

進行波による底面乱流境界層の平均流速

鹿児島大学工学部 正 員 佐藤 道 郎
鹿児島大学大学院 学生員 S. A. Chowdhury

1. まえがき

波動境界層の流れでは平均流が生じ、その平均流と水粒子の一周期平均の残留速度は質量輸送を与える。層流境界層の質量輸送はLonguet-Higgins(1953)によって理論解が得られており、境界層外縁での振動流速の基本波成分の振幅を u_w 、波速を c としたとき、外縁での大きさは $1.25 u_w^2 / c$ で与えられ、その向きは波の進行方向である。その後、Sleath(1972, 1973), Isaacson(1976, 1978)、Dore(1982)らにより、高次までの計算や底面粗度の影響の検討、クノイド波の層流境界層の計算が行われた。

乱流の境界層についてはJohns(1970)およびNoda(1970)は、レイノルズ応力を高さの関数であるが時間的には変化しない渦動粘性係数を用いて表し、質量輸送速度を計算した結果、進行波では層流の場合と同様な結果となった。Trowbridge & Madsen(1984)はStokes波の第2次近似解による速度成分を外縁流速としてもつ乱流境界層の流れについて、高さだけでなく時間的にも変化する渦動粘性係数を仮定し、境界層の波周期についての平均流速(質量輸送速度のEuler流速成分)を求めた。また、Jacobs(1984)はSaffmanの乱流モデルを用いて滑面乱流の場合の境界層外縁における平均流速の漸近解を得ている。

この境界層外縁の平均流速はLonguet-Higgins(1958)の層流境界層理論では $0.75 u_w^2 / c$ で与えられ、その向きは波の進行方向である。ところが、T & M(1984)やJacobs(1984)の計算によれば、その平均流速は相対水深が小さくなるにつれ次第に小さくなり、やがて平均流成分の向きが逆になり得ること、その変化は粗度に依存することが示されている。

この結果は、Johns(1970)やNoda(1970)の結果とは異なったものである。だが、T & M(1984)の平均流速分布に関する結果はvan Doorn(1981)の実験値の平均流速が負すなわち、冲向きであることは説明し

ているもののその大きさを説明するのに成功しているとはいえず、また、彼ら自身、その結果について定性的なものを見なすべきとしている。また、Jacobs(1984)の研究は境界層外縁での平均流速の大きさの変化だけで、境界層内部での平均流の速度分布がどう変化するかといった点については触れられていない。その後の有限振幅波による乱流境界層理論の数値計算では、この平均流速成分のことには触れられていない。

本研究の目的は、波による粗面乱流境界層の平均流速成分を輸送方程式モデルを用いて数値計算によって求め、その結果から境界層外縁での平均流速成分の相対水深や粗度による変化に関するT & M(1984)ならびにJacobs(1984)の結果を検討すること、さらにそれらの研究であまり触れられていない境界層内での平均流速分布がどのように変化するのかという点についてのイメージを得ることである。

2. 基礎式と計算の概要

運動は2次元とし、次式で表される進行波により深さ h の水平な底面上の境界層の流れを考える。

$$\zeta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) + \frac{H^2}{16} k \frac{\cosh kh (\cosh 2kh + 2)}{\sinh^3 kh} \cos 2(kx - \sigma t)$$

ここに、 ζ は水位、 H は波高、 k は波数($k = 2\pi/L$, L :波長)、 σ は角周波数を表す。

$z = -h$ 付近で厚さ δ ($\delta < h$)の境界層外縁流速を U とすると

$$U = u_w \left\{ \cos(kx - \sigma t) + \gamma \cos 2(kx - \sigma t) \right\}$$

$$u_w = \frac{H\sigma}{2 \sinh kh} = \frac{a\sigma}{\sinh kh} \quad \gamma = \frac{3Hk}{8 \sinh^3 kh} = \frac{3ak}{4 \sinh^3 kh}$$

$$\sigma^2 = gk \tanh kh$$

ここに、 g は重力加速度である。

本研究では一方程式モデルにより底面乱流境界層の平均流速を求める。解くべき方程式系と解法の概

略は昨年示したので紙数の都合上略す。

下側の境界条件は粗面乱流のみを対象とし粗度高さを z_0 として $z = -h + z_0$ で

$$\bar{u} = 0 \quad \bar{b} = \nu_T \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| / c_D^{1/2} \quad \varepsilon = \frac{c_D^{3/4} \bar{b}^{3/2}}{\kappa z_0} \quad \text{at}$$

