

うねりによる長周期変動と浮遊砂輸送

佐藤慎司¹・田中茂信²・野口賢二³・加藤史訓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 工修 建設省土木研究所

うねりが卓越する砕波帯内外で水位・水粒子速度・浮遊砂濃度を観測した。入射波のエネルギーは周期 8s 程度の変動成分に集中していたが、30s 以上の周期で変動する成分も観測され、この長周期成分は海浜斜面上で部分重複波を形成していた。砕波帯外では砂漣が存在し、浮遊砂の発生は入射波の波群構造に対応していた。砕波帯内では砂漣はみられず、底質の巻き上げは砕波に伴う乱れに支配されており、高濃度の浮遊砂の発生を伴う強い乱れは、直前の波の谷の水位が低く、沖向き流速が強い場合に生じる傾向があった。浮遊砂フラックスは定常成分によるものが大きく、長周期成分によるフラックスは定常成分の 10~20%であった。浮遊砂濃度や砕波帯内の流れの長周期変動は、入射波の波群構造と密接な相関があることが確認された。

Key Words : sand suspension, field investigation, sand transport, infragravity wave

1. はじめに

現地海浜における漂砂量を予測するためには、斜面上で砕波する不規則波による底質の浮遊機構と浮遊した底質の輸送機構を明らかにする必要がある。現地における不規則波のもとでは、波群の通過や砕波に伴う乱れによる浮遊砂の発生がみられ、これらの浮遊砂が、乱れ、波動運動、長周期波などの変動成分および海浜流や undertow などの準定常成分などによって輸送されている。このように、波による浮遊砂輸送はさまざまな周波数帯の成分の影響を受けるため、各周波数帯ごとの流体運動と浮遊砂濃度変動の特性を把握しておくことが重要であり、そのためにはさまざまな条件における観測データを蓄積することが必要である。

現地海浜においては周期が数十秒以上の長周期変動が発達していることが多く、これが浮遊砂輸送に影響を及ぼしていると考えられるため、浮遊砂の輸送機構を解明するためには長時間の観測記録が必要となる。近年、光学式後方散乱型の浮遊砂濃度計を用いた現地観測が精力的に行なわれており、例えば Beach・Sternberg¹⁾は、砕波帯外縁と砕波帯内において 44 分間にわたる観測を行ない、長周期波による浮遊砂の輸送は砕波帯外縁では沖向き、砕波帯内では岸向きとなったと報告している。砕波帯外における沖向きの輸送は、Schi・Larsen²⁾が示唆したように波群に拘束された長周期波によるものと考えられ、これは Osborne・Greenwood^{3),4)}、Wright et al.^{5),6)}、佐藤ら⁷⁾などの観測結果によっても確認されている。一方、砕波帯内の浮遊砂の輸送機構については、現地砕波帯内で浮遊砂濃度と流体運動を長時間

観測した例が少ないため、解明すべき点が多く残されている。本研究では、うねりが卓越する条件のもとで砕波帯内外における水位・水粒子速度・浮遊砂濃度を計測し、長周期波の発達と浮遊砂の発生・輸送機構を解明することを目的とした。

2. 観測の概要

(1) 観測の方法

観測は、茨城県ひたちなか市の阿字が浦観測棧橋を利用して行なった。1995年8月31日の15時42分から17時42分までの2時間連続してデータを取得した。棧橋の向きはE8°Nであり、汀線は図-1に示すように、棧橋南側がやや張り出しており、1995年6月の測量結果によると棧橋をはさむ100mの区間における汀線の走向角はN23°Wであった。観測日当日の天候は小雨のち曇で微風であった。

観測時の断面地形は図-1に示すように、汀線付近には比高1m程度のバームが形成されており、バーの発達は認められない。海浜の平均勾配は約1/35、前浜の勾配は約1/8であった。観測時の有義波高は0.80m、有義波周期は8.4sであり、観測期間中に波浪特性の有意な変化はみられなかった。潮位はT.P.+0.17mから0.47mに上昇する時間帯であった。本論文の解析では、平均潮位としてT.P.+0.32mを用いて水深はこれを基準にして設定することとし、潮位変化は時間的に補間して水位変動から差し引いた。本論文では、棧橋岸側端部を原点として図-1に示すように座標系をとる。鉛直座標 z は T.P.±0m を $z = 0$ としてとっている。観測時間

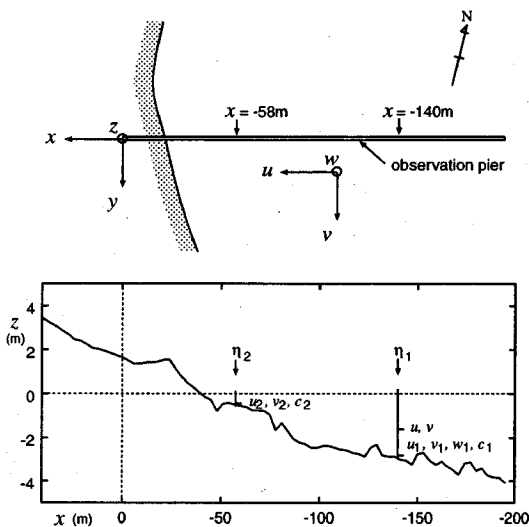


図-1 観測地点

中の栈橋直下の平均汀線の位置は $x = -40\text{m}$ であった。計測地点は、碎波帯外の $x_1 = -140\text{m}$ (水深 $d_1 = 3\text{m}$) の地点と碎波帯内の $x_2 = -58\text{m}$ ($d_2 = 0.9\text{m}$) の地点である。本論文では碎波帯外の測点における諸量には添字 1 をつけて表し、碎波帯内の諸量は 2 をつけて表すことにする。碎波形式は巻き波型であり、ほとんどの波は $x = -65 \sim -80\text{m}$ の区間で碎波していた。碎波点における波向は、汀線に直角な方向に対してわずかに南よりであったため、碎波帯内には弱い北向きの沿岸流がみられた。碎波帯中央部付近でフロートを用いて流れの強さを計測したところ、沿岸流の強さは 0.44m/s であった。観測点付近で採取した底質を分析した結果、底質の中央粒径 D は 0.23mm であった。碎波帯外の海底面には二次元的な砂漣が形成されていたが、碎波帯内には砂漣の存在は認められなかった。

