

越流型水制周辺の非定常三次元流れ構造 に及ぼす水制設置角度の影響

EFFECTS OF INCLINATION ANGLE ON 3D UNSTEADY FLOW STRUCTURES AROUND SUBMERGED SPUR DIKES

木村 一郎¹・細田 尚²・音田 慎一郎³・富永 晃宏⁴

Ichiro KIMURA, Takashi HOSODA, Shinichiro ONDA and Akihiro TOMINAGA

¹正会員 工博 四日市大学助教授 環境情報学部環境情報学科 (〒512-8512 四日市市萱生町1200)

²正会員 工博 京都大学大学院教授 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

³学生員 工修 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻博士課程 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

⁴正会員 工博 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科 (〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)

3D turbulent flow structures around sub-merged spur dikes are numerically investigated focusing on the effects of the inclination angle. The basic equations of the numerical model are derived on a generalized curvilinear movable coordinate system with full-staggered arrangement of hydraulic variables. A 2nd order non-linear $k-\epsilon$ model is adopted as a turbulence model to simulate the complex turbulent flows with separation and vortex shedding from the edge of the spur dikes. Numerical results are compared with the results in the PIV measurements by Tominaga et al (2001) and the model performance is examined. The present numerical model could reproduce the fundamental aspect of the 3D turbulent flow features influenced by the inclination angle of the spur dikes. The numerical results indicate that the amplitude of the fluid oscillation around the downstream inclined spur dikes is much larger than that around the upstream inclined ones. The period of the fluid oscillation is in compatible with the first mode in the impinging shear layer.

Key Words : Spur-dikes, Open channel flow 3D Numerical simulation, RANS, Non-linear $k-\epsilon$ model

1. はじめに

水制は元来舟運や治水のための構造物であったが、最近河川環境のための構造物という意味合いが強まってきた。特に、水制のワンド形成機能に重点を置いた環境指向型水制設置の試みが各地で行われている。この中には、成功とはいえない例も少なからずあり、その理由の一つは種々の水制設計パラメータと流れ構造、流砂輸送の関係が未解明であることに他ならない。従って、良好なワンド環境創出のための水制設計指針の確立に向けて、各種水理パラメータの影響を評価、整理するための系統的な研究が急務といえよう。

本研究では、水制設計に関連する各種パラメータのうち、水平面内の水制設置角度に着目する。水制設置角度に関する研究は従来から行われており、例えば非越流型水制に関して水制域・主流間の水質交換に関する実験的研究¹⁾などが報告されている。また、越流型水制に関しては、流体力に関する実験的研究²⁾、平面二次元モデルによる流れの数値解析³⁾、PIVによる三次元流れ構造の解明⁴⁾等が行われている。

ワンド形成と水制設置角度に関する研究としては、まず、山下らの研究⁵⁾が挙げられる。彼らは木曽川水制の現地調査および航空写真等の資料解析により、上流向き水制では水制間の土砂堆積量が多く、下流向き水制では堆積量が小さい傾向を指摘した。また、前述の富永らの実験⁴⁾では、底面付近の流れに水制角度の影響が顕著に現れている。すなわち、上流向き水制では主流部から水制間へ流入する流れが、下流向き水制では逆に水制間から主流部へ流出する流れがそれぞれ底面付近で卓越している。掃流砂輸送が底面付近の流れに支配されることを考慮すると、この結果と山下らの調査結果の関連性が予想される。鬼束らは移動床水理実験を行い、上流向き水制の間の土砂堆積量が下流向き水制の場合より多く、ある条件下では3倍となること、水制角度が土砂堆積に及ぼす影響は非越流型に比べて越流型水制の方が大きいことなどを指摘した^{6,7)}。これらの一連の研究は、水制設置角度により周辺の土砂輸送を制御できる可能性を示唆するものであるが、実用面への適用に当たってはさらに多くの条件下での検討が必要であることはいまでもない。様々な条件下で流れ構造の検討を行うには、信頼でき

る数値解析モデルによる方法が最も効率的である。木村らは、非線形k-εモデルを組み込んだ移動一般曲線座標系における反変成分表示の基礎式を用いて、富永らの実験の再現計算を行った⁸⁾。この結果、時間平均流れ場における実験結果と数値解析結果がほぼ適合することを確認した。しかし、水制先端部の流れの剥離に伴う組織渦の発振や、水面振動等の非定常流れ構造がみられることから、非定常流れ構造に関する適用性の検討が必要である。このような観点から、本研究では富永らの実験結果を検証データとし、著者らが開発を行ってきた数値解析モデルの適用性を、主に非定常流れ構造の再現性に視点を置いて考察する。

