

相対粗度の大きい流れの抵抗則 Resistance of Open Channel with Large Relative Roughness

山口大学工学部	齋藤 隆
山口大学工学部	羽田野 袈裟義
山口大学工学部	蒲地 政文
徳山工専	佐賀 孝徳
徳山工専	大成 博文

1 緒言

山腹斜面上に生じる表層流れの抵抗則は流出解析、地表面浸蝕の問題の根幹をなすのであるが、このような粗度の大きさと水深とが同程度の流れの抵抗則として、従来、多くの研究によってその表示形式が実用上ほど固まっている相対水深が比較的大きい流れの抵抗則は適用し難い事が多く人によって指摘されている^{1)~4)}。

粗面上の流れの抵抗係数を評価する際、水深を定義する基準面をどのように選ぶかが問題で、とくに相対水深の小さい流れにおいては、抵抗係数は水深の3乗に比例することから極めて重要な問題である。この問題については、相対水深が比較的大きい流れで、対数分布則、Chezy式、Manning式を前提として仮想壁面位置が推定されているが、相対水深が小さい流れでは、水深の基準面を考慮しても対数分布則は成り立たないので、速度分布則を前提として求められた基準面を適用することは出来ない⁵⁾。

対数則は、壁面からはなれた対数領域における流れとはその特性が基本的に異なった壁面近傍における流れの抵抗則への寄与を仮想壁面高さと同相当粗度によって評価しているので、壁面近傍における流れが抵抗則の主要な役割を持つ相対水深が小さい流れでは、対数分布則に従う流れについて得られている従来の抵抗則は基本的に成り立たない。

粗度近傍における流れは、粗度の大きさを基準長としてみた場合、局所の変化と三次元性が著しい流れ場であるので、流れの抵抗を粗度要素ならびにその周辺の床面に作用する抗力とに分けることにより抵抗則の基本構造を明らかにする試みがなされ、山間部渓流でみられる広い粗度構成からなる相対水深の流れに対してはほど妥当であるとの結果が得られている¹⁾。相対水深が大きく対数則が成立するような流れにおいても、粗度の大きさを基準長としてみた場合には、粗度要素近傍には上述の局所性の強い流れ場が存在すると考えられる⁶⁾。このような粗度要素に起因する流れ場の特性ならびにその大きさは、全流れ場の大きさ、すなわち、相対水深の違いによって、その上部の流れ場の違いや相互干渉の違いによって、変化すると考えられる。相対粗度の大きさに制約があるが、特性の異なった流れ場が共存する開水路流れの抵抗則を解明していくためには、両流れ場の特性を平均化した形で把握することが必要であると考えられる。

本研究は、上述の観点から、均一砂粒から構成された粗面領域の平均特性と抵抗則との関係を明らかにし、粗面水路抵抗則の統一的表示方法を解明するための基礎資料を得ることを目的としたものである。このため粗面近傍における平均流速分布を偏平ビーター管を用いて測定し、乱れ特性と平均流れ場とを結びつける渦動粘性係数の分布を求め、これを基にして壁面領域の大きさなどを明らかにしようとするものである。

2 実験装置と実験方法

実験水路は、長さ6m、巾60cm、深さ20cmの亚克力板製のもので、勾配可変の鉄製支持台上に設置されている。この水路に粗度要素として平均粒径 $d = 1.0$ cmのほど均一な軽料骨材を一層に接着した。

壁面せん断力は、水路上流端より3.24m下流の水路中央に設置した8cm×8cmの正方形のせん断面をもつサーボ式せん断力計を用いて測定した。せん断面上には周辺の砂粒との不連続がない様に約70粒の砂粒が接着されている。

水面形状の測定は、流れ方向 4 m 間の 6 断面に、横断方向 3 点の床面に埋設した静圧管を直径 2.5 cm のマンオメーターに導き、1/20 パーニヤ付フックゲージによって η を測定する方法を用いた。このようにして得られた各断面における水位を最小 2 乗法で 2 次曲線で近似し、直接測定した壁面せん断力とからせん断力計設置位置における水深、エネルギー勾配を試算によって求めた。なお全実験を通して河床勾配とエネルギー勾配が 5 % 以上違わないように、下流端に設けた可動せきで水位を調節した。

