

不規則波動下における底面せん断力の算定手法に関する研究

Estimating Instantaneous Turbulent Bottom Shear Stress
under Irregular Waves

鈴木 健*・ムスタファ アタウス サマド**・山路弘人***・田中 仁****

Takeshi SUZUKI, Mustafa Ataus SAMAD, Hiroto YAMAJI and Hitoshi TANAKA

*学生員 東北大学大学院博士前期課程 工学研究科 土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

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

***正会員 東北大学大学院教務職員 工学研究科 土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

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

A method has been proposed to compute instantaneous turbulent bottom shear stress from the variation in free stream velocity under irregular waves for plane bed condition. Instantaneous free stream velocity and a modified relationship for turbulent wave friction factor have been introduced as the basis for the correlation with bottom shear stress. Instantaneous bottom shear stress computed by the proposed method has been compared with experimental data. Proposed method presents a good agreement and has been found to be very convenient to use from the viewpoint of practical application.

Key Words : *irregular waves, spectrum, bottom shear stress, free stream velocity, turbulence*

1. はじめに

浅い海域において、波は海浜地形と相互に干渉し合う。すなわち、波は浅水変形や屈折などの影響を受ける一方で、底質移動という形で底面に影響を及ぼす。底質移動は、海底面近傍の境界層内での流体運動によって引き起こされる。このため、波動底面境界層の特性に関してこれまでに多くの研究がなされてきた。初期の実験的研究は主に平均流特性や摩擦関数に関するものであった。しかし、その研究のほとんどは主流が正弦的に変動する振動流境界層を対象としたものであった。

このような実験的研究の他に、振動流下での境界層の振る舞いを数値モデルにより求める試みもなされている。これらのモデルは主に線形境界層方程式と乱流モデルとを結びつけたものである。Spalart and Baldwin¹⁾は正弦波動下の境界層を計算するために、ナビエーストークス方程式の直接数値シミュレーション (DNS) を行っているが、数値モデルの中では、二方程式 $k-\varepsilon$ モデルが最も一般的である。 $k-\varepsilon$ モデルはもともと、一方向流れにおいて提案されたものであったが、振動流においても良好な結果を与えることが確認されている。Sana and Tanaka²⁾は幾つかのバージョンの $k-\varepsilon$ モデルに関して適用性を試し、広い範囲のレイノルズ数をカバーする実験値・DNS データとの比較を行った。その結果、試されたモデルの中で、Jones and Launder³⁾によるオリジナル低レイノルズ数モデルが予測に関して、もっとも優

れていることがわかった。

不規則波の下での底質移動の定式化のためには、実用的な計算方法を確立する必要がある。これまで、正弦波以外の振動流に関しては、非線形波を模擬した非対称振動流の研究があるものの、不規則波動下の現象についてなされた研究はほとんど存在しない。数少ない研究例の中で、Simons et al.⁴⁾は不規則波動下の底面せん断力時間変化を測定し、この実験から底面せん断力時系列に関する有益な情報が得られた。また、Madsen et al.⁵⁾は線形境界層方程式に基づき、不規則波下での底面摩擦力によるエネルギー消散を求めるモデルを提案した。これらの研究はすべて不規則波境界層における代表値を求めるといった目的のもとに行われている。近年、Samad and Tanaka⁶⁾は低レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデルを用いて不規則波底面境界層特性の時間変化を研究し、遷移近傍のレイノルズ数において層流と乱流の混在が見られるなどの興味深い結果を得ている。

Samad and Tanaka⁶⁾と同様な乱流モデルを用いることにより、底面せん断力や乱流変動の時系列を求めることができる。しかし、計算効率を考えた場合、このような乱流モデルによる算定法は実用的な方法であるとは言えない。与えられた主流速波形から簡便に底面せん断力を計算できれば、実務上きわめて有用である。

不規則振動流下での底面せん断力の簡単な計算法として、Hasselmann and Collins⁷⁾、Kabiling and Sato⁸⁾

⁸⁾によるものがあり、底面せん断力は波動摩擦係数を用いて主流速の時系列から求められると仮定した。しかしながら、この計算法に関する精度の評価はなされていない。この理由の1つとして不規則波底面せん断力の実験や計算のデータの不足が挙げられる。

本論文では、 $k-\varepsilon$ モデルの計算結果から得られる乱流滑面底面せん断力と不規則主流流速変動との間の相関関係を検討するために、詳細なクロススペクトル解析を行った。そして、それに基づいて底面せん断力の計算方法を提案した。さらに、乱流位相差を考慮することにより、主流流速波形から底面せん断力を予測する同手法の精度が向上することが分かった。最後に、実験データとの比較を通じて本手法の妥当性を検討した。

2. 計算方法と実験概要

2. 1 不規則波主流流速波形の作成方法

本研究では、表面波形のスペクトル $S_\eta(f)$ として Bretschneider・光易型の次式を用いた。

$$S_\eta(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp\{-1.03(T_{1/3} f)^{-4}\} \quad (1)$$

