

越流型水制周辺の三次元乱流構造に及ぼす 水理パラメータの効果

EFFECTS OF HYDRAULIC PARAMETERS ON 3D TURBULENT 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, Sinichiro ONDA and Akihiro TOMINAGA

¹正会員 工博 松江工業高等専門学校助教授 土木工学科 (〒690-8518 松江市西生馬町14-4)

²正会員 工博 京都大学大学院教授 工学研究科都市社会工学専攻 (〒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博士課程学生 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

⁴正会員 工博 名古屋工業大学大学院教授 工学研究科社会開発工学専攻 (〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)

This paper describes the numerical study on 3D turbulent flow structures around submerged spur-dikes. Effects of three hydraulic parameters, S/L (S : interval of two spur dikes, L : length of spur dikes), T/h (T : height of spur dikes, h : depth), θ (=inclination angle), are examined through the comparison of numerical results and previous experimental results focusing on both time-mean and time-dependent aspects. A non-linear $k-\epsilon$ model is adopted as a turbulence model to reproduce the vortex shedding from a tip of a spur-dike and secondary currents. The numerical results show that, the flow near the bed, which is particularly important for sediment transport, is affected by both inclination angle and the ratio T/H . In the downstream inclined spur dikes, the unsteady vortex shedding is generated and the period is determined by the feedback effect of impinging shear layer. The frequency jump of the vortex shedding can be seen between $S/L = 2$ and $S/L = 4$ in the numerical results.

Key Words : *submerged spur-dike, non-linear $k-\epsilon$ model, 3D numerical simulation, RANS, turbulent open channel flow, impinging shear layer, feedback effect*

1. はじめに

伝統的河川工法の一つである水制は、元来、治水、あるいは水運のための構造物であったが、近年は河川環境向上のための構造物という意味合いが強まってきている。例えば、木曾川等では約100年前に設置された水制周辺にワンド群が形成され、良好な河川環境が創出されている¹⁾ことなどから、人工ワンドの形成を主目的とした環境指向型の水制設置の試みも行われ始めた。水制等の構造物を河道中に設置するにあたっては、治水と環境の両面から周辺の局所洗掘や土砂堆積に対して十分な検討が必要であることはいうまでもなく、このためには構造物周辺の流れ構造を詳細に検討する必要がある。

このような背景をうけて、水制周辺の流れに関する研究は、実験的あるいは数値解析的手法を駆使して盛んに行われるようになってきた。水制周辺の流れ場の特徴は、水制間の循環流形成、水制根元付近の渦形成といった三次元性と、水制先端からの渦の発振に伴う非定常性に特徴付けられる。このような流れ構造を詳細に把握するた

めには、流れ場の広い範囲の情報を時間的に連続に取得する必要があるため、実験的手法としてはPIVなどの画像解析法が有効であり、数値解析では非定常三次元解析を行う必要がある。木村ら^{2),3)}は非線形 $k-\epsilon$ モデルを乱流モデルとして用いた数値解析手法により富永ら⁴⁾の行った実験(PIV)の再現計算を行い、数値解析法の有効性を確認するとともに、水制間の時間平均流、非定常特性の双方が水制設置角度に大きく影響されることを確認した。また、水制周辺の渦形成過程は流体力学の古典的テーマの一つであるimpinging shear layerのそれと同類であること、また、水制群においては第一水制の水刎ね効果が渦発振に最も寄与することなどが示された。富永ら⁵⁾は水制間隔を3通りに変化させた条件でPIV計測を行い、時間平均流れ場の変化を検討した。これらの結果はそれぞれ有益な示唆を与えるものであるが、実際的な水制設置に役立つ資料とするためには、より多くのパラメータについて系統的な検討を進めていく必要がある。

本研究では、水制周辺の流れ構造と水理パラメータの関係について、主に数値解析により検討を行ったもので

ある。検討パラメータは、水制設置角度、水制間隔／水制長、水制高／水深の3つとする。数値解析モデルとしては、計算機負荷と精度とのバランスを考慮し、かつ水制域への適用性が検証されている移動一般曲線座標系における非線形k-εモデルを基礎とするモデルを採用する。計算条件の一部は富永らの実験⁹⁾と同条件に設定し、実験結果と計算結果の比較を通じて現象解明を試みる。

