

開水路加速流の乱流特性に関する実験的研究

禰津家久¹・鬼束幸樹²・藤田正樹³

¹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)

²正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻 (同上)

³学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 (同上)

系統的に圧力勾配を変化させた2次元開水路流の流速分布および乱れ諸量を高精度レーザー流速計(LDA)で計測した。その結果、順圧力勾配流れにおいてはlog則が破綻し、摩擦速度の算出にlog則を用いることができないこと、外層において流速分布の一様化傾向が見られることおよび乱れ強度の再配分率が等流のものより変化することが示された。これは、順圧力勾配流れにおいては乱れから主流にエネルギーが環流されることで速度勾配が減少するためである。一方、粘性底層においては、主流速分布が直線分布を示すこと、乱れ強度分布が等流のものよりも減少することなどが明らかとなり、摩擦速度の算出には粘性底層の流速分布から評価することが不可欠であることが示された。

Key Words : open channel flow, turbulence, favorable pressure gradient, Reynolds stress, LDA

1. はじめに

河道改修や河川構造物などを設計する上で、流砂量や流水抵抗などの水理特性を正確に把握することが必要とされる。そのため、河川を最も単純にモデル化した2次元開水路等流の研究が精力的に行われてきた。その結果、流速分布がlog-wake則に従うこと、wake関数におけるwakeパラメータがReynolds数の関数であること、乱れ強度分布が禰津の普遍関数式に従うことなどがNezu & Rodi¹⁾によって明らかにされ、2次元開水路等流の水理特性はほぼ解明されたといえる。

一方、三面張に代表されるコスト重視の河川改修方法が高度経済成長時代から近年に至るまで多く採用されてきたため、河川および河川を取り巻く環境が急激に悪化し、水生生物の死滅などをもたらした。そのため、これを是正すべきであるとの認識が工学に携わる者の間だけでなく、地域住民の間にも広まってきた。その機運と相まって1997年に河川法も改正され、治水および利水だけでなく、環境も重要視することが法律として明記された。環境を重視する河川改修の方針の一つとしては、河川の線形を極力自然のままに残し、それに伴って発生する生態系を保全しようとするものである。三面張によって改修された河川の線形は、水深や水路幅がほとんど流下方向に変化しない形状となっているが、自然河川の

線形は、水深や水路幅が複雑に変化する形状となっている。このような流れ場の水理特性は等流のものとは著しく異なるので、等流の研究で得られた知見をそのまま適用できるとは限らない。そのため、水深や水路幅が変化する開水路不等流の研究が現在必要とされている。

水深の変化する流れは、流下方向に水深が増加する開水路減速流および流下方向に水深が減少する開水路加速流とに大別できる。開水路減速流および開水路加速流においては、流下方向に圧力がそれぞれ増加および減少するために、逆圧力勾配流れ(adverse pressure-gradient flow)および順圧力勾配流れ(favorable pressure-gradient flow)とも呼ばれる。このような圧力勾配を有する流れの研究は、まず境界層流において端を発した。

逆圧力勾配を有する境界層流れについては、Clauser²⁾によってピトー管を用いて測定され、主流速分布がゼロ圧力勾配の分布よりもやせることが示された。続いてMellor & Gibson³⁾は流下方向に主流速分布が相似な平衡境界層における主流速分布がlog-wake則によって表現でき、wakeパラメータが排除厚と底面せん断応力によって無次元化された圧力勾配パラメータ β_B によって決定されることを指摘した。その後、数々の実験的研究によって得られた平衡境界層におけるwakeパラメータと圧力勾配パラメータ β_B との関係はColes & Hirst⁴⁾によってま

とめられ、White⁹⁾によって定式化された。さらに、Townsend⁶⁾および Mellor & Gibson³⁾によって平衡境界層における運動方程式が近似的に解かれ、圧力勾配および主流速分布を用いてせん断応力分布の予測が可能となった。

逆圧力勾配を有する開水路流における研究は、その測定の困難さから長い間行われてこなかった。しかし、岡部・杉尾⁷⁾はピトー管を用いて逆圧力勾配流れを計測し、内層および外層における主流速分布が log-wake 則によって表現できることを示し、Song & Graf⁸⁾は超音波流速計 (ADVP : Acoustic Doppler Velocity Profiler) を用いて主流だけでなく、乱れ諸量も計測し、半水深付近で乱れ強度が禰津⁹⁾の普遍式よりも増加することを明らかにした。さらに禰津ら¹⁰⁾はレーザードップラー流速計 (LDA : Laser Doppler Anemometer) を用いて高精度な乱流計測を行い、圧力勾配によって log 則の積分定数や van Driest のダンピング定数などが変化することなどを明らかにした。また、鬼束ら¹¹⁾は運動方程式を解析的に解き、平衡な逆圧力勾配流れのせん断応力分布を近似的に得ることに成功した。

次に、順圧力勾配流れに関しては、逆圧力勾配流れと同様に、開水路流に関する研究よりも境界層における研究の方がはるかに先行して初められた。Kline *et al.*¹²⁾は log 則によって求められた摩擦速度で無次元化された主流速分布が、内層では log 則に従うが、外層では log 則より減少することを示した。Patel & Head¹³⁾, Badri Narayanan & Ramjee¹⁴⁾はプレストン管を用いて測定した摩擦速度で主流速分布を無次元化すると、内層においても log 則からずれを生じることを示した。Blackwelder & Kovaszny¹⁵⁾, 一条ら¹⁶⁾は乱れ強度がほとんどの領域でゼロ圧力勾配流れのものよりも減少するが、壁面付近では逆に増加することを示した。

一方、順圧力勾配を有する開水路流の乱流計測は、Cardoso *et al.*¹⁷⁾によって初めて行われた。彼らは Hot-film 流速計を用いて流速分布を計測すると同時に、Skin friction プロブを用いて底面せん断応力の測定を行った。その結果、流速分布に log-wake 則を適用した場合、平衡な流れであれば White⁹⁾の式によって wake パラメータと圧力勾配パラメータ β_B との関係を表現できることを示した。圧力勾配パラメータ β_B は、圧力勾配、底面せん断応力および排除厚によって構成されているが、Song & Graf⁸⁾は排除厚の代わりに水深を用いた圧力勾配パラメータ β を新たに定義し、wake パラメータと圧力勾配パラメータ β との関係を表式化した。ところが Song & Graf の行った実験においては圧力勾配の範囲が比較的小さく ($\beta \approx -4.5$)、また、アスペクト比 (水路幅/水深) がすべての実験において5以下であり、Nezu &

