孤立波を模擬する管内振動流発生装置の提案とその作動特性の検討

Generation Method of Bottom Boundary Layer Flow Induced by Solitary Wave

山路弘人*•田中 仁**•Suntoyo***•田中 創**** Hiroto Yamaji, Hitoshi Tanaka, Suntoyo and So Tanaka

** 工博 東北大学大学院教授 工学研究科土木工学専攻(〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

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

**** 修(工) (株) 日本ユニシス (〒135-8560 東京都江東区豊洲 1-1-1)

A simple and inexpensive system is developed to generate an oscillatory flow in a closed conduit, which simulates sea-bottom boundary layer induced by a solitary wave. A relationship has been established between theoretical quantities and system parameters in order to facilitate practical application of the present system. Preliminary experiments have been carried out in a laboratory to check the validity of the present system and excellent agreement has been found between theory and experiment. The system can be utilized effectively for further experimental studies on various topics such as turbulence structure and sediment movement induced by a solitary wave.

Key Words: solitary wave, wave boundary layer, turbulence structure, bottom shear stress キーワード: 孤立波, 波動境界層, 乱流構造, 底面摩擦

1. はじめに

海岸工学の分野では、波動運動に伴う往復運動を便宜的 にU字管内の正弦振動流に置き換えて実験的検討を行う ことがある(例えば、Hino et al.¹⁾, Jensen et al.²). これま で、このような実験装置を用いることにより、波動下の底 面摩擦係数や波による漂砂機構などに関する多くの優れ た研究がなされ、その成果が海浜変形モデルなどに組み込 まれてきた.

このように波動水槽に代わって振動流装置を用いる理 由は、①実験室規模の造波水路に形成される波動境界層厚 さが数mm 程度と非常に薄いため、底面近傍で詳細な測定 が困難であること、②造波水路では高レイノルズ数の乱流 を発生させることが困難であること、などの理由による。 管内振動流装置を用いた場合には、振動周期の増加に伴い 境界層厚が厚くなり、また現象もこれに応じて緩慢なもの となるために測定も行い易い.この様な背景から、これま でU字管振動流装置を用いて多くの水理実験がなされて 来た.しかし、現在までに行われたこの種の実験において は、U字管内の流れが基本的に自由振動であり、正弦振動 から大きく離れた流体運動を生起させることが困難であ ることによる.

波動水槽に代わって振動流装置を初めて採用したのは Lundgren and Sorenson³⁾である.その後,このU字管振動流 装置はJonsson⁴の実験に用いられ、乱流波動境界層に関す る先駆的な実験が行われた.その後、U字管タイプの他に、 Brebner and Riedel⁹に見られる様な閉鎖管路タイプの振動 流装置も開発されている.一方、田中ら⁹はクノイド波に よる底面境界層を模擬するための振動流発生装置を提案 している.しかし、King et al.⁹のレビューにもあるように、 現在までに行われたこの種の実験においては、正弦的な振 動流を扱ったものがほとんどである.浅水域の波動の特徴 を反映した非対称振動流による実験はきわめてわずかで ある. 今後、漂砂量則や抵抗則など、非線形波動に関わる 諸現象の予測精度向上ためには、波の非線形性を加味した 非対称振動流による各種実験データの蓄積が望まれる.

非線形波動理論のうち、孤立波理論は浅水域の波動運動 を表現する理論として用いられることが多い、また、津波 に伴う流体運動の記述に使用されることも多い、静水域に 入射する単一波が引き起こす底面境界層は、正弦波などの 周期的な波動によるそれと大きく異なるものと考えられ る. 今後、津波による底質輸送・地形変化を精度良く予測 するためには、孤立波動下における乱流構造の解明が強く 望まれる. しかし、このような現象を扱った実験はほとん ど見られない、近年、Liu et al.⁸⁾ は孤立波動下における底 面境界層について詳細な実験を行っているが、実験室の造 波水路を使用しているために、高レイノルズ数の実験条件 を設定することは出来ず、層流条件に限定されている.

