

長方形断面開水路流の三次元乱流構造に関する実験的研究

AN EXPERIMENTAL STUDY ON THREE-DIMENSIONAL TURBULENT STRUCTURE IN A RECTANGULAR OPEN CHANNEL FLOW

富永晃宏*・江崎一博**

By Akihiro TOMINAGA and Kazuhiro EZAKI

In actual open channel flow, secondary flow is always generated near the side wall even in straight channel and this seems to influence the flow structure. In this study, secondary flow and turbulent structure in a rectangular open channel flow were investigated experimentally. As the results, secondary flow consists of the free-surface vortex which includes the horizontal flow from the side wall to the center of channel and the bed-wall vortex which pairs with the free surface vortex. These vortices interact with the primary flow and dominate three dimensional flow structure. The differences between open and closed channel flows are remarkable and therefore the effect of free surface plays an important role on the flow structure in open channel flow.

1. 序 論

実際の開水路の流れは、直線水路部分においても、側壁の存在や複雑な断面形状および壁面粗度の非一様性などの境界条件に応じて複雑に変化し、三次元的な様相を呈する。このような流れでは一般に乱れの不均一に起因するいわゆる Prandtl の第二種の二次流が発生する。この二次流は、非常に小さな流速しかもたないが、定常的に運動量を輸送するため、流れの三次元構造を決定する重要な要因となる。幅の比較的狭い開水路では、水路中央においても最大流速点が水面より下に現われる現象が古くから知られており、これは水路中央で下降するような一對の二次流が原因と推測されている¹⁾。また、通常二次元的と扱われる幅の広い開水路においても、縦渦あるいは並列らせん流とよばれる、横断方向に並列した二次流が水路全体に存在することが指摘されている²⁾。前者は側壁の存在が唯一の原因であるのに対して、後者は河床形態との密接な関連がありより複雑である^{3),4)}。しかし、後者の並列らせん流も、その初期の発生原因として、前者の二次流が関係していると考えられる⁵⁾。

このような二次流を含む流れの三次元構造は、流砂輸送、特に浮遊砂輸送や拡散現象等に少なからぬ影響を及ぼすと考えられ、実際 Vanoni⁶⁾ および室田ら⁷⁾ はそれぞれ浮遊砂および染料が二次流の影響を受けることを示している。しかし、開水路における二次流および三次元乱流構造に関しては現在でも不明の点が多い。これは水流における流速測定の精度の問題と、二次流速がきわめて小さいことに起因していると考えられる。一方、管路流では正方形および長方形断面について二次流および乱流構造の計測が行われ、二次流の構造が明らかにされている^{5),8)}。しかしこの二次流パターンがそのまま開水路流に適用されるとすると、先述の最大流速点の下降現象が説明できない。したがって開水路流は管路流と三次元構造において本質的に異なっていると考えられ、それには両者の境界条件の違いである自由水面の存在の有無が重要な役割を果たしていると推測される。

そこで、開水路の三次元構造を解明するうえで、二次流構造を明らかにすることがまず必要不可欠であると考え、本研究では、長方形断面の開水路流の二次流および乱流構造を、熱線流速計を用いて実験的に解明しようとした。その際、管路流の結果との比較検討を随所で行い、開水路流の特徴を明らかにするとともに、二次流の発生機構について考察した。

* 正会員 工修 群馬大学助手 工学部建設工学科
(〒376 桐生市天神町1-5-1)

** 正会員 工博 群馬大学教授 工学部建設工学科 (同上)

2. 実験装置および方法

(1) 実験装置および実験条件

実験に用いた水路は、長さ 12.5 m、幅 40 cm、高さ 40 cm の正方形断面開水路で、底面がペンキ塗装鉄板、側面がガラス張りである。水路上流端の整流水槽に四角堰から水が流入し、整流板、浮遊物除去のためのガーゼおよびハニカムを通し、入口で十分に様な流れが得られるようにした。水路床勾配はジャッキによって調整され、下流端の可動堰を同時に調節することにより、所要の水深でほぼ等流状態が得られるようにした。また、計測断面は入口より 7.5 m 下流に設けられた。

流速測定には、2 チャンネルの熱線流速計システム(日本科学工業社製)を用い、プローブとしては X 型エンドフロアプローブ(同社 1241-60 W)を使用した。

Table 1 に実験条件を示す。また、座標系は流下方向を x 、これに垂直上向きを y 、横断方向を z とし、それぞれの方向の瞬間流速、平均流速および変動流速をそれぞれ (\bar{u}, U, u) 、 (\bar{v}, V, v) 、 (\bar{w}, W, w) とする。ここに $\bar{u} = U + u$ であり、 \bar{v} 、 \bar{w} も同様である。なお、本研究において参照とする空気管路流の実験結果は、参考文献 5) に発表されたものである。