2. 数値解析法の概要

(1) 基礎式

本研究では地形や水面変動を滑らかに表現するため、移動一般曲線座標系における反変成分表示の基礎式^{9),10),11)}を採用した。以下、添字は総和則に従う。

[連続式]

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial V^\alpha \sqrt{g}}{\partial \xi^\alpha} = 0 \quad (1)$$

[運動方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial V^i}{\partial t} + \nabla_j [V^i (V^j - W^j)] + V^i \nabla_j W^j + V^j \nabla_j W^i \\ = F^i - \frac{1}{\rho} g^{ij} \nabla_j p + \nabla_j \left[-\overline{v^i v^j} \right] + 2\nu \nabla_j e^{ij} \end{aligned} \quad (2)$$

[k方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla_j [k (V^j - W^j)] + k \nabla_j W^j \\ = -g_{il} \overline{v^i v^j} \nabla_j V^i - \varepsilon + \nabla_j \left\{ \left(\frac{D_t}{\sigma_k} + \nu \right) g^{ij} \nabla_j k \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

[ε方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla_j [\varepsilon (V^j - W^j)] + \varepsilon \nabla_j W^j = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} g_{il} \overline{v^i v^j} \nabla_j V^i \\ - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \nabla_j \left\{ \left(\frac{D_t}{\sigma_k} + \nu \right) g^{ij} \nabla_j \varepsilon \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 ξ^j : 計算空間の空間座標、 t : 時間、 V^j : 流速ベクトルの反変成分、 W^j : 格子移動速度ベクトルの反変成分、 v^j : 乱れ速度ベクトルの反変成分、 p : 圧力、 ν : 動粘性係数、 ρ : 流体の密度、 k : 乱れエネルギー、 ε : 乱れエネルギー散逸率、 F^j : 重力ベクトルの反変成分をそれぞれ表わす。 g_{ij} , g^{ij} は計量テンソルの共変成分及び反変成分であり、次のような関係がある。

$$g_{ij} = \frac{\partial x^k}{\partial \xi^i} \frac{\partial x^l}{\partial \xi^j} \delta_{kl}, g^{ij} = \frac{\partial \xi^k}{\partial x^i} \frac{\partial \xi^l}{\partial x^j} \delta_{kl}, g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k \quad (5)$$

ここに、 x^i はデカルト座標系を表す。また、

$$g = \det[g_{ij}] \quad (6)$$

である。さらに、 ∇_j は共変微分を表し、例えば、あるベクトルの反変成分 A^k に関しては、次のようになる。

$$\nabla_i A^k = \frac{\partial A^k}{\partial \xi^i} + A^j \Gamma_{ij}^k \quad (7)$$

ここに、 Γ_{ij}^k はクリストッフエル記号（接続の係数）であり、次式で計算される。

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^k = \left\{ \begin{matrix} k \\ i j \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{km} \left(\frac{\partial g_{jm}}{\partial \xi^i} + \frac{\partial g_{im}}{\partial \xi^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial \xi^m} \right) \\ = \frac{\partial \xi^k}{\partial x^p} \frac{\partial^2 x^p}{\partial \xi^i \partial \xi^j} \end{aligned} \quad (8)$$

なお、流速ベクトルの反変成分(V^k)と直交成分(U^k)は次の関係 (chain rule) により変換される。

$$V^i = \frac{\partial \xi^i}{\partial x^j} U^j, U^i = \frac{\partial x^i}{\partial \xi^j} V^j \quad (9)$$

(2) 乱流モデル

乱流モデルには、二次流や剥離渦の再現性、壁面が粗面である点を考慮して、著者らが開発を行ってきた高レイノルズ数型二次非線形k-εモデルを用いる。本モデルは角柱¹²⁾や立方体周辺の流れ¹³⁾、複断面開水路流れ¹⁴⁾などへの適用性が検証されている。また、比較のため標準型k-εモデルによる計算も同時に行う。非線形k-εモデルの一般曲線座標系における構成則を次に示す¹⁵⁾。

$$-\overline{v^i v^j} = D_t S^{ij} - \frac{2}{3} k \delta_s^i g^{sj} \quad (10)$$

$$-\frac{k}{\varepsilon} D_t [\alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 + \alpha_3 Q_3]$$

$$D_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

$$Q_1 = S^{ia} g_{ad} \Omega^{ij} + S^{j\beta} g_{\beta l} \Omega^{li} \quad (12)$$

