

# 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

橋津家久<sup>1</sup>・門田章宏<sup>2</sup>・戸田孝史<sup>3</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>学生会員 工修 京都大学大学院 環境地球工学専攻

<sup>3</sup>正会員 工修 鹿島建設

加速・減速流, すなわち空間的に圧力勾配が変化する流れ場においては, 等流状態と比較して乱流統計量の分布特性が大きく異なり, その特性を評価・解明することは非常に重要となる. とくに開水路流れにおいては自由水面の存在によって, 従来より盛んに行われてきた圧力勾配を伴った境界層流と比較して, 圧力勾配の変化に対する応答特性など, 大きく異なった現象が存在する. 本研究では, 乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響に注目して, 緩やかな正弦波路床上の加速・減速流をレーザ流速計を用いて底面のごく近傍から自由水面までを詳細に乱流計測し, 底面付近の乱流統計量の挙動, 圧力勾配との関連, 流速分布特性について実験的に考察を行った.

**Key Words :** *sine-formed wavy bed, non-equilibrium turbulent flows, pressure-gradient parameters, mean-flow structure, fiber-optic LDA*

## 1. 結 論

空間的な非一様性, すなわち圧力勾配を有する流れに関する研究は, 底面せん断応力がゼロとなる剥離流れの予測とともに, ガスタービン, ディフューザー, エアホイルなどの流体機械における逆圧力勾配下の乱流境界層の挙動や熱輸送現象などの解明を目的として, 古くより特に機械工学の分野において盛んに行われてきた. また最近では,  $k$ - $\epsilon$ モデルに代表される乱流モデルを用いた数値計算の精度向上を目的として, 剥離流れをも統一的に予測する壁法則を導入しようという試みもなされている.

中林ら(1989)<sup>1)</sup>, (1990)<sup>2)</sup>や佐野(1992)<sup>3)</sup>は, 流れ方向に繰り返し圧力勾配が変化する流れについて実験を行い, 主に対数則, 1/2乗則, 速度欠損則などの相似則, ならびに熱伝導率などが, 圧力勾配の変化によっていかなる影響を受けるかを実験的に考察を行っている. さらに, Naganoら(1993)<sup>4)</sup>は, 逆圧力勾配が平板境界層の速度場の基本統計量に及ぼす影響を定量的に明らかにすること, および乱流モデルの開発・改良の

指針となる基礎データを得ることを目的として, 逆圧力勾配乱流境界層を対象としてhot-wireを用いて壁面領域を詳細に計測し, ゼロ圧力勾配乱流境界層との比較・検討を行っている. 一方, 三宅・中島(1994)<sup>5)</sup>は, 佐野の実験が管路壁面を山形としたことで剥離が発生し流れがより複雑になっていることから, 流路壁面を正弦波状に周期的に変化させ, 剥離の伴わない圧力勾配流れの乱流計測を行っている. 流速分布に関しては, 中林らや佐野と同様の傾向が見られたが, Naganoらの実験で対象とされた一定の逆圧力勾配および順圧力勾配をもつ境界層流れとは異なった結果が得られている.

Patelら(1991)<sup>6)</sup>は, 管路底面を正弦波状に変化させた流れについて, 壁近傍は簡単な1方程式モデル, それより上方は通常の $k$ - $\epsilon$ モデルを用いることによって, 剥離を伴う流れも統一的に取り扱う数値計算の検討を行っている. このモデルでは, 非常に大きな圧力勾配下の流れを除けば, 外層部では実験値とずれがあったものの, 底面近傍から内層域にかけて流速分布を再現できている. また, Spalart and Watmuff(1993)<sup>7)</sup>は, 周

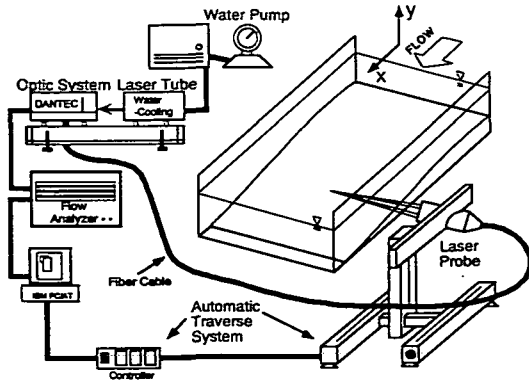


図-1 レーザ流速計およびその周辺の計測システム

期性を持たない圧力勾配を伴った乱流境界層の直接数値シミュレーション (DNS) による数値計算によって、逆圧力勾配流れにおいてNaganoらの詳細な計測結果を良好に説明している。

一方、水工学の分野においては、この種の流れは、河床波形成の前段階として、もしくは移動床では定点計測が難しいという観点から、連続した固定正弦波状にモデル化した研究として主に取り扱われてきた。松永ら(1989)<sup>9)</sup>は、正弦波を連続的に設置し、流量を調節することによってdune typeとanti-dune typeの流れを作り、2成分ホットフィルム流速計および1成分レーザ流速計を用いて計測を行っているが、平均流特性、乱れ特性について加速、減速の効果として境界層流で観察される傾向は得られていない。数値計算としては、DNSによる任意波状境界上の3次元乱流解析の一環として、日野ら(1993)<sup>9)</sup>が計算区間底面を正弦波状に変化させた流れを対象として、乱れの統計量や底面せん断応力、圧力勾配などに及ぼす壁面形状の影響について議論している。圧力勾配下の開水路乱流を取り扱っているものとして、最近では、Song(1995)<sup>10)</sup>が、水路勾配を調整して水面形を一様に変化させてほぼ平衡状態とした圧力勾配流れの計測を行っている。しかし、開水路乱流の研究では、機械工学の分野と比較すると、粘性底層を含めた底面の極近傍を計測したものは皆無であり、これまで圧力勾配下の対数則の妥当性などは検討されておらず、その他の乱流統計量に及ぼす圧力勾配の影響に関してはまだ研究の緒についたばかりといえる。本研究では、河床形態を非常に簡単な正弦波にモデル化し、非平衡な圧力勾配下の開水路流れについて、乱流統計量に及ぼす圧力勾配の影響を評価・検討する。また、粘性底層からバッファー層にかけて特に詳細な計測を行うことによって、圧力勾配流れも包括した数値計算モデル開発の一助とする。