2. 数値解析法

(1) 基礎式

本研究で用いる移動一般曲線座標系における反変成分表示の基礎式^{6), 7), 8)}を次に示す。

[連続式]

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

[運動方程式]

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

[k-ε方程式]

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

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

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。

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

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。

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

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

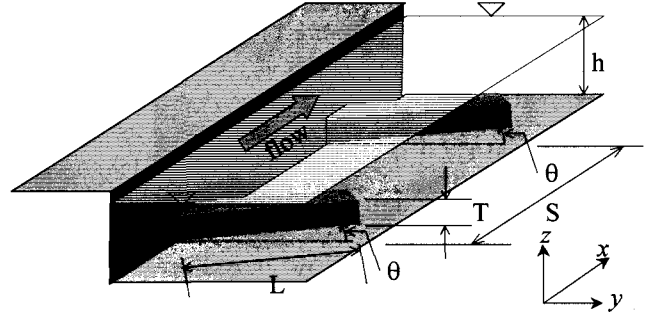


図-1 流れ場の模式図と記号の説明

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

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。

$$V^i = (\partial \xi^i / \partial x^j) \cdot U^j, \quad U^i = (\partial x^i / \partial \xi^j) \cdot V^j \quad (9)$$

(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⁹⁾や立方体周辺の流れ¹⁰⁾、複断面開水路流れ¹¹⁾などへの適用性が検証されている。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¹²⁾。

$$-\overline{v^i v^j} = D_i S^{ij} - \frac{2}{3} k g^{ij} - \frac{k}{\varepsilon} D_i [\alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 + \alpha_3 Q_3] \quad (10)$$

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

$$Q_1 = S^{i\alpha} g_{\alpha j} \Omega^{ij} + S^{j\beta} g_{\beta i} \Omega^{ji} \quad (12)$$

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

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

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

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

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

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

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

$$C_\mu = \min [0.09, 0.3 / (1 + 0.09 M^2)] \quad (19)$$

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

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⁹⁾。式(19)については文献¹³⁾のように、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

表-1 計算条件

• Series A

Run	A1*	A2	A3	A4*	A5	A6	A7*†
θ 注	-30°	-20°	-10°	0°	10°	20°	30°
B=30cm, S/L=2, T/h=1/2, S=10cm, L=5cm, h=8cm, T=4cm Q=4.1ℓ/s, Slope=1/2000, Fr=0.19, Re=1.37×10 ⁴							

注) 直角: $\theta=0$, 上流向: $\theta<0$, 下流向: $\theta>0$, B:水路幅

• Series B

Run	B1	B2*†	B3*	B4*
S/L	1	2	3	4
B=30cm, $\theta=30^\circ$, T/h=1/2, L=5cm, h=8cm, T=4cm Q=4.1ℓ/s, Slope=1/2000, Fr=0.19, Re=1.37×10 ⁴				

• Series C

Run	C1	C2*†	C3	C4
T/h	1/4	1/2	3/4	1/1 (非越流)
B=30cm, $\theta=30^\circ$, S/L=2, S=10cm, L=5cm, h=8cm, Q=4.1ℓ/s, Slope=1/2000, Fr=0.19, Re=1.37×10 ⁴				

* 富永らの実験⁵⁾ (PIV) の条件と一致するRun

† Run A7, B2, C2は同一条件

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を、 k および ε 方程式の移流項にはHybrid法を用いた。また、運動方程式の移流項の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⁸⁾にならな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¹⁴⁾と同様の収束計算により求める。

