の挙動が特に強い三次元性を帯びたものであったため、計算結果とは若干のずれが生じた。

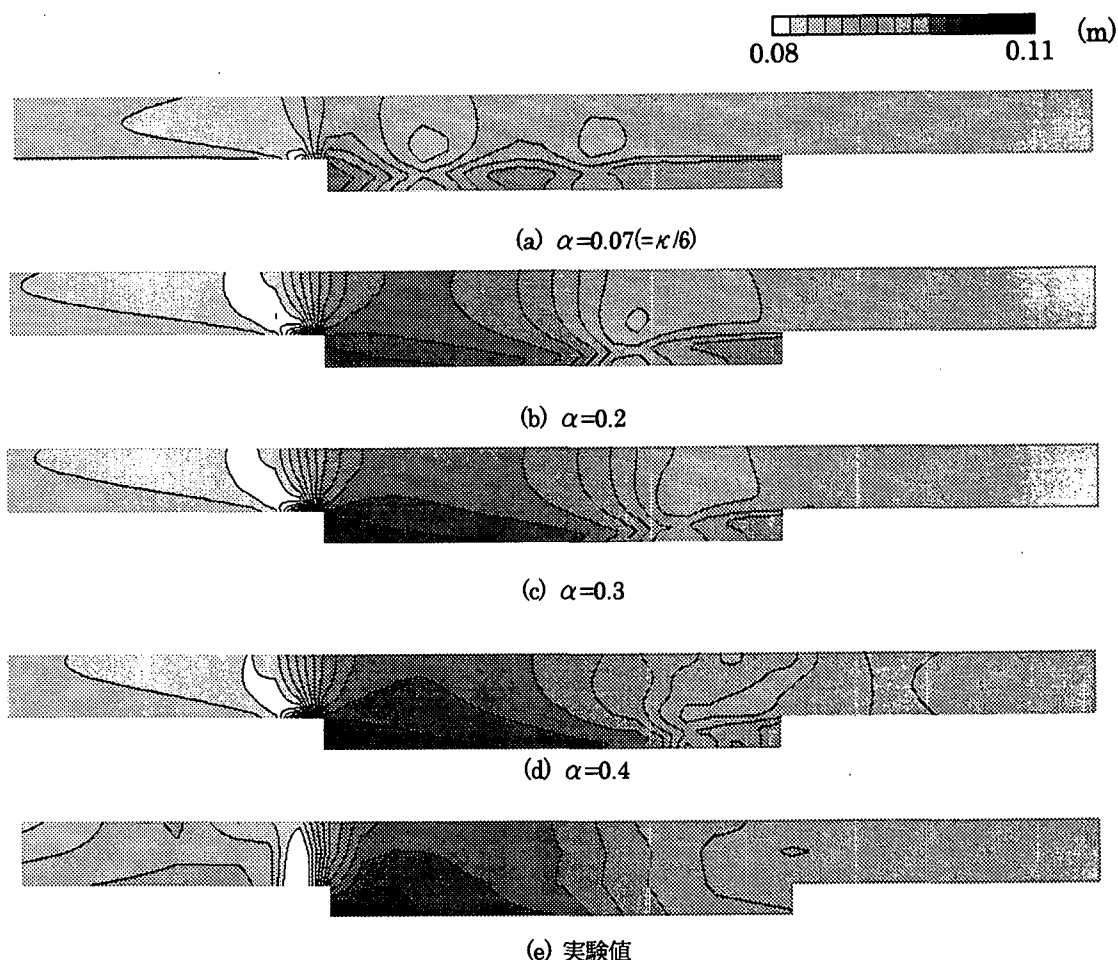


図-2 水面形の比較 ($Q=10.0$ l/s, $As=15$, 下流端：等流のセキ上げ)

4.2 主流部水深の比較

実験値とシミュレーション結果との定量的な比較を行うために、本水路の中央測線上の水深分布を図-3に比較した。流れの三次元性が強い側岸凹部直下流の領域を除けば、水深分布は概ね良好な一致を示している。ただし、下流端を低下背水状態にした場合は、側岸凹部よりも上流側の計算値が全体的に実験値を上回った。また、アスペクト比が小さい場合の側岸凹部区間の計算値は、実験値の傾向を十分捉えることはできなかった。これらの原因は明確ではないが、計算格子が比較的粗いため、流れの再現性がまだ十分でないこと、あるいは前述のように側岸凹部内の三次元性が卓越していることなどが要因として考えられる。

