

三角形断面棧型粗度を有する開水路流れの乱流構造

Turbulent Structures in Open-Channel Flows with Triangular Strip Roughness

富永晃宏*・田本典秀**

Akihiro TOMINAGA and Norihide TAMOTO

*工博 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科 (〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)

**名古屋工業大学大学院 工学研究科社会開発工学専攻 (〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)

Turbulent structures were measured in open channel flows with triangular strip roughness elements by using a laser Doppler anemometer (LDA) and a particle image velocimeter (PIV). The influences of the roughness spacing and the roughness cross section were investigated in comparison with the previous results of circular strip roughness. The distributions of Reynolds stress become linear in the outer region and the friction velocity can be evaluated reasonably from the vertical gradient of the Reynolds stress. The similarity of the statistical turbulence quantities is proved in the case of triangular strip roughness. The resistance of the triangular strip roughness is considerably greater than that of the circular strip roughness. From the PIV measurements, it is suggested that the organized turbulent motions near the roughness elements are different between the triangular and circular strip roughness.

Key Words: strip roughness, turbulent structure, Reynolds stress, organized turbulence, PIV

1. はじめに

粗面流れは粗度要素の大きさ、形状及び配列等が複雑に影響するため一般的な取り扱いが困難となっている。すなわち、粗面乱流を特徴付けるパラメータである仮想底面の位置、粗度要素の影響領域、乱れの普遍表示などの問題である。乱れの発生機構については、滑面では粘性底層の外縁付近の不安定さから乱れが発生するのに対し、粗面では粗度要素による後流が乱れの発生源となっている点で異なっているが、粗度近傍を離れた外層領域では乱れの構造はほぼ滑面と相似になるとされている。これは乱れの発生機構が異なっても、慣性小領域から粘性逸散に至るカスケード過程の普遍性を示すものである。このように乱れの代表的なスケールで無次元化された乱流構造は粗面でもほぼ相似となるが、絶対的な乱れのスケールを決定するメカニズムが依然不明であるように思われる。例えば、2次元棧型粗面流れの抵抗則については相対棧間隔(粗度高さと粗度間隔の比)によって抵抗係数が大きく変化し、相対棧間隔が6から10で最大になることが足立¹⁾やFuruyaら²⁾、Knightら³⁾および富永ら⁴⁾によって明らかにされている。これは粗度によって発生する後流の発達・減衰過程と粗度間隔の相互作用によっ

て決まる現象であることが定性的にも数値計算によっても確認されている。富永らは角柱棧粗度を設置した開水路流の実験結果⁴⁾と低レイノルズ数 $k-\epsilon$ モデルを用いた数値計算結果を比較して良好な一致を得ており、相対棧間隔が8のときに抵抗係数が最大となることを示している⁵⁾。さらに富永らは円柱棧粗度についても同様の実験と数値計算を行い、良好な再現性を確認するとともに、角柱棧粗度と円柱棧粗度における抵抗係数に若干の差異があるものの顕著な差は認められないことも明らかにしている⁶⁾。一方、水制を有する開水路流れにおいて水制の主流に対する角度を変化させた実験によって主流の偏流角度が異なることが示されている⁷⁾。これによると下流向きの水制の方が偏流が大きく下流の再循環流領域が大きくなることが示唆される。底面の棧粗度においてもこうした形状の効果があるものと推測される。また、底面付近の乱れ特性は底質の浄化作用にも影響を与えることが指摘されている^{8),9)}。この場合は粗度要素間の乱流構造が重要となると考えられる。そこで本研究では形状に着目し、三角形断面を有する棧型粗度を用いて実験を行い、比較の対象として主に過去に得られた円形断面棧粗度による実験結果を選び、開水路乱流構造に及ぼす粗度形状の影響について検討した。

2. 実験装置および方法

実験は、長さ 7.5m、幅 0.3m の長方形断面開水路の水路床に、図-1 に示すように底辺及び高さが $k=14\text{mm}$ の三角形断面を有するアクリル製粗度を間隔 L で設置して行った。相対粗度間隔 L/k は 12, 8, 4 と変化させ、それぞれ等流となるように水路勾配を調節し、水深 h は 7cm とした。従って、相対粗度高さ k/h は 0.2 であり、粗面流れとしては大粗度の部類に入る。また、幅水深比 B/h は 4.3 で、水路中央で二次流の影響を受けない 2 次元流れが得られるとされる B/h が $5^{10)}$ より小さいが、底面粗度が大きい場合、側壁および二次流の影響は小さくなることから ¹¹⁾、今回の条件においてもほぼ水路中央で 2 次元流れが得られると考えられる。実験条件を表-1 に示す。計測は上流から約 4.0m の 1 粗度区間の水路中央において行い、ここでは十分発達した乱流が得られた。ただし、 $L/k=4$ のケースでは粗度の抵抗が小さいことから二次流の影響が水路中央にまで及んでいた可能性がある。計測にはレーザー・ドップラー流速計 (LDA) と PIV 可視化装置を用い、 L/k を変えながら別々に 3 ケースずつ行った。ここで、LDA についてはサンプリング周波数 100Hz で 41 秒間のデータを取り解析を行った。PIV については、高速ビデオカメラを用いて 1/240sec 毎に撮影された可視化画像を、相互相関法により画像解析し、約 8 秒間の流速ベクトルデータを取得した。相関法では検査エリアを 32×32 画素、オーバーラップを 75% とした。なお、鉛直座標系については、後述の対数則分布を除き、 $y' = y - \Delta y$ で定義される y' 座標系を用いる。 Δy は仮想的な底面からの上昇高さを示し、本研究では Δy として、粗度要素の断面積による幾何的排除厚 $c=k^2/L$ を採用した。

