

砕波点付近における浮遊砂の現地観測

佐藤慎司¹・田中茂信²・野口賢二³・山本幸次⁴

¹正会員 工博 建設省土木研究所主任研究員(〒305 つくば市旭1)

²正会員 工修 建設省土木研究所海岸研究室長

³正会員 建設省土木研究所

⁴正会員 建設省土木研究所

砕波点や沖の底面付近で水粒子速度と浮遊砂濃度を計測した。うねり成分に風浪が重なった条件で取得した1時間の連続記録を解析した結果、浮遊砂濃度の長周期成分は、入射波のエネルギー変動と密接に対応しており、冲向きの浮遊砂輸送に貢献していることがわかった。また、個々の波の前傾度を考慮して底面摩擦力と砂地盤内の間隙水圧変動を評価したところ、個々の波による底質の巻き上げは、直前の波の底面摩擦力との相関が高く、間隙水圧変動との相関は明瞭でなかった。浮遊砂濃度の長周期成分は一次元の拡散方程式を用いたモデルで評価できることがわかった。

Key Words : sand suspension, field investigation, sand transport, pore-water pressure

1. はじめに

波による底質の浮遊は海浜変形を考える上で重要な役割を果たしているため、室内実験や現地計測を通じて研究が進められている。底質の浮遊が発生する機構としては、砂漣近傍で発生する渦の作用(例えば砂村ら¹⁾)、砕波に伴う斜降渦・水平渦の作用(灘岡ら²⁾)、張・砂村³⁾)、地盤内有効応力の減少(鶴谷・惟住⁴⁾)などが考えられるうえ、最近ではシートフロー状態でも流速が反転する位相で突発的な浮遊が生じることも報告されている(Ribberink et al.⁵⁾)。また、浮遊砂の輸送を考える上では、高波の連続による浮遊砂の発生と長周期波による輸送が重要であることも指摘されており(佐藤ら⁶⁾)、この点に注目した現地計測も行なわれている(Hanes⁷⁾)。

底質の浮遊は、波による乱れの強さや底面摩擦力の大きさに強く依存する現象であるため、その解明のためには今後も現地計測を継続していくことが重要である。本研究では、砕波点や外側の浮遊砂の発生機構に注目し、波・流れと浮遊砂濃度の現地観測を実施した。そして、浮遊砂濃度の変動と外力との関係を明らかにすることを目的とした。

2. 観測の概要

観測は、茨城県那珂湊市の阿字が浦観測棧橋を利用して行なった。棧橋はほぼ南北に走る汀線に直角であり、その向きは東から北に8°傾いている。1994年8月24日の12時27分から13時27分までの1時間連続してデータを取得した。観測日当日の天候は晴天で、汀

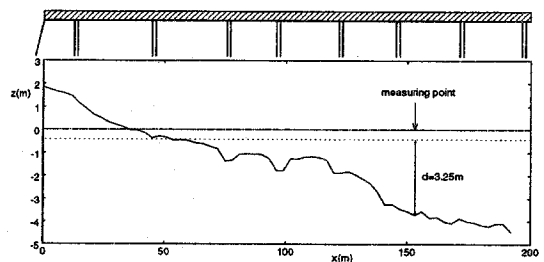


図-1 観測時の断面地形

線付近の地上5mに設置された風速計によると観測時の風速は9.1m/s、風向はNNEであった。

(1) 観測時の断面地形

観測時の断面地形は図-1に示す様に、砕波帯内は緩勾配で、砕波帯外はやや急勾配となっていた。計測点は勾配が急になった直後の水深 $d=3.25\text{m}$ の地点である。観測時の潮位は図-1に点線で示した様に T.P.-0.41mであった。観測点付近と汀線近傍で採取した底質を分析した結果、底質の中央粒径 D は 0.4mm であった。

(2) 観測方法

直径約6cm、長さ約12mのステンレスパイプを支持棒として用い、これに図-2に示すように後方散乱型浮遊砂濃度計、超音波流速計、VTRカメラをとりつけた。支持棒は棧橋から降ろし、先端を海底に埋め込んで固定した。据え付け直後の数分間で先端部の約10cmが土中に沈下したが、その後は安定した。従って、浮遊

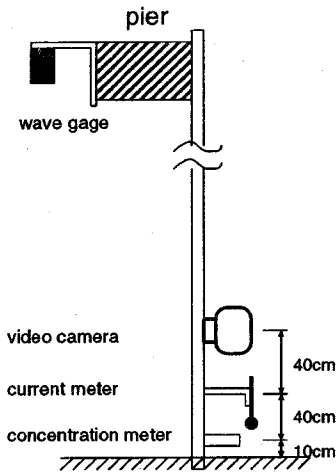


図-2 計測器の配置

砂濃度 C の計測点は海底から約 10cm, 水粒子速度 u, v の計測点は海底から約 20cm となる。観測終了後もパイプの先端は土中に埋まっていたため、観測期間中に生じた洗掘は数 cm 以下であったと考えられる。ビデオカメラは、海底の砂の移動状況を確認するためにとりつけたものであるが、今回の観測時間中は有効に機能しなかった。また、栈橋の同じ位置の反対側に空中発射型の超音波波高計をとりつけた。波高計と支持棒の距離は約 2m である。計測器の出力はサンプリング周波数 10Hz で A/D 変換し、フロッピーディスクに記録した。浮遊砂濃度計のキャリブレーションは、現地で採取した底質を用いて攪拌水槽で定常な濃度場を作成して行い、現地でみられる濃度変動の範囲で、線形な関係があることを確かめた。

(3) 波浪条件

図-3は水位と岸沖流速のスペクトルである。本研究ではスペクトル解析はすべて、時間間隔 0.4s の 8192 個のデータを用いて行なった。スペクトル解析に用いたデータの記録時間は 54.6 分となる。有義波高は 1.0m, 有義波周期は 5.7s であった。点線は有義波高と有義波周期から計算される Bretschneider・Mitsuyasu のスペクトルである。周期が 10s 前後のうねりに 5s 前後の風浪が重なっている。水面変動と岸沖流速の出現確率密度分布は図-4のようになり、平均値回りのモーメントは表-1に示した通りである。ここで、 σ は標準偏差、 $\sqrt{\beta_1}$ は歪み度、 β_2 は尖鋭度であり、 $\langle \eta \rangle$ は標準偏差で正規化した水位を表す。水面変動は、かなり非対称で尖った波形となっているが、流速はほぼ正規分布に近く、歪み度はむしろ負値となっている。底面付近の流速には、長周期波の影響が強く表れるためと考えられる。

