

順圧力勾配開水路流れの乱流構造

Study on Turbulent Structures in Open Channel Flows with Favorable Pressure Gradients

欄津家久*・鬼束幸樹**・藤田正樹***

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA and Masaki FUJITA

*正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻

***学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

Rivers have various conditions of flows. Open channel flows with pressure gradients can be regarded as an example of those flows. Therefore to make clear turbulent structures in such flows is important to consider complex water environments. Pressure gradients are classified into adverse pressure gradients and favorable pressure gradients. In this paper, the discussion is limited on open channel flows with favorable pressure gradients. Many researches have been carried out on relaminarization and bursting phenomena in boundary layers with favorable pressure gradients. Little investigation, however, has been conducted concerning open channel flows. In this study, we have examined turbulent and coherent structures in open channel flows with different favorable pressure gradients with a laser Doppler anemometer (LDA) and hydrogen-bubble technique. The results of our experiments clearly showed that turbulent structures in open channel flows are greatly affected by the favorable pressure gradients.

Key Words : favorable pressure gradient, turbulent structures, velocity profile, relaminarization

1. はじめに

圧力勾配を有する流れは、実河川など自然界に非常に多く見られる。そのため、こうした流れの乱流構造を解明することは、自然と人類とが未来に向かって新たな結び付きを構築していく上で、非常に重要であると考えられる。最近では建設省が1991年度から提案している「多自然型川づくり」により、河川に生息している多様な生物の生育環境の確保が望まれるようになった。河川改修工事のあり方も、従来の主目的である治水・利水に加え、変化に富んだ水域環境の創出が求められている。圧力勾配を有する開水路流れの解明は、流砂や植生などの研究と併せて、21世紀の河川と人とのさらなる関係向上に大きく貢献するものと言えるだろう。

さて、圧力勾配を有する流れには「逆圧力勾配流れ(減速流)」と「順圧力勾配流れ(加速流)」とがある。本研究で取り扱うのは、順圧力勾配開水路流れである。従来より、順圧力勾配を有する境界層流れについては、主に再層流化やburstについて盛んに研究が行われてきた。これは、この種の流れが、熱流体機械に多数出現することから、とりわけ機械工学や航空工学の分野において、重要な研究課題とされてきたためである。

一方で、順圧力勾配を有する開水路流れの場合、境界層流れや閉管路流れと異なり、研究が本格化してきたのは比較的最近のことである。Cardoso *et al.*¹⁾やSong & Graf²⁾は開水路実験を行い、ウェークパラメータと圧力勾配パラメータとの関係を定式化している。欄津³⁾は、対数則の積分定数が圧力勾配パラメータの関数であることを示した。また浦ら⁴⁾、竹本ら⁵⁾は、横断面内流速測定によって2次流計測を試みている。しかし、機械工学の分野と比較した場合、粘性底層を含め、底面の近傍を計測した研究は少ない。そのためこれまで、順圧力勾配下において、流速分布の対数則の妥当性などはあまり検討されてこなかった。また、先述した再層流化やburstといった現象に関しては、開水路流れにおいては全く検討されていない。

そこで本研究では、圧力勾配を系統的に変化させた開水路流れの乱流構造を実験的に考察する。実験としては、レーザー流速計による流速計測および水素気泡法による可視化を行った。これらの結果をもとに、順圧力勾配が平均流速、乱れ強度やレイノルズ応力といった乱れ諸量や、エネルギー収支、組織構造の普遍特性である縞構造の空間分布に及ぼす影響を、開水路等流との比較を交えて検討した。

表-1 水理条件

case	L (cm)	Q (l/s)	$\sin \theta'$	$\sin \theta$	$x=U$ (cm)			$x=L$ (cm)		
					h_f (cm)	Fr_f (cm)	$Re_f \times 10^3$	h_f (cm)	Fr_f (cm)	$Re_f \times 10^3$
A45-1	45	1.6	1/1800	-1/16	7.011	0.0688	3.6	4.142	0.152	3.6
A45-2		3.2	1/1300	-1/16	7.058	0.136	7.2	4.092	0.309	7.2
A90-0	90	0.8	1/2300	-1/32	7.084	0.0339	1.8	4.048	0.0784	1.8
A90-1		1.6	1/1800	-1/32	7.073	0.0679	3.6	3.977	0.161	3.6
A90-2		3.2	1/1300	-1/32	7.109	0.135	7.3	3.830	0.341	7.3
A90-3		4.8	1/1000	-1/32	7.131	0.201	10.9	3.534	0.577	10.9
A135-1	135	1.6	1/1800	-1/48	7.026	0.0686	3.6	3.900	0.166	3.6
A135-2		3.2	1/1300	-1/48	6.994	0.138	7.2	4.090	0.309	7.2
A180-2	180	3.2	1/1300	-1/64	7.032	0.137	7.1	3.649	0.367	7.1