平均流速の測定には、測定間隔を密にすることと横断方向の平均値を得るため、図-1 に示すような径 8 mm のステンレス管の先端部を開孔部が 0.2 mm $\times$ 15 mm の矩形断面に仕上げたピトー管を用いた。壁面近くの低流速を精度良く測定するため、差圧の測定には図-1 に示した天秤皿を直径 75 mm のアクリル管に代えた天秤式差圧計である。天秤は感量 50 mgr、荷重計は総量 50 gr で変位が 0.03 mm のもので、水位差の分解能はほぼ 1/100 mm である。ピトー管係数は矩形壁面噴流の噴出孔断面の中央と床面とに設置し、流速と荷重計からの出力電圧との関係に変換した。

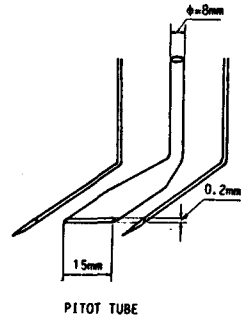


図-1 ピトー管

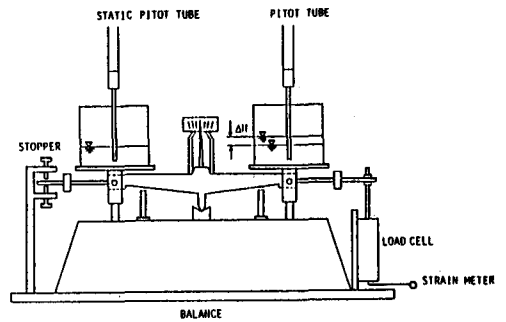


図-2 天秤式差圧計

3 実験結果とその検討

直接測定した壁面せん断力と水面形状とから試算によって得られた水深 H による仮想壁面位置を図示したものが図-4 a, b である。図-4 a はせん断力を推定するのに便利のため、粗度底から測った水深を用いた相対水深に対する仮想壁面高さを図示したもので、相対水深による変化は類似の挙動を示しているが、水路床勾配によって系統的に変化している。図-4 b は粗度 Re 数による仮想壁面高さを調べるものである。図より $h/d > 4$ の場合、実験描点はほぼ一つの曲線によって表わされ、仮想壁面高さはほぼ粗度 Re 数によって規定されるものとみられる。 $h/d < 4$ では、実験描点が少ないのであるが、 h/d によって系統的に変わっている。この原因として

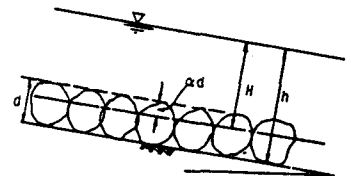


図-3 記号の説明

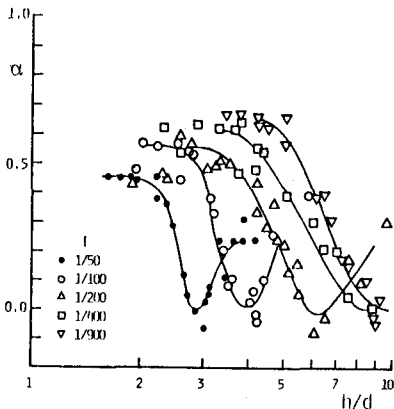


図-4・a $\alpha \sim h/d$

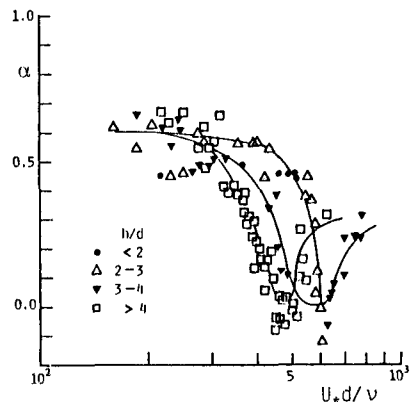


図-4・b $\alpha \sim U_*d/\nu$

は、後述する渦動粘性係数の分布特性と関連するのであるが、壁面粗度に起因する乱れによる流れ場が相対水深が小さくなると水表面の制約を受け、相対水深が比較的大きい流れにおけるこの流れ場の特性が変わるためであると考えられる。