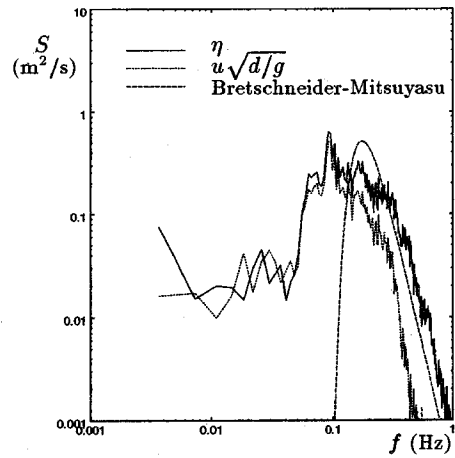


図-3 水位と岸沖流速のパワースペクトル

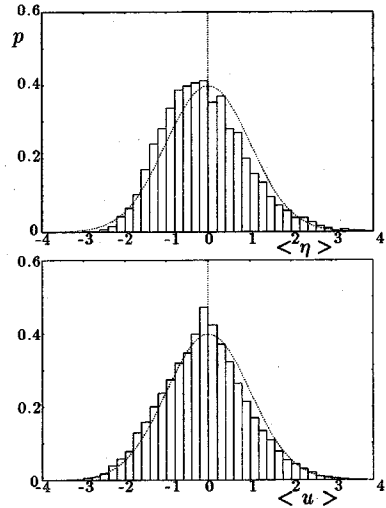


図-4 水位と岸沖流速の出現確率密度

表-1 水面変動と岸沖流速の統計量

	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	σ	$\sqrt{\beta_1}$	β_2
η (m)	1.0	5.7s	0.27	0.53	3.54
u (m/s)	1.3	8.1s	0.33	-0.13	3.04

平均波向 α_m および平均分散角 α_κ は、合田⁸⁾が示した共分散法により、次式で推定した。

$$\alpha_m = \tan^{-1} \left(\frac{-\overline{\eta v}}{-\overline{\eta u}} \right) \quad (1)$$

$$\alpha_\kappa = \tan^{-1} \left[\frac{\overline{\eta^2}(\overline{\eta v^2} \cdot \overline{u^2} - 2\overline{\eta u} \cdot \overline{\eta v} \cdot \overline{uv} + \overline{\eta u^2} \cdot \overline{v^2})^{-1/2}}{(\overline{\eta u^2} + \overline{\eta v^2})} \right] \quad (2)$$

平均波向きは東からやや北に 12 度の方角からで、平均分散角は 8 度であった。平均分散角がやや小さな

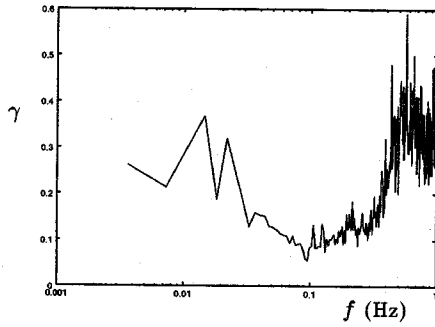


図-5 方向集中度

のは、うねりの成分の方向集中度が高いためと考えられる。

波がほぼ汀線に直角に入射したため、観測点付近では流れは弱かった。流速の時間平均値は、岸向きに2cm/s、沿岸方向には南向きに2cm/sであった。目視観測では、栈橋をはさんで両側約100mの位置に離岸流が発生していた。

周波数成分ごとの波向きと方向集中度を検討するために、方向集中度指数 $\gamma(f)$ を推定した。これらは、水面変動と水平水粒子速度のコスベクトルから次式で推定される。

$$\gamma(f) = \left[\frac{C_{uu} + C_{vv} - \sqrt{(C_{uu} - C_{vv})^2 + 4C_{uv}^2}}{C_{uu} + C_{vv} + \sqrt{(C_{uu} - C_{vv})^2 + 4C_{uv}^2}} \right]^{1/2} \quad (3)$$

方向集中度指数は図-5に示す様に周期10s程度で最も小さくなり、この周辺の変動成分がうねり成分で方向集中度が高いことを示している。

3. 水面変動・水粒子速度・浮遊砂濃度のクロススペクトル

図-6は、水面変動と岸沖流速の伝達関数と位相差を示したものである。破線は線形理論による伝達関数の理論値である。位相差は、 $f = 0.1\text{Hz}$ 付近ではほぼ0であるが、高周波数側ではやや負となる傾向がある。

浮遊砂の輸送における各周波数帯の貢献度を検討するために、岸沖流速と浮遊砂濃度を変動の周波数により以下のように分解して考える。

$$u = \bar{u} + u_l + u_s \quad (4)$$

$$c = \bar{c} + c_l + c_s \quad (5)$$

ここで、 \bar{u} は時間平均値、添字 l は長周期成分、 s は短周期成分である。長周期成分と短周期成分の境界は水位変動のスペクトルから判断して、エネルギー密度が長周期波帯域で再び増加しはじめる周波数として $f_c = 0.033\text{Hz}$

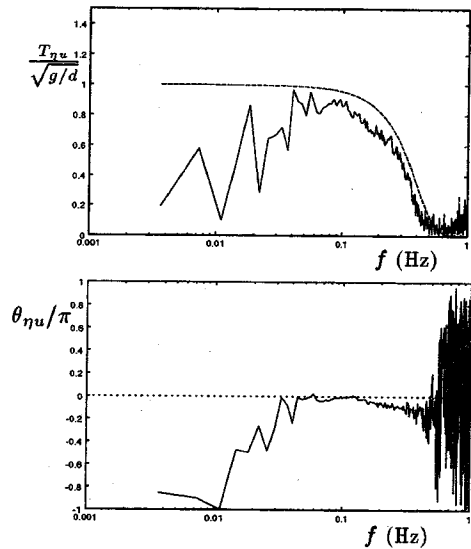


図-6 水面変動と岸沖流速のクロススペクトル

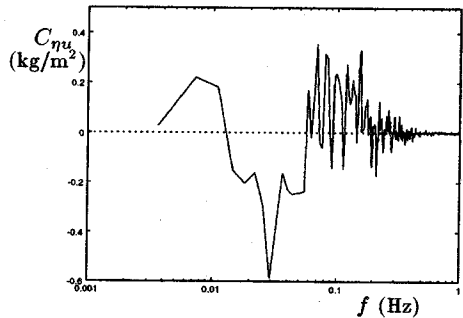


図-7 岸沖流速と浮遊砂濃度のコスベクトル

表-2 浮遊砂フラックス(単位 $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$)

