

孤立波底面境界層に関する研究

Study on bottom boundary layer under solitary wave motion

小西絵里子*・Suntoyo**・田中 仁***・山路弘人****

Eriko KONISHI, SUNTOYO, Hitoshi TANAKA and Hiroto YAMAJI

* 学生会員 東北大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

** 正会員 Ph.D. スラバヤ工科大学講師 海洋工学科 (Surabaya 60111, Indonesia.)

*** フェロー 工博 東北大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

**** 正会員 東北大学助手 大学院工学研究科土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

Characteristics of wave boundary layer are key factor controlling sediment movement due to wave motion. Theory of solitary wave is suitable for representation of wave motion which enters into water area under still condition. Although there have been numerous researches on wave boundary layers, most of them have dealt with sinusoidal wave motion for simplicity. It is expected that the characteristics of bottom boundary layer under solitary wave motion is different from those under sinusoidal waves because of rapid accelerating effect. The present study describes characters of bottom boundary layer under solitary wave. Using an oscillatory flow generator, laboratory measurement of velocity profile is conducted. Furthermore, numerical experiment using Baseline $k-\omega$ model is carried out to make a comparison with experiment regarding velocity profile, turbulent kinetic energy and wall shear stress.

Key Words: solitary wave, boundary layer, bottom shear stress, turbulence model

1. はじめに

海浜底質の移動・堆積機構を考える際には、波動境界層内部の流速分布、底面せん断応力の理解が重要である。そのため、これまで波動境界層に関する研究が数多くなされてきた(例えば、Hino et al.¹⁾, Jensen et al.²⁾)。しかし、その研究のほとんどは正弦振動流を対象としたものであった。本来、波浪は非線形を有するものの、その第一近似として正弦波理論を用いることが多い。これまで正弦振動流を対象とした研究がなされて来た事実にはこのような背景がある。

しかし、浅海域に到達した波浪は顕著な非線形性を示し、もはや正弦波による近似が十分でない場が多く見られる。このような浅海域における波浪を表現する際に孤立波理論が多用される。また、静止状態の水域に津波が入射する波動を表す時にも孤立波理論を用いることが多い。このような波においては、境界層内部の挙動も周期波動下におけるものとは異なるものと考えられる。正弦波と比較して、孤立波動下では静水条件から急激な速度の立ち上がりを伴う波動であるため、境界層内の特性にもその影響が現れるものと推測される。しかし、これまで孤立波下における波動境界層に関する研究は全く行われていない。

そこで、本研究においては、管内振動流装置を作製し、孤立波に類似した波動の底面境界層を管内に発生させて

流速分布を測定した。また、得られた流速分布より、底面せん断応力、乱れなどの孤立波底面境界層内の特性を明らかにした。また、BSLモデルを用いて数値実験を行い、振動流装置を用いて行われた実験結果との比較を行うことで、孤立波底面境界層の特性を明らかにした。

2. 孤立波動下の層流底面境界層の特性

孤立波は、静止水面よりも盛り上がった一つの山の部分のみで構成され、波形を変えずに進行する非線形波であり、ブシネスクにより以下の式(1)、(2)のように孤立波の水面高さ η 、波速 c が表されることが示された³⁾。

$$\eta = H \operatorname{sech}^2 \{ \alpha (x - ct) \} \quad (1)$$

$$c = \sqrt{g(h + H)} \quad (2)$$

ここで、

$$\alpha = \sqrt{3H / (4h^3)} \quad (3)$$

であり、 x : 水平方向距離、 H : 水面からの最大波高、 h : 静水位、 t : 時間、 g : 重力加速度である。図-1に各パラメータの定義を示す。

また、時刻 t を無次元化し、 $t^* = \alpha ct$ とおくと、 $x=0$ の位置における境界層外部の流速分布は以下の式(4)で示され

る。

$$U = U_c \operatorname{sech}^2(\xi^*) \quad (4)$$

ここで、 U_c ：水粒子速度の最大値である。孤立波はクノイド波の波長を増大させ、無限大とした結果得られるものであるため、正弦波とは異なり、周期が無限大の大きさをとる。