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¹⁵⁾の提案する次式で評価した。

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

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¹⁶⁾。

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

自由水面変動量は、反変成分表示の基礎式においては次

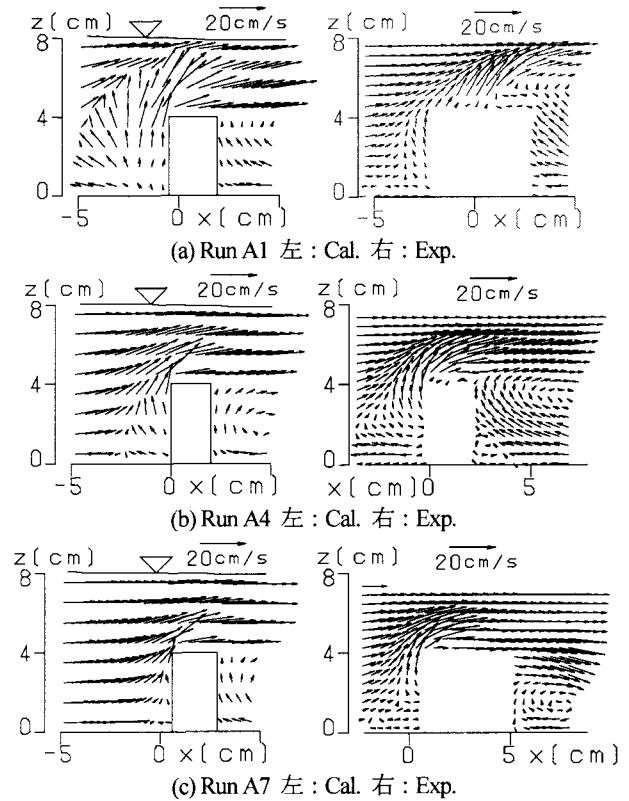


図-2 第1水制近傍の縦断流状 (y=5mm)

のように極めて簡単な式により計算される^{6,8)}。

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

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は鉛直方向を表わすものとする。

(4) 計算の条件

a) 水理条件

本研究では連続水制として最も単純な、形状の等しい2つの水制のみが連続して存在する場合を対象とし、次の3つの水理パラメータの影響を検討する。

- i) θ : 水制設置角度
- ii) S/L : (S:水制設置間隔, L:水制長)
- iii) T/h : (T:水制高, h:水深)

これらのパラメータを変化させた表-1に示す15通りの条件のもとで計算を実施した。なお、水制が2本の場合と多数の水制が連続する場合とでは流れ構造が大きく異なる点が指摘されており¹⁷⁾、水制本数を増やした場合の検討も不可欠であるが、この点は今後の課題としたい。

b) 計算領域と計算格子

計算対象領域は水制域の上下流側それぞれ3mの範囲に設定した。水平面内の格子は千葉¹⁸⁾の方法により作成し、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 ($z=40$ 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変化させる移動格子とした。横断面内の格子数は各Seriesとも30 (y方向)×8 (z方向)で