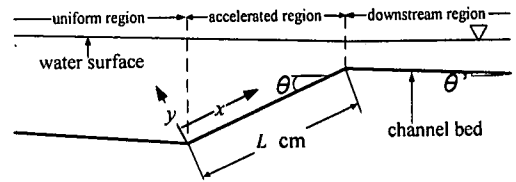


図-1 実験水路

表-1 水理諸量

| Case. | L (cm) | $\sin \theta'$ | $\sin \theta$ | $x = 0$ (cm) | | | $x = L$ (cm) | | |
|--------|-----------|----------------|---------------|---------------|--------|-------------------------|---------------|--------|-------------------------|
| | | | | h_0 (cm) | Fr_0 | Re_0 $\times 10^3$ | h_1 (cm) | Fr_1 | Re_1 $\times 10^3$ |
| A45-1 | 45 | 1/1800 | -1/16 | 7.01 | 0.069 | 3.6 | 4.14 | 0.150 | 3.6 |
| A45-2 | | 1/1300 | -1/16 | 7.06 | 0.140 | 7.2 | 4.09 | 0.310 | 7.2 |
| A90-1 | 90 | 1/1800 | -1/32 | 7.07 | 0.068 | 3.6 | 3.98 | 0.160 | 3.6 |
| A90-2 | | 1/1300 | -1/32 | 7.11 | 0.140 | 7.2 | 3.83 | 0.340 | 7.2 |
| A135-1 | 135 | 1/1800 | -1/48 | 7.03 | 0.069 | 3.6 | 3.90 | 0.170 | 3.6 |
| A135-2 | | 1/1300 | -1/48 | 6.99 | 0.140 | 7.2 | 4.09 | 0.310 | 7.2 |

Nakagawa⁹⁾の2次流発生基準に従えば、Song & Graf⁸⁾の実験値には2次流の影響が現れていると考えられる。禰津ら¹⁰⁾は平板を用いて加速流れを作り、LDAを用いて広範囲な圧力勾配パラメータ β を含む流れを計測したが、加速部の長さがやや短く、上流の履歴が残っていたとの懸念が残る。この点に注意を払い、浦ら¹⁸⁾および竹本ら¹⁹⁾は加速部の長さを十分に長くとした状態で、広範囲な圧力勾配下 ($\beta \approx -18.7$) における流れをX型 Hot-film 流速計を用いて計測した。その結果、wake パラメータと圧力勾配パラメータ β との関係の定式化に成功した。ただし、浦ら¹⁸⁾および竹本ら¹⁹⁾は摩擦速度の算出に log 則を用いているが、Patel & Head¹³⁾, Badri Narayanan & Ramjee¹⁴⁾による境界層における結果から、log 則による摩擦速度の評価は必ずしも正しくないものと推測できる。最近、禰津ら²⁰⁾は開水路加速流における粘性底層の計測を行い、粘性底層における流速分布から摩擦速度を評価することに成功した。ただし、彼らは河床波の研究に中心をおいていたため、水路床がサインカーブの形状をしており、得られた乱流特性量が平板河床のものよりやや複雑である。

以上のことから、開水路加速流の実験的研究に必要とされる実験条件として、アスペクト比を常に5以上に保っていること、上流の履歴が消えるような十分に長い加速部を設けること、水路床がフラットであることおよび摩擦速度の評価に log 則を用いないことなどが挙げられる。そこで、本研究においては上述の条件を満たした実験条件を設定し、LDAを用いて乱流計測を高精度に行い、その乱流特性の解明を試みるものである。

2. 実験装置および実験条件

(1) 実験装置

本実験で用いた水路は、長さ10m、全幅40cmの可変勾配型循環式直線水路である。図-1に示すように水路の上端から6~7mの地点より下流側に平鉄板を用いて加速部を設けた。以下、加速部よりも上流の領域を「等流部」、加速部よりも下流の領域を「下流部」とよぶこととする。なお、座標系としては、加速部の水路床と平行に流下方向に x 軸を、 x 軸に直角上向きに y 軸をとり、それぞれの時間平均流速を U, V 、変動成分を u, v とした。

実験は、流速分布計測と水面形計測を行った。流速計測に用いた機器は最新鋭の後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計である。4Wのレーザー発信器から発生したレーザー光線は、ビームスプリッターで分光され、その2ビームが40MHzの周波数シフトをかけた後に光ファイバーを通過し、ガラス製の水路側壁から流体中に照射され、ドップラーバースト信号を発生させる。使用したフロントレンズの焦点距離は200mmである。バースト信号は再び光ファイバーを通過してフォトマルで検出され、DANTEC社製 Flow Analyzer に送られ、相関法によって流速値が実時間で計算される。レーザープローブの移動には自動トラバース装置を用いた。この自動トラバース装置は1/100mmの精度を有するため、極めて底面近傍における測定が可能である。

水面形計測に関しては、1/100mmの測定精度を有するデジタル型ポイントゲージとレベルを用いて水路中心線上の水面形計測を行った。測定間隔は、等流部においては50cm、加速部においては1~4cm、下流部においては1~10cmとした。

(2) 水理条件

本研究では系統的に圧力勾配を変化させた流れを作成するために、表-1に示すように加速部の水路床勾配および流量を変化させた6ケースの実験条件を設定した。ここに、 L は加速部長さ、 $\sin\theta'$ は上流部および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、 $Fr = U_m/\sqrt{gh}$ はFroude数、 $Re = U_m h/\nu$ はReynolds数、 U_m は断面平均流速であり、添字0は加速部入口の諸量、添字1は加速部出口の諸量を示す。本実験条件は、アスペクト比が常に5以上を保持しており2次元性を確保していることおよび底面がフラットであるため底面の境界条件が変化しないことが特徴である。なお、LDAのサンプリング時間を60sとしたが、底面付近の0.1~5mmの領域においては120sとした。