境界層の外縁 $z = -h + \delta$ での境界条件は

$$\bar{u} - \bar{u}_{mean} = \bar{u}_{stokes} \quad d\bar{u}_{mean}/dz = 0 \quad d\bar{b}/dz = 0$$

$\bar{b}$ は乱れのエネルギー、 ν_T は渦動粘性係数、 ε は散逸エネルギー、 $c_D = 0.08$, $\kappa = 0.4$ である。

3 計算結果

図1は境界層の平均流速分布のvan Doornの実験結果との比較を示したもので、T & Mの結果に比べ本計算結果の方が実験値に近い結果を与えている。

境界層外縁の平均流速の相対水深に伴う変化を図2に太線で示した。水深の減少に伴って平均流速は小さくなり、 h/L が $1/8 \sim 1/10$ で外縁での平均流速は0となり、さらに小さくなると平均流れは逆に冲向きとなり、水深減少と共にその流速を増大させる。この点が、外縁の流速が減少しても逆冲向きとはならない層流解との違いといえる。だが、T & Mの結果は平均流速の小さな所を除くと著者等の結果やJacobsの結果と比べていずれの方向にも大きな平均速度を与えている。

境界層外縁における平均流のこのような変化に伴い、境界層内部では図3に示すような平均流速の分布の変化が生じることを計算結果は示している。外縁の平均流速の小さい $\log_{10} kh = -0.2 (L/h = 1/10)$ の場合、高さによって流れの向きが異なっている。

図3の高さは境界層厚さで無次元化しており、ある波の沖から岸への伝播過程を念頭において見た場合 kh の大きい所では層厚は小さく、外縁流速が小さいので平均流速も小さい。だが、たとえば $\log_{10} kh = -0.35 (h/L = 1/14)$ の場合のように kh の小さい所では層厚も大きく平均流速の絶対値も大きくなる。このような底質の動きが活発化してくると考えられる領域で、同じ相対水深を持った小規模な実験水路では層流境界層が形成される場合が多いが、その場合と平均流れの向きまで異なることになり、底質の移動過程の現地と実験の相違の一端を示唆していると思われる。

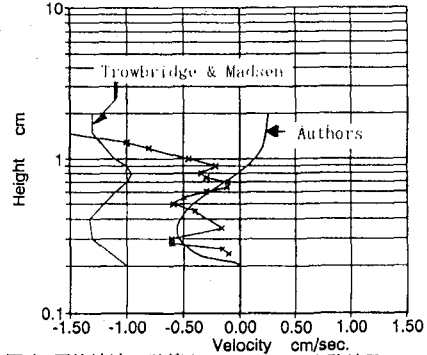


図1 平均流速の計算とvan Doornの実験結果との比較(左側の実線はTrowbridge & Madsenの計算)

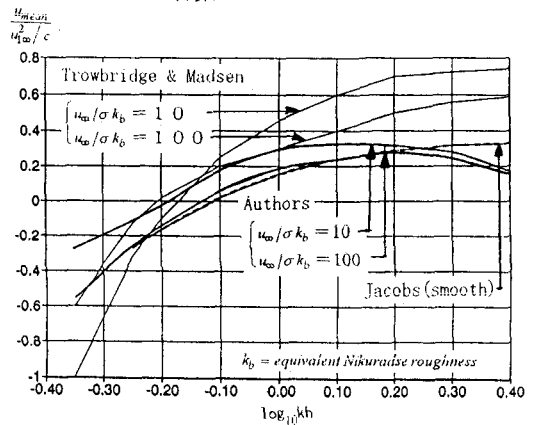


図2 境界層外縁における平均流速の水深による変化

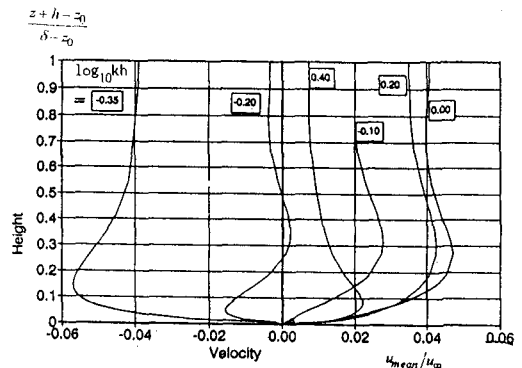


図3 平均流速の分布の水深による変化