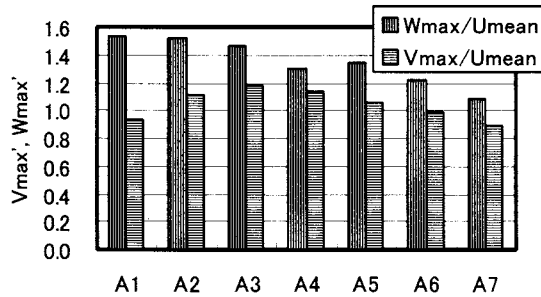


図-3 無次元最大偏心流速

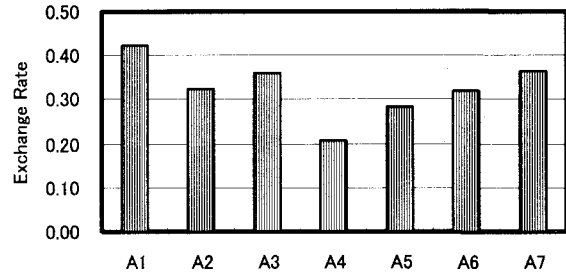


図-4 無次元交換係数

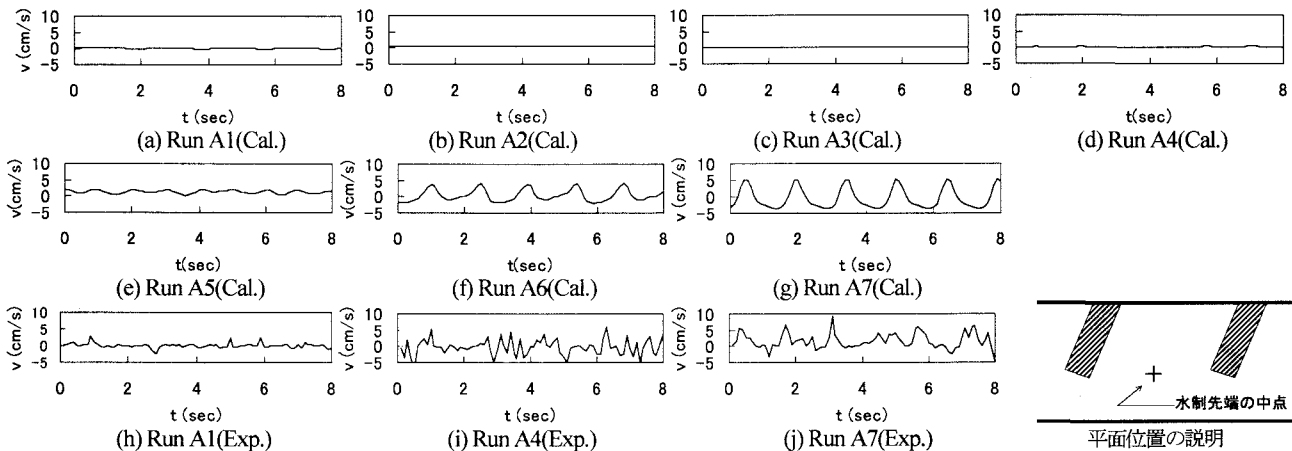


図-5 数値解析及び富永らの実験における横断方向流速 v の時系列（水制先端の中点、 $z=35\text{mm}$ ）

あり、主流方向(x 方向)の格子数はSeries A,Cでは104, Series Bでは81(Run B1)～108(Run B4)の間で変化させた。

3. 計算結果の考察

(1) 水制角度の影響 (Series A)

水制角度の影響が顕著に現れるのが第1水制上方の水刳ね部である。図-2にRun A1, A4, A7における側壁近傍($y=5\text{mm}$)の鉛直縦断面内の時間平均流況を富永らの実験結果とともに示した。実験はPIVで行われており、斜め水制の裏側は撮影できないため、ベクトルの表示範囲が計算結果よりも小さくなっている。Run A1では上方に強い流れが生じ、水制上流側では逆流が生じているのに対し、Run A7で上昇流、逆流域ともに小さい。Run A4の結果はRun A1とA7の中間的な流れとなっている。

従来の研究で、流砂輸送を支配する底面近傍の流れが水制角度に依存し、上流向きの場合は水制間への流入が、下流向きの場合は流出が支配することが指摘された^{19),20)}。Series Aにも同様な傾向が見られ、図は省略するが θ が大きいほど底面付近の流出が強くなる傾向が示された。

水刳ね効果は水制の重要な治水的機能である。水刳ね効果の水制角度依存性を検討するため、横断及び鉛直方向の無次元最大流速 $V_{\max}/U_{\text{mean}}$, $W_{\max}/U_{\text{mean}}$ (U_{mean} : 平均流速 $=17.1\text{cm/s}$)を図-3に示した。この図より、鉛直方向の水刳ね効果は上流向き水制で大きく、水平方向については直角に近い水制で最大となることがわかる。

水制域の水質を考える上で水制域の水交換が重要とな

る。2つの水制に挟まれた水塊の無次元交換係数 R' を、

$$R' = \frac{1}{V_d} \int_A |U_r| da \cdot \frac{S}{U_{\text{mean}}} \quad (24)$$

と定義する。ここに、 V_d : 水制に挟まれた領域（水制域）の体積、 U_r : 水制域界面の法線方向流速、 S : 水制間隔、 A : 水制域界面（ xy 平面と xz 平面の合計）を表す。図-4は各Runの無次元交換係数を示したものである。直角に近い水制では交換率が小さく、水制角度の絶対値が大きい場合に交換率が大きいことがわかる。

