

大きな粗度上の開水路流

九州工業大学 工学部 ○学生員 山中泰信、尾崎由美
正員 秋山壽一郎、浦 勝

1. 序論

山地河川に代表されるような礫床河川は、粗度の大きさと水深との比が極めて小さな相対水深の流れであるが、河床近傍における水理特性が相対水深の大きな場合と著しく異なるため、平均流速分布ですら定量的に把握されていないのが現状である。そのため、抵抗則、流砂量、水質交換などの様々な水理学的な諸問題に対してなお多くの不明な点を残している。本研究は実験水路における流速測定を行い、平均流特性などの水理特性量と相対水深、レイノルズ数との関係について若干の考察を加えたものである。

2. 実験

実験は、全長20.5m、幅60cmの可変勾配水路に粒径3.96cm(発泡スチロール球)および1.94cm(ガラスビーズ)の球状粗度を一層(9m)に最密充填で敷き詰め、等流状態で境界層用X-型熱線流速計を用いて計測した。サンプリング間隔は0.005秒で計測時間は40.96秒である。

3. 大きな粗度上の開水路流れの流況

一般に開水路流の流れの場は、内層と外層とに分けられるが、粗度要素近傍の内層では、粗度要素から放出される剝離渦の存在が支配的な領域が発生し、通常対数則からのズレを生じる。つまり、粗度上の開水路乱流では、内層は対数則が成立する“対数則域”と対数則からの偏差が生じる“粗度域”より構成される。このような流れの場に対して、平均流速分布型を決定する方法は次の二つに大別される。“立場Ⅰ”は仮想原点を考え、原点補正量を導入することによって“粗度域”を含む内層を対数則で表現しようとするものであるが、本立場では(1)どのように仮想原点を定義すべきかと言う問題、(2)カルマン定数 κ は普遍定数かと言う問題が発生する。一方“立場Ⅱ”は、粗度近傍の流れ場においては対数則は成立しないものとして、これに代わる流速分布を導入しようとするものであるが、本立場では、(1)粗度域の厚さはどの程度かという問題、(2)粗度域における流速分布はどのような型かという問題が発生する。

本研究では、“立場Ⅰ”に立脚し、粗度頂点より Δy (=粗度頂点を原点としたときの原点補正量)下方で仮想原点を考え、“内層”に対してはカルマン定数は一定($\kappa=0.41$)とし、式(1)の型の対数則を適用する。また、式(1)において Δy と A_R は次元解析により、式(2)のような関数関係があることが予想されるが、本研究では、粒子形状は一樣粒径、形状は球形、配列は最密充填を考えているので、式(3)の関係があると期待される。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y + \Delta y}{d} + A_R \quad (1)$$

$$\Delta y/d, A_R = f(\text{粗度の配列、形状、粒径分布、} R_e, H/d) \quad (2)$$

$$\Delta y/d, A_R = f(R_e, H/d) \quad (3)$$

ここに、 u_* =摩擦速度; R_e =レイノルズ数($=UH/\nu$); H/d =相対水深; A_R =粗面对数則に対する定数。

ところで、壁面が粗か滑かは壁面近傍の流れの場である“内層”に対して影響を与えるが、壁面から離れた“外層”は壁面の状態とは無関係な流れの場であると考えられる。従って、外層での対数則からのズレは壁面の状態に関わらず、Colesのwake functionで表示できると思われる。つまり、主流全体に対する平均流速分布は式(4)で与えられる。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y + \Delta y}{d} + A_R + W(y/H) \quad (4)$$

ここに、 $W(y/H)$ =Colesのwake function($=2(\Pi/\kappa)\sin^2(\pi y/2H)$); Π =Colesのwake-strength parameter。

4. 実験結果

本研究では、 H/d を1, 2, 3, 5、 R_e を5000~30000の範囲で系統的に変化させ、流れの特性量に対する H/d 及び R_e の影響を調べた。

(1). 平均流速分布

図-2に本実験で得られた平均流速分布を示す。図中に示した流速分布では、 H/d に対する依存性を見るために R_e がほぼ等しいものを使用している。 $H/d=3$ の場合は本研究で適用した平均流速分布式(4)と原点補正後の実験値とが良く一致しているのに対して、相対水深が $H/d=1$ の場合については原点補正を行っても粗度域を含む対数則式での表現が難しくなっていることが認められる。図中の実線は式(4)である。

(2). 摩擦損失係数 f

図-3に摩擦損失係数 f ($=8(u_*'/U)^2$)と R_e との関係を示す。ここに、 u_* は内層のデータを用いて式(4)より決定した。発泡スチロール球粗度(H. 4.1-4, H. 4.1-8)ではかなりのバラツキが認められるが、ガラスビーズ粗度(H. 2.1-4, H. 2.1-6, H. 2.1-10)に対しては f が R_e の増加にともなって増加する傾向が見られ、 H/d の増加に対して右側にシフトする傾向が見られる。このよ