側岸凹部付近の流れの水理特性として特に注目すべきなのは、アスペクト比が大きい場合、側岸凹部区間の水深が直線水路の場合よりも20%程度も増大している点である。拡幅部を有する開水路常流の特性として水位が上昇するのは自明の理であるが、その定量的な把握には側岸凹部内の流況の正確な把握が必要となる。また、側岸凹部区間で生じる様々なエネルギー損失の影響を受け、例えば、図-3(c)のケースでは側岸凹部上流側の水位が5%以上も増大している点も重要

である。このような側岸構造物の設置に伴う流水抵抗の増大に関しては、まだ十分な知見が得られていないのが現状であり、実務設計に活かすためには、より普遍的なエネルギー損失の定式化が必要である。

4.3 流速分布特性

流速分布に関しては、シミュレーションで得られるのが水深平均流なのに対し、実験で得られたのは表面流速分布のみであったため直接的な比較はできないが、これらの結果や目視による可視化観測から流れの構造について考察してみる。図-4(a)(b)には、 $Q=10$ (l/s)、 $As=15$ の場合の結果が比較してある。どの図も、見やすくするために流れ方向のデータは間引いてプロットしてある。実験と計算で最も大きく異なっているのは、再付着点距離が全く異なる点である。計算では、いわゆるバックステップ流れと同様に、ステップ高さの7倍程度のところに再付着点が現れているが、実験で得られた表面流には剥離流れ特有の剥離泡的な流れは明確には見られない。実験値が壁面付近の計測に不向きなPIVで得られている点を差し引いて考えても、再付着点距離は非常に短く、ステップ高と同程度しかないのは注目に値する。これは、側岸凹部へ流入する際に

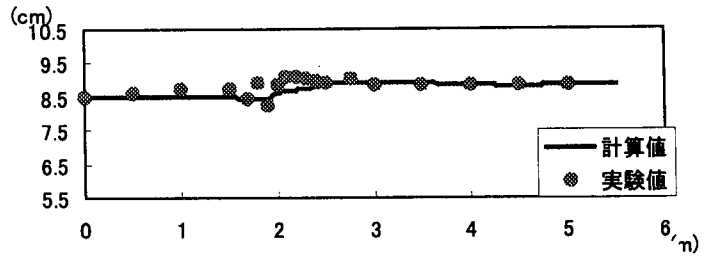
生じた三次元剥離流れが側岸凹部内の上流側で巻き込み、上昇流となって水面に到達するためと考えられる。このことは実際の目視観測で確認できた。すなわち、この流れ方向の上昇流成分が表面の循環流（逆流）と相殺するために逆流域のサイズが減少したものと思われる。

もう一つの特徴は、側岸凹部内部から主流へ戻る流れが弱い衝撃波を発生させ、表面流速ベクトルがそれに伴って特徴的な分布を示している点である。この衝撃波は対岸にまで到達し、そのために下流側の表面流速分布が大きく歪んでいることがわかる。計算で得られるのは水深平均の流速ベクトルなのでこのような特徴的な分布は得られていない。側岸凹部側の下流部でも当初は剥離領域の発生が予測されたが、実際には図-4(b)に示されるように、衝撃波方向とは逆向きの手前の側岸に向かう表面流が生じており、表面流の流れ場が非常に複雑な構造を有していることがわかる。

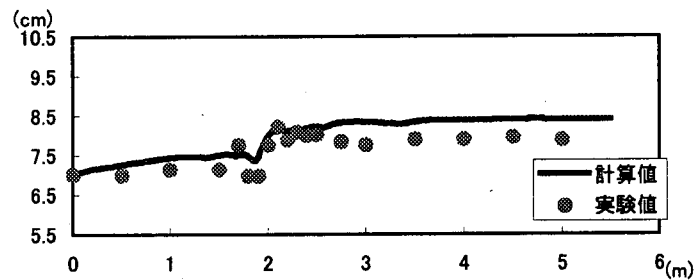
図-4(c)(d)には $Q=10(l/s)$, $As=5$ の結果を示すが、 $As=15$ の場合と同様、水深平均流に対する計算値は、大きな循環流を与えるのに対し、表面流にはほとんど逆流域が見られない。これも、既述のように流れの三次元性に起因するものと考えられる。 $As=5$ の場合にも、側岸凹部下流側の表面には衝撃波が発生しているが、その強さは $As=15$ の場合ほどではない。また、側岸凹部下流の左岸沿いでは $As=15$ のときのような特徴的な流れは生じていない。詳細な流れの三次元構造については、内部流の可視化画像計測によって明らかにする必要がある。