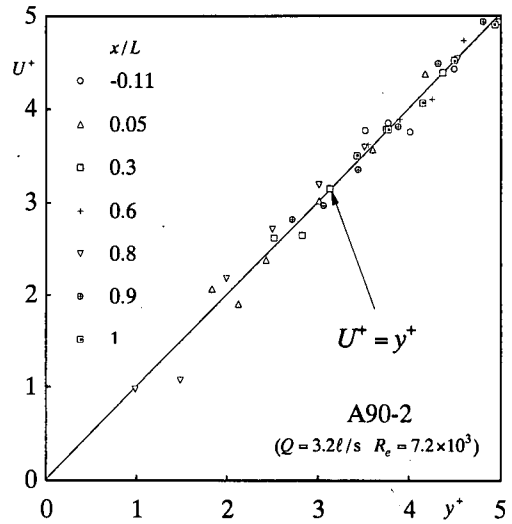


図-2 粘性底層における流速分布 (A90-2)

3. 実験結果および考察

(1) 摩擦速度 U_e の算出

開水路不等流における代表的な摩擦速度の評価法は以下のものである。

i) エネルギー勾配 I_e より

$$U_e = \sqrt{ghI_e} \quad (1)$$

$$I_e = -\frac{d}{dx} \left(\frac{\alpha U_m^2}{2g} + H \right) \quad (2)$$

ii) 運動量の釣合い式より

iii) 直接測定

iv) 粘性底層 ($0 \leq y^+ \leq 5$) の流速分布より

$$U^+ = y^+ \quad (3)$$

v) 内層 ($30 \leq y^+ \leq 0.2R_e$) の流速分布から log 則より

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A \quad (4)$$

ここに、 α はエネルギー補正係数、 H は水位、 $U^+ \equiv U/U_e$ は無次元平均流速、 $y^+ \equiv yU_e/\nu$ は無次元座標、 $R_e \equiv hU_e/\nu$ は乱流 Reynolds 数、 κ はKarman定数、 A は積分定数である。

方法 i) および ii) については、水面勾配 dh/dx を正確に測定することがかなり困難であり、また、水路の微小なたわみが摩擦速度の算出に大きな影響を与えるため、高精度な評価は期待できない。方法 iii) については、プレストン管やシアプレートなどがよく使用されているが、微小な設定誤差などが結果に大きく影響するため、特殊な熟練を要する。方法 iv) については、従来用いられてきた Pitot 管、Hot-film 流速計、プロベラ流速計などの比較的センサー部が大きく、しかも、接触型の流速計では粘性底層

の計測がほぼ不可能であったため、開水路流においてはほとんど適用例がなかった。Nagano *et al.*²¹⁾は逆圧力勾配を有する境界層流において、Hot-wire 風速計を用いて粘性底層の風速分布を計測し、式(3)を用いた摩擦速度の評価が最も信頼性が高いことを示した。なお、彼らは壁面が Hot-Wire に及ぼす影響を検定し、その影響を除去している。方法 v)については、これまで多用されてきた方法であり、後に検討する。

図-2はケース A90-2の粘性底層における流速分布を示したものである。なお、無次元化に用いた摩擦速度 U_s は式(3)より算出した。流下に伴う圧力勾配の変化に関わらず、流速分布が図中の直線で示された式(3)によって表現できることが確認できる。これは、他のケースについても同様であった。このことより、式(3)を用いた摩擦速度の評価方法は逆圧力勾配境界層流だけでなく、開水路加速流においてもかなり高精度であると考えられる。以下の本論文で用いる摩擦速度は式(3)より算出されたものである。

(2) 圧力勾配パラメータ

圧力勾配を有する開水路流においては、Froude 数および Reynolds 数だけでなく圧力勾配 dp/dx による影響を強く受けることが予想される。そのため、圧力勾配 dp/dx を無次元化した圧力勾配パラメータを規定する必要があるが、圧力勾配の無次元化に当たっては、水深 h 、最大流速 U_{max} などの外部変数によって無次元化する方法と、密度 ρ 、動粘性係数 ν 、摩擦速度 U_s などの内部変数によって無次元化する方法がある¹⁾。逆圧力勾配を有する境界層流においては、外部変数で無次元化された、次の Clauser²⁾の圧力勾配パラメータ β_B が頻繁に用いられる。

$$\beta_B = \frac{\delta_s}{\rho U_s^2} \frac{dp}{dx} \quad (5)$$

ここに、 δ_s は排除厚である。Townsend⁶⁾、Mellor & Gibson³⁾、Rotta²²⁾は逆圧力勾配を有する境界層流において、せん断応力分布が圧力勾配パラメータ β_B によって一義的に決定されることを明らかにし、外部変数の妥当性を示した。鬼束ら¹¹⁾は逆圧力勾配を有する開水路流において運動方程式を解析的に解き、以下に示す圧力勾配パラメータ β によって主流速分布およびせん断応力分布が理論的に決定されることを示した。

$$\beta = \frac{h}{\rho U_s^2} \left(-\rho g \sin \theta + \frac{dp}{dx} \right) \quad (6)$$

一方、順圧力勾配を有する境界層流に関しては、Kline *et al.*¹²⁾は圧力勾配パラメータ β_B によって流れの分類を行ったが、Mellor²³⁾は順圧力勾配流れの場合、逆圧力勾配流れと異なり壁面の影響を強く受けることに着目し、内部変数で定義される次の圧力勾配