層流時の境界層に関しては、速度分布およびせん断応力 τ_0 に対して、次のような解が得られている⁴⁾。

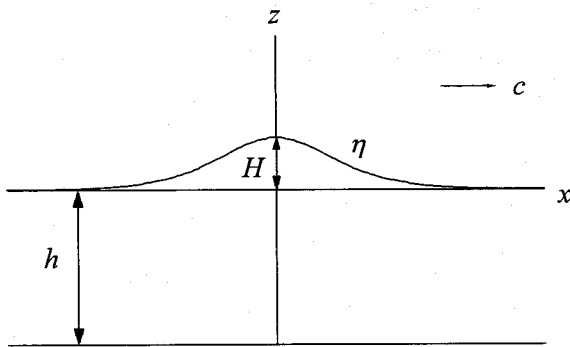


図-1 水平床上の孤立波

$$\frac{u}{U_c} = \operatorname{sech}^2(\xi) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \operatorname{sech}^2 \left\{ \xi + \left(\frac{\beta' z}{\alpha} \right)^2 \right\} e^{-\alpha^2} d\alpha \quad (5)$$

$$\tau_0^* = \frac{\tau_0}{\rho U_c^2} = \frac{4U_c}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \operatorname{sech}^2(\xi + \alpha^2) \tanh(\xi + \alpha^2) d\alpha \quad (6)$$

計算上端高さを z_h とし、式(4)~(6)による層流解を図示したものが図-2の点である。これによれば、孤立波動下における境界層外縁の流速 U は常に正であるにもかかわらず、境界層内には減速期に負の流速が発生し、これに伴い、せん断応力波形にも負の値が生じていることが分かる。なお、図中に描かれた実線はBSLモデルによる流速・せん断応力の計算結果であり、これについては後に詳述する。

波動下におけるせん断応力の簡便な算定式として、境界層外縁流速の二乗に比例すると仮定する手法が多用されている。図-2の結果によれば、少なくとも層流時にはこのような簡便な算定手法が破綻していることを物語っている。

