

II-317

死水域・主流界面の流速変動に関する二、三の検討

和歌山工業高等専門学校 正員 木村 一郎
 京都大学工学部 正員 細田 尚
 N T T 西本 和弘

1. はじめに：開水路死水域と主流との境界付近では流れの不安定性のため、組織的な大規模渦が発生する。このため界面付近では周期的な流速変動が起こる。比較的簡単な平面2次元モデルによりこの現象を再現することを目的に、まず検証データを得るための実験を行い、実験と同条件で数値計算を行った。

2. 水理模型実験：長さ10m、

幅25cmの開水路を仕切り、図-1に示すような死水域を設けた。流速測定には直径3mmの超小型プロベラ流速計を用いた。写真-1はアルミ粉による流れの可視化写真で、渦の発生が撮影されている。図-2はC点での流速変動を示すものである。1秒弱の周期の変動に短周期変動が重なっている。ビデオ撮影との比較から、1秒弱の周期の変動はセイシュによるものであり、短周期変動が渦の発生に起因することがわかった。

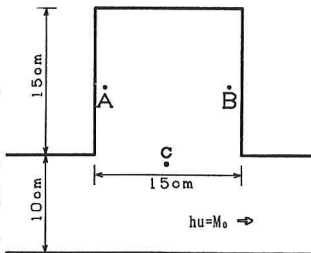


図-1 死水域概要

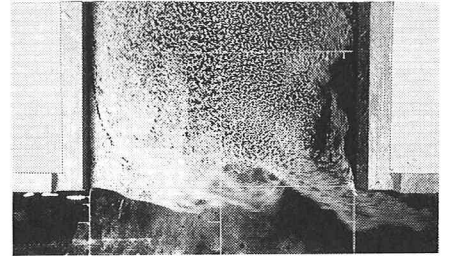


写真-1 アルミ粉による可視化

図-2はC点での流速変動を示すものである。1秒弱の周期の変動に短周期変動が重なっている。ビデオ撮影との比較から、1秒弱の周期の変動はセイシュによるものであり、短周期変動が渦の発生に起因することがわかった。

3. 基礎式：本研究で用いた平面2次元モデルの基礎式を示す。

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial \beta u M}{\partial x} + \frac{\partial \beta v M}{\partial y} = & -gh \frac{\partial h}{\partial x} + gh \sin \theta - \frac{1}{2} f u \sqrt{u^2 + v^2} \\ & + \nu \left(\frac{\partial}{\partial x} h \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} h \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \left(2A_h \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ h A_h \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial \beta u N}{\partial x} + \frac{\partial \beta v N}{\partial y} = & -gh \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{2} f v \sqrt{u^2 + v^2} \\ & + \nu \left(\frac{\partial}{\partial x} h \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} h \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ h \left(2A_h \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h A_h \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

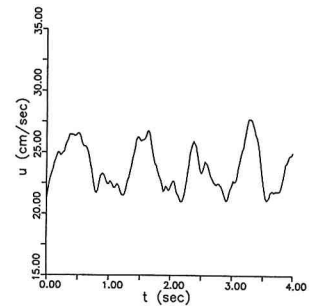


図-2 流速測定結果（C点）

ここで、M, N: x, y方向の流量フラックス、 β : 運動量係数、f: 摩擦損失係数、 A_h : 水平渦動粘性係数、k: 乱流エネルギー、である。 A_h は摩擦速度 U_* を用いて $A_h = \alpha h U_*$ と表し、fはレイノルズ数の関数とした。数値計算法としては、移流項には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用いた。

4. 数値解析結果：計算条件を表-1に示す。Run1として、メッシュ幅1.25mmの等メッシュ系で計算を行った。図-3は図-1のA、B点における水深変化で、1秒弱の周期で逆位相になっている。このことから死水域内に水路と平行な方向にセイシュが発生していることがわかる。図-4は点Cでの流速変動で、1秒弱の周期がでていたが短周期変動は再現されていない。図-5は流速ベクトル図で大規模渦は再現できていない。次に、Run2として、死水域・主流界面付近、および壁近傍を細かくした最小格子幅0.22mmの変メッシュ系（図-6）を用いて計算を行った。このメッシュ系では壁近傍の流速分布を補正するため、次のような減衰関数を渦動粘性項に乗じた。

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

表-1 計算条件

$M_0(\text{cm}^3/\text{s})$	he(cm)	$\nu(\text{cm}^2/\text{s})$	$\sin\theta$	α
25.5	1.0	0.917×10^{-2}	1/500	0.3
格子サイズ		Δt		
RUN1 : 1.25mm等メッシュ		RUN1 : 0.0003 (s)		
RUN2 : 可変メッシュ		RUN2 : 0.00005(s)		
(最小格子幅0.22mm)				
側壁の専断応力				
RUN1	$u_*\Delta/2\nu\leq 10$: non-slip (Δ :格子サイズ)			
	$u_*\Delta/2\nu>10$: 対数則で u_* を評価			
RUN2	non-slip			