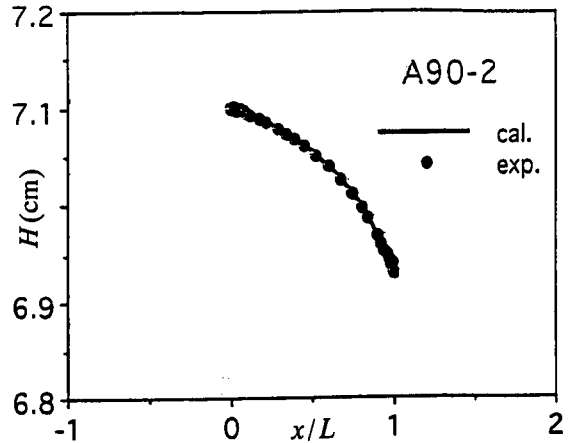


図-3 実測された水深とスプラインによる近似曲線

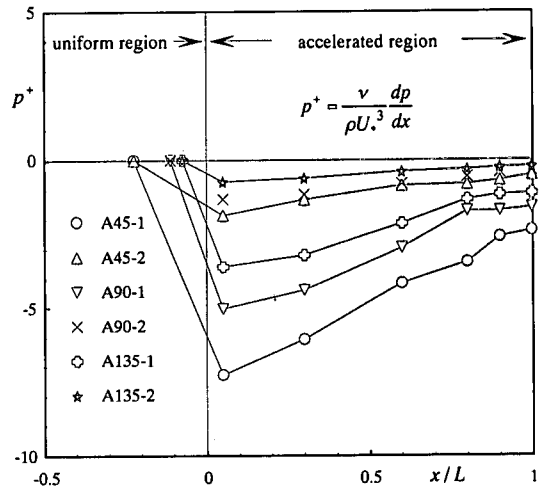


図-4 圧力勾配パラメータ p^* の流下方向変化

配パラメータ p^* を提案した。

$$p^* = \frac{\nu}{\rho U_s^3} \frac{dp}{dx} \quad (7)$$

順圧力勾配を有する開水路加速流においては、Cardoso *et al.*¹⁷⁾、Song & Graf⁸⁾、禰津ら¹⁰⁾、浦ら¹⁸⁾および竹本ら¹⁹⁾は外部変数を用いた圧力勾配パラメータ β あるいは β_2 を用いて乱流統計量を基準化している。

$$\beta_2 = \frac{h}{\rho U_s^2} \frac{dp}{dx} \quad (8)$$

ただし、Cardoso *et al.*¹⁷⁾、Song & Graf⁸⁾、禰津ら¹⁰⁾、浦ら¹⁸⁾および竹本ら¹⁹⁾は内層 ($y^+ \leq 0.2R$) よりもむしろ、外層 ($0.2 < \xi \leq 1.0$, $\xi = y/h$) に着目した研究である。最近、禰津ら²⁰⁾は正弦波の河床形状を

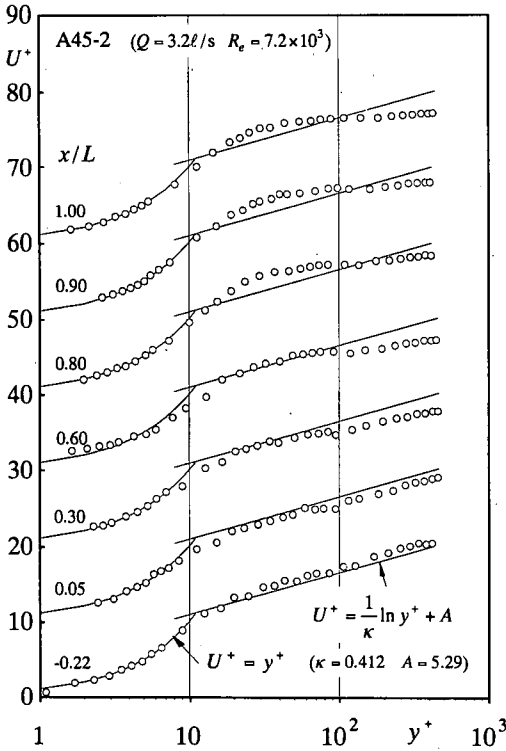


図-5(a) 主流速分布の流下方向変化 ($L=45\text{cm}$)

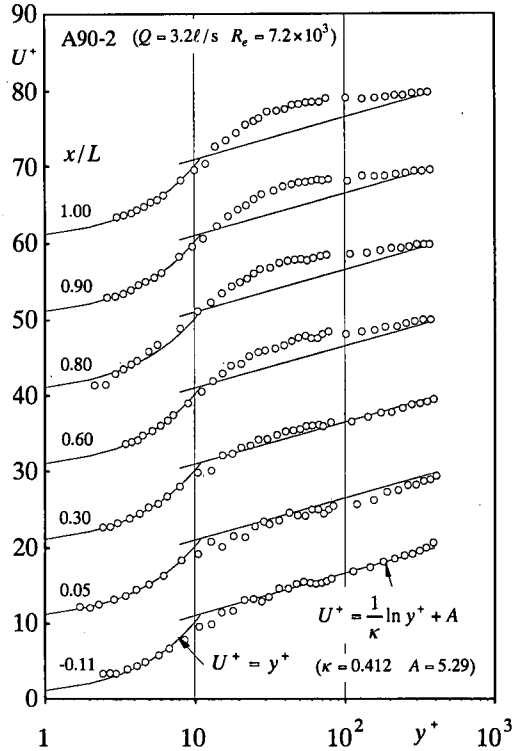


図-5(b) 主流速分布の流下方向変化 ($L=90\text{cm}$)

有する順圧力勾配流れにおいて外層だけでなく、粘性底層を含む内層の流速分布を詳細に計測し、内層の乱流統計量を基準化の上では圧力勾配パラメータ β_2 よりも p^* の方が適当であることを示した。さらに、鬼束・禰津²⁴⁾は開水路加速流の流速分布を外部変数表示および内部変数表示した結果、内部変数表示の方が妥当であることを示した。したがって、本研究においても内部変数で無次元化された圧力勾配パラメータ p^* を用いて乱流統計量の規準化を行う。

圧力勾配パラメータ p^* を評価する上で、最も重要なのが、水深勾配 dh/dx の精密な算出である。ポイントゲージによって実測された水面形には誤差が含まれているため、流下方向に水面形が多少上下しながら変化する。そのため、実測値を忠実に通るような曲線を用いると、かえって水面勾配の評価が正確でなくなる。そこで、実測値を必ずしも通らずに、スムーズな変化に対応できる奇数次平滑化スプラインを用いた。図-3に水面形の実測値をプロットで、スプラインによって再現された水面形を実線で示した。同図よりスプラインによる水面形の再現が良好であるといえる。そのため、多項式によって表現されているスプライン関数を微分することによって、精度の高い水深勾配 dh/dx の算出が期待できる。

