

開水路減速流の乱流特性に関する実験的研究

鬼束幸樹¹・瀬津家久²・藤田正樹³

¹正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻(同上)

³正会員 近畿日本鉄道(株)(〒511-0811 三重県桑名市大字東方100番地)

流下方向に水深が増加する2次元開水路減速流の流速分布および乱れ諸量を LDA によって計測した。その結果、対数則における積分定数は圧力勾配によって等流のものとは比べ変化するが、Karman 定数は圧力勾配の影響を受けない普遍定数であることが明らかとなった。また、粘性底層における流下方向乱れ強度分布は等流のものと同様に直線分布を示すが、その勾配が増加することや buffer 層における流速分布が van Driest 型のダンピング関数を用いれば表記でき、ダンピング係数は圧力勾配の関数であることなどが明らかとなった。さらに、開水路減速流と開水路加速流との水理特性量の相違を明らかにした。

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

1. はじめに

実河川では、水深は流下方向に一定ではなく、複雑に変化している場合が多い。流下方向に水深が減少する流れは順圧力勾配流れであり、水深が増加する流れは逆圧力勾配流れである。このような圧力勾配を有する流れの研究は、まず境界層流れにおいて精力的に行われた。

逆圧力勾配を有する境界層流れは Clauser¹⁾によって早くから測定され、風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 & Gibson²⁾は流下方向に風速分布が相似な平衡境界層における風速分布が log-wake 則によって表現でき、wake パラメータ Π が排除厚 δ と摩擦速度 U_τ 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。逆圧力勾配を有する境界層流れは Reynolds 数だけでなく、圧力勾配パラメータ β_B も流れの支配パラメータとなるが、平衡境界層ではこれら2つのパラメータが流下方向に一定となる。そのため、圧力勾配パラメータを系統的に変化させた実験を行うことによって、乱流特性量に及ぼす圧力勾配の影響を明らかにすることができる。逆圧力勾配を有する風速分布は数々の研究者によって計測されたが、1967年から1968年にかけて Kline³⁾によって開催された国際会議(通称:境界層オリンピック)において、平衡境界層と認められたのは13の流れであった。平衡境界層における wake

パラメータ Π と圧力勾配パラメータ β_B との関係は、後に White⁴⁾によって定式化された。ただし、上述の研究における摩擦速度は、対数則における Karman 定数 κ および積分定数 A_s が圧力勾配に対して普遍という仮定のもとに算定されている。Nagano *et al.*⁵⁾は平衡な流れではないが、熱線風速計を用いて逆圧力勾配流れの粘性底層を計測し、粘性底層の風速分布より摩擦速度 U_τ を算出し、Karman 定数 κ および積分定数 A_s を評価した。その結果、 $0.76 \leq \beta_B \leq 4.66$ においては、圧力勾配パラメータ β_B の増加に伴い積分定数 A_s は減少するが、Karman 定数 κ は普遍であると述べている。近年 DNS(Direct Numerical Simulation)を用いた平衡境界層のシミュレーションが Spalart & Leonard⁶⁾によって行われ、 $-0.58 \leq \beta_B \leq 1.80$ では、積分定数 A_s は Nagano *et al.*⁵⁾の実験結果と同様に圧力勾配パラメータ β_B の減少関数であることを示したが、Karman 定数 κ は普遍ではなく、 β_B に対して減少することを指摘した。

一方、開水路減速流における研究は、測定の困難さから長い間行われておらず、近年になってようやく着手され始めた。岡部・杉尾⁷⁾はピトー管を用いて開水路減速流を計測し、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た。ただし、彼らは Karman 定数 κ および積分定数 A_s が等流の値から変化しないという仮定を用いた。Song & Graf⁸⁾は境界層流れで用いられている圧

力勾配パラメータ β_B を参考にして、排除厚 δ_* の代わりに水深 h を代表長さとした圧力勾配パラメータ β を開水路減速流のパラメータとして提案し、 $-4.5 \leq \beta \leq 0.4$ の範囲において平衡な粗面開水路流れの計測を行った。その結果、粗面の積分定数 A_s がほとんど変化しないことを述べているが、圧力勾配の範囲がかなり狭く、本来存在する積分定数の変化が実験誤差に埋もれた可能性がある。一方、瀬津ら⁹⁾はアスペクト比が5以上を保つ条件下において、レーザードップラー流速計 (LDA : Laser Doppler Anemometer) を用いた乱流計測を行い、積分定数 A_s が圧力勾配パラメータ β の増加関数であることを示した。ただし、この結果は Nagano *et al.*⁵⁾ による境界層の実験結果および Spalart & Leonard⁶⁾ による DNS の結果と異なる。これは、瀬津ら⁹⁾の流れは減速部の長さが流入水深の8.5~16.7倍であり、上流の履歴が残っている遷移状態の流れであるためと推察される。また、鬼束ら¹⁰⁾はアスペクト比が5以上の平衡な流れを計測しているが、積分定数 A_s に等流の値 ($A_s = 5.29$) を代用している。このように、開水路減速流の研究は多少あるものの、アスペクト比が小さく2次流の影響を受けているもの、減速部が短く上流の履歴が残っているものおよび積分定数 A_s に等流のものを代用しているものしか存在しておらず、圧力勾配のみによる流速分布への影響は明らかにされていない。近年、DNS が閉管路流¹¹⁾のみならず、開水路流¹²⁾にも適用されているが、不等流¹³⁾を取り扱ったものはまだ少なく、また、数値計算結果を検証する高精度なデータも存在していないのが現状である。このような観点からも、開水路減速流の乱流構造を実験的に解明する必要がある。