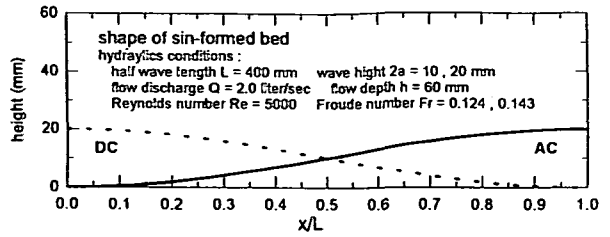


図-2 河床形状および水理条件

## 2. 実験方法

本実験で使用した水路は、長さ10m、幅40cm、高さ50cmの変可勾配型循環式直線水路である。この水路の上流端より約7mの地点に、正弦波状に変化させたベニヤ製の路床を半波長分または一波長分を設置し、また計測区間から水路の上流端および下流端までは鉄板を敷き、水路全体を通して流れが滑らかに遷移するように配慮した。これら水路底面はペンキ塗装され、滑面乱流が形成された。

図-1に瞬間流速の測定に用いたレーザ流速計の計測システムを示す。使用したレーザ流速計は4ビーム後方散乱型2成分ファイバーレーザ流速計 (DANTEC社製) で、この流速計は、レーザ光のON/OFF、シフト光の位相制御、バイアス制御など、計測時に必要な全ての設定がコンピュータ支援で行われ、ドップラー信号が相関法によって処理される。また、自動トラバース装置 (誤差0.01mm以下) と組み合わせることで、精度良くかつ効率的な計測を行うことができる。このようにして得られた計測データには、ドップラー信号より計算された粒子速度とともにバーストの開始時間 (散乱粒子の測定ボリューム到着時間)、バースト継続時間 (散乱粒子の測定ボリューム通過時間) などが記録され、ワークステーションに転送された後、流速変換および基本乱流統計量に関する統計処理が行われた。

図-2に、本実験の座標系および水理条件を示す。本研究においては、流れが及ぼす圧力勾配の影響を評価する目的から、流れの周期性や上流の流れの履歴などをできるだけ排除するために、正弦波半波長の加速流もしくは減速流のみが現れる単純なモデルを採用した。正弦波半波長の形状については、路床変化区間長さ $L=40\text{cm}$  (このとき正弦波の波長 $\lambda=2L=80\text{cm}$ ) の固定で、振幅 $a=0.5, 1.0\text{cm}$  (波高 $2a=1.0, 2.0\text{cm}$ ) の2種類とし、流量 $Q=2.0$  (liter/sec) の一定、加速流、減速流それぞれ2種類の計4ケースの計測を行った。計測点は、横断面水路中央において、上流側の路床勾配が変化する地点を原点として、流下方向に8cm間隔で7断面、

それぞれの断面について底面極近傍で計測点が密になるように鉛直方向に50点の、計350点とした。なお、各断面の第一計測点は $y=0.5\text{mm}$ で、そこから底面付近では $0.1\text{mm}$ 間隔で計測した。水深については、計測区間における最大水深が約 $6\text{cm}$ となるように下流堰を調整し、各ケースともKENEK製のポイントゲージ(デジタルメモリで $0.01\text{mm}$ まで計測可能)により計測区間について $4\text{cm}$ 間隔で水面形を計測した。

### 3. 実験結果とその考察

#### (1) 圧力勾配パラメータの変化特性

圧力勾配パラメータは、圧力勾配の大きさを定量的に表す指標として乱流境界層の解析で適用される。代表的なものとして無次元圧力勾配パラメータ $p^*$ およびClauserの平衡境界層パラメータ $\beta$ が挙げられ、開水路に適用するためにそれぞれ次式で定義する。

$$p^* = \frac{v}{\rho U_b^2} \frac{dp}{dx} = \frac{v}{\rho U_b^2} \rho g \cos \theta \frac{dh}{dx} \quad (1)$$

$$\beta = \frac{\delta^*}{\tau_b} \frac{dp}{dx} = \frac{\delta^*}{\tau_b} \rho g \cos \theta \frac{dh}{dx} \quad (2)$$

ここで、 $\tau_b(\rho U_b^2)$ は底面せん断応力、 $\sin\theta$ は水路床勾配( $=\sqrt{1-\cos^2\theta}$ )である。 $p^*$ は、圧力勾配 $dp/dx$ を内部変数すなわち摩擦速度 $U_b$ および動粘性係数 $\nu$ で無次元化した、いわゆる圧力勾配の内部変数表示である。 $p^*>0$ で減速流(逆圧力勾配)、 $p^*<0$ で加速流(順圧力勾配)を示す。一方、 $\beta$ は境界層の厚さを代表する量である排除厚 $\delta^*$ を用いた外部変数表示といえる。Songは、粗面上の不等流の解析に、Reynolds方程式から導出したClauser型の圧力勾配パラメータを用いており、開水路流れにおける圧力勾配の表現に河床勾配を含めた形を採用しているが、境界層流におけるゼロ圧力勾配流れが、開水路流では等流時( $dh/dx=0$ )に相当することから、本研究では、等流時の $dp/dx=-\rho g \sin\theta$ を差し引いて、圧力勾配パラメータ $p^*$ および $\beta$ を定義した。ここで示す圧力勾配は、一様管路の圧力勾配や等流時の水路床勾配のように空間的に一定なものではなく、局所的な圧力勾配の変化を示すものである。

図-3に、(a)加速流、(b)減速流における水面形の変化を示す。本研究では全ケースともFroude数が0.1前後の非常に水面の穏やかな流れを対象としたため、水面形の変化幅は、いずれのケースにおいても計測区間全体で最大 $2\text{mm}$ 程度とごく小さなものとなっている。(a)の場合は、計測区間上流側( $x=10\text{cm}$ 付近)で比較的大きく水面が低下し、加速の効果が現れている。一方、(b)の場合、ケースS2ADCでは、計測区間前半部

