

前傾化した波動下での底面せん断力算定手法の提案と 漂砂量定式化への応用

ス ト ヨ*・田 中 仁**

これまで正弦波を対象として、底面せん断力特性などに関する多くの研究が行われてきた。現実の波浪は浅海域に伝搬するにつれ前傾化し、従来の正弦波とは異なるせん断力特性を示すものと考えられるが、このような特性を扱った研究例は少ない。このため、波動モデルにより得られる流速場の情報から砂移動量に結び付ける際の底面せん断力評価の精度が明らかになっていない。本研究では、前傾化した波の下での底面せん断力に関する実験的検討を行い、加速度の効果を加味した新たな底面せん断力の計算法を提案した。また、同手法を漂砂量定式化の応用し、旧来の手法による計算値との差違を検討した。

1. はじめに

波動下の底面摩擦力や漂砂量に関する研究の多くは、これまで正弦波を対象として行われてきた（例えば、Fredsoe・Deigaard, 1992）。しかし、現実の波浪は浅海域に伝搬するにつれ前傾化し、正弦波からのずれが顕著になる。波の前傾化に伴い加速度の効果が顕在化し、従来の正弦波とは異なるせん断力特性・漂砂特性を示すものと考えられるが、このような特性を扱った研究例はきわめて少ない。

Schäffer・Svendsen (1986) は前傾化した波動の表現方法として sawtooth 波を提唱した。浅野 (1989) は、やはり sawtooth 波を対象に、層流境界層、乱流境界層の特性を検討した。また、Samad・Tanaka (1998) は sawtooth 波の下での乱流構造に関し $k-\epsilon$ モデルにより解析を行っている。近年、Nielsen (2002) は前傾化した波動の下でのせん断力に対し、主流速の加速度をあらわに含む算定法を提案している。しかし、その理論的根拠は必ずしも明らかでなく、直接的な実験的検証もなされてはいない。ストヨら (2003) は実用に供することが容易な簡便な底面せん断力算定式として、主流速の二乗に比例すると仮定する算定法と、Nielsen (2002) による手法の二つの方法を採用し、実験値との比較によりその精度を検証した。その結果、いずれの方法においても、波形が前傾化するにつれて峰位相における算定精度が低下することが分かっている。

この様に、近年発展のめざましい様々な波動モデルにより得られる流体場の情報から、底面せん断力評価・漂砂量算定を介して地形変化に結びつける過程の精度が明らかになっていない。本研究では、前傾化した波の下での底面せん断力の算定手法を新たに提案する。また、この手法を砂移動量の定式化に応用し、前傾化した波動化における漂砂量式を提案した。

2. 実験データ

(1) 底面せん断力に関する実験

底面せん断力に関する実験では、水に比べて扱いが容易である空気を用いて行った。実験装置は任意波形発生装置と風洞部からなる。流速波形としては、sawtooth 波（のこぎり波）の頂部を滑らかにした波形を与え、これを振動流発生装置に入力している（図-1）。風洞中央部において LDV を用いて、鉛直方向に 20ヶ所で測定し、鉛直分布を得る。データは 1/100 s 間隔で AD 変換を行い、50 波の平均値から平均流速を求めた。実験方法の詳細に関しては、Suntoyo ら (2003)、Suntoyo・Tanaka (2003) を参照されたい。

実験で得られた流速の鉛直分布から、対数分布則を用いて底面せん断力を求めた。

(2) 漂砂量に関する実験

以上の実験データをもとに提案された新しい底面せん断力算定法の応用として、既存の実験データを使用して、漂砂量の定式化を行った。漂砂量データとしては、高地ら (2002) による振動流装置を用いたシートフロー漂砂に関する実験値を使用した。振動流実験における流速波形は、第一次近似のクノイド波理論の流速波形を加速度波形とみなし、これを時間積分することにより得られるものを用いている。

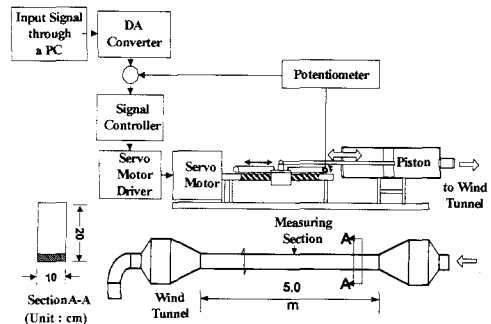
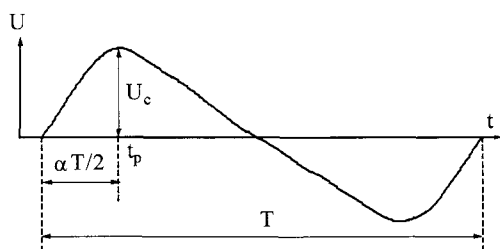