以下に示す実験および数値計算においては、乱流場を設定し、乱流時の境界層の振る舞いを明らかにする。

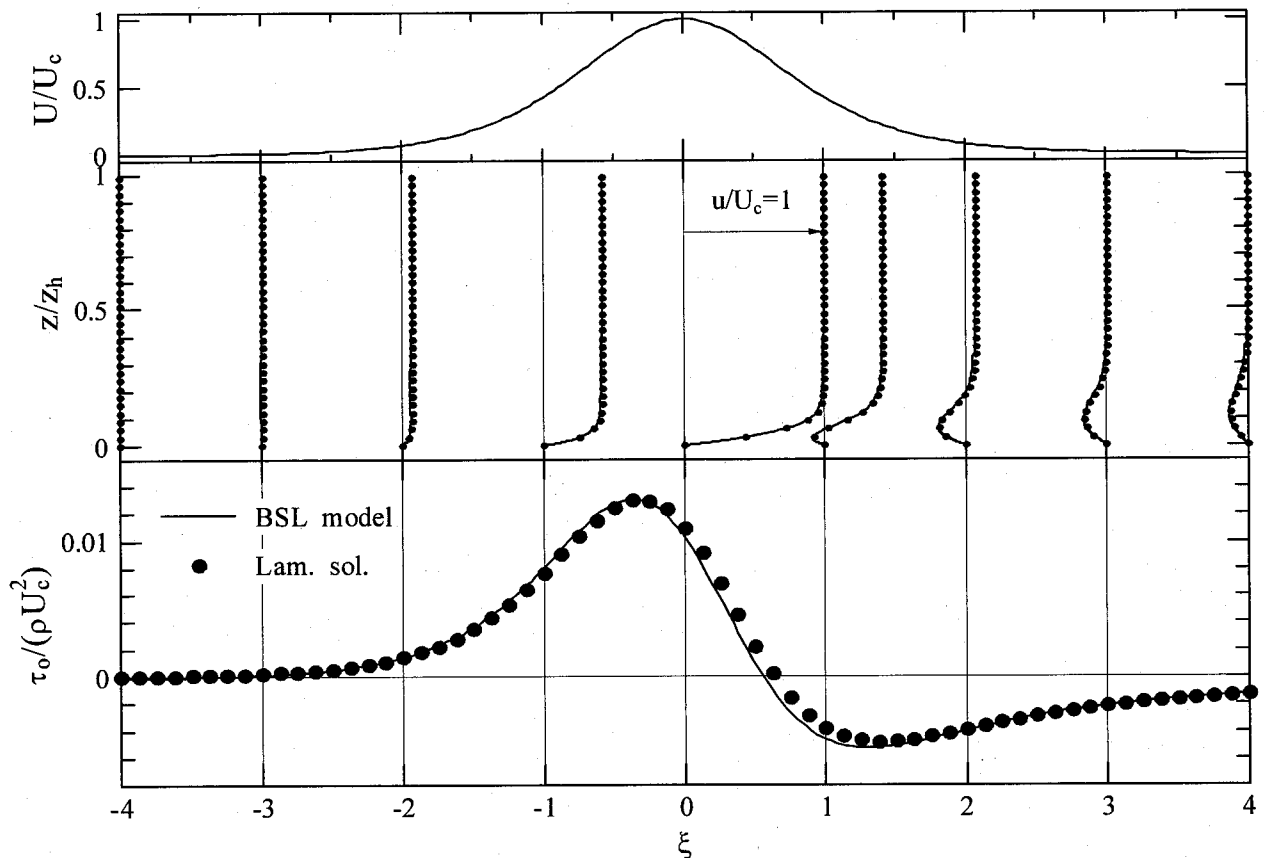


図-2 層流境界層内の流速分布・せん断応力

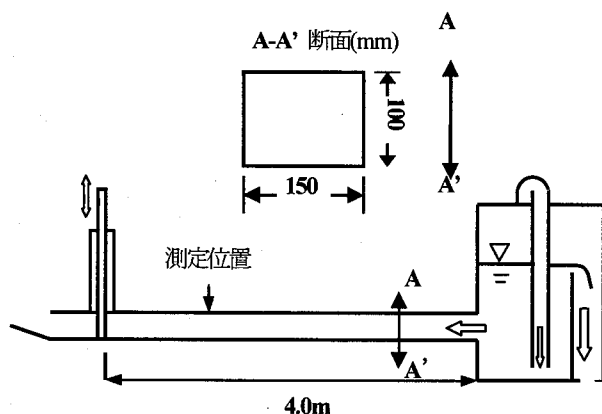


図-3 実験装置

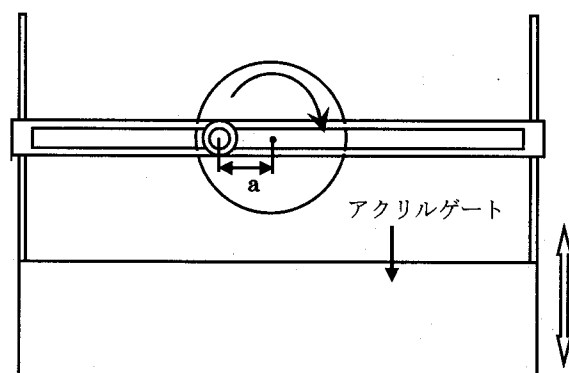


図-4 下流端開閉装置

3. 実験方法

3. 1 実験装置

実験装置は断面が縦 100mm, 横 150mm, 全長が 4m の管路部分と, 下流端開閉装置, ヘッドタンクから成り立っている。装置の概要を図-3 に示す。

管路は塩化ビニル板を張ることにより滑面とし, 実験流体には水を使用する。ヘッドタンクは断面が 60cm×60cm であり, オーバーフローをすることにより一定水位を保つようになっている。また, 水位の高さはヘッドタンクの一方向の壁面の高さを変えることにより, 任意に設定することが可能である。流速の測定にはレーザー流速計を使用し, 管路出口に設置してある開閉装置の影響を考慮して, 下流端から 1.3m 離れた位置に設置する。

3. 2 下流端開閉装置

管路出口に任意の周期で開閉するゲートを設置することにより, 孤立波底面境界層を管路内に発生させる。ゲートは角型のアクリル板によって作られている。ゲートの開閉方法は, モータに接続されたディスクを回転させ, ディスク中心から a の位置にあるベアリングがアクリル板と平行に固定されているスロットに沿って移動し, ゲートを規則的に上下させるという仕組みである。下流端開閉装置の概要を図-4 に示す。また, 管路出口に取り付けられた開閉装置から断面の同じ管路を 30cm 増設することにより, ゲートの開閉に伴って空気が実験管路内に進入するのを防ぎ, また, ゲート開閉による流れの乱れの影響が測定管路内に及ばないようにしている。

ゲートには変位計を取り付け, ゲートの開閉の周期, ゲートの開閉高さを測定した。測定した変位のデータはペンプロッタで出力, 同時にコンピュータで保存した。サンプリングサイクル数は 50 周期に設定し, サンプリング間隔は 1/100s とする。

この開閉装置によって管路内流速がゼロとなる瞬間が生まれ, 孤立波によく類似した波動を発生させることができる。

3. 3 流速測定

流速の測定位置は, 境界層の厚さを考えて底面付近を多く測定できるように設定し, 5mw レーザー流速計を用いて測定を行った。流速計の高さはネジ式精密ジャッキを用いて変え, 高さの測定には 1/100mm の精度を持つデジタルノギスを使用した。測定した流速のデータはローパスフィルタを通し, 33Hz 以上のノイズをカットしてペンプロッタに出力, ゲート変位との位相のずれを目視した。また, データは, ゲート変位と共にコンピュータを用いて保存した。得られたデータは式(7), (8)に示されるようなアンサンブル平均を行い, 1 周期の流速分布, 乱れ強度を得た。

$$u(z, \sigma) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_{ins} [z, \sigma \{t + (i-1)T\}] \quad (7)$$

$$\sqrt{u'^2(z, \sigma)} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [u_{ins} [z, \sigma \{t + (i-1)T\}] - u(z, \sigma)]^2} \quad (8)$$