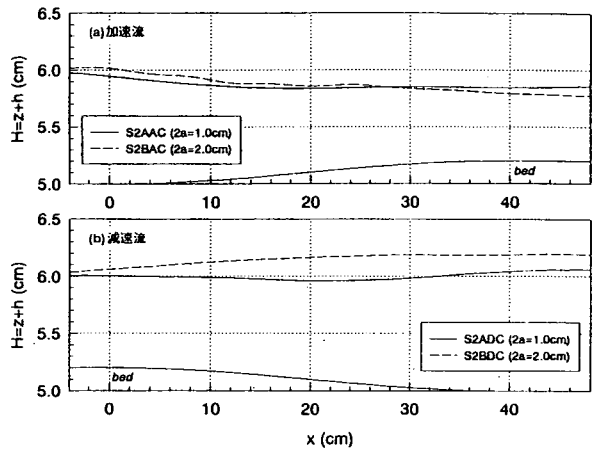


図-3 水面形

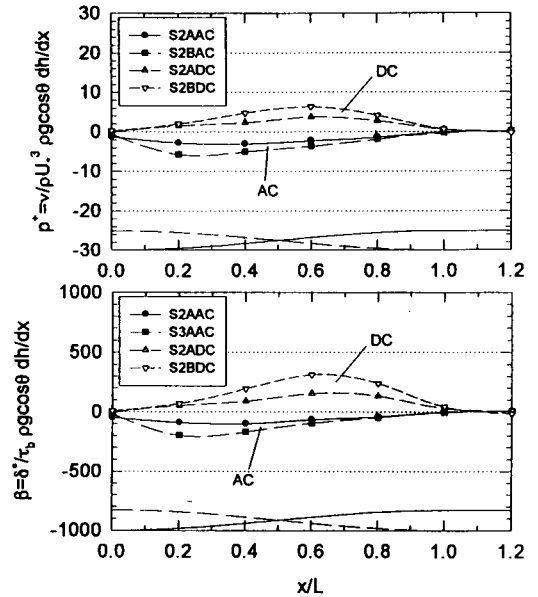


図-4 圧力勾配パラメータ $p^*$ および $\beta$

でいったん水面は低下して、計測区間下流側で上昇しているのに対して、S2BDCは計測区間全体を通して水面はゆるやかに上昇している。

図-4に、式(1),(2)で定義した圧力勾配パラメータ $p^*$ 、 $\beta$ の流下方向変化をそれぞれ示す。正弦波路床形状に良く対応した変化傾向を示し、S2AAC、S2BACの加速流では、計測区間全域でほぼ負の値、S2ADC、S2BDCの減速流は、正の値となる。また、 $x/L < 0.0$ および $x/L > 1.0$ の路床平坦部では、加速流、減速流ともゼロに近い値をとる。 $p^*$ と $\beta$ との比較では、相対的には両パラメータとも同様の傾向を示すが、ピークの値に注目すると、 $p^*$ が正弦波路床の勾配が同じ場合、加速

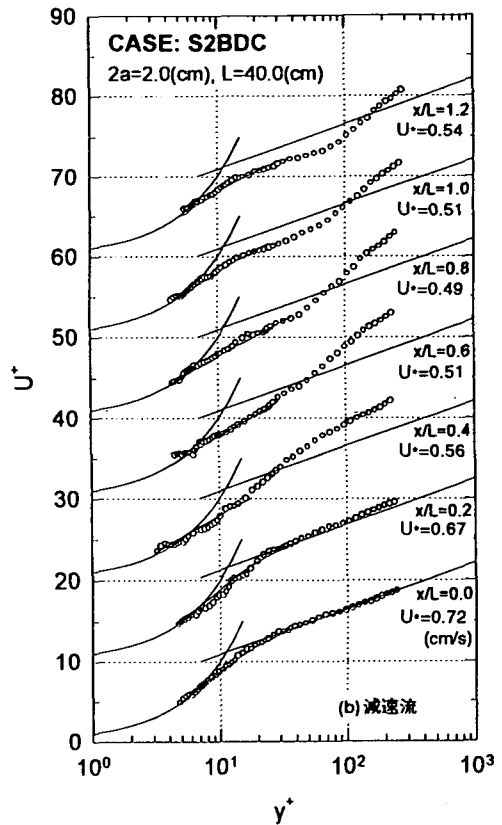
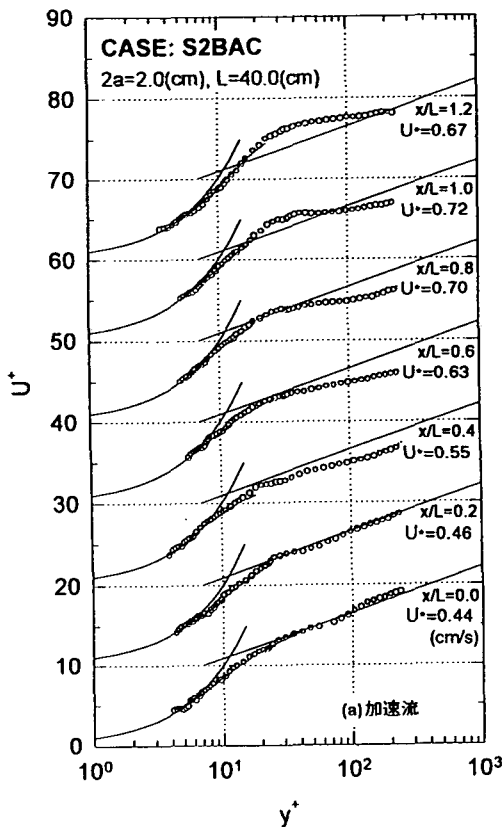


図-5 平均流速分布

流、減速流でほぼ同程度の値を示すのに対して、 $\beta$ は減速流のケース (S2ADC, S2BDC) でより大きな値となる傾向がある。これは、圧力勾配パラメータの無次元化に境界層厚さの代表スケールである排除厚 $\delta^*$ を用いたためである。加速流、減速流それぞれにおける $p^*$ の変化特性を見ると、加速流では、計測区間前半部 ( $0.2 < x/L < 0.4$ 付近) で負のピーク値をとり、その後、流下方向に緩やかに変化していく傾向がある。一方、減速流では、計測区間中央部 ( $0.5 < x/L < 0.6$ 付近) で正のピーク値をとることが分かる。

## (2) 平均流速の分布特性

平均流速分布を摩擦速度 $U_*$ および動粘性係数 $\nu$ を用いて内部変数表示したものを、図-5に示す。摩擦速度 $U_*$ の評価方法としては、本実験では、粘性底層領域まで流速を計測することに成功し、かつ、Naganoら<sup>4)</sup>の指摘するように粘性底層領域において流速が直線分布する特性が見られたので、粘性底層の直線分布式 $U^+ = y^+$ より評価する方法より $U_*$ を評価した。図中、各断面鉛直方向に10単位ずつずらして表示してある。(a)の加速流においては、初期断面においてほぼ定常等流

時の対数則分布が成立するが、流下方向に流れが加速されることによって、まず、外層部の流速が標準型対数則より下方にずれ始める。その直後よりバッファ層からその上部の内層にかけては逆に定常等流時の分布形より上方に分布形がそれ始め、最終的に下流側断面において内層域の流速分布が標準型対数則から上方にずれる。この結果は、Spalart and Watmuff<sup>7)</sup>による順圧力勾配乱流境界層の数値計算結果と良く一致している。一方、(b)減速流については、 $x/L=0.4$ 付近の断面から外層部では流速分布が大きく上方にそれ、逆にバッファ層部の流速分布が落ち込み始める。さらに流下方向に進むと、バッファ層の落ち込みが内層域に拡大していき、最終的に下流側断面において、内層部は新たな直線分布を示すことが分かる。これは、Naganoら<sup>4)</sup>の逆圧力勾配流れにおける実験結果と良く一致している。開水路流においては、これまで、圧力勾配流れはKarman定数 $\kappa=0.41$ の一定、切片定数 $A_0$ をフリーにすることで、対数則が成立することを仮定し、外層部の流速分布形の変化を議論したものがほとんどであったが、本実験のように、定常等流時に近い分布形から、圧力勾配の影響によって流速分布が遷移していく

