

逆圧力勾配が開水路流の乱流構造に 及ぼす影響

EFFECTS OF ADVERSE PRESSURE GRADIENTS ON TURBULENT STRUCTURES IN OPEN CHANNEL FLOWS

瀬津家久¹・鬼束幸樹²・藤田正樹³

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA and Masaki FUJITA

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

³学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

Experimental studies were conducted on turbulent structures in open channel flows with adverse pressure gradients. A laser Doppler anemometer (LDA) was used to obtain velocity data, and we succeeded in acquiring velocity profiles in the viscous-sublayer. Accordingly, the friction velocity was precisely calculated with the 'viscous-sublayer' law. Although the friction velocity is important to analyze turbulence characteristics, most studies have not employed this method due to restrictions of measurement techniques and anemometers. Using this accurate friction velocity, this study examined the opinions that other researches have presented about open channel flows with adverse pressure gradients. It was found that von Karman constant is universal as pressure-gradient parameter changes. On the other hand, the integral constant in the log-law becomes smaller than that of uniform flow. The results also showed that the log-wake law correctly represents velocity profiles in the equilibrium region.

Key words : adverse pressure gradient, turbulent structures, velocity profile, friction velocity

1. はじめに

圧力勾配を有する流れは、「逆圧力勾配流れ(減速流)」と「順圧力勾配流れ(加速流)」とに分類される。従来より、逆圧力勾配下にある境界層流については、底面せん断応力がゼロとなる剥離流れの発生予測や、熱輸送現象の解明を目的として、種々の研究が取り組まれてきた。順圧力勾配を有する境界層流についても、主に再層流化やバースト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、ガスタービンなどの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。

Nagano *et al.*¹⁾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乱流計測を行い、粘性底層で成立する直線分布を用いて摩擦速度を算出し、log則に含まれるカルマン定数および積分定数の挙動を調べた。その結果、逆圧力勾配下においても、カルマン定数は不変であるが、積分定数

は変化することを明らかにした。

話を水工学の世界に移して振り返って見ると、圧力勾配を有する開水路流れに関する研究は近年、随分と進歩してきたと言える。岡部・杉尾²⁾は、ピトー管を用いて逆圧力勾配開水路流を計測し、流速分布がlog-wake則で表現できることを明らかにし、Song & Graf³⁾は、ADV(Acoustic Doppler velocimetry)を用いた計測によって、log-wake則に含まれるwakeパラメータ Π が、水深と摩擦速度によって無次元化された圧力勾配パラメータ β と一義的な関係があることを示した。また、瀬津⁴⁾はレーザー流速計を用いた計測によって、log則に含まれる積分定数が等流のものから変化することを明らかにした。一方、鬼束⁵⁾は、運動方程式を近似的に解き、せん断応力分布の予測を試みている。しかし、従来の研究に用いられてきたピトー管やHot-film流速計では底面近傍の計測がほとんど不可能であり、上述の開水路流における研究において摩擦速度の算出は全てlog則から行っている。Nagano *et al.*¹⁾による境界層流の結果を考慮すると、

表-1 水理条件

case	L(cm)	Q(l/s)	sinθ'	sinθ	x=-10 (cm)			x=L (cm)		
					h ₀ (cm)	Fr ₀	Re ₀ ×10 ³	h ₁ (cm)	Fr ₁	Re ₁ ×10 ³
D180-0	180	0.8	1/10000	1/60	4.306	0.072	2.2	7.04	0.034	2.2
D180-1		1.6	1/8000		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

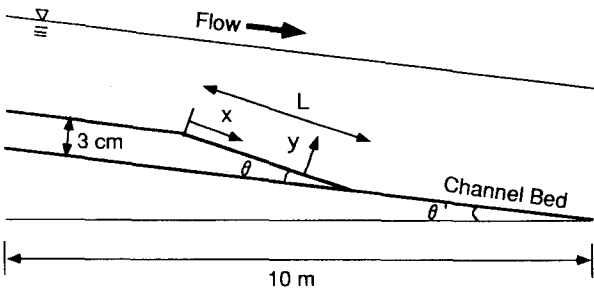


図-1 水路側面図

log則による摩擦速度の算出は十分に検討する必要がある。摩擦速度は、種々の乱流統計量を整理・解析する際に極めて重要な水理量である。その重要度にもかかわらず、過去の研究では、計測機器の制約などにより、その算出はlog則を用いて行われてきたため、得られた流速分布、乱れ強度およびレイノルズ応力などは、log則より得られた摩擦速度を用いて無次元化されている。唯一、欄津ら⁹が正弦波半波長状河床上の流れについて、粘性底層の詳細な流速計測を行っているものの、本研究のような純粋な逆圧力勾配開水路流に対して行われた例はない。また、開水路流のような壁面乱流は、壁付近の特性を知ることが極めて重要である。そのため、逆圧力勾配を有する開水路流の計測を行う上で、粘性底層の計測は必要不可欠である。