$\bar{u}\bar{c}$	$\bar{u} \cdot \bar{c}$	$(\bar{u}c)_l$	$(\bar{u}c)_s$
2.2×10^{-2}	1.6×10^{-2}	-0.5×10^{-2}	1.1×10^{-2}

とした。図-7は、岸沖流速と浮遊砂濃度のコスベクトルを示したものである。図より、長周期成分は沖向きの輸送、短周期成分は岸向きの輸送となっていることがわかる。それぞれの周波数帯でコスベクトルを積分することにより、各周波数帯における浮遊砂フラックスを求めたのが表-2であり、長周期成分による沖向きの輸送も無視できない量となっている。

図-8は、 u 、 u^2 、 c に対して、30秒以上の長周期成分を示したものである。まず $(u^2)_l$ と c_l を比較すると、両者は非常に良く対応しており、高波が続き、 $(u^2)_l$ が大きくなる時に浮遊砂濃度も高くなることがわかる。また、 u_l と $(u^2)_l$ を比較すると、 $(u^2)_l$ が大きくなる位相では u_l が負となっていることが多く、波の群に拘束され

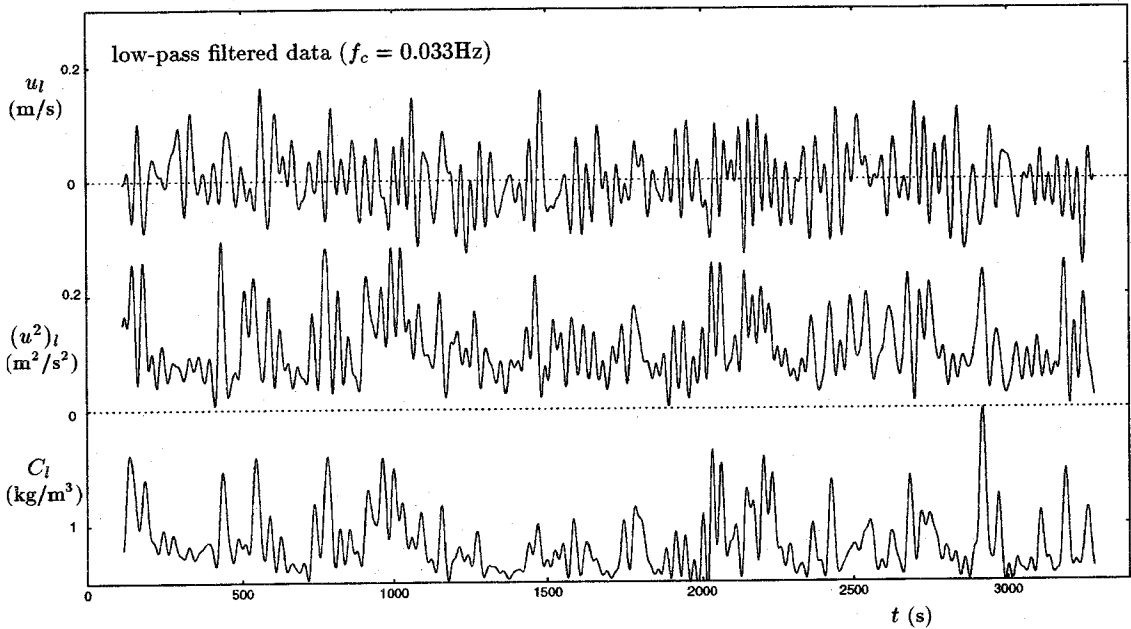


図-8 岸沖流速と浮遊砂濃度の長周期成分

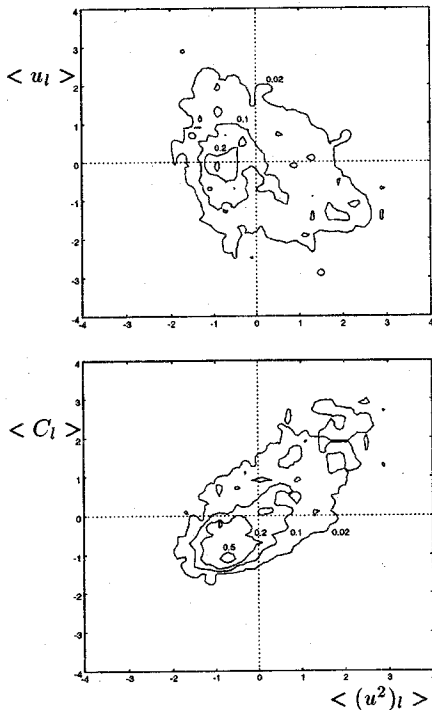


図-9 $(u^2)_1$ と u_1 および c_1 の結合確率密度

た長周期波が重要な成分をしめていると考えられる。高波が連続する位相では波の非線形性の影響により、水

位の低下と冲向きへの流れを伴う長周期の拘束波が生じるためである。図-9は、 $(u^2)_1$ と c_1 、 u_1 との結合確率密度を示したものである。波のエネルギーが大きくなる時に、冲向きの流れが発生し、浮遊砂濃度が高くなる傾向が確認できる。したがって、長周期波領域でみられた冲向きの輸送は、主として波群に拘束された長周期波の作用によるものである可能性が高い。

波群に拘束された長周期波が浮遊砂の輸送によぼす影響は、室内実験によっても検討されている。佐藤ら⁶⁾は二成分合成波を用いた実験により、浮遊した細砂は岸向きへ輸送されることを示している。本研究においても表-2に示したように、浮遊砂フラックスは岸向きとなっており、佐藤ら⁶⁾の結果と一致している。すなわち、長周期領域における輸送は冲向きであるが、ピーク周波数付近の帯域においては砂澱背後に形成される渦の影響で岸向きの輸送となり、両者の和である浮遊砂フラックスはどちらの計測においても岸向きとなっていると考えられる。