(2) 二次流速の計測方法

二次流速成分は、最大主流速のわずか 2~3 % 以下であり、乱れ変動強度より小さいから、計測には細心の注意を要する。本実験では X 型ホットフィルムプローブを用いたが、この場合主として次のような誤差が考えられる。a) 水流においては、水中の不純物や気泡の付着の影響を受けやすく、特にこれが 2 つのセンサーで同一でない場合は、2 つのセンサーの出力の差として得られる二次流速には大きな誤差が見込まれる。b) プローブが主流に対してわずかに傾いても、二次流速には大きく影響する。c) X 型プローブは、互いに直交し主流に対して 45° 傾斜した 2 本のセンサーから成り、この 2 本のセンサーの間隔が 1 mm あるため、両センサーに平行な面に垂直な方向に大きな流速勾配がある場合は、両センサーの感じる主流速値が異なり、二次流速はこの誤差を含むことになる。以上のような誤差をできるだけ小さくするために本研究では次のような方法で計測を行った。

まず、流速信号をリニアライザーで線形化し検定した後、加減演算器によって二次流速 V または W を出力し、ペンレコーダーで監視する。 V については z 座標を固定し y 方向に移動させ、 W については逆に y 座標を固定し z 方向に移動させる。a) の誤差を軽減するために、この同一のトラバース線上において十分にセンサーを洗浄し、ごみや気泡の付着を監視し、異常があればこのトラバースをやり直すこととした。b) および c) の誤差については、同一トラバース線上でほぼ一定の誤差を含むと仮定し、 V は底面および水面で 0 で、 W は側壁で 0 および流れの対称性が確認されたことから水路中央断面で 0 という境界条件を満足するように補正を行った。この結果得られた二次流速は、質量保存則

$$\int_0^{B/2} V dz = 0, \quad \int_0^H W dy = 0 \dots\dots\dots (1)$$

をほぼ満足した。 V および W の計測位置は、Fig. 1 のベクトルの始点の位置で示される。この V 、 W の出力電圧はサンプリング周波数 50 Hz で AD 変換し、1 024 個のデータを平均した。

(3) 乱流計測方法

乱流計測は二次流の計測とは別に行われた。一ケースにつき、まず (\bar{u}_1, \bar{v}_1) を二次流計測と同じ全測点で計測し(シリーズ 1)、次にプローブ先端を 90° 回転させて (\bar{u}_2, \bar{w}_2) を同一測点で計測した(シリーズ 2)。ここに添字 1 および 2 はそれぞれシリーズ 1 およびシリーズ 2 の結果を意味する。この結果、2 つのシリーズの U および $u' (= \sqrt{u^2})$ が若干異なるため、この平均値を真値とし、乱れの相似性を考慮して次のように補正した。

$$\left. \begin{aligned} U &= (U_1 + U_2)/2, \quad u' = (u'_1 + u'_2)/2 \\ v' &= (u'/u'_1)v'_1, \quad w' = (u'/u'_2)w'_2 \\ -\bar{u}\bar{v} &= (u'/u'_1)^2(-\bar{u}\bar{v})_1 \\ -\bar{u}\bar{w} &= (u'/u'_2)^2(-\bar{u}\bar{w})_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

この 2 つのシリーズの間の誤差は、 U については最大 3 % でほとんどが 2 % 以下であり、 u' については最大 10 % で多少のばらつきがみられた。計測点は二次流計測の測点と同じである。また、流速計の出力電圧は、データレコーダーに記録された後、サンプリング周波数 50 Hz で AD 変換し、一測点につき 2 048 個のデータが得られ、電子計算機で処理された。

Table 1 Experimental conditions.

Case	Discharge Q (cm ³ /s)	Flow depth H (cm)	Aspect ratio Ar (=B/H)	Mean velocity U _m (cm/s)	Maximum velocity U _{max} (cm/s)	Reynolds number Re (=4RU _m /ν)	Froude number Fr	Energy gradient I _e
S 1	7946	5.00	8.00	39.73	46.31	6.37x10 ⁴	0.568	9.37x10 ⁻⁴
S 2	7584	10.15	3.94	18.68	23.50	5.07x10 ⁴	0.187	1.38x10 ⁻⁴
S 3	15139	19.90	2.01	19.24	24.36	7.31x10 ⁴	0.183	-

B=Channel width, R=Hydraulic radius, ν=Kinematic viscosity.

3. 実験結果とその考察

本実験に先立って、水深5cmの場合について流れの対称性を調べた。その結果、水路中央線を軸として対称な位置での U および u' の差異は最大5%程度であったが、偏流や旋回流などの特異な分布はみられず、ほぼ対称な分布形状とみなせた。

