

II-312 シートフロー状漂砂の移動速度に関する一考察

北海道大学工学部 学生員 日比康生
北海道大学工学部 正会員 山下俊彦

1. はじめに

波による底面流速が大きくなるとシートフロー状砂移動が生じる。これは多量の砂移動が生じるので海浜変形を取り扱う際には重要である。しかし多量の砂移動を再現するには実験室の造波水路では困難であるため、振動流装置を用いた実験が行われている^{1),2)}。著者の一人²⁾は移動層内の粒子速度と水粒子速度の同時測定を行ない砂移動機構を実験的に明らかにしている。一方、理論的研究は最近になって Ahilanら(1984)³⁾、榎木ら(1984)⁴⁾、香取ら(1986)⁵⁾により試みられている。

本研究では前報²⁾で得られた砂移動機構を基に、移動層を混相流とみなし、境界層方程式を用いた解析を試みる。理論的解析の第一案として、濃度分布には実験値を用い砂移動速度を計算し、香取らの実験結果およびAhilanらの理論結果と比較検討する。

2. 解析方法

本研究では前報で明らかとなった砂移動機構を基に、理論的考察の第一歩として次の5つの仮定の下で解析を進める。①移動層の上層と中層では底質粒子と流体粒子の相対速度が存在するが、ここでは移動層全層にわたり相対速度が零である体積濃度:Cを持つ混相流と仮定する。②移動層内のせん断応力には粒子相互衝突に起因するものと流体の鉛直方向の運動輸送に起因するものが存在するが、両者を含めて移動層を仮想的な粘性係数 μ^* を持つニュートン流体と考える。③移動層下面位置は時間的に変動するが、最大深の位置を下面とした。④移動層は薄く境界層方程式が適用できる。⑤濃度:Cは時間的には一定で鉛直方向のみ変化し、香取らの実験結果をそのまま用いる。以上より基礎式は次式となる。

$$\{1+(S-1)C\} \frac{\partial u}{\partial t} = U_0 \cos \omega t + \frac{\mu^*}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

ここで、 u :混相流の速度、 S :底質粒子の比重、 ρ :流体の密度、 y は移動層下面を零とし鉛直上向きを正とした。境界条件は、 $y=0$ で $u=0$ 境界層外縁において流速は $u=U_0 \sin \omega t$ である。

問題となるのは μ^* の評価であるが、ここでは高濃度の範囲まで有効な次の2式を用いて計算を行った。

$$\frac{\mu^*}{\mu} = \left\{ \frac{2.2}{(C^*/C)^{1/3} - 1} \right\}^{1.5} + 1 + \frac{5}{2} C \quad (2) \quad \frac{\mu^*}{\mu} = \left(1 + \frac{1.25C}{1-1.35C} \right)^2 \quad (3)$$

ここで、式(2)はAhilanらが計算の際に用いた Bagnoldらが提案した式、式(3)はEliers⁶⁾の式である。流速分布は数値計算により簡単に求まる

3. 結果及び考察

ここでは実験値と理論値との比較を行うが、実験値としては濃度分布と流速分布の両者を測定している香取らの結果を用い、また同時にAhilanらによる理論曲線との比較も行う。

図-1は、香取によって得られた濃度分布の実験結果を時間平均したものが(O)印である。香取らの結果は静止状態を1とした相対的な体積濃度で与えられているので実際の体積濃度:Cはそれを0.65倍して求めた。また y はストークス層厚: $\delta = (2\nu/\omega)^{0.5}$ で無次元化している。実線は実験値を式(4)で近似したもので、これを解析に用いている。また破線はAhilanらによって計算された時間平均濃度分布である。

$$C = 0.65 \left\{ \left\{ \frac{-y/\delta + 4.67}{150} \right\}^{0.2} + 0.5 \right\} \quad (4)$$

図-2は比較に用いた仮想的な粘性係数 μ^* の濃度に対する変化を示したものである。図-3は、各位相ごとの速度分布について示したものである。O印は香取らの実験値であり、位相が $1/30\pi$ ずれていると判断されたので、香取の 0π を $1/30\pi$ と修正した。破線はAhilanらの結果であり濃度とせん断応力の関係より濃度分布も計算可能である。本理論で式(2)、式(3)をそれぞれ用いて計算したものは、両者

がほとんど一致しており、これを実線で示す。これは、境界層の上層部の低濃度の部分では、図-2より μ^* の値は両者で近いために境界層外縁の境界条件から決定される流速分布はほぼ等しくなるためである。下層部の高濃度の部分では μ^* が大きくなり、式(1)からもわかるように流速分布の曲率は小さくなって直線分布に非常に近くなる。以上のことより境界層全域にわたって両者はよく一致する。