以上のように、既往の研究から、開水路減速流の実験的研究に必要な実験条件として、アスペクト比を常に5以上に保っていることおよび上流の履歴が消え平衡状態になるような十分に長い減速部を設けることが挙げられる。最近、瀬津ら¹⁴⁾はこれらの条件を満たす流れを測定したが、実験ケースが3ケースしかなく、乱流特性量と圧力勾配パラメータとの関係を定式化するには至らなかった。本研究においては上述の条件を満たした広範囲な圧力勾配を網羅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、その乱流特性量と圧力勾配パラメータとの関係の定式化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

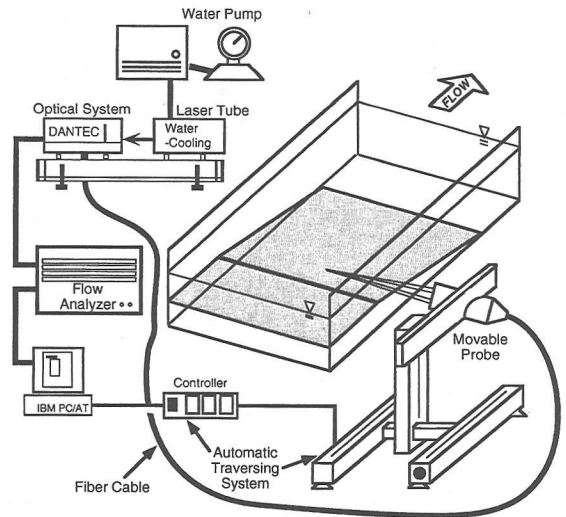


図-1 実験装置

表-1 水理条件

case	L (cm)	Q (l/s)	$\sin\theta'$	$\sin\theta$	$x=10$ (cm)			$x=L$ (cm)		
					h_0 (cm)	Fr_0	$Re_0 \times 10^3$	h_1 (cm)	Fr_1	$Re_1 \times 10^3$
D135-1	135	1.6	1/8000	1/45	4.304	0.14	4.1	7.11	0.067	4.1
D135-2		3.2	1/6000		4.212	0.30	8.1	7.07	0.14	8.1
D135-3		4.8	1/4000		4.151	0.45	12	7.12	0.20	12
D180-1	180	1.6	1/8000	1/60	4.317	0.14	4.5	7.08	0.068	4.5
D180-2		3.2	1/6000		4.292	0.29	8.9	7.08	0.14	8.9
D180-3		4.8	1/4000		4.02	0.48	14	6.938	0.21	14

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流端から6~7m の地点より下流側に鉄板を用いて減速部を設けた。以下、減速部よりも上流の領域を「等流部」、減速部よりも下流の領域を「下流部」と呼ぶこととする。なお、座標系としては、減速部の水路床と平行に流下方向に x 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 , 乱れ変動成分を u , v とした。

計測は、流速分布計測と水面形計測である。まず、流速分布計測について説明する。流速計測に用いたものは後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計である。2W 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によって分離され、40MHz の周波数シフトをかけられ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。このバースト信号は受光部で検出され、再び光ファイバーを通過して処理機 (Flow Analyzer, DANTEC 社製) に送られ、相関法によって流速値が算出される。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、底面のごく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、減速部においては1~4cm、下流部においては1~10cmとした。

(2) 実験条件

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に示すように減速部の水路床勾配および流量を変化させた8ケースの実験条件を設定した。ここで、 L は減速部長さ、 Q は流量、 $\sin \theta'$ は上流部および下流部における水路床勾配(元河床)、 $\sin \theta$ は減速部における水路床勾配(遷移河床)、 h は水深、 $Fr \equiv U_m / \sqrt{gh}$ はFroude数、 $Re \equiv U_m h / \nu$ はReynolds数、 U_m は断面平均流速、 g は重力加速度、 ν は動粘性係数であり、添字0は減速部入口の、添字1は減速部出口の諸量を示している。本実験条件は、アスペクト比が常に5以上を保っており2次元性を確保していること、減速部の長さが流入水深の31.3~44.8倍あり上流側の履歴が消えることが期待できることが特徴である。なお、LDAのサンプリング時間を60sとしたが、底面近傍の0.1~5.0mmの領域においては120sとした。

3. 実験結果および考察

(1) 摩擦速度の算出

開水路不等流における摩擦速度の算出は、主として内層 ($30 \leq y^+ \leq 0.2 R_*$) において対数則を用いて算出されてきた。

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

$U^+ \equiv U/U_*$ は無次元平均流速、 $y^+ \equiv yU_* / \nu$ は無次元座標である。また、 $R_* \equiv hU_* / \nu$ は乱流 Reynolds 数である。岡部・杉尾⁷⁾(ピトー管計測)および鬼束ら¹⁰⁾(ホットフィルム計測)はKarman定数 κ と積分定数 A_s に等流の値(その後、Nezu & Rodiによる高精度な値は $\kappa = 0.412$, $A_s = 5.29$)を代用して摩擦速度を算出した。Song & Graf⁸⁾(超音波流速計測)および瀬津ら⁹⁾(LDA計測)はKarman定数 κ に等流の値を代用し、積分定数を求めた。その結果、Song & Graf⁸⁾は $-4.5 \leq \beta \leq 0.4$ の範囲において積分定数がほとんど変化しないとしたが、瀬津らは積分定数が圧力勾配パラメータ β の増加関数であると述べた。一方、境界層流れの積分定数は β_B の減少関数であることが、Nagano *et al.*⁵⁾(熱線計測)およびSpalart & Leonard⁶⁾のDNSの結果より明らか