ここで, N : サンプリングサイクル数, σ : 角振動数, T : 周期, z : 底面からの距離, u_{ins} : 瞬間流速, u : 平均流速, u' : 乱流成分である。

3. 4 実験条件

レイノルズ数には, 振動流におけるレイノルズ数の定義である式(9)を用いる。

$$RE = \frac{U_c^2}{\sigma \nu} \quad (9)$$

ここで, ν : 動粘性係数である。また, 測定上端高さ z_h は 50mm とする。表-1 に実験条件を示す。

表-1 実験条件

$T(s)$	$\nu(\text{cm}^2/\text{s})$	$U_c(\text{cm/s})$	RE
4.25	1.3×10^{-2}	8.96	5.4×10^3

4. 数値実験

4. 1 BSL モデル

Baseline(BSL) $k-\omega$ モデルは Menter⁵⁾により提案されたモデルである。Suntoyo et al.^{6,7)}らの研究より、クノイド波下における底面境界層の数値計算においては、乱流モデルとして、BSL モデルを用いた数値実験の精度が一番高いということが示されている。孤立波はクノイド波の極限をとった波であることから、今回は乱流モデルに BSL モデルを用いて数値計算を行った。また、層流・乱流の判定に関しては M.A.Samad et al.⁸⁾を参考にし、乱流場の設定を行った。

BSL モデルの基本的な考え方は壁面に近い領域において精密な理論である、Wilcox の $k-\omega$ モデルを保ちながら、境界層外においては $k-\epsilon$ モデルの外部流速の非依存性を利用するものである。BSL モデルでは境界層内部は Wilcox⁹⁾ の $k-\omega$ モデルによく似た計算結果をとるが、その値は境界層外部に向かうにつれて、Jones-Launder¹⁰⁾の $k-\epsilon$ モデルによる値へと変化し、境界層外では完全に $k-\epsilon$ モデルによる値になる。

Wilcox による $k-\omega$ モデルにおける乱れエネルギー k の輸送方程式、 ω の輸送方程式は以下の式(10)、(11)のようになる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t \sigma_{k\omega}) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta^* \omega k \quad (10)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t \sigma_{\omega}) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} + \frac{\gamma_1}{v_t} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta_1 \omega^2 \quad (11)$$

ここで、 v_t : 渦動粘性係数であり、 $\sigma_{k\omega}$ 、 β^* 、 σ_{ω} 、 γ_1 、 β_1 は $k-\omega$ モデルにおけるモデル定数である。

また、 $k-\epsilon$ モデルを $k-\omega$ モデルに対応するように変換した、乱れエネルギー k の輸送方程式、 ω の輸送方程式は以下の式(12)、(13)のようになる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t \sigma_{k\omega 2}) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta^* \omega k \quad (12)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t \sigma_{\omega 2}) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} + \frac{\gamma_2}{v_t} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta_2 \omega^2 + 2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (13)$$

ここで、 $\sigma_{k\omega 2}$ 、 $\sigma_{\omega 2}$ 、 γ_2 、 β_2 は変換された $k-\epsilon$ モデルにおけるモデル定数である。

BSL モデルの乱れエネルギー k の輸送方程式、 ω の輸送方程式、渦動粘性係数 v_t の支配方程式は式(14)～(16)のようになる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t \sigma_{k\omega}) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta^* \omega k \quad (14)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + v_t \sigma_{\omega}) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} + \gamma \frac{v + v_t}{v_t} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (15)$$

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (16)$$

F_1 は壁面近くの $k-\omega$ モデルによって計算される領域では 1 に近づき、 $k-\epsilon$ モデルが働く境界層外の領域に近づくとき 0 へと近づいていく。

また、BSL モデルで使用するモデル定数を $\psi(\sigma_{k\omega}, \sigma_{\omega}, \gamma, \beta)$ とおくと、この定数は $k-\omega$ モデルにおけるモデル定数 $\psi_1(\sigma_{k\omega 1}, \sigma_{\omega 1}, \gamma_1, \beta_1)$ と $k-\epsilon$ モデルにおけるモデル定数 $\psi_2(\sigma_{k\omega 2}, \sigma_{\omega 2}, \gamma_2, \beta_2)$ から混合関数 F_1 を用いて以下の式(17)のように定められる。

$$\psi = F_1 \psi_1 + (1 - F_1) \psi_2 \quad (17)$$

ここで、 F_1 : 混合関数、 $\sigma_{k\omega}$ 、 β^* 、 σ_{ω} 、 γ 、 β は BSL モデルにおけるモデル定数である。

4. 2 モデルパラメータ

$k-\omega$ モデルと $k-\epsilon$ モデルを混合して計算する領域において、モデルの混合の割合を混合関数 F_1 として定義する。 $k-\epsilon$ モデルと $k-\omega$ モデルにおけるモデル定数の値を表2に示す。また、モデルパラメータの γ は以下の式(18)で定義される。

$$\gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\sigma_{k\omega} \kappa^2}{\beta^{*1/2}} \quad (18)$$