図-1 実験装置の概要

* 学生会員 M.Eng. 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻

** 正 会 員 工 博 東北大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻

図-2 流速波形の前傾度 α の定義

ここで、以下の議論で用いる波形の前傾度 α の定義を図-2に示す。高地ら (2002) による実験においてはこの α の値を 0.453, 0.40, 0.32 の 3 種に変化させ、さらに主流速最大値、底質粒径、周期を変化させて実験を行っている。一方向流を共存させた実験も行っているが、本研究では振動流のみのケースを対象としている。

3. 底面せん断力の算定法

(1) Method 1 による結果

まず、佐藤・Kabiling (1993) と同様に、底面せん断力が主流速 $U(t)$ の二乗に比例すると仮定する手法を採用した。

Method 1:

$$\tau_b(t) = \frac{1}{2} \rho f_w U(t) |U(t)| \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 τ_b : 底面せん断力, t : 時間, ρ : 流体密度であり、摩擦係数 f_w としては Tanaka・Thu (1994) による陽形式の算定式を用いた。

実験との比較を図-3に示す。上段は主流速 $U(t)$, 下段がせん断力である。この手法では、加速期におけるせん断力の急激な立ち上がりを表現していない。

(2) 新しい手法 (Method 2) による結果

以上の結果を受け、新たなせん断力 (摩擦速度) 算定

法として、

Method 2:

$$U^*(t) = \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left\{ U \left(t + \frac{\varphi}{\omega} \right) + \frac{a_c}{\omega} \frac{\partial U(t)}{\partial t} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

を提案する。ここで、 $U^*(t)$: 摩擦速度, φ : 位相差, ω : 角振動数である。右辺第二項は加速度の効果を表現し、 a_c は実験的に定める係数である。なお、Nielsen (2002) も同様に加速度を加味した底面せん断力算定法を提案しているが、すでにストヨラ (2003) が報告したように、この手法による計算値と実験値の間には大きな差違が認められた。

式 (2) では Nielsen (2002) の式形を踏襲し、実験より係数 a_c を波の非対称度の関数として定式化した。まず、実験から得られた摩擦速度をもとに、式 (2) から係数 a_c の逆算を行った。ここで、位相差 φ に関しても Tanaka・Thu (1994) の式を用いた。ただし、図-2に示すようなピークの急激な立ち上がりを加味するために、ゼロアップクロスから波峰のピークまでの時間の 4 倍を周期と見なし、Tanaka・Thu (1994) の正弦波に対する算定式を適用した。

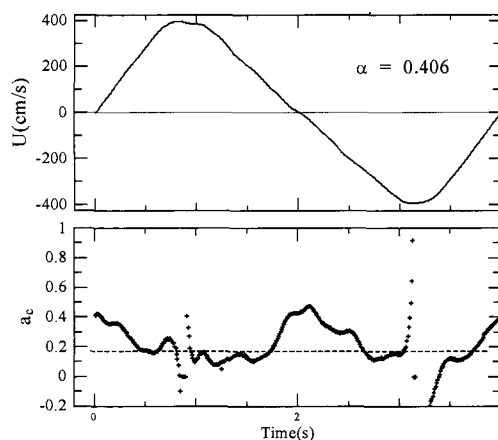
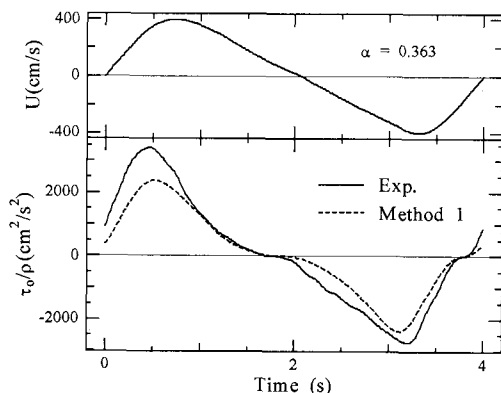
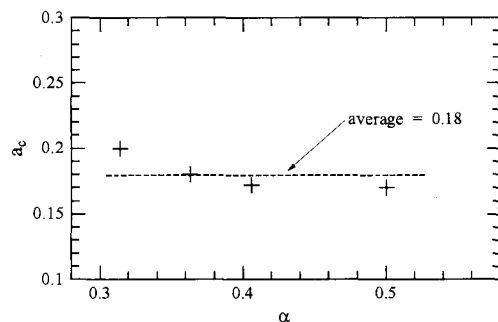
図-4 係数 a_c の算定例

