

水深が浅くなる流れに関する実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY ON GRADUALLY SHALLOWED OPEN CHANNEL FLOWS

竹本憲充¹・浦 勝²・秋山壽一郎³

Norimitsu TAKEMOTO, Masaru URA and Juichiro AKIYAMA

¹学生員 九州工業大学大学院 工学研究科博士前期課程 (〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)

²正会員 工博 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (同上)

³正会員 Ph.D. 九州工業大学助教授 工学部建設社会工学科 (同上)

Flow characteristics, such as secondary currents, Reynolds stress and turbulence energy, in the cross-section of gradually shallowed open channel flows were investigated with a hot-film anemometer. The wake strength parameter Π decreases in the flow direction. It was confirmed that the value of Π is determined by the pressure gradient parameter β . An exponential function describing the relationship between Π and β is proposed. The strength of the secondary currents decreases along the flow direction. The shape of iso-velocity lines in a cross section looks like the rectangular shape. The Reynolds stress takes a negative value near the water surface in the vicinity of the side wall.

Key Words : open channel flows, gradually varied flow, accelerated flow, velocity profile, turbulence

1. はじめに

自然河川にみられる河床形態の複雑な変化は、加速・減速流を局所的に生じさせる。こうした流れの多様性は、環境保全のための重要な要素である。近年、河川改修を行う上で河床形態に変化をもたせることにより、治水・利水機能に加えて自然環境保全機能を向上させる取り組みがなされている。こうした流れを受けて乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響の評価が水理学的課題となっている。

順圧力勾配流れの研究は境界層流を対象として数多く行われており、乱流構造が等流時と比較して大きく異なることが知られている。水深が減少し加速される開水路流についての研究もいくつか行われており、境界層流との境界条件の違いである自由水面の存在が重要な役割を果たしている事が知られている。襈津ら¹⁾は河床が正弦波状に変化する流路において、粘性底層を含む領域でLDAを用いた詳細な測定を行い、圧力勾配下で平均流速分布形状が等流の分布から変化する過程を明らかにした。また圧力勾配が底面付近の乱流統計量に及ぼす影響を評価した。これらの研究は2次元的な測定により速度勾配

や乱れ特性の変化について考察したものが中心で、横断面内の測定によって加速にともなう3次元構造の変化に着目したものはほとんど見られない。

本研究は、水路床に一樣な上り勾配部分を設けて加速流を発生させ、水路中央線上における2次元測定により平均流速分布・乱れ特性量などの水理諸量を算出し、さらに横断面内の流速測定によって、その乱流構造および2次流などを実験的に調べたものである。

2. 実験装置および実験条件

実験に用いた水路の模式図を図-1に示す。長さ20.5m、幅60cm、高さ60cmの可変勾配式直線水路であり、水路壁面はアクリル製である。水路には上流端より1200cmの地点から長さ l の逆勾配区間を設置した。この長さ l の逆勾配区間を「加速部」、加速部より上流側の区間を「上流部」、加速部より下流側の区間を「下流部」と呼ぶ。下流部は上流部より3cm底上げされており、一樣勾配の加速部と接続している。座標系は、加速部始端より水路床に沿って流下方向に x 軸、 x 軸に対して垂直上