ここで、 $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ はそれぞれ有義波高、有義波周期であり、 f は周波数である。さらに、微小振幅波理論による応答関数 $H_U(f)$ を用いることにより底面流速 U のスペクトル $S_U(f)$ は次式で表される。

$$S_U(f) = H_U^2(f) S_\eta(f) = \left(\frac{\omega}{\sinh kh} \right)^2 S_\eta(f) \quad (2)$$

ここで、 ω は角振動数、 k は波数、 h は水深である。この式から、以下の式(3)を用いて離散化された周波数成分に対しそれぞれの振幅を求め、式(4)により流速の時系列を求めることが出来る。

$$A_{U_i} = 2\sqrt{S_U(f)\Delta f_i} \quad (3)$$

$$U(t) = \sum_i A_{U_i} \cos(2\pi f_i t + \phi_i) \quad (4)$$

ここで、 $U(t)$ は境界層外縁流速であり、 A_{U_i} は成分波流速の振幅、 f_i は成分波の周波数、 ϕ_i は位相差、 Δf_i は連続した成分波の周波数の増分、 t は時間を示す。

2. 2 $k-\varepsilon$ モデルによる計算法

線形境界層方程式は底面層流の計算に適用される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (5)$$

ここで u は水平流速であり、 p は圧力、 τ はせん断力、 ρ は流体密度、 x 、 z はそれぞれ流れ方向とそれに垂直な座標である。右辺の圧力項は、式(5)の主流流速の時間微分から求められる。ここで、せん断力は次式のように表

される。

$$\frac{\tau}{\rho} = \nu \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{u'v'} \quad (6)$$

ここで ν は動粘性係数で、 $-\overline{u'v'}$ はレイノルズ応力を示している。乱流せん断力は速度勾配と渦動粘性にもとづいて次式により定義される。

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad (7)$$

ν_t は乱流渦動粘性係数を示し、乱れエネルギー k と消散率 ε から次式で表現できる。

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

ここで C_μ 、 f_μ は Jones and Launder³⁾ によるものをそのまま用いた。

以上の式に加え、次の k と ε に対する輸送方程式を導入することで式系が閉じる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \varepsilon - D \quad (9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} + C_1 f_1 \nu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - C_2 f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + E \quad (10)$$

ここで、 σ_k 、 D 、 σ_ε 、 C_1 、 f_1 、 C_2 、 f_2 、 E はモデルパラメータである。式(5)から式(10)を連立させて解くことにより、不規則波動下での乱流成分や底面せん断力が得られる。

Sana and Tanaka²⁾ の研究によると、Jones and Launder³⁾ のオリジナル低レイノルズ数 $k-\varepsilon$ モデルの精度が優れているとされており、ここではその成果に基づいて同モデルを用いている。数値計算を行うために、支配方程式は無次元の形で表され、さらに解法としては Crank-Nicolson の陰的差分法が用いられた。支配方程式の無次元化において、レイノルズ数の他にストローハル数 S が現れる。ここで $S = U_{1/3} z_h \omega_{1/3}$ 、 $U_{1/3}$ は有義波主流流速、 $\omega_{1/3}$ は有義波周期に関係した角振動数、 z_h は数値計算上の上方境界であり、鉛直座標の規格化に用いられる高さである。

2. 3 無次元パラメータ

不規則波のレイノルズ数は Jonsson⁹⁾ にならない、次のように有義波の緒元を用いて表される。

$$RE_{1/3} = \frac{U_{1/3}^2}{\nu \omega_{1/3}} \quad (11)$$

ここで

$$U_{1/3} = \frac{\pi H_{1/3}}{T_{1/3}} \frac{1}{\sinh kh} ; \omega_{1/3} = \frac{2\pi}{T_{1/3}} \quad (12)$$

2. 4 実験方法

実験装置は不規則振動流発生装置と風洞部からなる。駆動部にはサーボモータを使用しており、任意の不規則信号を入力することができる。先に示したように底面流速の時系列を求め、これを振動流発生装置に入力している。12 波程度の不規則波からなる信号を繰り返し入力することにより、流速の位相平均値を求める。風洞は全長 5.0m, 20cm×10cm の矩形断面を有し、その内部は滑面である。レーザードップラー流速計を用いて流速測定を行う。データは 1/100s 間隔で AD 変換を行い、50 波の平均値から位相平均流速を求めた。実験方法の詳細については、サマドラ¹⁰⁾を参照されたい。

この実験では直接底面せん断力を測定することができないため、底面から鉛直方向に 20 カ所において流速測定を行い、流速データから底面せん断力を求めた。底面せん断力を流速分布から求める方法はいくつかあるが、ここでは粘性底層での流速勾配と対数分布則の両方を用い、粘性底層内ではせん断応力分布式のレイノルズ応力項は省略できるので、その流速分布は式(13)に示される。また、乱流域では対数分布則に従い、式(14)で表される。

$$\frac{u(z)}{U_\tau} = \frac{U_\tau z}{\nu} \quad (13)$$

$$\frac{u(z)}{U_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{U_\tau z}{\nu} + A_s \quad (14)$$

