

中国電力(株) 正員 田 中 孝 早稲田大学理工学部 学生員 片 山 道 夫
東洋大学 正員 福 井 吉 孝 早稲田大学 正員 吉 川 秀 夫

1. はじめに

開水路の段落ち部近傍では、流線に急激な曲りが生じている。その時のセン断力ではWRIでは表わせない。そこで我々は、水面形が与えられた場合のセン断力決定方法を、理論的解析を通して求め、その適否を固定床及び移動床水路を用いて調べた。更に移動床に関して、掃流力の考察を行なった。

2. 実験装置

今回の実験では以下の2通りの水路を用いた。

水路I (Run1, Run4) 幅0.4m, 長さ10mの可変勾配, 長方形水路であり、底面に静圧管を取りつけた固定床である。水路両側面はナツアを測定するためにアクリル製とした。

水路II (Run5) 幅5cm, 長さ2mの可変勾配, 長方形水路であり、末端にセキを設けた移動床である。又河床材料として、直径2mm, 比重2.5の球形ガラスビーズを用いている。圧力、セン断力測定には、静圧管及び外径2mmのビーター管、外径1mmの総圧管を用いた。尚セン断力測定にはプレストジ¹⁾の方法を利用した。

3. 理論

前回²⁾提案したセン断力算定方法では、排除厚 δ^* を導入することによって、流れをポテンシャル流の領域と粘性の影響を受ける領域に分けて考え、底面のセン断力算定を行なった。ところでその場合の排除厚 δ^* は、実験的に得られるものであり、ポテンシャル流の領域についてはラプラスの方程式を解き³⁾、流線網を描いて得られた。

今回我々は排除厚を理論的に求めるために、その取り扱い方に改良を行った。それは本研究では固定床の場合だけでなく、移動床の場合においても、無限遠点では対数分布則をなしていた流速分布はFig.1の破線の様な分布に変わり、実線①に示すポテンシャル流れとの比較から、ポテンシャル流れの性質を帯びてくるのがわかる。

Fig.2に示したのは従来の排除厚の求め方である。この求め方を踏襲できるようにFig.1の実線②に示すポテンシャル流れを一様分布とし、境界層の流速分布が $K=0.4$ の対数分布則に従っているものと仮定する。これから求められる排除厚 δ^* が前回²⁾と同様にして δ^* を計算する。底面から δ^* までを粘性の影響を受ける領域と考え、 δ^* を対数分布則の基点とする。そこでセン断力では、 $\tau = \rho U_*^2$ の形で求められる。排除厚 δ^* の取り扱い方をこのように改良することにより、 δ^* はカルマンの運動量方程式

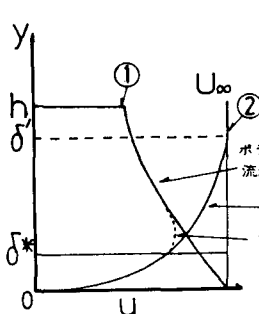


Fig.1 排除厚(1)

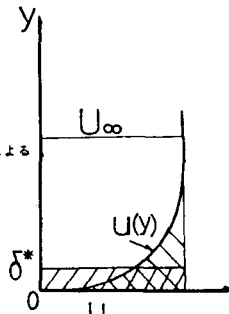


Fig.2 排除厚(2)

$$\frac{\partial(U\delta^*)}{\partial t} + \frac{\partial(U^2\theta)}{\partial X} + \delta^* \cdot U \cdot \frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\tau}{\rho} \quad \text{----- 1)}$$

θ: 運動量厚

に流線網から得られる縦断方向流速分布を代入することによって求められる。ここで計算簡便化のために、流速分布を対数分布則の代りにベキ乗則 $(U(y)/U_{\max}) = (y/\delta)^n$ -----2)を用いる。Run1(滑面) $n=7$ 、Run4(粗度 $k_s=0.367$ cm), Run5($k_s=0.125$ cm)の面ケースについて $n=4$ を用いた。ベキ乗則の場合、排除厚 δ^* と運動量厚 θ との関係を $\theta = (n/(n+2)) \cdot \delta^*$ -----3)と表わせる。1)式第1項は今回定常流を扱っており無視する。3)式を1)式に代入して、

$$\frac{n}{n+2} \cdot U \cdot \frac{d\delta^*}{dX} + \frac{n}{n+2} \cdot \delta^* \cdot \frac{dU}{dX} + \delta^* \cdot U \cdot \frac{dU}{dX} = \frac{\tau}{\rho} \quad \text{----- 4)}$$

ベキ乗則の場合の摩擦応力は次式で表わされる。

$$\tau / (\rho U_{\max}^2) = S_1 \cdot (\nu / (U_{\max} \cdot \delta))^{1/5_2} \quad \text{滑面} \cdots 5)$$

$$\tau / (\rho U_{\max}^2) = R_1 \cdot (\ell_s / \delta)^{1/2} \quad \text{粗面} \cdots 6) \text{ Run 1}$$