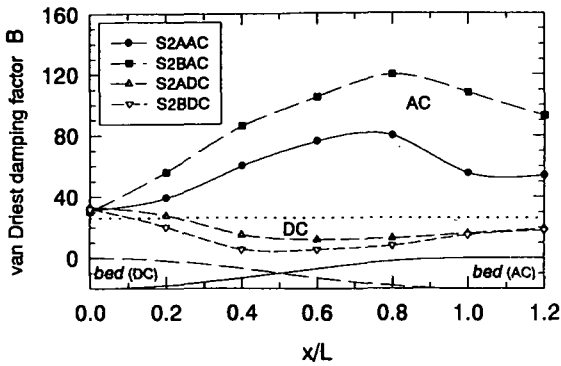


図-6 van Driest damping factor  $B$  の流下方向変化

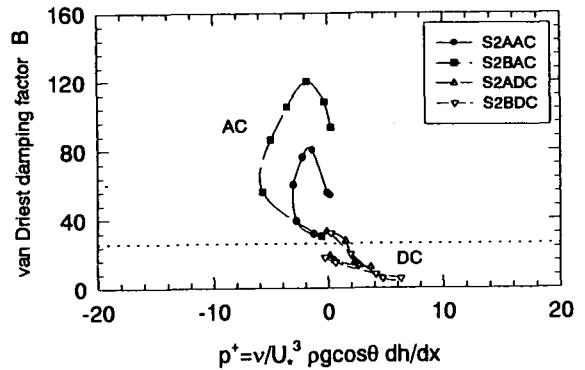


図-7 圧力勾配パラメータ  $p^+$  に対する  $B$  の関係

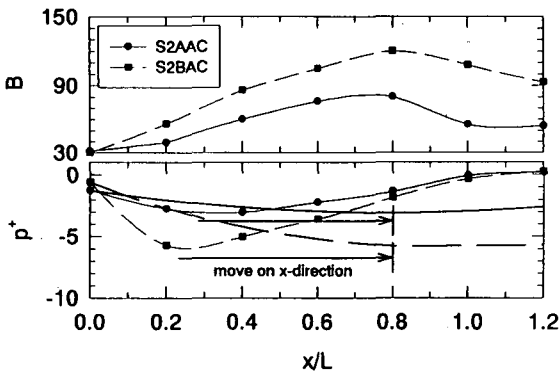


図-8(a)  $p^+$  に対する  $B$  の位相差 (加速流)

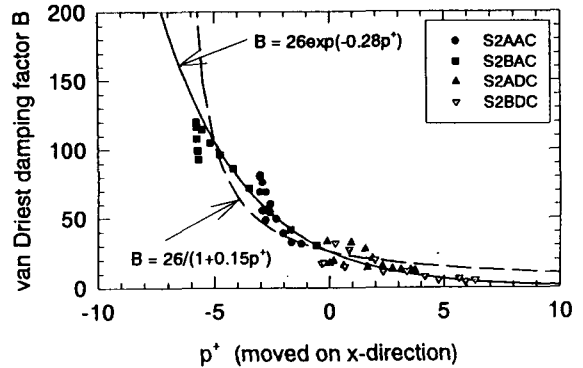


図-8(b) 応答の遅れを考慮した  $p^+$  に対する  $B$  の変化

過程が示されたことの意義は大きい。しかしながら、圧力勾配流れの流速分布形を議論する上では、流れが平衡状態にあるかどうかの問題として残る。本実験ケースにおいても、下流側断面 ( $x/L > 1.0$ ) での流速分布が、単純に圧力勾配の影響として良いか、水路床が水平に戻ることによる影響などのそのほかの要因も考慮すべきで現象の解釈が大きく異なることもあり得る。よって、十分に長い遷移区間を設け、圧力勾配による影響が流下方向に一定となる平衡状態での流れの実験結果との比較も必要であると考えられる。

Nagano<sup>4)</sup>は、逆圧力勾配流れにおいてもPrandtlの混合距離モデルが成立し、van Driestのdamping functionが有効であると指摘した。図-6は、混合距離モデルを仮定して得られる流速分布式に実験値より得られる $v^+$ を適用し、バッファー層までの流速分布から求めたvan Driestのdamping factor  $B$ の流下方向変化を示したものである。また、各断面の $p^+$ に対してプロットしたものが図-7である。図-7において、特に加速域で $B$ が $p^+$ に対してループを描くように変化するのは、 $p^+$ の流下方向変化を示した図-4と $B$ の流下方向変化を示した図-6を比較したとき、減速流では両者のピーク値の位置

がほぼ一致しているのに対して、加速流では明らかにピーク位置がずれており、いわゆる「遅れ」が存在するためである。この遅れを考慮して、ピーク位置が一致するように各断面の $p^+$ をずらしてプロットし直したものが図-8である。図-8(b)ではばらつきはあるものの、ある曲線上に分布する傾向が見られる。図中の破線はKays(1971)<sup>11)</sup>が境界層流で定めた半経験式を、本実験における圧力勾配において最適化した式で、

$$B = \frac{26}{1 + 0.15 p^+} \quad (3)$$

である。また、実線は実験データに最も良く合うように近似して求めたもので、次のように表される。

$$B = 26 \exp(-0.28 p^+) \quad (4)$$

### (3) 乱れ強度およびせん断応力の分布特性

図-9は、各断面の摩擦速度 $U_s$ によって無次元化した乱れ強度 $w'$ 、 $v'$ の水深方向変化を $y/h$ に対して表示したものである。図中の実線および破線は、等流時に成立する普遍分布である<sup>12)</sup>。ここでは、各断面の分布形を $x$ 軸方向に5単位だけずらして並べて表示した。(a)加