図-5は平均流速分布の一例で、相対水深が小さくなるほど対数分布則に較べて大巾に小さくなっていき、分布の勾配は急になっている。

図-6は連続した7実測平均流速の分布を最小2乗法で2次曲線で近似し、せん断力分布を直線分布として求めた渦動粘性係数の分布の一例である。図より壁面近くに鋭い最大値をもつ分布とその上部の放物線分布とみなせる分布とが複合した分布とみなすことが出来る。相対水深が大きい場合、上部の分布の最大値はほぼ水深の中心にあり、下部の鋭い分布の最大値よりも大きい値であるが、相対水深が小さくなると上部の最大値は相対的に小さくなり、図のような分布となり、 $H/d < 2$ ではその最大値を判別することが困難となる。この渦動粘性係数の異なった2つの分布の最大値ならびにその出現高さをそれぞれ U_*H ならびに粗度径 d によって、無次元化し、相対水深に対して描点したものが図-7、図-8である。図-7の最大値についての実験描点が少なく、かなりの散乱があるが、壁面近くの最大値は相対水深が小さくなってい

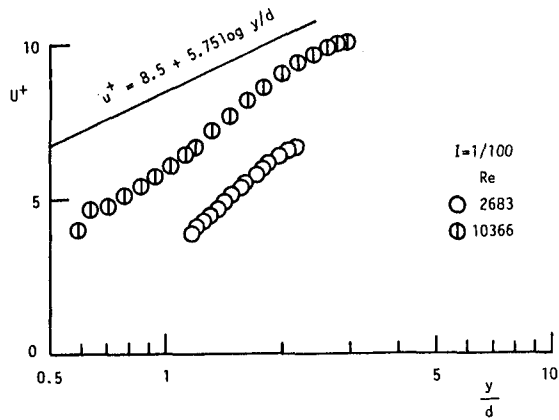


図-5 平均流速分布

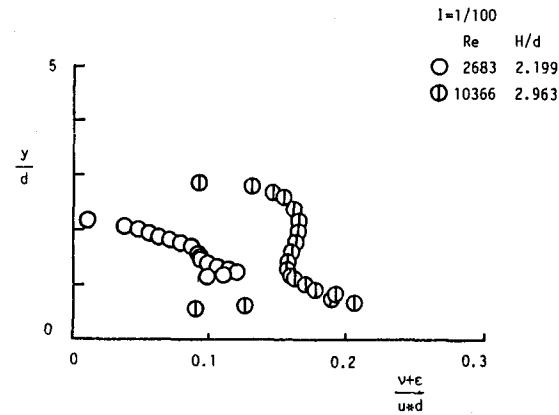


図-6 渦動粘性係数分布

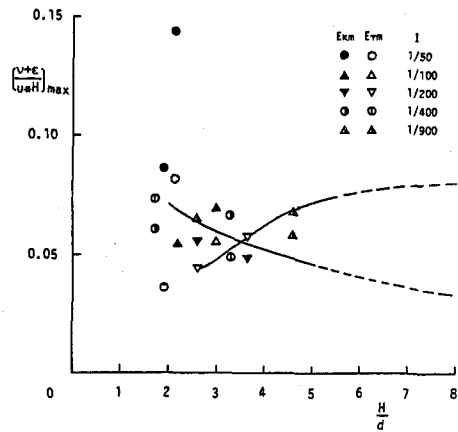


図-7 渦動粘性係数の最大値

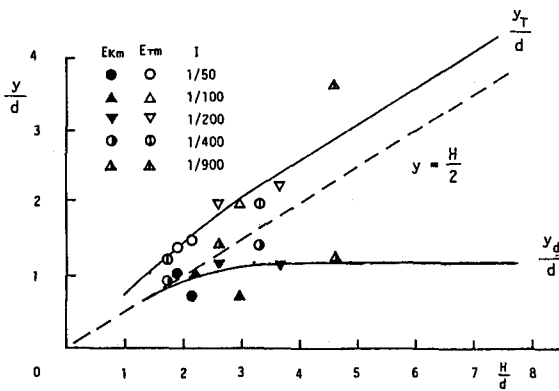


図-8 最大渦動粘性係数出現高さ

くと大きくなり、上部の最大渦動粘性係数値よりも大きな値となる。一方、上部の渦動粘性係数の最大値は相対水深が大きいほど大きくなっていき、相対水深が十分大きい場合の対数分布則から得られる $\varepsilon/U_*H = 0.1$ の値に漸近していくものとみることが出来る。

