

大同工業大学 正員 久保田 総
岐阜大学 正員 河村 三郎
豊橋技術科学大学 正員 足立 昭平

1)まえがき

水路床面の抵抗則および流砂機構を検討するという観点から、水路床せん断応力の変動特性を把握するところが、近年、新たな課題となってきた。たとえば、Grass⁽¹⁾は、砂の初期移動が流水による水路床せん断応力変動と砂の移動の間欠性との相互作用に基づく確率過程であると考え、Shields式の修正を提案している。Williamsら⁽²⁾は、水路床せん断応力変動と限界せん断応力変動とを互いに独立過程であると想定し、平坦水路床上での砂連の発生限界を論じている。また、Gessler⁽³⁾は、せん断応力変動を正規分布型および限界せん断応力変動を三角形分布と仮定し、砂粒子が河床にとどまる確率を計算している。

しかし、こうした多くの研究にもかかわらず、水路床せん断応力の変動特性については、測定が比較的容易なはずの滑面床においてさえ、なお、決定的な結論は得られていない現状である。そこで筆者らは、熱応答受感部であるホットフィルムを水路床に平行に埋め込むフラッシュセンサーを用いて、水路床面のせん断応力を測定したので報告する。

2)実験方法

実験水路は、幅15cm、長さ8mの合成樹脂製水路であり、図-1に示すように、幅40cm、長さ15.5mの可変ニク配水路内に設置した。給水は揚程7.1m、最大流量3.35m³/min、5.5kWの日立製ポンプ⁴⁾による循環方式である。

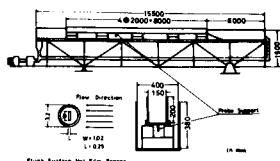


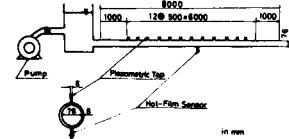
図-1 実験水路およびプローブ配置図

フラッシュセンサーの熱応答受感部である熱板の方向応答特性については、Ludwieg の詳細な実験報告があり、本実験においては Bellhouse と Schultz にしたがって、熱線流速計からの平均出力電圧 E と水路床平均せん断応力 τ との関係を

$$\frac{E^2}{R_g K(K-1)} = A + B \tau^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

とした。ここに R_g は流体温度でのセンサーの抵抗、 K は過熱比であり、すべての実験を通じて $K = 1.05$ とした。なお A および B は使用するセンサーの特性定数である。

本実験に用いたセンサーの検定には図-2 に示すような、長さ8.0m、管内径7.6cm



の塩化ビニール管を用

いた。センサーを塩化ビニール管のほぼ中間に埋め込み、直徑6mmの12個の圧力口から動水ニク配を測定した。図-3は検定管路において得られた動水ニク配からの平均せん断応力と、その時のセンサーからの平均出力電圧との関係であり、これらの値より、特性定数 A および B の値を、最小自乗法によつて、図-3 平均せん断応力と出力電圧とのキャリブレーション決定した。

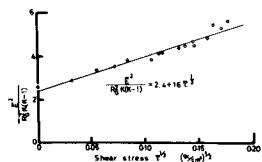


図-3 検定管路における動水ニク配と平均せん断応力との関係

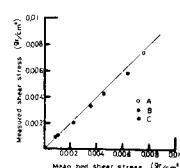


図-4は、センサーによる開水路での平均せん断応力の測定値とMoody図より計算した平均せん断応力との対応を示している。同図より、検定管路を用いて決定した特性定数AおよびBの値を、開水路での測定に使用しても支障ないと考えられる。

またデータ処理については、データレコーダに記録した熱線流速計からの出力電圧を、A-D変換器によってデータサンプリング間隔 $\Delta t = 0.01$ 秒で、データ個数11000個を紙テープに出力し、統計処理を行った。

3) 実験結果および考察

実験条件および測定結果は、表-1に示してある。表-1の実験番号 A, B および C は、フルード数の値に対する分類記号である。

水路床面平均せん断応力および変動せん断応力ではそれぞれ、

$$\bar{\tau} = \mu \frac{du}{dy} \Big|_{y=0}, \quad \tau_0' = \mu \frac{du'}{dy} \Big|_{y=0} \quad (2)$$