図-1 水路側面図

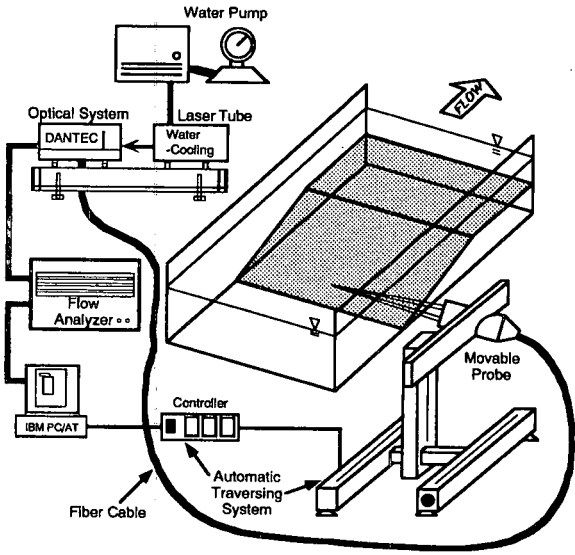


図-2 実験装置図 (LDA計測)

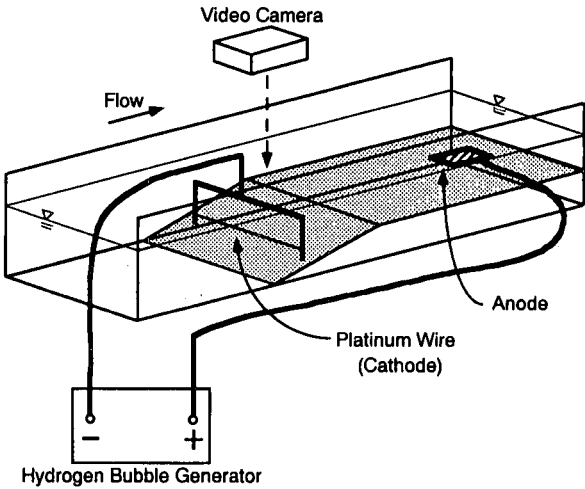


図-3 実験装置図 (水素気泡法による可視化)

2. 実験方法および水理条件

本実験で使用した水路は、長さ10(m)、幅40(cm)、高さ50(cm)の強化ガラス製可変勾配型循環式直線水路である。流量制御については、コンピュータで制御される電磁流量計とインバータ・モータの回転数を同時制御することによって行われた。

本研究では、図-1に示すように水路の上流端より約6-7(m)の地点から、鉄板を用いて加速部を設置した。座標系としては、加速部の水路床と平行にx軸を、x軸と直角上向きにy軸をとり、それぞれの時間平均流速を U 、 V とし、変動成分を u 、 v とした。加速部開始点において、十分に発達した乱流が形成されるように、水路上流端にはトリッピングワイヤーを設置した。また、計測区間から水路上流および下流端までについても、同種の鉄板をすき間無く敷き詰め、水路全体を通して流れが滑らかに遷移するように留意した。

水理条件を表-1に示す。表中、 L は加速部長さ、 Q は流量、 $\sin \theta$ は加速部の上・下流部における水路床勾配、 $\sin \theta'$ は加速部における水路床勾配、 h は水深、 Fr はフルード数で $Fr=U_m/\sqrt{gh}$ (ここで、 U_m :断面平均流速、 g :重力加速度)、 Re はレイノルズ数で $Re=U_m h/\nu$ (ν :動粘性係数)である。また、下付き添字0は加速部開始点 $x/L=0$ での値を示し、下付き添字1は加速部終了点 $x/L=1$ での値を意味する。Nezu & Nakagawa⁹⁾は矩形断面を有する開水路流において、アスペクト比(水路幅/水深)を系統的に変化させ、アスペクト比が5以上の流れの水路中央断面においては、2次流の影響がほとんどなく、流れがほぼ2次元であることを証明した。本研究においても、流れを2次元にするために、水路の全領域においてNezu & Nakagawaの基準を満たすように、流入水深 h_0 を全ケースにおいて7(cm)にした。

瞬間流速の計測には、図-2に示すように、4ビーム後方散乱型2成分ファイバーレーザー流速計(LDA)

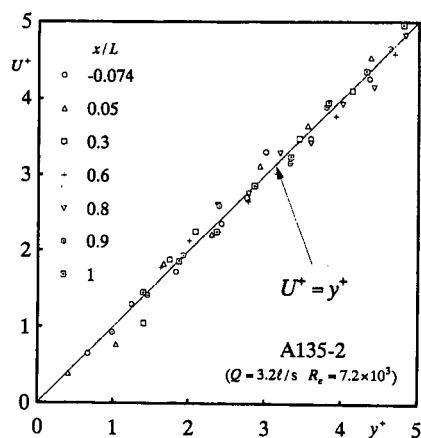
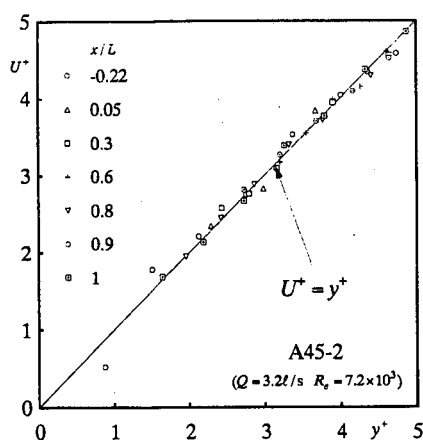