4. 浮遊砂の発生機構

次に短周期成分による輸送機構を検討する。波による浮遊砂の発生には、底面摩擦力や底面付近の乱れの強さが密接に関係している。また、地盤の有効応力の減少も重要であることが指摘されている。今回の観測では観測点が碎波点よりやや沖であったため、碎波による乱れは弱い。また、表-1からわかるように、底面

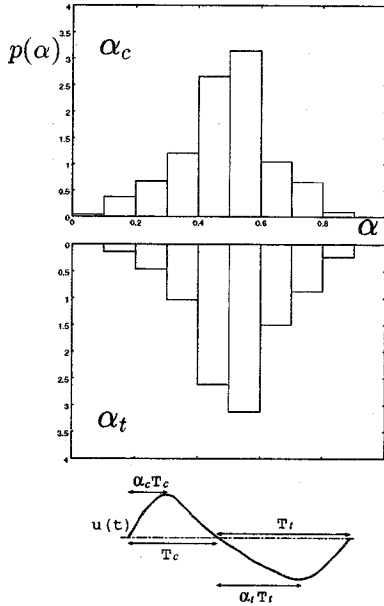


図-10 個々の波の前傾度

付近の流速振幅は 65cm/s, 周期は 8.1s であったため, 底質粒径を 0.3mm とすると, シールズ数は 0.32 となり, 砂漣が発達し活発な浮遊砂がみられる条件に該当する。佐藤ら⁹⁾の提案式により砂漣の形状を計算すると波長 19cm, 波高 1.7cm の波形勾配がやや小さめの砂漣が形成されていることになる。

(1) 前傾した波のもとでの底面摩擦応力

個々の波による底面摩擦応力と底質の巻き上げの関係を検討した。底面摩擦応力については, 流速波形が非対称で前傾したものであるため, その評価法が問題となる。

図-10は, 計測された流速波形について, 前傾度の分布を示したものである。前傾度 α は, 図中に示したように, 半周期毎の流速波形から算出した。碎波帯内の波に比べて前傾度は小さいが, 峰ではやや前傾し, 谷では後傾する傾向がある。前傾した波として浅野ら¹⁰⁾と同様に前傾度 α の鋸波を考え, それを5項までの有限フーリエ級数で近似すると, このような外縁流速のもとでの層流条件での底面摩擦力は次式で与えられる。

$$\tau/\tau_s = \sum_{n=1}^5 a_n (\beta_n/\beta_1) \sin(n\omega t + \pi/4) \quad (6)$$

$$a_n = \frac{2}{\pi^2 \alpha (1-\alpha) n^2} \sin n\alpha\pi \quad (7)$$

ここで, ω は角周波数, $\beta_n = \sqrt{n\omega/2\nu}$, ν は動粘性係数であり, τ_s は, 鋸波と同じ振幅を持つ正弦波の底面摩

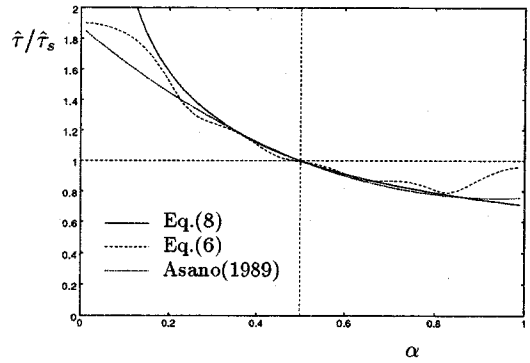


図-11 前傾度と底面摩擦応力振幅の関係(層流)

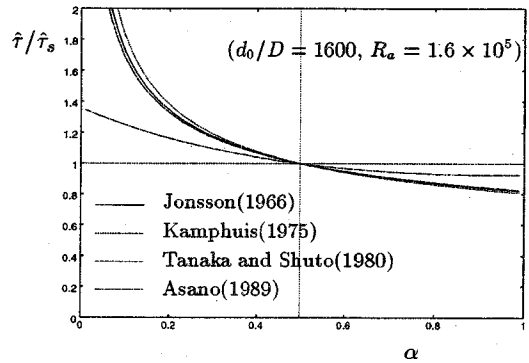


図-12 前傾度と底面摩擦応力振幅の関係(乱流)

擦力振幅である。図-11は, 底面摩擦力振幅比を示したものである。すなわち, 前傾した波では摩擦力が増加し, 後傾した波では減少することになる。これは, 前傾した波では, 流速が0から最大となるまでの時間が短くみかけの周期が短いため, 境界層が薄くなるためと考えられる。そこで, 簡便な方法で前傾した波による底面摩擦力を評価するために, 半周期毎にみかけの周期を用いて摩擦応力振幅を評価することにした。周期が T で, 前傾度 α の鋸波のみかけの周期は $2\alpha T$ となる。このみかけの周期と同じ周期の正弦波のもとでの底面摩擦力振幅は層流の条件では,

$$\hat{\tau}/\tau_s = \sqrt{1/2\alpha} \quad (8)$$

となる。これを式(6)の層流解と比較したのが図-11である。0.2 \leq α \leq 0.8の範囲ではみかけの周期を用いて摩擦係数を評価することにより, 底面摩擦力を評価できることがわかる。

乱流条件でもみかけの周期を用いれば, 底面摩擦力を評価できる。図-12は, Jonsson¹¹⁾, Kamphuis¹²⁾, 田中・首藤¹³⁾が提案した摩擦係数公式により, みかけの周期に対する底面摩擦力の増幅度を示したものである。