図-4に圧力勾配パラメータ p^* の流下方向変化を示す。ただし、圧力 p に関しては、次式の静水圧近似を用いた。

$$\frac{dp}{dx} = \rho g \frac{dh}{dx} \cos \theta \quad (9)$$

圧力勾配パラメータ p^* は等流部においてはほぼゼロとなっており、ほぼ流れが等流となっていることが確認される。加速部に流れが流入すると、急激に p^* が減少し、その後、流下方向に徐々に増加していく様子が観察される。ところで、本実験条件と同様に断面積が流下方向に線形的に減少する境界層流においては、圧力勾配パラメータが流下方向に徐々に変化し、その後一定値をとることが Badri Narayanan & Ramjee¹⁴⁾によって示されている。境界層流における圧力勾配は Bernoulli の定理より次式で表される。

$$\frac{dp}{dx} = -\rho U_{\max} \frac{dU_{\max}}{dx} \quad (10)$$

一方、開水路流における圧力勾配(9)は連続式を用いると次式のように変形できる。

$$\frac{dp}{dx} = -\rho U_m \frac{dU_m}{dx} \times \frac{\cos \theta}{F_r^2} \quad (11)$$

大局的には、

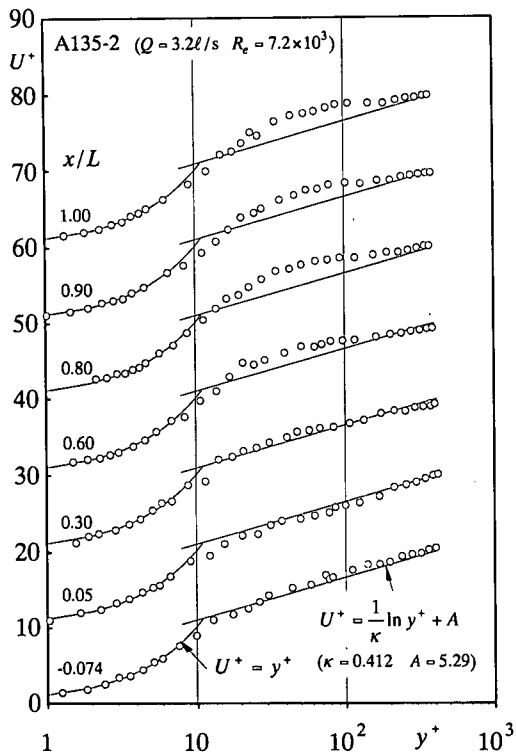


図-5(c) 主流速分布の流下方向変化 ($L=180\text{cm}$)

$$U_{\max} \frac{dU_{\max}}{dx} \propto U_m \frac{dU_m}{dx} \quad (12)$$

と考えられるので、式(10)と式(11)とを比較すると、開水路流における圧力勾配パラメータ p^* は境界層流のものと異なり、Froude 数 F_r の影響を受けることがわかる。そのため、幾何学的には本研究の流路形状と類似している Badri Narayanan & Ramjee⁽¹⁴⁾ による境界層流の結果と本実験結果が異なると考えられる。

(3) 主流速分布

図-5は流量 $Q=3.2\ell/s$ 、すなわち $R_e=7.2 \times 10^3$ の一定条件で加速部長さ L を変化させたケース A45-2, A90-2, A135-2における主流速分布を示したものである。図中の曲線は粘性底層の式(3)を、右上がりの直線は式(4)の \log 則を示しており、Karman 定数 κ および積分定数 A については、等流における $\kappa=0.412$ 、 $A=5.29$ を用いた。ケース A90-2に注目すると、等流部 ($x/L=-0.11$) では、粘性底層 ($0 \leq y^+ \leq 5$) においては直線分布式(3)によって、内層においては \log 則(4)によってそれぞれ流速分布が表現できることが認められる。しかし、加速部に流入した直後の $x/L=0.05$ の断面においては、内層から外層にかけて流速が全体的に減少している。このような傾向は瀬津ら⁽²⁰⁾によって乱流計測が行われ

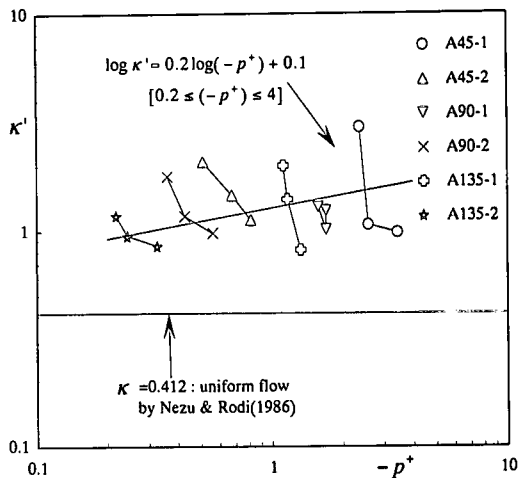


図-6 見かけ上の Karman 定数 κ' と p^* の関係

た正弦波の河床形状を有する流れにも見られ、加速部に流れが流入する際に生じる流向の変化によるものと考えられる。その後、流下に伴い \log 則よりも小さな値であった流速が内層では徐々に増加し、 \log 則よりも大きな流速値を持つ。しかし、水面付近の流速は、それほど大きな変化はない。その結果、加速部下流域の $x/L=0.80$ では、粘性底層において流速分布が式(3)に従うが、外層においては流速分布に一樣化傾向が認められ、 \log 則には従わなくなる。すなわち、 $100 \leq y^+ \leq R$ ($y^+ = R$ が水面) においては速度勾配は鉛直方向にほぼ一定となっている。その後、 $0.80 \leq x/L \leq 1.00$ の断面においてはほぼ類似した流速分布形状となっている。したがって、この領域においては上流の履歴を受けていないことが考えられる。鬼束ら⁽¹¹⁾は逆圧力勾配を有する開水路流れにおいて、上流の履歴を受けない領域は流入水深 h_0 の12倍程度流下した後であることを明らかにしている。しかし、流入水深がほぼ同様で加速部長さ L の異なるケース A45-2 ($L=45\text{cm}$)、A90-2 ($L=90\text{cm}$)、A135-2 ($L=135\text{cm}$) を比較すると、加速部の長さに関わらず、ほぼ $x/L > 0.8$ の領域では流速分布は同様な形状となっていることが確認される。逆圧力勾配流れにおいては、勾配の変化した断面の底面から発達する内部境界層が水面に達することで上流の履歴がほぼ消滅するが、一方、順圧力勾配流れの場合は、内部境界層の発達が順圧力勾配によって抑制されると考えられ、上流の履歴が消える距離は単純に流入水深 h_0 のみによって規定されていないと考えられる。このような流れの発達については今後さらに研究を行う必要があるが、本実験では $x/L > 0.8$ の領域では上流の履歴がほぼ消滅している実験事実より、この領域を「発達領域」とよぶこととする。