図-4 粘性底層内流速分布

を用いた。計測時に必要なすべての設定はコンピュータによって行われ、ドップラー信号が相關法によって処理される。干渉縞の体積は、 x, y 軸方向に約0.09mm、 z 軸方向に約0.96mmである。計測は、流下方向にとられた7断面(第1断面は加速部開始点から10cm上流の点、最終第7断面は加速部終了点)の水路中央部の流れについて行った。また、LDAのトラバース装置には、水路とは分離式である1/100mmの精度を持つ自動トラバース装置を用いた。測定時間は底面のごく近傍の点については120sec、その他の領域は60secとし、測定周波数は約200Hzであった。

水素気泡法に使用した水路、実験条件は、LDAによるものと同様である。水素気泡の発生には図-3に示すように、直径0.02 (mm)の白金線を用い、周波数と電圧を調節可能なパルス電流の陰極につないで行った。この白金線は流下方向に垂直で、かつ水路床に対して平行になるように設置した。その際、白金線の底面からの距離は約4.5(mm)であった。このようにして発生させた水素気泡が描き出す縞模様を、流下方向に沿って水路上部に設置したビデオカメラによって撮影して行き、水平断面動画像を得た。

3. 実験結果と考察

3.1 摩擦速度の評価

Song & Graf²⁾、欄津ら³⁾、浦ら⁴⁾、竹本ら⁵⁾は、開水路加速流における摩擦速度を次式の数則を用いて行った。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + A \quad (1)$$

ここで、 κ はカルマン定数で0.41、 A は積分定数である。しかし、境界層加速流においては、数則による摩擦速度の算出は必ずしも適切ではなく、次式の

粘性底層における流速の直線分布による算出が妥当であると、Nagano *et al.*⁷⁾は述べている。

$$U^+ = y^+ \quad (2)$$

ここに、 $U^+ = U/U_*$ 、 $y^+ = yU_*/\nu$ である。この評価法は、粘性底層を十分に密に、かつ高精度に計測すれば、非常に正確な U_* を求められる。しかしながら、開水路流れにおける粘性底層の流速測定は、従来用いられてきたピトー管、電磁流速計やHot-film流速計などではほとんど不可能であり、適用例はなかった。最近、欄津ら⁸⁾はLDAを駆使し、正弦波状の水路床を有する開水路加速流の粘性底層の流速計測に成功し、式(2)によって摩擦速度の評価を行った結果、数則からの評価は必ずしも正確ではないことを明らかにした。

本研究では、高精度なLDAと1/100mmの精度を有するトラバース装置を駆使することにより、壁面のごく近傍の点(0.01mm)の流速計測に成功したので、粘性底層において式(2)を適用して摩擦速度 U_* を評価した。図-4は、本実験で計測したケースA45-2($L=45$ cm)、A135-2($L=135$ cm)の粘性底層内における流速分布を示したものである。直線で示された式(2)との良好な一致が見られる。このことより、粘性底層の計測が摩擦速度 U_* の正確な評価に十分な精度であったこと、および式(2)の有効性が確認されたと言える。以下、本論文で用いる摩擦速度 U_* は全てこの粘性底層の流速分布から求めたものである。

3.2 平均流速分布

図-5は、摩擦速度で無次元化された平均主流速 U^+ を、内部変数 y^+ について全水深の範囲で示したものである。ただし、 U^+ は各断面の値を10ずつ上方にずらして表示している。また、図中には直線で数則の式(1)を、曲線で表示される粘性底層の式(2)も併示