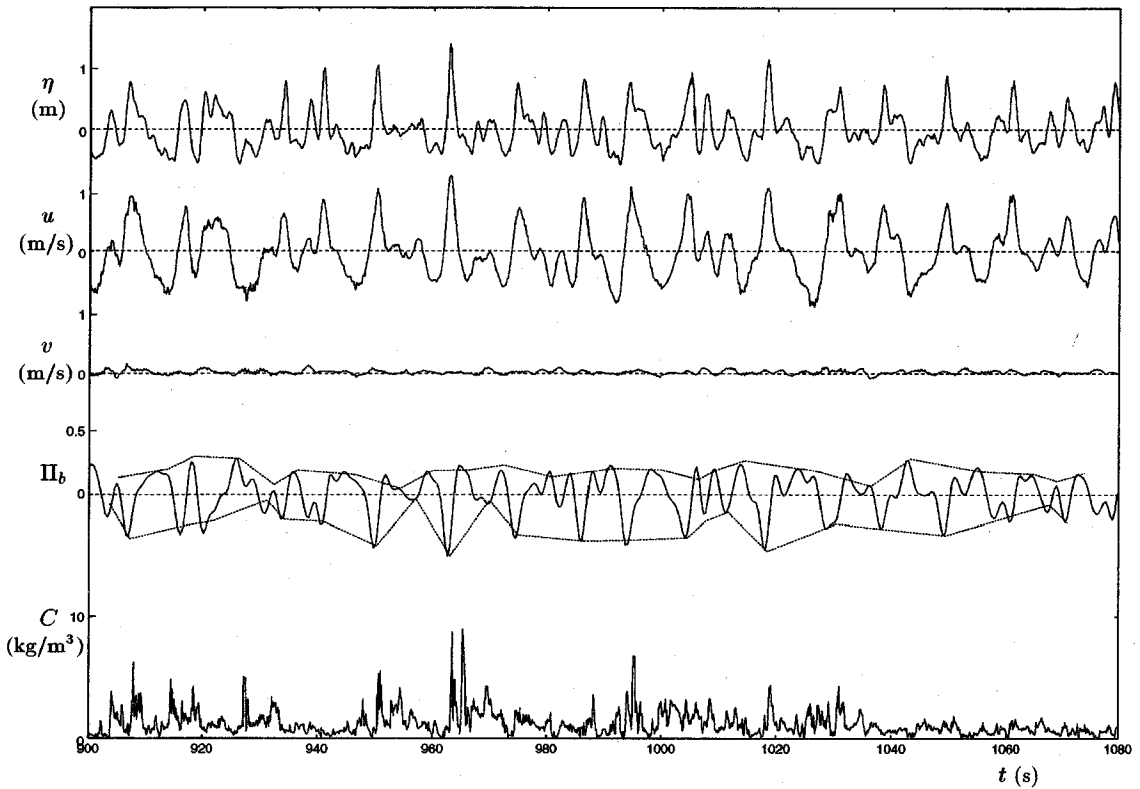


図-13 水面波形，水粒子速度，浮遊砂濃度と地盤の液状化指標

前傾した流速波形に対して浅野ら¹⁰⁾が導いた経験式も図中に示してある．図中， d_o は底面付近の水粒子軌道の全振幅， $R_a = \hat{u}d_o/(2v)$ はレイノルズ数(\hat{u} は流速振幅)である．浅野ら¹⁰⁾の経験式では増幅度はやや小さめとなるが，これは，経験式が $d_o/k_b < 130$ という粗度高さ k_b に対して d_o が小さい振動流条件に対して導かれたものであるためと考えられる．本研究では，乱流条件でも半周期毎に見かけの周期と流速最大値を用いて摩擦係数を評価し，個々の波の底面摩擦応力を計算することにした．摩擦係数の評価については，底質の粒径を粗度として，Jonssonの算定式を用いた．

(2) 地盤内の有効応力

図-13は，高波が連続する時間の水面波形，水粒子速度，浮遊砂濃度と以下の式で定義される Π_b を示したものである． Π_b は，地盤の液状化のしやすさを表す指標として次式で定義される．

$$\Pi_b \equiv \frac{\partial p_m}{\partial z'} \Big|_{z'=0} / (\rho g) \quad (9)$$

ここで， p_m は地盤内の間隙水圧， ρ は海水の密度， g は重力加速度， z' は海底面から下向きにとった鉛直座標軸である． Π_b が，静水状態における有効土被り圧の増加

率を越えるとき，すなわち

$$\Pi_b > (1 - \lambda_v)(\rho_s/\rho - 1) \quad (10)$$

が成立するとき，海底付近の地盤は液状化すると考えられる．ここで， λ_v は地盤の空隙率， ρ_s は底質の密度であり，通常の砂地盤では式(10)の右辺は1程度となる．

善ら¹⁴⁾にしたがい，海底下 l の位置に不透水面がある一様な地盤を考え，地盤内の間隙水圧変動が一次元の浸透流の方程式で記述できるとすれば，その基礎方程式と境界条件は

$$c_v \frac{\partial^2 p_m}{\partial z'^2} = \alpha_v \frac{\partial p_m}{\partial t} - \frac{\partial p_b}{\partial t} \quad (11)$$

$$p_m = p_b, \quad z' = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial p_m}{\partial z'} = 0, \quad z' = l \quad (13)$$

となる．ここで， c_v は圧密係数， α_v は伝達係数であり， p_b は海底面における圧力変動である． $p_b = \hat{p}_b e^{i\omega t}$ と置いて上式を解くと

$$p_m = \left[\frac{\cosh \beta(1+i)(l-z')}{\cosh \beta(1+i)l} \left(1 - \frac{1}{\alpha_v}\right) + \frac{1}{\alpha_v} \right] \hat{p}_b e^{i\omega t} \quad (14)$$

となる．ここで $\beta = \sqrt{\alpha_v \omega / (2c_v)}$ であり， $1/\beta$ が地盤内への圧力伝播深さのスケールとなる．上式は泉宮ら¹⁵⁾によっても導かれている． $\beta l = 1, 2, 5$ に対して間隙水

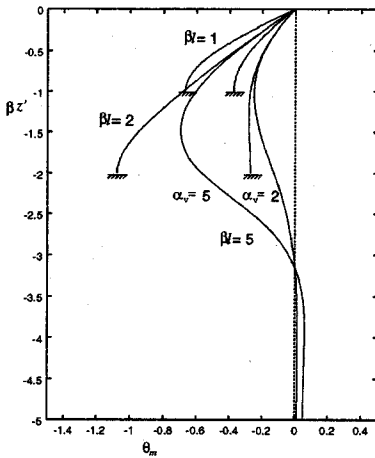
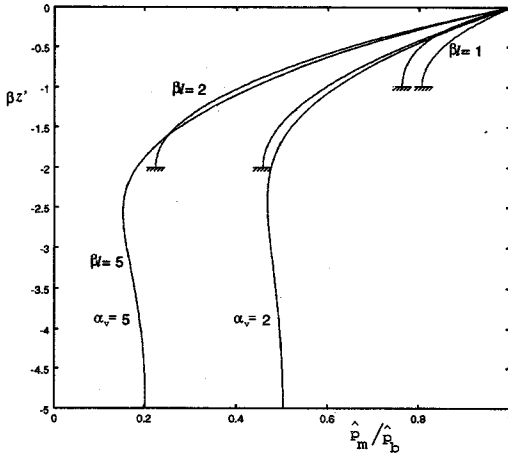


