

死水域を伴う開水路流れの非定常振動特性

Characteristics of Unsteady Flow Behaviour in the Open Channel with Rectangular Dead Zone

木村一郎^{*}，細田 尚^{**}，友近文志^{***}

by Ichiro KIMURA, Takashi HOSODA and Hisashi TOMOCHIKA

The unsteady flow behaviour in the open channel with rectangular dead zone is investigated by both the numerical analysis and the laboratory tests. It is pointed out that the temporal velocity and depth variations at the interface between the main flow and the rectangular dead zone can be decomposed into the three components of ① the shear layer instability, ② the seiche and ③ the long period oscillation with twice the period of the seiche. The last component is caused by the alternate pattern of vortex impinging to the downstream corner. It is shown that the unsteady characteristics of the flow are well reproduced numerically by means of 2D-plane open channel flow equations.

Keywords: open channel flow, 2D cavity flow, shear layer instability

1. はじめに

水平面内の開水路死水域・主流界面付近の流れには、せん断不安定に起因する渦運動と周期的な流速変動が生じることが知られており¹⁾、人工ワンド周辺の流れへの応用例が報告されている²⁾。鉛直面内の死水域と主流の界面付近の流れにも同様の渦運動、流速変動が生じるが、後者の流速の周期性は死水域下流端における渦の衝突効果の上流へのフィードバックに起因する^{3,4)}のに対し、前者はせん断不安定による渦と死水域内のセイシュ（水面振動）の共鳴に起因する^{1,5)}点で大きく相違する。本研究は、開水路長方形死水域と主流の界面付近の流体振動現象について、水理実験および開水路平面2次元流れの基礎式を用いた数値解析により考察するものである。すなわち死水域のアスペクト比（開口部長さ／奥行）が1.5と0.5の2通りの場合について、数値解析結果と実験結果とを比較することにより流れの非定常特性を検討する。

2. 水理実験の概要と考察

本研究では図-1に示すような開水路長方形死水域周辺の流れを対象とする。死水域のアスペクト比 (L/W) が1.5と0.5の2通りを考え、それぞれ、Run1, Run2とする。まず、流れの特性を把握するために行った水理実験の概要を述べる。実験の条件を計算の条件とともに表-

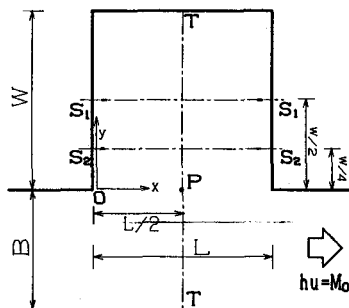


図-1 対象とした長方形死水域

* 正會員 工修 和歌山工業高等専門学校助手 土木工学科 (〒644 御坊市名田町野島77)

** 正會員 工博 京都大学講師 工学部土木工学科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

*** 学生員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (同 上)

1 に示した。写真－1 (a)はRun1の自由表面の流れをアルミ粉末で可視化したもので、大規模渦の発生がみられる（シャッター速度0.1秒）。また、死水域内に1.3～1.4秒周期の水面振動が観察された。閉鎖性水域の水面振動の固有振動数 T_0 は一般に次式で表される。

$$T_0 = \frac{2 \cdot L}{m \sqrt{gh}} \quad (m = 1, 2, \dots)$$

ただし、 L ：閉鎖性水域の長さ、 h ：水深、 g ：重力加速度である。この式により計算されるRun1の固有振動周期は1.44秒であり実験とはほぼ一致する。このことから 実験の水面振動はセイシュであることが推測される。さらに、ビデオ撮影の結果から、写真－1 (a)に示した大規模な渦の発生周期は約1.3～1.4秒であり、セイシュの周期とはほぼ一致していること、この大規模な渦の上流側に小規模な渦がいくつか連なっていることが観察された。すなわち、せん断不安定による渦の発生周期はセイシュの周期より短くセイシュと共鳴したときに写真－1 (a)に示した大規模な渦に増幅していくと考えられる。