また、比較に用いる LDA による円形断面粗度のデータ ¹²⁾ は表-2 に示す通りである。このケースにおいても PIV による実験を行った。計測、データ解析の条件は三角形断面のケースと同じである。ここで、粗度高さ k は 8mm、水深は 4cm で粗面流れにおいて重要な要素である相対粗度高さ k/h は 0.2 と両ケース同じである。なお、平均流速については表-1、2 共に計測された流速データを平均して算出したものを示しており、以下この値を平均流速として用いる。

3. 実験結果とその考察

3.1 平均流速の構造

図-2 に $L/k=12$ と $L/k=8$ の平均流速ベクトルを示

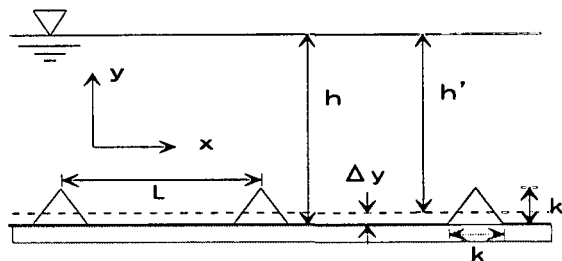


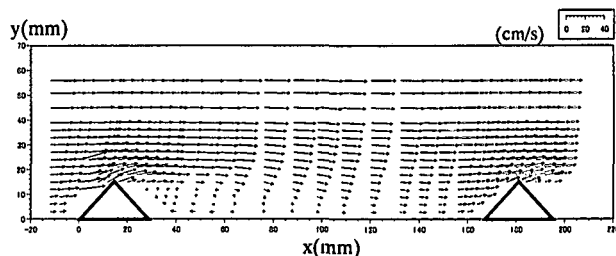
図-1 粗度要素と座標系

表-1 実験条件 (三角形粗度)

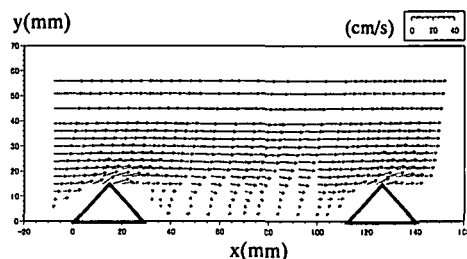
ケース名	L/k	Δy (cm)	U_m (cm/s)	Re	Fr	I_e
12i	12	0.12	18.8	0.93×10^4	0.18	$1/2.9 \times 10^3$
12p	12	0.12	17.4	1.0×10^4	0.19	$1/2.2 \times 10^3$
8i	8	0.18	18.2	1.0×10^4	0.19	$1/2.3 \times 10^3$
8p	8	0.18	17.1	1.0×10^4	0.19	$1/2.2 \times 10^3$
4i	4	0.35	17.8	0.85×10^4	0.19	$1/2.2 \times 10^3$
4p	4	0.35	16.9	1.0×10^4	0.18	$1/2.2 \times 10^3$

表-2 実験条件 (円形粗度)

ケース名	L/k	Δy (cm)	U_m (cm/s)	Re	Fr	I_e
RK04	16	0.04	15.0	0.53×10^4	0.24	$1/1.3 \times 10^3$
RK07	8	0.08	14.2	0.5×10^4	0.19	$1/0.78 \times 10^3$
RK09	4	0.16	15.9	0.55×10^4	0.19	$1/0.98 \times 10^3$
RK11	2	0.31	20.0	0.63×10^4	0.19	$1/1.6 \times 10^3$
R4p	8	0.13	17.7	1.0×10^4	0.22	$1/2.9 \times 10^3$



(a) $L/k=12$



(b) $L/k=8$

図-2 LDA 計測による平均流速ベクトル

す。粗度の頂部付近で強い上昇流が発生し粗度背後に後流の再循環領域が現れている。上昇流の強さは $L/k=12$ の方が大きく範囲も広い。 $L/k=12$ の再付着点位置は、 $x=100\text{mm}$ 付近であり、これは $x/k=6$ にあたる。 $L/k=12$ では再付着点より下流で主流が底面付近まで入り込み再び粗度前面で上昇流を形成する。 $L/k=8$ でもほぼ $x/k=6$ 付近が再付着点と考えられるが、これより下流も低速のままで $L/k=12$ でみられたような主流速の底面付近までの進入はみられない。 $L/k=4$ については LDA のレーザー光が