(1) 二次流速分布

二次流ベクトル図を Fig. 1 に示す。また、これには W から次式によって計算された流れ関数 ψ の等値線、すなわち流線を併示している。

$$\psi = - \int_0^y W dy \dots\dots\dots (3)$$

開水路における二次流の構造は、管路流のそれとは著しく異なっていることがわかる。以下にこの特徴を列挙する。a) $y/H \approx 0.6$ 付近で水平に中央から側壁へ向かう流れと、水面および底面で側壁から中央へ向かう流れが一对の渦を形成し、これを水面渦と底面渦とよぶこととする。b) ケースS3では幾何的制限により、水面渦と底面渦の幅が等しくなるが、アスペクト比 $A_r (= B/H)$ が增大すると、水面渦は幅が増大して水深の2倍程度に達し、偏平な渦となる。一方、底面渦の幅はほぼ水深程度である。c) 最大主流速で無次元化された二次流の大きさは、開水路流と管路流ではほぼ同オーダーで、ケースS1, S3では最大約1.5%、ケースS2では最大約3%程度である。S2が他に比べて水面渦での値が大きい点については、幾何的條件が二次流の発達に関係しているとも考えられるが現段階では明らかではない。d) V に比べて W の値が大きく、これらの渦構造において支配的である。そこで W の実測値を使って連続式から次のように計算値 V_c を求めて、実験値との比較を試みた。

$$V_c = - \int_0^y \frac{\partial W}{\partial z} dy \dots\dots\dots (4)$$

この一例を Fig. 2 に示す。若干の差異が認められるがおおむね一致しており、 V_c の値も W の1/2以下の小さな値であることがわかる。e) ケースS1では $z/H = 2 \sim 3.5$ 付近に弱い反時計回りの渦が形成されているのがみられる。これは縦渦が側壁による二次流によって誘起されることを示しているように思われるが^{27,51}、これには今後さらに検討が必要であろう。

これに対して、管路流の二次流ベクトルの一例を Fig. 3 に示す⁵¹。これから管路流のパターンをそのまま開水路に適用できないことがわかる。

(2) 平均主流速分布

平均主流速 U の等値線を Fig. 4 に示す。水面付近の著しい減速が開水路の特徴である。アスペクト比が4

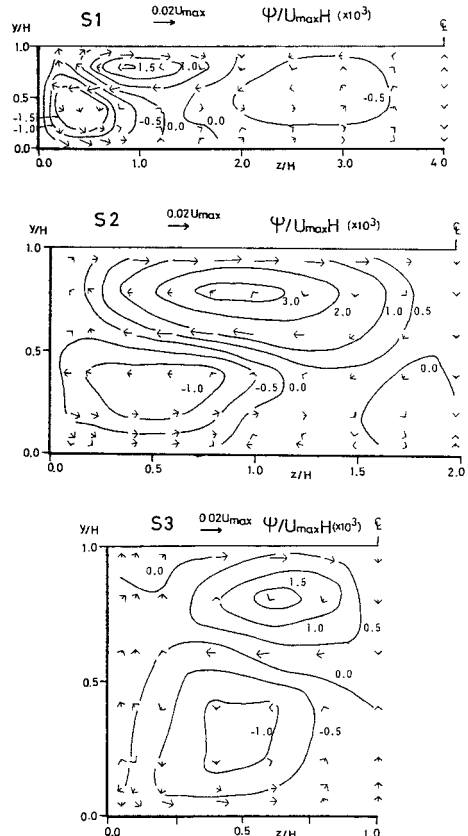


Fig. 1 Secondary flow vectors and isolines of stream function ψ .

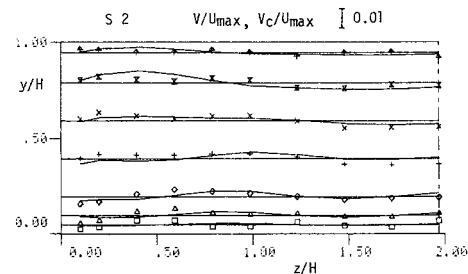


Fig. 2 Comparison with measured V (symbols) and calculated V_c by continuity equation (solid lines).

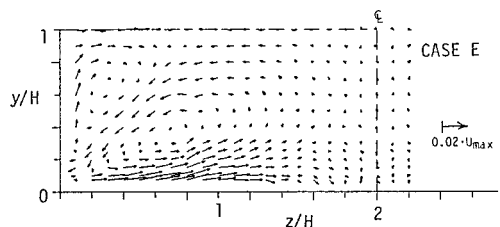


Fig. 3 Secondary flow vectors (closed channel flow).

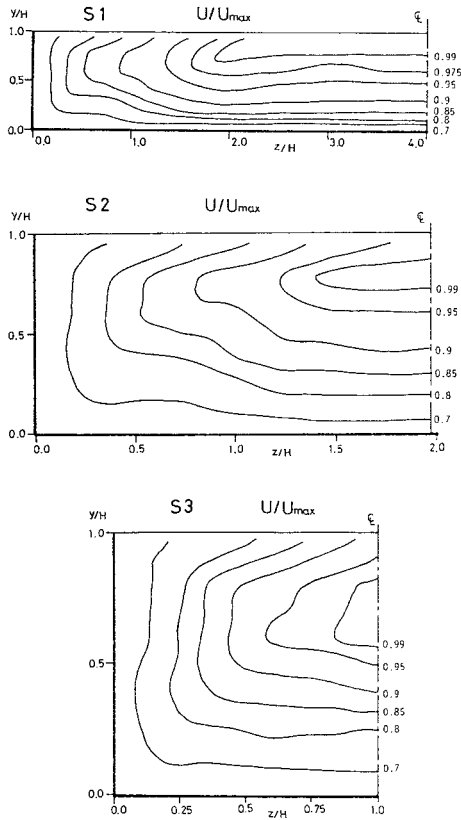


Fig. 4 Isolines of primary mean velocity U .