加えて、圧力勾配を有する流れの実験を行う上で留意すべき点として、流れの平衡性の問題が挙げられる。水路勾配が不連続に変化した後、変化点の底面からは、流下方向に内部境界層が水面に向かって発達するが、十分に発達していない付近においては、流れ場は圧力勾配だけでなく、上流の履歴にも影響を受ける。したがって、純粋に圧力勾配による影響を評価するには、十分に流下した後の平衡状態の流れを扱う必要がある。従来研究には、この点に対する考慮が欠けているものも見られる。

本研究では、十分に発達した平衡状態の逆圧力勾配開水路流れをレーザー流速計を用いて実験的に考察する。特に、粘性底層の詳細な流速計測から摩擦速度を正確に算出し、log則におけるカルマン定数、積分定数の妥当性を検証することに重点を置き、開水路減速流について従来通説とされてきた数々の知見の検証を試みた。

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、水路の上流端から6.2(m)の地点まで、鉄板と角材を用いて3(cm)の底上げを行い、そこから減速部を設置した。座標系としては、減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。減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、減速部終了点より水路下流側についても、同種の鉄板をすき間無く敷き、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。

瞬間流速の計測には、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)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関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断面は減速部開始点から10(cm)上流の点、最終第7断面は減速部終了点)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1/100(mm)の精度をも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120(sec)、その他の領域は60(sec)とし、測定周波数は約200(Hz)であった。

水理条件を表-1に示す。表中、Lは減速部長さ、Qは流量、sinθ'は減速部の上・下流部における水路床勾配、sinθは減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は流速計測開始点x=-10(cm)での値であることを、下付き添字1は減速部終了点x/L=1での値であることを意味する。今回の実験では、減速部長さは180(cm)に固定し、流量を0.8(l/s)から4.8(l/s)の4通り

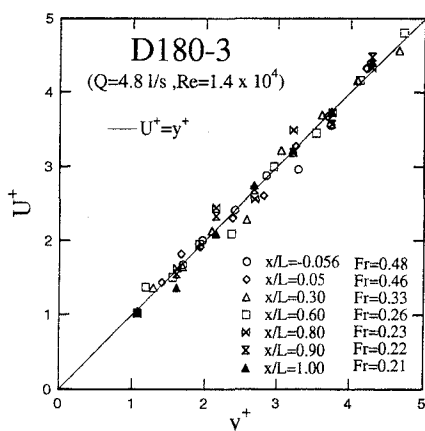


図-2 粘性底層内流速分布

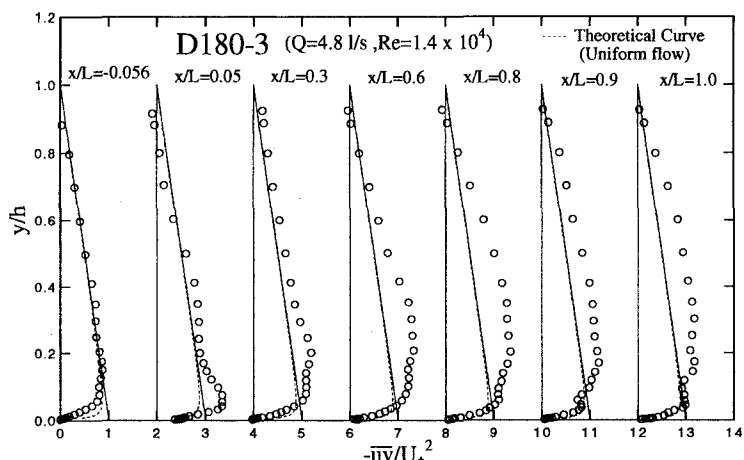


図-3 レイノルズ応力分布 (外部変数表示)

に変化させた。Nezu & Nakagawa⁷⁾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次元であることを実証した。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、水深が最大となる減速部終了点における水深 h_1 を全ケースにおいて約7(cm)とした。