$$Q_2 = S^{ia} g_{ad} S^{lj} - \frac{1}{3} S^{ka} g_{am} S^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} \quad (13)$$

$$Q_3 = \Omega^{ia} g_{ad} \Omega^{lj} - \frac{1}{3} \Omega^{ka} g_{am} \Omega^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} \quad (14)$$

$$S^{ij} = g^{ja} \nabla_a V^i + g^{ia} \nabla_a V^j \quad (15)$$

$$\Omega^{ij} = g^{ja} \nabla_a V^i - g^{ia} \nabla_a V^j \quad (16)$$

モデル係数は、ストレインプラメータ S と、ローテイションパラメータ Ω の次のような関数で与える。

$$\alpha_1 = -0.1325 f_M, \alpha_2 = 0.0675 f_M, \alpha_3 = -0.0675 f_M \quad (17)$$

$$f_M = \frac{1}{1 + 0.02 M^2}, M = \max [S, \Omega] \quad (18)$$

$$C_\mu = \min \left[0.09, \frac{0.3}{1 + 0.09 M^2} \right] \quad (19)$$

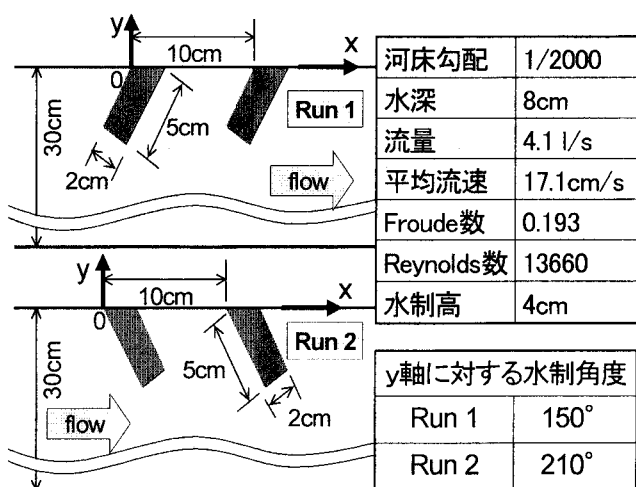


図-1 富永らの実験(2001)における水理条件

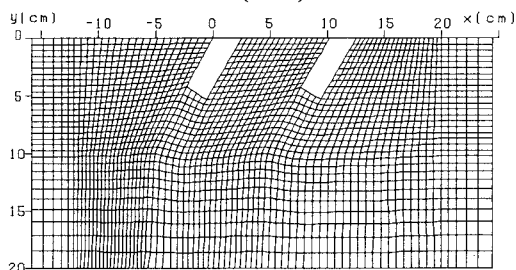


図-2 Run 1の計算格子 (Run 2は左右を反転したもの)

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S^{i\alpha} g_{\alpha\beta} S^{j\beta} g_{\beta i}}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega^{i\alpha} g_{\alpha\beta} \Omega^{j\beta} g_{\beta i}} \quad (20)$$

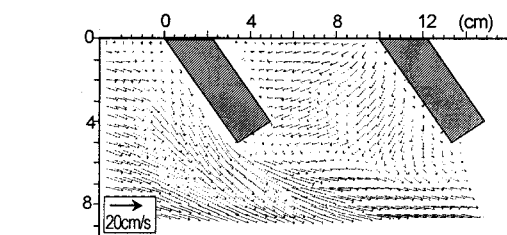
モデル係数のうち式(17), (18)は単純せん断流場における乱れ強さの配分に関する実験結果との比較を通じて同定された¹³⁾。式(19)については文献¹⁶⁾の方法により、二次元及び三次元流れにおける実現条件から同定した。

(3) 計算法の概要

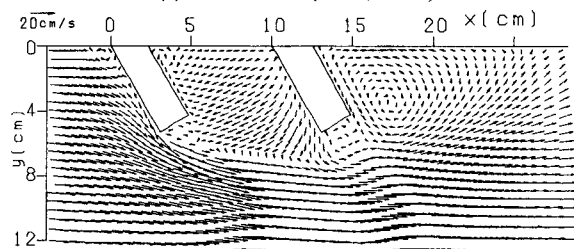
a) 計算スキーム

計算法は有限体積法とする。一般曲線座標系においては、計算の単純化と計算機記憶容量の節約のため、レギュラー格子あるいはコロケート格子が採用されることが多いが、本研究では計算の安定性と有限体積法への親和性を考慮して、圧力、 k および ε を直方体格子の中央で、流速ベクトルの成分を側面で定義する完全スタガード格子系を用いる。計量テンソル、クリストッフェル記号等は格子点上で定義し、計算の過程で必要となる位置の値については、その都度内挿により求めた。これは、計算機メモリの節約のためである。