図-14 間隙水圧の振幅と位相差

圧の海底水圧変動に対する振幅比と位相差を示したのが図-14である。\$\alpha_v\$が大きくなるほど、水圧振幅が減少し、位相差も大きくなる。式(14)を用いれば\$\Pi_b\$は次式で評価できる。

$$\Pi_b = -\beta(1+i)\left(1 - \frac{1}{\alpha_v}\right) \tanh[\beta(1+i)l] \cdot \frac{\hat{p}_b}{\rho g} e^{i\omega t} \quad (15)$$

図-15は、\$\hat{p}_b\$と\$\beta\$を用いて正規化した\$\Pi_b\$の変化を示したものである。\$\Pi_b\$は\$\beta l\$が増加するにつれて増加し、\$\beta l = 1.2\$付近で極値をとった後、ゆるやかに減少する。一般には、\$\alpha_v\$が増加するほど、また、\$c_v\$、\$T\$が減少するほど\$\Pi_b\$の値は大きくなり、地盤の液状化が発生しやすくなる。

ここで、\$l \rightarrow \infty\$として\$\Pi_b\$を求めると、

$$\Pi_b = -\sqrt{2}\left(1 - \frac{1}{\alpha_v}\right) \beta \frac{\hat{p}_b}{\rho g} \cos(\omega t + \pi/4) \quad (16)$$

を得る。すなわち、十分厚い砂層では、\$\Pi_b\$は\$\hat{p}_b\$より\$3\pi/4\$だけ位相が遅れ、波の谷の直前で間隙水圧が高くなり、

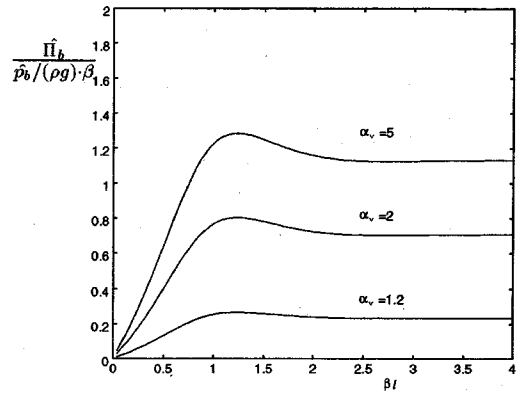


図-15 地盤の液状化指標の変化

有効応力が減少する。以上では海底面の圧力が正弦的に変動するとしたが、基礎方程式は線形なので、不規則波や前傾した波についても成分波毎の解を重ね合わせることで、最終的な解を求めることができる。計測された水面波形をフーリエ変換により各周波数成分に分解し、個々の成分波に対して線形理論を適用して圧力変動を求め、式(16)により\$\Pi_b\$を評価したものを図-13の実線で示してある。ここで、圧密係数と伝達係数については、底質の粒径が、善ら¹⁶⁾が解析した波崎の砂に近いので、その計測値をそのまま使い、\$c_v = 1\text{m}^2/\text{s}\$、\$\alpha_v = 2\$とした。

前節で検討したように、地盤内の間隙水圧についても、波の前傾度の影響で、前傾した波のもとでは\$\Pi_b\$が増加し、後傾した波では減少する。基礎方程式および解の形が層流境界層の流速分布と同じ形をしているため、\$\Pi_b\$に及ぼす前傾度の影響は底面摩擦力の場合と全く同様となる。そこで、個々の波の圧力変動に対するみかけの周期を用いて半周期毎に\$\Pi_b\$の振幅\$\hat{\Pi}_b\$を求めることにした。その算定に必要な海底面における圧力は、水面波形から線形フィルター法で推定した。図-13中の点線がこのようにして求めた\$\hat{\Pi}_b\$を結んだものであり、\$\Pi_b\$の極値を良好に再現している。\$\Pi_b\$の値が大きくなる波の谷の直前の位相では、波形が後傾していることが多いので、\$\Pi_b\$の値は小さくなる。\$\hat{\Pi}_b\$が式(10)の条件を満たす時に海底付近の地盤は液状化すると考えられるが、式(10)の右辺は通常の砂地盤では1程度であり、今回の観測条件では液状化は生じていないことになる。ただし、\$\hat{\Pi}_b\$の値は地盤定数に敏感であるため、その絶対値については再検討を要する。また後述するように、液状化には至らなくとも、圧力変動が、土粒子間の有効応力の低下を介して底質の巻き上げに影響していることも考えられる。

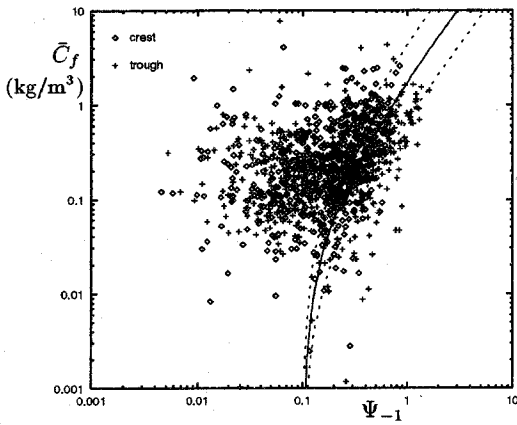


図-16 底面摩擦応力と浮遊砂濃度の関係

(3) 底質の巻き上げ量

個々の波による底質の巻き上げ量を表す指標としては、半周期毎に浮遊砂フラックスを積分したものをを用いることにした。すなわち、

$$\bar{C}_f = \frac{\int_{t_s}^{t_e} u c dt}{\hat{u}(t_e - t_s)} \quad (17)$$

を、半周期毎に計算した。ここで、 t_s 、 t_e 、 \hat{u} はそれぞれある半周期の開始および終了時刻と流速の振幅である。濃度と流速の計測位置は鉛直方向に約10cmずれているが、今回の計測条件では、いずれも底面境界層の外側の波動による軌道運動が卓越する位置にあるため、 \bar{C}_f の算定には計測器の出力をそのまま用いた。