以下のケースS3とS2では水路中央部で最大流速の位置が水面よりおよそ $0.3H$ および $0.2H$ 下に現われている。アスペクト比の大きいケースS1では z/H が2以下の領域において水面付近の減速がみられ z/H が2以上ではみられない。この水面での減速領域は二次流の水面渦の範囲と対応しており、水面で側壁から中央へ向かう流れと、 $y/H \approx 0.6$ 付近で中央から側壁へ向かう流れによる運動量輸送によってこのような側壁へ向かって突出した形状になったと考えられる。この両者の対応関係から、最大流速点の下降現象が二次流によるものと結論される。また、ケースS2, S3では z/H が0.5から1.0付近の等流速線が上に押し上げられた形となっており、これは二次流の底面渦による影響が現われたものと考えられる。

(3) 局所的摩擦速度の評価

底面および側壁に沿う局所的な摩擦速度 U_* は、それぞれの壁面に対する対数則によって評価された。すなわち、底面および側壁に対して壁面近傍の計測点の流速は対数則に従うと考え、これらの点を次の対数分布式

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_* y(\text{or } z)}{\nu} + 5.5 \dots \dots \dots (5)$$

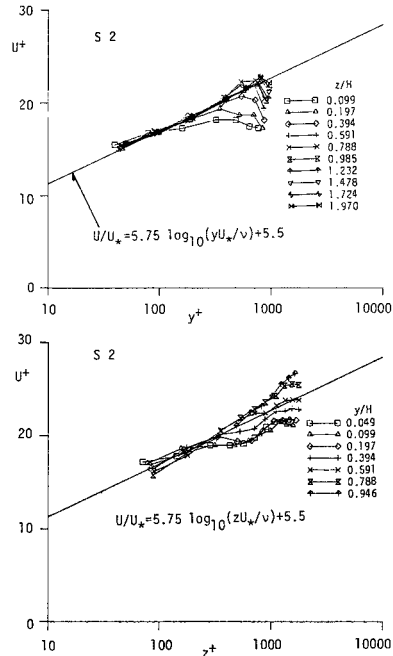


Fig. 5 Log-law distribution of $U^*(\equiv U/U_*)$ against $y^*(\equiv yU_*/\nu)$ and $z^*(\equiv zU_*/\nu)$.

に分散が最小となるように一致させて U_* を決定した。底面および側壁に対する対数則分布の例を Fig. 5 に示す。式(5)を適用するに際して、カルマン定数は流れの特性によらず一定であるという Huffman らの結果⁹⁾に基づいて、 $\kappa=0.4$ を採用した。 y 方向の分布は底面近傍でよく対数則に従っており、側壁から中央へ移るにつれてこの対数則に従う上限の y が大きくなる。 z 方向の分布は若干ばらつきがあるが、側壁近傍にはほぼ対数則に従う領域が存在し、中央へ移るにつれて底面近くでは式(5)より下にずれ、水面近くでは上にずれる傾向にある。

この結果得られた U_* の底面上および側壁上の分布を Fig. 6 に示す。底面上の分布は底面渦との関係が認められる。すなわち、 U_* は側壁から中央へ向かって増大するが、底面渦の範囲内 (Fig. 6 中に併示) では増加が緩やかになるかまたはほぼ一定となる傾向がある。そして底面渦の範囲外へ出ると (S3を除く) 再び急に増大し始め、中央付近で一定値に近づく。また、水面渦の下降部で U_* が大きくなる傾向がみられ、S1では $2z/B \approx 0.5$ 付近で緩やかなピークをとり、S2では中央付近の値が大きい。管路流においても、底面の U_* の分布は底面渦と密接な関係があり、開水路と同様の傾向が認められるが、底面渦の大きさが同一アスペクト比でも異なるため、分布も異なったものとなる^{9),10)}。アスペクト比が2の場合、管路流では $2z/B=0.5$ 付近にピークが現わ

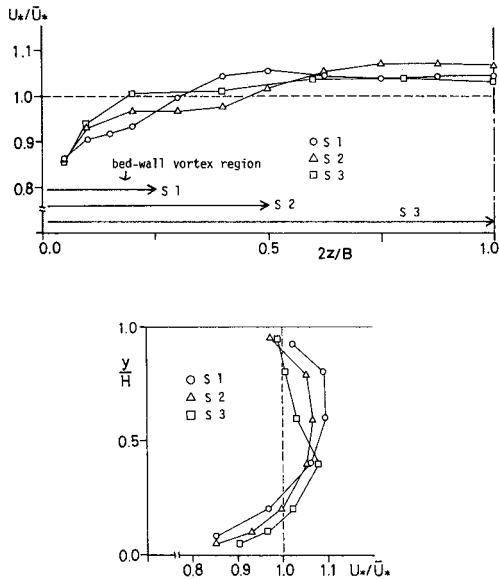


Fig.6 Distribution of local friction velocity on the bed and side wall.