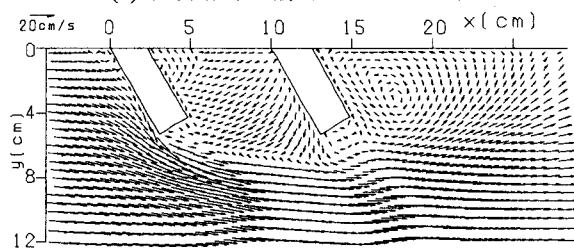
運動方程式の移流項の離散化にはQUICKスキームを、 k および ε 方程式の移流項にはHybrid法を用いている。また、運動方程式の移流項に関するクリストッフェル記号を含む付加項についても、従来の研究¹¹⁾にならいコントロールボリュームの上流側で評価した。時間積分は完全陽解法とし、二次のAdams Bashforth法を用いる。圧力は時間ステップ毎にSOLAアルゴリズム¹⁷⁾と同様の収束計算により求める。



(a) 実験結果 (富永, 2001)



(b) 計算結果 (標準型k-εモデル)



(c) 計算結果 (非線形k-εモデル)

図-3 Run 2の時間平均平面流況 ($z=5\text{mm}$)

b) 壁面及び水面の取り扱い

今回の数値計算の対象が河川流であることを考慮し、壁面の k と ε については壁関数法で与え、壁面近傍の流速は対数則で評価することとした。

水面の ε は杉山ら¹⁸⁾の提案する次式で評価した。

$$\varepsilon_s = \frac{C_{\mu 0}^{3/4} k_s^{3/2}}{0.4 \Delta z_s}, \quad (C_{\mu 0} = 0.09) \quad (21)$$

上式中、添字 s は表層の値を、 Δz_s は水面から定義点までの距離を表す。水面の k にはslip条件を課す。また、水面近傍の鉛直方向の乱れの減衰を考慮するため、次の減衰関数を渦動粘性係数に乘じる¹⁹⁾。

$$f_s = 1 - \exp\left\{-B(h-z)\varepsilon_s/k_s^{3/2}\right\}, \quad (B=10) \quad (22)$$

自由水面変動量は、反変成分表示の基礎式においては次のように極めて簡単な式により計算される^{9,11)}。

$$\Delta h = \sqrt{g_{33}} V^3 \Delta t \quad (23)$$

上の式で、 Δt : 計算時間間隔、 Δh : Δt 時間の水面変動量を表し、添字 3 は鉛直方向を表すものとする。

(4) 計算の条件

a) 水理条件

計算は、富永らの平坦固定床における実験 (PIV計測)⁴⁾と同条件で行う。図-1に水理条件を示す。上流向き水制の場合 (直角より30° 上流向) をRun 1, 下流向

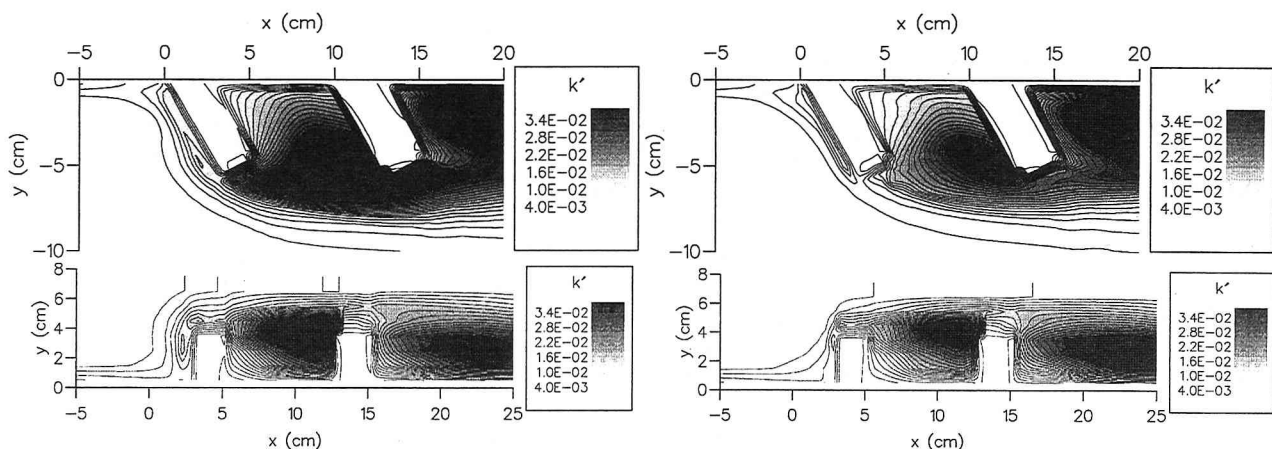


図-4 標準型モデル(左), 非線形モデル(右)による乱れエネルギーの比較 ($k'=k/U_0^2$, U_0 : 主流平均流速)
(Run 2, 上: 水平面($z=35\text{mm}$), 下: 鉛直縦断面($y=45\text{mm}$))