Run2についても同様に、セイシュ（周期約0.4秒）と共鳴した大規模渦（写真 写真－1 大規模渦の可視化（シャッター速度0.1秒）－2 (b)）の発生がみられた。ただし、Run1でみられた大規模な渦につらなる小規模な渦の発生は確認できなかったが、これはRun2ではせん断不安定の周期とセイシュの周期が近接しているためと思われる。

3. 基礎式と数値解析の手順

本研究で用いる基礎式は静水圧近似を仮定した開水路平面2次元流れの式であり、次のように表される。

〔連続式〕

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

〔運動方程式〕

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial \beta u M}{\partial x} + \frac{\partial \beta v M}{\partial y} + gh \frac{\partial h}{\partial x} = gh \sin \theta - \frac{f}{2} u \sqrt{u^2 + v^2} + \frac{\partial -\overline{u'^2} h}{\partial x} + \frac{\partial -\overline{u'v'} h}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial}{\partial x} h \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} h \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \beta u N}{\partial x} + \frac{\partial \beta v N}{\partial y} + gh \frac{\partial h}{\partial y} = -\frac{f}{2} v \sqrt{u^2 + v^2} + \frac{\partial -\overline{u'v'} h}{\partial x} + \frac{\partial -\overline{v'^2} h}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial}{\partial x} h \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} h \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3)$$

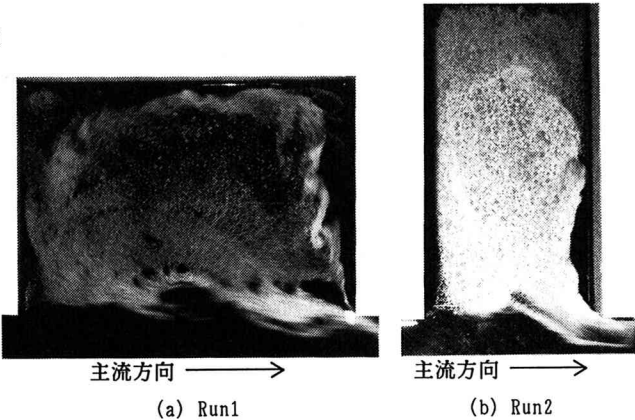
ここに、 h ：水深、 (u, v) ：水深平均流速の (x, y) 方向成分、 (M, N) ：各々 $M = h u$ 、 $N = h v$ で定義される流量フラックス、 $-\overline{u'_i u'_j}$ ：水深平均されたレイノルズ応力テンソル（ i, j はともに1, 2の値をとり、1は x 方向、2は y 方向を意味する。）、 ν ：動粘性係数、 θ ：水路床勾配、 f ：摩擦損失係数でレイノルズ数の関数、 β ：運動量係数で層流の場合1.2で乱流で1.0、 (x, y) ：空間座標、 t ：時間を表す。水深平均レイノルズ応力テンソル $-\overline{u'_i u'_j}$ は、簡単に次のように表示される。

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

ここに、 u_* ：摩擦速度（ $= \sqrt{f(u^2 + v^2)/2}$ ）、 k ：水深平均乱れエネルギー、 α ：定数である。（本研究では k は

表－1 実験および計算の諸条件

$L = \begin{cases} 22.5 \text{ (cm)} & \text{(Run1)} \\ 7.5 \text{ (cm)} & \text{(Run2)} \end{cases} \quad , W = 15 \text{ (cm)}, B = 10 \text{ (cm)}$				
単位幅流量 $M_0 \text{ (cm}^2/\text{s)}$	下流端水深 $h_e \text{ (cm)}$	動粘性係数 $\nu \text{ (cm}^2/\text{s)}$	水路床勾配 $\sin \theta$	定数 α
23.0	1.0	0.917×10^{-2}	1/500	0.3
時間ステップ Δt $5 \times 10^{-5} \text{ (s)}$	最小格子幅 0.22mm (可変格子系)	レイノルズ数 $Re = 2508$ ($Pr = M_0 / (h_e \nu \sqrt{g \cdot h_e})$)	フルード数 $Fr = 0.73$	