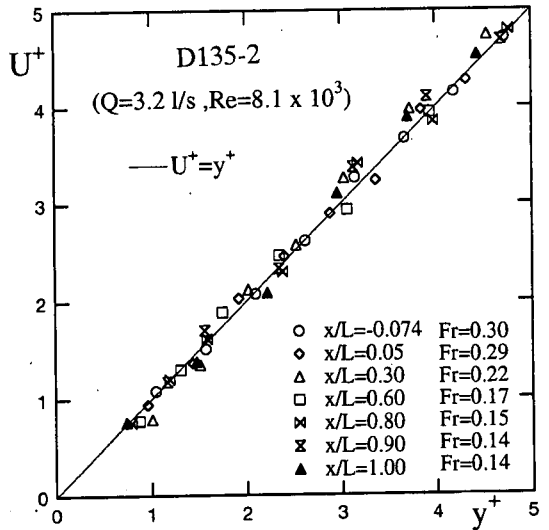


図-2 粘性底層の流速分布

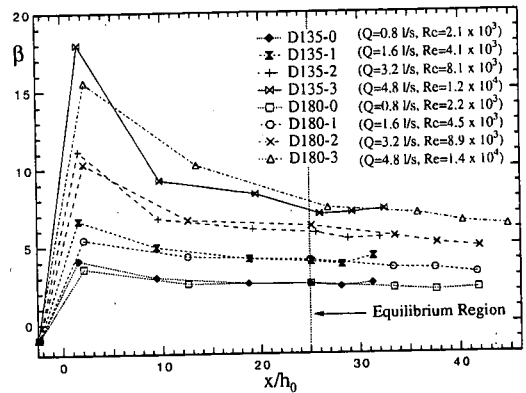


図-3 圧力勾配パラメータ β

にされた。Spalart & LeonardはKarman定数 κ も圧力勾配によって変化し、 $-0.58 \leq \beta_B \leq 1.80$ では β_B の増加に伴い κ 値が減少すると指摘した。このように、対数則(1)を取り扱う上で、Karman定数 κ および積分定数 A_s が圧力勾配に対して変化するか否かを調べる必要がある。しかし、対数則から摩擦速度 U_* を逆算するには、Karman定数 κ あるいは積分定数 A_s が既知でなければならず、 U_* を対数則とは無関係に算出する必要がある。そのため、粘性底層 ($0 \leq y^+ \leq 5$) の直線式(2)から摩擦速度 U_* を算出する必要がある。

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

この方法は、従来用いられてきたピトー管、ホットフィルム流速計、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とんど不可能であり、開水路流れでは適用例がほとんどなかった。Nagano *et al.*⁵⁾は逆圧力勾配を有する境界層流れにおいて、熱線流速計を用いて粘性底層の流速分布を計測し、逆圧力勾配流れにおいては式(2)を用いた摩擦速度 U_* の算定が最も

信頼性が高いことを示した。

図-2にケース D135-2の粘性底層における流速分布を示した。無次元化に用いた摩擦速度 U_* は式(2)より算出した。いずれの断面においても流速分布が図中の直線で示された式(2)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。また、等流領域において、式(2)より求められた摩擦速度と Karman 定数を0.41として求められた摩擦速度はいずれのケースにおいても、その差は3%以下であった。ただし、これは Reynolds 応力の計測誤差によるものか流速分布の計測誤差によるものかは判断できない。ともあれ、本研究においては、式(2)を用いた摩擦速度は数パーセント以下の誤差しか含んでいないと考えられる。

(2) 圧力勾配パラメータ β_B および β

圧力勾配を有する境界層流れにおいては、Reynolds 数および圧力勾配 dp/dx によって流れの特性が決定されると考えられる。圧力勾配の無次元化に当たっては、境界層厚 δ 、最大流速 U_{max} などの外部変数による無次元化方法と、動粘性係数 ν および摩擦速度 U_* の内部変数による無次元化方法がある。逆圧力勾配を有する境界層流れでは、内部変数法よりも外部変数法が適当であるとされている。ここで、境界層厚 δ は通常最大流速の99%の位置とされるが、計測誤差が大きく影響するため Clauser⁹⁾は境界層厚 δ の代わりに排除厚 δ_e を用いた圧力勾配パラメータ β_B を提案した。

$$\beta_B = \frac{\delta_e}{\rho U_*^2} \frac{dp}{dx} \quad (3)$$

開水路流れにおいては、代表長さとして水深 h が適切である。また、開水路流れにおいては境界層と異なり重力という外力を受ける。そのため、Song & Graf⁸⁾は次式の圧力勾配パラメータ β を提案した。

$$\beta = \frac{h}{\rho U_*^2} \left(-\rho g \sin \theta + \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (4)$$

その後、鬼東ら¹⁰⁾によって圧力勾配パラメータ β が開水路減速流の支配パラメータであることが運動方程式より理論的に証明された。

図-3に β の実測値の流下方向変化を示す。なお、圧力勾配 $\partial p/\partial x$ の算出には静水圧近似を用いた。減速部において β が急激に増加する。これは、減速部流入部付近では下流部に比べて水深が低いため、Froude 数が比較的高くなり(表-1参照)、その結果として水面勾配が急になったためである。 β が急増した後は、流下に伴い徐々に減少していき、最終的にほぼ一定となる様子が観察される。流下方向に β が徐々に変化していく流れでは、局所的な圧力勾配