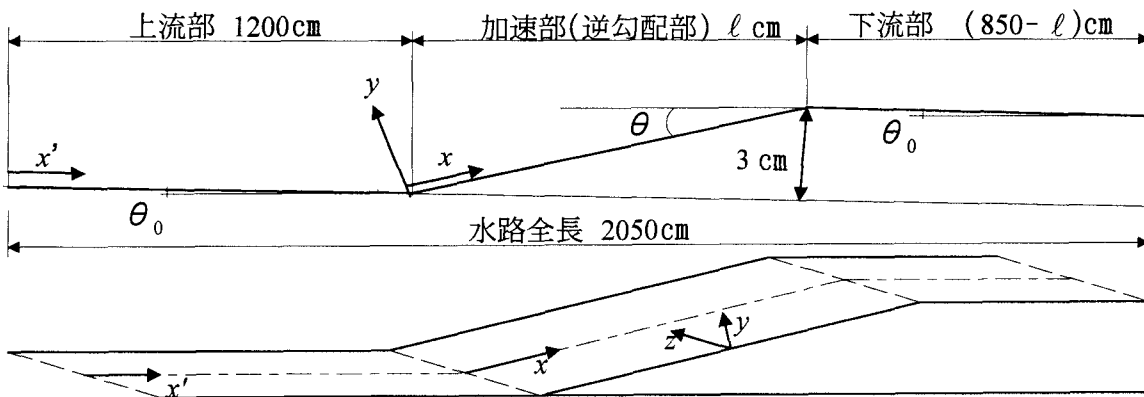


図-1 実験水路と座標系

表-1 実験条件

Case	ℓ (cm)	$\sin \theta_0$	$\sin \theta$	Re_1	Fr_2	Case	ℓ (cm)	$\sin \theta_0$	$\sin \theta$	Re_1	Fr_2
5C3	50	1/3000	-1/16.8	45500	0.571	20C3	200	1/3000	-1/68.2	40900	0.621
5C5		1/5000	-1/16.7	27600	0.484	20C5		1/5000	-1/67.6	26200	0.481
5C7		1/7500	-1/16.7	22600	0.378	20C7		1/7500	-1/67.3	22600	0.380
5C10		1/10000	-1/16.7	19900	0.319	20C10		1/10000	-1/67.1	20300	0.321
10C3	100	1/3000	-1/33.7	48400	0.582	30C3	300	1/3000	-1/103	47000	0.632
10C5		1/5000	-1/33.6	29100	0.481	30C5		1/5000	-1/102	27500	0.476
10C7		1/7500	-1/33.5	23200	0.376	30C7		1/7500	-1/101	23400	0.384
10C10		1/10000	-1/33.4	21200	0.324	30C10		1/10000	-1/101	20200	0.321

Case	ℓ (cm)	$\sin \theta_0$	$\sin \theta$	Discharge $Q(\ell/s)$	Flow depth $x = -1200$ h_0 (cm)	Mean velocity U_{m1} (cm/s)	Mean velocity U_{m2} (cm/s)	Re_1	Fr_2
20R3	200	1/3000	-1/68.2	22.9	11.1	34.2	52.47	40900	0.621

向きに y 軸，右岸から左岸に向かい z 軸とする。

表-1に実験条件を示す。ここに， $\sin \theta_0$ は上流部および下流部の水路床勾配， $\sin \theta$ は加速部の水路床勾配，添字の1と2はそれぞれ $x=0\text{cm}$ （加速部始端）， $x=\ell\text{cm}$ （加速部終端）における値であることを表す。なお，加速部長さ ℓ を50, 100, 200, 300cmに設定し，水路床勾配 $\sin \theta_0$ をそれぞれ1/3000～1/10000の4段階に設定した。

測定は，水路中央線上の流速分布測定（Cシリーズ）および横断面内流速測定（Rシリーズ）の2シリーズを行った。CシリーズではX型Hot-Film流速計を用いて水路中央線上の x 方向流速 $\tilde{u} = U + u$ および y 方向流速 $\tilde{v} = V + v$ を鉛直方向に16点，流下方向に16断面測定した。またRシリーズでは，右岸側横断面内の x 方向流速， y 方向流速および z 方向流速 $\tilde{w} = W + w$ を鉛直方向22点，水路幅方向21点，合計1断面に付き462点測定し，これを流下方向に6断面測定した。ここに $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$ は瞬間流速， U, V, W は時間平均流速， u, v, w は変動成分を表し，変動成分のR.M.S値を u', v', w' で表示する。Cシリーズにおいては，サンプリング間隔 $\Delta t = 0.01\text{ sec}$ ，サン

プリング時間 $T = 81.92\text{ sec}$ とし，Rシリーズにおいては， $\Delta t = 0.01\text{ sec}$ ， $T = 40.96\text{ sec}$ として測定した。