ここで、 z :壁面からの距離、 u_w :最も近い壁面での摩擦速度、 c :定数で $c=20.0$ とした。図-7は図-1中のA、B点における水深変化で、RUN1と同様セイシュが再現されていることがわかる。図-8は、RUN2での流速変動であり、約1秒のセイシュの周期に短周期の波が加わっているが、図-2と比較して振幅がかなり大きくなっている。図-9はRUN2の流速ベクトル図で界面に大規模渦が再現されている。しかし、実験と比較して渦の規模がかなり小さいこと、渦が死水域内に入りすぎていること、渦の消滅が早いこと、など現象とかなり相違した再現結果となっている。

5. おわりに: これまでの考察より、比較的簡単な平面2次元モデルを用いた場合でも死水域・主流界面の大規模渦の再現は可能であることがわかった。ただし、そのためには界面付近のメッシュサイズを相当細かくする必要があり、また、こうした場合でも渦の発生形態、渦の規模等は現象とかなり相違した結果となった。これは死水域入口での流速分布が実際とかなり相違していること、死水域内壁面付近の流れがかなり実験より大きいことなどが原因と考えらる。すなわちこのモデルでは壁面付近の応力状態がよく表されていないことが推測され、この点の改善には乱流モデルの導入が必要となろう。

最後に、本研究の一部は平成4年度科学研究費補助金奨励研究（課題番号04750506）の補助を受けて行われたことを附記する。
参考文献 1) 富永晃宏：直線開水路の3次元乱流構造に関する研究、京都大学博士論文, pp 118~122, 1987.

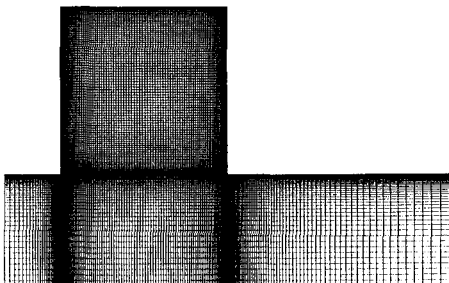


図-6 可変メッシュ系

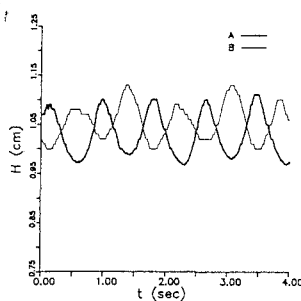


図-3 水深変動(RUN1)

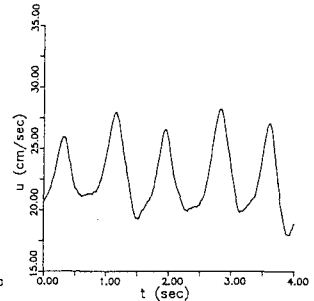


図-4 流速変動(RUN1)

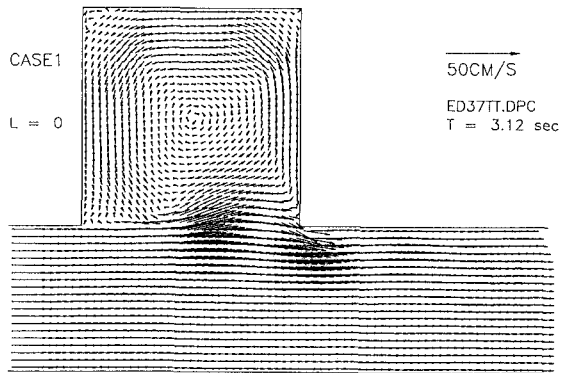


図-5 流速ベクトル(RUN1)

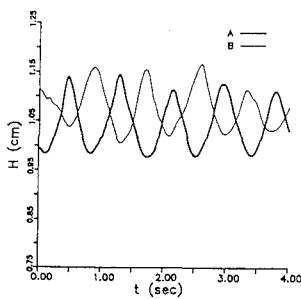


図-7 水深変動(RUN2)

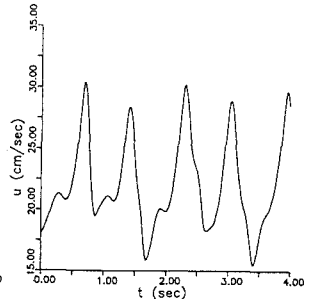


図-8 流速変動(RUN2)

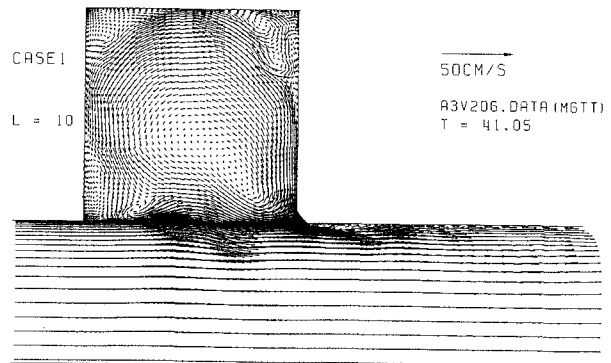


図-9 流速ベクトル(RUN2)