

II-169

浅水感潮水路における往復流

広島大学工学部 正会員 ○ 川西 澄
 広島大学工学部 正会員 余越 正一郎

1. はじめに

浅水感潮域における流れは平均水深が小さく、潮差が平均水深と同程度になる非線形性の無視できない流れであり、水面勾配の時間変化に加えて水深変化が流れの構造に影響を与えていると考えられる。潮流の鉛直構造に関しては多くの研究があるが、潮汐にともなう水深変化が無視できるような平均水深の大きな流れを対象としているものがほとんどである。本研究は時間的に変化するが、自己相似を保つ鉛直渦動粘性係数を用いて、潮差が水深に比べて無視できないような浅い一様な水路を潮汐波が進行する場合の流速場の鉛直構造を調べたものである。

2. 解析方法

一様水深 h の水路を潮汐波が進んでいる場合、潮汐流の運動方程式は次式となる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z} \left(N_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}; \quad u = 0 \quad \text{at} \quad z = z_0; \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad \text{at} \quad z = h + \eta \quad (1)$$

ここで、 x, z は水平方向、鉛直方向の座標、 t は時間、 η は水位、 z_0 は粗度長さである。非線形性があまり大きくなければ、摂動展開をおこない、

$$\frac{\partial u^{(0)}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(N_z \frac{\partial u^{(0)}}{\partial z} \right) = -g \frac{\partial \eta^{(0)}}{\partial x}; \quad \frac{\partial u^{(1)}}{\partial t} + u^{(0)} \frac{\partial u^{(0)}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z} \left(N_z \frac{\partial u^{(1)}}{\partial z} \right) = -g \frac{\partial \eta^{(1)}}{\partial x}. \quad (2, 3)$$

渦動粘性係数の鉛直分布に自己相似を仮定すれば、 N_z は t と z の関数の積 $N_z = a(t)b(z)$ で表現できる。乱流モデルから¹⁾、 $N_z = \kappa |u_B| z e^{-4.2\xi^{2.3}}$ と近似すると、 $a(t) = |u_B| / \langle |u_B| \rangle$, $b(z) = \kappa \langle |u_B| \rangle z e^{-4.2\xi^{2.3}}$ 。ここで、 $\xi = z/(h + \eta)$ 、 $\langle \rangle$ は周期平均を表す。 u_B は(6)式で定義される修正底面摩擦速度である。時間 t を $t' = \int_0^t a'(\tau) d\tau$ により変換すると、0次の線形解は

$$\frac{\partial u^{(0)}}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z} \left(b \frac{\partial u^{(0)}}{\partial z} \right) = -\frac{g}{a} \frac{\partial \eta^{(0)}}{\partial x} \equiv G^{(0)}(t') \quad (4)$$

を解いて求める。 t' は単調増加関数であるから t に一対一対応する。また、周期平均値 $\langle |u_B| \rangle$ で除してあるので、 $t = T$ の時 $t' = T$ である。時間従属変数をフーリエ級数に展開して(4)式に代入すると、

$$i\omega_n u_n^{(0)} - \frac{\partial}{\partial z} \left(b \frac{\partial u_n^{(0)}}{\partial z} \right) = G_n^{(0)}. \quad (5)$$

ここに、 ω_n は潮汐の周期を T として $2\pi n/T$ である。渦動粘性係数の大きさは時間的に変化するが、憩流時にも0にならないと考えるのが自然であるから、

$$|u_B(t)| = [u_*^2(t) + \epsilon^2 u_*^2(t + T/4)]^{1/2} \quad (6)$$

とおく。ここに、 ϵ は1より小さな定数である。あらかじめ u_* の値がわかっているわけではないので、適当な値を仮定して、(5)式を解き、底面摩擦速度 u_* を、底面せん断応力 $\tau_B = N_z \partial u / \partial z|_{z=z_0}$ から求める。この u_* を用いて再び(5)式を解き、 u_* が変化しなくなるまでこの計算を繰り返す。このようにして求めた0次の解を(3)式に代入し、同様な手順で一次の解 $u^{(1)}$ を求める。ただし、 $\partial u / \partial x = -(1/c) \partial u / \partial t$, $c = \sqrt{gh}$ 。なお、とりあえず水位変化 η としては摩擦を無視した長波の解²⁾を与える。

$$\eta = \eta^{(0)} + \eta^{(1)} = A \cos \omega_1 \left(t - \frac{x}{c} \right) - \frac{3g\omega_1 A^2}{4c^3} x \sin \omega_2 \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad (7)$$

3. 結果

以下に、計算条件： $T = 12.4\text{hrs}$, $h = 3\text{m}$, $A = 1.5\text{m}$, $z_0 = 0.05\text{cm}$, $\epsilon = 0.2$, $x = 3\text{km}$ を与えて計算した結果を示す。図1は $\xi = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ の高さにおける流速の経時変化を、与えた水深経時変化とともに示したもので、上げ潮流速が正である。底面摩擦と非線形性のために、線形長波における流れとは大きく異なっている。すなわち、定在波のように満、干潮付近で憩流となる。また、下げ潮の最大流速は干潮の直前で起こり、経時変化波形は大きく歪んでいる。下げ潮より、上げ潮の方が最大流速が大きく、短周期変動が現われている。このような流速経時変化の特徴は、著者らが行った太田川放水水路の観測結果³⁾とよく一致している。流速の鉛直分布を示した図2をみ