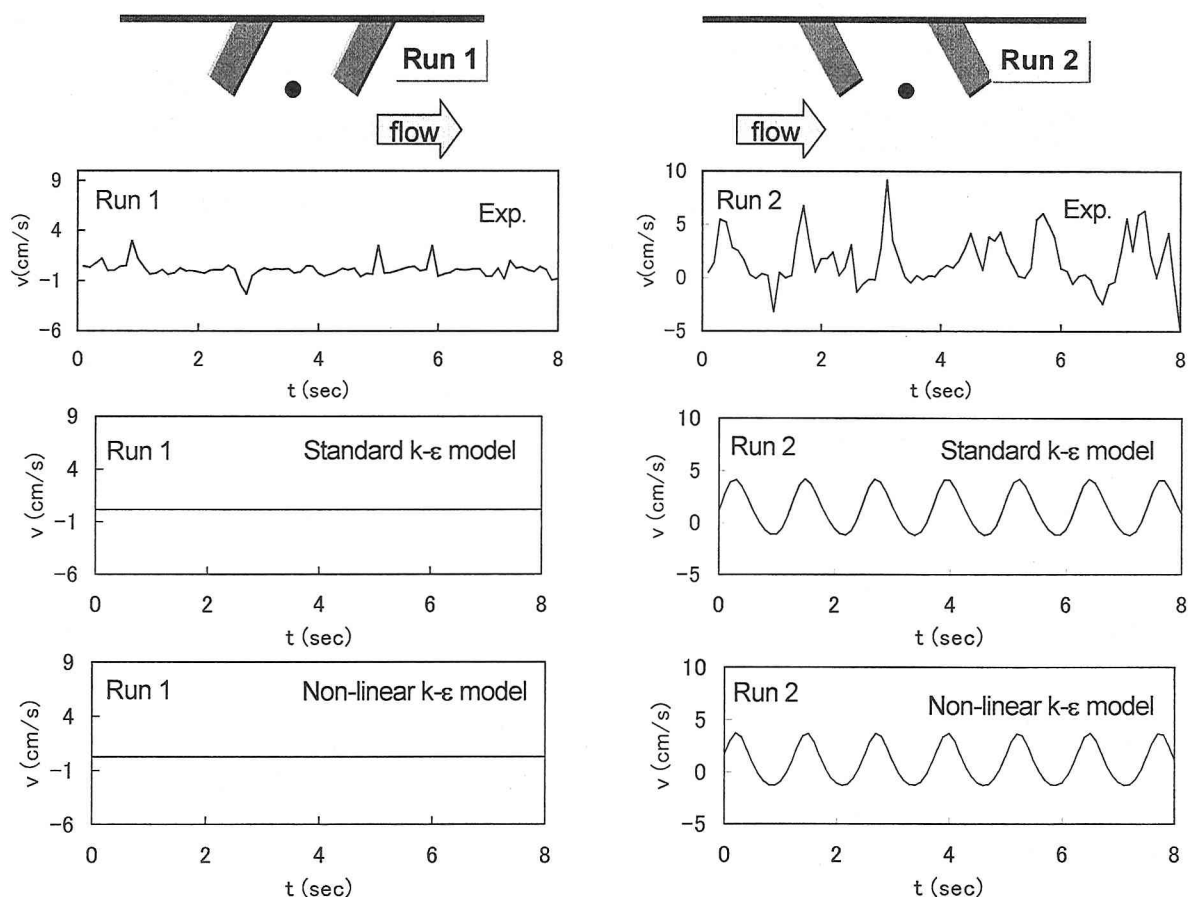


図-5 y方向の流速変動の比較 ($z=3.5\text{cm}$, 平面内の位置は上の模式図の●点)