3. 実験結果および考察

3.1 水路中央線上における水理諸量の変化

a) 主流速分布

摩擦速度 U_* および動粘性係数 ν を用いて内部変数表示した主流速分布を図-2に示す。縦軸は断面ごとに5ずつシフトして表示してある。摩擦速度 U_* は図中に●のプロットで示した内層 ($50 \leq yU_*/\nu, y/h \leq 0.2$) の測定値が式(1)のlog則(図-2の細線)に最も適合するよう最小自乗法より求めた。但し， h は水深である。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_*}{\nu} + A \quad (1)$$

ここに， κ はKarman定数， A は積分定数であり，等流における値である $\kappa = 0.412$ ， $A = 5.29$ を採用した²⁾。

楠津ら³⁾は順圧力勾配下の開水路流において，内層域

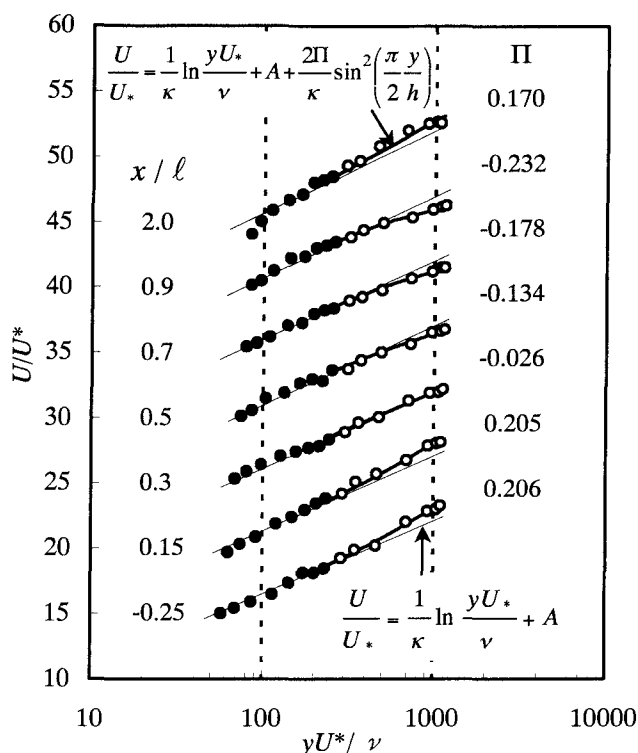


図-2 主流速分布 (実験番号20C5)

の主流速分布がlog則より上方にずれること示しており、式(1)から算出した摩擦速度は加速部出口付近で正確に評価されていないと思われるが、加速に伴い主流速が一樣化されていく一般的傾向は明らかである。また、内・外層を含む主流速分布を式(2)のlog-wake則によって表現し、図中に太実線で示した。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_*}{\nu} + A + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi y}{2h}\right) \quad (2)$$

式(2)に実測値を当てはめて算出した wake strength parameter Π の値を図-2の右側に示している。 Π の値は上流部で等流における値³⁾の $\Pi = 0.2$ とほぼ等しく、加速部では流下に伴いゆるやかに減少している。図-3に、水路床勾配が $\sin \theta_0 = 1/5000$ の一定値で、 $\ell = 50, 100, 200, 300\text{cm}$ と異なる場合の Π の流下方向変化を示した。この Π の値はこれまでの研究から、次式で定義される圧力勾配パラメーター β

$$\beta = \frac{gh}{U_*^2} \left(\frac{dh}{dx} \cos \theta - \sin \theta \right) \quad (3)$$

に従って規定される平衡値に漸近する挙動を示すと考えられる³⁾。ところで β は加速部に流入すると、速やかに一定値に達するが、外層の流速分布を表す Π の挙動は上流の履歴を受けるため緩慢であり、平衡値に達するためには流入水深に対して十分に長い加速部が必要である。5C5以外の実験条件では加速部長が流入水深の10倍以上