ここで、 κ : カルマン定数である。

混合変数の F_1 は次の式(19)のように定義される。

$$F_1 = \left(\arg_1^4 \right) \quad (19)$$

ここで、

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega z}, \frac{500 v}{z^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} z^2} \right] \quad (20)$$

である。また、 $CD_{k\omega}$ は以下の式(21)で表される。

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z}, 10^{-20} \right) \quad (21)$$

表2にモデルパラメータを示す。

表-2 モデルパラメータ

$\sigma_{k\omega 2}$	$\sigma_{\omega 2}$	β_1	γ_1	$\sigma_{k\omega 2}$
0.5	0.5	0.075	0.5532	1.0
Γ_1	$\sigma_{k\omega 2}$	β_2	β_2	γ_2
0.5532	1.0	0.0828	0.0828	0.4404

4. 3 境界条件

壁面においてはすべりなしの条件である。これは式(22)により示される。

$$u = k = 0 \quad \text{at} \quad z = 0 \quad (22)$$

また、境界層外流速においては、速度勾配、乱れエネルギー、 ω の勾配は0とする。これは式(23)により示される。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0 \quad \text{at} \quad z = z_h \quad (23)$$

ここで、 z_h ：底面から境界層外縁までの距離である。 ω の境界条件は式(24)によって示される。

$$\omega = \frac{U^* S_R}{\nu} \quad (24)$$

$$S_R = \left(\frac{50}{k_s^+} \right)^2 \text{ for } k_s^+ < 25 \text{ and } S_R = \frac{100}{k_s^+} \text{ for } k_s^+ \geq 25 \quad (25)$$

$$k_s^+ = k_s U^* / \nu \quad (26)$$

ここで、 $U^* = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ ：摩擦速度、 S_R ：粗度レイノルズ数に関する変数、 k_s ：相当粗度である。

4. 4 数値計算方法

数値計算の計算方法にはいくつかの方法があるが、今回は既往の研究^{11), 12)}に習い、安定である陰解式差分法を用いた。境界層内部の挙動を正確に計算するために、壁面から離れるに従い等比級数的に増加するメッシュ間隔をとっている。数値計算の初期条件を用いて計算を始め、周期的な解が得られるまで、最大で300回までの繰り返し計算を行った。鉛直方向の空間格子数は100メッシュ、一周あたりの時間ステップは7200とした。BSLモデルにおいては、レイノルズ数、ストローホル数を設定することにより数値計算が可能になる。また、数値計算で用いる速度勾配は、管内振動流実験で得られた境界層外部流速の速度勾配を使用した。

4. 5 層流時の計算結果

上述のモデルには低レイノルズ数型の修正は導入されていない。そこで、層流時の計算を行い、その結果と解析解(5)、(6)との比較を行った。

図-2に描いた実線は数値計算結果である。境界層内に含まれる計算点は42点であった。底面近傍にも十分なメッシュを配置することにより、計算と実験はきわめて良い一致を示している。特に、減速時に底面近傍に見られる位相の進みを良好に再現しており、これにより流速・底面せん断応力が負になる様子を数値計算により得ることが出来た。

以上より、層流時におけるBSLモデルを用いた数値計算の精度を確認することが出来た。

5. 実験結果と考察

5. 1 結果

管内振動流発生装置を用いて行った実験から流速分布を得た。また、この実験では底面せん断応力は直接測定できないので、得られた流速波形より、ニュートンの粘性抵抗則を用いて底面せん断応力を求めた。これについては後に述べる。次に、この実験による結果と、数値実験との比較を行い、孤立波底面境界層特性である、流速分布、底面せん断応力に関する考察を行った。また、境界層内に含まれる計算点は31点であった。

5. 2 流速分布

図-5に境界層外部流速、流速波形、底面せん断応力を示す。流速分布図は一周期の中からA-Gまでの7つの位相を選び、プロットしている。境界層外部流速波形からも分かるとおり、孤立波は、正弦波とは異なり、境界層外部の流速がゼロ以下となることがない。しかし、境界層外部流速がゼロに近くなる位相（例えば、位相A, B, G）などにおいては、境界層の内部では流速は負の値を取っていることが分かる。これは、振動流にみられるオーバーシュート現象であると考えられる。孤立波においては、流速分布図が正弦波のように正負が対称となるのではない、特徴的な分布をとっていることが分かる。