3. 実験結果と考察

(1) 摩擦速度の評価

開水路減速流のような開水路不等流における摩擦速度 U_* の代表的な評価法には、(i) エネルギー勾配から求める方法、(ii) 運動量の釣り合い式から求める方法、(iii) 直接測定、(iv) 内層の流速分布にlog則を適用して求める方法、(v) 粘性底層の流速分布から求める方法がある。(i)および(ii)は、水面勾配を正確に測定することがかなり困難であること、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ことから、高精度な摩擦速度の評価の実現は難しい。(iii)においては、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。ただ、微小な設定誤差によって結果が大きく変わるので、特殊な熟練が必要であり、高精度な摩擦速度の算出は難しい。

(iv)は、次式で示されるlog則を使用して算出する。

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

ここで、 $U^+ = U/U_*$ 、 $y^+ = yU_*/\nu$ 、 κ はカルマン定数で、 As は積分定数である。この方法は、圧力勾配を有する開水路流の研究においてよく用いられてきた方法であるが、 U_* 、 κ 、 As の3つを未知量とすると、最小

自乗法を用いた際、式が閉じないため、カルマン定数には等流(ゼロ圧力勾配)の値 $\kappa=0.412$ を用いて使用されてきた。しかし、Nagano *et al.*¹⁾が行ったHot-wire風速計を用いた境界層減速流の風速分布計測によると、逆圧力勾配下においては、カルマン定数の挙動を調べる必要があるといえる。また彼らは、log則による摩擦速度の算出は必ずしも適切ではなく、次式を用いた(v)の方法による算出が妥当であることを述べている。

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

この評価法は、粘性底層を十分密に、かつ高精度に計測する必要がある。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、電磁流速計および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、順圧力勾配開水路流についてはあるが、棚津ら⁸⁾はLDAを駆使し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、カルマン定数が変化することを示した。それゆえ順圧力勾配下においては、(iv)による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活用することにより、壁面のごく近傍の点(0.01mm)の流速計測に成功したので、(v)の方法を用いて摩擦速度 U_* を評価した。図-2は、ケースD180-3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。他ケースでも同様な結果が得られ、粘性底層の計測は摩擦速度 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、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を使用する。

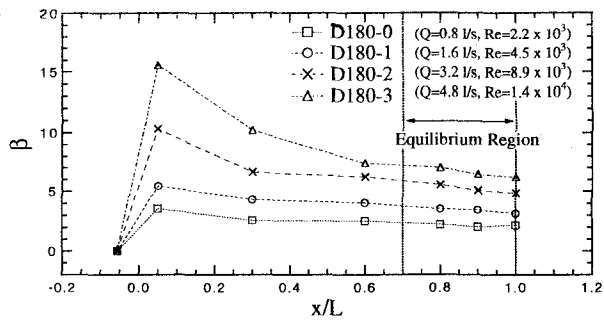


図-4 圧力勾配パラメータ β の流下方向変化

(2) 流れの平衡性

逆圧力勾配開水路流の乱流特性を論じる上で、流れが十分に発達した状態で、かつ圧力勾配パラメータが流下方向に一定となる平衡状態になっているかどうかは重要な問題である。これは、得られた実験結果を、圧力勾配の影響のみを受けたものと解釈するか、上流の履歴による影響などの種々の要因によって生じたものと判断するかで、現象の捉え方が大きく変わるからである。図-3は、摩擦速度 U_* で無次元化されたレイノルズ応力を断面ごとに2ずつずらして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(3)を直線で、また粘性を考慮した式(4)を破線で併示した。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} \quad (3)$$

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (4)$$

$x/L=0.05$ より下流側の減速部では、分布形は徐々に式(3)、(4)より外側にずれて行っている。 $x/L=0.8$ 以降の断面になると、その分布形はほぼ相似状になっており、この領域において流れが十分に発達した状態になったといえる。鬼束ら⁹⁾は、平衡な逆圧力勾配開水路流においては、圧力勾配の増加に伴って、半水深付近で $-\overline{uv}/U_*^2$ が極大値をとることを示しているが、本実験の結果は彼らの結果と一致する。

図-4は、次式で表される圧力勾配パラメータ β の流下方向変化を示したものである。

$$\beta = \frac{h}{\rho U_*^2} \left(-\rho g \sin \theta + \frac{dp}{dx} \right) \quad (5)$$