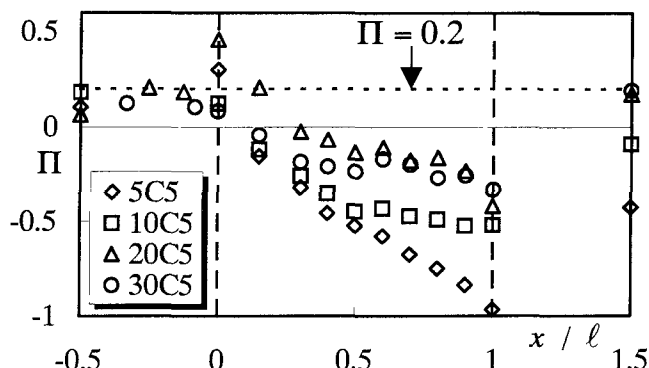


図-3 Π の流下方向変化

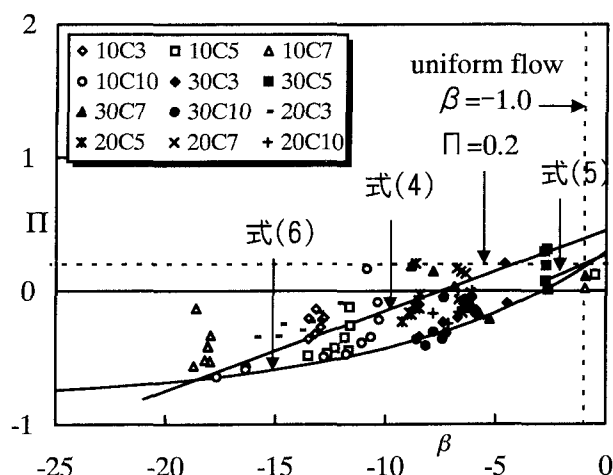


図-4 Π と β の関係

であり、加速部下流部で Π がある一定値に漸近しているとみなせるため、この値を平衡値とする。

瀬津ら⁴⁾は一樣幅の滑面開水路で流下方向に水深の増加する非平衡な減速流および水深の減少する加速流における Π と β の関係を次式のように定式化した。

$$\Pi = 0.06\beta + 0.45, \quad (-21 \leq \beta \leq 28) \quad (4)$$

鬼東ら⁵⁾は流速分布が流下方向に相似である平衡な滑面開水路減速流において次式の関係があることを示した。

$$\Pi = 0.07\beta + 0.27, \quad (-2.7 \leq \beta \leq 16.4) \quad (5)$$

本実験で得られた加速部における Π と β の関係を図-4に示す。同図より、次の①から③の条件を用いて $-18.7 \leq \beta \leq -1$ の範囲に適合する Π の平衡値と β の関係式を式(6)のように提案する。

$$\Pi = 1.005 \exp\left(\frac{\beta+1}{9.6}\right) - 0.805, \quad (-18.7 \leq \beta \leq -1) \quad (6)$$

- ①等流状態において $\beta = -1$ のとき $\Pi = 0.2$ となる。
- ②各caseの Π の最小値がそのときの β の値に対応する平衡値である。
- ③ β が十分小さいとき、 Π は -0.805 となる。³⁾

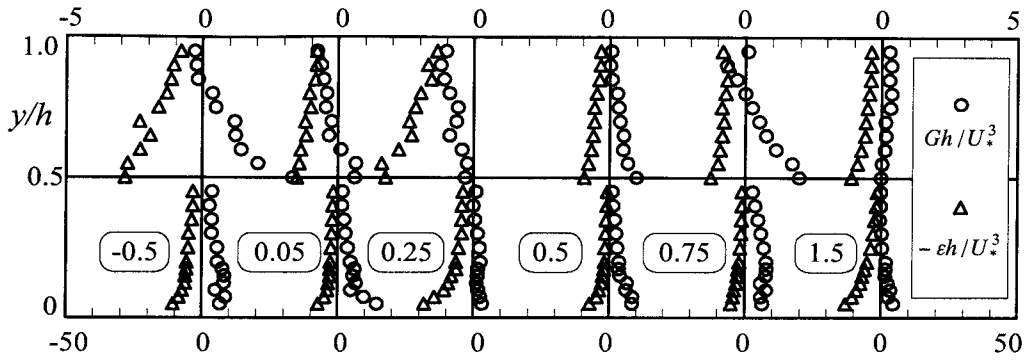


図-5 エネルギー収支(実験番号20C3)