主流方向 →

(a) Run1

主流方向 →

(b) Run2

写真－1 大規模渦の可視化（シャッター速度0.1秒）

瀬田の実験式を水深積分して得られる $2.07 \cdot u_*^2$ で評価した。)なお、これらの式を用いた時間に関する非粘性線形安定解析および開水路急拡大部の組織渦現象への適用例が報告されている⁶⁾。

計算の条件は表-1, 2に示した。計算法はコントロールボリューム法を用い、陽解法により計算を進めた。計算格子は界面付近と壁面近傍を細かくした可変格子系(最小格子幅0.22mm)を用いた。計算スキームは移流項に2次元 QUICKスキームを、時間積分にはアダムス・バッシュフォース法を採用した。また、壁面近傍の流速分布を再現するため次のような減衰関数を渦動粘性係数に乘じた。

$$B \cdot \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{z u_{*w}}{c \nu} \right) \right\}^2 \quad \text{ただし、} B = \begin{cases} 4.0 \cdot \frac{z}{h} \left(1.0 - \frac{z}{h} \right) & z \leq h/2 \\ 1.0 & z > h/2 \end{cases}$$

である。ここに、 z : 壁からの距離、 u_{*w} : 最も近い壁面での摩擦速度、 c : 定数で $c = 5.0$ とした。

4. 数値解析結果の考察

4・1 時間平均流速分布

写真-2 (a), (b)はそれぞれRun 1, 2の流れのアルミ粉末による可視化写真(シャッター速度1.0秒)であり、図-2 (a), (b)は数値計算による時間平均流速ベクトルである。計算結果には主循環流、副循環流が再現されており、可視化写真の特性をほぼ再現している。図-3 (a), (b)はそれぞれRun1, 2の水路横断方向T断面(図-1参照)の流速分布を示しており、計算結果と実験結果はほぼ一致している。

4・2 流体振動特性

流体振動は以下の考察から、せん断不安定、セイシュ、セイシュの倍周期振動の3つに分類されると考えられる。

(1)死水域内の水面振動: 図-

4 (a), (b)は計算によって再現された水面振動である。それぞれ、Run1(断面 S_1)、Run2(断面 S_2)の水深分布を示す(断面 S_1 、 S_2 は図-1参照)。いずれも死水域中央付近に1つの節を有する振動となっており、周期はそれぞれ

1.2秒、0.4秒で、実験で計測された水面振動の周期とはほぼ一致している。よって本研究の条件の範囲では、死水域内の水面振動は主流方向の長さを半波長とするセイシュが卓越していると考えられる。

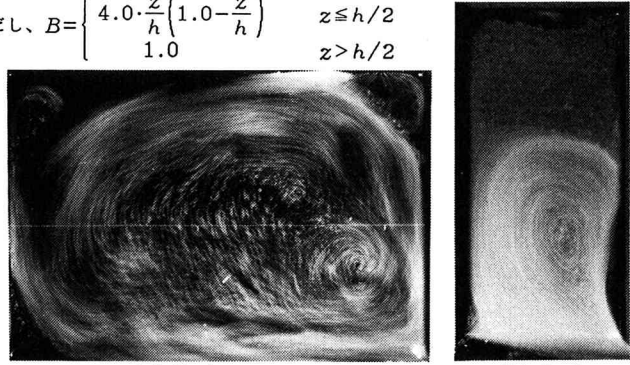


写真-2 循環流の可視化(シャッター速度1.0秒)