ここで、 $U_\tau = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ は摩擦速度、 τ_0 は底面せん断力、 A_s は普遍定数、 κ はカルマン定数である。対数分布式と粘性底層での式を同時に実験値に重ね合わせることで U_τ 、 A_s 、 κ を得、底面せん断力を求めた。ここでは表—1 に示す 2 ケースの実験を行い、計算結果と比較した。

表—1 実験条件

Exp.	$T_{1/3}(s)$	$U_{1/3}(cm/s)$	$Re_{1/3}$
Case 1	3.0	502	8.20×10^5
Case 2	3.0	507	8.06×10^5

3. 計算結果とクロススペクトル解析

3. 1 入力パラメータ

計算を行うために用いる入力パラメータは有義波高、有義波周期、水深、流速が境界層外縁流速と等しくなる規格化のための高さである。入力波は乱流を示すと予想

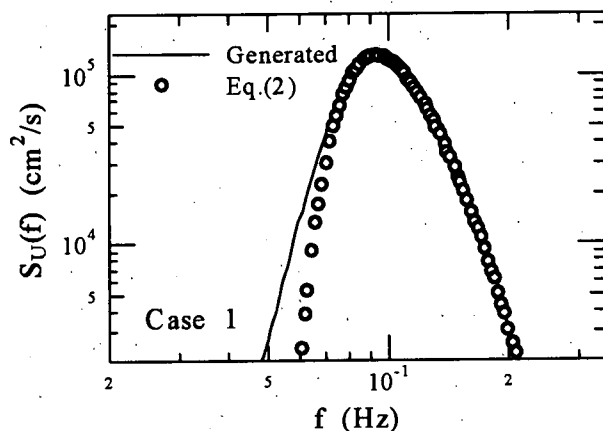
される十分に大きなレイノルズ数になるように設定し、本研究では 4 ケースについて考えた。入力パラメータを表—2 に示した。また、これらとは別に正弦波を対象とした計算を行い、波動摩擦係数、位相差に関する検討により計算の妥当性を判断した。

表—2 入力パラメータ

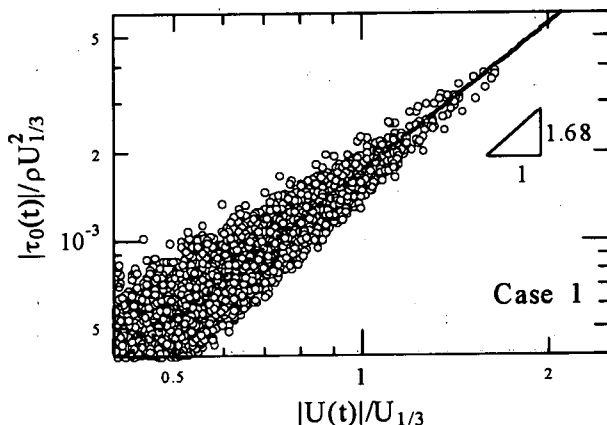
	h cm	z_h cm	$T_{1/3}$ s	$H_{1/3}$ cm	$U_{1/3}$ cm/s	$Re_{1/3}$
Case1	1000	100	10	430	184.0	5.39×10^6
Case2				480	205.3	6.71×10^6
Case3				505	216.1	7.43×10^6
Case4				530	226.7	8.18×10^6

3. 2 不規則主流流速波形の精度

150 波を超える十分に長い流速時系列を発生させた。周波数と位相差にランダムな値を用いて、全部で 250 の成分波から不規則波を作成した。発生させた不規則波の精度は入力スペクトルと照らし合わせてチェックし、図—1 に示した。波エネルギーは 0.05Hz から 0.40Hz の範囲、周期で言えば 2.5s から 20.0s の範囲に集中して見られ、発生させた流速スペクトルは入力したものと良好な一致を示した。



図—1 流速スペクトルの比較



図—2 底面せん断力の主流流速変化 (Case1)

3. 3 底面せん断力と主流流速のスペクトル特性

乱流の下では底面せん断力と主流流速との間の位相差は実質的に減少する。それゆえ、これまでに位相差を考慮せずに主流流速から直接的に底面せん断力を算定するための方法が提案されてきた（例えば、Hasselman and Collins⁷⁾, Kabling and Sato⁸⁾）。図-2には Case 1 での主流流速と $k-\epsilon$ モデルで計算された底面せん断力の相関が示してある。この図から、両者の間に明瞭な相関関係が認められるが、流速の小さい部分においてその値は広がりを見せており、主流流速と底面せん断力の位相差の重要性が窺える。

底面摩擦により消散する波動エネルギーを求めるための一般的な方法は、波摩擦関数を用いることである。不規則波動下での扱いに関しては、Hasselmann and Collins⁷⁾ が波スペクトルに含まれる成分波から波エネルギー消散に関する理論を示し、その中で Jonsson⁹⁾ と同様な代表速度の二乗に比例する摩擦則を適用した。