実験値と数値計算を比較すると、境界層の外側では、実験値が計算値よりもプラス側へとややシフトしているものの、ほぼ一致していると言える。特に、位相D, Eのような流速が大きくなる時には、特に良い一致を見せている。しかし、境界層の内部、特に底面近傍においては実験値が計算値よりも大きく出ていることが分かる。

5. 3 底面せん断応力

底面せん断応力は流速データから計算により求める。今回は式(27)に示したニュートンの粘性抵抗則より実験で測定した粘性底層内の流速勾配より底面せん断応力 τ_0 を求めた。

$$\tau_0 = \rho \nu \frac{du}{dz} \quad (27)$$

ここで、 ρ ：水の密度である。また、粘性抵抗則が成立するためには最も低い測定点が粘性底層内に含まれている

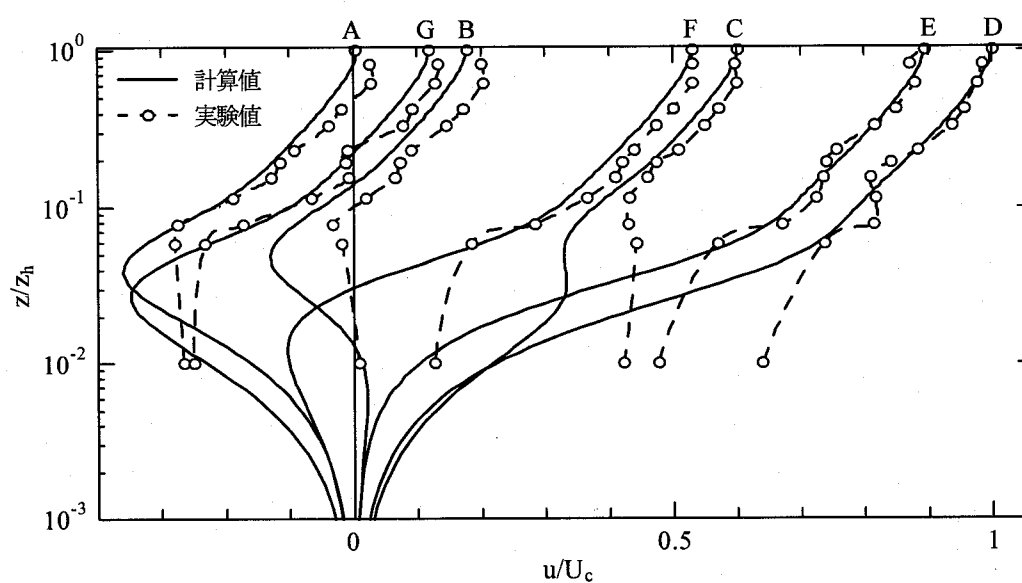
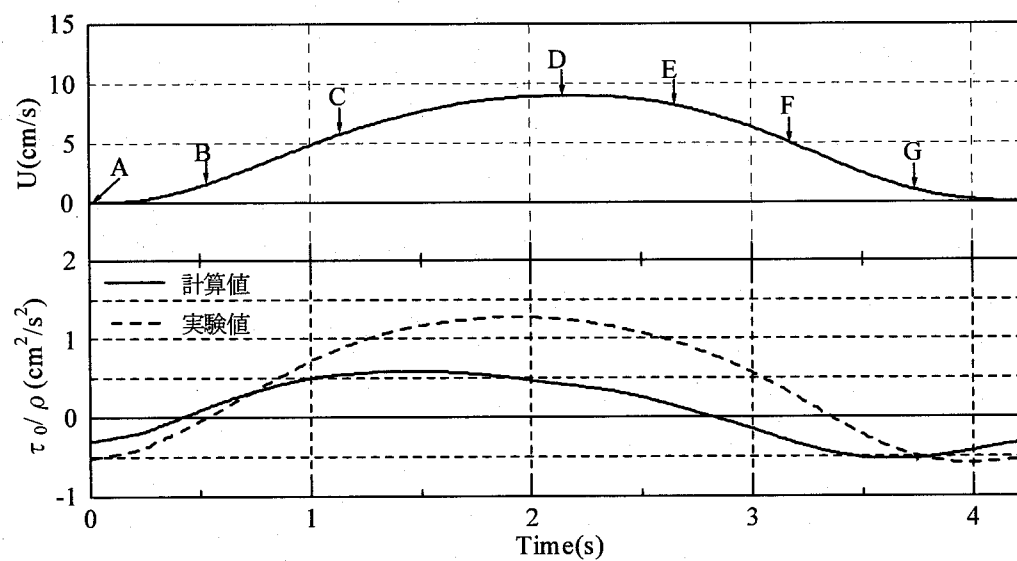


