

乱流モデルによる剥離と射流を伴う流れの数値計算

○(株)ニュージェック 正会員 増田 尚弥
岐阜大学工学部 正会員 田中 裕一郎
正会員 中谷 剛

【1. はじめに】

剥離域を伴う流れの数値計算法は各種提案されてきたが、常流を対象にしたものがほとんどで、剥離を伴いその影響で局所的に射流域を伴うような流れの数値計算法は提案されていない。本研究では水制工周辺の流れを対象に、剥離域を伴い射流域が局所的に生じる場合の数値計算法を提案し、渦動粘性係数の与え方による影響、射流域と剥離域周辺の流れがどのような関係であるかを明らかにするとともに、この提案した計算法の妥当性を検討したものである。

【2. 実験概要】

実験には、長さ12(m)、幅(B)0.4(m)、水路勾配1/1000、Manningの粗度係数0.01の亚克力製直線水路を用い、長さ0.08(m)、厚さ0.01(m)の亚克力製の板を水制工として、上流端から5.5(m)の位置に右側壁に設置した。実験流量は3.1(l/s)で、水制工がない等流状態ではFroude数0.5の流れである。

【3. 計算方法】

支配方程式には、連続式及び二次元水深平均方程式、差分式にTVDを導入したMacCormack法を用いた。渦動粘性係数を一定値として3種類の値、乱流モデルとして、水深平均操作を施した標準 $\kappa-\epsilon$ モデル、低Reynolds数モデルの一つであるJones-Launder(JLモデル)の式¹⁾を用いて計算を行なった。以下に本研究に用いた低Reynolds数モデル(JL model)の式を示す(式(1)~(4))。

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial U \kappa}{\partial x} + \frac{\partial V \kappa}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial y} \right] + G + P_{\kappa v} - \epsilon + D \quad (1)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial U \epsilon}{\partial x} + \frac{\partial V \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + c_1 \frac{\epsilon}{\kappa} G + P_{\epsilon v} - c_2 f_2 \frac{\epsilon^2}{\kappa} + E \quad (2)$$

$$G = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (3)$$

$$P_{\kappa v} = c_\kappa \frac{U_*^3}{h}, \quad P_{\epsilon v} = c_\epsilon \frac{U_*^4}{h^2} c_\kappa = \frac{1}{\sqrt{c_f}}, \quad c_\epsilon = 3.6 \frac{c_2}{c_f^{\frac{3}{2}}} \sqrt{c_\mu}, \quad U_* = [c_f (U^2 + V^2)]^{\frac{1}{2}}, \quad \nu_t = C_\mu f_\mu \frac{\kappa^2}{\epsilon},$$

$$f_1 = 1.0, f_2 = 1.0 - 0.3 \exp(-R_t^2), f_\mu = \exp[-2.5/(1 + R_t/50)], D = -2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{\kappa}}{\partial y} \right)^2, E = -2\nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2 \quad (4)$$

$$c_\mu = 0.09, \quad c_1 = 1.43, \quad c_2 = 1.92, \quad \sigma_\kappa = 1.0, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \leq 1.3$$

h : 水深, U : x 方向水深平均流速, V : y 方向水深平均流速, g : 重力加速度, n : Manningの粗度係数, ν_t : 渦動粘性係数, κ : 乱流エネルギー, ϵ : 散逸率, t : 時間

計算ケースと計算条件をそれぞれ表1に示す。境界条件は、流入境界に1/7乗則による流速分布、流出境界には実験と適合させるために限界水深という条件を与えた。壁面境界(水制工壁面を含む)では、流速、乱流エネルギー(κ)、散逸率(ϵ)に壁関数、水深はBox法を用いて与えた。

表1 計算ケースと計算条件

計算ケース	渦動粘性係数の与え方	流入流量	Manningの粗係数	河床勾配	CFL数	時間ステップ
1-1	$\nu_t = 1.0 \times 10^{-4} (m^2/s)$	0.0031 (m^3/s)	0.01	1/1000	0.9	20000
1-2	$\nu_t = 1.0 \times 10^{-5} (m^2/s)$	0.0031 (m^3/s)	0.01	1/1000	0.9	20000
1-3	$\nu_t = 1.0 \times 10^{-6} (m^2/s)$	0.0031 (m^3/s)	0.01	1/1000	0.9	20000
1-4	$\kappa-\epsilon$ モデル	0.0031 (m^3/s)	0.01	1/1000	0.9	20000
1-5	JLモデル	0.0031 (m^3/s)	0.01	1/1000	0.9	20000

【4. 結果と考察】

表2 死水域の長さ

ケース	実験値	1-1	1-2	1-3	1-4	1-5
死水域の長さ	4.0 (100%)	2.88 (72%)	4.5 (113%)	4.7 (118%)	1.58 (40%)	3.0 (75%)

値は水路幅にて無次元化

剥離域の長さについて計算と実験結果を表2に示す。表2から渦動粘性係数の値を $\nu_t = 1.0 \times 10^{-4} (m^2/s) \sim \nu_t = 1.0 \times 10^{-6} (m^2/s)$ へと小さくしてゆくことで剥離域の長さが長くなる傾向を示した。この場合、射流域のサイズは剥離域の長さに比例して大きくなる。乱流モデルでは、 $k-\epsilon$ モデルの再現性は40%程度で、JLモデルを用いることで剥離域の長さは75%まで再現性が向上する。この場合も剥離域の長さが長くなることで射流域のサイズも大きくなる。つまり、射流域は剥離域の長さの影響を大きく受けることが分る。