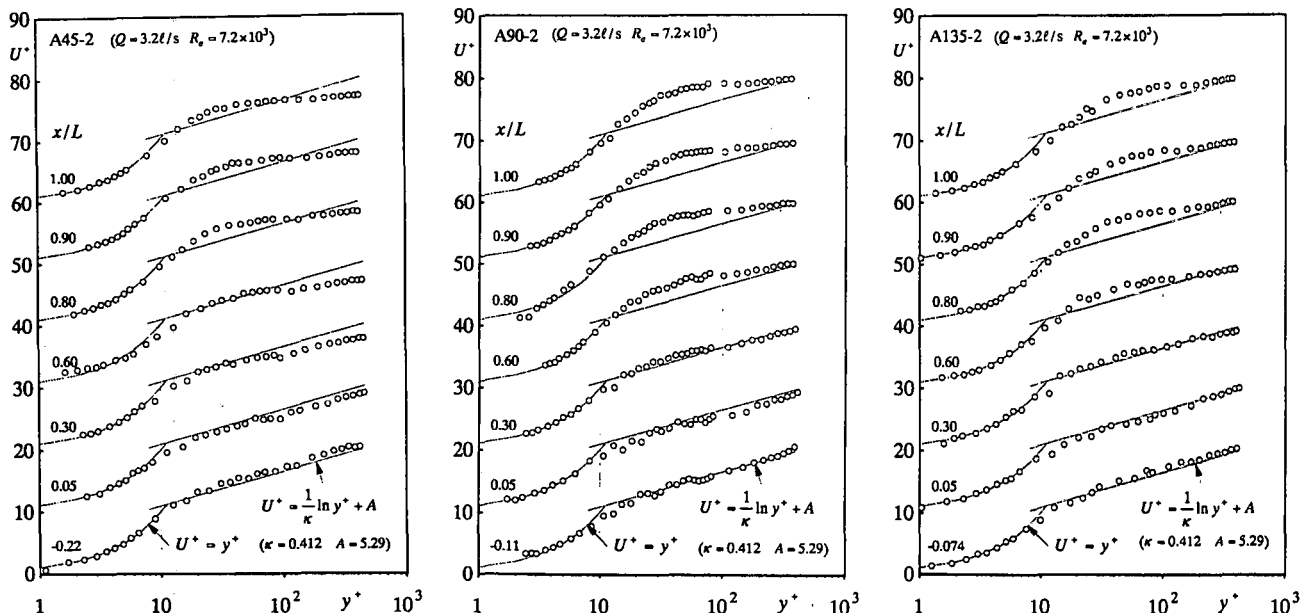


図-5 平均主流速分布 (内部変数表示)

している。各ケースの結果を比較すると、 $x/L < 0$ の等流部では、流速分布が外層まで式(1)にほぼ一致していることが観察される。これは、本研究では、 $R_g (=U_\infty h/\nu) < 500$ であるために、Nezu & Rodi⁹⁾が述べているように、wake領域が存在しないことが原因と考えられる。欄津ら⁸⁾の行った正弦波河床波状の加速部を用いた実験では、流下に伴い、底面ごく近傍を除くバッファ層から内層にかけて、分布形が等流のものよりも上方にシフトし、外層部では全体的に加速されて一様化し、流速勾配は小さくなることが観察されている。本実験でも、全体的にはそのような傾向が見られたが、内層における変化は彼らのものほど顕著ではなかった。これは、水路床形状の相違によるものと考えられる。

このように開水路加速流における平均主流速分布は、対数則が成立しないため、それに代わる流速分布の提案を試みる。図-5より、流速分布が対数則から離脱する領域は、ほぼ $x/L > 0.6$ と判断できるので、この範囲を加速の効果のみが十分に現れる領域とみなし、モデル化の対象とした。ここでは、 $x/L=1.0$ の断面のみの結果を示す。まず、van Driestのダンピング係数 B を、 $5 < y^+ < 30$ において次式から求める(Nezu & Nakagawa)⁹⁾。

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1 + \sqrt{1 + 4l^{+2}(1-\xi)}} \quad (3)$$

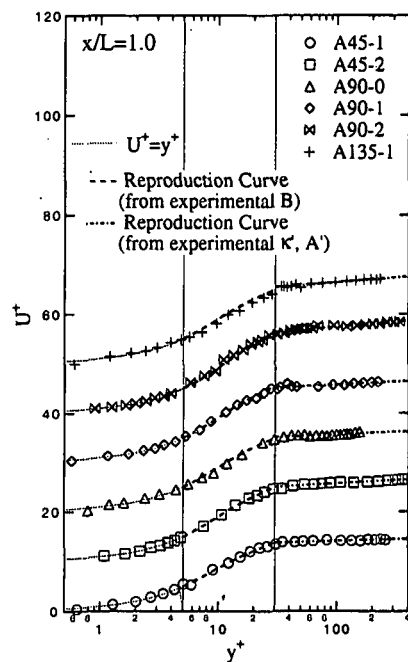


図-6 平均主流速分布の再現

$$l^+ = \kappa \cdot y^+ \left(1 - \exp(-y^+/B) \right) \quad (4)$$

ここで、 $\xi \equiv y/h$ 、 l^+ は混合距離を内部変数表示したもので、式(4)で表される。こうして求めた B を用いて式(3)を積分し、 $5 < y^+ < 30$ の U^+ を求める。 $y^+ > 30$ については、流速分布が片対数表示で直線的に変化するとみなし、また、 $y^+=30$ において式(1)と接続するように考慮して、実験値に極力一致するような仮のカルマン定数 κ' 、積分定数 A_s' を求めて流速分布を再現した。

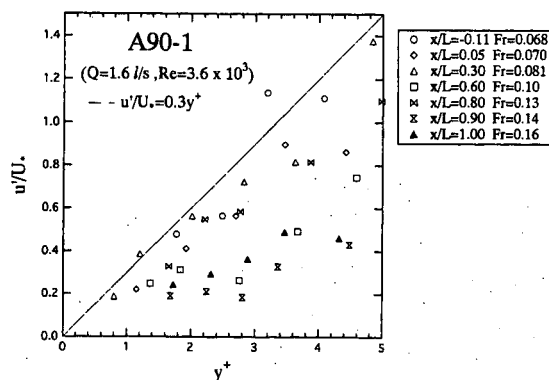


図-7 流下方向乱れ強度(粘性底層内)