遮蔽されるため粗度高さ以下の領域の計測点が少なく明確な議論はできなかった。

3.2 摩擦速度の評価

摩擦速度は流れ全体の乱れの代表スケールであり、乱れの大きさおよび抵抗を決定する重要な因子である。摩擦速度の評価法としては、エネルギー勾配から求める方法、対数則分布から求める方法、直接レイノルズ応力から求める方法が挙げられるが、エネルギー勾配は $1/2000$ 以下と小さいため十分な精度が得られず、対数則では仮想原点の位置が不確定であり決定が困難である。従ってレイノルズ応力から求めるのが最良と考えられる。本研究で扱う流れは2次元流れであるから、粘性項を無視した場合の流下方向のレイノルズ方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial(-\overline{uv})}{\partial y} = -gI_e + \frac{\partial UU}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} + \frac{\partial u^2}{\partial x} \quad (1)$$

ここで I_e はエネルギー勾配である。上式を等流に適

用すれば次式を得る。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y'}{h'}, \quad U_* = gh'I_e \quad (2)$$

ここに U_* は摩擦速度である。粗度間隔が大きい場合には、式(1)の右辺第2項目以下が無視できないためレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の勾配は一定でなくなるが、粗度領域より上の領域に対して式(1)を粗度の1周期間で流下方向に平均すると次式に帰着する。

$$\frac{\partial[-\overline{uv}]}{\partial y} = -gI_e + \frac{\partial[UV]}{\partial y} \quad (3)$$

[] は粗度間平均値を意味する。一方、粗度の1周期間で力のつりあいを考えると次式が得られる。

$$\rho g(hL - k^2)I_e = \tau_f L + D \equiv \tau_b L \quad (4)$$

ただし、 τ_f は摩擦応力、 D は粗度要素による抗力、 τ_b は全抵抗応力である。ここで、 $\tau_b \equiv \rho U_*^2$ とすると $[UV]$ は粗度近傍以外では無視できるから、外層のレイノルズ応力勾配を用いて次のように粗度間平均の摩擦速度が得られる。

$$U_{*o}^2 = gh'I_e = \frac{\partial(-\overline{uv})}{\partial y} h', \quad h' = h - \Delta y \quad (5)$$

図-3 は $L/k=8$ における代表的位置での局所的レイノルズ応力の鉛直分布の一例を示したものである。なお、本節の値は全て LDA による時間平均値である。各断面の分布はかなりばらつきがあり波状の分布を示すが、 $y'/h' > 0.4$ の外層領域で式(2)で表される直線分布にほぼ一致していることが確認できる。 $y'/h' < 0.2$ の粗度高さ以下の領域で直線分布から大きく減少し、 $x/L=0.72$ の $0.2 < y'/h' < 0.3$ の領域で直線分布より増大している。これは式(1)の右辺第2項以下の項の効果であると考えられる。レイノルズ応力の波状分布については、参考文献 5) に対する討議¹³⁾にあるように、粗度後流の組織的な運動に起因するものと思われる。本研究ではこの点を明らかにするために、可視化 PIV 法を用いた解析を行っており、後に考察する。

図-4 は粗度間平均のレイノルズ応力の鉛直分布である。 $L/k=12, 8$ については全体的に直線分布に一致し、外層のレイノルズ応力から摩擦速度が良好に評価された。ただし、 $L/k=12$ の $y'/h'=0.2 \sim 0.3$ 付近では実験値が分布式より大きな値をとっており、この領域で何らかの強い乱れが発生していると思われる。粗度高さ以上の領域の高さ y における粗度間平均値については、式(3)を底面から y まで積分することにより次のように表される。

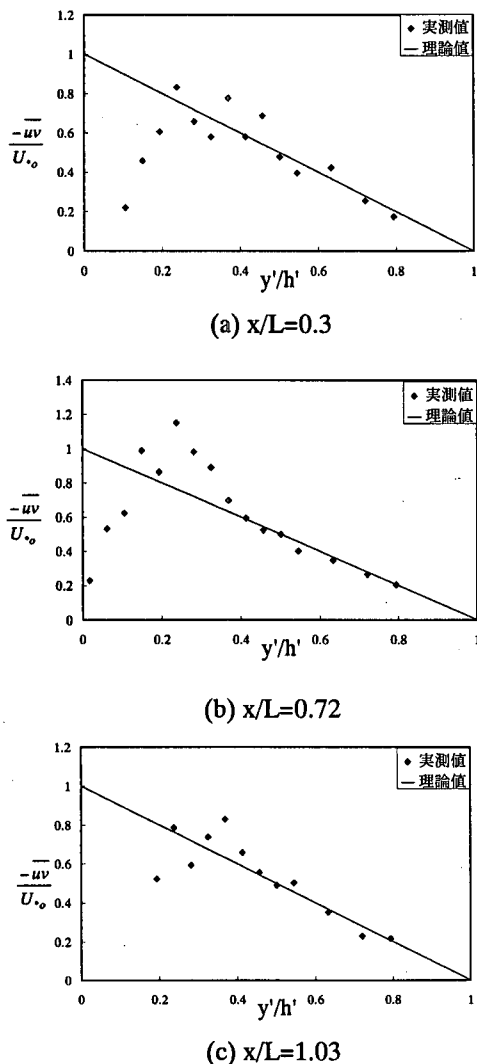


図-3 $L/x=8$ における局所的レイノルズ応力分布

$$[-uv]_y = gIe(h-y) + [UV]_y \quad (6)$$

粗度間平均値のレイノルズ応力分布の直線分布からのずれは(6)式右辺第2項の時間平均流速による運動量輸送項によるものである。粗度高さ以下では式(1)の流下方向微分項の影響が粗度間平均を行っても消えずに残るためすべての項が関係している。また、 $L/k=4$ については水面付近で直線分布から下にずれる傾向が見られる。これは、水路中央において側壁の2次流の影響が現れ、最大流速位置の降下現象が発生しているものと推測される。特に $L/k=4$ の場合に底面の抵抗が他に比べて小さくなるのが原因と考えられる。したがって、このケースでは2次元流れの仮定が満足されているとはいえず、比較検討においては注意を要する。