本実験の場合、 $S_1=0.0225$, $S_2=4$, $R_1=3.67 \times 10^{-3}$,

$R_2=3.12$ をとるのが適当であることが知られた。

Fig.3には、5)式、6)式を4)式に代入し、数値計算から求めた δ^* を実線で示し、実験から求められた δ^* を○印でプロットしてある。尚 δ_s^* は等流時の排除厚である。

4, 固定河床におけるセシ断力。

5)式、6)式を4)式に代入することによって得られた δ^* から計算されたセシ断力をRun1は実線で、Run4は破線で示し、実験値をそれぞれ○印、△印でプロットしてFig.4に示している。両ケースとも比較的良く一致している。

5, 移動河床におけるセシ断力と掃流力。

Run5 ($\ell_s=0.125\text{cm}$)の場合について、(抗力D+重力成分+摩擦力= F_1)、(実験値 τ +重力成分+摩擦力= F_2)、(6)式を4)式に代入して得られた数値計算値 τ_R +重力成分+摩擦力= F_3)としてFig.5に示している。Run1、Run4と同様に、セシ断力の実験値 τ と数値計算値の τ_R が良く一致していることがFig.5よりわかる。Run5は河床が安定な状態になっている場合を取り扱っており、河床底面の力の釣合い関係はFig.5の縦軸 $\tau_e=0$ の近傍に F_2 及び F_3 のプロットが集中していることが確認できる。又河床の粒子が何らかの作用で不安定な状態になった場合に、粒子が受ける力が F_1 と考えられる。

F_2 及び F_3 中の摩擦力は、摩擦力= $\mu_1 \cdot M \cdot g \cos \beta$, μ_1 :粒子のみがけの摩擦係数, M : 1cm^2 当りの粒子の質量, β :河床の傾斜角より算出した。ここで μ_1 は限界掃流時に、水平床の摩擦力と限界掃流力とが釣合っているとして定めた。

F_1 中の抗力Dは、 $D=C_D \cdot A \cdot \bar{U}^2/2$, C_D :抗力係数, A :粒子の投影面積, $\bar{U}$:粒子平均径 d_m までの平均流速, $C_D=0.5$, $A=\pi \cdot d_m^2/4$ として計算を行った。 F_1 中の摩擦力に関して、摩擦係数 μ_2 は、実験から安息角がガラスビーズの場合、 28° であるので、 $\mu_2=\tan 28^\circ=0.53$ としている。

6, おわりに

今回4), 5)式及び6)式を用いて、数値計算によって δ^* を求め、 δ^* を算出してセシ断力を求めている。しかし、もしも初めから δ^* と $U(\delta^*)$ が求まれば δ^* を求める必要はない。つまり水面形状及び河床形状が与えられれば、理論的にセシ断力を算出することが出来る。

参考文献

1), J.H.Preston: The determination of turbulent skinfriction by means of Pitot tubes J. Roy. Aero.

Soc. 58.109. 2), 片山, 田中, 吉川秀夫, 福井吉孝: 段落下部の氷理, 第26回水理講演会論文集, 1982.2

3), E.Markland: Calculation of flow at a free overfall by Relaxation Method. Proc. of the Institution of Civil Engrs, England Paper No.686-1965.

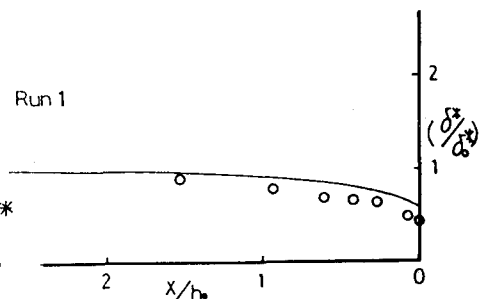


Fig.3 排除厚分布

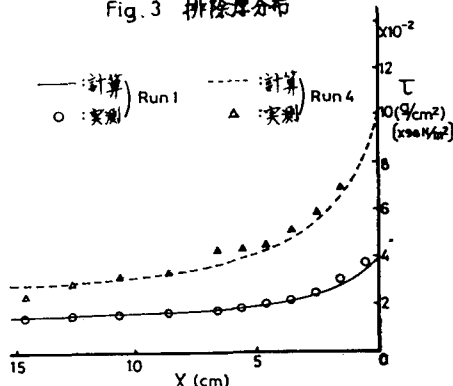


Fig.4 セシ断力分布

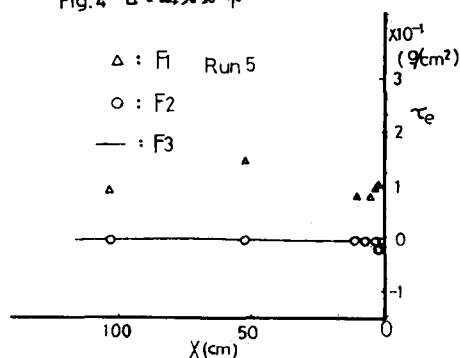


Fig.5 底面に働く有効力 τ_e の断面方向分布