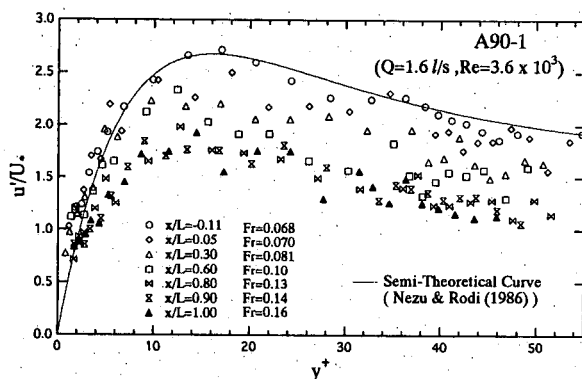


図-9 流下方向乱れ強度(内層表示)

仮のカルマン定数 κ には物理的な意味はないが、外層における流速勾配を表現することができる。本実験条件においては、1.1～3.5の範囲であり、加速の効果が高いほど、 κ は増加傾向にある。こうして再現した平均主流速分布を、図-6に実験値と共に示す。図中の2種類の破線が、モデル化した分布を表す。これより、十分に発達した加速流れでは、平均流速分布がおおむね相似した分布形を示すことがわかった。

3.3 乱れ強度特性

図-7は、摩擦速度 U_* で無次元化された流下方向乱れ強度 u' を、 $y^+ < 5$ の領域を拡大して表示したものである。等流においては、この範囲での u'/U_* の分布は、次式で表現でき、 $C=0.3$ となることがNezu & Rodi⁹⁾によって明らかにされている。

$$u'/U_* = Cy^+ \quad (5)$$

本実験においてもほぼ分布は直線的であるので、式(5)を用いて係数 C を各ケースについて求めた。その流下方向変化を図-8に示したが、等流部ではほぼ $C=0.3$ であるが、加速部では $C < 0.3$ となっている。これは、加速によって乱れが抑制されたことを意味する。このように圧力勾配の影響が、粘性底層という壁面に極めて近い領域にまで及ぶことは注目される現象である。

図-9には、 u'/U_* の y^+ に対する分布を内層域に注目して示した。なお、図中には等流で成立する次式の欄津の普遍分布式⁹⁾を曲線で示した。

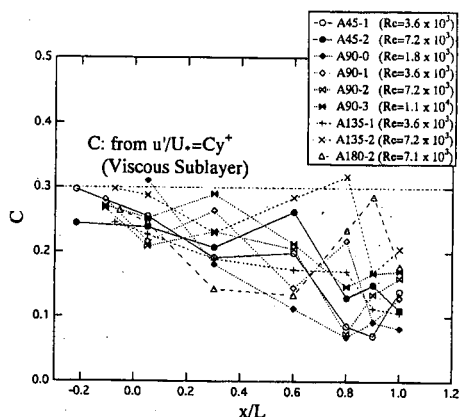


図-8 係数Cの流下方向変化

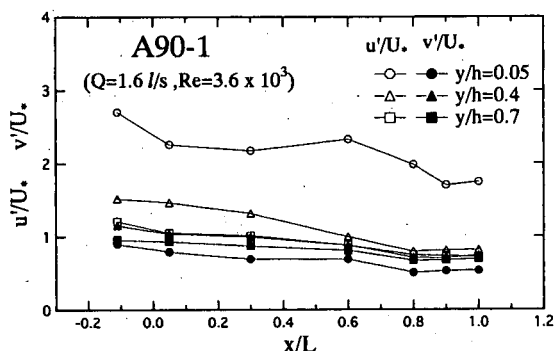


図-10 流下・鉛直方向乱れ強度の流下方向変化

$$\frac{u'}{U_*} = D_u \exp\left(-\lambda_v \frac{y^+}{R_*}\right) \Gamma + Cy^+(1 - \Gamma) \quad (6)$$

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{B_{ut}}\right) \quad (7)$$

ここに、 $D_u=2.26$ 、 $\lambda_v=0.88$ であり、 Γ はダンピング関数である。等流では、ダンピング係数 B_{ut} は10をとる。全体的に流下にしたがって一様に減少し、等流において成立する欄津の普遍分布式よりも下方へ逸れていくことがわかる。ただし、 u'/U_* がピークを取る位置は変化していない。

図-10は、 u'/U_* および v'/U_* の流下方向変化を $y/h=0.05, 0.4, 0.7$ について示したものである。 u'/U_* と v'/U_* の変化形状は類似しているが、 u'/U_* の方が変化の割合が大きいことから、 u' は v' に比べて加速の影響を受けやすいと言える。本実験においては、流下方向流速および鉛直方向流速の計測は行ったが、横断方向流速の計測を行わなかったために、横断方向乱れ強度の特性が不明である。今後、流速3成分の計測を行い、乱れの再配分率などについて検討を行う必要がある。

3.4 レイノルズ応力特性

図-11は、 U_* で無次元化されたレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ を計測断面ごとに外部変数表示したものである。図中、定常等流時における粘性項を無視した式(8)を直線で、また粘性を考慮した式(9)を破線で併示した。