3.3 乱れの普遍分布

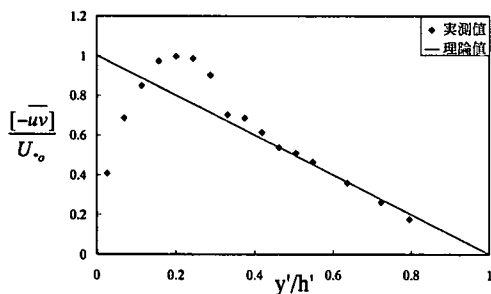
図-5 は流下方向と鉛直方向の乱れ強度を、上述のレイノルズ応力から求めた摩擦速度で無次元化したものを鉛直方向にプロットしたものである。図中の曲線は次に示される Nezu & Rodi¹⁴⁾による滑

面開水路流の普遍分布式である。

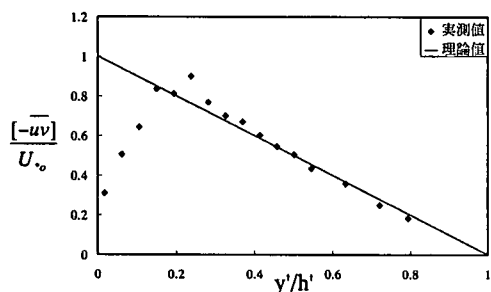
$$\frac{u'}{U_*} = 2.26 \exp(-0.88 \frac{y'}{h'}) \quad (7)$$

$$\frac{v'}{U_*} = 1.23 \exp(-0.67 \frac{y'}{h'}) \quad (8)$$

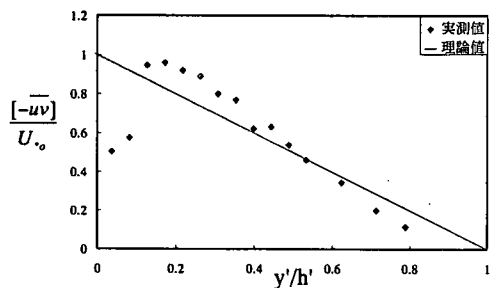
流下方向の乱れ強度 u' 、鉛直方向の乱れ強度 v' とも内層で普遍分布より小さな値をとっている。 u' は粗度高さ付近から減少しているのに対し、 v' は粗度高さの1/2付近から減少しており、減少の程度も小さいことがわかる。鉛直方向の乱れ強度については各ケースほぼ分布式に一致している。流下方向の乱れ強度については全体的に分布式よりも下方にずれる傾向にあるものの、外層ではほぼ普遍分布式に従っているとみなせる。また、 $L/k=4$ では u' 、 v' とも水面に近づくにつれ大きく減少している。これはレイノルズ応力についてみられた二次流による最大流速位置の降下現象のためと推測される。相関係数 $-\overline{uv}/(u'v')$ はほぼ普遍分布に一致することが確かめられており乱れの相似性は保たれている。