次に非定常性について検討する。図-5は、Run A1-A7の横断方向流速 v の時系列を、2つの水制先端を結ぶ線の中点の $z=35\text{mm}$ の位置における値について示す。図中には富永らの実験値（Run A1, A4, A7）をあわせて示す。計算結果をみると、上流向き水制ではほぼ定常流となり、下流向き角度が大きくなるにつれて振幅が大きくなる。これらの特性は実験とある程度適合している。

(2) 水制間隔の影響 (Series B)

図-6は、Run B2-B4の $z=5\text{mm}$ における時間平均流を計算と実験で示したものである。計算結果ではいずれのRunも水制域から主流への流出が卓越している。またRun B4では第1水制先端の渦が下流側に引き伸ばされている。これらの特性は実験結果と良好に一致する。図-7はRun B1の計算結果を同様に示したものである。水制間の流速が極めて小さく、流出流の卓越は認められないなど、Run B2-B4とは異なる流況を呈している。これより、下流側水制の底面付近で流出流が卓越するのは、水制間

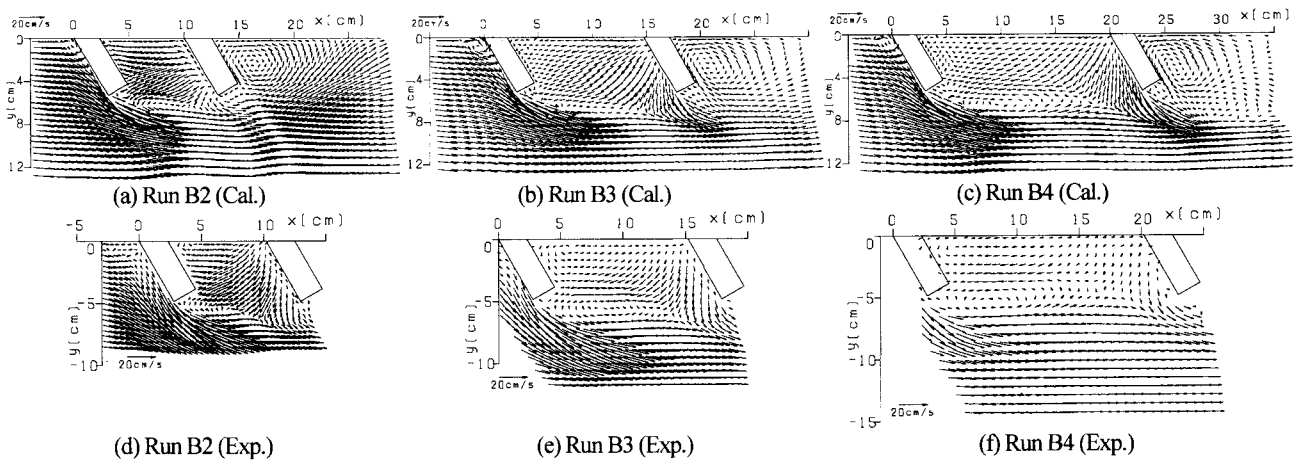


図-6 Series Bにおける水平面内時間平均流速ベクトル ($z=5\text{mm}$)

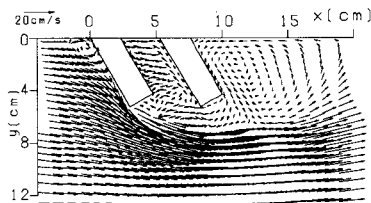


図-7 Run B1の水平面内時間平均流況 ($z=5\text{mm}$)

隔がある程度大きい場合であるといえそうである。

図-8は水制先端中点の $z=35\text{mm}$ における横断流速 v の時系列をRun B1-B4で示したものである。Run B1以外では振動が見られ、B2では規則的な振動となっている。本流れ場は典型的なimpinging shear layerであり、Rockwellら²¹⁾によると、第1モード（feedback loop中に1個の渦が存在）のStrouhal数 (St_1) と第2モード（loop中に2個渦が存在）のStrouhal数 (St_2) はほぼ次の範囲になる。

$$St_1 = fL/U_0 \approx 0.4 \sim 0.6, \quad St_2 = fL/U_0 \approx 1.0 \sim 1.4 \quad (25)$$