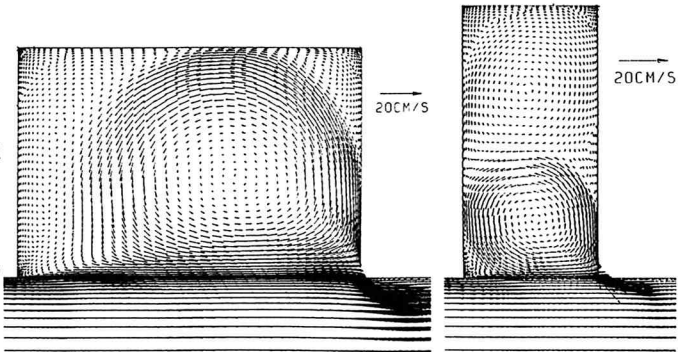


図-2 時間平均流速ベクトル(数値計算結果)

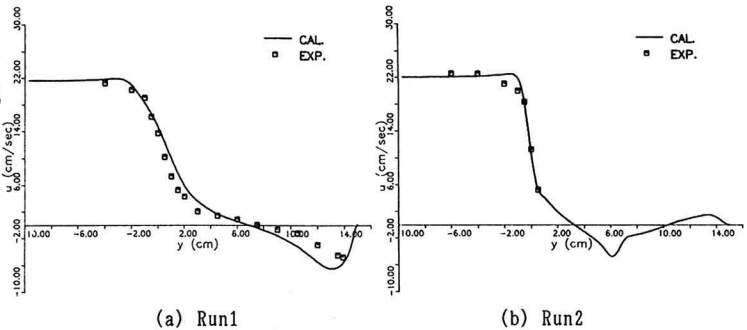


図-3 T断面の時間平均流速分布

(2)境界面付近の流速変動特

性：図-5はRun1の数値計算により再現された界面上($y=0$)の y 方向流速変動で、死水域上流端より1cm, 10cm, 21cmの位置のものである。 $x=1$ cmの流速変動のスペクトルを求めた結果、再現されたせん断不安定の周期(短い変動の周期)は約0.4秒であった。また、せん断不安定による変動は x の増加とともに比較的早

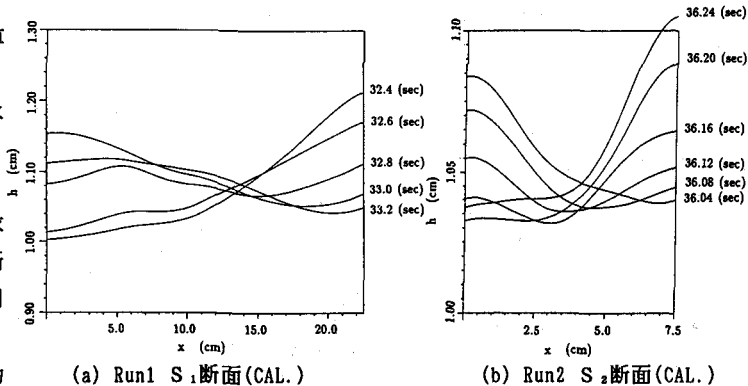


図-4 水面振動(数値計算結果)

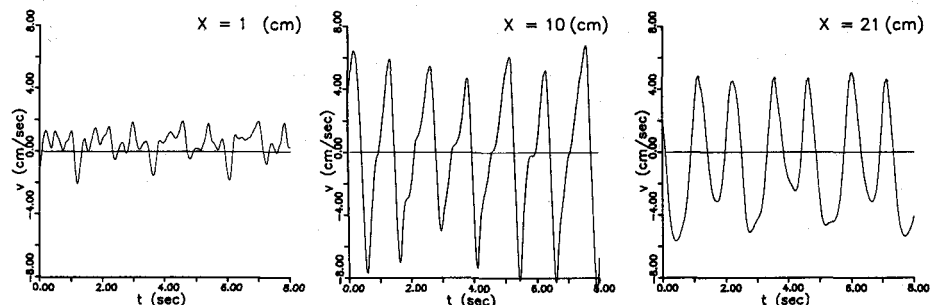


図-5 界面上($y=0$)の y 方向の流速変動(Run1, CAL.)