(a) $L/k=12$

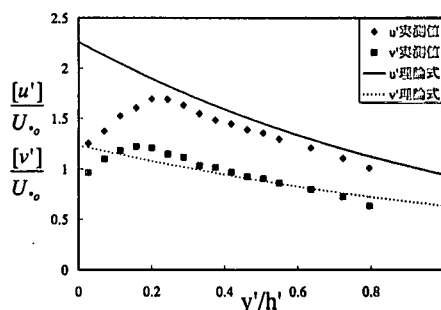


(b) $L/k=8$

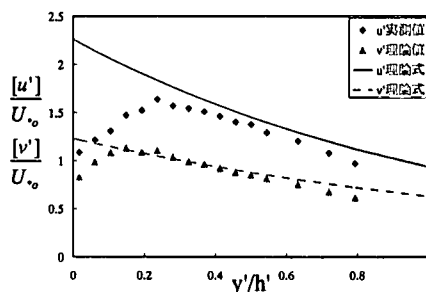


(c) $L/k=4$

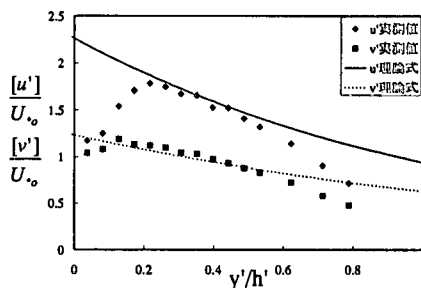
図-4 粗度間平均のレイノルズ応力分布



(a) $L/k=12$



(b) $L/k=8$



(c) $L/k=4$

図-5 粗度間平均の乱れ強度

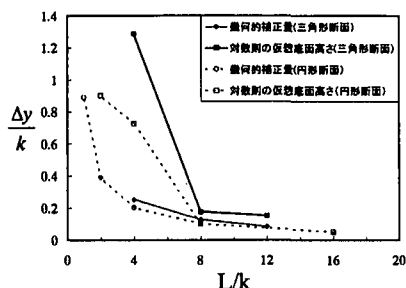


図-6 対数則の仮想底面高さ

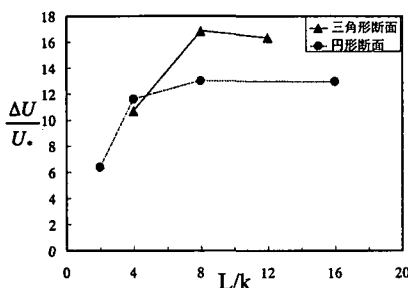


図-8 粗度関数の比較

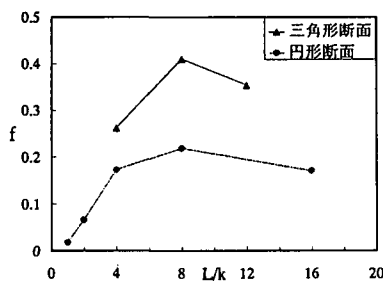
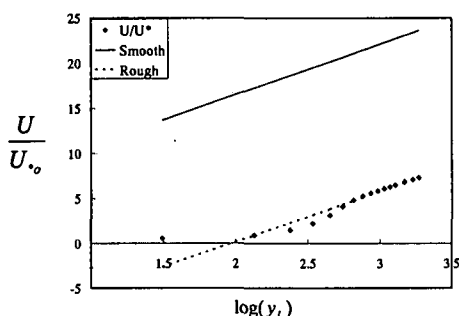
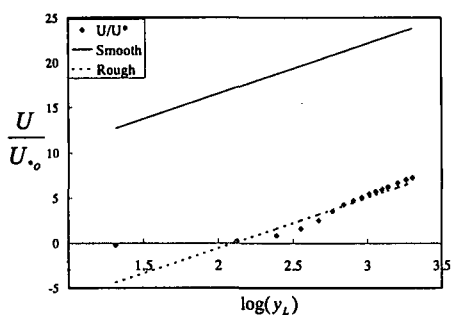


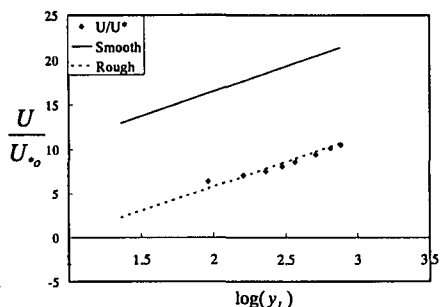
図-9 摩擦損失係数の比較



(a) $L/k=12$



(b) $L/k=8$



(c) $L/k=4$

図-7 粗度間平均流速の対数則分布

3.4 平均流速分布と抵抗則

流速分布を対数則に適合させる場合、分布ができるだけ対数則に従うよう仮想的な座標原点を選ぶ必要がある。図-6 は対数則の仮想底面高さを示したものである。比較のため、円断面粗度による結果を図中点線に示した。今回の三角形断面粗度の結果をみると、 $L/k \geq 8$ では対数則の原点補正量 Δy_L が幾何的補正量 c よりもやや大きいもののほぼ

同程度であるのに対し、 $L/k=4$ では Δy_L が c を大きく上回り、対数則の仮想底面が粗度の上方に位置していることがわかった。これは円形断面粗度の結果をも大きく上回っているものである。 $L/k=4$ では粗度要素間に剥離による粗度頂部より少し下付近に中心を持つ再循環流が安定に一つ形成されていることが原因と考えられる。特に三角形断面粗度ではこのような再循環流が形成されやすくなったものと推測される。図-7 は上述の原点補正を行った主流速の粗度間平均値による対数則分布を示したものである。摩擦速度はレイノルズ応力分布から得られたものを用いている。各ケースとも特に外層で良好に直線分布しているのがわかる。粗面における対数則は次のように記述される。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_* (y - \Delta y)}{\nu} + As - \frac{\Delta U}{U_*} \quad (9)$$

ここに、カルマン定数 $\kappa=0.412$ 、滑面の積分定数 $As=5.29$ 、動粘性係数を ν とする。いずれの分布もカルマン定数は変わらず傾きは一定で、積分定数が変化していることを示している。 $\Delta U/U_*$ は粗度関数といい、滑面からのずれ、即ち速度欠損を表わしている。この粗度関数の L/k に対する変化を図-8 に示す。図中の点線は円形粗度における粗度関数である。両者を比較すると、 $L/k=4$ を除き三角形粗度の値が上回った。次に摩擦損失係数は次式で求められる。

$$f = 8(U_* / U_m)^2 \quad (10)$$

図-9 に示されるように、 $L/k=8$ のときに最大値をとることは共通しており過去の研究結果とほぼ一致するが、三角形粗度の値が3 ケース全てにおいて円形粗度の値より大きくなった。以上二つの比較から、三角形粗度上の流れの方が、円形粗度上のそれよりも大きな抵抗が生じると考えられる。