さて、発達領域におけるケース間比較をすると、

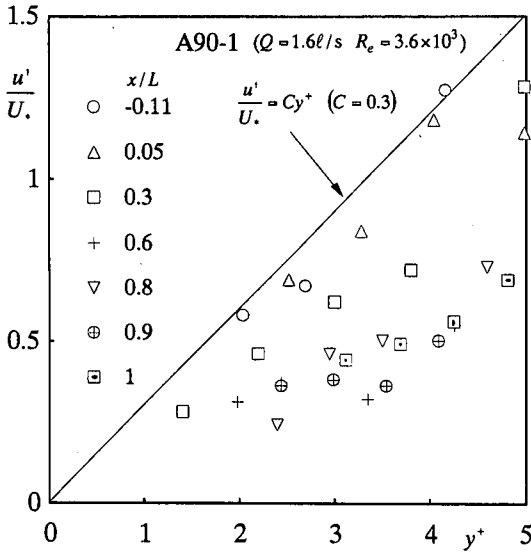


図-7 粘性底層における乱れ強度分布 (A90-1)

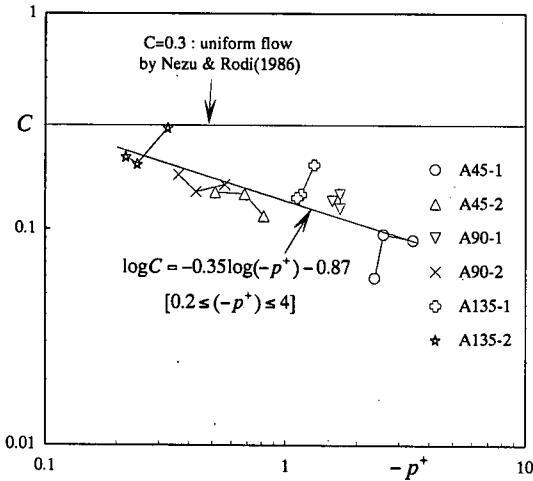


図-8 勾配 C と圧力勾配パラメータ p^+ との関係

$100 \leq y^+ \leq R$ における平均的な速度分布が圧力勾配 $-p^+$ の増大に伴い一様化することが認められる。そこで、 $100 \leq y^+ \leq R$ における流速分布より log 則(4)を強引に適用して見かけ上の Karman 定数 κ' を求めた。Karman 定数 κ' には物理的意味はないが、外層における流速分布を表現するには有効な諸量である。図-6は発達領域における見かけ上の Karman 定数 κ' と圧力勾配パラメータとの関係を示したものである。ただし、横軸は $-p^+$ とした。見かけ上の Karman 定数 κ' は、 $-p^+$ に対して右上がりの分布となっている。そこで、 κ' と $-p^+$ との関係は次式で近似した。

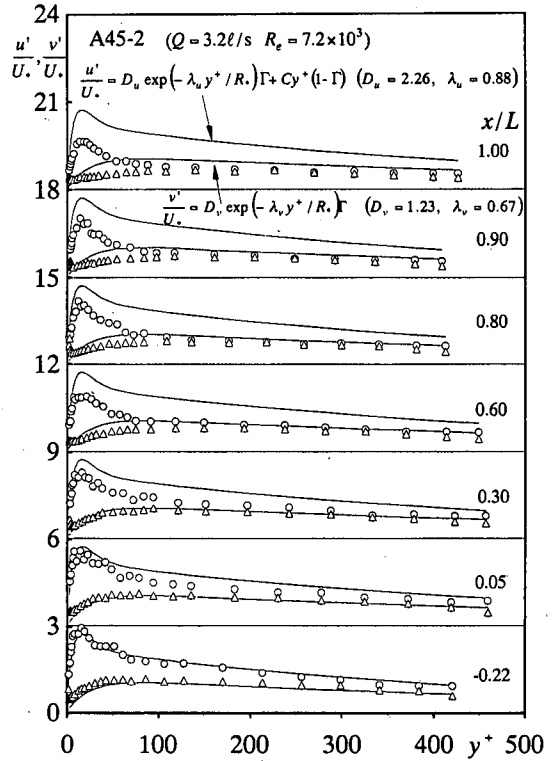


図-9 乱れ強度分布 (u'/U および v'/U .)

$$\log \kappa' = 0.2 \log(-p^+) + 0.1 \quad [0.2 \leq (-p^+) \leq 4] \quad (13)$$

ただし、上式の成立範囲は、 $0.2 \leq (-p^+) \leq 4.0$ である。図-6を見ると、実測値にかなりのばらつきがあり、式(13)が必ずしも的確に実測値を良好に表現しているとは言い難いが、見かけ上の Karman 定数 κ' は加速の効果が增加するに伴い増加するということが、すなわち、流速勾配が小さくなり、流れが一様化することが表現されている。

(4) 乱れ強度分布

等流の粘性底層における乱れ強度 u'/U の分布は次式で示されることが知られている⁹⁾。

$$\frac{u'}{U} = C \cdot y^+ \quad (14)$$

Nezu & Rodi¹⁾, Onitsuka & Nezu²⁵⁾ は Reynolds 数および Froude 数に関わらず、 $C=0.3$ の一定値を示すことを明らかにした。図-7はケース A90-1の粘性底層における乱れ強度分布 u'/U を示したものである。多少のばらつきがあるものの、乱れ強度 u'/U はほぼ直線的に増加していることが確認できる。そこで、式(14)を用いて係数 C を求めた。図-8は発達領域における係数 C と圧力勾配パラメータとの関係を示したものである。係数 C は $-p^+$ に対して右下がりの