図-5 流速波形, 底面せん断応力

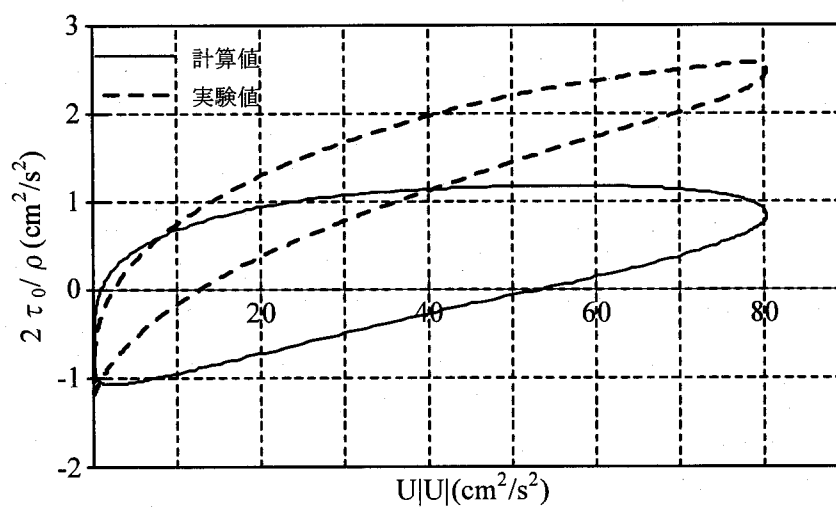


図-6 式(29)による底面せん断応力と境界層外縁の流速との関係

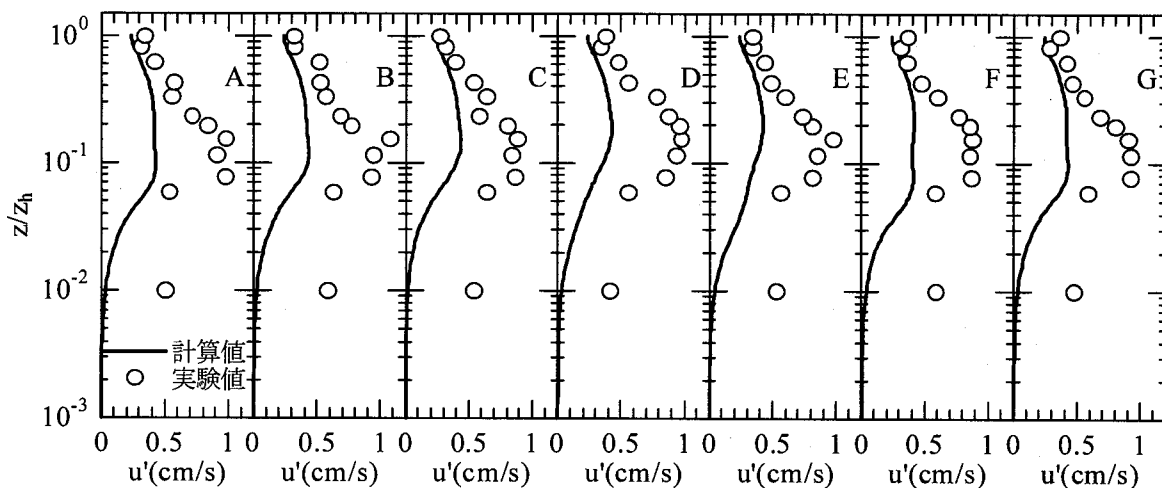


図-7 乱れ強度分布図

必要がある。そこで、粘性底層厚さを求め、成立するかどうかなを確認した。粘性底層の厚さ δ_s は式(28)によって求められる。

$$\delta_s = 5.0 \frac{\nu}{U^*} \quad (28)$$

これより、粘性底層の厚さは $\delta_s=1.3\text{mm}$ となり、最も低い測定点の 0.5mm の地点を含んでいることが確認された。

実験による値とBSLモデルによる値を比較すると、底面せん断応力の大きさは実験値のほうが計算値よりも大きくなっている。位相は計算値のほうが実験値よりも早く出ていることが分かる。また、流速は測定高さによって位相が異なる。境界層内底面に値が近づくと、位相の進みが認められる。このため、せん断応力についても境界層外縁流速に対して位相の進みが認められる。