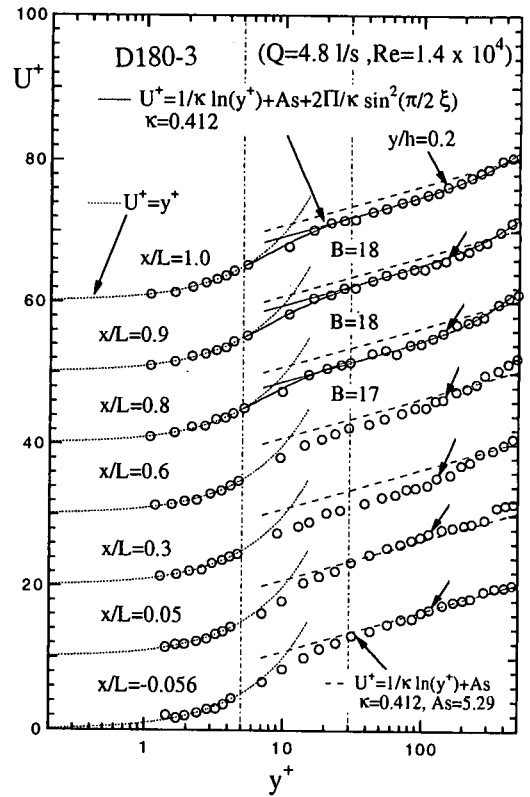


図-4 主流速分布 $U^+ \equiv U/U_*$

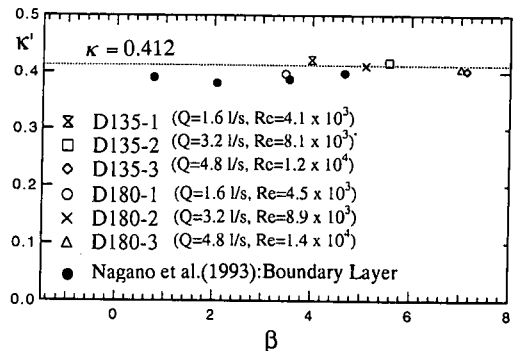


図-5 Kaman 定数 κ' の変化

パラメータ β だけでなく、上流の流れの履歴も流れ場に影響を与えるため、圧力勾配のみによる影響を抽出できない。しかし、本研究では β が流下方向にほとんど変化しない平衡領域が得られたため、この平衡領域における流れ場は β の一義的な関係であることが期待できる。

(3) 主流速分布 $U^+ \equiv U/U_*$

a) Karman 定数 κ

図-4はケース D180-3における主流速分布 $U^+(y^+)$ を示したものである。なお、図には粘性底層で成立

する直線分布式(2)を示し、各断面について10ずつ上方にシフトさせて表示している。また、右上がりの点線は等流の Karman 定数 $\kappa (=0.41)$ および積分定数 $A_s (=5.29)$ を用いた対数則(1)を表示したものである。等流部 ($x/L = -0.074$) では、粘性底層 ($0 \leq y^+ \leq 5$) は直線分布式(2)によって、一方、内層は対数則(1)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、減速部に流入した直後の $x/L = 0.05$ の断面で、粘性底層の実測値は式(2)に従っているが、外層における流速分布が対数則よりも高速側に移行している。これは、減速部に流れが流入すると減速の効果を壁面から受け、底面近傍ではこの応答が速やかに平均流速 U が減少し、摩擦速度 U_τ もそれに比例して減少するが、底面から離れた主流部では流れの応答が遅く、上流からの流れの履歴が存在するからと考えられる。さらに流下すると、粘性底層を除く内層では流速 U^+ が全体的に減少し、等流の積分定数 A_s をそのまま用いた対数則では表示できないことがわかる。 $x/L = 0.8$ 付近より下流の領域では流速分布が相似形をしていることが観察される。このような平衡領域はすべてのケースに認められ、平衡状態に達する距離 x は流入水深 h_0 の約25倍程度であった。この平衡領域は図-3に示されたように圧力勾配パラメータ β がほぼ一定となる領域に相当する。

流速分布が相似形を示す平衡領域では図-3に示すように β 値はほぼ一定となる。そこで、粘性底層の式(2)より求められた摩擦速度 U_τ を対数則(1)に代入し、Karman 定数 κ および積分定数 A_s を算出した。図-5に平衡領域における圧力勾配パラメータ β に対する Karman 定数 κ の変化を示す。図には、Nagano *et al.*⁵⁾ の境界層流れの結果も併示した。開水路等流においては Reynolds 数および Froude 数に関わらず、Karman 定数 κ は 0.412 の普遍定数あることが、Nezu & Rodi¹⁵⁾ による高精度な LDA 計測によって明らかにされている。図-5より開水路流れおよび境界層ともに Karman 定数 κ は β に対してほぼ一定値をとる。ただし、上述したように本研究における摩擦速度の算出には3%以下の誤差を伴っている。そのため図-5において多少データがばらついているものと考えられる。しかし、これらの誤差はランダムに生じているため、Karman 定数の評価にはそれほど影響しないものと考えられる。よって、 κ は Reynolds 数および Froude 数だけでなく、圧力勾配に対しても普遍であるといえる。本実験結果において、開水路等流の値 0.41 とほぼ一致したことは重要な成果である。