図-8中の破線は1/2水深高さで、図下方の曲線は直接せん断力を測定していなかった過去の実験資料を参考にして推定した壁面近くの最大渦動粘性係数の出現高さである⁸⁾。図上方の曲線は壁近くの最大渦動粘性係数の出現高さから測った1/2水深高さである。壁領域における最大渦動粘性係数の出現高さは、今後確認することが必要であるが、相対水深が4より大きい場合、仮想壁面高さからほぼ粒径程度の高さで、相対水深が小さくなるとその高さは低くなるが、相対水深が2程度になるとほぼ1/2水深高さとなり、流れ場全体における渦動粘性係数の分布がほぼ三角形分布とみなせるようになる。一方、上部流れの領域にある渦動粘性係数の出現高さはほぼ壁面領域の最大渦動粘性係数から測った1/2水深高と一致している。

図-4b, 図-7, 図-8をみると、仮想壁面高さが相対水深によって系統的に変化しはじめる相対水深、壁面領域と上部流れの最大渦動粘性係数の値の大小関係が逆転する相対水深、ならびに壁面領域の最大渦動粘性係数の出現高さがほぼ粗度径程度と変らなくなる相対水深はいずれもほぼ4程度と非常に興味ある結果が得られている。これらの結果からみて、相対粗度 $H/d > 4$ においては、粗度に起因する乱れの流れ場とみられる渦動粘性係数がほぼ三角形分布をなす流れ場の特性は、その上部の渦動粘性係数が放物線分布をなすことから対数領域とみられる流れ場の大きさに関係なく、ほぼ粗度 Re 数によって規定され、その厚さもほぼ粗度径の2倍程度であるものと推測される。相対水深がこれよりも小さくなると、水表面の存在により上部の対数領域的な流れ場との異なった平衡状態に移行するのではないかと考えられる。

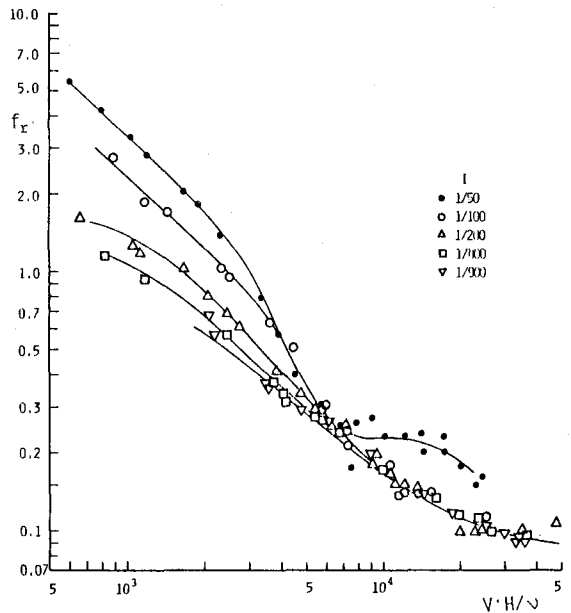


図-9・a 抵抗係数と Re 数の関係(河床勾配)

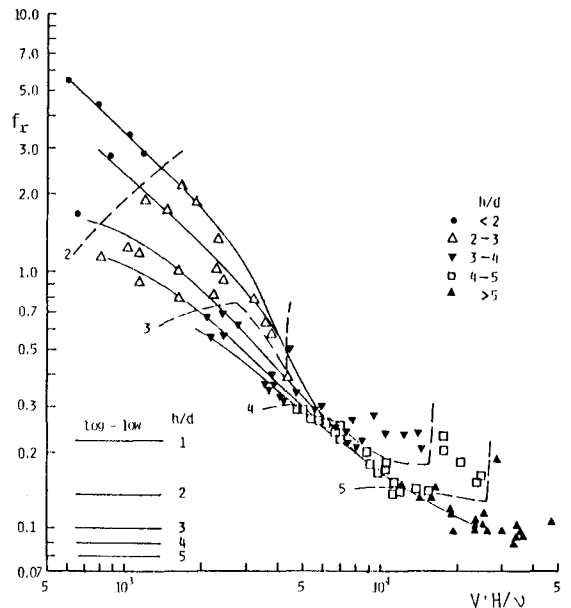


図-9・b 抵抗係数と Re 数の関係(相対水深)