ここで、 ρ は密度、 p は圧力である。ただし、圧力勾配 dp/dx については、次式の静水圧近似を用い、式中の水面勾配 dh/dx の算出は、1/100mmの精度をもつデジタル型ポイントゲージによる計測によって得られた水面形をスプライン近似することによって得た。

$$\frac{dp}{dx} = \rho g \frac{dh}{dx} \cos \theta \quad (6)$$

図より、いずれのケースについても流下に伴い、 β の

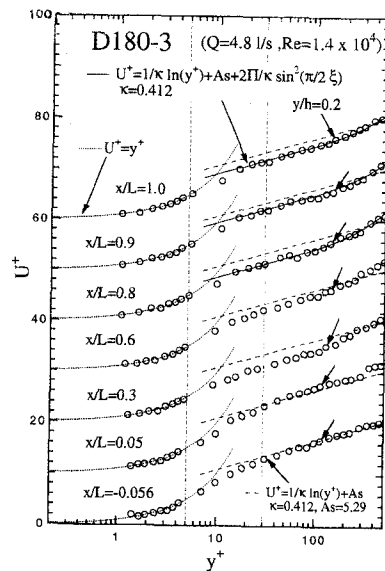


図-5 平均主流速分布 (内部変数表示)

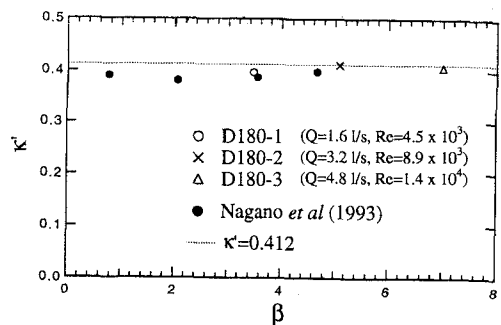


図-6 見かけ上のカルマン定数 κ と β の関係

値は減少してある一定値に漸近して行くことがわかる。この現象も、図-3と同様に $x/L=0.8$ 以降で起こっており、流れが十分に発達した減速流になったときに平衡状態に達しているといえる。この $x/L=0.8$ の点は上流端からの距離が流入水深 h_0 の36倍の点に相当するが、これは、鬼束ら⁹⁾の流入水深の約12倍流下した地点で平衡になるという見解とは異なる。彼らの扱った流れが本研究よりも大きなレイノルズ数の流れであったためと思われるが、今後実験ケース数を増やして確認する必要があると言える。ただし以下では今回の実験事実より、この $x/h_0 \geq 36$ の範囲を「平衡領域」と呼ぶ。なお下流からの影響は、鬼束ら⁹⁾、Rotta⁹⁾が放物型の方程式でせん断応力を良好に再現していることから、ほぼ無視できると言える。

(3) 平均主流速分布

ケースD180-3の平均主流速分布を全水深の範囲で内部変数表示したものを、図-5に示す。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。図中には直線でlog則の式(1)を、曲線で表される粘性底層の式(2)も併示している。また、前節で述べ

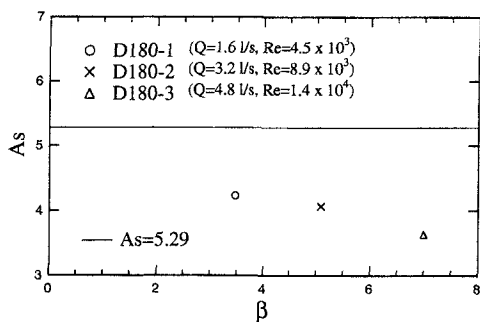


図-7 積分定数 As と β の関係

た平衡領域における計測値に対しては、次式のlog-wake則を表す実線も付記した。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + As + w(y/h) \quad (7)$$

$$w(y/h) = \frac{2\pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot y/h\right) \quad (8)$$

ここで、 π はwakeパラメータである。図より、等流部である第1断面においては、流速分布が外層まで式(1)にほぼ一致していることがわかる。減速部流入直後の $x/L=0.05$ でいったん値は式(1)の線よりも上方にそれるものの、その後はみな式(1)の線から下方にほぼ平行移動した分布形状をとっており、本実験程度の逆圧力勾配下においてはlog則の成立に十分な乱れの発生が維持されていると言える。 $x/L=0.8$ 以降の流速分布については、ほぼ相似形になっていることが確認され、このことから平衡状態が確認される。また、この平衡領域では岡部・杉尾²⁾が指摘しているように、log-wake則が良好に成立することがわかる。ここで見られる流速分布の変化は、欄津⁴⁾の順圧力勾配開水路流のものとは大きく異なる。