図-3 式 (1) によるせん断力

図-5 係数 a_c と α との関係

このようにして逆算された各位相毎の係数 a_c の変化の例を図-4 に示す。一周期内で変動があるものの、比較的安定した値を示す位相区間において平均を施した。

このようにして得られた係数 a_c を α の関数としてプロットした結果が図-5 である。 α への依存は明瞭ではなく、ここでは以下のように一定値とする。

$$a_c = 0.18 \dots\dots\dots (3)$$

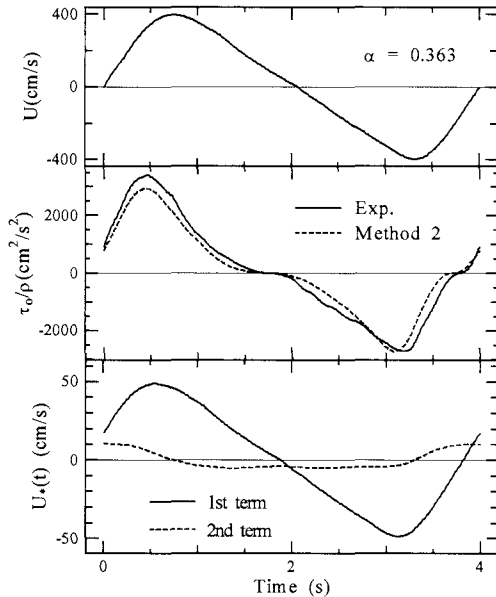


図-6 流速波形と式(2)によるせん断力 ($\alpha=0.363$)

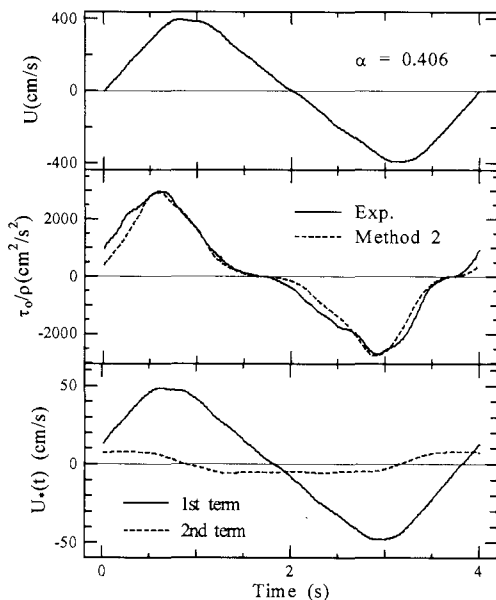


図-7 流速波形と式(2)によるせん断力 ($\alpha=0.406$)

図-6 中段は以上の手法による計算結果と実験との比較である。なお、最上段は境界層外縁での速度の変化を表す。先の手法に比べ精度が向上している。最下段は式(2)右辺の第一項、第二項の位相変化を示す。第二項の加速度に起因する項が有意な大きさを有していることが確認される。

異なる前傾度 α に対するケースについて同様な比較を行った結果を図-7 に示す。やはり、加速度が大きな値を有する位相において、式(2)の第二項が無視できない大きさをもっている。

4. 漂砂量定式化への応用

本節においては、前節において提案された底面せん断力算定式を、高地ら(2002)による前傾化した波動下のデータに当てはめ、漂砂量の定式化を行う。

まず、シートフロー漂砂量の瞬時値 $q(t)$ をシールズ数 $\tau^*(t)$ の関数として次式のように表現する。

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \frac{q(t)}{\sqrt{(\rho_s/\rho-1)gd^3}} \\ &= A \operatorname{sign}\{\tau^*(t)\} |\tau^*(t)|^{0.5} [|\tau^*(t)| - \tau_{cr}^*] \end{aligned} \dots\dots\dots (3)$$