うな傾向は、相対水深がより大きな場合に対して Zagni・Smith(1974)(透過・不透透性層上の流れ) および Lovera・Kennedy(1969)(砂粒粗度の平坦移動床上の流れ) が見出したものとかかなり類似している。

(3). Coles の wake-strength parameter Π

図-4に Π と R_e の関係を示す。 Π は破線 (Nezu・Rodi(1986)による滑面における Π - 値) の周りに散らばっており、 H/d には依存しないようである。

(4). 粗度域の高さ δ_R/d

図-5に δ_R/d と H/d の関係を示す。 δ_R/d は H/d に依存せず、発泡スチロール球粗度では粒径の1~2割程度、ガラスビーズ粗度では粒径の2~3割程度の値を持つことが認められた。ガラスビーズ粗度に関しては中川らの知見と一致している。

(5). 粗面对数則に対する定数 A_R

図-6に A_R と H/d の関係を示す。 A_R は H/d の増加とともに減少する傾向を示しており、 H/d をさらに大きくした場合には完全粗面の定数 $A_R=8.5$ に近づくものと予想される。

参考文献

[1]山田・川端(1982) 土論 325号、[2]中川ら(1990) 土論 423号 II-14、[3]Zagni・Smith(1976) J. Hyd. Div., HY2、[4]Lovera・Kennedy(1969), J. Hyd. Div., HY4、[5]Nezu・Rodi(1986), J. Hyd. Eng., Vol. 112.

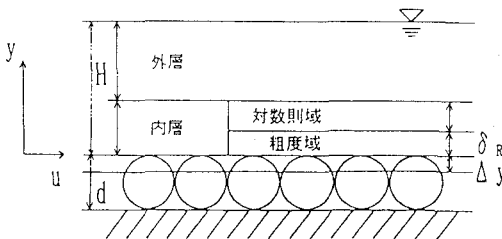


図-1. 定義図

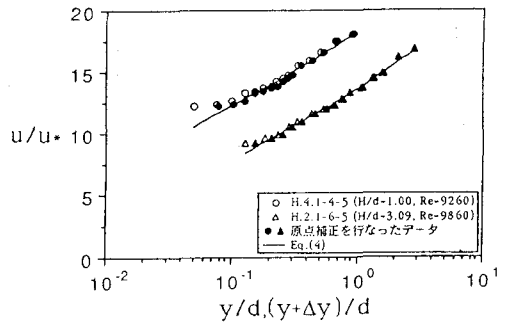


図-2. 平均流速分布

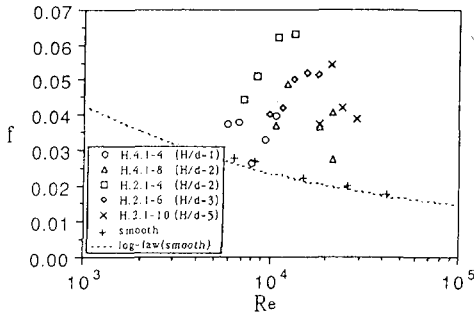


図-3. f と R_e の関係

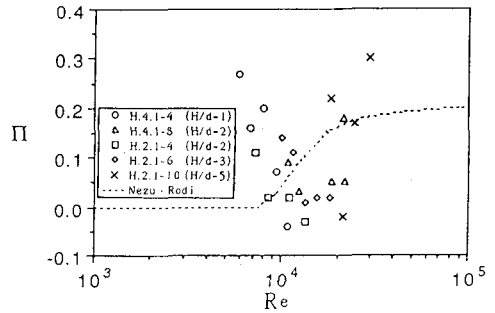


図-4. Π と R_e の関係

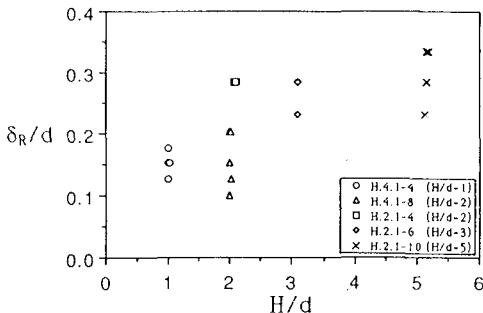


図-5. δ_R/d と H/d の関係

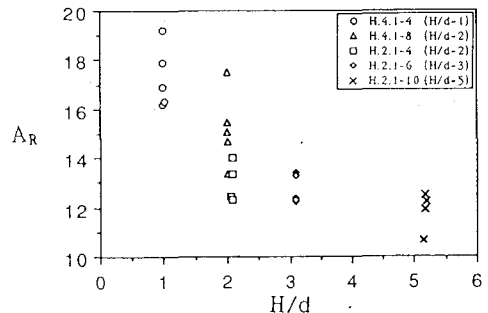


図-6. A_R と H/d の関係