以下では、流速分布の形状を支配する重要な各定数・パラメータについて考える。図-6は、平衡領域における見かけ上のカルマン定数 κ の圧力勾配パラメータ β に対する変化をNagano *et al.*¹⁾による境界層減速流の結果とともに、示したものである。ここで κ は、平衡領域にある3断面の流速分布の $30 \leq y^+ \leq 0.2R$ ($R=U_\tau h/\nu$: 乱流レイノルズ数)という範囲に対して、式(1)を線形近似で求めたカルマン定数に相当する値を、各ケースについて平均したものである。なお、ケースD180-0に関しては、摩擦速度が小さくlog則領域が存在しないため、ここを含め以降の流速分布の各数値の解析においては取り扱わなかった。

図より、 κ は β が変化してもほとんど影響を受けないといえる。 κ が加速に伴って大きく変化した開水路加速流の場合⁸⁾とは大きく異なる結果であり非常に興味深い。この結果から、本実験程度($\beta \leq 7.0$)の逆圧力勾配下では、開水路等流のカルマン定数が適用可能

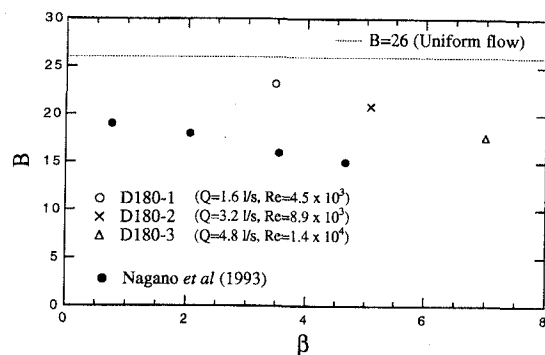


図-8 van Driestのダンピング係数 B と β の関係

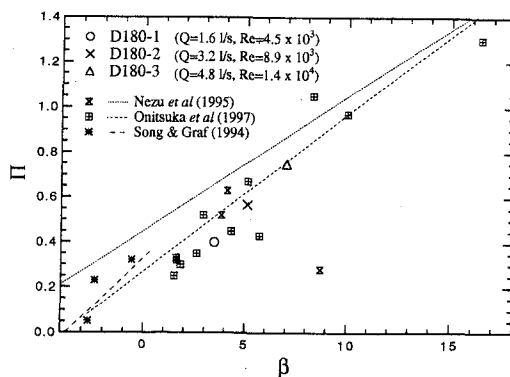


図-9 wakeパラメータ π と β の関係

と言え、以下の解析は全て $\kappa=\kappa=0.412$ を用いて行った。逆圧力勾配流下では κ が普遍定数に一致する一方、順圧力勾配下では κ が大きく変化しlog則が破綻するのは、底面付近で再層流化が発生し乱れの発生が著しく減少または消滅するため⁸⁾と考えられる。

上記の結果と式(1)を各ケースの平衡領域における流速の実験値に適用して積分定数 As を求め、 β との関係を図-7に示した。ここでも As は、先の κ と同様に各ケースで平衡領域における値を平均したものである。 As については、圧力勾配の影響を受けることが従来より指摘されている。図から、 β が増加するに連れて As が減少する傾向が見られるが、この結果は欄津⁴⁾の結果とは異なる。ただ、彼らの研究では先述したように摩擦速度の算出にlog則を用いており、この差異はそのために生じたものと考えられる。

図-8は、平衡領域における流速分布の $5 \leq y^+ \leq 30$ に対して次式をあてはめて求めたvan Driestのダンピング係数 B (平衡領域の値を平均したもの)を β に対して表示したものである。

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-y/h)}{1 + \sqrt{1 + 4l^{+2}(1-y/h)}} \quad (9)$$

$$l^+ = \kappa \cdot y^+ \left(1 - \exp(-y^+/B)\right) \quad (10)$$

ここで、 l^+ は混合距離を内部変数表示したものである。 B は等流時の値 $B=26$ よりも小さく、 β の増加に伴い単調減少している。この傾向はNagano *et al.*¹⁾の境界