4. 粗度形状が乱流構造に与える効果

ここまでの議論で、摩擦速度によって無次元化された乱れ統計量は、形状の違いにかかわらずほぼ普遍分布に従い、粗面乱流の相似性が確認された。し

かし、粗度断面の形状によって流れに対する抵抗が著しく異なった。これは、粗度の相対間隔 L/k およびその高さ k/h が同じであっても、粗度の形状によって摩擦速度そのものが大きく変化することを意味する。そこで本節ではここまでと異なった視点からその理由を考察してみたい。

4.1 時間平均的な流れ構造

ここでは、観測の尺度として摩擦速度ではなく平均流速を用いた比較を行う。値は全て LDA による時間平均値である。

(1) レイノルズ応力の比較

図-10 は流れに対する抵抗が最も大きい $L/k=8$ におけるレイノルズ応力を平均流速で無次元化した値の鉛直分布を示したものである。ただし平均流速は各地点において計測された実験データから算出したものを各々用いている。明らかに三角形断面の

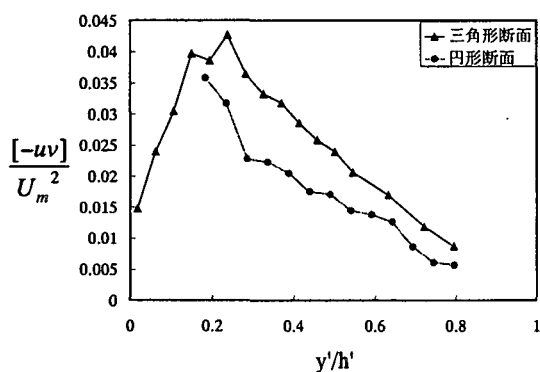


図-10 $L/k=8$ におけるレイノルズ応力の比較

レイノルズ応力が円形断面のそれを上回っており、乱れが強く摩擦速度が大きいことを示している。

(2) 平均主流速の比較

図-11 は $L/k=8$ における主流速を、平均流速で除した値の鉛直分布について、円形粗度による実験結果と比較したものである。まず、 $x/k \leq 4$ の粗度高さ以下の逆流領域は、三角形と円形でほとんど差がなく同様の構造を示している。ただし、三角形の方が底面近傍の逆流は若干大きい。これに対し、後流域より上の外層では三角形断面の方が相対流速が大きく、勾配も大きくなる傾向にある。粗度中央より下流側の $x/k=6$ をみると、底面近くの後流の影響が三角形断面の方が強く残り低速となり、外層では逆に加速が大きく、全体として大きな流速勾配を示している。粗度の直前では特に外層の加速が著しくなる。これは三角形断面の流れの方が円形断面よりも粗度要素による逆流効果と外層の加速の効果が