図-9 a, bは河床勾配ならびに相対水深をパラメーターとして抵抗係数とRe数の関係を描点したものである。図-9 aで、Re数が 3×10^3 程度より小さい場合、すでに明らかにされているように、抵抗係数はほぼRe数に逆比例の関係となっていて擬層流的挙動を示し、河床勾配が急なほど抵抗係数の値は大きくなっている。Re数が 5×10^3 程度で全ての河床勾配の描点は収束し、これより大きいRe数では、河床勾配が1/50の描点を除くとは一つの曲線となっている。本実験での粗度Re数は100以上であるので、対数則で云えば完全粗領域の流れであって、抵抗係数はRe数に関係なく相対粗度によって規定されるはずであるが、図から明らかなようにRe数によって抵抗係数は変化している。

図-9 bは相対水深をパラメーターとして描点したものであるが、図中の実曲線は図-9 aの河床勾配による実験描点の平均線である。また図中の破線は h/d の値が一定であるときの挙動を推定して記入したものである。この破線の左端で急激に上昇しているのはその右側に1ないし2点の実験描点があるためで、この曲線の上昇は今後の実験によって確認することが必要である。図中左下の水平な直線は完全粗領域における対数則によって得られる抵抗係数の値である。

河床勾配をパラメーターとしたとき、抵抗係数が層流的挙動を示すのは h/d がほぼ3程度より小さい場合であることが判る。 h/d が3~4より小さい場合は図-7から粗度領域ならびに対数領域的な流れ場の最大渦動粘性係数の値がほぼ同じ大きさで、水深方向に渦動粘性係数は大雑束にほぼ一定であるものとみなすことが不可能ではなく、神田⁷⁾らが指摘しているように流れ場の大部分における平均流速分布が2次曲線分布となり、抵抗係数が層流的挙動を呈するのである。

前述した破線が急上昇する右側にある数点の描点を無視して、 h/d を一定にしたときの抵抗係数の挙動をみると、相対水深の大きさによって異なるが、Re数がある値までは抵抗係数の値は大きくなっていき、Re数が更に大きくなっていくと抵抗係数の値は小さくなっていき、ある一定値に漸近していく傾向がみられる。Re数による抵抗係数の変化は相対水深が小さい程大きくて、 $h/d > 5$ ではRe数に関係なくほぼ一定値とみることが出来て、抵抗係数は相対水深ないしはその逆数である相対粗度によって規定されている。 $h/d > 5$ で抵抗係数が相対粗度のみで規定されることは対数則と一致するのであるが、図中にある対数則によって得られる値よりもかなり大きな値となっていて、粗度領域の流れが抵抗則の絶対値に大きな役割を持っていることが推測される。このことは、