4.4 表面流の乱流特性

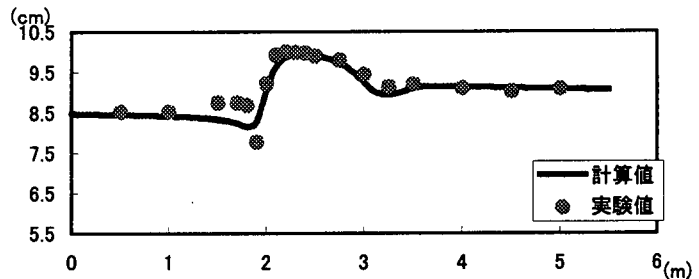
PIV の結果を用いて表面流に関する乱れの特性を示したのが、図-5,6,7である。図-5 および図-6 には表面流乱れの流下方向と横断方向の変動成分を示す。明らかに流下方向の成分の方が、横断成分よりも大きな変動値を与えていることがわかる。特に、 u' の分布では、側岸凹部への流入がきっかけとなって生じる剥離せん断層に沿って、乱れ領域が流下方向に拡散している様子が見て取れる。拡散域が側岸凹部内だけではなく、主流部へも広がっている点がこの区間のエネルギー損失を考える上で重要と考えられる。また、 $As=15$ の場合は流下方向に変動量が減衰してい



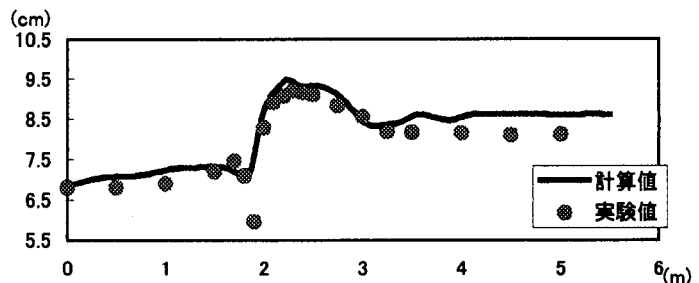
(a) $As=5$ (等流セキ上げ)



(b) $As=5$ (低下背水)



(c) $As=15$ (等流セキ上げ)



(d) $As=15$ (低下背水)

図-3 水路中心線上の水深分布の比較

るのに対し、 $As=5$ では下流側の壁の影響で強い乱れ領域が生じ、それが主流域にまで貫入している点が異なる。さらに特徴的なのは、側岸凹部下流での衝撃波に伴う変動は、 $As=15$ ではコーナーから直ちに乱れが生じているのに対し、 $As=5$ では下流側コーナーから少し離れた地点から新たな乱れ領域が発生している点である。これは、表面流が内部の三次元構造に強く影響された結果と思われる。ただし、この場合の流速変動には水面波の揺動に伴う変動も含まれている。乱れエネルギー $k=(u'^2 + v'^2)/2$ の分布を図-7 に示すが、 u' の分布