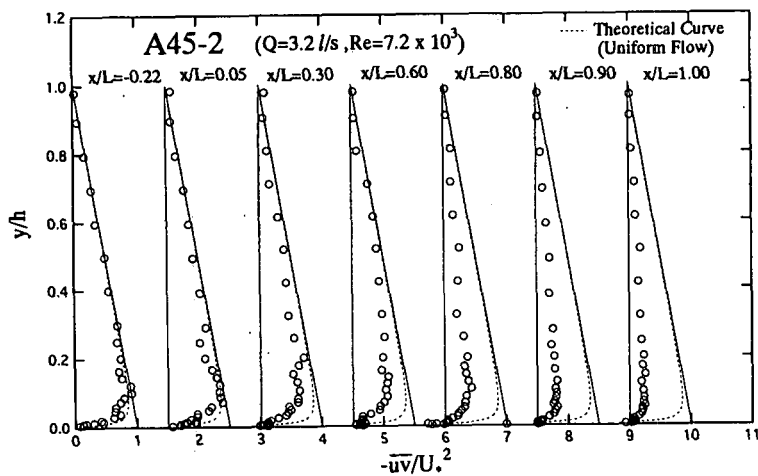


図-11 レイノルズ応力分布 (外部変数表示)

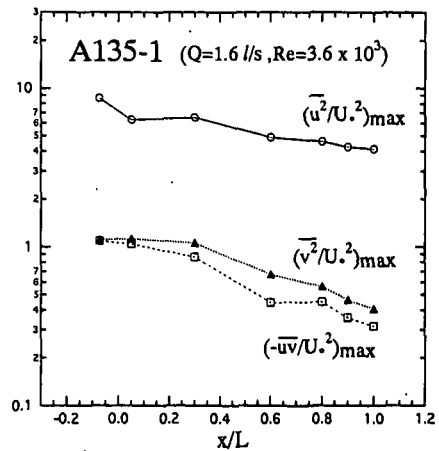


図-12 レイノルズ応力 3 成分の流下方向変化

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} \quad (8)$$

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (9)$$

等流部($x/L=-0.22$)については、底面付近を除いた領域において、式(8)に非常に良く一致していることが観察される。これは、粘性底層における流速分布から求めた摩擦速度と、式(8)から求められる摩擦速度とが良く一致することを意味し、本実験の精度が極めて高いことを示すものである。加速部では、分布形は徐々に式(8)、(9)より内側にずれて行く。これについては、後に検討を加える。

図-12に、 U_* によって無次元化されたレイノルズ応力 3 成分について、各断面内におけるそれぞれの最大値の流下方向変化を示す。どの成分についても、流下に伴い単調減少する傾向が見られる。これは、加速の影響により、乱れが流下方向に行くにつれて抑制されるためと考えられ、Warnack & Fernholz¹⁰⁾が行った境界層加速流実験の結果と良く一致している。彼らは、境界層加速流において $\overline{u^2}/U_*^2$ の最大値がゼロ圧力勾配部分での最大値に対して約90%以上の場合に、対数則が成立すると結論づけている。本研究においては、 $x/L>0.6$ において対数則が成立しないことが、図-5より認められるが、これを図-12と対照させると、 $\overline{u^2}/U_*^2$ が等流部の約55%以上の場合に、対数則が成り立つという結果が得られる。このように、境界層流と開水路流れには乱流構造に相違があると言える。

3.5 エネルギー収支

一般にバッファ層、対数則領域、およびwake領域におけるスペクトル分布に関して、慣性小領域でKolmogoroffの-5/3乗則が成立することが明らかにされている。Onitsuka & Nezu¹¹⁾は開水路等流において、対数則領域やwake領域に比べてスペクトルの慣性小領域は狭いものの、粘性底層のスペクトル分布についても次式(10)のKolmogoroffの-5/3乗則が成立することを示した。

$$E(f) = \frac{As}{(2\pi)^{2/3}} U^{2/3} \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad (10)$$

ここに、 E は乱れのパワースペクトル密度、 ε は乱れエネルギーの逸散率、 f は周波数である。 As はKolmogoroff定数で、流れの特性によらずほぼ $As=0.5$ の普遍定数であることが認められている。図-13のスペクトル分布から、本研究でも、慣性小領域でKolmogoroffの-5/3乗則が成立することが確認される。よって、この実測されたスペクトル分布値と式(10)から、逸散率 ε を求めることができる。ただし、式(10)を用いて逸散率を求める場合、その適応範囲を的確に求める必要がある。本研究では、低周波数領域および高周波数領域において、傾きが-5/3を示さない領域を除いた周波数領域について最小自乗法を用いて逸散率を求めた。Onitsuka & Nezu¹¹⁾は同様な方法を用いて、開水路等流の逸散率を求め、 $y^+>10$ の領域では、DNS (Direct Numerical Simulation)の結果と一致することを示し、上述の方法による逸散率の算出方法は信頼性が高いことを示した。また、乱れの発生率 G は、運動方程式より次式(11)で表される。