れるが^(5),10), 開水路ではこれがみられず全体に様な分布となる。これは、管路流に比べて水路中央での上昇流が小さいためと考えられる (Fig.1 参照)。

側壁上の分布はケースS1, S2では $y/H=0.6\sim 0.7$ 付近でピークをとり水面に近づくにつれて減少する。これは水平方向の二次流の影響と考えられる。ケースS3ではこの影響が小さいためか、 $y/H=0.4$ 付近でピークをとる。アスペクト比が増大するにつれて水面側の値が相対的に大きくなる。

次にこの局所的 U_* の平均値について検討する。全潤辺の平均値を \bar{U}_* 、底面での平均値を \bar{U}_{*b} 、側壁での平均値を \bar{U}_{*s} とし、Table 2 に示す。またこれには側壁に働くせん断力 S_s と全潤辺に働くせん断力 S との比 S_s/S およびエネルギー勾配より得られた $U_{*0}=\sqrt{gRI_e}$ を並示している。なお、S3の I_e は微小で計測できなかった。 \bar{U}_* と U_{*0} を比較すると両者の誤差は3%程度でありほぼ一致している。したがって対数則による U_* の評価はおおむね妥当と考えられる。また、アスペクト比が大きくなるにつれて、側壁の \bar{U}_{*s} が底面の \bar{U}_{*b} に対して相対的に小さくなる傾向にある。側壁のせん断力の全せん断力に占める割合 S_s/S は、その幾何的な比 $2H/(2H+B)$ よりも小さくなり、これは Knight⁽¹¹⁾ の結果とほぼ一致している。

(4) 乱れ強度分布

以下ではアスペクト比が8のケースS1の図のみを示すこととする。S2ではこの図の $z/H < 2.0$ の領域、S3では $z/H < 1.0$ の領域を取り出した分布形にほぼ相似

Table 2 Mean friction velocity and shear force.

Case	\bar{U}_*	\bar{U}_{*b}	\bar{U}_{*s}	S_s/S	U_{*0}
S 1	1.981	2.041	1.720	0.151	1.917
S 2	0.932	0.961	0.873	0.298	0.954
S 3	0.898	0.912	0.884	0.483	-

である。

Fig. 7 はS1の主流方向の乱れ強度 u' の等値線を示したものである。水面近くでは側壁に向かって突出した形となり、側壁から少し離れたところの $0.3 < z/H < 1.2$ の領域で水面近くの値が増大する。これは二次流の影響によるものと考えられるが、このような二次流の影響領域は主流速 U の場合に比べて狭く、 $y/H < 0.5$ での z 方向の変化が小さい。管路流の場合、コーナー角の二等分線に沿ってコーナーに向かって鋭く突出した分布を示すが^(5),8)、これからも二次流の違いによる影響が認められる。

次に、Fig. 8 および Fig. 9 は鉛直方向および横断方向の乱れ強度 v' , w' の等値線を示す。また Fig. 10 は v' および w' の y 方向の分布である。一般に壁に垂直な方向の乱れは壁近くで抑制されるため、底面近くでは w' の方が v' より大きく、側壁近くではこの逆となる。本実験結果からもこのことが示されるが、 u' と同様に側壁での値が相対的に小さい傾向がみられる。 w' の分布は u' と比較的類似しており、水面で再び増大する領域

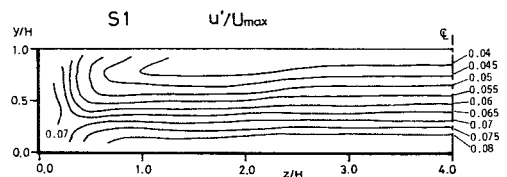


Fig.7 Isolines of streamwise turbulence intensity u' .

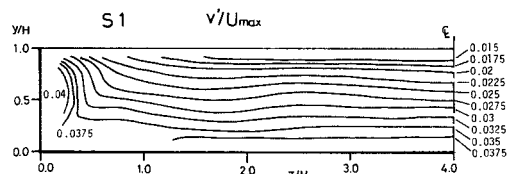


Fig.8 Isolines of vertical turbulence intensity v' .

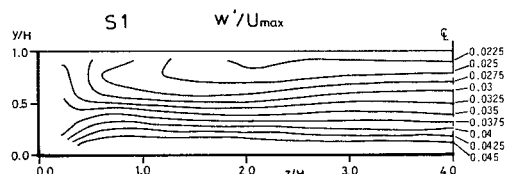


Fig.9 Isolines of spanwise turbulence intensity w' .

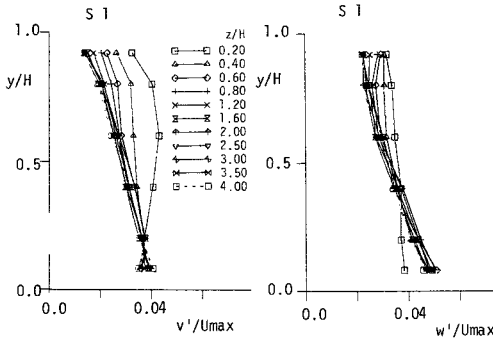


Fig. 10 Distributions of vertical and spanwise turbulence intensity against y/H .