^{*} 東北大学大学院助手工学研究科土木工学専攻(〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)



(b) 実験装置全体図



そこで、本研究では簡単な仕組みによる孤立波動下の乱 流底面境界層流れの発生装置の原理を提案し、その振動流 特性と孤立波理論のそれとの関係を調べた.また、装置で 設定する特性量と発生する振動流特性との関係を定式化 した.さらに、この原理に従って実際に振動流発生装置を 試作し、レーザー流速計を用いた水理実験によりその基本 性能を調べ、高レイノルズ数の流れが生じていることを確 認した.また、乱流モデルを用いた数値計算を行い、水理 実験結果との比較を行い、提案された実験装置の有効性を 確認した.

2. 振動流発生装置の原理と実験方法

孤立波は文字通り単一波であるが、厳密に孤立波を造波 させる実験方法では、アンサンブル平均流速・乱れ強度な どを求めるために多大な時間を必要とし、乱流計測に困難 を伴う.そこで、本研究では、実験上の利便性を考慮し、 周期的な繰り返し運動として生起させる実験手法を検討 した.ただし、実質的に孤立的な波動運動であるために、 個々の波動の間には流速がゼロとなる時間が十分に長く 継続し、先行する波動による流体運動・乱れが十分に減衰 する様に配慮した.

本研究において使用された実験装置を図-1 に示した. 図示したように,装置は矩形断面の管路部分と下流端の開 閉装置からなっている.管路上端部はヘッドタンクに接続 されている.下流端に設置されたゲートを任意の周期で開 閉することにより,孤立波を模擬する底面境界層を管路内 に発生させることが出来る.流速計測にはレーザー流速計 を使用し,管路底面から鉛直方向の 17 点において,各々 サンプリング間隔 1/100sec で 30 波測定した.得られたデ ータからアンサンブル平均を求めることにより,1周期内 の流速分布,乱れ強度を得た.

ここで提案した実験手法の基本的な装置の構造は、筆者 らの前報(小西ら⁹)に類似しているが、後述するように 下流端のゲート開閉機構を改善しており、より孤立波動に 近い流れ場を発生させることが出来るとともに、装置で設 定された特性量と、管内に発生する流速波形との関係に関 して定式化がなされた. ゲートの開閉方法は、減速機に接続された回転するカム 板により、アクリルゲート板が連結している直線移動部を 上下させ、ゲートを規則的に開閉するものである.これに より、ゲートの開度が変化し、流速が周期的に変動する. カム板は半円と楕円の半分を接合させた形状である.著者 らによる前報⁹ではこのゲートの開閉が正弦的であったた め、孤立波状の波形の立ち上がりが急激であった.また、 個々の波の間隔が短かったために、先行波の乱れが完全に は減衰せず、また、境界層より外側の流速は勾配をもち、 不完全な部分があった.これに対して、本研究の手法では、 後述するように境界層外縁の流速が速度勾配を持たず、鉛 直方向に一様な分布を有している.

図ー1(a)のようなカムの動作により生じる開閉装置の運動について容易に定式化を行うことが出来る.まず,カム 楕円部の長軸が図ー1(a)の様に鉛直上向きの位置にある時 刻を $\leftarrow 0$ とし、時間の原点とする.この時,アクリルゲー トの開度は最大となり、管内の流速値も最大値をとる.そ の後、カムの回転に伴いゲート開度が徐々に減少し、 $\alpha \leftarrow \pi/2$ でゲートが全閉するものとする.その後、 $\pi/2 \leq \alpha t \leq 3\pi/2$ ではゲートに連結されたカムは半円弧部となるため、 ゲートは上下に運動しない.このため、ゲートは閉じたま まであり、この位相における管内流速はゼロである.これ より、管内に発生する振動流速 U について次式を導くこ とが出来る.