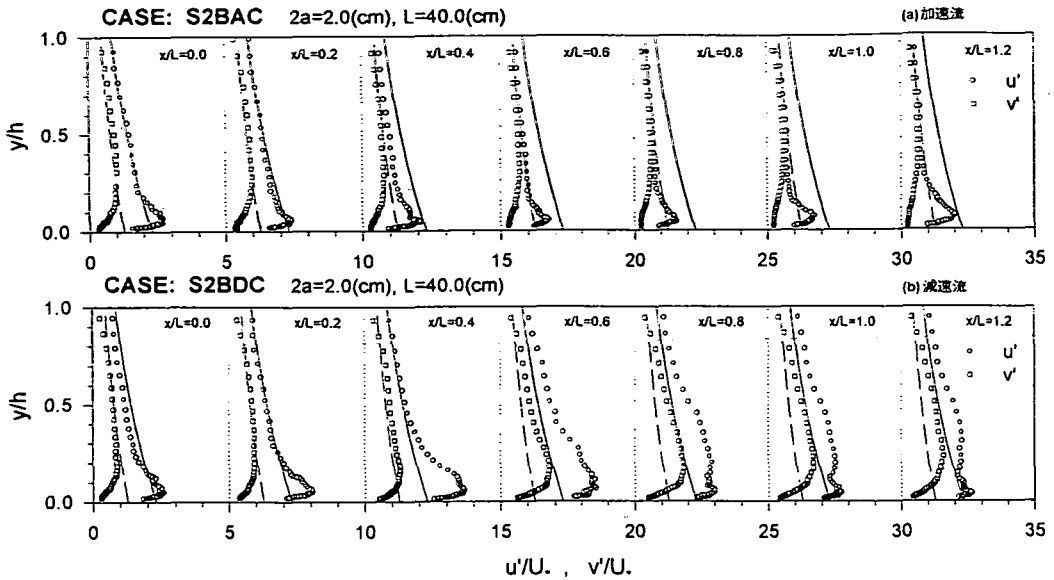


図-9 乱れ強度分布

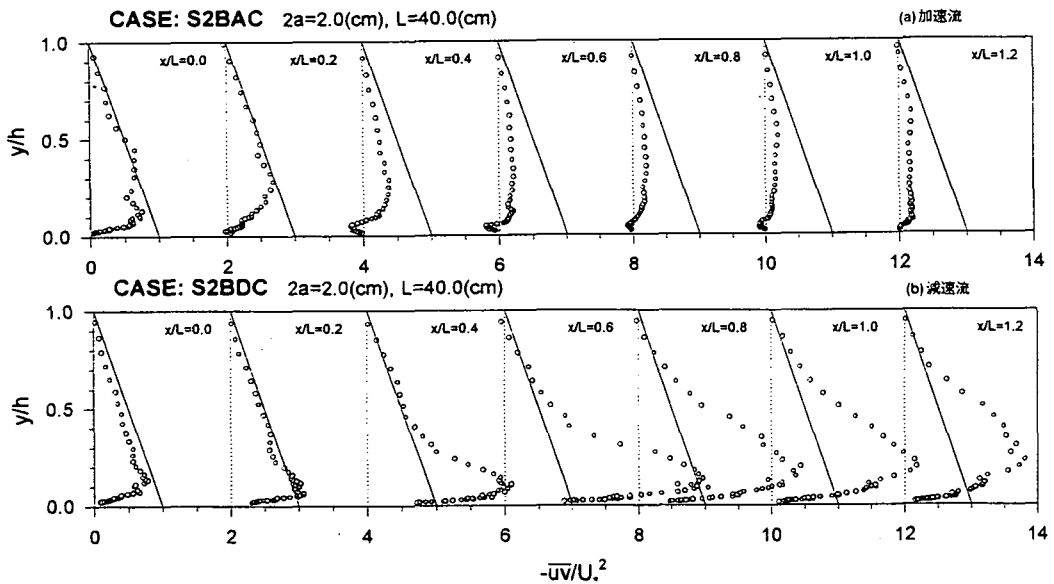


図-10 Reynolds応力分布

速流の場合、 $u'$ が全体的に $v'$ に添うような分布形を示し、下流側断面の半水深高さでは乱れの等方化指向が見られる。 $v'$ については底面近傍から $y/h=0.2$ 付近までは加速の影響が現れるものの外層域の分布形は大きく変化せず、 $u'$ と比較して加速効果に対する応答性に差があると考えられる。(b)減速流の場合は、底面付近の $u'$ の分布形に注目すると $x/L=0.4$ 付近まではいったん乱れが増加するが、さらに流下方向に減速されると、逆にピーク値自体は減少し始め、分布形の膨らみが鉛

直上方に伝わっていく。外層 ( $y/h>0.2$ ) における分布形の膨らみは、Naganoら<sup>4)</sup>による乱流境界層においても同様に指摘されている。この時、 $v'$ についても底面付近から鉛直方向に伝わるように乱れが増加し、(a)加速流と比較してさらに複雑な乱れ構造が存在すると考えられる。一般に河床波背後に剥離が発生する場合、水面に向かってボイルなどの組織渦が発生することが知られており、このことが鉛直方向に乱れの増加に起因しているものと推測される。

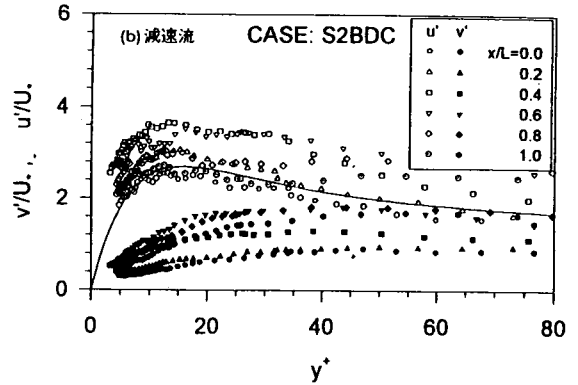
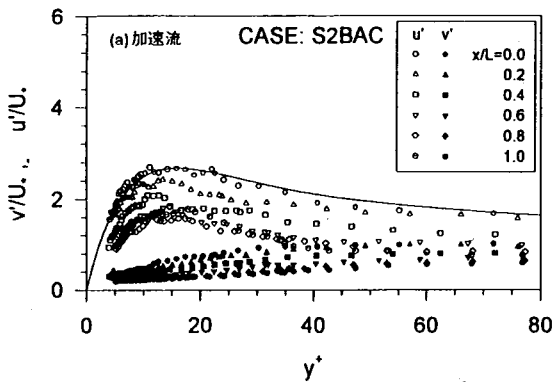


図-11 乱れ強度分布 (内部変数表示)

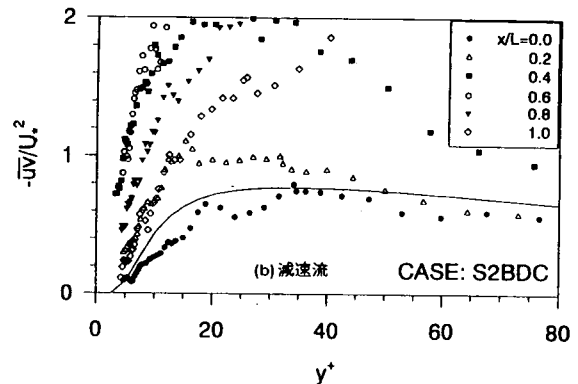
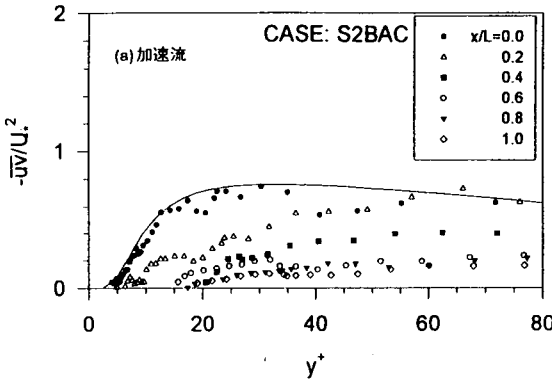