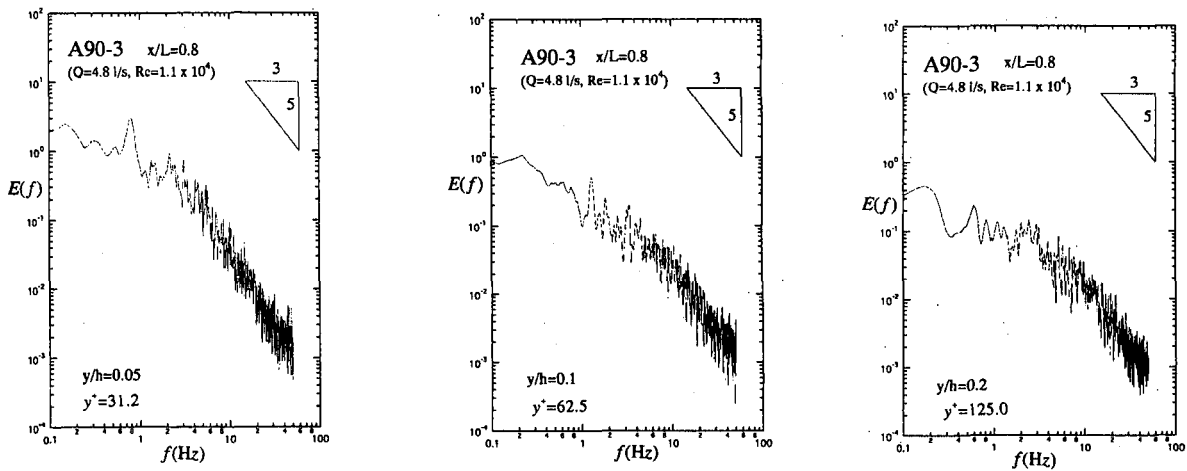


図-13 主流速変動の周波数スペクトル

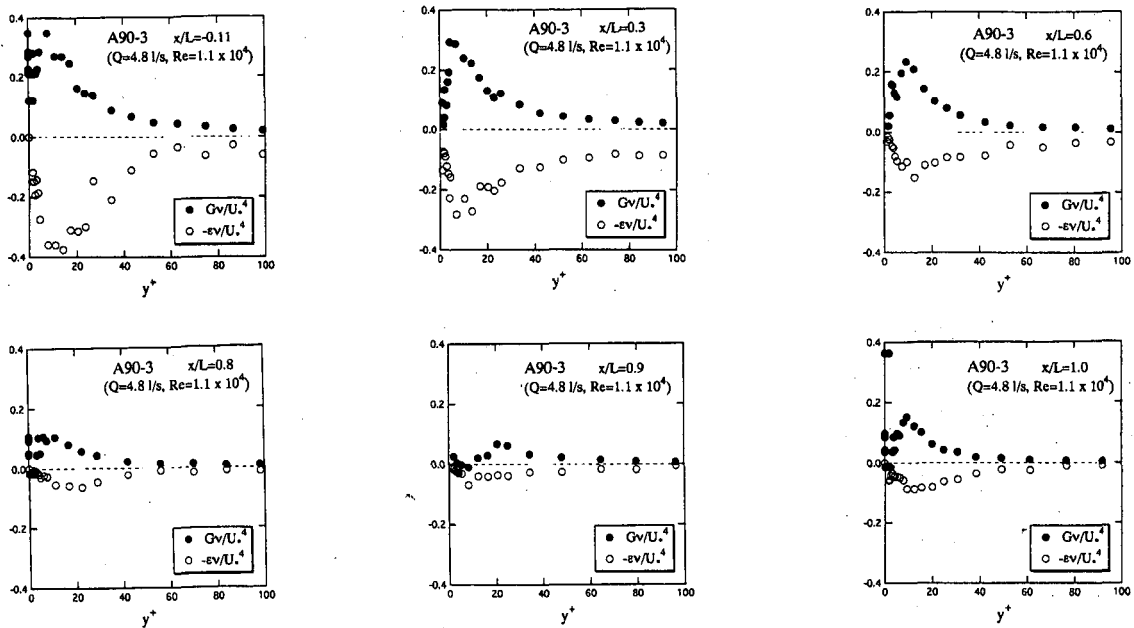


図-14 乱れエネルギー収支

$$G = -uv \frac{\partial U}{\partial y} - (u'^2 - v'^2) \frac{\partial U}{\partial x} \quad (11)$$

このようにして本実験の結果から求めた、逸散率 ε および発生率 G を図-14に内部変数表示する。ただし ε は、 G との比較の便を図るために、符号を逆転させて表示している。等流部($x/L=0.11$)において、乱れの発生率 G は底面近傍において極大値をとり、鉛直方向に向かって単調減少を示している。また、発生率 G を水深積分した値と、逸散率 ε を水深積分した値はほぼ一致し、発生率 G および逸散率 ε の算出が妥当であることが裏付けられた。流下に伴い、発生率のピーク値は減少する。しかし、ピーク値を示す位置はそれほど変化していない。これは、流速分布がバッファー層以下の領域では、それほど等流の分布から変化しないことと、レイノルズ応力の絶対値は減少するものの、その分布形状は等流のものとはほぼ同様であることによるものと考えられる。一方、逸散率