• $-\pi/2 \leq \omega t \leq \pi/2$ において,

$$\frac{U}{U_c} = \frac{\sqrt{\cos^2 \omega t + b_\star^2 \sin^2 \omega t - b_\star}}{1 - b_\star} \tag{1}$$

・ $-3\pi/2 < \omega t < -\pi/2$, $\pi/2 < \omega t < 3\pi/2$ において,

$$\frac{U}{U_c} = 0 \tag{2}$$

ここで、 $U_c: \alpha = 0$ における管内流速の最大値、 $\alpha:$ カムの 回転角振動数、t:時間である.また、式(1)右辺において $b_* = b/a$ であり、a, b:カムの楕円部の短軸長さおよび長 軸長さである.この比 b^* を変化させることにより、管内 に発生する振動流速波形を変化させることが出来る.式(1) から得られる流速波形の一例を図-2に示した.一方、前 報⁹において提案した実験装置では図-1における下流端 ゲートの開閉を正弦的に制御していた.このため、閉管路 内に生じる流速波形も正弦波形である.図-2によれば、 正弦波形は孤立波の理論による流速変動に比べ、立ち上が り部での速度の変化が急激であることがわかる.一方、式 (1)、(2)にもとづく本研究のシステムではこの点が改善さ れており、より孤立波の理論波形に近い流速変動となって いる.

3. 実験結果

3.1 発生装置の作動特性

実験は表-1 に示した条件のもとに行われた. ここで, 表中のレイノルズ数は,正弦振動流を参考に次式で定義される.

$$RE = \frac{U_c^2}{v\omega}$$
(3)

ここで, *v*: 流体の動粘性係数である.また,カムの楕円 部の長軸,短軸はそれぞれ 16cm, 10cm であり,式(1)に含 まれる係数 *b**は *b**=1.6 である.



図-2 式(1), (2)による流速波形



図-3 実験により得られた境界層外縁流速と理論との比較

表一1 実験条件		
T(s)	$U_c(cm/s)$	RE
16.48	27.0	1.91×10 ⁵

図-3上段は実験により得られた境界層外縁での流速の 変動を示している.図-3上段には、式(1)、式(2)により得 られる計算値、さらには、次式の孤立波理論による流速変 動も示した.

$$U = U_c \sec h^2(ct) \tag{4}$$

ここで, c: 定数である.また,図-3の下段には,実験により得られたゲートの開度 z_d (水路末端開口部の高さ)示している.

図より,今回作成した装置による流速波形は式(1)の理論 値に近いものであることが分かる.また,実験結果は孤立 波理論の流速波形を良好に近似している.ただし,細部ま で見ると,幾分の差違が見られる.図-3下段に示したゲ ートの開度の実験結果によれば,波形はピークをはさんで 幾分非対称である.また,減速時にゲートが閉じる際に幾 分不具合が見られる.すなわち,微小な一定の開度が数秒 間続き,その後,ゲートが全閉している.図-3上段に示 した流速波形はこのようなゲート開閉の動きを反映した ものになっていることが確認される.これらの点に関して は,今後さらに装置の改良を行う必要がある.

3.2 流速分布

図-4はアンサンブル平均された位相毎の流速の鉛直分

布を示している. 図中において縦軸の z_hは後述する数値計 算の上方境界の高さを表す. 上段には各位相の定義を示し ており, それぞれの時刻での流速分布を下段に示している. 図によれば, 流れは底面近傍で対数則に従い, 乱流に到っ ていることが確認される. 外縁流速と底面付近の流速では 最大流速の発生に位相のずれが生じている. また, 外縁流 速がゼロに漸近する付近では, 底面近傍において振動流特 有の位相の進みにより負の流速が見られる. このように, 境界層外縁においては常に正流速であるにもかかわらず, 境界層の内部には負の流速値が現れることはきわめて興 味深い現象である.

図中の実線は Menter¹¹⁾による Baseline(BSL)モデルによ る計算値を示している. Suntoyo et al.¹²⁾らの研究より,各種 乱流モデルを用いたクノイド波底面境界層の数値計算に おいて,BSLモデルを用いた数値実験の精度が一番高いと いう結果が得られている.そこで,本研究においては同モ デルを用いて数値計算を行った.

BSL $k\omega$ 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、Wilcox¹³⁾の $k\omega$ モデルを保ちながら、境界層外においては $k\varepsilon$ 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Wilcox¹³⁾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 and Launder¹⁴⁾の $k\varepsilon$ モデルによる値へと変化し、境界層外では完全に $k\varepsilon$ モデルによる値になる。

Wilcox による k-ω モデルにおける乱れエネルギーkの輸送方程式,エネルギーの比散逸率ωの輸送方程式は以下の式(5), (6)のようになる.