しかし、せん断応力： τ は μ^* に比例するので、高濃度の部分は両者の μ^* の値が大きく異なるので、 τ も大きく異なるはずである。せん断応力は移動層を決定する際にも重要であり、移動層厚あるいは濃度とせん断応力との関係を把握することが今後の課題である。

流速分布に関する理論値と実験値との比較は境界層の底面位置が時間的に変化するので難しいが、全体的に本理論もAhilanらの理論も同程度に実験値を説明している。実験値を流速が零から増加する点を $y=0$ として書き換えれば、本理論とかなり一致することがわかる。境界層厚については本理論、実験値Ahilanらの順で厚くなっている。図-1に示したAhilanらの濃度分布の計算結果を見ると、 $y=0$ 付近から急激に減少している。これは図-2に示したようにAhilanらの用いた μ^* / μ の値が高濃度では非常に大きな値を持つ($y=0$ のとき $C=0$ で $\mu^* / \mu = \infty$)ことが原因と考えられる。

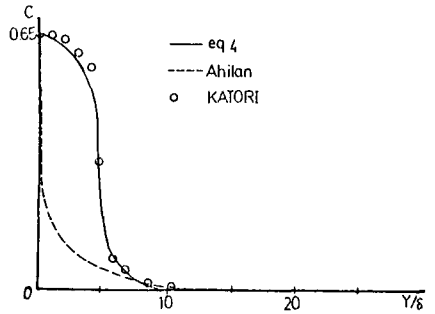


図-1 一周期平均濃度分布

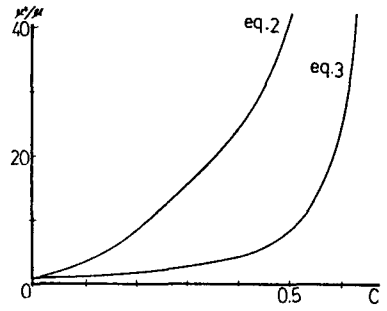


図-2 混相流の粘性係数

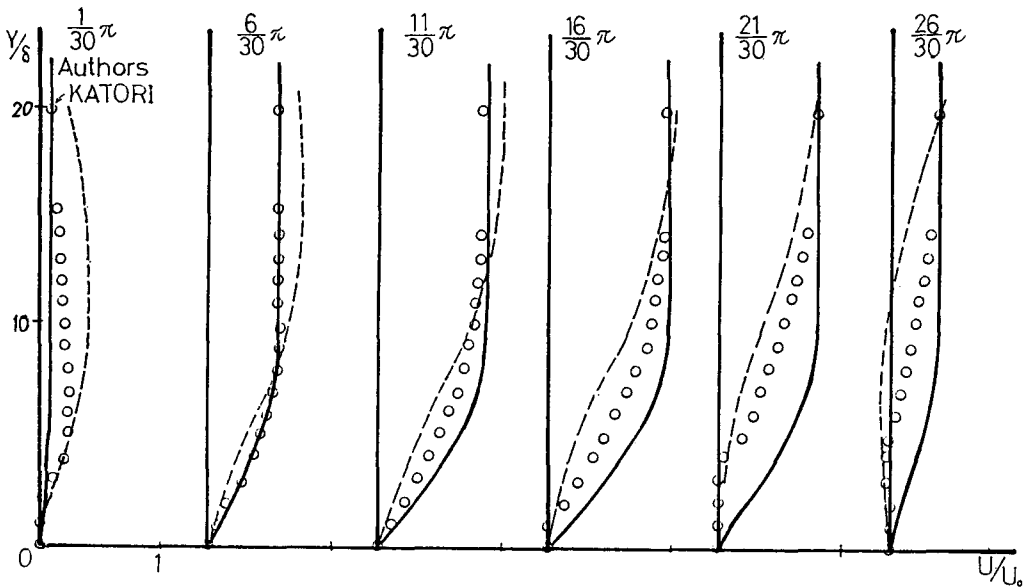


図-3 流速分布の位相変化

参考文献

- 1) 香取ら・第27回、海講 pp202~206
- 2) 沢本ら・第32回、海講 pp297~301
- 3) Ahilan and Sleath, Seabed Mechanics pp183~189
- 4) 榎木ら・第31回、海講 pp277~280
- 5) 香取・第41回、年講 pp567~568
- 6) Eliers, H 1941: Kolloid, Z: 97, pp313