本研究においては、主流流速と底面せん断力のより一般的な表現として次式を提案する。

$$\frac{\tau_0(t)}{\rho} \propto U(t)|U(t)|^{n-1} \quad (15)$$

ここで、 $\tau_0(t)$ は時刻 t での底面せん断力、 $U(t)$ は対応する時刻での主流流速、 n は指数である。この式の比例関数と指数については後述する。

式(15)の両辺の関係は、発生させた不規則波流速波形と $k-\epsilon$ モデルより得られる底面せん断力のクロススペクトル解析から調べることができる。

指数 n を変化させて、コヒーレンス、フェイズを計算した。例として、図-3に Case 1 におけるスペクトルが示されている。また、底面せん断力と主流流速の間のコヒーレンスとフェイズの変化の対応を3つの異なる指数 n に対して計算した。結果を図-4に示す。計算されたコヒーレンス・フェイズはわずかながら周波数依存を示すが、ほぼ一定値を示している。そこで、流速の全スペクトルの99%が集中する周波数（図-3参照）を定め、この範囲でのコヒーレンス、フェイズの平均値を求めた。

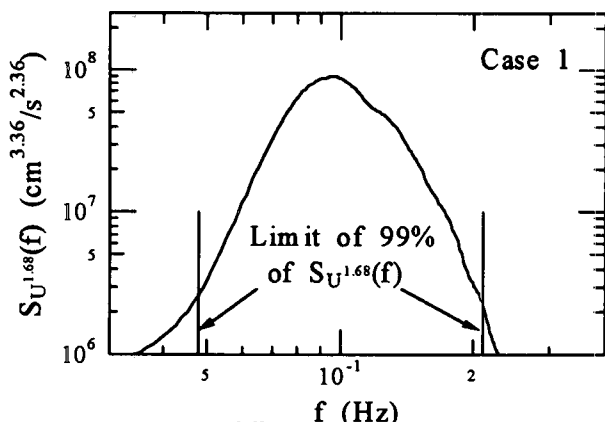


図-3 $U(t)|U(t)|^{0.68}$ のスペクトル密度 (Case 1)

結果を図-5、図-6に示した。図-5から、 $n=1.68$ のときにコヒーレンスの最大値が得られる。つまり、底面せん断力と主流流速の相関は $n=1.68$ のときに最大となる。また、位相差は n による変化は小さく、それゆえ、 $n=1.68$ の結果である $\theta=0.16\text{rad}$ が全てのケースの平均として用いることが出来る。

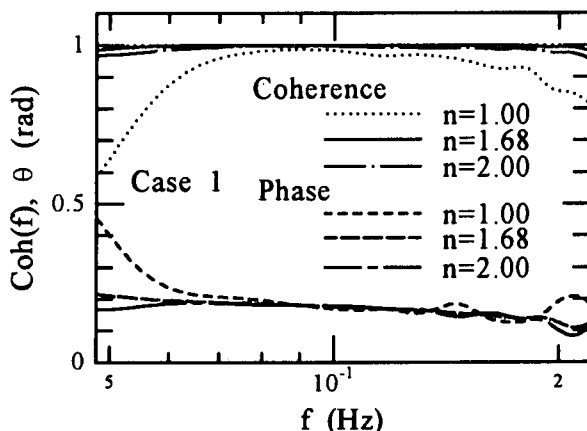


図-4 コヒーレンスと位相差 (Case 1)

