

群馬大学工学部 正員 富永 晃宏
 京都大学工学部 正員 中川 博次
 京都大学工学部 正員 祢津 家久

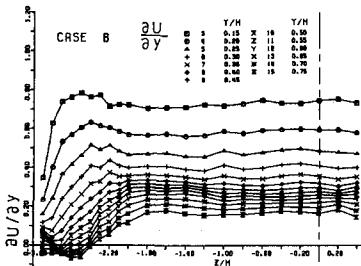
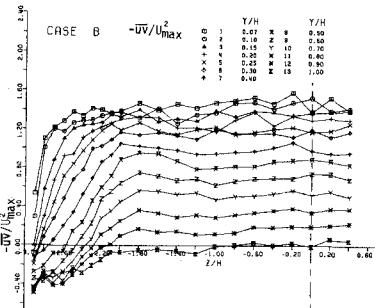
1. まえがき 矩形ダクトや開水路の隅角部では、乱れの不均一によるコーナヘ向かう一対の2次流が発生する。これまでにこの2次流の存在する場合の平均流速、局所摩擦速度、乱れ強度及びレイノルズ応力の分布特性を調べ、2次流の影響を明らかにした。¹⁾ こ

こでは矩形ダクトの場合における渦動粘性係数と渦度発生項について検討する。実験方法等については文献¹⁾を参照されたい。

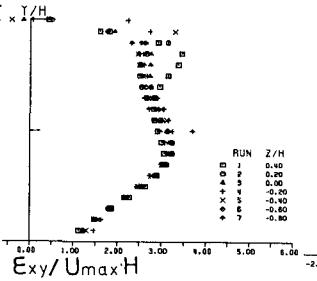
2. 渦動粘性係数について

レイノルズ応力は渦動粘性係数を用いて次のように表わされる。

$$\begin{aligned} -\bar{uv} &= \varepsilon_{xy} \frac{\partial u}{\partial y} \\ -\bar{uw} &= \varepsilon_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} \\ -\bar{vw} &= \varepsilon_{yz} (\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}) \end{aligned} \quad \left. \right\} (1)$$

図-1 $2U/Um$ の横断分布図-2 $-\bar{uv}/U_{max}^2$ の横断分布

CASE B $\varepsilon_{xy}/U_{max}H$

図-3 (a) ε_{xy} の鉛直分布

CASE B $\varepsilon_{xy}/U_{max}H$

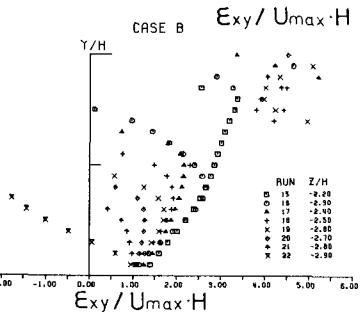


図-3 (b)

図-1 及び2はそれぞれアスペクト比6の

場合における $2U/Um$ 及び $-\bar{uv}$ の横断分布を示す。側壁近くで値が減少する傾向は一致するが、 $2U/Um$ の方がより側壁近くまで減少しない。

また、 $-\bar{uv} < 0$ となるところではほぼ $2U/Um < 0$ となっていることがわかる。

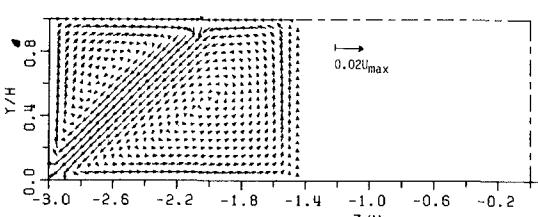
この実験値から求めた ε_{xy} の鉛直分布及び横断分布を図-3, 4に示す。2次元領域の分布は、若干の変動があるもののほぼ一定と見なせる。側壁近くではばらつきが激しく負の値や大きな値が現われるが、

これを実験誤差と考えれば、一般に側壁に近づくにつれて減少する傾向にある。

そこで2次元領域の分布形を直線で近似し、側壁の影響についてはこの分布形が側壁が近づくにつれてそのまま放物線的に減少すると仮定し、 ε_{xz} については、 ε_{xy} のy方向とz方向を交換した形と仮定した。これを用いて、図-5に示すようなコーナ2次流を与えた場合に、次の運動方程式

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{f} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial (-\bar{uv})}{\partial y} + \frac{\partial (-\bar{vw})}{\partial z} \quad \cdots \cdots (2)$$

に式(1)を代入して数値計算した。その結果得られた平均主流速の分布を図-6に示す。ここに実験値は示してな

図-4 ε_{xy} の横断分布

いが、側壁近傍の値が大きいことを除けば実験値とおおむね一致しており、底面側渦の上昇部でのくびれがよく現われている。次に図-7、8はそれぞれレイノルズ応力 $-\bar{w}^2$, $-\bar{w}w$ の分布を示す。 $-\bar{w}^2$ が側壁近くで負になる点及び $-\bar{w}w$ が底面側渦の上昇部の中央断面によりに小さなピークをとる点は実験値をよく再現している。したがって ε_{xy} , ε_{zx} に関する先述の仮定はほぼ妥当と考えられるが詳細な議論は今後にしたい。