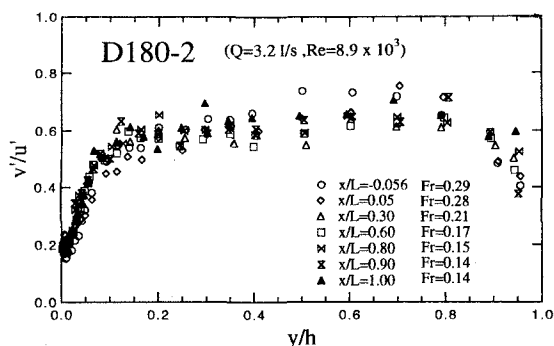


図-10 非等方性パラメータ(外部変数表示)

層減速流に関する結果と類似しているが、定量的に異なっている。これは、境界層においては、圧力勾配が境界層上部の運動量変化に起因していることと代表長さに排除厚が用いられるのに対し、開水路流においては、圧力勾配が重力と水深勾配に起因しているためと考えられる。

これまでに述べてきた κ , As の結果および式(7), (8)によって、平衡領域の実験結果(外層域)からwakeパラメータ Π を求めた。図-9は、こうして平衡領域について得られた Π の各ケースに関する平均値と β の関係を示したものである。図には、以下に示す欄津ら⁴⁾, 鬼束ら⁵⁾, およびSong & Graf⁶⁾がそれぞれ提案した式を併示した。

$$\Pi = 0.06\beta + 0.45 \quad (-21 \leq \beta \leq 28) \quad (11)$$

$$\Pi = 0.07\beta + 0.27 \quad (-2.7 \leq \beta \leq 16.4) \quad (12)$$

$$\Pi = 0.088\beta + 0.33 \quad (-4.5 \leq \beta \leq 0.4) \quad (13)$$

上述の研究者の用いた β は、log則によって算出された摩擦速度を用いているだけでなく、その摩擦速度の元に成立するlog-wake則からwakeパラメータ Π を算出しているが、定性的には本研究結果と類似している。ただし、定量的には本研究が妥当であると考えられるので、実験ケース数を増やしてより精度の高い定式化を目指したい。

(4) 乱れ強度特性

図-10は、流下方向乱れ強度 u' と鉛直方向乱れ強度 v' の比を表す、非等方性パラメータ v'/u' を外変数表示したものである。等流状態である $x/L=-0.056$ の値を基準にして見ると、流下に伴い値が減少する傾向が半水深付近において見て取れる。すなわちこの領域においては、減速の効果によって、主流からの乱れエネルギーが他の成分と比べて、 u' に対してより多く供給されていると言える。開水路等流の場合、この範囲においては乱れ強度が普遍分布をする⁷⁾ことが知られているが、本研究のような逆圧力勾配流れにおいてはそれが破綻すると考えられる。また、欄津ら⁸⁾

によると開水路加速流においては、加速の効果によって u' が v' よりも顕著に抑制されるということである。これは、本研究の結果と逆になっている。以上より、開水路流れの乱れ強度特性に対し、圧力勾配は強い影響力を有しているといえる。

4. おわりに

逆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) 開水路減速流においても、流速分布は粘性底層において直線分布を示す。

(2) $\beta \leq 7.0$ において、平衡状態にある逆圧力勾配開水路流においては、カルマン定数は普遍である。ただし、積分定数は開水路等流時よりも低減する。

(3) 外層の平均主流速分布は、log-wake則によって良好に表現され、wakeパラメータは、圧力勾配パラメータ β に対して単調増加傾向にある。

(4) 半水深付近において、逆圧力勾配は、順圧力勾配の場合とは逆に流下方向乱れ強度を増長させる働きをする。

参考文献

- 1) 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.
- 2) 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.
- 3) 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.
- 4) 欄津家久, 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.
- 5) 鬼束幸樹, 浦 勝, 秋山壽一郎, 岡本智和, 松岡定知: 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, 第558号, II-38, pp.71-79, 1997.
- 6) 欄津家久, 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.
- 7) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 8) 欄津家久, 鬼束幸樹, 藤田正樹: 順圧力勾配開水路流れの乱流構造, 応用力学論文集, vol.2, pp.619-626, 1999.
- 9) Rotta, J.C.: *Turbulente Strömungen*, B. G. Teubner, Stuttgart, 1972 (大路通雄訳: 乱流, 岩波書店, 1975).

(1999. 9. 30 受付)