ると、底面付近を除いて流速の鉛直分布は対数分布と異なり、中層では流れの方向に向って凹な分布となっている。このような分布の特徴は著者らの観測結果³⁾にも現れている。底面せん断応力の経時変化を示すと、図3のようになる。上げ潮時には下げ潮時の約1.6倍の底面せん断応力を出している。水深平均流速を $\bar{u}(t)$ 、底面せん断応力を $\tau_B(t) = \rho C_D |\bar{u}(t)| \bar{u}(t)$ で表した場合の底面摩擦係数 C_D は 3×10^{-3} である。これはエスチャーリーにおける一般的な値の範囲内であり、quadratic formの適合性は良好である。図4はせん断応力の鉛直分布の経時変化を示したものである。図4をみると、最大流速時を除いて、せん断応力の鉛直分布は直線にはなっていないが、直線からのずれは大きくない。Bowdenら⁴⁾が潮流境界層の観測から示した結果と同様、流れの加速時には流れの方向に向って凹、減速時には逆に凸の分布を示している。渦動粘性係数の経時変化を示した図5をみると、水深が大きく変化しているので、渦動粘性係数が最大となる時間は最大流速の時間に一致せず、下げ潮では流速最大より早く最大になる。上げ潮における最大渦動粘性係数は下げ潮におけるその約1.9倍である。図6は乱れエネルギー生成率の経時変化を示したものである。高さ $\xi = 0.1$ において、上げ潮時には下げ潮時の約2倍の大きさを示している。対数則から摩擦速度と粗度長さを求めた場合、どの程度の誤差が起こるか調べるため、 $\xi = 0.05 \sim 0.2$ における等間隔の6点の流速に対数則を当てはめ、摩擦速度 u_*^0 と粗度長さ z_0^0 を求めてみた。結果を図7、8に示す。摩擦速度、粗度長さとも過小評価されることがわかる。摩擦速度は真値の90%、粗度長さは真値の25%程度である。

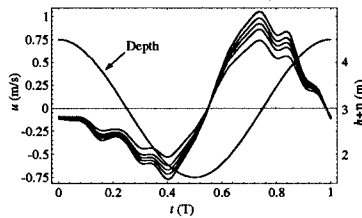


図-1 流速の経時変化

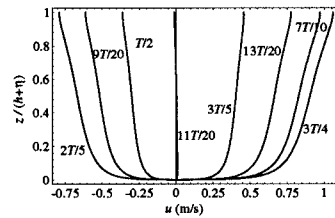


図-2 流速鉛直分布の経時変化

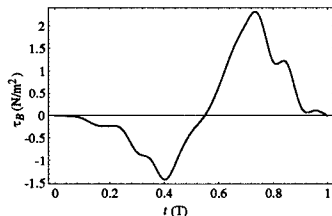


図-3 底面せん断応力の経時変化

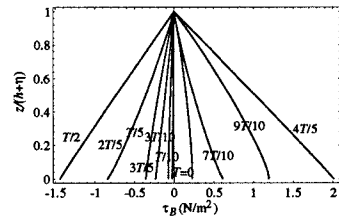


図-4 せん断応力鉛直分布の経時変化

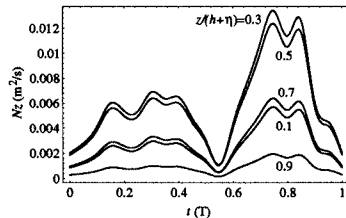


図-5 渦動粘性係数の経時変化

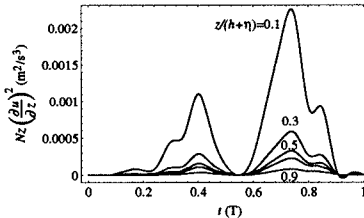


図-6 乱れエネルギー生成率の経時変化

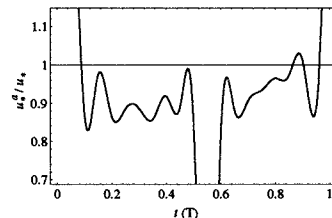


図-7 対数則から求められた摩擦速度

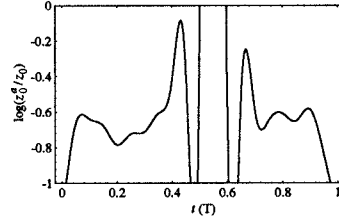


図-8 対数則から求められた粗度長さ

参考文献

- 1) Smith, T. J., J. Phys. Oceanogr., 12, 914-921, 1982. 2) Lamb, H., 流体力学, 2, 東京図書, 34-35, 1981. 3) 川西・余越, 土木学会論文集, 第405号/II-11, 119-128, 1990. 4) Bowden, K. F., et al., Geophys. J. R. astr. Soc. 2, 289-305, 1959.