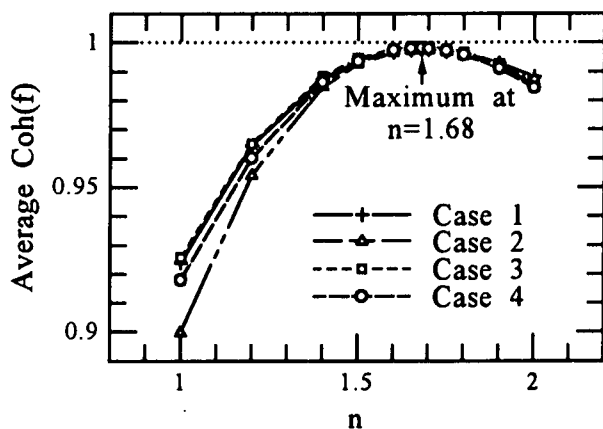


図-5 コヒーレンス平均値の n による変化

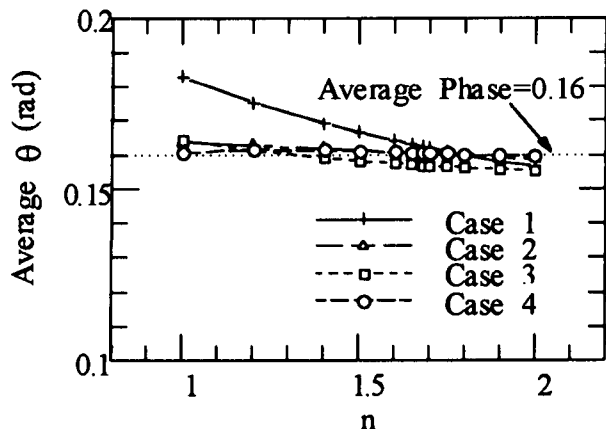


図-6 位相差平均値の n による変化

4. 底面せん断力の算定手法とその精度

4. 1 せん断力算定手法の提案

式(15)において、比例関数を波動摩擦関数 f_w でおきかえると、底面せん断力は次のように表すことができる。

$$\tau_0 = \frac{\rho}{2} f_w(t) U(t) |U(t)| \quad (16)$$

ここで、式(16)で導入された摩擦関数 f_w は時間の関数であるとしている。この点が、主流流速と底面せん断力の最大値にもとづいて定義された Jonsson¹⁰⁾ の式と幾分異なる。

波動下の摩擦関数それ自体は正弦波を対象として、多くの研究者によって広く検討されている。Fredsøe and Deigaard¹¹⁾ は運動量積分方程式をもとに f_w を計算し、次のような式を提案した。

$$f_w = 0.035 \text{Re}^{-0.16} \quad (17)$$

ここでReはJonsson¹⁰⁾により定義されたレイノルズ数である。せん断力の瞬間値を計算しやすいように、新たにレイノルズ数REを次のように定義する。

$$RE = \frac{U(t)^2}{\omega \nu} \quad (18)$$

これを用いて $f_w(t)$ は次のように書ける。

$$f_w(t) = 0.035 RE^{-0.16} \quad (19)$$

これらを式(16)に代入すると、底面せん断力は次のように表すことができる。

$$\tau_0(t) = \frac{\rho}{2} 0.035 (\omega \nu)^{0.16} U(t) |U(t)|^{0.68} \quad (20)$$

以上のように、Fredsøe and Deigaard¹¹⁾ の波摩擦関数を用いて求めた指数と、図-3のクロススペクトルに基づく相関関係から求められる指数が一致している点は大変興味深い。

これより、式(15)で $n=1.68$ とする時、主流流速と底面せん断力の間の応答関数は次のように書くことができる。

$$H_r(f) = \frac{\rho}{2} A (\omega \nu)^{0.16} \quad (21)$$

ここでAは係数である。この結果は、時間の関数である摩擦係数(式(16)参照)の式形 $f_w(t) = A RE^{0.16}$ と類似したものとなっている。一方、係数Aはk-εモデルの結果から応答関数と比較から得ることができ、次のように示される。

$$H_r(f) = \sqrt{\frac{S_r(f)}{S_{U^{1.68}}(f)}} \quad (22)$$

ここで $S_r(f)$ は底面せん断力の密度スペクトルである。式(21)における周波数としては、成分波を用いる方法と有義波周期から求める有義波周波数の両方から考えることができる。(後に、それぞれの手法をMethod 2, Method 3と呼ぶこととする)。式(21)、式(22)から、係数は $A=0.041$ と求まる。k-εモデルとこれらの応答関数の比較は図-7に示され、先に定義された周波数の範囲内で両者ともにk-εモデルとの良好な一致を示している。

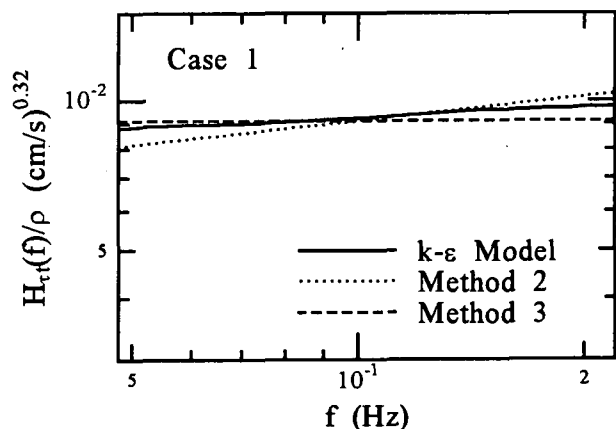


図-7 底面せん断力応答関数の比較 (Case 1)