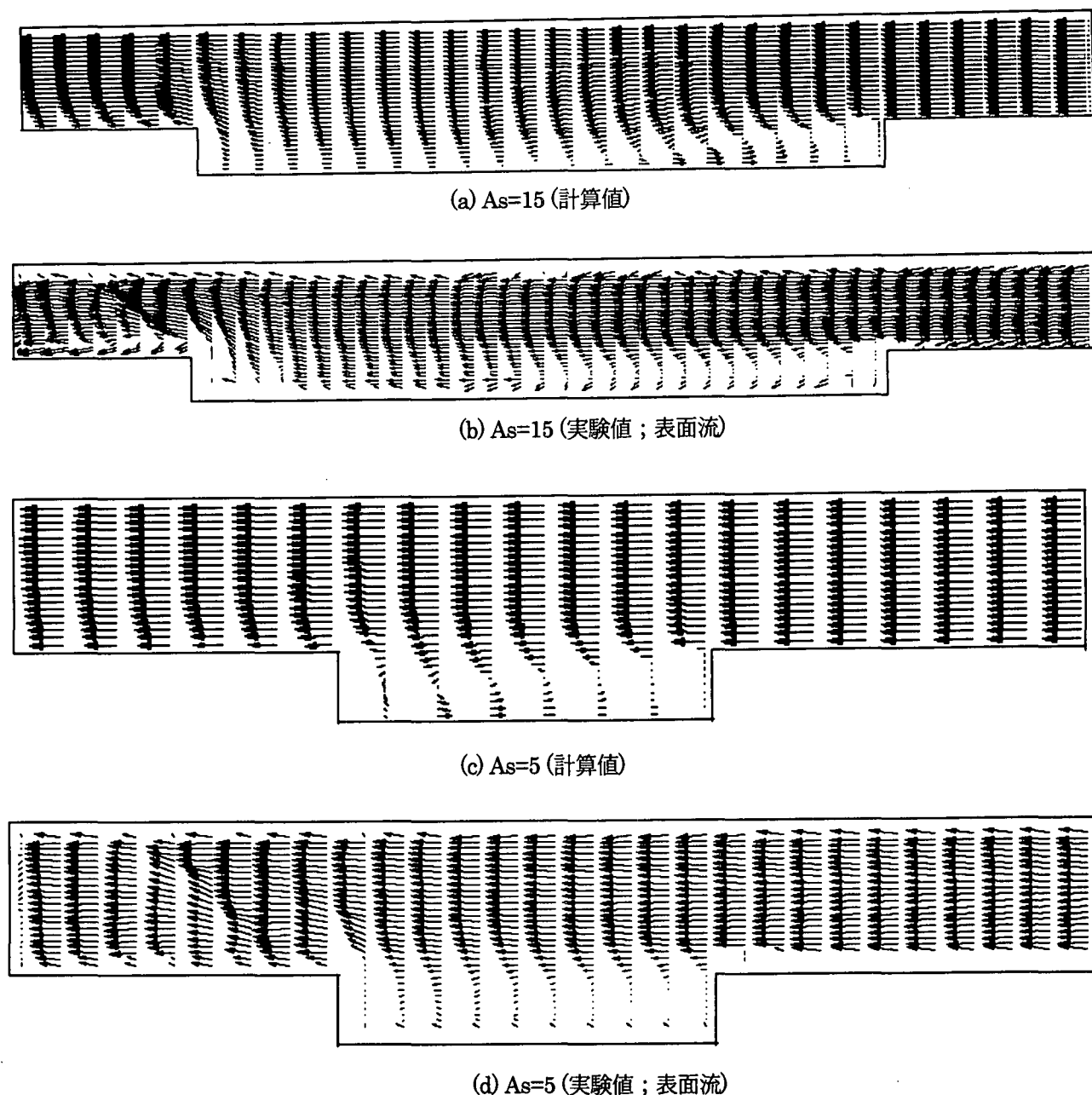


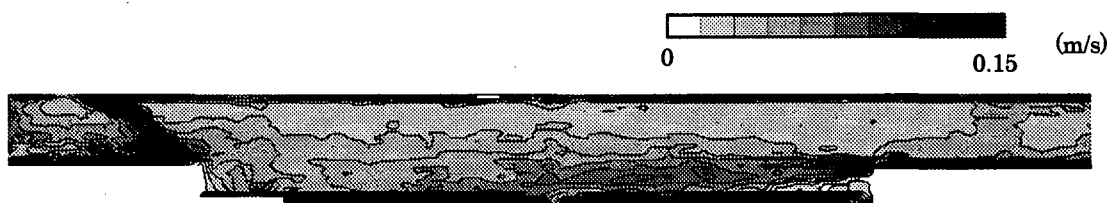
図-4 流速分布の比較 ($Q=10$ l/s, 等流セキ上げ)