$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(v + v_t \sigma_{k\omega_1} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta^* \omega k$$
(5)

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(v + v_t \sigma_{\omega_1} \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} + \gamma_1 \frac{\omega}{k} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta_1 \omega^2$$

(6)

また, $k \in \pi$ 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, エネルギーの比散逸率 ω の方程式は以下の式(7), (8)のようになる.

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(v + v_t \sigma_{k\omega_2} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta^* \omega k$$
(7)

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(v + v_t \sigma_{\omega_2} \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} + \gamma_2 \frac{\omega}{k} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta_2 \omega^2 + 2\sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z}$$
(8)

ここで、 σ_{ko2} , σ_{o2} , β_{c} , β_{c} は変換された $k \in \epsilon$ 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,エネルギーの比散逸率ωの方程式, 渦動粘性係数 ν₁の支配方程式は式(9)~(10)のようになる.

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\nu + \nu_i \sigma_{k\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + \nu_i \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta^* \omega k \qquad (9)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\nu + \nu_t \sigma_\omega \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} + \gamma \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \beta \omega^2 + 2 \left(1 - F_1 \right) \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z}$$
(10)

$$v_t = \frac{k}{\omega} \tag{11}$$

 F_I 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、 0 へと近づいていく.

また, BSL モデルのモデル定数 $\Psi(\sigma_{k\omega}, \sigma_{\omega}, \gamma, \beta)$ は *k*- ω モデルにおけるモデル定数 $\Psi_1(\sigma_{k\omega}, \sigma_{\omega}, \gamma, \beta)$ と *k*- ε モデルにおけるモデル定数 $\Psi_2(\sigma_{k\omega}, \sigma_{\omega}, \gamma, \beta)$, から混 合関数*F*₁を用いて以下の式(12)のように定められる.

$$\psi = F_1 \psi_1 + (1 - F_1) \psi_2 \tag{12}$$

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.

数値計算方法としては、既往の研究^{9,12,15,16}にならい、 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,一周期あたりの時間ステップは7200とした.境界層方程式中の圧力勾配に,実験から得られた境界層外縁流速の時間微分を代入して,再現計算を実施した.

図-4 中の実線は BSL モデルによる計算値を表している. 乱流モデルによる計算値と実験値とは全体として良好な一致を示している. しかし,減速終端位相では実験値の 先走り現象が顕著で,この点についてはさらに検討が必要である.

3.3 底面せん断力

図-4 に示した流速データから底面せん断力 τ_0 を求めた.ここでは、実測された速度分布に対数則を当てはめ、その速度勾配から底面せん断力 τ_0 を算定した.実験結果を図-5 に示す.境界層外縁流速は常に正の値であるにも関わらず、底面せん断力に負の値が生じていることがわかる.これは、正弦波動下における結果とは大きく異なり、孤立波特有の現象である.実験値は乱流モデルによる値と良好な一致を示している.



図-5 底面せん断力の変化

z(cm)



図-6 乱れ強度の時空間変化

一般に、波動下における底面せん断力は、定常流の算定 式を拡張して、速度の二乗に比例すると仮定して算定する ことが多い(例えば、Kabiling and Sato¹⁷⁾). この算定法 によれば、波動下における底面せん断力の正負は境界層外 流速の正負により決まるので、孤立波のような、境界層外 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、図-5に示された今回の実験によって得られ た底面せん断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、非定常場で多用 されてきた底面せん断応力の算定式は使用できないと結 論づけることが出来る.これは、漂砂量の定式化などにお いて考慮すべき現象である.今後、このような波動境界層 の特性を加味した底面せん断力算定手法の検討が望まれ る.

3.4 乱れ触度

図-6は実験により得られた乱れ強度のコンター図を表 している. 乱れは境界層外縁流速が最大値に至る F4sec から減速域において,管路底面部付近で発達しており,正 弦振動流に見られる現象^{1,2)}に類似した振る舞いをしてい る様子がわかる.また,底面近傍から上層部に向かって乱 れが拡散する様子が捉えられている.一方で,壁面から十 分に離れた箇所の乱れ強度はきわめて低く,期待通りの底 面境界層流れが形成されていることが分かる.