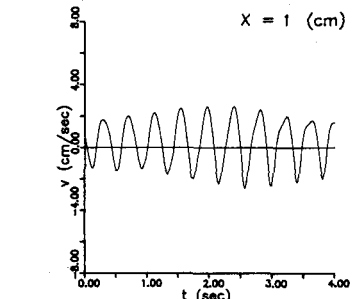
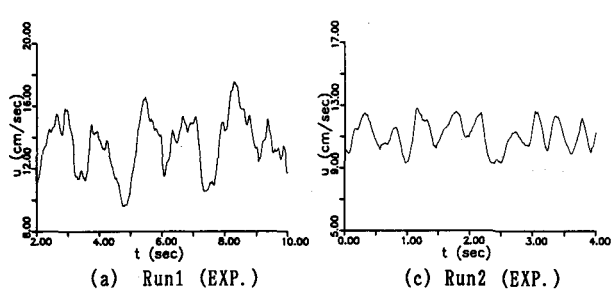


図-6 界面上の y 方向の流速変動(Run2, CAL.)

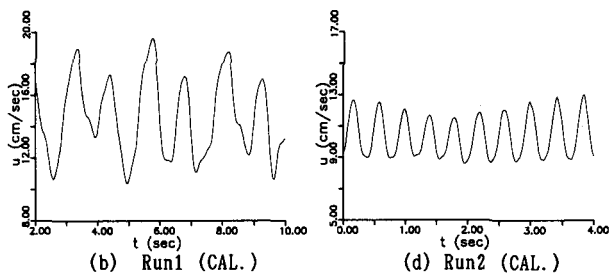


図-7 P点の x 方向の流速変動

く減衰し、 $x=10$ cmではセイシュの振動のみが卓越している。さらに、下流端付近の $x=21$ cmではセイシュの2倍周期の振動が発生している。

図-6はRun2の $x=1$ cmの界面上における y 方向の流速変動で、セイシュ周期(0.4秒)が卓越しているが、周期約4秒のうなりを伴っている。

図-8 P点の流速 u のスペクトル(Run1, EXP.)

これは、Run2ではせん断不安定の周期とセイシュの周期が近接しているためと考えられる。計算結果のスペクトルより、Run2のせん断不安定の周期は約0.44秒であることがわかった。すなわち、再現されたRun1, 2のせん断不安定の周期はほぼ等しいと考えられる。

図-7 (a)~(d)はRun1, 2のP点(図-1参照)におけるx方向の流速変動に関する実験および数値計算結果である。いずれもセイシュの周期が卓越している。さらにRun1では実験、計算ともにセイシュの2倍周期の変動が生じている。図-8はRun1の点Pでの実験結果のスペクトルで、ここでもセイシュの周期(A)とその倍周期の位置(B)にピークがみられる。この倍周期振動は、後述するように渦の下流端への衝突位置の変動に起因することが確認された。