b) 滑面乱流の積分定数 A_s

開水路滑面等流における積分定数 A_s についても、Nezu & Rodi によって Reynolds 数および Froude 数に

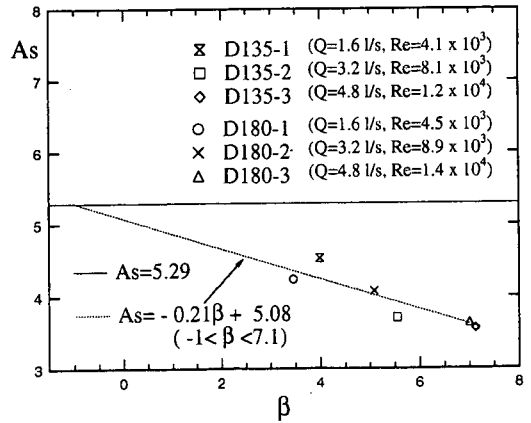


図-6 積分定数 A_s の変化

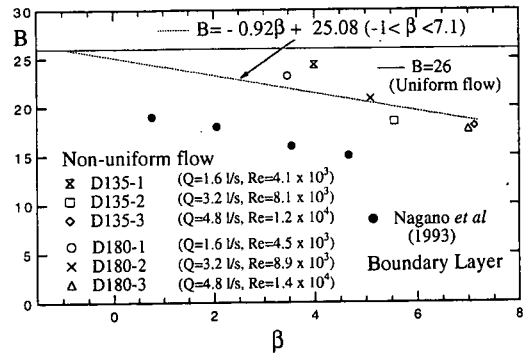


図-7 ダンピング係数 B の変化

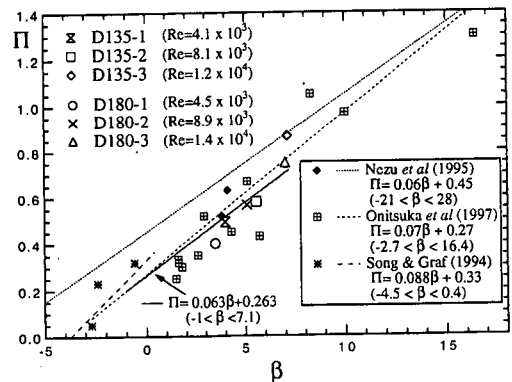


図-8 wake パラメータ Π と β の関係

よらずに、5.29の普遍定数であることが示されている。一方、不等流の開水路流れの A_s についてはほとんど解明されていない。図-6に β と A_s の関係を示す。 β の増加に従って A_s は減少している。一方、Song & Graf⁸⁾ は開水路粗面流れにおいて $-4.5 \leq \beta \leq 0.4$ の範囲では積分定数 A_s が変化しないと指摘し、

また、禰津ら⁹⁾は $-21 \leq \beta \leq 28$ において A_s は β の増加関数であることを指摘した。Song & Graf⁸⁾の実験では、 β の範囲が狭く A_s の変化が小さくなり、見かけ上実験誤差に含まれた可能性がある。禰津ら⁹⁾の実験については、減速部の長さが流入水深の8.5~16.7倍であり、図-3より平衡状態ではなく遷移状態であったと推測され、本実験値と相違したものと考えられる。このように、開水路減速流における積分定数 A_s については参照できる既往の研究がほとんど存在しない。一方、境界層ではNagano *et al.*⁵⁾およびSpalart & Leonard⁶⁾がそれぞれ実験値、DNS値の A_s が圧力勾配の減少関数であると示し、本研究結果と一致する。そこで、本実験で得られた A_s と β との関係を次式で定式化した。

$$A_s = -0.21\beta + 5.08 \quad (-1 \leq \beta \leq 7.1) \quad (5)$$

上式は、等流($\beta = -1$)の場合のNezu & Rodi¹⁵⁾による値($A_s = 5.29$)と一致する。

c) van Driest のダンピング係数 B

開水路減速流の流速分布が粘性底層においては式(2)によって、内層では対数則(1)によって表示できることがわかった。バッファー領域の壁法則は次式で与えられる。

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1 + \sqrt{1 + 4\ell^{+2}(1-\xi)}} \quad (6)$$

$$\ell^+ = \kappa y^+ \Gamma \quad (7)$$

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{B}\right) \quad (8)$$

ここで、 $\xi = y/h$ 、 Γ はvan Driestのダンピング関数で、 B はダンピング係数である。等流の場合は、 $B = 26$ となることがNezu & Rodi¹⁵⁾によって示されている。本実験値を式(6)~(8)に代入して、最小2乗法を用いてダンピング係数 B を算出した。図-4に平衡領域における式(6)を曲線で表示した。バッファー領域において式(6)の壁法則が良好に成立することがわかる。図-7に平衡領域における B と β との関係を示す。Nagano *et al.*⁵⁾の境界層の実験値も併示した。 B の実験値は β の減少関数であることがわかる。そこで、開水路流における B と β との関係を次式のように定式化した。

$$B = -0.92\beta + 25.08 \quad (-1 \leq \beta \leq 7.1) \quad (9)$$

上式も式(5)と同様に、 $\beta = -1$ の等流で $B = 26$ となる。

d) wake パラメータ Π

Song & Graf⁸⁾は $-4.5 \leq \beta \leq 0.4$ の範囲において開水路減速流の外層($\xi \geq 0.2$)における流速分布は次式のlog-wake則で表現できることを示した。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A_s + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \xi\right) \quad (10)$$