きの水制(直角より 30° 下流向)の場合をRun 2とする。
b) 計算格子

図-2にRun 1の計算対象領域のうち, 水制周辺部分の水平面内の計算格子を示した。水平方向の格子形成にあたっては, 千葉らによる格子生成ソフトウェア, Rubbnet²⁰⁾を使用した。このソフトウェアを用いることにより, GUI環境のもとで極めて容易に格子生成を行うことができる。一方, 鉛直方向の格子は, 初期条件として底面・水面間を等間隔で分割し, 水制天端高さ($z=40\text{mm}$)より高い部分の格子については式(23)で計算される水面変動に比例させて時間ステップごとに变化

させる移動格子とした。計算格子数は104 (x方向)×30 (y方向)×8 (z方向)となった。

3. 計算結果と考察

(1) 時間平均流れ場における乱流モデルの比較

時間平均流れ場における数値解析結果と実験結果の適合性については既に報告済みであるので⁸⁾, ここでは主に乱流モデルによる再現性の相違について述べる。

図-3は掃流砂輸送に関係の深いと考えられる底面付近($z=5\text{mm}$) 時間平均流れ場を, Run 2について実験と計

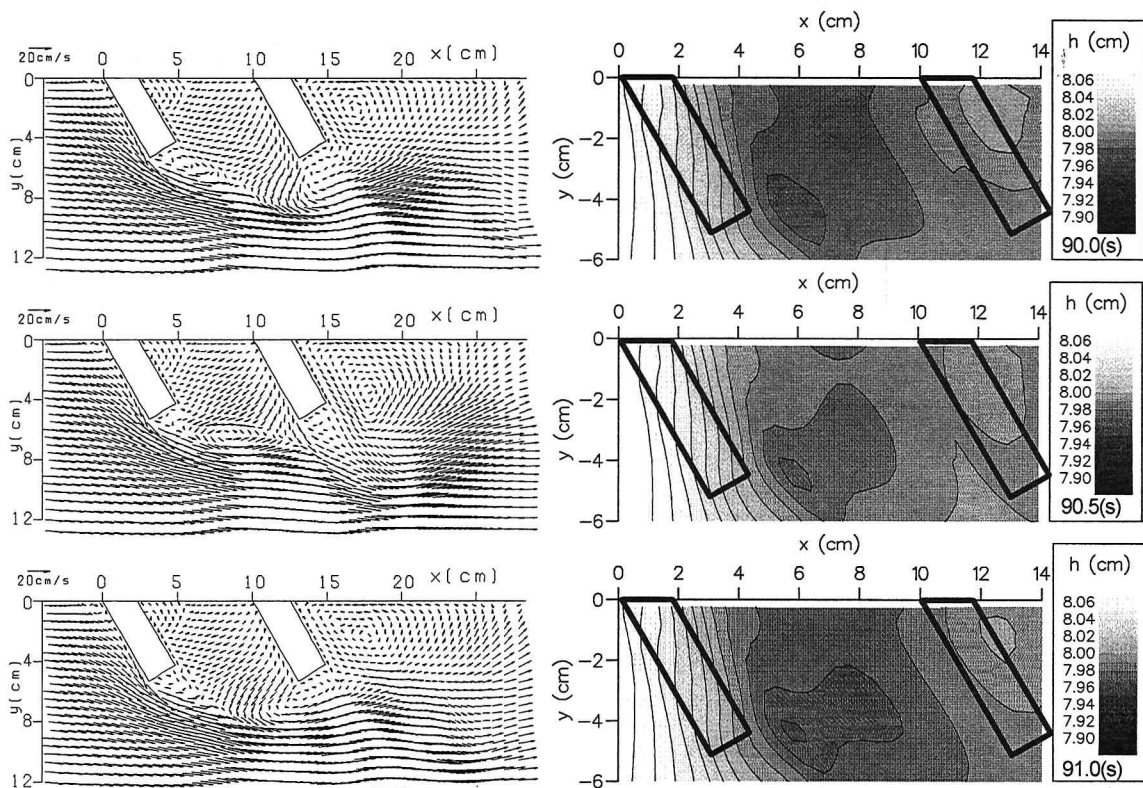


図-6 Run 2における周期渦形成過程（非線形 k - ε モデル, $z=5\text{mm}$, 左：流速ベクトル, 右：水深分布）

算で比較したものである。乱流モデルによる再現性を比較すると、第1水制直下流部左岸寄りの循環流の規模が、非線形モデルによる結果の方が大きい点を除けば、両者の差は小さい。Run 1の時間平均流れ場についても乱流モデルによる再現性の差異はほとんど認められなかった。また、図-3の解析結果はいずれも実験結果とほぼ適合しており、下流向き水制のRun 2では底面付近に水制間から主流部へ流出する流れが卓越し、上流向き水制のRun 1では逆に主流部から水制間へ流入する流れが卓越する⁸⁾。