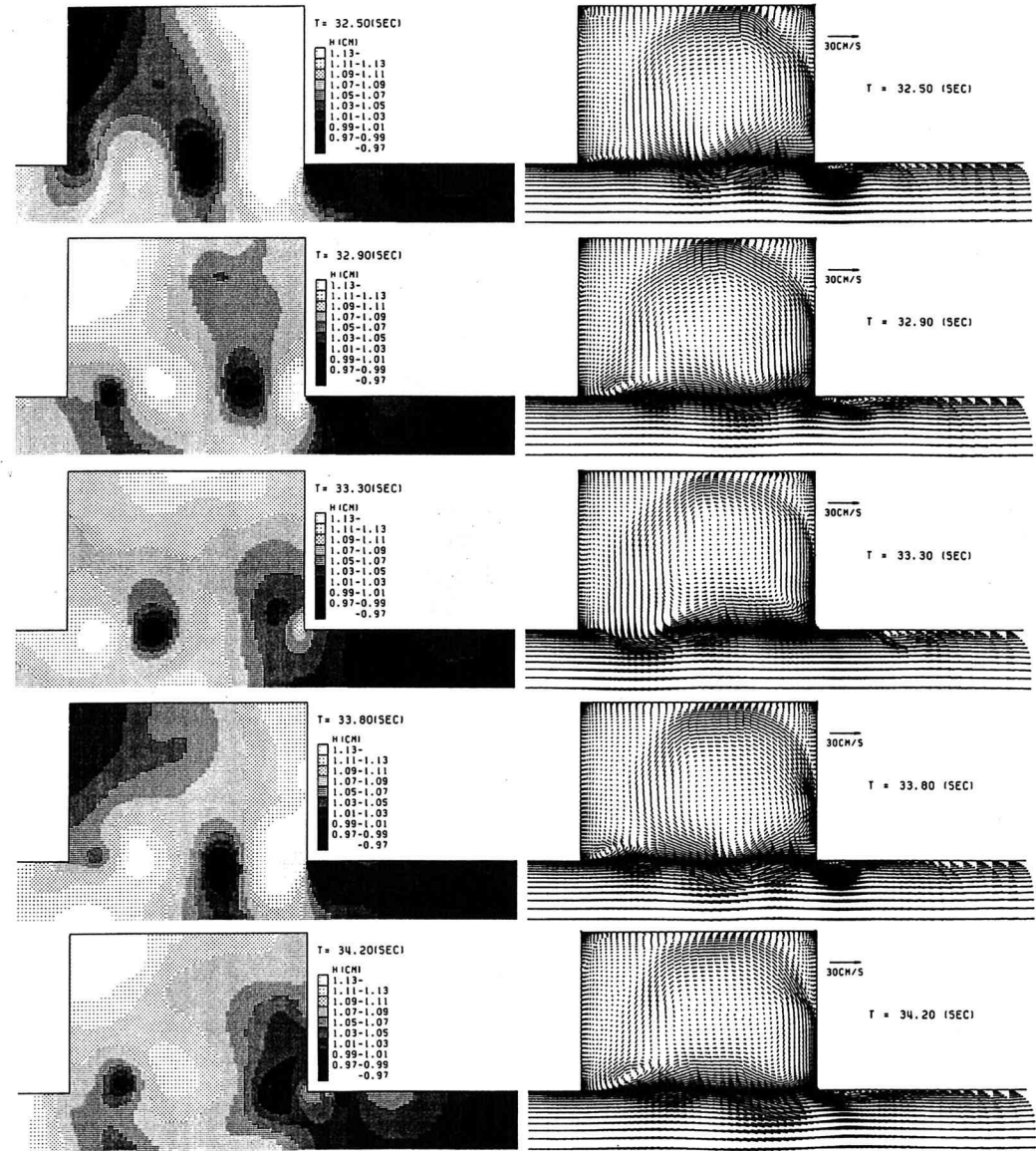


図-9 水深分布と流速ベクトル (Run1 , CAL.)

4・3 大規模渦の挙動

(1) 下流端への渦の衝突：図-9はRun1の水深分布と流速ベクトルを示したもので、界面付近に大規模渦が再

現されている。大規模渦の発生周期はほぼ1.2秒でセイシュの周期と一致している。図-10はRun1の数値計算で、渦の中心に対応する水深の極小点を時間的に追跡したものである。この図より、渦の下流端への衝突位置が交互に変化していることがわかる。すなわち、大規模渦が下流端に衝突した後、渦が死水域中へ取り込まれる場合と主流側にそれる場合が交互に生じている。図-9中 $t=33.3(s)$ 、 $34.2(s)$ の下流端付近の渦は、それぞれ死水域内へ入っていく渦と主流へそれる渦に対応している。このような渦の下流端への衝突位置の規則的な変化がセイシュの2倍周期の流体振動の発生要因と考えられる。なお鉛直面内の死水域においても同様な現象が報告されている^{7,8)}。