図-12 Reynolds応力分布 (内部変数表示)

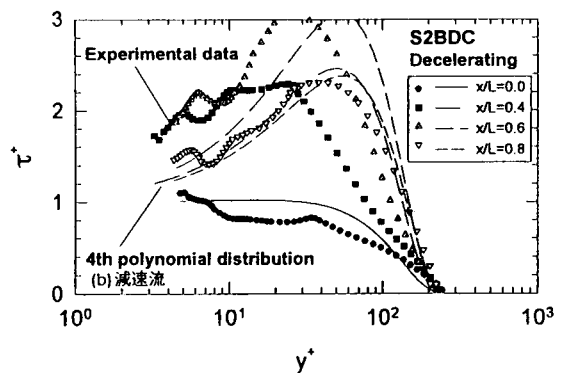
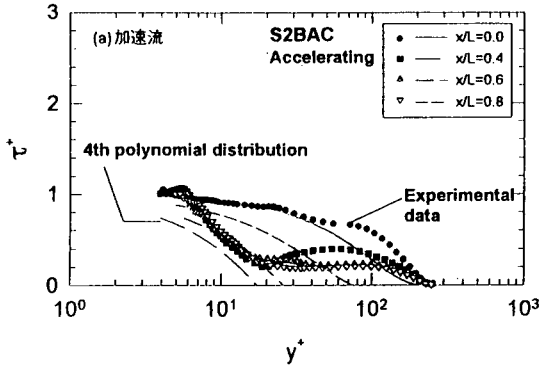


図-13 全せん断応力分布およびその多項式近似

次に、各断面におけるReynolds応力の水深方向変化を図-10に示す。図中の直線は等流時に成立する全せん断応力分布を示したものである。ここでは、各断面の分布をx軸方向に2単位だけずらして表示してある。いずれのケースにおいても、計測区間上流側では理論分布に添った分布形を示すが、(a)加速流では、流下方向に加速されることによってピーク値周辺から分布形が押さえ込まれるように小さくなる。一方、(b)減速流では、最初、底面付近では大きな値をとり、流下方向に進むに従って水深方向に分布形が広がっていく傾向が見られる。上述したように、乱れ強度分布にお

いても、減速流では乱れの増大が鉛直方向上方に拡大する傾向が確認され、減速流における大きな特徴であるといえる。

これらの乱れ強度およびReynolds応力分布を $y^+$ に対して表示したのがそれぞれ図-11、図-12である。図-11の実線は、van Driestのdamping function  $\Gamma$ を導入して、粘性の効果を取り入れた乱れ強度分布である<sup>12)</sup>。

$$u'/U_\infty = D_u \exp(-y^+/R_\infty) \cdot \Gamma(y^+) + C y^+ \cdot \{1 - \Gamma(y^+)\} \quad (5)$$

$$\Gamma(y^+) = 1 - \exp(-y^+/B) \quad (6)$$

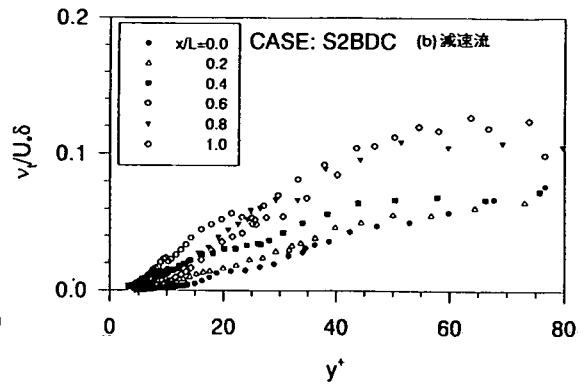
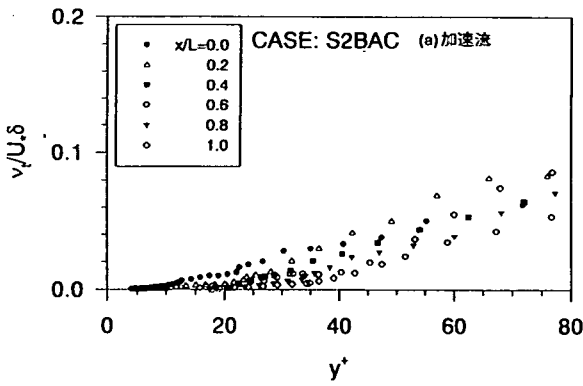


図-14 渦動粘性係数 $v_t$

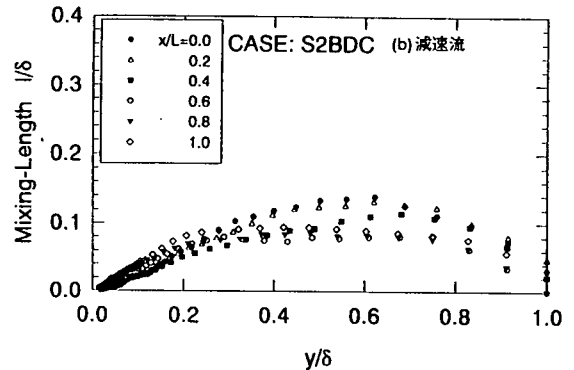
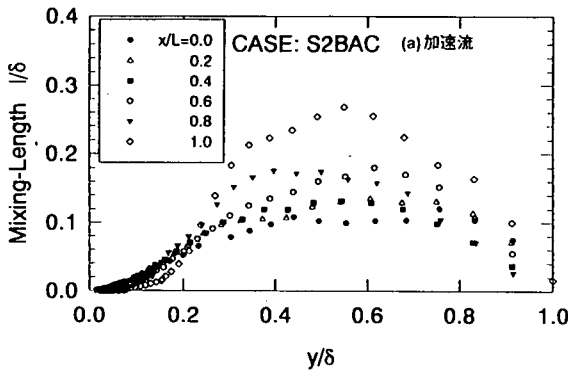


図-15 混合距離 $l$

なお、定常等流時では、乱れのdamping factor  $B$ は粘性底層厚の $B=10$ となる。また、図-12の曲線は定常等流時で成立し、次のように表される。

$$\frac{-\bar{u}'}{U^2} = \frac{\tau(y)}{\rho U^2} - \frac{1}{U^2} v \frac{dU}{dy} = \left(1 - \frac{y}{h}\right) - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (7)$$