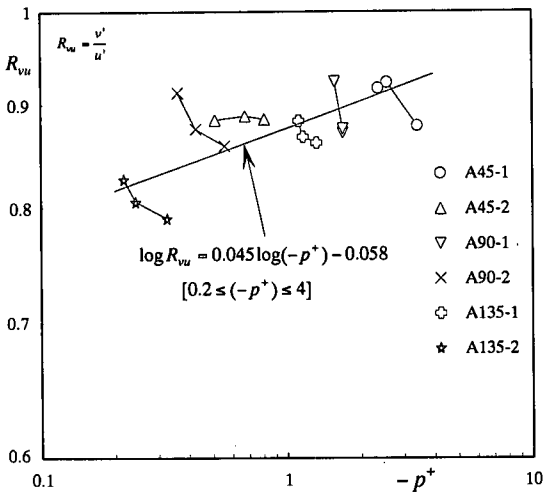


図-10 乱れ強度比 $R_{vu} = v'/u'$ と p^* との関係

分布となっている。そこで、係数 C と $-p^*$ との関係をもつのが特徴である。

$$\log C = -0.35 \log(-p^*) - 0.87 \quad (0.2 \leq (-p^*) \leq 4) \quad (15)$$

これは、順圧力勾配 ($p^* < 0$) によって粘性底層における乱れが抑制され、減少することを示すものである。このように圧力勾配の影響が外層だけでなく、壁面近傍にまで及ぶことは非常に興味深いことである。

次に、図-9に内層を含むほぼ全領域における乱れ強度 u'/U_* および v'/U_* の分布をそれぞれ○印および△印で示す。図-8には u'/U_* に関する中川・禰津²⁶⁾ の公式を示した。この式は、 $y^* = 17$ 付近においてピークをもつのが特徴である。

$$\frac{u'}{U_*} = D_u \exp\left(-\lambda_u \frac{y^*}{R_*}\right) \Gamma + C y^* (1 - \Gamma) \quad (16)$$

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{B_u}\right) \quad (17)$$

また乱れ強度 v'/U_* の分布式として、Onitsuka & Nezu²⁵⁾ は次式を提案した。

$$\frac{v'}{U_*} = D_v \exp\left(-\lambda_v \frac{y^*}{R_*}\right) \Gamma \quad (18)$$

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{B_v}\right) \quad (19)$$

v' は u' と異なり、ピークを持たないのが大きな特徴である。式(16)~(19)における係数は開水路等流においては、Nezu & Rodi¹⁾ および Onitsuka & Nezu²⁵⁾ による LDA を用いた高精度な計測によって与えられ、 $D_u = 2.26$ 、 $D_v = 1.23$ 、 $\lambda_u = 0.88$ 、 $\lambda_v = 0.67$ 、

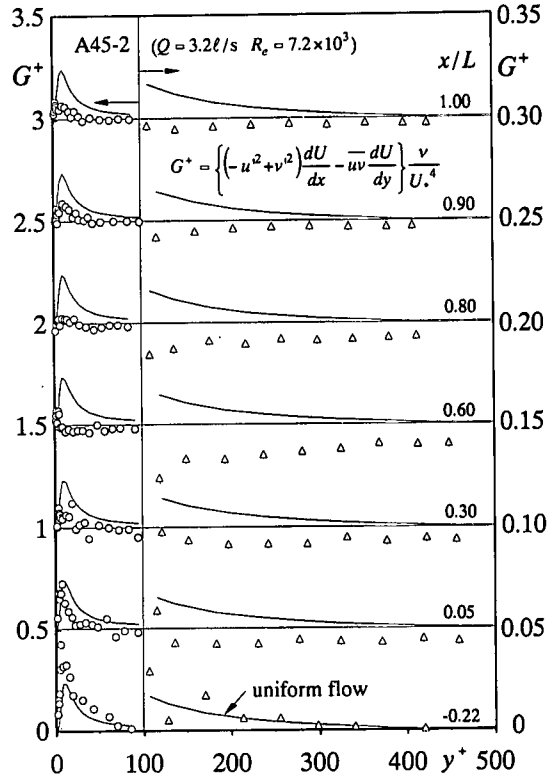


図-11 乱れエネルギーの発生率

$B_u = 10$ 、 $B_v = 26$ が求められた。図-9を見ると、等流部においては実測値はほぼ式(16)および(18)の等流の分布式で表される。しかし、流下に伴い乱れ強度 u'/U_* の分布は全体的に値が減少し、また、乱れ強度のピーク値も減少する。一方、乱れ強度 v'/U_* の分布に関しては、やはり流下に伴い全体的な値が減少しているが、その傾向は乱れ強度 u'/U_* ほど顕著ではない。そのため、外層においては乱れ強度の値はほぼ一致するようになる。そこで、発達領域における乱れ強度比 $R_{vu} = v'/u'$ と圧力勾配パラメータとの関係を図-10に示す。乱れ強度比 R_{vu} は $-p^*$ に対して右上がりの分布となっている。そこで、乱れ強度比 R_{vu} と $-p^*$ との関係を $0.2 \leq (-p^*) \leq 4.0$ の範囲において次式で近似した。

$$\log R_{vu} = 0.045 \log(-p^*) - 0.058 \quad (0.2 \leq (-p^*) \leq 4) \quad (20)$$

上式は $-p^*$ の増加に伴って乱れ成分が等方化指向があることを示している。

(5) 主流と乱れとの相互作用

これまで、乱れの再配分率が等流のものより変化することが明らかにされた。そこで、乱れと主流との間のエネルギー交換について考察する。2次元開水路加速流における乱れエネルギーの発生率は次式で示される。

$$G = -u'^2 \frac{dU}{dx} - v'^2 \frac{dV}{dy} - uv' \frac{dU}{dy} - uv' \frac{dV}{dx} \quad (21)$$