次に、渦動粘性係数の推定法による相違をケース1-1と1-5について比較を行う。実際にケース1-1と、1-5において、流下方向流速分布を実験結果と比較すると(図1)、3B以降の右側壁側の流速分布と主流域において若干差が生じており、ケース1-5のほうが実験結果を良好に再現していることが分る。図2に等流速で無次元化した流下方向流速分布($U/U_o: U_o[\text{等流速}] = 0.23 (m/s)$)の等値線、図3にFroude数分布を示す。この二ケースは、剥離域の長さが同程度であるにも関わらず(図2)、再現された射流域のサイズが異なっており、1-5と比較してケース1-1の射流域はかなり小さくなっている(図3)。この原因は、図2の右側壁側の無次元流速値1.0以下の領域の再現性の違いによるもので、ケース1-5はケース1-1と比較して右側壁から $U/U_o = 1.0$ までの領域が広く再現されている。この二ケースの流れの概要を無次元流速 $U/U_o = 1.0$, $U/U_o = 0$ を用いて示すと、図4のように剥離域が形成されることで流れが急縮され、下流方向に進むにつれて漸拡作用を受けることになる。この $U/U_o < 1.0$ の領域は、等流速よりも遅い流れとして水制工による流速の減衰効果の影響を受けた領域で、再現される射流域に大きな影響を与えることが分る。

ケース1-4によって得られる渦動粘性係数の分布を図5に示す。 $U/U_o = 1.0$ と $U/U_o = 0$ によって囲まれた領域では、渦動粘性係数の値の変化が、最小値 $5.0 \times 10^{-5} (m^2/s)$ から最大値 $6.0 \times 10^{-4} (m^2/s)$ の幅の広い値を示しており、 $U/U_o < 0.0 = 1.0$ の線上においても同様のことが分る。

以上から、 $U/U_o < 1$ の水制工によって流速が減衰した領域では渦動粘性係数の値及び分布形状、射流域を再現するためには、剥離域ばかりでなく $U/U_o = 0$ と $U/U_o = 1$ に囲まれた領域の再現性が重要となることが分った。

【5. 終わりに】

本研究で提案した数値計算法によって射流域を捉えることができ、その妥当性を確認できた。渦動粘性係数の影響を強く受ける領域は($U/U_o < 1$)の領域で、その領域では渦動粘性係数の分布形状とその値が重要で、流れを再現する上で乱流モデルの導入が必要である。

参考文献

1) Jones, W.P. and Launder, B.E. (1973): "The Calculation of Low-Reynolds Number Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.16, (pp1119-1130)

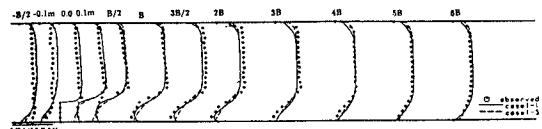


図1 流下方向流速分布 (計算結果と実験値との比較)

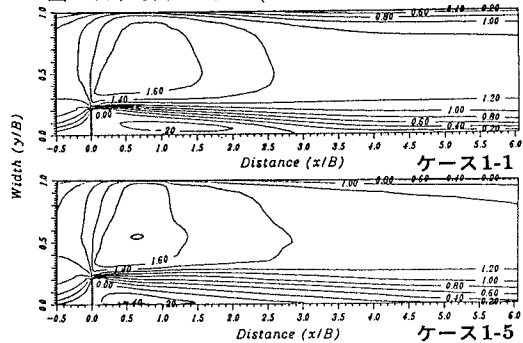


図2 流下方向流速分布 (U/U_o)

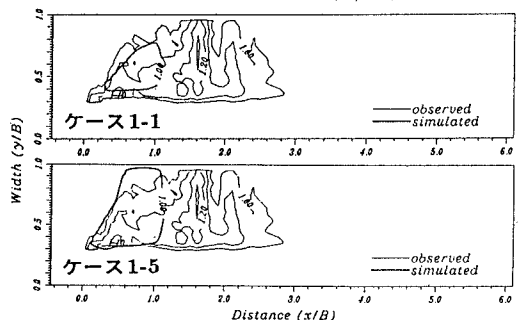


図3 Froude数分布

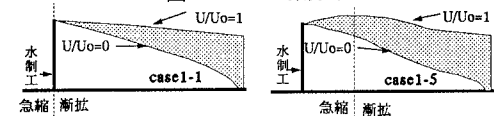


図4 流れの概要図

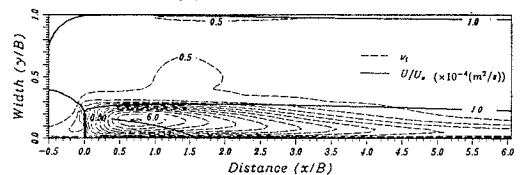


図5 渦動粘性係数と $U/U_o = 1.0$ の分布図