図-4は、Run 2における無次元乱れエネルギー k' の分布の時間平均値を示したものである。水平面内の分布を見ると、非線形モデルによる k' の値が標準型モデルによる値よりも全体的に小さいことがわかる。従来の研究より、標準型モデルは衝突部を有する流れ場で乱れエネルギーを過剰生成すること、本非線形モデルはこの過剰生成を抑制する効果があることが指摘されている。本研究での対象流れ場も水制への衝突を伴っており、非線形モデルの乱れエネルギー抑制の効果がここにも表れているものと考えられる。同様な傾向は、鉛直面内の分布についても確認できる。なお、鉛直方向の k' の分布が滑らかになっていないのは、鉛直方向の格子が粗いためと考えられ、この点はさらに検討を要す。

(2) 流れの非定常特性に関する検討

a) 流体振動の水制角度依存性

図-5は、 y 方向の流速の時系列を実験と計算で比較したものであり、位置は図中に示した。Run 1の実験結果

では微小な変動がみられるものの、ほぼ一定値をとっている。数値解析結果では、乱流モデルによらず解はほぼ定常解となる。一方、Run 2では、実験結果において明確な流速変動が認められ、その周期は $0.5\sim 2(\text{s})$ 程度で変化している。数値解析結果では、極めて規則的な振動となっており、その周期は $1.2(\text{s})$ である。周期や振幅に対する乱流モデルの影響は見られない。図-6はRun 2における $z=5\text{mm}$ の位置での平面流況を $0.5(\text{s})$ 間隔で示したものである。第1水制先端から周期的な渦が発振されており、渦の発生周期も $1.2(\text{s})$ である。渦の中心付近では水深の極小となっている。渦は第2水制先端付近で消滅する。このことから、流体振動は第1水制からの渦発振と第2水制への衝突に伴う組織構造の影響を受けていることが予想される。この点を確認するため、Run 2において第2水制を取り去った流れ場に対して数値計算を行ったところ、流体振動は生じなくなった。

組織的な渦構造が下流向き水制のみで形成される理由は現在のところ不明であるが、第1水制における流れの剥離の形態が水制角度に大きく依存することが一因と考えられる。すなわち、下流向き水制では第1水制上流側の角で流れが剥離するのに対し、上流向き水制では第1水制先端の下流側角で剥離する点が影響を及ぼしていると予想される。この点は今後さらに検討を要する。

b) 流体振動の周期に関する考察

複数の越流型水制周辺の流れ場は典型的なImpinging shear layerの様相を呈している。このような流れ場では、渦発振の周期がfeedback effectにより支配されることが従

来の研究で指摘されている²¹⁾。すなわち、上流側水制から剥離した渦が下流側の水制に衝突し、衝突の影響が上流側の剥離域を刺激して次の渦発振を促すという一連の運動の繰り返しがfeedback loopを形成し、渦周期が決定される。Impinging shear layerにおける周期の第1モード(1ループ内に渦が1個存在する場合)のStrouhal数は、ほぼ次のような範囲となることが指摘されている²¹⁾。

$$St = \frac{fL}{U_0} \approx 0.4 \sim 0.6 \quad (24)$$

ここに、St: Strouhal数, f : 周波数, L : 衝突距離, U_0 : 主流流速である。本研究で対象とした流れ場については、Strouhal数は0.49となり、上式の範囲内にある。実験において周期が不明確となるのは、渦形成に伴う振動の振幅が乱流成分と同程度であるためと推測される。

4. まとめ

本研究は、越流型水制周辺の流れに関する三次元数値解析を行ったものであり、特に水制角度と非定常流れ構造の関係に着目し、実験との比較を通じて考察を行った。乱流モデルとしては非線形k-εモデルと標準型k-εモデルの2つを用いた。主な結果を次に示す。

- 1) 水制周辺の乱れエネルギー分布は非線形k-εモデルの方が小さく再現され、従来指摘されている非線形モデルによる衝突部付近の乱れエネルギー抑制の効果が今回の計算でも確認された。
- 2) 下流向き水制では水制先端から組織渦の発振とそれに伴う流体振動が再現されたのに対し、上流向き水制では実験、解析共に流体振動は見られなかった。
- 3) 数値解析における下流向き水制周辺の流体振動周期は、Impinging Shear Layerの第1モードと適合した。今後は水制間隔の影響、水制群として水制が設置された場合の流れ構造の変化等について検討を進めたい。