が存在する。 v' の分布は、 u' 、 w' と大きく異なり特徴的である。すなわち、 v' は u' 、 w' のように水面で再び増大する領域はなく、むしろ水面で急激に減少している。この違いは Fig. 10 をみるとよくわかる。また、二次元領域においても、管路流では、 $y/H=1$ の対称面近くで v' と w' はほぼ等しく等方的となるのに対して、開水路流では、水面近くで v' が小さくなりかえって非等方性が強くなる。

以上の結果から、自由水面の効果は、水面に垂直な方向の乱れ強さ v' を抑制し、代わりに u' および w' を増大させる。この傾向は側壁近くでより顕著となる。また、全体として乱れ強さの等値線は、主流速 U と比較して二次流の流れとの対応関係は小さいようである。

(5) レイノルズ応力分布

レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の等値線を Fig. 11 に示す。側壁近くで減少し、水面近くを負の領域が現われる。この負の領域は、 $\partial U / \partial y < 0$ となる領域と必ずしも一致せず、渦動粘性係数が負となる領域が現われたが、両者の絶対値自身は小さく、実験精度上からさらに検討が必要であろう。一方、管路流では、コーナー角の二等分線よ

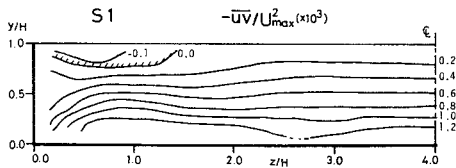


Fig. 11 Isolines of Reynolds stress $-\overline{uv}$.

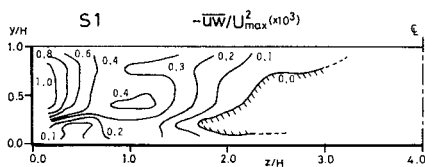


Fig. 12 Isolines of Reynolds stress $-\overline{uw}$.

り側壁側が負となっており⁵⁾、これにも二次流の違いが影響している。次に $-\overline{uw}$ の等値線を Fig. 12 に示す。 $-\overline{uw}$ は側壁近くで大きく側壁から離れるにつれて急激に減少する。また、 $z/H=0.4$ 付近の底面近くに極小値の領域が、 $z/H=1$ 付近の $y/H=0.4$ 付近に極大値の領域が存在する。これは、底面渦による影響が現われたものと考えられる。管路流でも同様に極大、極小が存在するが、その発生位置は二次流の違いのために異なり、また側壁近くの $y/H=1$ 付近の値が大きい⁵⁾。

4. 二次流の発生機構に関する考察

(1) 渦度方程式

二次流の発生機構を、 x 方向の渦度方程式から説明してみる。これは定常状態では次式で示される。

$$V \frac{\partial \xi}{\partial y} + W \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw} + \nu \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) \dots \dots \dots (6)$$

ここに $\xi = \partial W / \partial y - \partial V / \partial z$ である。式 (6) の右辺第3項は粘性による項で壁面ごく近傍以外では無視され得る。右辺の第1項が二次流の発生を決定する項と考えられるが、左辺の移流項および右辺のレイノルズ応力項については、実験的検討が水流計測では精度上困難であるため、特性が明確でない。最近では、中川・祢津が棧型粗度を底面に設置した二次流のある流れの場合において式 (6) の各項を評価し、左辺の項は他の項に比べて1オーダー小さく、右辺の第1項と第2項がほぼつり合うと結論している¹²⁾。本研究ではこれに基づき、左辺を無視することとし、右辺第2項のレイノルズ応力を渦動粘性モデルで表わすと式 (6) は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left\{ \epsilon_{yz} \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right\} = \frac{\partial^2}{\partial y^2 \partial z^2} (\overline{w^2} - \overline{v^2}) \dots \dots \dots (7)$$

となり、 ϵ_{yz} は渦動粘性係数である。この式は、乱れの非等方非一様性によって右辺が値をもてば、二次流が発生することを示している。

(2) 二次流発生項の分布

式 (7) の右辺の発生項の被微分項 $(\overline{w^2} - \overline{v^2})$ のケース S3 の y 方向の分布を Fig. 13 に示す。この分布は $\overline{w^2}$ と $\overline{v^2}$ を別々に計測したから、誤差が大きくなっているが、全体の傾向は把握できる。側壁へ向かっては単調に減少するが、水面に向かってはいったん減少した後、 $y/H=0.6$ 付近より上で再び増大する。これに対して管路流における分布を Fig. 14 に示す。管路ではこのような $y/H=1$ に向かつての再増大がみられない。この違いは先に述べた v' の水面での抑制作用によるもので、この分布の差が管路流と開水路流の二次流の差異を本質