ここで、 $\tau$ は全せん断応力である。底面ごく近傍のみに注目すると、乱れ強度 $u'$ は初期断面ではほぼ定常等流時の普遍分布を示し、加速域では一様に減少、減速域では一様に増加する。 $y^+$ のごく小さな領域に限定して考えると、式(5)は、

$$u' / U_{\infty} = C y^+ \quad (8)$$

に漸近する。本実験ケースにおいても $y^+ < 10$ の領域では式(8)の比例関係を示す傾向があり、かなり圧力勾配の大きな開水路流れにおいても式(8)は成立するといえる。加速流では $C < 0.3$ 、減速流では $C > 0.3$ となる。一般に加速流では粘性底層厚が小さく、減速流では大きくなると考えられるが、底面のごく近傍における乱れ強度分布の勾配の変化に関係していると考えられる。また、Reynolds応力分布においても、データのばらつきが大きい、底面極近傍まで含めて概ね乱れ強度分布と同様な特性が見られる。乱れ強度分布、Reynolds応

力分布における全体的な傾向として、 $u'$ が加速、減速といった流れの変化の影響に比較的良好に応答するのに対して、 $v'$ および $-\bar{u}v$ は若干の応答の遅れが存在することが確認できる。

図-13は全せん断応力分布を示したものである。 $\tau$ および $y$ は摩擦速度 $U_{\tau}$ と動粘性係数 $\nu$ によって無次元化してある。図中の実線は $\tau^+ = 1 - y^+ / R_*$ の三角形分布である。ここで、 $R_* = U_{\tau} h / \nu$ である。底面近傍では実験データを微分するため流速勾配が若干ばらつき、分布形が多少歪んでいるが、初期断面においてはほぼ実線に添った分布形を示し、加速域で分布形は下方に落ち込み、減速域で増加し $y^+ = 20 \sim 60$ 付近で最大となる。

Thomas and Hasani(1989)<sup>13)</sup>は、壁面および境界層厚さにおける流速の境界条件を考慮し、逆圧力勾配下のせん断応力分布を層流境界層で開発した $N$ 次の多項式で近似し、渦粘性の概念に基づいた流速分布モデルを開発した。そこで本研究においても、境界層厚 $\delta$ を水深 $h$ に置き換えることで自由水面における境界条件を開水路に適用して多項式の最適化を行い、せん断応力分布を次式で近似した。

$$\tau^+ = (1 + a y^+) - (6 + 3a y^+) \cdot (y^+ / R_*)^2 + (8 + 3a y^+) \cdot (y^+ / R_*)^3 - (3 + a y^+) \cdot (y^+ / R_*)^4 \quad (9)$$



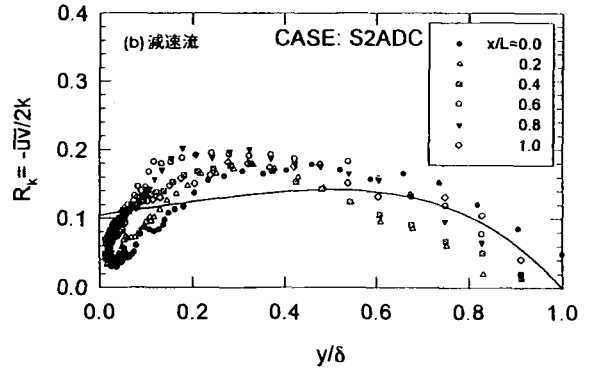
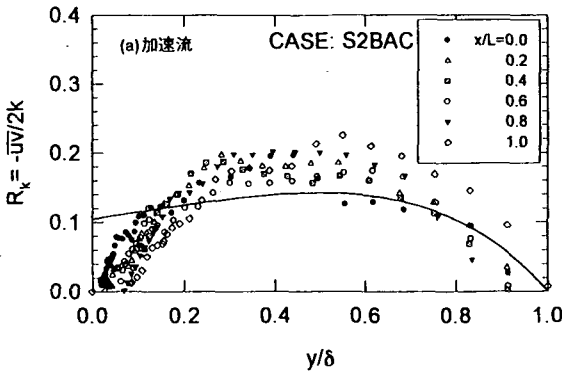


図-16 乱れエネルギー $k$ に対するReynolds応力の比

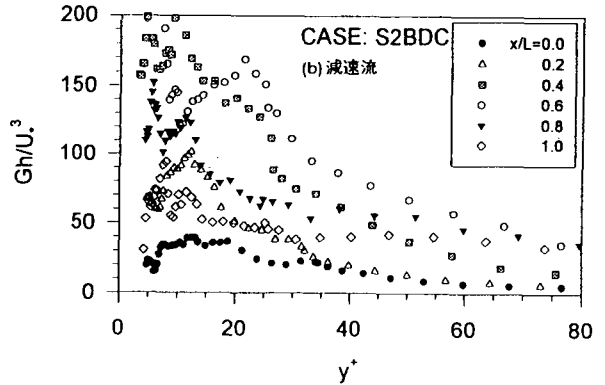
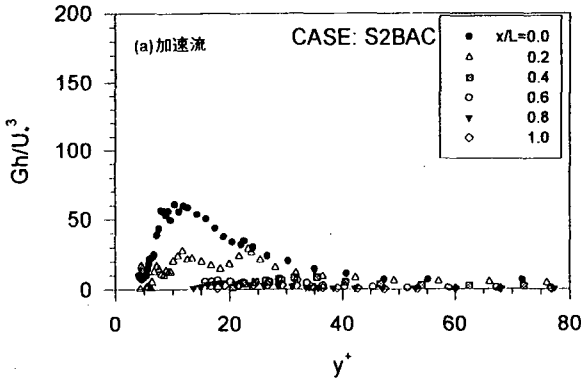


図-17 乱れ発生率 $G$

ここで、 $a=0.014$ である。上記の多項式によって近似したせん断応力分布を図-13に点線で併示した。(b)減速流については全体の傾向は似ているものの、ピーク値の位置および外層における分布形が実験値と違う傾向が見られる。一方、(a)加速流では、底面近傍から $y^+=20$ 程度まではある程度再現されているものの、外層における分布は実験値の傾向すら捉えられていない。これは、Thomas and Hasaniが近似式を導出する際に、逆圧力勾配流れのみを対象としたためである。

#### (4) 渦動粘性係数および混合距離分布

図-14は、各断面の最大平均流速 $U_{max}$ における高さ $\delta$ と摩擦速度 $U_\tau$ によって無次元化された渦動粘性係数 $\nu_t$ の各断面の分布形を $y^+$ に対して示したものである。各ケースに共通した傾向として、初期断面の分布形から加速域では $\nu_t$ は小さく、減速域では大きくなる。この時、底面付近に限らずかなり広範囲に各断面の分布形はほぼ線形分布を保ちながら変化するようである。