式(6)は浦ら³⁾が提案した4次式に比べて簡潔な表示となる。瀬津ら¹⁾の測定結果より、ある程度順圧力勾配が強くなると、log則が適用できなくなると考えられるため、式(6)の適用範囲は $-18.7 \leq \beta \leq -1$ に限られる。また、log則の積分定数 A は圧力勾配の影響を受ける事が瀬津ら⁴⁾によって示されているが、本研究では A に等流の値を採用したため、順圧力勾配が強くなるほど Π の評価が不正確になる。

b) エネルギー収支

図-5に水路中心線上における乱れの生成率 Gh/U_*^3 および散逸率 $-eh/U_*^3$ の鉛直分布の流下方向変化を示す。ただし $y/h > 0.5$ の領域は横軸を10倍に拡大して表示している。平均流と乱れとの間のエネルギー変換は Reynolds 応力と速度勾配の積で表される乱れの生成項によって行われる。 G は次式により算出した。

$$G = -\overline{uu} \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \quad (7)$$

また、散逸率 ε は主流速のスペクトルの慣性小領域に $-5/3$ 乗則を適用する方法で求めた。図-5より上流部 ($x/l = -0.5$) では乱れの生成率と散逸率がおおよそ釣り合っているが、加速部前半部では半水深付近から水面まで生成率が負の値をとる。これは $-\overline{uu} < 0$ かつ $dU/dx > 0$ であることと対応しており、乱れから平均流にエネルギーが渡されていることを示している。従って半水深付近で乱れエネルギーは瘦せた分布となり、主流速分布形状は鉛直方向に一様化すると考えられる。

3.2 横断面内流況変化

a) 2次流

図-6に2次流ベクトルを示す。横軸の△と▲はそれぞれ z/h が1.0と2.0の点である。上流部 ($x/l = -0.5$) において $y/h = 0.5$ 付近を境に、水深規模の水平スケールを持つ水面渦と底面渦とが存在している。水面渦の幅は水深の1.8倍程度であり、底面渦の幅は水深と同規模である。水路中央では組織立った2次流は見られない。最大2

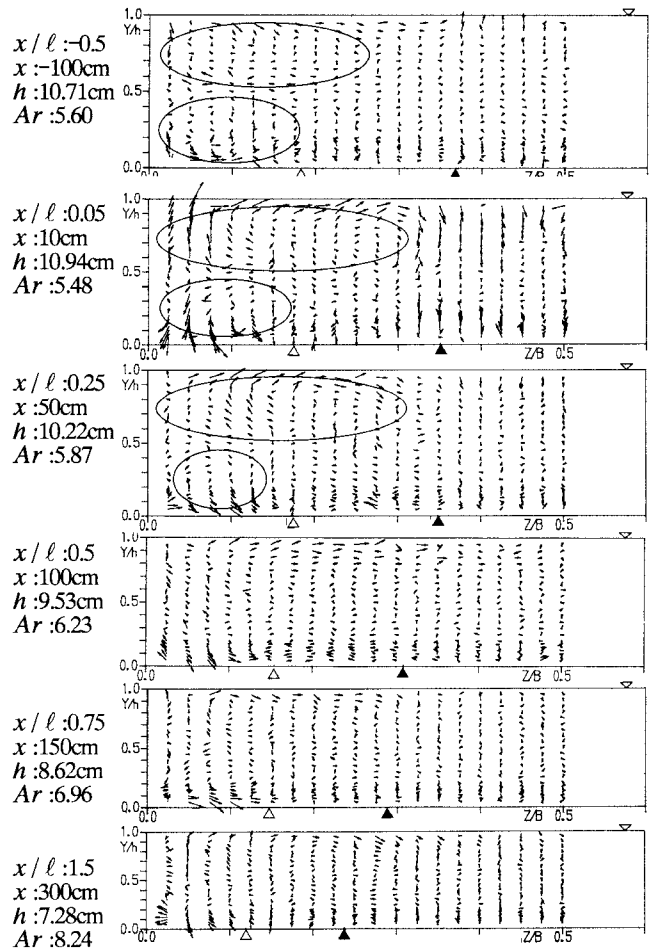


図-6 2次流ベクトル図 (実験番号20R3)