境界層近似を用いると、右辺第4項は無視でき、また、連続式を用いると、右辺第2項の dV/dy は $-dU/dx$ となる。従って、式(21)は次式となる。

$$G = (-u'^2 + v'^2) \frac{dU}{dx} - uv' \frac{dU}{dy} \quad (22)$$

開水路等流においては、右辺第1項がゼロとなるので、右辺第2項のみとなる。この場合、主流から乱れ u' にエネルギーが伝達され、続いて u' から v' および w' に再配分される。この再配分率は開水路等流においては Reynolds 数および Froude 数に依存せず、一定値を示す (Nezu & Nakagawa⁹⁾)。図-11に乱れのエネルギーの発生率を示す。図中の曲線は開水路等流における乱れエネルギーの発生率である。また、 $y^+ < 100$ においては左の縦軸を、 $y^+ \geq 100$ においては右の縦軸を用いた。等流部においては乱れエネルギーの発生率が正であり、また等流の分布とほぼ一致することがわかる。一方、加速部では底面付近の発生率の最大値が減少し、壁面から離れるにつれて発生率が負となっていることが注目される。これは、式(22)の右辺第2項が鉛直方向に急激に減少するのに対し、右辺第1項が相対的に大きな値で負の値をとることによる。このように、乱れの発生率が外層において負をとることは、乱れから主流へと乱れエネルギーが環流されることを意味し、極めて注目される現象である。この乱れの環流は u' によって行われるため、 u' は v' よりも顕著に減少したものと考えられる。したがって、主流 U は乱れからエネルギーを供給されるため、速度勾配 dU/dy が急になり、外層において流速の一様化傾向を示したものと考えられる。

4. おわりに

順圧力勾配を有する開水路流において、LDA を用いて乱流計測を行った結果、以下の結論が得られた。

- (1) 内部変数を用いた圧力勾配パラメータ p^+ は、開水路流においては Froude 数を含んでおり、同じ幾何学形状の流れにおいても境界層流と開水路流とはパラメータ p^+ の挙動が異なる。
- (2) 内層における主流速分布は log 則では表現できず、log 則は破綻する。そのため、既往の研究でなされてきた log 則による摩擦速度の算出は適当ではないといえる。一方、粘性底層における流速分布は直線分布を示し、この分布から摩擦速度を算出する方法が最も妥当である。
- (3) 外層における流速分布は一様化傾向を示し、速度勾配がほぼ一定となる。この外層における速度勾配は圧力勾配パラメータの減少に伴い、減少する。この傾向は、境界層流の結果と一致する。
- (4) 流下方向乱れ強度は粘性底層において直線分布

を示し、その勾配と圧力勾配との関係が式(15)のように求められた。

(5) 加速流における乱れの発生率は、外層において負となることがあり、この領域では乱れから主流に乱れエネルギーが環流し、流下方向乱れ強度が顕著に減少する。そのため、乱れの再配分率が等流のものより変化する。

謝辞：本研究を行うに当たり、(財)前田記念工学振興財団より助成を受けた。ここに謝意を表す。また、多くの実験に協力していただいた当時本学学部生の藤山知加子氏(新日本技研)に謝意を表す。

参考文献

- 1) 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.
- 2) Clauser, F. H. : Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, *J. Aeronautical Sci.*, pp.91-108, 1954.
- 3) Mellor, G. L. and Gibson, D. M. : Equilibrium boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.24, pp.225-253, 1966.
- 4) Coles, D. E. and Hirst, E. A. : *Proc. Computation of Turbulent Boundary Layers-1968*, AFOSR-IFP-Stanford Conference, Vol. II, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1968.
- 5) White, F. M. : *Viscous Fluid Flow*, McGraw Hill, 1974.
- 6) Townsend, A. A. : The properties of equilibrium boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.1, pp.561-573, 1956.
- 7) 岡部健士, 杉尾捨三郎 : 均質な2次元開水路漸拡流の水理学的特性について, 第25回水理講演会論文集, pp.119-124, 1981.
- 8) Song, T. and Graf, W.H. : Non-uniform open-channel over a rough bed, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, JSCE, Vol.12, No.1, May, pp.1-25, 1994.
- 9) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 10) 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.
- 11) 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.
- 12) Kline, S.J., Reynolds, W.C, Schraub, F.A and Runstadler, P.W.: The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.30, pp.741-773, 1967.
- 13) Patel, V.C. and Head, M.R. : Reversion of turbulent to laminar, *J. Fluid Mech.*, Vol.34, pp.371-392, 1968.
- 14) Badri Narayanan, M.A. and Ramjee, V. : On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.35, pp.225-241, 1969.
- 15) Blackwelder, R.F. and Kovaszny, L.S.G. : Large-scale motion of a turbulent boundary layer during relaminarization, *J. Fluid Mech.*, Vol.53, pp.61-83, 1972.
- 16) 一条真古人, 小橋安次郎, 佐伯哲司 : 順圧力勾配下の乱流境界層の構造, 日本機械学会論文集 (B 編), 第49巻, 441号, pp.938-944, 1983.

- 17) 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.
- 18) 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.
- 19) 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.
- 20) 瀬津家久, 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, No.558/II-38, pp.103-112, 1997.
- 21) 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.
- 22) Rotta, J. C. : *Turbulente Strömungen*, Teubner, Stuttgart, 1972 (大路通雄訳: 乱流, 岩波書店, 1975) .
- 23) Mellor, G. L. : The effects of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall, *J. Fluid Mech.*, Vol.24, pp.255-274, 1966.
- 24) 鬼束幸樹, 瀬津家久 : 順圧力勾配を有する開水路流れにおけるせん断応力分布に関する研究, 土木学会論文集投稿中.
- 25) Onitsuka, K. and Nezu, I.: Turbulent structure in the near-wall region of 2-D open channel flows, *The 7th Int. Symp. on Flow Modeling and Turbulence Measurements*, Tainan, Taiwan, pp.679-704, 1998.
- 26) 中川博次, 瀬津家久 : せん断乱流の bursting 現象とその物理モデル, 第22回水理講演会論文集, pp.29-36, 1978.

(1999.4.8 受付)

TURBULENCE STRUCTURE IN OPEN CHANNEL FLOWS WITH FAVORABLE PRESSURE GRADIENTS

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA and Masaki FUJITA

Flow fields of open channel flows with favorable pressure gradients($dp/dx < 0$) were measured accurately with a laser Doppler anemometer(LDA) and distal-type point gage. The mean velocity profiles of the inner-region and outer-region can not be expressed by the standard log law. However, the mean velocity profiles in the viscous sublayer can be expressed well by the linear formula. Therefore, the evaluation of the friction velocity U_* by making use of such a linear formula is the most reliable. It should be noted that the turbulent energy is transported back from the turbulence to the mean velocity. Consequently, the turbulent redistribution changes as compared with that of a uniform flow, i.e. non-pressure gradient flow.