的に決定づけていると考えられる。この二次流発生項を実験値から計算するには、二階微分ということもあって、精度上から困難である。そこで、上述の自由水面の特性を以下のようにモデル化して、この発生項を表現する。

a) まず二次元流における y 方向の v' , w' の分布を次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} v'_1 &= U_{*z} \{ V_{0y} - V_1(y/H)^2 \} && \text{(開水路)} \\ &= U_{*z} V_{0y} \exp(-V_2 y/H) && \text{(管路)} \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

$$w'_1 = U_{*z} W_{0y} \exp(-W_1 y/H) \dots (9)$$

b) 次に側壁からの z 方向の分布を次のように仮定する。

$$v'_2 = U_{*y} W'_{0z} \exp\{-W_1 z/(B/2)\} \dots (10)$$

$$w'_2 = U_{*y} V_{0z} \exp\{-V_2 z/(B/2)\} \dots (11)$$

c) また、開水路では v' の水面付近での減少を強調するために W'_{0z} を次のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} W'_{0z} &= W_{0z} \text{ (一定)} && : y/H \leq 0.6 \\ &= W_{0z} [1 - a(y/H - 0.6)^n] && : y/H > 0.6 \end{aligned} \right\} \dots (12)$$

d) 最後に、 y 方向の分布と z 方向の分布を壁からの距離によって次のように重み付けを行い合成する。

$$v' = v_1^{P_y} v_2^{P_z} \dots (13)$$

$$w' = w_1^{P_y} w_2^{P_z} \dots (14)$$

ここに、 $P_y = z^n / (y^m + z^n)$, $P_z = y^m / (y^m + z^n)$

U_{*z} および U_{*y} はそれぞれ底面および側壁における平均の摩擦速度であり、 V_{0y} , V_1 , V_2 , W_{0y} , W_1 , W_{0z} , V_{0z} , a , m および n は定数である。 $V_{0y}=0.9$, $V_1=0.7$, $V_2=0.65$, $W_{0y}=1.4$, $W_1=0.9$, $W_{0z}=1.35$, $V_{0z}=0.95$, $a=0.3$, $m=1.25$, $n=1$ としたときのアスペクト比2の場合の $\overline{w^2 - v^2}$ の分布を Fig. 15 に示す。このモデルでは w' の水面での増大が考慮されていないため、水路中央の水面近くが実験値より小さく、また負の領域が大きい。全体の傾向はよく再現されていると思われる。これから計算された二次流発生項の等値線を Fig. 16 に示す。コーナー近くおよび水面近くで大きな絶対値をもつことがわかる。

(3) 数値計算

この計算された二次流発生項を式(7)に代入すれば二次流を計算できる。 V , W は流れ関数を導入し、

$$V = \partial\psi/\partial z, W = -\partial\psi/\partial y \dots (15)$$

と表わす。渦動粘性係数 ϵ_{yz} は一定とし、計算された二次流の大きさが実験値にほぼ一致するように、 $\epsilon_{yz} = 5.0 \times 10^{-4} U_{max} H$ とした。この値は対数則を仮定した二次元流の ϵ_{xy} の平均値 ($\alpha U_* H/6$) の約 1/5 である。

式(7)を境界条件

$$\left. \begin{aligned} \psi &= 0, \partial\psi/\partial y = 0 \text{ at } y/H = 0 \\ \psi &= 0, \partial^2\psi/\partial y^2 = 0 \text{ at } y/H = 1 \\ \psi &= 0, \partial\psi/\partial z = 0 \text{ at } 2z/B = 0 \\ \psi &= 0, \partial^2\psi/\partial z^2 = 0 \text{ at } 2z/B = 1 \end{aligned} \right\} \dots (16)$$

のもとに、差分化して反復法によって計算した。この計算された二次流ベクトルおよび流れ関数 ψ の等値線を、Fig. 17 に示す。ほぼ開水路の二次流のパターンと一致

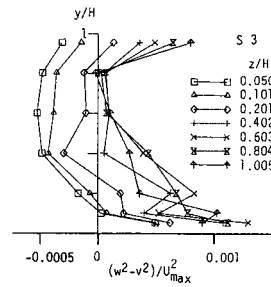


Fig. 13 Distribution of $\overline{w^2 - v^2}$ against y/H (open channel flow).

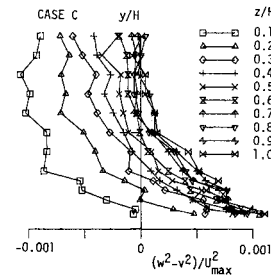


Fig. 14 Distribution of $\overline{w^2 - v^2}$ against y/H (closed channel flow).

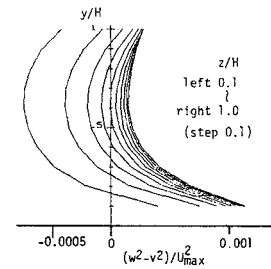


Fig. 15 Distribution of $\overline{w^2 - v^2}$ against y/H (calculated).

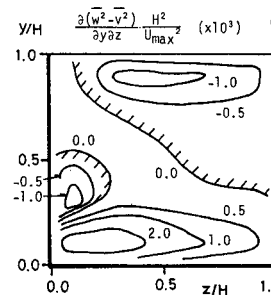


Fig. 16 Isolines of the secondary flow production term (calculated).