謝辞：本研究を進めるにあたり、四日市大学教授千葉賢先生より格子生成ツールをご提供いただくとともに、種々の有益なご助言をいただいたので、深甚なる謝意を表す。また、本研究の一部は平成14年度科学研究費補助金若手研究(B) (課題番号：14750433, 研究代表者：木村一郎) の補助を受けて行われたことを付記する。

参考文献

- 1) Weitbrecht, V. and Jirka, H. : Flow patterns in dead zones of rivers and their effect on exchange processes, *Proc. 3rd International Sympo. on Environmental Hydraulics*, Tempe, 2001 (CD-ROM).
- 2) 川口広司, 岡信昌利, 福岡捷二 : 越流型水制群に作用する流体力の特性, *水工学論文集*, Vol.44, pp.1065-1070, 2000.
- 3) 川口広司, 渡辺明英, 福岡捷二 : 異なる角度の越流型水制周辺流れの二次元数値解析, *水工学論文集*, Vol.45, pp.385-390, 2001.
- 4) 富永晃宏, 井嶋康二, 中野義郎 : 斜め越流型水制周辺の流れ構造のPIV解析, *水工学論文集*, Vol.45, pp.379-384, 2001.
- 5) 山下洋平, 伊藤昭文, 武田誠, 松尾直規 : 木曾川ワンド群の堆積状況の支配的要因に関する研究, *土木学会中部支部講演概要集*, pp.237-238, 2001.
- 6) 河川懇談会共同研究「ワンドの水理と河川環境」研究成果報告書, 2002.
- 7) 木村一郎, 北村忠紀, 鷺見哲也, 武田誠, 鬼束幸樹, 庄建治朗, 大塚康二 : 木曾川感潮域に設置された水制群周辺のワンド形成過程と河川環境に関する共同研究, *河川技術論文集*, 第8巻, pp.365-370, 2002.
- 8) 木村一郎, 細田尚, 音田慎一郎 : 非線形k-εモデルによる斜め越流型水制周辺の三次元流況に関する数値解析, *応用力学論文集*, Vol.5, pp.717-726, 2002.
- 9) 木村一郎, 細田尚, 音田慎一郎 : 完全スタガード移動一般曲線座標系における開水路乱流シミュレータの開発, *四日市大学環境情報論集*, Vol.5, pp.145-170, 2002.
- 10) 越塚誠一 : 数値流体力学, 培風館, 1997.
- 11) Takizawa, A., Koshizuka, S. and Kondo, S. : Generalization of physical component boundary fitted co-ordinate (PCBFC) method for the analysis of free-surface flow, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.15, pp.1213-1237, 1992.
- 12) Kimura, I. and Hosoda, T. : 3-D unsteady flow structures around rectangular column in open channels by means of non-linear k-ε model, *Proc. of 1st International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Santa Barbara, USA, pp.1001-1006, 1999.
- 13) 木村一郎, 細田尚 : 乱れ強さ非負条件を考慮した非線形k-εモデルによる立方体周辺の流れの三次元解析, *水工学論文集*, Vol.44, pp.599-604, 2000.
- 14) Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y. : 3-D Computations of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by means of non-linear k-ε model, *J. Hydrosience and Hydraulic Eng.*, Vol.17, No.2, pp.87-96, 2000.
- 15) Gatski, T.B. and Speziale, C.G. : On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.254, pp.59-78, 1993.
- 16) Hosoda, T., Kimura, I. and Shinichiro, O. : Some necessary conditions for a non-linear k-ε model in classified flow patterns with a singular point, *Proc. 2nd Internatinal Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Stockholm, Vol.3, pp.155-160, 2001.
- 17) Hirt, C. W., Nichols, B. D. and Romero, N. C. : SOLA—A Numerical solution algorithm for transient fluid flows, *Los Alamos Scientific Report*, LA-5852, 1975.
- 18) 杉山均, 秋山光庸, 松原珠 : 複断面開水路内の乱流構造解析と縦渦生成に関する研究, *土木学会論文集*, Vol.515, II-31, pp.55-65, 1995.
- 19) 細田尚 : 開水路流れにおける乱流拡散機構に関する水理学的研究, 京都大学博士論文, 1990.
- 20) 千葉賢, 武本行正 : 伊勢湾数値シミュレータの研究・第2報—GUI環境を利用した2次元構造格子生成プログラムの開発—, *四日市大学環境情報論集*, Vol.2, No.2, pp.103-126, 1999.
- 21) 例えば, Rockwell, D. and Naudascher, E. : Review—Self-sustaining oscillations of flow past cavities, *Transaction of the ASME, J. Fluid Eng.*, Vol.100, pp.152-165, 1978.

(2002. 9. 30受付)