と表現する。ここで、 ρ_s : 底質密度、 g : 重力加速度、 d : 底質粒径、 A : 係数、 sign は括弧内の関数の符号を意味し、また、 τ_{cr}^* は移動限界シールズ数であり、著者の一人により提案されている次式(Tanaka・To, 1995)を用いて算定した。

$$\tau_{cr}^* = 0.055\{1 - \exp(-0.09S_*^{0.58})\} + 0.09S_*^{-0.72} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 S_* は無次元化された粒径であり、次式により定義される。

$$S_* = \frac{\sqrt{(\rho_s/\rho-1)gd^3}}{4\nu} \dots\dots\dots (5)$$

式(3)により、一周期内で平均した net の漂砂量は次式である。

$$\Phi = AF \dots\dots\dots (6)$$

ここで、

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T \operatorname{sign}\{\tau^*(t)\} |\tau^*(t)|^{0.5} [|\tau^*(t)| - \tau_{cr}^*] dt \dots\dots\dots (7)$$

と表され、式(7)の積分は $|\tau^*(t)| > \tau_{cr}^*$ の位相において行うものとし、 $|\tau^*(t)| < \tau_{cr}^*$ の位相に関しては被積分関数をゼロとする。なお、式(1)、(2)において流速 $U(t)$ の計算に際しては、高地ら(2002)の前述の手法と同様に、第一次近似クノイド波の流速波形を利用した方法によった。

まず、上記 Method 1 により 1 周期平均したせん断力関数 F を求め、無次元漂砂量 Φ との関係調べた。先の

Method 1 による底面せん断力算定結果を式 (7) に代入した結果が図-8 の□印の様である。Method 1 では、峰位相・谷位相で完全に対象せん断力変動となるため、一周期での積分値 F がゼロとなり、net の漂砂量を説明することが出来ない。

次に、新しく提案された上記 Method 2 により得られる F と漂砂量との関係を図-8 に○印と●印で示す。この算定手法においては、式 (2) のように加速度の効果をあらわに含む式であるため、谷・峰位相の間でせん断力が非対称であり、これにより、式 (7) で定義される積分値 F がゼロとならない。このため、図-8 に見られるような関係が得られる。また、漂砂量 Q と F との間には良好な線形関係が見られる。これより、式 (3)、式 (6) における定数 A として 360 との結果を得た。

図-9 は流速最大値 $U_{\max}$ の増加に伴う漂砂量の変化について、実験値と計算値との比較を行ったものである。幾分ばらつきはあるものの、両者は良好な一致を示している。特に、実験値に見られる、前傾度の増加 (α の減少)