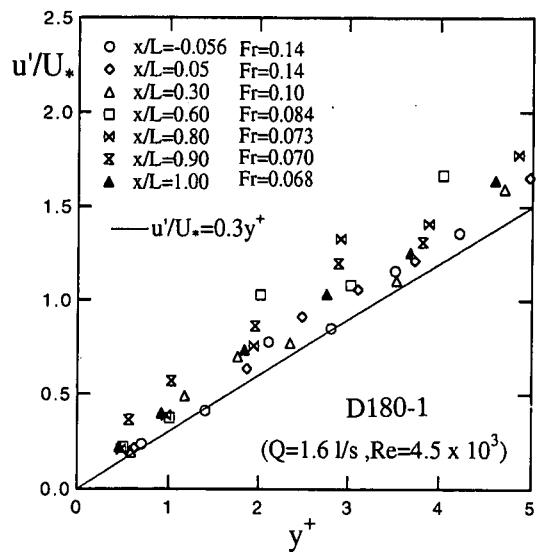


図-9 粘性底層の乱れ強度分布 u'/U 。

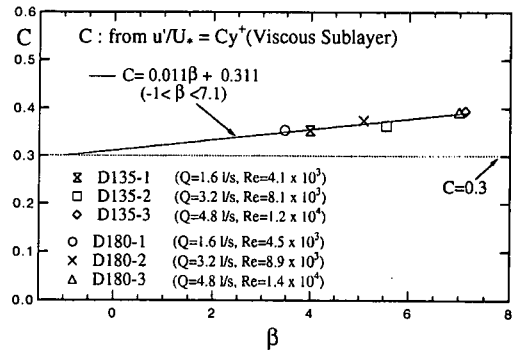


図-10 勾配 C と β の関係

ここで、彼らは次式を実験的に求めた。

$$\Pi = 0.088\beta + 0.33 \quad (-4.5 \leq \beta \leq 0.4) \quad (11)$$

しかし、彼らの実験条件はアスペクト比がすべて5以下であり、2次流の影響を受けていると考えられる。実際、2次流の影響である最大流速点の降下現象¹⁶⁾が彼らの実験値には観察され、 Π 値は圧力勾配だけでなく2次流の影響も受けていると推測される。

図-8に本実験で得られた Π 値と β の関係を示した。また、同図にはSong & Graf⁸⁾、禰津ら⁹⁾、鬼束ら¹⁰⁾の実験データおよび提案した式も示した。 Π 値は β の増加関数であることがわかる。この一次近似を求めると次式が得られた。

$$\Pi = 0.063\beta + 0.263 \quad (-1 \leq \beta \leq 7.1) \quad (12)$$

(4) 乱れ強度分布 u'/U 。

等流の粘性底層における流下方向乱れ強度 u'/U は次式で与えられることが知られている¹⁶⁾。

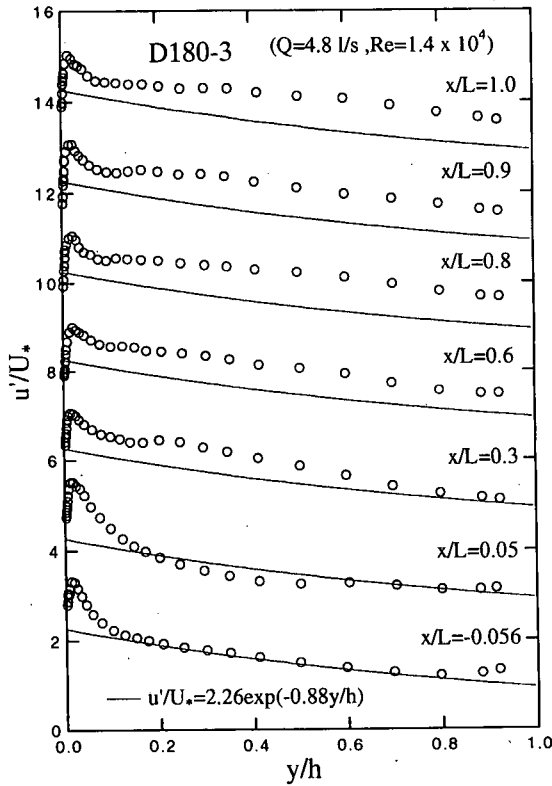


図-11 乱れ強度の外部変数表示

$$\frac{u'}{U_*} = Cy^+ \quad (13)$$

Nezu & Rodi¹⁵⁾, Onitsuka & Nezu¹⁷⁾は Reynolds 数および Froude 数によらず、等流では $C=0.3$ の一定値を示すことを明らかにした。図-9にケース D180-1の粘性底層における乱れ強度分布 u'/U_* を示す。図中の直線は $C=0.3$ とした式(13)である。等流部 ($x/L = -0.056$) に着目すると、ほぼ $C=0.3$ とした式(13)に乗っており、粘性底層の乱れ強度の測定が高精度であることがわかる。減速部では u'/U_* が等流のものより増加し、注目される。ところで、禰津ら¹⁸⁾は開水路加速流では、粘性底層における u'/U_* の値は等流値よりも減少することを明らかにしている。このことから、粘性底層における乱れ強度 u'/U_* は加速流では減少し、減速流では増加すると考えられる。式(13)より乱れ強度の勾配 C を求め、平衡領域の C と β との関係を図-10に示す。 C の値は β に対してほぼ線形的に増加している。そこで、 $\beta = -1$ の時に等流の値 ($C=0.3$) となるように、 C と β との関係を線形近似することと次式が得られた。

$$C = 0.011\beta + 0.311 \quad (-1 \leq \beta \leq 7.1) \quad (14)$$

図-11にケース D180-3における u'/U_* の外部変数による分布を示す。図には禰津¹⁸⁾によって提案され

た乱れ強度分布式を実線で示した。

$$\frac{u'}{U_*} = D_u \exp(-\lambda_u \xi) \quad (0.1 \leq \xi \leq 1.0) \quad (15)$$

