

名古屋大学工学部 正員 ○伊藤 紘 康

名古屋大学工学部 正員 足立 昭 平

相対粗度の大きい山地河川の流水抵抗については、まだ十分に明らかにされていない。本報告はこの種の問題について若干の考察と実験結果を述べたものである。

1. 実験方法 実験水路は長さ 13^m 、水路巾 30^m の長方形断面で、メタアクリル製の可変分配水路である。粗度要素として、球径の異なる2種類のガラス球を用いて、水路床面に敷き詰め固定した。この実験条件としては、水路分配 $1/100$ で、流量は約 $0.8 \sim 12^{\text{sec}}$ の範囲である。水位測定には、ポイントゲージおよび電気抵抗式水位計を用いて、2測定断面の水位差より水面分配および平均水位を求めた。また、流速分布の測定はピトー管によった。ガラス球の平均径は、 0.463^m および 2.03^m である。

2. 粗面流の速度分布に関する考察および実験結果 一般に、相対水深の大きい2次元粗面乱流の速度分布は乱れの発生の仕方には、無関係な混合距離を導入することによって説明づけられる。しかしながら、粗面流においては、滑面流における粘性層に代って、粗度要素の幾何学的特性に決定づけられるような渦で、構成される壁面領域が存在するものと考えるのが自然のように思われる。たとえば、粗面流の抵抗則を表現するパラメータの一つとして知られているニクラーズの砂粒粗度もこうした壁面領域(以下、これを粗度領域と呼ぶ)の尺度として解釈できる。相対水深が大きい流れではこのような粗度領域を通して、輸送される流体の実質部はその外側にある乱流混合領域のそれに代りて省略可能であることから、粗度領域はたんに主要な乱流領域の境界条件として取扱われる。一方、粗度要素が大きき、相対水深が比較的小さい流れでは、粗度領域をとおして流量が無視できなくなるはずであり、このような場合の流れに対しては粗度領域内の速度分布も問題にしなければならぬであろう。図-1は、上述の立場から相対水深が比較的小さい場合の構成を模型的に示したものであり、極端に相対水深の小さい場合には、粗度領域が流れの主要部を占めることになる。

1). 粗度領域 Prandtlの運動量輸送の概念から、混合距離 l を導入して、摩擦応力 τ_p と速度分配 du/dy との関係は、
$$\tau_p = l^2 (du/dy)^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

である。また、 y 方向の圧力分配が省略される通常の流れでは、

$$\tau_p = \mu_0 (1 - y/h) \quad \dots\dots\dots (2)$$

である。ここに、 y の原点は粗度要素頂上に設定し、摩擦速度 u_0 は $y=0$ における摩擦応力で定義するものとする。また、 h は水深である。(1)および(2)式から、

$$du/dy = \frac{u_0}{l} (1 - y/h)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

であるが、粗度領域の特性として混合距離 l は直接的に粗度要素自身の大きさと形状に決定づけられるものと考えられるわけであるから、これを l_0 とおき、(3)式の積分にあたって、 l_0 は y には決定に考えてよい。したがって、いま、 $y=0$ の流速を u_0 とすれば、

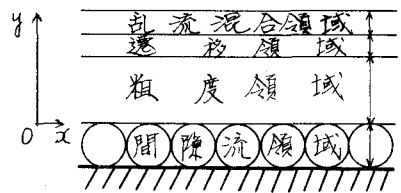


図-1 相対水深の小い粗面流の構成

$$u/u_* = \frac{u_0}{u_*} + \frac{2}{3} \frac{R}{d} \{1 - (1 - y/h)^{3/2}\} \quad \dots (4)$$

となる。ここに、 l_0 についてはつぎの形

$$l_0/d = f(h/d) \quad \dots (5)$$

が期待される。また u_0 は粗度要素間の間隙、あるいは凹部における流れを代表する流速であり、 $u_0/u_* = \phi(u_*d)$ の関係が期待される。