砂漣上の浮遊砂では、直前の半周期に砂漣背後で形成された浮遊砂雲が、流速反転時に上方に放出され輸送されるため、 \bar{C}_f は直前の波による底面摩擦力 Ψ_{-1} と関係があると考えられる。計測地点の周辺で巻き上げられた浮遊砂が流速の小さな波が通過する時に濃度計を通過することがあるため、底面摩擦力が小さな条件でも高い濃度がみられることがある。データの集中する領域をみると、ばらつきは大きいですが、ほぼ図-16中に示した関係が認められる。なお、図中の実線と点線は、 \bar{C}_f が $(\Psi_{-1} - \Psi_c)$ の1.5乗に比例する関係を示している。ここで $\Psi_c = 0.1$ は限界シールズ数である。直前の波によるシールズ数との相関以外にも、先行する数波の影響や、先行する数波の強弱に応じてデータの場合分けした場合なども解析したが、図-16より高い相関は認められなかった。

図-17は、流速と同様にして Π_b との関係を示したものである。図中◇印は、巻き上げの生じた直前の半周期間に Π_b の負の極値がみられたものを示しており、+印は正の極値の場合を示している。 Π_b については、地盤が圧縮される負値の場合にも高い濃度の浮遊砂が発

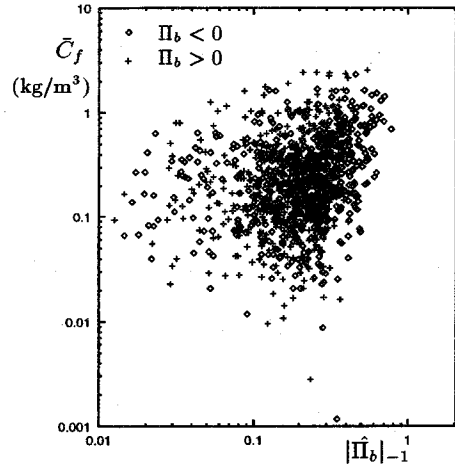


図-17 圧力変動と浮遊砂濃度の関係

生することがあり、地盤内の有効応力が減少する正の極値が生じた直後でも浮遊砂濃度が際だって高くなることはない。したがって、今回の観測条件における底質の浮遊については、地盤内の有効応力の減少は支配的な要因ではなく、主として底面摩擦応力によるものと考えられる。ただし、圧力変動が二次的に作用している可能性もあるため、より高波浪の条件におけるデータを解析する必要がある。

5. 浮遊砂濃度変動の数値計算

Nielsen¹⁷⁾、佐藤ら⁶⁾の研究により、底面付近の浮遊砂濃度変動は、個々の波の底質の巻き上げ量 $p(t)$ を底面摩擦応力を用いて評価することにより、次元拡散方程式と境界条件で計算できることが示されている。本観測における計測条件では、浮遊砂濃度の計測位置が底面上約10cmで、底面に発達していると考えられる砂漣の波高(1.7cm程度)の数倍以上の領域にある。したがって、計測される濃度場は、砂漣上で浮遊砂雲が支配するものではなく、ある程度拡散された濃度場となっていると考えられるため、次元拡散方程式の適用がある程度可能であると考えられる。解析に用いた基礎方程式と境界条件を以下に示す。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = w_s \frac{\partial c}{\partial z} + \varepsilon_s \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (18)$$

$$-\varepsilon_s \frac{\partial c}{\partial z} = p(t), \quad z = 0 \quad (19)$$

ここで、 z は底面を0とし鉛直上向きにとった座標、 w_s は底質の沈降速度、 ε_s は拡散係数であり、ここでは、Nielsen¹⁸⁾の提案式を用いて $\varepsilon_s = 6.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ とした。砂漣からの巻き上げが支配的であると考えられるため、底質の巻き上げは流速のゼロクロス点のみで

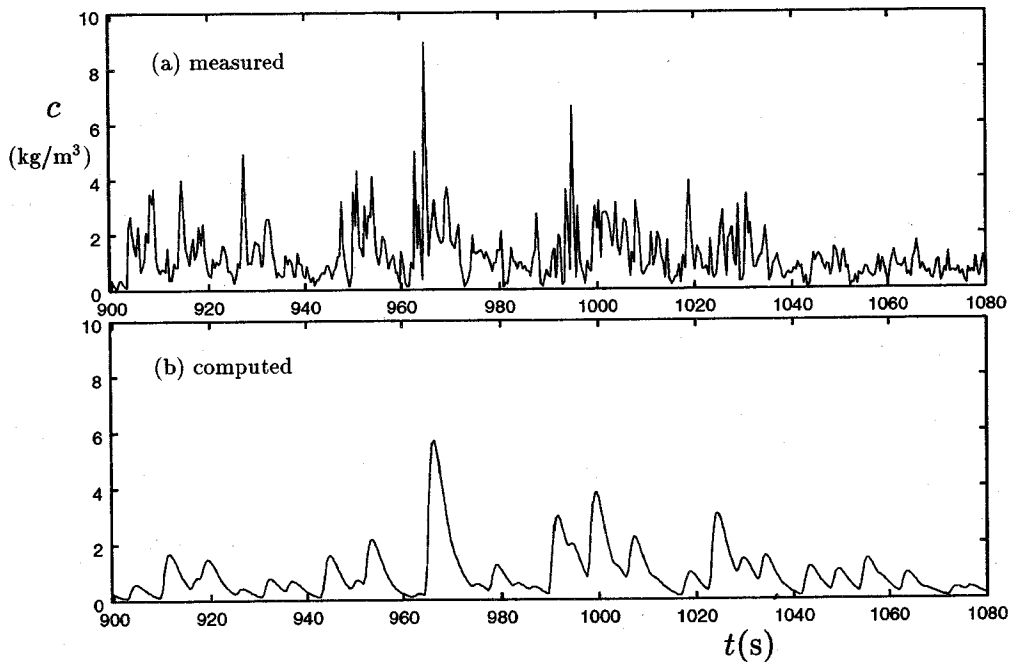


図-18 浮遊砂濃度の比較

生じるものとし、以下の式で与えた。

$$p(t) = \alpha_s w_s \rho_s (\Psi_{i-1} - \Psi_c)^{1.5} \delta(t - t_i) \quad (20)$$