開水路等流では、 $D_u = 2.26$, $\lambda_u = 0.88$ であることが Nezu & Rodi¹⁵⁾ の LDA 計測により得られている。図-11より等流部では底面近傍を除くと、式(15)によって表現されることがわかる。一方、減速部では u'/U_* が式(15)より増加している。特徴的なことは、 u'/U_* が底面近傍だけでなく、半水深付近においても極大値を示すことである。底面近傍で極大値をもつことは開水路等流だけでなく、開水路加速流にも観察される現象で、壁面乱流の特徴である。また、減速部下流域ではほぼ全水深において乱れ強度が式(15)より増加している。一方、鉛直方向乱れ強度についても同様に等流の分布より大きな値を示した。このことから、断面積分された乱れエネルギーは等流のものより増加しているといえる。

(5) 乱れエネルギーの発生および逸散

Song & Graf⁸⁾および禰津ら¹⁴⁾は開水路減速流におけるせん断応力が半水深付近で極大値を示すことを明らかにした。その後、鬼東ら¹⁰⁾は運動方程式において拡散項を無視した理論解析を行い、移流項および圧力勾配項によってせん断応力が増加することを証明した。しかし、開水路減速流における乱れエネルギー収支は詳細には検討されていない。開水路減速流における乱れエネルギーの発生率 G は次式で与えられる。

$$G = -\left(\overline{u^2} - \overline{v^2}\right) \frac{dU}{dx} - \overline{uv} \frac{dU}{dy} \quad (16)$$

図-12に動粘性係数 ν および摩擦速度 U_* によって無次元化された乱れエネルギーの発生率 $G^+ \equiv G\nu/U_*^4$ および逸散率 $\varepsilon^+ \equiv \varepsilon\nu/U_*^4$ を示す。逸散率 ε は次式の Kolmogoroff の -5/3乗則を用いて算出した。

$$E(f) = \frac{A}{(2\pi)^{2/3}} U_*^{2/3} \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad (17)$$

ここで、 E はスペクトル、 f は周波数である。 A は Kolmogoroff 定数で、 0.5 の一定値である。 Onitsuka & Nezu¹⁷⁾は開水路等流を詳細に LDA 計測し、式(17)の -5/3乗則による逸散率 ε の算出は $y^+ \geq 10$ において有効であることを示した。不等流の場合に Onitsuka & Nezu の基準が有効かどうかは現在不明であるが、ここでは、逸散率については $y^+ \geq 10$ のデータのみを図中にプロットし、議論を進める。等流部においては底面近傍で乱れの発生率が最大となる。また、図-11に着目すると、底面近傍で乱れ強度が最大値を示している。これらは壁面乱流の特徴である。減速部では発生率 G^+ は全体的に増加するが、この位

置は $y^+ \approx 10$ の粘性底層端である。乱れエネルギー収支には、発生、散逸、移流、拡散の4つの作用が存在するが、任意断面における水深積分されたエネルギー収支を考える場合、鉛直方向の拡散は考慮しなくて良い。流下方向の乱流拡散項については境界層近似を考慮すると、流下方向の移流項の効果が遙かに大きいと考えられる。また、本研究で得られた実験データから流下方向の拡散項を算出する場合、鉛直方向の測定点間隔(0.1mm)に比べ、流下方向測定間隔は2オーダー大きいため流下方向微分の精度は非常に低いと考え、本研究では流下方向の拡散項を第一近似としては無視した。よって、任意断面内で水深積分されたエネルギー収支を考える場合、発生、散逸、移流の3者をここでは考察する。さて、図-12中における発生率と逸散率の断面全体における分布に着目すると、断面内の総逸散率よりも総発生率の方が大きいことがわかる。これは、ある断面内で発生した乱れがその断面内では逸散しきれずに流下方向に移流することを示す。そのため、減速流においては流下に伴い、乱れエネルギーが等流のものより増加しているものと考えられる。

4. おわりに

本論文は開水路減速流において、LDAを用いて乱流計測を行い、以下の結論が得られた。

- (1) 粘性底層における流速分布を計測し、平均流速の直線分布式より摩擦速度を算出し、Karman定数 κ および積分定数 A_s を評価した。その結果、 κ は少なくとも $-1 \leq \beta \leq 7.1$ の範囲においては圧力勾配の影響を受けず、0.41の普遍定数を示すことがわかった。一方、積分定数は圧力勾配の減少関数である。
- (2) 外層における流速分布は log-wake 則で良好に表現され、wake パラメータ Π が算出された。
- (3) 流下方向乱れ強度 u'/U_s は粘性底層において直線分布を示し、その勾配 C は圧力勾配の増加関数である。これは、開水路加速流の特性と対照的である。
- (4) 流下方向の乱れ強度は底面近傍だけでなく、半水深付近において小さな極大を示す。

謝辞：本研究の実験に協力していただいた本学学生の濱中将樹氏（現戸田建設）に謝意を表す。

参考文献

- 1) Clauser, F. H.: Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, *J. Aeron. Sci.*, pp.91-108, 1954.
- 2) Mellor, G. L. and Gibson, D. M.: Equilibrium boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.24, pp.225-253, 1966.
- 3) Coles, D. E. and Hirst, E. A.: *Proc. Computation of Turbulent Boundary Layers-1968*, AFOSR-IFP-Stanford