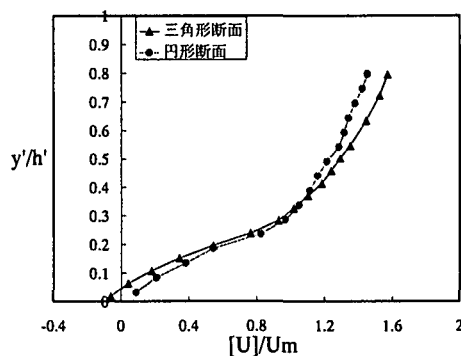


図-12 $L/k=8$ における粗度間平均流速の比較

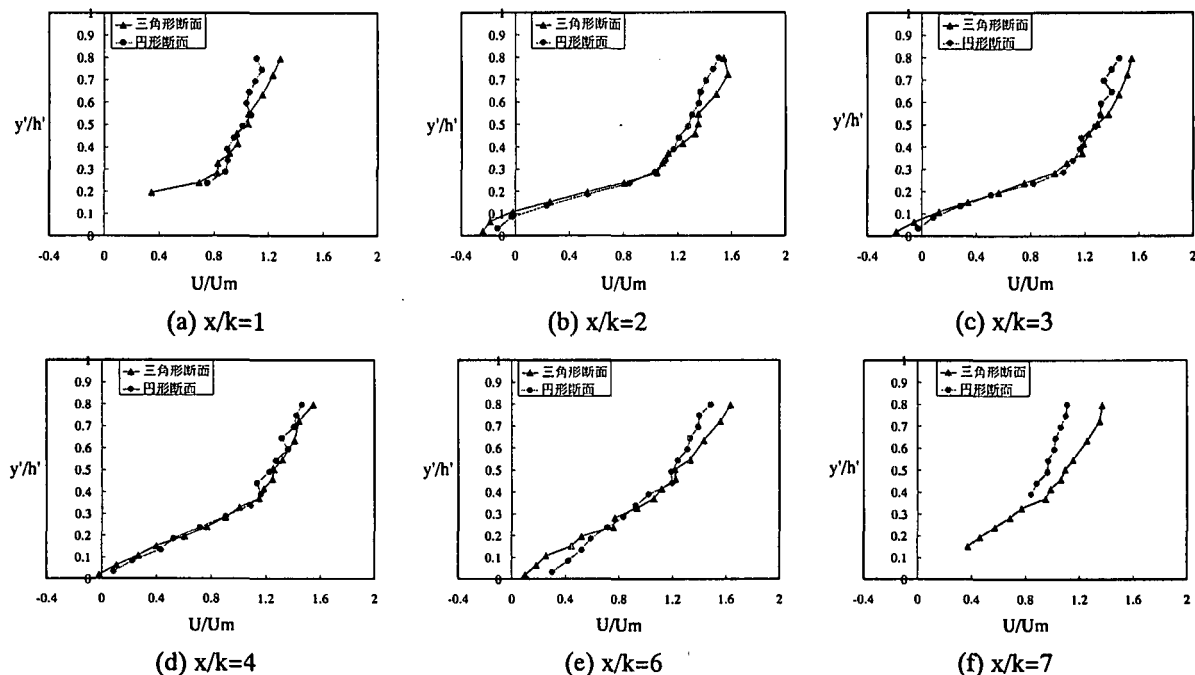


図-11 $L/k=8$ における主流速分布の比較

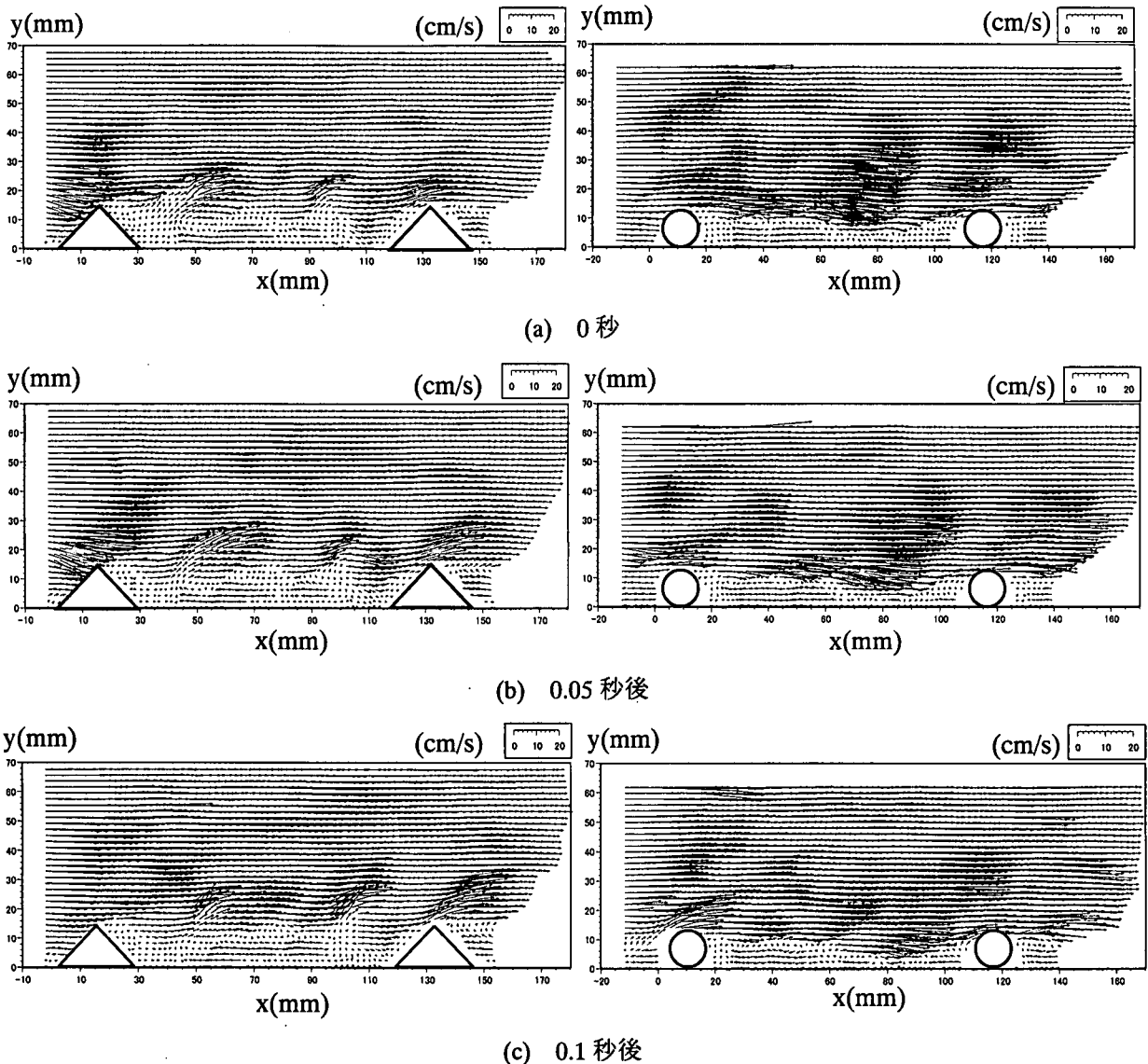


図-13 瞬間流速ベクトルの比較

強く現れることが原因と考えられる。このことによって、三角形断面を越える流れの方が粗度高さに比べ流れの弱い領域、すなわち排除領域が大きくなることを意味している。図-12に粗度間平均の速度分布の比較を示すが、同様に三角形断面における後流領域の減速が大きく、また外層における勾配が大きくなっているのが認められる。以上の考察から、三角形粗度は、円形粗度よりも大きく流れの向きを変え、大きな速度勾配を生じさせることで、流れにおいて強いレイノルズ応力が発生するものと考えられる。前節で述べたように、摩擦速度は外層のレイノルズ応力から求められる。結果としてレイノルズ応力の大きな三角形断面における摩擦速度が大きくなると思われる。