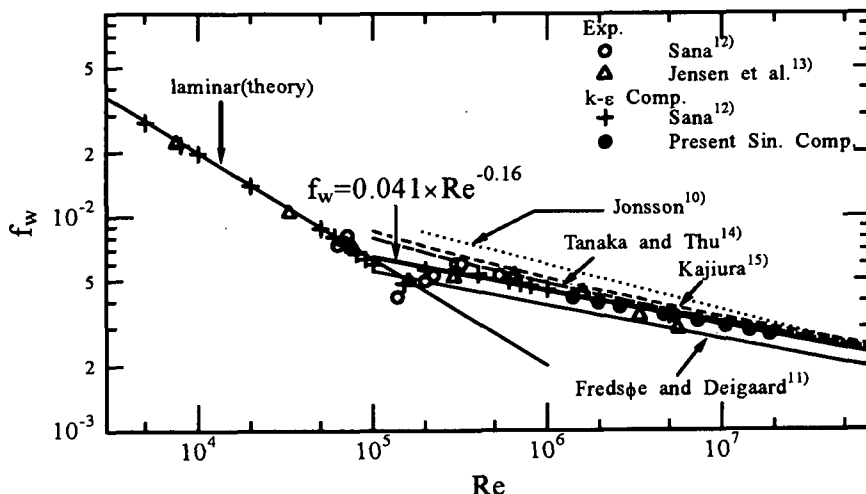


図-8 摩擦関数の既往研究との比較

この様にして得られた係数を用いて波摩擦関数を修正すると次のようになる。

$$f_w(t) = 0.041 Re^{-0.16} \quad (23-a)$$

同様に

$$f_w = 0.041 Re^{-0.16} \quad (23-b)$$

この修正された波動摩擦関数式(23-b)と位相差(図-5)について、これまでに得られた正弦波の実験・計算データとの比較を行った。その結果を、図-8、図-9に示した。図中には、本研究で新たに行われた $k-\varepsilon$

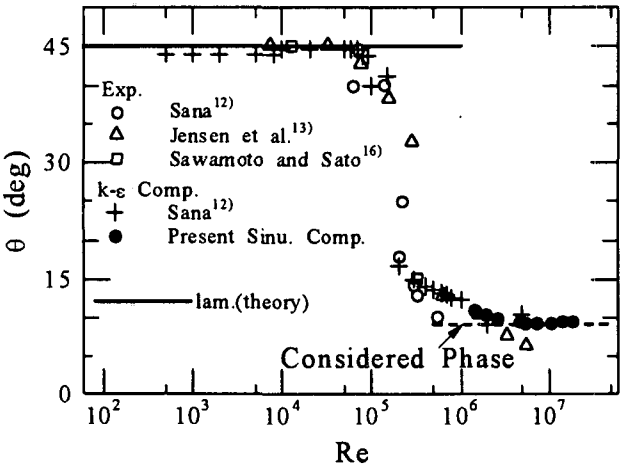


図-9 位相差の既往研究との比較

モデルによる正弦波を対象とした計算結果も示した。図-8によれば、スペクトル解析によって得られた摩擦関数の実験値や計算値は、正弦波に対して提案されている既往の知見と矛盾がない。同様に、図-9によれば、スペクトル解析から得られた平均位相差は、ここで考慮しているレイノルズ数の範囲において正弦波での値と良好な一致を示した。

さて、以上の結果をもとに、不規則波底面せん断力の計算式として次式を提案する。

$$\tau_0 \left(t - \frac{\theta}{\omega} \right) = \frac{\rho}{2} 0.041 (\omega \nu)^{0.16} U(t) |U(t)|^{0.68} \quad (24)$$

この式(24)を用いる際、右辺と左辺の周波数の与え方として二つの方法が考えられる。前述のように、各周波数成分ごとに個々の周波数を用いる方法、もう一つは有義波周期を用いる方法である。また、これらとは別の方法として、式(16)のようにせん断力を速度の二乗に比例するものとし、個々の波の周期・流速最大値をもとに式(24)から正弦波摩擦関数を求める手法も試みた。これを Method 1 とする。この様に、摩擦関数と周波数の選択にもとづいて瞬間の底面せん断力を計算できる3つの方法を適用した。これらの手法を表-3に示した。

表-3 底面せん断力の計算方法

	関係式	備考
Method 1	$\tau_0 \left(t - \frac{\theta}{\omega} \right) = \frac{\rho}{2} f_w U(t) U(t) $ $f_w = 0.041 Re^{-0.16}$ $Re = U_0^2 / \omega \nu$	ω : 個々の波に対する角振動数 U_0 : 個々の波の主流流速最大値
Method 2	$\tau_0 \left(t - \frac{\theta}{\omega} \right) = \frac{\rho}{2} 0.041 (\omega \nu)^{0.16} U(t) U(t) ^{0.68}$	ω : 個々の波に対する角振動数
Method 3	$\tau_0 \left(t - \frac{\theta}{\omega_{1/3}} \right) = \frac{\rho}{2} 0.041 (\omega_{1/3} \nu)^{0.16} U(t) U(t) ^{0.68}$	$\omega_{1/3}$: 有義波に対する角振動数

4. 2 実験との比較

本研究では提案された3つの計算方法の結果を実験による底面せん断力のデータと比較した。結果を図-10、図-11に示した。ここでは表-1に示した2ケースの実験結果について比較、検討を行った。図の下段には3つの手法による計算結果と実験データとの比較を示し、上段には主流流速と各位相の波を正弦振動の半分と見なした時のレイノルズ数(Re_p)を示した。