次流強度は最大主流速の2.5%程度である。これは富永・江崎⁶⁾、瀬津・中川⁷⁾による等流での測定結果とほぼ一致する。加速部の前半部では、渦の鉛直スケールは水面渦、底面渦ともに減少するが、その境は常に $y/h = 0.5$ 付近にある。水面渦の水平スケールは加速部のいずれの断面でも水深の2倍程度であるが、加速部前半部では底面渦の水平スケールは水深の1.0倍から0.8倍程度まで減少している。これは流下に伴い水深が減少する流れであるため、

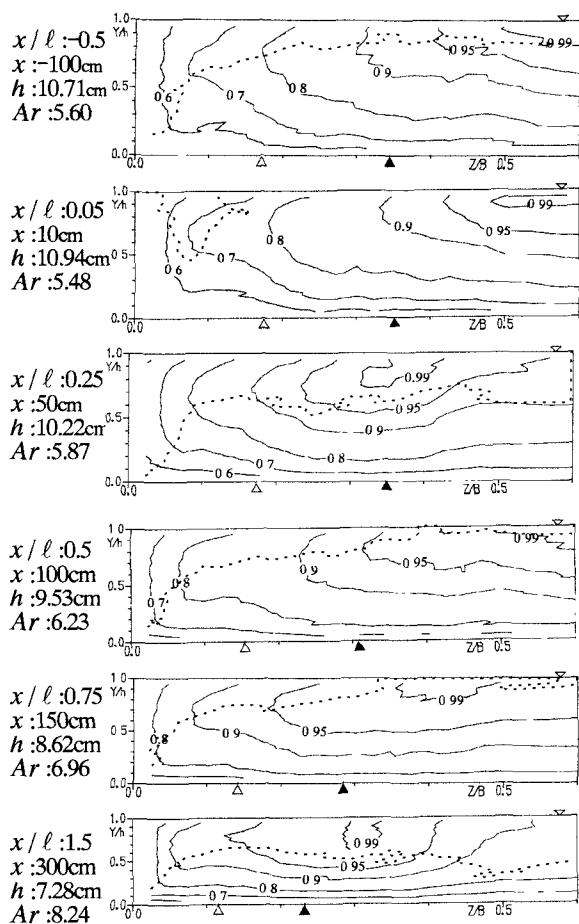


図-7 主流速 $U/U_{\max}$ 分布 (実験番号20R3)

等流よりも鉛直方向への底面渦の発達に対する抑制が大きいと考えられる。加速部の後半部では2次流強度が減少し、明確な渦は確認できない。さらに、楠津ら⁸⁾は開水路等流実験において、アスペクト比 $Ar = B/h$ の増大とともに底面渦の幅が増加するが $Ar=10$ になると底面渦は分裂し、水深程度の直径を持つ小さな縦渦群になるという結果を得ている。 Ar が大きくなる加速部後半部は縦渦群の成立過程にあると考えられる。

b) 主流速分布

図-7に主流速 $U/U_{\max}$ の等値線図を示す。上流部 ($x/l = -0.5$) では、側壁付近で2次流の影響を受けて等値線が歪められており、 $y/h=0.5$ 付近では水路中央から側壁に向かって突き出し、 $z/h=0.6$ の点で押し上げられている。また $x/l=0.25$ と 1.5 の断面で水路中央の等値線が上に凸に歪み減速しているが、本実験精度では平均流速に影響を与えるほどの強い上昇流は中央領域に見出せなかった。今後、より精密な2次流測定をする必要がある。 $U/U_{\max}=0.8$ の等値線に注目すると加速に伴い壁面に近づいており、水路内で流速が一様化し壁面近傍