以上のように、本実験装置を用いることにより、乱流構 造に関する詳細な検討を行うことが可能である.近年、Liu et al.⁸⁾により行われた造波水路内での実験によれば、境界 層厚さは lmm 程度であり、また、層流状態の流れしか発 生させることが出来ない.この点で、本研究の様に閉管路 において実験を行うことは有意義である.

今回の実験装置の開発においては、カム形状を与えて、 それに対応する流速波形を導いたが、逆に、流速波形を与 え、それに対応するカム形状を設計することも可能である. このように、今回提案した手法を応用することにより、孤 立波以外にも様々な波動運動での実験が可能であり、拡張 性がきわめて高いと言える.

4. おわりに

- (1) 孤立波による底面境界層を模擬するための振動 流発生装置を開発した.実験装置で使用する楕円 形カムの長軸・短軸と,発生する管内振動流速と の関係を導いた.
- (2) レーザー流速計を用いた水理実験により,想定された流速変動が実験閉管路内に生じていることを確認した.特に,既往の造波水路内での実験と異なり,乱流状態に至っていることが確認された.これまで行われた孤立波底面境界層実験は波動水槽でのものに限定され,このため,層流状態の実験のみであった(Liuetal.⁸).今回提案した手法により,筆者らの知る限り初めての乱流状態の実験がなされた.
- (3) 境界層外縁の流速は常に正であるにも関わらず, 境界層内には位相の進みにより負流速が生じていることが認められた.今後,底質移動量などの検討には、このような孤立波特有の現象を考慮する必要がある.今回提案した実験装置は、このような実験への応用が期待される.

謝辞:本研究に対して日本学術振興会科学研究費(外国人 特別研究員奨励費)の補助を受けた.ここに深く感謝の意 を表します.

参考文献

- Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S.: Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol.75, pp.193-207, 1976.
- 2) Jensen, B. Sumer, B.M. and Fredsøe, J.: Turbulent oscillatory boundary layer at high Reynolds number, Journal

of Fluid Mechanics, Vol. 206, pp. 265-297, 1989.

- Lundgren, H. and Sorenson, T.: A pulsating water tunnel, Proceedings of 6th International Conference on Coastal Engineering, pp.356-358, 1958.
- Jonsson, I.G.: Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proceedings of 10th IAHR Congress, pp.85-92, 1963.
- Brebner, A. and Riedel, P.H.: A new oscillating water tunnel, Journal of Hydraulic Research, Vol.11, No.2, pp.107-121, 1973.
- King, D.B., Powell, J.D. and Seymour, R.J.: A new oscillatory flow tunnel for use in sediment transport experiments, Proceedings of 19th International Conference on Coastal Engineering, pp.1559-1570, 1984.
- 7) 田中 仁・山路弘人・アーマド サナ・首藤伸夫: クノ イド波を模擬する非対称振動流発生装置の提案とそ の基本特性の検討, 土木学会論文集, 第 565 号/II-39, pp.111-118, 1997.
- Liu, P.L.-F., Park, Y.S. and Cowen, E.A.: Boundary layer flow and bed shear stress under a solitary wave, Journal of Fluid Mechanics, Vol.574, pp.449-463, 2007.
- 小西絵里子・Suntoyo・田中 仁・山路弘人: 孤立波底 面境界層に関する研究, 応用力学論文集, 第 10 巻, pp.741-748, 2007.
- Boussinesq, J.: Theorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'um 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.

- Menter, F.R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, pp.1598-1605, 1994.
- 12) Suntoyo, Tanaka, H., Sana, A. and Yamaji, H.: Characteristics of turbulent boundary layer over a rough bed under cnoidal wave motion, Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE, Vol. 50, pp.121-126, 2006.
- Wilcox, D.C.: Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulent models, AIAA Journal Vol.26, No.11, pp.1299-1310, 1988.
- 14) 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.
- 15) 田中 仁・アーマドサナ:低レイノルズ数k-εモデルによる波動境界層の計算,水工学論文集,第38巻, pp.481-486,1994.
- 16) アーマドサナ・田中 仁: 低レイノルズ数 k ε 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巻, pp.779-785,1996.
- 17) 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.

(2008年4月14日 受付)