ここに、 f : 周波数、 L : 衝突距離、 U_0 : 主流流速である。Run B2ではStrouhal数は0.49となり、第1モードの範囲内にある。Run B3では明確な周期は見られない。Run B4のStrouhal数は1.3であり、第2モードに適合する。これらの結果より、Run B2とB4の間で周波数ジャンプが生じており、Run B3はその遷移状態であると推測される。

(3) 水制高さの影響 (Series C)

図-9は、Series Cにおける水平面内時間平均流況 ($z=5\text{mm}$)、縦断面内時間平均流況 ($y=25\text{mm}$)、及び水制先端中点の横断方向流速時系列 ($z=35\text{mm}$) を示したものである。平面流況に着目すると、Run C2, C3では水制間から主流部への流出が卓越するのに対し、Run C1では水制間への流入が卓越している。従来から下流向き越流水制の底面付近に水制間からの流出が卓越することが指摘されてきたが^{19,20)}、相対水深如何によっては逆向きの流れが卓越する可能性が示された。非越流型のRun C4では水制間に平面2次元な循環流が形成せられている。縦断面内の流れに着目すると、Run C1-C3では水制間に時計回りの循環流が発生する。ところがRun C4につ

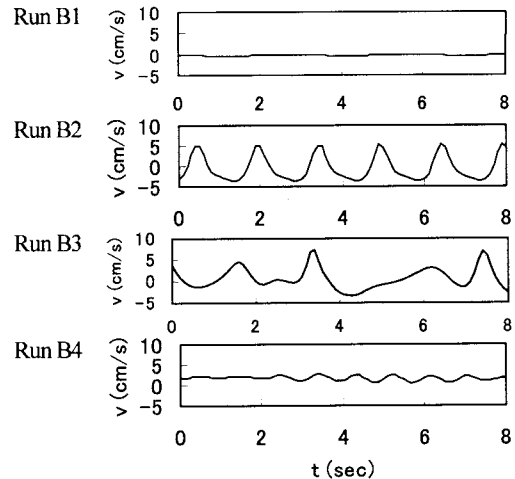


図-8 Series Bの時系列 (水制先端中点、 $z=35\text{mm}$)

いては逆に反時計回りの循環流となっており、越流型と非越流型で流れのパターンが逆になるのは興味深い。流速変動についてみると、非越流型のRun C4ではほぼ定常解となっていることから、水制先端部の混合層よりも水制上面の混合層の方が非定常性への関与が大きいといえそうである。また、Run C2に比べてC1とC3では変動の振幅が小さい。これは、水制上面の混合層の発達が底面、あるいは水面によって抑制されるためと推測される。

4. まとめ

本研究は、水制周辺の三次元流れ場における時間平均特性、非定常特性について、水制設計上重要と思われる3つの水理パラメータの効果を検討したものである。本研究で示された主な結果を次に列挙する。

1. 鉛直方向の水刳ね効果は上流向き水制で最も大きく、水平方向の水刳ね効果は直角水制の場合が大きい。
2. 水制域の水交換は設置角度の絶対値が大きくなるにつれて大きくなり、直角付近で最小となる。
3. 水制の下流向きの角度が大きくなるにつれて、非定常性が顕著となる。
4. 越流型水制周辺の非定常性は主に水制上面のせん断混合層に起因し、その周期はimpinging shear layerの