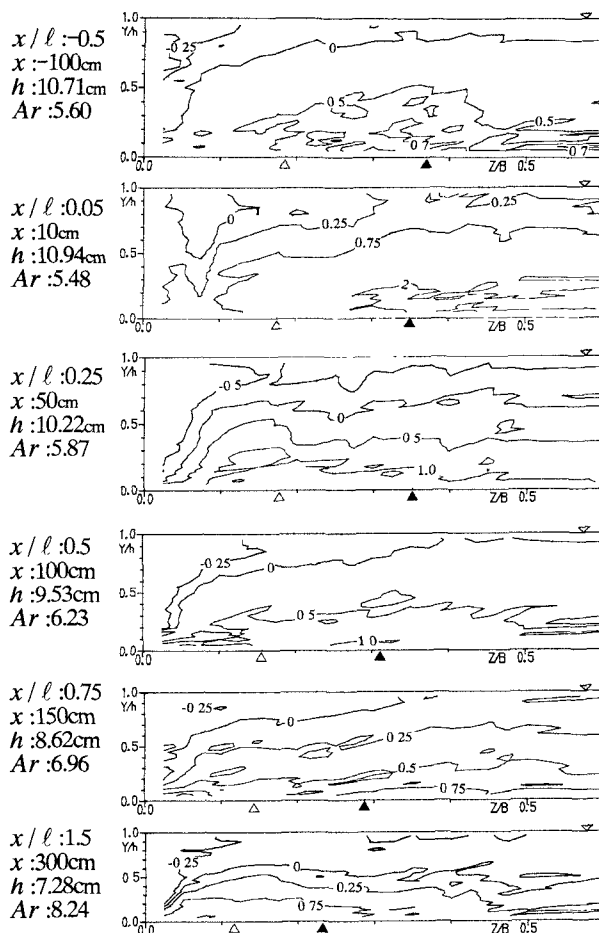


図-8 Reynolds応力 $-\overline{uv}/U_*^2$ 分布 (実験番号20R3)

で大きな速度勾配をもつ分布になる事がわかる。

c) Reynolds応力分布

図-8に水路中央摩擦速度で無次元化されたReynolds応力 $-\overline{uv}/U_*^2$ の分布を示す。 $x/l=0.05$ の断面で値が大きいのは、水路床勾配の急変の影響を受けReynolds応力が過大評価されたためと考えられる。 $-\overline{uv}/U_*^2$ はいずれの断面においても側壁近傍の水面付近の領域で負の値をとる。図-8の $-\overline{uv}/U_*^2=0$ の等値線を図-7に点線で記入した。図-7より $-\overline{uv}=0$ となる位置は $dU/dy=0$ となる位置に対応している。ただし加速部前半部の $x/l=0.05$ と 0.25 の場合は両者の位置のずれが大きい。これらのことから次のことが判断される。

- ①加速部前半部では $-\overline{uv} \cdot dU/dy < 0$ となる領域があり、3.1 b) で述べたように乱れエネルギーから平均流へのエネルギー輸送が水路中央の水面近傍で行われている。
- ②加速部後半部ではほぼ全域で $-\overline{uv} \cdot dU/dy < 0$ となり、乱れから平均流へのエネルギー輸送は $-\overline{uv} \cdot dU/dx < 0$ のみとなるため、減少すると考えられる。