3. 渦度発生項について 次の渦度方程式

$$V \frac{\partial E}{\partial z} + W \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\bar{w} - \bar{w}^2) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \bar{w} \bar{w} \quad \dots \dots (3)$$

$$(E = \partial w / \partial y - \partial V / \partial z)$$

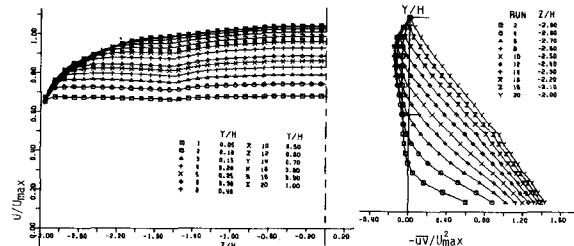


図-6 Uの計算値

図-7 $-\bar{w}w$ の計算値

において $\partial^2(\bar{w} - \bar{w}^2)/\partial z^2$ が 2 次流の発生原因と考えられる。正方形管の場合の $\bar{w} - \bar{w}^2$ の横断分布を図-9 に示す。従来言われているように $\bar{w} - \bar{w}^2 = \alpha \bar{w}^2$ とは考えにくく、ここでは次のような仮定を行なった。まず矩形ダクトの 2 次元領域の v 及び w の分布はほぼ次式で近似できる。

$$\frac{v}{U_*} = 1.15 e^{-0.69(y/H)} \quad \dots \dots (4), \quad \frac{w}{U_*} = 1.45 e^{-0.92(y/H)} \quad \dots \dots (5)$$

ここで v は、底面からの分布形は式(4)に従い、側壁からの分布形は式(5)の分布形に従い、 w はこの逆と考えられるから、それぞれの壁面からの影響をその壁面からの距離に反比例する割合で受けけると仮定した。すなわち、

$$\frac{v}{U_*}(y, z) = \left\{ (1.15 e^{-0.69(y/H)})^{\frac{1}{m}} (1.45 e^{-0.92(z/H)})^{\frac{1}{n}} \right\}^{\frac{1}{m+n}} \frac{y^n z^m}{y^m + z^n} \quad \dots \dots (6)$$

$$\frac{w}{U_*}(y, z) = \left\{ (0.45 e^{-0.92(y/H)})^{\frac{1}{m}} (1.15 e^{-0.69(z/H)})^{\frac{1}{n}} \right\}^{\frac{1}{m+n}} \frac{y^m z^n}{y^m + z^n} \quad \dots \dots (7)$$

と表わし、 $\bar{w}^2 - \bar{w}^2$ を計算したものが図-10である($m=3$)。

底面近くで実験値よりやや大きいが、これから計算した $\bar{w}^2 - \bar{w}^2$ のコントラクトを図-11に示す。式(3)において左辺を小さいとして無視し、 $-\bar{w}w$ については式(1)を代入し、また $V = 24 / z^2$, $w = -24 / y^2$ として数値計算した結果得られた VW ベクトルが図-12である。ただし ε_{yz} は仮に ε_{xy} と ε_{zx} の相乗平均とした。実験値では壁面近くの流速が大きかったが、この計算では対角線に沿う流速が大きい点が異なる。しかし、渦度発生項 $\bar{w}^2 - \bar{w}^2$ の分布形に対する式(6), (7)がおおむね妥当であることが示された。今後、他の断面形及び雨水路についての検討を行なっていただきたい。

〈参考文献〉

- 1) 中川・林津・留永・若井、第27回水理講演会論文集、1983
- 2) Perkins, J.F.M. vol. 44, 1970
- 3) 林津・中川、第26回水理講演会論文集、1982

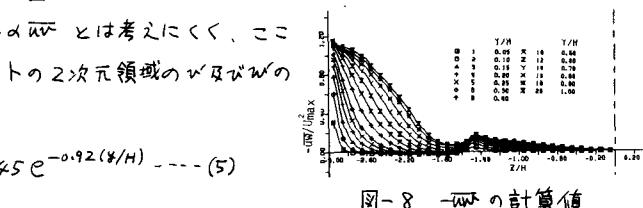


図-8 $-\bar{w}w$ の計算値

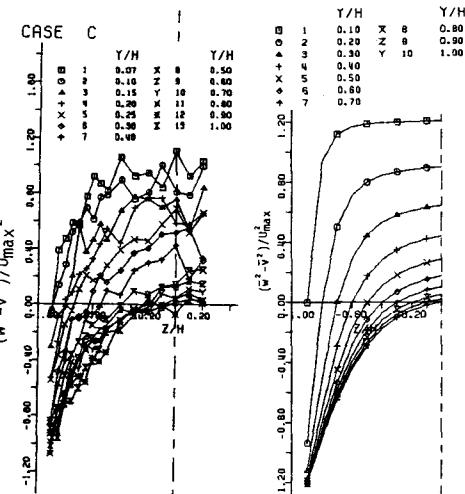


図-9 $-\bar{w}w$ の実験値

図-10 $-\bar{w}w$ の計算値

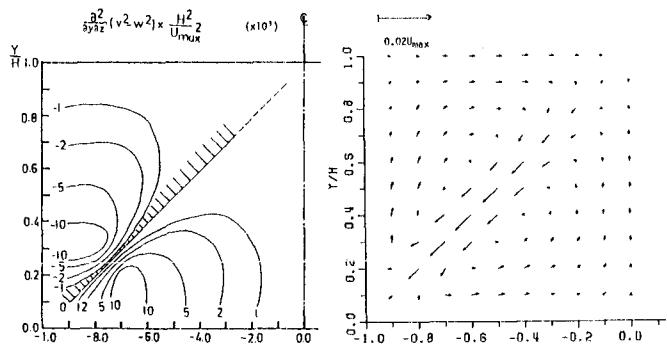


図-11 $\frac{\partial^2}{\partial z^2} (\bar{w}^2 - \bar{w}^2)$

図-12 計算された 2 次流ベクトル