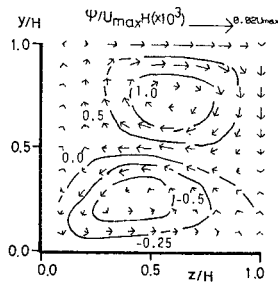


Fig. 17 Secondary flow vectors and isolines of stream function (calculated).

しており、式(7)が二次流の発生を支配していることが確認された。また、管路流においては、式(8)の v' の分布の違いを考慮し、 $V_{0y} = V_{0z}$, $W_{0y} = W'_{0z} = W_{0z}$, $m = n$ として計算されるが、この結果は管路流の二次流パターンとはほぼ一致した¹³⁾。したがって、水面における v' の減少の効果によって、開水路特有の二次流パターンが形成されたものと考えられる。

5. 結 論

本研究は、長方形断面の開水路流の三次元構造を明らかにすることを目的として、特に主流と二次流構造との関連を中心に検討したものである。このような流れの三次元構造に関する定量的議論は、実験水路の整備具合や計測精度などによって若干変化する可能性はあるが、その本質的な特性は把握されたと考えられる。以下に主な結論を列挙する。

(1) 開水路流の側壁近傍に発生する二次流は管路流におけるものと著しく異なり、 $y/H = 0.6$ 付近で中央から側壁に向かう流れと、水面および底面で側壁から中央へ向かう流れが存在し、水面渦と底面渦に分けられる。アスペクト比が増大すると、水面渦は幅が $z/H \approx 2$ まで達する偏平な渦となるが、底面渦は $z/H \approx 1$ までしか達しない。また V に比べ W の方が速度が大きい。

(2) 主流速は水面近くの $z/H < 2$ の領域が著しく減速され、 $\partial U / \partial y < 0$ となる。したがってアスペクト比が4以下では最大流速点が水面より下に現われる。等値線は側壁に向かって突出した形状になり、二次流による運動量輸送の影響が顕著に現われる。

(3) 局所的摩擦速度が壁面近くの対数則から良好に評価され、これも二次流の影響を反映した分布となる。

(4) 乱れ強度の分布は二次流の流れとの対応関係は U に比べて小さいが、側壁から少し離れた水面近くで u' , w' は増大するのに対して、 v' は急激な減少を示し、

これが開水路流の大きな特徴である。

(5) レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ は、管路に比べ側壁近くでの減少が小さく、負の領域は水面近くに限られる。 $-\overline{uw}$ は側壁近くの水面での値が小さい点が管路と異なるが、底面渦による影響は管路と同様に現われる。

(6) 渦度方程式の数値計算によって、 $\overline{w^2} - \overline{v^2}$ の分布が二次流を決定することが確認され、開水路では自由水面による v' の抑制効果が重要な役割を果たす。

最後に、京都大学工学部 中川博次教授ならびに祢津家久助教授より貴重なご助言を頂いたことを記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Stearns, F.P.: On the currentmeter, together with a reason why the maximum velocity of flowing in open channels is below the surface, Trans. ASCE, Vol. 12, pp. 301~338, 1883.
- 2) 木下良作: 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, Vol. 6, pp. 1~17, 1967.
- 3) 中川博次・祢津家久・富永晃宏: 各種河床条件における縦渦を伴う流れの乱流構造, 京都大学防災研究所年報, 第24号B-2, pp. 315~338, 1981.
- 4) 中川博次・祢津家久・富永晃宏: 二次流を伴う流れの乱流構造について, 第26回水理講演会論文集, pp. 469~474, 1982.
- 5) 中川博次・祢津家久・富永晃宏・若井 健: 開水路における並列らせん流の発生機構について, 第27回水理講演会論文集, pp. 591~596, 1983. (文献I)
- 6) Vanoni, V.A.: Transportation of suspended sediment by water, Trans. ASCE, Vol. 111, pp. 67~133, 1946.
- 7) 室田 明・中辻啓二・福原輝幸: 開水路分散実験にみられる fingering 現象と二次渦の相関について, 第23回水理講演会論文集, pp. 393~398, 1979.
- 8) Brundrett, E. and Bains, W.P.: The production and diffusion of vorticity in duct flow, JFM, Vol. 19, pp. 375~392, 1964.
- 9) Huffman, G.D. and Bradshaw, P.: A note on Von Kármán's constant in low Reynolds number flow, JFM, Vol. 53, pp. 45~60, 1972.
- 10) Leutheusser, H.J.: Turbulent Flow in Rectangular Ducts, ASCE, Vol. 89, HY 3, pp. 1~19, 1963.
- 11) Knight, D.W.: Boundary shear in smooth and rough channels, ASCE, HY 7, pp. 839~851, 1981.
- 12) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Cellular secondary currents in straight conduit, ASCE, Vol. 110, HY 2, pp. 173~193, 1984.
- 13) 富永晃宏・中川博次・祢津家久: 隅角部流れにおける渦動粘性係数と渦度発生項について, 第38回年次学術講演会概要集2, pp. 473~474, 1983.

(1984. 9. 28・受付)