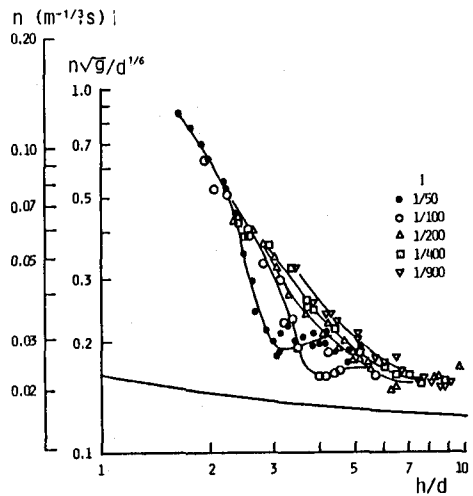


図-10 Manningの粗度係数と相対水深の関係

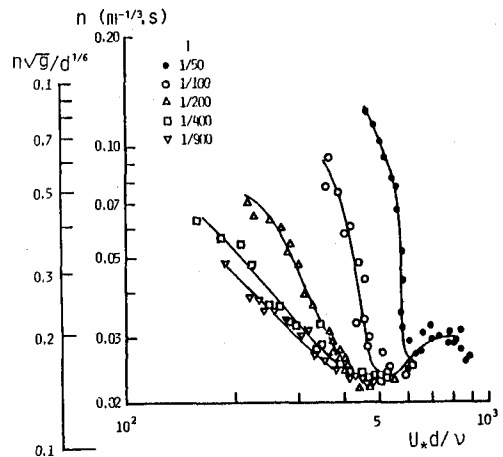


図-11 Manningの粗度係数と粗度Re数の関係

h/d が 5 程度の場合、図-8 ならびに図-6 とから、粗度に起因する乱れの流れ場ならびに上部の対数領域的な流れ場への遷移領域が粗度径のほぼ 2 倍程度の厚さであると考えられるので、粗度領域ならびに遷移領域の流れ場が全流れ場の約 4 割を占め、かつ対数則から推定されるよりもかなり大きな渦動粘性である流れ場であることから説明される。

図-10, 11 は Manning の粗度係数を相対水深ならびに粗度 Re 数に対して描点したものである。図中の下方の曲線は完全粗領域の対数則で支えられる無次元形の Manning の粗度係数の値である。Manning 式は粗領域の対数則との比較から、かなり安定したものであるとの評価に基づいて Manning-Stricker の式が提案されているが、図から相対水深が小さくなると粗度係数の値は急激に大きくなり、Manning 式の特性は損なわれている。図で粗度係数値が極少値をとるところは、仮想壁面位置が粗度頂となるところである。

4 結 語

ほぼ均一な砂粒粗度で構成された水路床を用い、粗度近傍の粗度に起因する強い乱れの場合であるところの粗度領域の平均的な流れ特性、ならびに粗度領域の流れが抵抗則に演じる役割について実験的に検討した。本実験の範囲で得られた結果を要約すると、次のとおりである。

1) 直接測定した床面せん断力と水面形状から求めた水深を定義する基準面（仮想壁面位置）の高さは、相対水深がほぼ 4 以上の場合には粗度 Re 数によって規定されるが、相対水深が小さくなると粗度領域の流れ場が全流れ場の大きさによって制約され、相対水深によって変化する。

2) 粗度に起因する強い乱れの場合である粗度領域における渦動粘性係数は、仮想壁面位置からほぼ粗度程度の高さに鋭い最大値をもつ分布をし、相対水深が小さくなるとこの最大値の出現高さは $1/2$ 水深の高さになり、流れ場全体が粗度に起因する乱れの場合となる。

3) 相対水深が小さくなると、粗度領域と対数領域における渦動粘性係数の値が同程度になり、水深全体にわたって、大雑束に渦動粘性係数がほぼ一定であるとみなせるようになり、河床勾配をパラメーターとしたときの抵抗係数の層流的挙動が定性的に説明される。

以上、得られた結果を総括すると、相対水深が 4 以上である場合、粗度領域の大きさは変らないが、流れ場全体において粗度領域の流れ場が占める割合はほぼ相対粗度の 2 倍程度で、従来の抵抗則の適用限界についての大雑束な予測が可能であると言える。

参考文献

- 1) Bathurst, J. C. ; Flow Resistance of Large-Scale Roughness, ASCE, 104, HY2, p. p. 1587 ~ 1603, 1978
- 2) Gladki, H. ; Resistance to Flow in Alluvial Channels with Coarse Bed Material, Journal of Hydraulic Research, 17, No 2, p. p. 121 - 127, 1979
- 3) 端野道夫, 猪熊秀之; 急勾配粗面上の雨水流実験と抵抗則の推定, 第 23 回水理講演会論文集, p. p. 331 ~ 338, 1979
- 4) 神田徹, 土井和吉; 粗面開水路における浅い流れの抵抗則, 第 25 回水理講演会論文集, p. p. 105 ~ 112, 1981
- 5) 神田徹, 鈴木勝士; 球状粗度の床面における浅い流れの抵抗則, 土木学会論文集, 第 357 号 / II - 3, 1985
- 6) 栗原道徳; 粗滑遷移領域に於ける管路の抵抗則について(1), 九州大学流体工学研究所報告, 第 7 巻, 第 3 号, p. p. 23 - 41, 1951
- 7) 神田徹, 喜久里政宏; 粗面上の薄層流の抵抗則に関する実験的研究, 第 32 回年講, p. p. 390 - 391, 1977