に強く依存した分布形を示している。いずれにしても、側岸凹部の存在によって主流部の乱流特性が大きく変化していることがわかる。

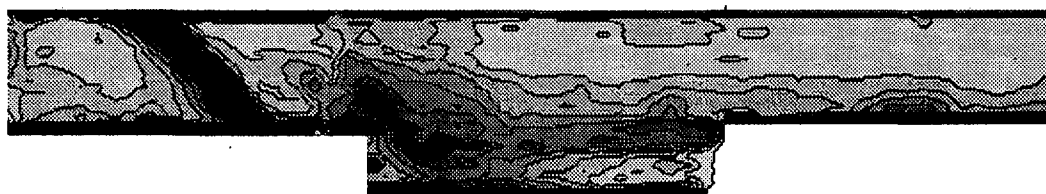
5. あとがき

本研究では、直線開水路に側岸凹部形状の階段工を設置した場合に生じる問題に着目し、数値シミュレーションと可視化実験による検討を行った。ここで対象としたのは都市域の中小河川であり、水路幅に対して比較的大きな水深を持つ流れであった。したがって本来ならば、流れのシミュレーションは三次元場を対象

として行うべきであったが、このような場に対する浅水方程式の有効性、実用性を確かめ、加えて乱流モデルの重要性を確認するために、本研究ではあえて水深平均場を対象とした計算を行った。そのため、詳細な流れ構造の再現計算はできなかったが、浅水方程式を用いても、水面形に関してはある程度の予測が可能なることを示すことができた。さらに、このような流れ場では乱流場の予測が水面形というマクロな水理量に対して非常に重要な役割を果たすことを明らかにした。ただ、今回のシミュレーションでは、比較的粗い等間隔格子を用いたために、特に $As=5$ の場合の水面形予測では実験値との食い違いが目立った。これは、



(a) $As=15$

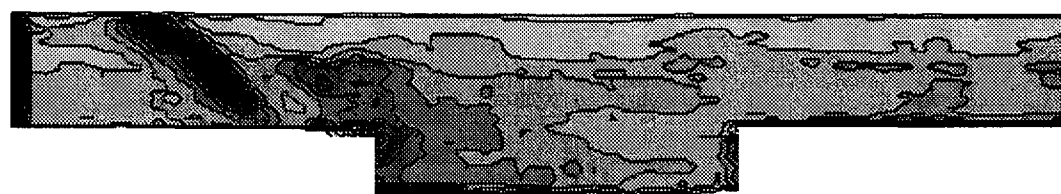


(b) $As=5$

図-5 表面流れの流下方向成分 u' の分布 (等流セキ上げ)



(a) $As=15$



(b) $As=5$

図-6 表面流れの横断方向成分 v' の分布 (等流セキ上げ)



(a) $As=15$



(b) $As=5$

図-7 表面流の乱れエネルギーの分布 (等流セキ上げ)

不等間隔格子を用いることによってある程度の改善が期待できる。

一方、実験値に関して言えば、水面変動が無視できない流れ場であったために、デジタルポイントゲージを用いたマニュアル操作による点計測では、高精度で高密度のデータ取得は困難であった。今後はステレオ画像などを利用した二次元計測が必要と思われる。可視化画像を用いた計測からは、流れの三次元構造に起因すると思われる様々な実験結果が得られた。内部流れの三次元構造を明らかにするためには、レーザーシート光を用いた画像計測手法が有効であり、今後詳細な検討を行う必要がある。ただし、実学的な立場からみれば、様々なアスペクト比の側岸凹部に対する流水抵抗を抵抗係数の形で整理し、一般化しておくことも重要と思われる。

参考文献

- 1) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 池谷和哉, 高橋俊介: わんど形状が河川に及ぼす影響に関する水理学的研究, 応

用力学論文集, Vol. 3, pp.813-820, 2000.

- 2) 中川研造, 川原能久, 玉井信行: ワンド内の水理特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第 39 巻, pp.595-600, 1995.
- 3) 木村一郎, 細田尚, 安永良, 村本嘉雄: 開水路流れ氏水域周辺の水面変動・流体混合特性, 水工学論文集, 第 41 巻, pp.711-716, 1997.
- 4) 木村一郎, 細田尚: 側岸に死水域を有する開水路流れの非定常解析, ながれ, Vol.12, pp.399-408, 1993.
- 5) Yabe, T. and Aoki, T.: A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation II. Two- and three-dimensional solvers, Computational Physics Communications, Vol.66, pp.233-243, 1991.
- 6) Yabe, T. and Aoki, T.: A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. One-dimensional solvers, Computational Physics Communications, Vol.66, pp.219-232, 1991.

(2001 年 4 月 20 日 受付)