図-15に、各断面における最大平均流速における高さ $\delta$ によって無次元化した混合距離 $l$ の水深方向変化を示す。(a)加速流では、 $x/L=1.0$ の断面を除けば、 $y/h < 0.2$ 以下では分布形に大きな変化はなく、 $y/h > 0.2$ の外層域では、流下方向に混合距離 $l$ は非常に大きくなる。(b)減速流のケースについては、逆に外層部におい

て混合距離 $l$ が小さくなる。ここで、混合距離 $l$ は渦の積分スケールとほぼ同程度のスケールを持つことが知られており、結果として加速流では渦径が大きくなり、一方減速流では渦径が小さくなる。

#### (5) 乱れ発生機構

乱れがそれ自身の中で丸く収まろうとする特性、すなわち"self-consistency"を示す一つの指標として、構造パラメータである $R_k = -\overline{uv}/2k$ を図-16に示す。なお、 $k$ は乱れエネルギーである。図中の実線は等流時に成立する式で、次で与えられる<sup>12)</sup>。

$$R_k = \frac{-\overline{uv}}{2k} = \frac{1-y/h}{9.56 \exp(-2y/h)} \quad (10)$$

底面付近の領域では、(a)加速流では、初期断面に比較して $R_k$ は小さくなり、(b)減速流では逆に大きくなる傾向が見られる。一方、外層においては分布形が逆転する傾向があり、垂直応力とせん断応力との間に、(a)加速流、(b)減速流でそれぞれ応答の遅れが生じているものと考えられる。一方、乱れの発生率 $G$ は、次式より求めることができる。

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

ここで、垂直応力成分はかなり小さいため、ほとんど第1項から決定される。図-17に摩擦速度 $U_*$ および水深 $h$ で無次元化した発生率 $G$ の分布を示す。(a)加速流では流下方向に $G$ は減少し、乱れの生成が低下しているといえる。一方、(b)減速流では、 $x/L=0.4-0.6$ 付近で $G$ は増大し、乱れの生成が活発化する。Naganoら<sup>4)</sup>の境界層流実験および三宅・中島<sup>5)</sup>による管路流実験では、逆圧力勾配領域において壁面近傍では乱れの発生率は低下し、乱れ強さは減衰すると報告されている。しかしながら、三宅・中島も指摘するように、圧力勾配のかなり大きな流れについては、減速によって逆に乱れは大きくなると予測され、本実験結果はこれを示すものであると考えられる。

#### 4. 結 論

本研究では、正弦波状に緩やかに変化させた路床上の加速流・減速流を対象とすることで、主として剥離を伴わない圧力勾配流れの乱流構造の実験的考察を行い、以下のような知見が得られた。

- 1) 圧力勾配の影響を定量的に表すパラメータ $p^*$ を「水深勾配」によって定義した。この時、加速流(順圧力勾配)では、 $p^*$ は路床変化区間の上流側でピーク値をとり、一方の減速流(逆圧力勾配)では、路床変化区間のほぼ中央でピーク値をとる傾向が示された。
- 2) 平均流速分布については、粘性底層まで詳細に計測することによって、等流に近い状態から圧力勾配によって流速分布が変化していく過程を詳細に捉えることが可能となった。
- 3) 乱れ特性量については、内部変数表示した乱れ強度、Reynolds応力などは、底面のごく近傍で $p^*$ に対して比例関係を示す傾向がある。このとき加速流では、乱れの生成は減少し、減速流では逆に活発化する。また、圧力勾配 $p^*$ に対する応答性は、乱れ強度 $u'$ が比較的よく応答するのに対して、 $v'$ およびReynolds応力には遅れが存在する。

#### 参考文献

- 1) 中林功一, 鬼頭修巳, 岩田祐司: 乱流潤滑に関する基礎研究(第2報, 圧力こう配の繰返しがある場合の速度分布), 日本機械学会論文集(B編), 55巻519号, pp.3321-3327, 1989.
- 2) 中林功一, 鬼頭修巳, 岩田祐司: 乱流潤滑に関する基礎研究(第3報, 速度分布則の考察と乱流構造), 日本機械学会論文集(B編), 56巻522号, pp.382-387, 1990.
- 3) 佐野政利: 周期的に拡大縮小を繰返す管内乱流の流動と熱伝達(速度分布と乱流特性), 日本機械学会論文集(B編), 58巻549号, pp.38-43, 1992.
- 4) 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.), pp.7-21, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
- 5) 三宅裕, 中島正弘: 波状流路内乱流の計測, 日本機械学会論文集(B編), 60巻570号, pp.51-58, 1994.
- 6) Patel, V. C., Chon, J. T. and Yoon, J. Y.: Turbulent flow in a channel with a wavy wall, *J. Fluids Engrg.*, 113(4), pp.579-586, 1991.
- 7) Spalart, P. R. and Watmuff, J. H.: Experimental and Numerical Study of a Turbulent Boundary Layer with Pressure Gradients, *J. Fluid Mech.*, vol.249, pp.337-373, 1993.
- 8) 松永信博, 竹原幸生, 柴田敏彦, 小松利光: 固定波面上の開水路乱流特性, 第33回水理講演会論文集, pp.493-498, 1989.
- 9) 日野幹雄, 奥村卓也: 直接数値計算による任意波状境界上の3次元乱流の解析, 水工学論文集, 第37巻, pp.769-774, 1993.
- 10) Song, T.: Velocity and Turbulence Distribution in Non-Uniform and Unsteady Open-channel Flow, Doctoral dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland, 1995.
- 11) Kays, W. M.: Heat Transfer to the Transpired Boundary Layer, ASME Paper No.71-HT-44, 1971.
- 12) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 13) Thomas, L. C. and Hasani, S. M. F.: Supplementary Boundary-Layer Approximations for Turbulent Flow, *Transactions of the ASME*, vol.111, pp.420-427, 1989.

(1996.5.27 受付)

### EXPERIMENTAL STUDY ON TURBULENT STRUCTURES IN OPEN-CHANNEL FLOWS OVER SINE-FORMED WAVY BED

Iehisa NEZU, Akihiro KADOTA and Takashi TODA

Accelerating and decelerating flows, i.e., flows with the streamwise non-uniformity of bed boundary, are greatly affected by the pressure gradients. It is of both fundamental and practical importance to investigate the effects of various pressure gradient on the turbulent structures in open-channel flows in order that the statistical characteristics such as mean velocity, turbulence intensity and shear stress are largely different from the uniform open-channels and zero-pressure gradient boundary layers. Near-wall region which consists of viscous sublayer and buffer layer in open-channel flows over a sine-formed wavy bed was accurately measured by means of a two-component and fiber-optic laser Doppler anemometer (LDA); the effects of pressure gradient produced by such a bed shape and free-surface profile were discussed with respect to profiles of turbulence characteristics.