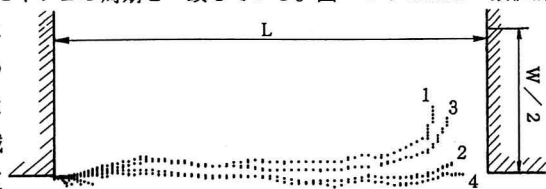
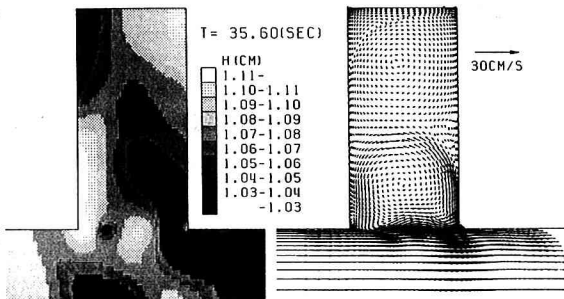


図-10 水深の極小点の進行 (Run1, CAL.)

図-11はRun2の水深分布と流速ベクトルで、写真-2に対応する大規模渦が再現されており、渦の発生周期はRun1と同様にセイシュの周期と一致した。ただし、渦の下流端への衝突位置の規則的な変化は確認されなかった。



(2)大規模渦の進行速度：死水域・主流界面の大規模渦の進行速度は、Run1で11.8(cm/s)、Run2で13.0(cm/s)で、いずれも主流流速(23.0cm/s)のおよそ0.5倍であった。

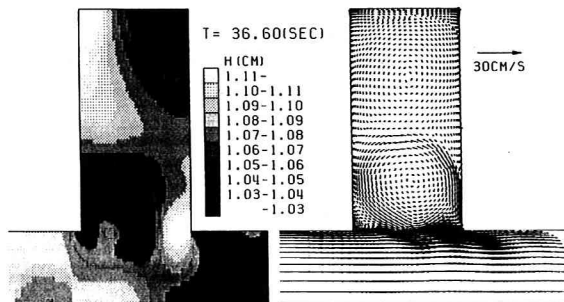


図-11 水深分布と流速ベクトル (Run2, CAL.)

5. おわりに

本研究は、開水路平面2次元流れの基礎式を用いて長方形死水域・主流界面付近の流れの非定常特性を考察したものである。2種類の異なるアスペクト比をもつ長方形死水域を対象として、計算結果と水理実験結果を比較した。その結果、比較的簡単な数値解析モデルによりせん断不安定に起因する渦とセイシュとの共鳴現象、渦の下流側端への衝突位置の規則的な変化に起因する低周期変動の発生等の現象をかなりよく再現できることがわかった。

参考文献

- 1) 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, 日本流体力学会誌「ながれ」, Vol.12-4, 1993 (印刷中)。
- 2) 中川研造, M.A.Jalil, 河原能久, 菅和利: 人工ワンド周辺部の流れ場に関する実験的研究, 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, pp.89-94, 1993。
- 3) Sarohia, V.: Experimental Investigation of Oscillations in Flows Over Shallow Cavities, AIAA J., Vol.15, pp.984-991, 1977。
- 4) 八木俊策: 凹凸流路における水質伝播に関する基礎的研究, 京都大学博士論文, 1984。
- 5) Rockwell, D. and Naudascher, E.: Review- Self Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities, ASME Trans. J. Fluids Eng., Vol.100, pp.152-165, 1978。
- 6) Hosoda, T. and Kimura, I.: Vortex Formation with Free Surface Variations in Shear Layer of Plane-2D Open Channel Flow, Proc. 9th. Symp. on TURBULENT SHEAR FLOW, Vol.1, P112, 1-4, 1993。
- 7) Rockwell, D. and Knisely, C.: Vortex-edge Interaction: Mechanisms for Generating Low Frequency Components, Phys. of Fluids, Vol.23, pp.239-240, 1980。
- 8) Knisely, C. and Rockwell, D.: Self-sustained Low-frequency Components in an Impinging Shear Layer, J. Fluid Mech., Vol.116, pp.157-186, 1982。