と表される。ここに u' および u は平均流速および変動速度成分であり、 y は壁面からの距離、 μ は粘性係数である。せん断応力の変動強度 $\beta_c/\bar{\tau}$ は、

$$\frac{\beta_c}{\bar{\tau}} = \sqrt{\left(\frac{du'}{dy}\right)^2} \Big|_{y=0} / \left(\frac{du}{dy}\right) \Big|_{y=0} \quad (3)$$

と表される。ここに β_c は変動せん断応力の標準偏差である。水路床面 $y = 0$ で、 u' および u は常に零であるから、

$$\frac{du}{dy} \Big|_{y=0} = \lim_{y \rightarrow 0} \frac{u}{y}, \quad \frac{du'}{dy} \Big|_{y=0} = \lim_{y \rightarrow 0} \frac{u'}{y} \quad (4)$$

が成立する。式(4)を式(3)に代入し、変動強度は、

$$\frac{\beta_c}{\bar{\tau}} = \lim_{y \rightarrow 0} \sqrt{\left(\frac{u'}{y}\right)^2} / \frac{u}{y} = \lim_{y \rightarrow 0} \frac{\sqrt{u'^2}}{u} \quad (5)$$

と表される。

図-5は、熱線流速計および水素気泡法で測定した $\lim_{y \rightarrow 0} \sqrt{u'^2}/u$ の値、管壁に埋め込んだニッケル板の電極表面イオン濃度変化より測定した $\beta_c/\bar{\tau}$ の値およびフラッシュセンサーを用いて測定した $\beta_c/\bar{\tau}$ の値と、それぞれの研究者が定義したレイノルズ数

との関係を示している。

同図より、Strickland および Blinco らの測定値は、他の測定データと大きく傾向を異にしている。

Blinco らは、 $Re =$

$U A / \nu$ が約 6.7×10^3 図-5せん断応力の変動強度以下の実験領域では、流れが不等流状態であると述べている。

主流に流れ方向のこう配があると、単位質量単位時間あたりでの乱れエネルギー ($-\overline{u'^2} / \partial x$) が生ずる。したがって、 $\partial u'/\partial x > 0$ の場合、すなわち静水圧こう配 dP/dx が負の場合には、乱れエネルギーの発生が抑制され、逆に、 $\partial u'/\partial x < 0$ の時には乱れエネルギーの発生が促進される。このような乱れエネルギー発生の多寡は、水路床せん断応力変動に影響をおよぼすものと推測される。

Stricklandは、フラッシュセンサーでの底面せん断応力変動測定と平行して、風洞内での底面静圧分布をも測定している。底面無次元静圧こう配 dP/dx が負の領域では、 $\partial u'/\partial x$ の値は小さく、 dP/dx が増加するにつれて $\partial u'/\partial x$ の値も増加し、 $dP/dx > 0$ の領域では、 $\partial u'/\partial x$ の最大値は約 0.6 になり、 dP/dx が約 0.1 の一定な領域では、 $\partial u'/\partial x$ はほぼ 0.36 の一定値を与えている。

Blinco らの実験を、等流、不等流の2種類の条件下での実験に分類すると、 Re 数が 10^4 以上の等流領域では、彼らの測定値の平均値は 0.32 となり、他の研究者の測定値と同じ程度の値となる。流量と水路こう配とを調整して流れを等流状態に維持した彼らの測定値の平均値は 0.26 であり、粘性底層の厚い流れでの Eckelmann の測定値 0.24 とほぼ同じ値である。

4) おわりに

以上の結果より、開水路流および管流でのせん断応力の変動強度 $\beta_c/\bar{\tau}$ は、 Re 数の影響は顕著ではなく、0.2 から 0.4 の間にあるものと考えられる。

5) 参考文献 (1) Grass, A S C E, Vol. 96, 1970.

(2) Williams et al., A S C E, Vol. 97, 1971.

(3) Jessler, Stochastic Approaches to Water Resources, Vol. 2, edited by Shen.