2) 乱流混合領域 この領域の速度分布については、Von Kármán の相似仮説に考察の出发点をおくこともできるが、ここでは数式の展開が比較的、簡易な Prandtl の対数分布則に於いて、(1)式において、 $l = ky(1 - y/h)^{1/2}$ を仮定して、 $du/dy = u_*/ky$ 、すなわち、 $u/u_* = \frac{1}{k} \ln y + \text{Const.}$ 、乱流混合領域と粗度領域との間の遷移領域を便宜的に省略して、 $y = \delta$ において、両領域が接続すると考えれば、(4)式から、 $\frac{1}{k} \ln \delta + \text{Const.} = \frac{u_0}{u_*} + \frac{2}{3} \frac{R}{d} \{1 - (1 - \frac{\delta}{h})^{3/2}\}$ であり、結局、この領域の速度分布は、

$$u_{\delta} = \frac{u_0}{u_*} + \frac{2}{3} \frac{R}{d} \{1 - (1 - \frac{\delta}{h})^{3/2}\} + k \ln \frac{\delta}{h} \quad \dots (6)$$

で与えられ、この領域の厚さ δ に対しては、

$$\delta/d = \psi(h/d) \quad \dots (8)$$

が期待される。図-2, 3 および 4 は、球状粗度の実験値より、(5), (6) および (8) 式の関係について図示

したものである。図-2 より混合距離は相対粗度が増すにつれ減ずる傾向がみられる。また図-3 より粗度近傍の流速と摩擦速度との比はほぼ一定値に近い。さらに、図-4 に示したように δ/d はほぼ一定で、粗度領域の大きさは粗度の大きさに比例する傾向がみられる。

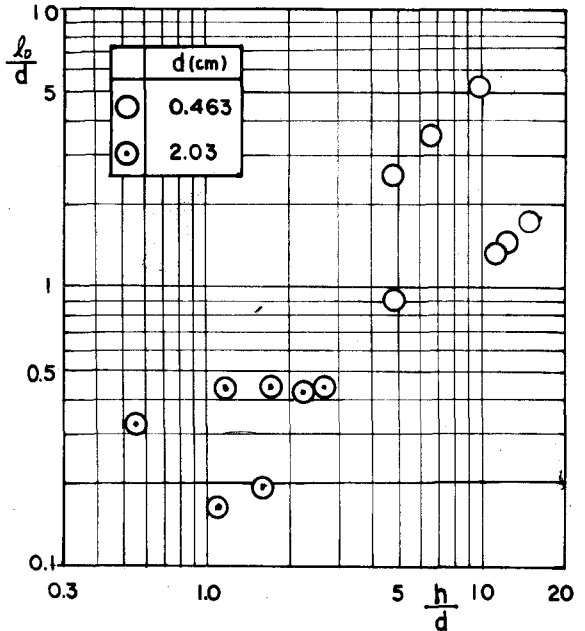


図-2 混合距離と相対水深との関係

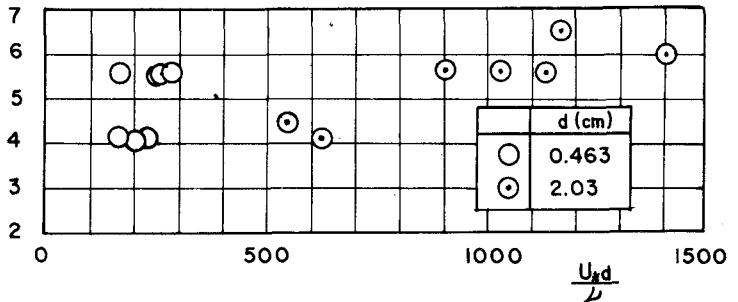


図-3 $\frac{u_0}{u_*}$ と $\frac{h}{d}$ との関係

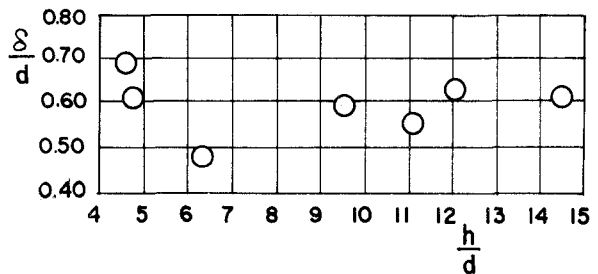


図-4 粗度領域の厚さ