さて、波動下における底面せん断応力は、定常流の算定式を拡張して、以下の式(29)で算定されることが多い(例えば、Kabaling and Sato¹³⁾)。

$$\tau_0(t) = \frac{\rho}{2} f U(t) |U(t)| \quad (29)$$

ここで、 f : 波動下の摩擦係数¹⁴⁾である。右辺の絶対値により、両辺が同じ符号を持つこととなる。図-6に式(29)による底面せん断応力と境界層外縁の流速との関係を示す。この図より第4象限に実験値、計算値の両方において値が存在することから、 $f \neq 0$ をとることが示された。このように、上式によれば、波動下における底面せん断応力の正負は境界層外縁流速の正負により決まるので、孤立波のような、境界層外縁流速に負の流速が存在しないような流れ場においては、底面せん断応力も負の値を取ることがないことになってしまう。しかし、今回の実験によって得られた底面せん断応力においては負の値が存在していることが確認された。よって、孤立波においては、波動場で多用される底面せん断応力の算定式(29)は使用できないと結論づけることが出来る。今後、このような特性を加味した底面せん

断応力算定手法の検討が望まれる。

5. 4 乱れ強度

乱れ強度は流速をアンサンブル平均した値として求めた。これより、周期全体を通して、底面から境界層上部に進むにつれて、乱れ強度が発達していることがわかる。図-7を見ると、高さが境界層上部に行くにつれ増加し、中央部では乱れ強度が大きくなっていることがわかる。また、実験値のほうが計算値よりも大きく変化していることが認められる。しかし、周期全体を通して見てみると、大きな変化は見られない。

6. 結論

本研究では、管内振動流発生装置を作製し、底面境界層特性を調べるため、実験を行った。また、乱流モデルを使用して数値実験を行い、振動流実験の結果と合わせて、底面境界層特性の考察を流速分布、底面せん断応力などの面から行った。以下に、本研究で得られた主要な結論を列挙する。

- (1) 製作した管内振動流発生装置によって作られた振動流は、境界層外縁流速が負の値をとらず、孤立波を模擬した管内振動乱流を作り出すことに成功していることを確認した。
- (2) 実験で得られた流速分布において、孤立波を模擬した振動流の境界層外縁流速には負の流速が存在しないにも関わらず、減速後に境界層外縁流速がゼロとなる位相付近では負の流速をとっており、底面近くの流速分布においてオーバーシュート現象が顕著に現れていることが分かった。
- (3) 層流時を想定したBSLモデルによる数値計算結果は層流厳密解と良い一致を示し、これにより数値計算の精度を確認した。
- (4) 実験の流速分布から底面せん断応力を求めた。実

験による値とBSLモデルによる値を比較すると、計算値のほうが、実験値よりもわずかに位相の進みが早い。

- (5) 波動場で多用される底面せん断応力の計算式(29)は孤立波の下では使用することが出来ない。

- 14) Jonsson, I.G.: Wave Boundary layers and friction factors, Proc. 10th Coastal Eng. Conf., pp.127-148, 1966.

(2007年4月12日 受付)

参考文献

- 1) Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S.: Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow, J. Fluid Mech., Vol.75, pp.193-207, 1976.
- 2) Jensen, B. Sumer, B. M. and Fredsøe, J.: Turbulent oscillatory boundary layer at high Reynolds number, J. Fluid Mechanics, Vol. 206, pp. 265-297, 1989.
- 3) Boussinesq, J.: Theorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement paralleles de la surface au fond, J. Math. Pure Appliques, Ser.2, Vol.17, pp. 55-108, 1872.
- 4) Keulegan, G. H.: Gradual damping of solitary waves, U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, Research Paper No.RP1895, Vol.40, pp.487-498, 1948.
- 5) Menter, F. R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, pp.1598-1605, 1994.
- 6) Suntoyo, Tanaka, H., Sana, A. and Yamaji, H.: Characteristics of turbulent boundary layer over a rough bed under cnoidal waves motion, Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE, Vol. 50, pp.121-126, 2006.
- 7) Suntoyo: Study on the turbulent bottom boundary layer under non-layer waves and its application to sediment transport, Dr. Eng. Dissertation, Dept. Civil Eng., Tohoku University, pp.102-130, 2006.
- 8) M. A. Samad, Tanaka, H.: Bottom boundary layer properties under solitary waves, Civil and Environmental Engineering Conference, pp.III~11-III~20,1999
- 9) Wilcox, D.C.: Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulent models, AIAA Journal Vol.26, No.11, pp.1299-1310, 1988.
- 10) Jones, W. P. and Launder, B. E.: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. Int. J. Heat Mass Transfer Vol.15, pp.301-314, 1972.
- 11) 田中 仁・アーマド サナ: 低レイノルズ数 $k-\epsilon$ モデルによる波動境界層の計算, 水工学論文集, 第 38 卷, pp.481-486, 1994.
- 12) アーマド サナ・田中 仁: 低レイノルズ数 $k-\epsilon$ モデルの管内振動流への適応性に関する研究, 水工学論文集, 第 40 卷, pp.779-785, 1996.
- 13) Kabiling, M.B. and S. Sato: A numerical model for nonlinear waves and beach evolution including swash zone, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol.37, No.1, pp.67-86, 1994.