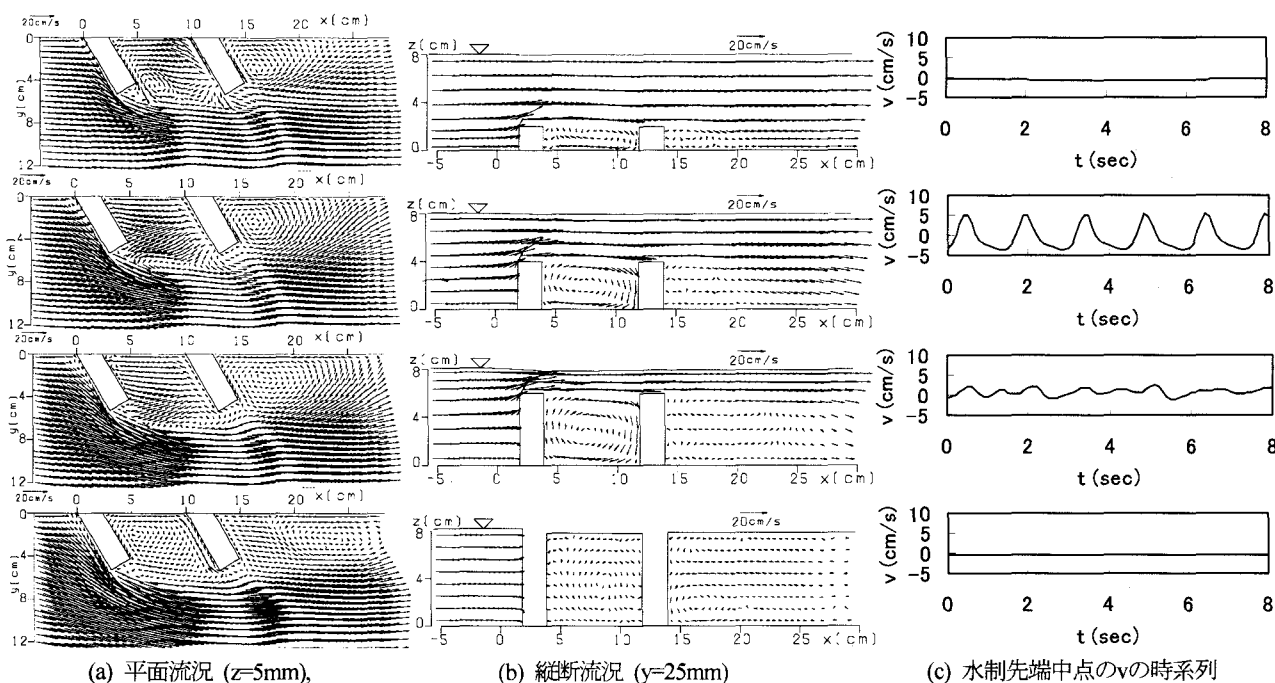


図-9 Series Cにおける時間平均流況と流速変動 (上から順にRun C1,C2,C3,C4)

feedback効果により決まる. $S/L=2\sim4$ 付近で第1モードから第2モードへ周波数ジャンプする.

5. 基本的には下流向き水制では底面付近に水制間から主流部への流出が卓越するが, 越流水深が極端に大きい場合, 非越流型の場合などはこの限りではない.

これらの結果の普遍性についてはさらに詳細に実験との比較検証を進めていく必要がある. 今後, 水制周辺の流砂輸送と水理諸量の関係についても検討していきたい.

参考文献

- 1) 木村一郎, 北村忠紀, 鷺見哲也, 鬼束幸樹, 武田誠, 庄建治朗: 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.
- 2) 木村一郎, 細田尚, 音田慎一郎, 富永晃宏: 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.
- 3) 木村一郎, 細田尚, 音田慎一郎, 富永晃宏: 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, 水工学論文集, Vol.47, pp.717-726, 2003.
- 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) 富永晃宏, 井嶋康二: 越流型水制周辺の流れ構造に及ぼす水制間隔の効果, 水工学論文集, Vol.46, pp.475-480, 2002.
- 6) 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.
- 7) 越塚誠一: 数値流体力学, 培風館, 1997.
- 8) 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.
- 9) Kimura, I. and Hosoda, T.: A non-linear k- ϵ model with realizability for prediction of flows around bluff bodies, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.42, pp.813-837, 2003.
- 10) 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.
- 11) 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.
- 12) 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.
- 13) 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.
- 14) 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.
- 15) 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.
- 16) 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.
- 17) Kimura, I., Hosoda, T., Onda, S. and Tominaga, A.: 3D numerical analysis of unsteady flow structures around inclined spur dikes by means of a non-linear k- ϵ model, *Proc. Int. Symp. on Shallow Flows*, Delft, III, pp.205-212, 2003.
- 18) 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.
- 19) 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.
- 20) 木村一郎他: 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.
- 21) 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.

(2003. 9. 30受付)