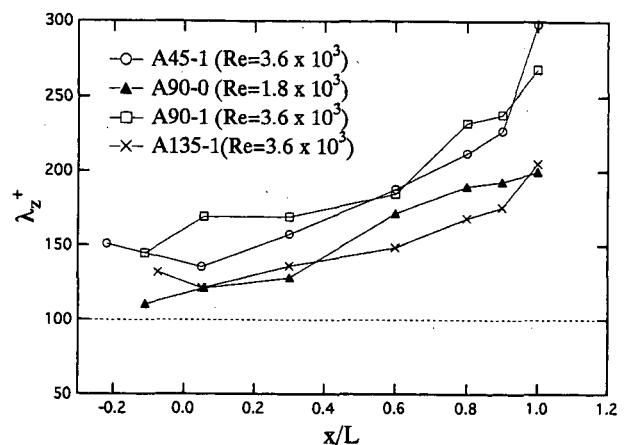


図-15 横断方向縞間隔の流下方向変化

に関しても流下方向に減少傾向を示している。これは、慣性小領域のパワーが減少していることを意味するが、スペクトル形状の変化は観察されなかつ

た。それぞれのピーク値は、全て y^+ が10付近で現れている。また、流下に伴い ε および G のピーク値が減少していることが認められる。

3.6 縞構造特性

多くの研究者が指摘しているように、水素気泡法による可視化実験において、平面画像に見られる様々な縞模様は、組織構造の普遍的な特性である。本研究では比較のため、LDAによる流速計測を行った全ケースで、水素気泡法による可視化実験を試みた。しかし、流速が速いケースでは縞構造が乱れており、明確な縞間隔を観察することができなかった。このため可視化の解析は、A45-1, A90-0, A90-1およびA135-1の4ケースのみで行った。

実際の解析は、流下方向に連続的に、3分間ずつ撮影したビデオ画像を用いた。流下方向に、LDAによる流速計測を行ったときと同様の座標をとり、30秒間ずつ低速縞間隔を測定し、その値を平均したものを、横断方向縞間隔 λ_z^+ とした。図-15は、次式(12)のように無次元化した λ_z^+ の流下方向変化を示したものである。

$$\lambda_z^+ = \frac{\lambda_z U_*}{\nu} \quad (12)$$

ゼロ圧力勾配流れでは、 $\lambda_z^+ \approx 100$ とされているが、今回の実験では、これを大きく上回る値を示すと同時に、流下方向にほぼ単調増加している。これより、流下に伴いburstの空間的頻度が小さくなっていると言える。このように、ゼロ圧力勾配の境界層流、開水路等流においては、レイノルズ数やフルード数にかかわらず、普遍的な構造を示すbursting現象が、圧力勾配によって多大な影響を受けることが発見されたことは、極めて重要であり、今後はburstの周期などを解明したいと考えている。

4. おわりに

順圧力勾配を有する開水路流れを取り扱った本研究で得られた知見は、以下のようにまとめられる。

(1) 開水路加速流れにおいても、流速分布は粘性底層において直線分布を示す。

(2) 摩擦速度によって無次元化された流下方向乱れ強度は、粘性底層において、直線分布となるが、その分布の係数は等流のものよりも小さくなる。

(3) 本実験条件の開水路加速流れにおいては、慣性小領域でKolmogoroffの-5/3乗則が成立する。

(4) 乱れの発生率および逸散率のピーク値は、順圧力勾配の影響により、流下に伴い減少する。

(5) 順圧力勾配開水路流れにおいてburstの横断方向縞間隔は、流下につれて単調増加する。

参考文献

- 1) Cardoso, A.H., Graf, W.H. and Gust, G. : Steady gradually accelerating flow in a smooth open channel, *Journal of Hydraulic Research*, vol.29, No.4, pp.525-543, 1991.
- 2) Song, T. and Graf, W.H. : Non-uniform open-channel flow over a rough bed, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, JSCE, vol.12, No.1, pp.1-25, 1994.
- 3) 榑津家久, 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, 第509号, II-30, pp.89-97, 1995.
- 4) 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.
- 5) 竹本憲充, 浦 勝, 秋山壽一郎 : 水深が浅くなる流れに関する実験的研究, 水工学論文集, 第43巻, pp.341-346, 1999.
- 6) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 7) Nagano, Y., Tagawa, M. and Tsuji, T. : Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, *Turbulent Shear Flows 8* (ed. F. Durst et al.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp.7-21, 1993.
- 8) 榑津家久, 門田章宏, 戸田孝史 : 正弦波床上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, 第558号, II-38, pp.103-112, 1997.
- 9) Nezu, I. and Rodi, W. : Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, vol.112, No.5, pp.335-355, 1986.
- 10) Warnack, D. and Fernholz, H.H. : The effects of a favorable pressure gradient and of the Reynolds number on an incompressible axisymmetric turbulent boundary layer, Part 1. The boundary layer with relaminarization, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.359, pp.329-356, 1998.
- 11) Onitsuka, K. and Nezu, I. : Turbulent structure in the near-wall region of 2-D open channel flows, *The 7th International Symposium on Flow Modeling and Turbulence Measurements*, pp.679-704, 1998.

(1999. 4. 23 受付)