ここで、 Ψ_{i-1} は*i*-1番めの半周期におけるシールズ数であり、波の前傾度を考慮して評価した。また、 α_s は無次元定数でここでは0.01とし、 $\delta(t - t_i)$ はDiracのデルタ関数、 t_i は*i*番めの半周期の開始時刻である。

図-18は、底面上10cmにおける浮遊砂濃度の計算値と実測値を比較したものである。浮遊砂濃度の長周期変動はほぼ再現されているが、短周期の変動には不一致がみられる。これは、大きい波のもとでは特に、強い乱れ的作用により三次元的な機構で巻き上げられその後底面近くを移動する浮遊砂が存在するのに対し、一次元拡散方程式に基づく数値モデルではそのような底質の浮遊を模擬できないためと考えられる。

6. おわりに

砕波点やや沖側の底面付近の浮遊砂濃度を解析することにより、以下の結論を得た。

1. 来襲する波浪エネルギーが大きい時に浮遊砂濃度も高くなる。このような長周期の変動による浮遊砂の輸送は沖向きである。
2. 浮遊砂濃度は直前の波の底面摩擦応力と相関がある。
3. 間隙水圧変動との相関については、地盤内の有効応力が減少する位相の直後で特に浮遊砂濃度が高

くなることはなかった。

4. 前傾した波のもとでの底面摩擦力と間隙水圧変動を評価する手法を提案した。変動波形の前傾化のために、波の峰では底面摩擦力が増加し、谷では減少する。地盤内の間隙水圧も同様の影響を受けるため、前傾した波のもとでは地盤が液状化しにくくなる。
5. 浮遊砂濃度の長周期変動は拡散方程式を用いたモデルで評価できる。

謝辞：最後に、現地観測およびその準備に協力していただいた土木研究所海岸研究室岩崎，張，林，戸崎の各氏および当時部外研究員の原，大本の両氏に謝意を表す。また、査読者の方々からは貴重なご意見をいただいた。記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 砂村継夫，阪東浩造，堀川清司：非対称砂れん上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究，第25回海岸工学講演会論文集，pp. 250-254，1978。
- 2) 灘岡和夫，上野成三，五十嵐竜行：砕波帯内の三次元的大規模渦構造と浮遊砂の現地観測，第34回海岸工学講演会論文集，pp. 21-25，1987。
- 3) 張達平，砂村継夫：砕波帯における底面到達渦に関する実験的研究，海岸工学論文集，第40巻，pp. 61-65，1993。
- 4) 鶴谷広一，惟住智昭：砕波帯における底質の流動化と浮遊について，海岸工学論文集，第37巻，pp. 289-293，1990。

- 5) Ribberink, J.S., I. Katopodi and K.A.H. Ramadan : Sediment transport under (non-)linear waves and currents, *Abstracts of 24th ICCE*, pp. 138-139, 1994.
- 6) 佐藤慎司, 斉藤栄一, 上月晃生: 波の連なりが漂砂量に及ぼす影響に関する研究, *海岸工学論文集*, 第 38 卷, pp. 246-250, 1991.
- 7) Hanes, D.M. : Suspension of sand due to wave groups, *J. Geophys. Res.*, Vol.96, No. C5, pp. 8911-8915, 1991.
- 8) 合田良実: 共分散法を用いた波向推定方式の数値的検討, *港湾技術研究所報告*, 第 20 卷, 第 3 号, pp. 53-92, 1981.
- 9) 佐藤慎司, 美谷邦章, 渡辺 晃: 不規則振動流下における砂漣形状と漂砂量, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 228-232, 1986.
- 10) 浅野敏之, 栗林賢一, 酒井哲郎: 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 卷, pp. 6-10, 1989.
- 11) Jonsson, I.G. : Wave boundary layers and friction factors, *Proc. 10th ICCE*, pp. 127-148, 1966.
- 12) Kamphuis, J.W. : Friction factors under oscillatory waves, *J. Waterway, Harbours, Coastal Eng. Division*, ASCE, 101, pp. 134-144, 1975.
- 13) 田中 仁, 首藤伸夫: 波・流れ共存時の底面摩擦に関する研究, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 163-167, 1980.
- 14) 善 功企, 山崎浩之, 渡辺 篤: 海底地盤の波浪による液化および高密度化, *港湾技術研究所報告*, 第 26 卷, 第 4 号, pp. 125-180, 1987.
- 15) 泉宮尊司, 田辺 剛, 石橋邦彦, 山田貴之: 現地規模の圧力変動による海底地盤の応答とその地盤特性の同定法, *海岸工学論文集*, 第 41 卷, pp. 606-610, 1994.
- 16) 善 功企, 山崎浩之, 佐藤 泰: 海底地盤の波浪による液化-現地観測および解析- *港湾技術研究所報告*, 第 28 卷, 第 3 号, pp. 29-57, 1989.
- 17) Nielsen, P. : Three simple models of wave sediment transport, *Coastal Eng.*, Vol. 12, pp. 43-62, 1988.
- 18) Nielsen, P. : Field measurements of suspended sediment concentrations under waves, *Coastal Eng.*, Vol. 8, pp. 51-73, 1984.

(1994. 12. 12 受付)

FIELD OBSERVATION OF SUSPENDED SAND CONCENTRATION NEAR THE BREAKING POINT

Shinji SATO, Shigenobu TANAKA, Kenji NOGUCHI and Koji YAMAMOTO

Water particle velocities and suspended sand concentration near the bed were measured just outside the breaker zone of the Ajigaura coast facing the Pacific Ocean. Data were obtained for 1 hour under the condition that wind waves were superimposed on swell. It was found that the low-pass-filtered concentration had strong correlation with the energy level of the incident wave. The transport of sand by the long wave component was in the offshore direction. The bottom shear stress and the pore-water pressure were estimated taking the wave ailtiness into account. The sand concentrations in half wave periods had correlation with the bottom shear stress of the previous wave but less correlation with the pore-water pressure variation. The long wave component in the sand concentration was found to be simulated by a numerical model based on one dimensional diffusion equation.