4.2 PIV 法による流れ構造の解析

次に可視化 PIV 法を用いた実験結果について述べる。PIV 法が有用な点は瞬間的な空間情報を連続的に得られることである。これまでに示したデータは全て LDA による時間平均された値であったが、時間平均値だけは流れ構造、抵抗の違いを十分に説明できないと思われる。そこで、以下に PIV 法で計測された瞬間的なデータも示しながら、三角形および円形断面粗度上の流れの違いを考察する。

三角形、円形断面それぞれのケースにおける典型的な瞬間流速ベクトルをそれぞれ 3 枚の連続画像で図-12に示して流れ構造の違いについて検討する。瞬間的な流れ構造から、粗度の後方で周期的に形成されたはく離渦が下流に移流されている様子が確認されるが、その渦構造に大きな違いが見られる。

三角形断面のケースの方が、このはく離渦の鉛直スケールが大きく、粗度頂部を結ぶ境界面付近から上層の領域で上昇流を伴いながら移流されている。一方、円形断面のケースでは、ほぼ同周期のはく離渦が形成されるものの、三角形断面に比べて鉛直スケールが小さく、底面へもぐりこむように下向きに移流されており、底面近傍で下降流が卓越する。この結果、三角形断面では粗度間の排除領域の高さが大きくなるのに対して、円形断面ではこれが小さくなっている。このことが両者の速度勾配および抵抗の違いの理由になっており、水制でみられたような形状による流向変化特性が大きな役割を演じているものと考えられる。

5. おわりに

棧粗度流れを特徴付ける要因の中で、粗度断面形状について着目し、それが流れに与える影響と他形状との差異について、いくつかの視点から検討を行った。レイノルズ応力は外層において線形分布し、その勾配から摩擦速度が良好に評価された。また、この摩擦速度によって無次元化された乱れ統計量については、分布にほぼ従い、三角形断面でも乱れ構造の相似性が確認された。流れに対する抵抗は従来の研究通り $L/k=8$ で最大となったが、三角形棧粗度の方が円形棧粗度よりも抵抗が大きく、粗度形状による違いが明確に表れた。これは、形状による粗度後流域および外層における主流の加速の違いとともに、粗度頂部より発生する組織渦構造の発達移流過程の相違が原因として考えられる。

今後の課題としては、PIV、PTVを用いた組織的渦構造の定量的解析を行うことが粗面乱流構造の解明に有効であると思われる。また、乱流モデルを用いた数値解析によって今回の実験結果を確認することが期待される。

参考文献

- 1) 足立昭平：人工棧粗度の実験的研究，京大防災研究所年報，第4号，pp.185-193，1961
- 2) Furuya, Y., Miyata, M. and Fujita, H.: Turbulent Boundary Layer and Flow Resistance on Plates Roughened by Wires, J.Fluids Engineering, ASME, No76-FE-6, pp.635-644, 1976
- 3) Knight, D.W. and Macdonald, J.A.: ASCE, vol.105, HY-6, pp.675-690, 1979
- 4) 富永晃宏：棧粗度の相対棧間隔が開水路の乱流構造に及ぼす影響，水工学論文集，第36巻，pp.163-168，1992.
- 5) Tominaga, A., Liu, J. and Nagao, M., Numerical Study of Turbulent Structure over strip Roughness in open Channel Flow Using a Low Reynolds Number Turbulence Model, 土木学会論文集, No.521/II-32, pp.227-237, 1995.
- 6) Tominaga, A., Liu, J., Nagao, M. and Nezu, I., Numerical Study On Turbulent Structure Over Square And Circular Strip Roughness In Open Channel Flows, Flow Modeling and Turbulence Measurements, vol.6, Balkema, pp.505-512, 1996.
- 7) 富永晃宏，井嶋康二，中野義郎：斜め越流型水制周辺の流れ構造のPIV解析，水工学論文集，第45巻，pp.379-384，2001.
- 8) Nakamura, Y., Yanagimachi, T., and Inoue, T.: Effect of Surface Roughness on Mass Transfer at the Sediment-water Interface, Flow Modeling and Turbulence Measurements IV, Balkema, 1996
- 9) 東野誠，神田徹：棧粗面における底泥から流水への物質移動，水工学論文集，第43巻，pp.773-778，1999
- 10) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR-Monograph, pp.111, Balkema, 1993
- 11) Tominaga, A., I.Nezu, K., Ezaki and H.Nakagawa: Three-Dimensional Turbulent Structure in Straight Open Channel Flows.J.Hydraulic Research.27: 149-173,1989
- 12) 根岸邦明：棧型粗面開水路流の乱れ特性に関する研究，群馬大学修士論文，1991
- 13) 討議者・森明巨，回答者・富永晃宏，劉建，長尾正志：“低レイノルズ数乱流モデルによる棧粗度上の開水路流の数値計算”への討議・回答，土木学会論文集，No.558/II-38，pp.159-160，1997
- 14) Nezu, I.and Rodi, W.: J.Hydraulic Engineering ASCE, vol.112-5, pp.335-355, 1986

(2002年4月19日 受付)