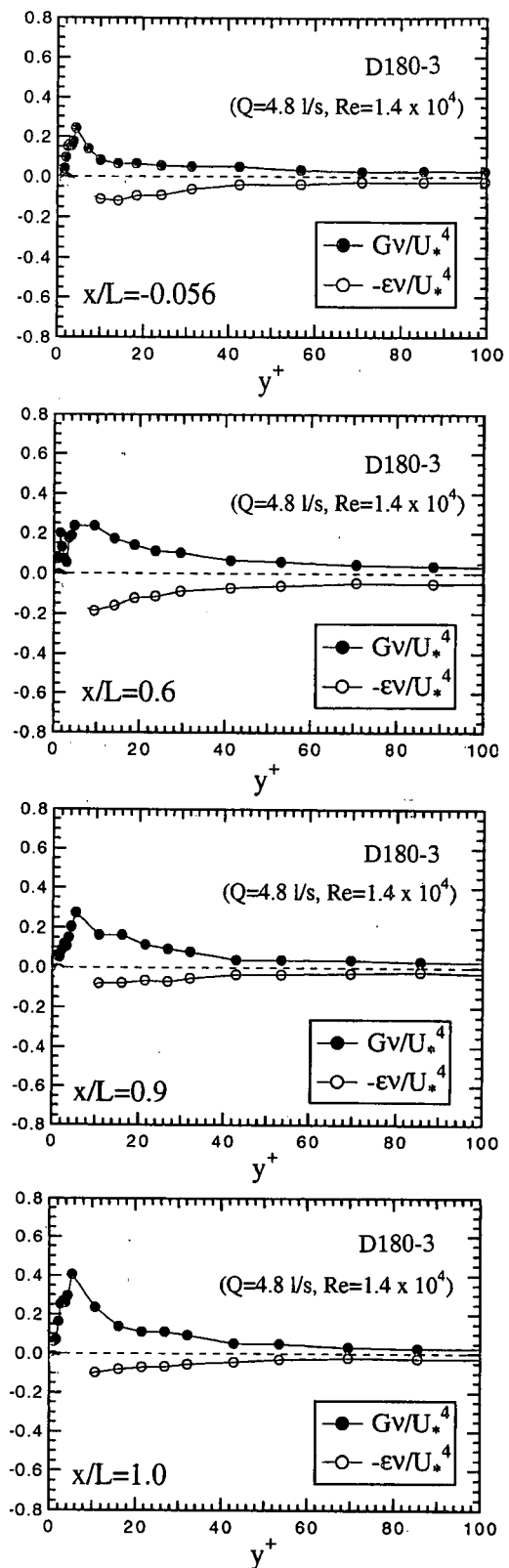


図-12 乱れエネルギー収支

- Conf., Vol. II, Dept. of Mech. Eng., Stanford Univ., 1968.
- 4) White, F. M.: *Viscous Fluid Flow*, McGraw Hill, 1974.
 - 5) 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, pp.7-21, 1993.
 - 6) Spalart, P.R. and Leonard, A.: Direct numerical simulation of equilibrium turbulent boundary layers, *Turbulent Shear Flows 5*, Springer-Verlag, pp.234-252, 1987.
 - 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, *J. of Hydrosoci. and Hydraulic Eng.*, JSCE, Vol.12, pp.1-25, 1994.
 - 9) 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.
 - 10) 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.
 - 11) Gilbert, N. and Kleiser, L.: Turbulence model testing with the aid of direct numerical simulation results, *Proc. of 8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Paper 26-1, Munich, Sept. 9-11, 1991.
 - 12) 林俊一郎, 大本照憲, 矢北孝一, 平川隆一: 一般座標系風上DNSによる開水路乱流の構造解析, 応用力学論文集, Vol.3, pp.763-774, 2000.
 - 13) 清水康行, M. Schmeckle, J.M. Nelson: 2次元河床波上の3次元流れの計算, 水工学論文集, 第44巻, pp.623-628, 2000.
 - 14) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 藤田正樹: 逆圧力勾配が開水路流の乱流構造に及ぼす影響, 水工学論文集, 第44巻, pp.497-502, 2000.
 - 15) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.112, pp.335-355, 1986.
 - 16) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Netherlands, 1993.
 - 17) Onitsuka, K. and Nezu, I.: Turbulent structure in the near-wall region of 2-D open channel flows, *7-th Int. Symp. on Flow Modeling and Turbulence Measurements*, Tainan, Taiwan, pp.679-704, 1998.
 - 18) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 藤田正樹: 開水路加速流に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.642/II-50, pp.57-66, 2000.
 - 19) 瀬津家久: 開水路乱流の乱れ強度に関する研究, 土木学会論文集, 第261号, pp.67-76, 1977.

(2000.4.12 受付)

TURBULENCE STRUCTURE IN DECELERATING OPEN CHANNEL FLOWS

Kouki ONITSUKA, Iehisa NEZU and Masaki FUJITA

Flow fields of open channel flows with adverse pressure gradients were measured with a laser Doppler anemometer(LDA) and digital-type point gauge. Mean velocity profiles of the inner- and outer-layer in equilibrium region can be expressed by the log-wake law. The von Karman constant is, then, universal one(=0.41) irrespective of the pressure gradients. In contrast, the integration constant in the log-law decreases with an increase of the pressure gradient. The turbulent energy is transported from the upstream region by the mean flow.