ここで $Re_p = U_p^2 / (\pi \nu / T_p)$ 、 U_p は峰・谷位相の流速最大値、 T_p は峰・谷位相の継続時間を示す。図中 $Re = 1.5 \times 10^5$ は正弦振動流下での乱流遷移レイノルズ数を示している。下段の図には層流解も示した。

ここで提案された計算方法は完全乱流域において定義されたものである。よって、実験データとの比較を見ると流速の大きい乱流を示す部分においては良好な一致を示している。しかし、流速の小さな部分においては精度が低下する。これは、流れが層流に近くなる

ためと考えられ、事実、層流解との相関が良くなる。この二つの間に相当する遷移域では、実験値は層流解と計算結果の間の値を取っている。また、層流を示すレイノルズ数であっても層流解より計算結果と一致するものもある。これは不規則波に見られる履歴効果により、この部分ではレイノルズ数が小さくても乱流状態にあるためと考えられる。

ここでは2ケースについて計算結果と実験結果の比較を行った。また、位相差を考慮しない Kabilig and Sato⁸⁾ の提案した方法との比較もおこなったが、今回のケースでは位相差が小さいために Method 1 とほぼ同様の結果となった。いずれの方法においても実験結果との良好な一致が見られる。Method 1~3 はそれぞれがほぼ等しい値となるため、図中では重なり合っている。ただし、この中でも Method 3 は位相差を個々

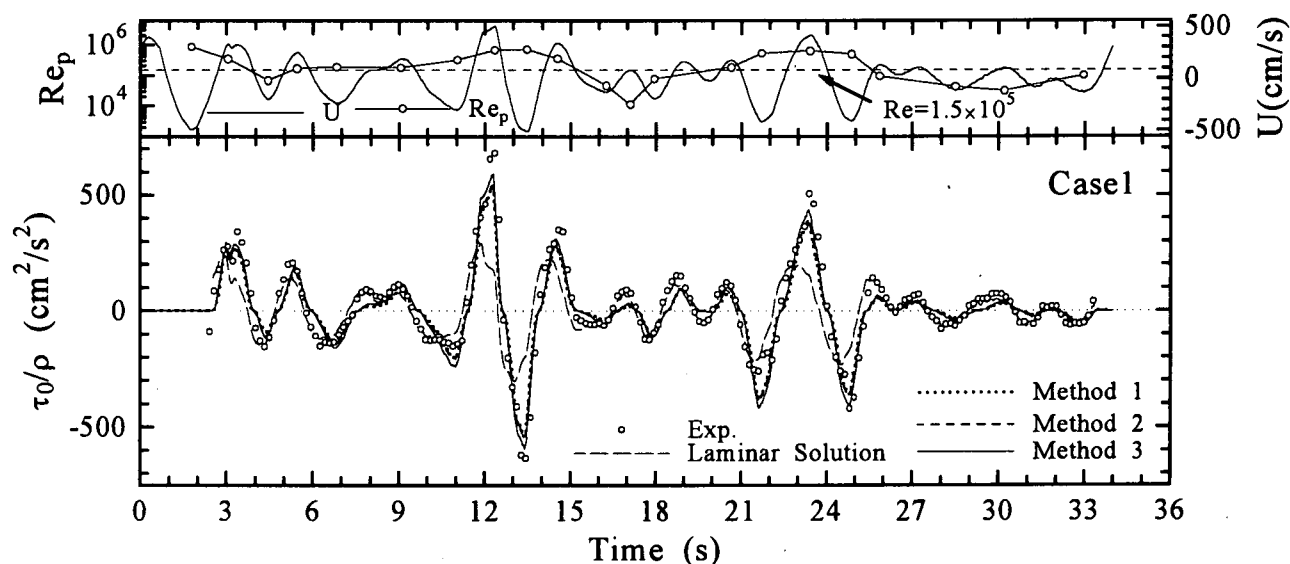
の波によって変化させず、一つの値で統一しているため、時系列中に不連続がでないという点において優れている。