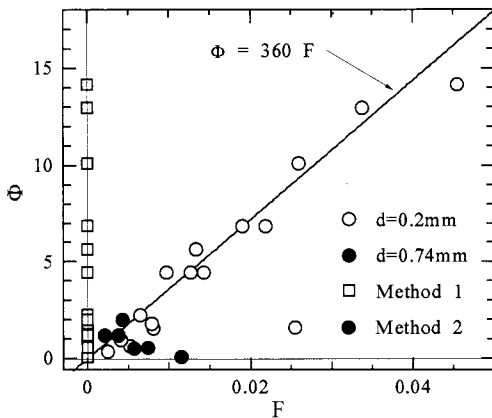


図-8 漂砂量の定式化

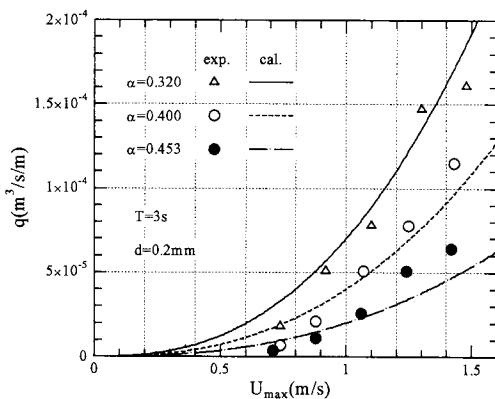


図-9 漂砂量の定式化

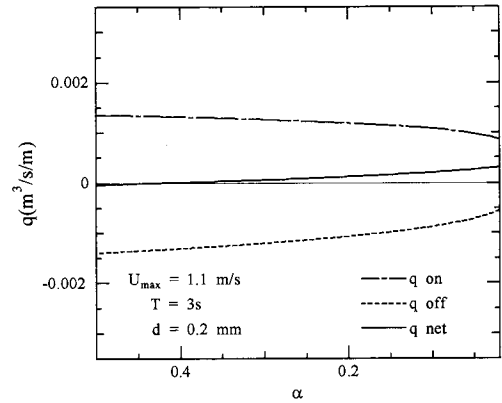


図-10 α の増加に伴う漂砂量の変化

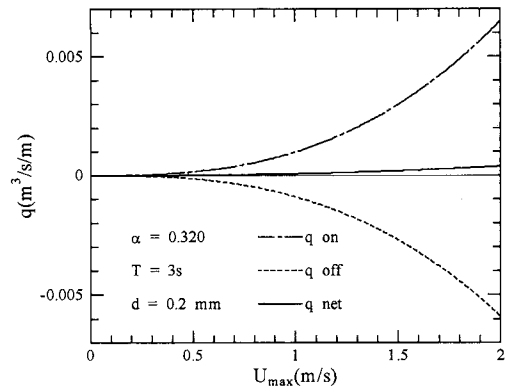


図-11 流速の増加に伴う漂砂量の変化

に伴う漂砂量の増加傾向を良好に捉えていることが確認される。

図-10、図-11 は式 (3) に基づき岸向きの、沖向きの漂砂量 (添え字 on, off) を別々に算定し、さらに両者の差により正味 (添え字 net) の漂砂量を計算したものである。ただし、図-10 では計算条件 ($U_{\max}$, T , d) を図中に示した値に固定して、 α のみを変化させた。図-10 においては横軸に α を取り、前傾化の増加に伴う変化を示した。 $\alpha=0.500$ で主流波形は前傾化しておらず、岸向き漂砂量と沖向き漂砂量が等しい。このため、net の漂砂量はゼロである。前傾度が顕著になるに従って、岸向き・沖向きの間でその差が顕著となり、これに伴い net の漂砂量が増加する。

一方、図-11 は $\alpha=0.320$ に固定し、 $U_{\max}$ を変化させたものである。岸向き漂砂、沖向き漂砂の差は α を変化させた図-10 ほどは顕著でないものの、 $U_{\max}$ の増加に伴い、わずかながら net の漂砂量が増加している。

5. おわりに

本研究においては、前傾化した波動における底面せん断力特性に関して検討を行った。ここで得られた主要な結論は以下のとおりである。

(1) 簡便な底面せん断力算定式として、加速度の効果を含む式(2)を提案し、式中の定数を実験的に定めた。

(2) (1)で得られたせん断力算定式を、高地ら(2002)によるシートフローを対象とした漂砂量実験データに適用し、実験式を得た。また、得られた漂砂量式の特徴を検討した。

謝辞：本研究で使用した実験データの取得に当たっては、東北大学大学院・山路弘人技官の助力を得た。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 浅野敏之・栗林賢一・酒井哲郎(1989): 前傾した波の下での底面境界層の解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 6-10.
 高地 潤・佐藤慎司・渡辺 晃(2002): 前傾化した波と流れによるシートフロー漂砂量, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 426-430.
 佐藤慎司・Kabiling, M. (1993): Boussinesq 方程式を用いた波浪・海浜流・海浜変形の数値計算, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 386-390.

- スントヨ・田中 仁・山路弘人(2003): 前傾化した波動下での底面せん断応力変動特性, 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 66-70.
 Fredsøe, J. and R. Deigaard. (1992): *Mechanics of Coastal Sediment Transport*, World Scientific, 369 p.
 Nielsen, P. (2002): Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modeling, *Coastal Engineering*, Vol. 45, pp. 53-60.
 Samad, M. A. and H. Tanaka (1998): Numerical experiment on broken wave bottom boundary layer, *Flow Modeling and Turbulence Measurements VII*, pp. 39-46.
 Schäffer, A. H. and I.A. Svendsen. (1986): Boundary layer flow under skew waves, *Inst. Hydrodynamics and Hydraulic Engineering*, Tech. Univ. Denmark, Progr. Rep., No. 64, pp. 13-33.
 Suntoyo, H. Tanaka and H. Yamaji (2003): Acceleration effect on shear stress in turbulent boundary layer under sawtooth waves, *Annual Journal Hydraulic Engineering, JSCE*, Vol. 47, pp. 811-816.
 Suntoyo and H. Tanaka (2003): Investigation of turbulent bottom boundary layer under sawtooth waves, *Proceedings of 5th International Summer Symposium, JSCE*, pp. 185-188.
 Tanaka, H. and A. Thu. (1994): Full-range equation of friction coefficient and phase difference in a wave-current boundary layer, *Coastal Engineering*, Vol. 22, pp. 237-254.
 Tanaka, H. and D.V. To (1995): Initial motion of sediment under waves and wave-current combined motions, *Coastal Engineering*, Vol. 25, pp. 153-163.