d) 乱れエネルギー分布

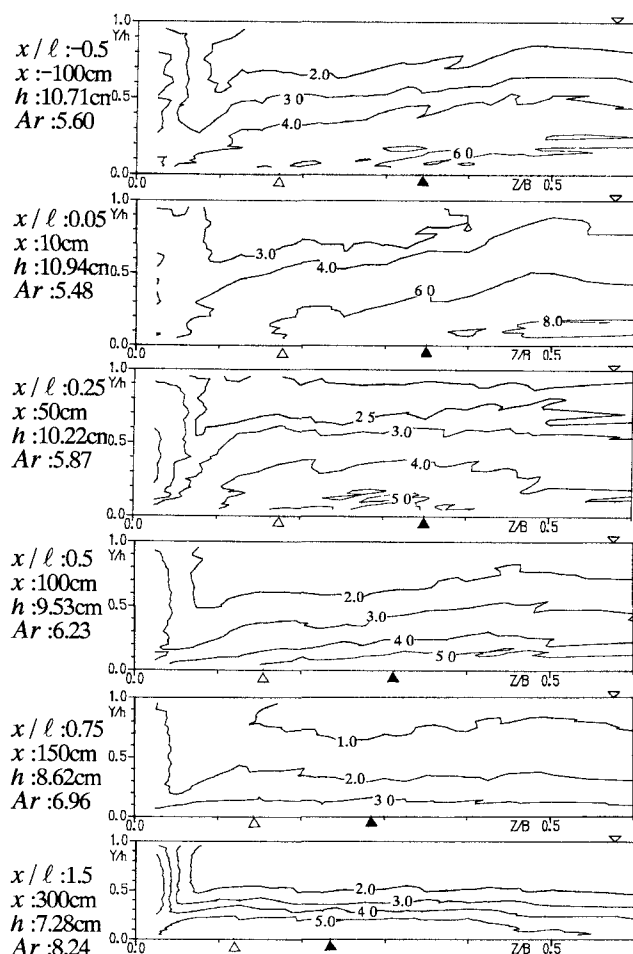


図-9 乱れエネルギー k/U_*^2 分布 (実験番号20R3)

図-9に水路中央摩擦速度で無次元化した乱れエネルギー k/U_*^2 の分布を示す。ただし、 k は以下のように定義される。

$$k = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (8)$$

上流部で乱れエネルギーは水深方向になだかな分布を示している。加速部において $k/U_*^2 = 3.0$ の等値線に注目すると、流下に伴い次第に底面および側壁に近づいていくことから、乱れエネルギーの減少がうかがえる。また、主流速分布と同様に加速部において流下に伴い等値線の形状が底面および側壁に平行になる傾向が観察される。下流部に入ると壁面付近から乱れエネルギーが増加し、再び等流の分布に近づく傾向がある。

4. おわりに

水深が浅くなる開水路加速流において X 型 Hot-film 流

速計を用いて流速分布を測定することにより、以下の知見を得た。

- (1) 外層の主流速分布の log 則からのずれの大きさを表す wake strength parameter Π の値は、圧力勾配パラメーター β によって規定される平衡値に漸近する挙動を示す。弱い圧力勾配の下で Π の平衡値と β との関係は式 (6) のように定式化される。
- (2) 加速部の水路中央線上では、半水深付近から水面までの領域で乱れの生成率が負の値を取り、ここで、乱れエネルギーが乱れから平均流に移っている。
- (3) 2 次流強度は加速部で流下に伴い減少する。加速部で水面渦の水平スケールは常に水深の 1.8 倍程度であり、底面渦のスケールは水深規模より減少していく。

謝辞：本研究に適切な助言をしていただいた京都大学大学院・鬼束幸樹助手と実験に協力いただいた本学学部生・沖原竜哉氏に心からの謝意を表します。

参考文献

- 1) 瀬津家久, 門田章宏, 戸田孝史：正弦波床状非平衡開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.103-112, 1997.
- 2) Nezu, I. and Rodi, W.: open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol.112, No.5, May, pp.335-355, 1986.
- 3) 浦 勝, 岡本智和, 秋山壽一郎, 鬼束幸樹, 竹本憲充：流下方向に水深が浅くなる開水路加速流の流況, 水工学論文集, 第42巻, pp.871-876, 1998.
- 4) 瀬津家久, 門田章宏, 戸田孝史, 中川博次：加速流および減速流の解析手法とその乱流特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.89-97, 1995.
- 5) 鬼束幸樹, 浦 勝, 秋山壽一郎, 岡本智和, 松岡定和：逆圧力勾配を有する開水路流に関する研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.71-79, 1997.
- 6) 富永晃宏, 江崎一博：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, 土木学会論文集, No.357/II-3, pp.81-88, 1985.
- 7) 瀬津家久, 中川博次：一様開水路および閉管路の三次元乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.369/II-5, pp.89-98, 1986.
- 8) 瀬津家久, 中川博次：直線開水路乱流の三次元流れに関する実験的研究, 水工学論文集, 第29巻, pp.769-774, 1985.

(1998.9.30受付)