6. 結論

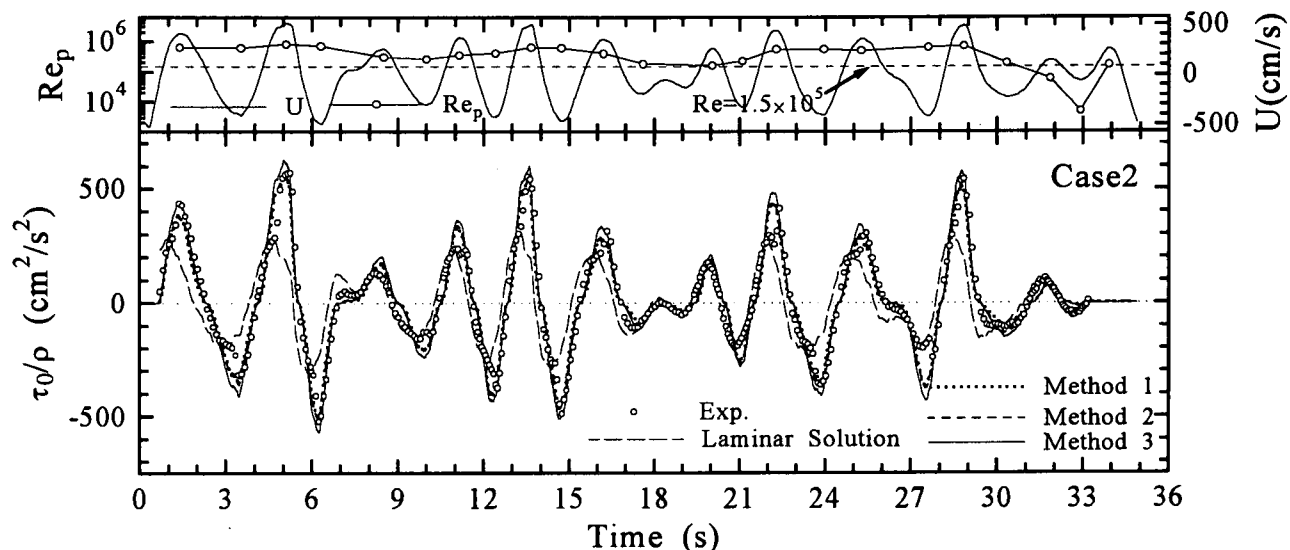
本研究で得られた主要な結論は以下のとおりである。

(1) 滑面における乱流での底面せん断力と主流流速について $k-\varepsilon$ モデル不規則波の詳細なスペクトル解析がなされた。主流流速から不規則波底面せん断力を求めるのに必要となる実用的な関係を得るために、コヒーレンス、フェイズを求めた。得られた指数と係数の相関から、正弦波の摩擦関数と非常に良く一致する摩擦関数を求めることができた。位相差の平均値についても正弦波とほぼ同様な値となった。

(2) 底面せん断力を計算するための3つの方法が提



図—10 計算値と実験値の比較 (Case 1)



図—11 計算値と実験値の比較 (Case 2)

案された。これらの方法による予測は一般に $k-\varepsilon$ モデルの結果と非常に良く一致する。また、底面せん断力の計算において、周波数の選択は予測精度に小さな影響があるだけである。実用的な場で使用するには Method 3 が最も簡便であるといえる。

謝辞 本研究を実施するに際して、スカンジナビア・ニッポン ササカワ財団の補助を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Spalart, P.R. and B.S. Baldwin : Direct simulation of a turbulent oscillatory boundary layer, In: Turbulent Shear Flows 6, Springer Verlag, pp.417-440, 1989.
- 2) Sana, A. and H. Tanaka : The testing of low Reynolds number $k-\varepsilon$ models by DNS data for an oscillatory boundary layer, Flow Modeling and Turbulence Measurement VI, pp.363-370, 1996.
- 3) Jones, W.P. and B.E. Launder : The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.15, pp.301-314, 1972.
- 4) Simons, R.R., T.J. Grass, W.M. Saleh and M.M. Tehrani : Bottom shear stress under random waves with a current superimposed, Proc. 24th Int. Conf. Coastal Eng., pp.565-578, 1994.
- 5) Madsen, O.S., Y.K. Poon and H.C. Graber : Spectral wave attenuation by bottom friction: Theory, Proc. 21st Int. Conf. Coastal Eng., pp.492-504, 1988.
- 6) Samad, M.A. and H. Tanaka : Oscillatory bottom boundary layer under irregular waves, J. App. Mech., JSCE, Vol.1, pp.747-755, 1998.
- 7) Hasselmann, K. and J.I. Collins : Spectral dissipation of finite-depth gravity waves due to turbulent bottom friction, J. Marine Res., Vol.26, pp.1-12, 1968.
- 8) 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.
- 9) Jonsson, I.G. : Wave boundary layers and wave friction factors, Proc. 10th Int. Conf. Coastal Eng., pp.27-148, 1966.
- 10) ムスタファ アタウス サマド・田中 仁・山路弘人 : 不規則波底面境界層の実験, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.21-25, 1999.
- 11) Fredsøe, J. and R. Deigaard : Mechanics of Coastal Sediment Transport, World Scientific, 369p., 1992.
- 12) Sana, A. : Experimental and numerical study on turbulent oscillatory boundary layer, D. Eng. Diss., Tohoku Univ., 176p., 1997.
- 13) Jensen, B.L., B.M. Sumer and J. Fredsøe : Turbulent oscillatory boundary layer at high Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol.206, pp.265-297, 1989.
- 14) Tanaka, H. and A. Thu : Full-range equation of friction coefficient and phase difference in a wave-current boundary layer, Coastal Eng., Vol.22, pp.237-254, 1994.
- 15) Kajiura, K. : A model for the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Vol.45, pp.75-123, 1968.
- 16) Sawamoto, M. and E. Sato : The structure of oscillatory turbulent boundary layer over rough bed, Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol.34, No.1, pp.1-14, 1991.

(2000 年 4 月 21 日 受付)