直径約 6cm 、長さ約 10m のステンレスパイプを支持棒として用い、これに後方散乱型浮遊砂濃度計と電磁流速計をとりつけた。碎波帯外の測点では底面付近に浮遊砂濃度計と流速計 2 台、中層付近に流速計 1 台を取り付けた。碎波帯内の測点では、底面付近に浮遊砂濃度計と流速計を 1 台ずつ取り付けた。支持棒は栈橋から降ろし、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、その後は急激な洗掘の進行は見られなかった。碎波帯外の測点では、海底から約 10cm の高さにおける浮遊砂濃度 c_1 と約 30cm の高さにおける水粒子速度 u_1, v_1, w_1 、および約 160cm の高さにおける水粒子速度 u, v を計測した。中層における流速計の出力は本論

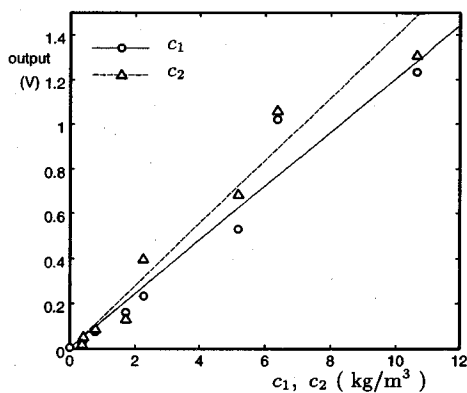


図-2 浮遊砂濃度計のキャリブレーション

表-1 観測時の波浪条件

case	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	GF	γ_{HH}	$\bar{\theta}$	θ_{κ}
940824	1.0m	5.7s	0.44	0.77	E12°N	8°
950831	0.80m	8.4s	0.58	0.84	E10°N	17°

文では解析の対象としない。また、碎波帯内の測点では海底から約 10cm の高さにおける c_2 と約 20cm の高さにおける u_2, v_2 を計測している。また、碎波帯内外の測点において、空中発射型の超音波波高計を栈橋にとりつけて水面変動 η_1, η_2 を測定した。波高計と支持棒の距離は y 軸方向に約 2m である。計測器の出力はサンプリング周波数 5Hz で A/D 変換し、光磁気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、図-2に示したように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。

また、16時22分から約20分間にわたって、碎波位置の変動を観測した。碎波位置の変動は、栈橋上にならんだ観測者がそれぞれの受け持ち区間で碎波が発生した時に合図をすることにより観測し、これを波とともにビデオカメラに写し込むことにより記録した。

(2) 波浪条件

碎波帯外の測点で観測された波浪条件を表-1に示す。表中、 $H_{1/3}$ は有義波高、 $T_{1/3}$ は有義波周期、 GF は Groupiness Factor、 γ_{HH} は隣り合う波高の相関係数、 $\bar{\theta}$ は平均波向、 θ_{κ} は平均分散角である。本論文では、1994年8月24日に同栈橋で行なわれた佐藤ら⁷⁾の $x = -152\text{m}$ における観測データとの比較も行うこととし、「940824」で佐藤ら⁷⁾の観測、「950831」で今回の観測を表すことにする。佐藤ら⁷⁾の観測は、うねりに重

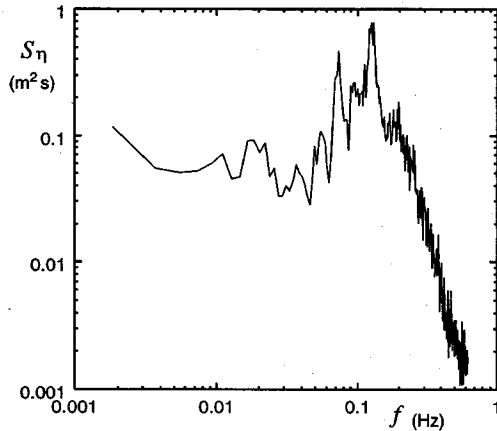


図-3 碎波帯外における水位のワースペクトル

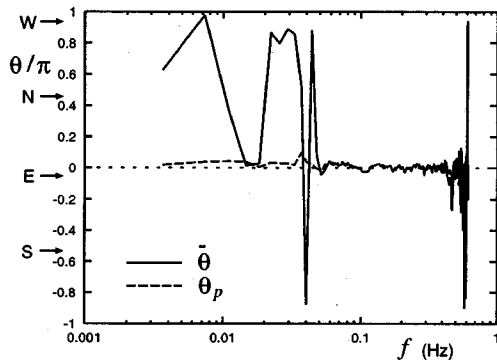


図-4 平均波向と主波向

なった風波が汀線にはほぼ直角に入射する条件で行われたのに対し、今回の観測では、うねりのみが汀線に対してやや斜めに入射する条件であった。周波数領域におけるエネルギーの集中度が高かったため、波群構造の発達度を示す指標である GF や γ_{HH} は今回の観測の方が大きい。方向分散性を示す指標である θ_{κ} も大きい。

図-3は碎波帯外における水位のワースペクトルである。本研究ではスペクトル解析は原則として、時間間隔 0.8s 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 109.2 分となる。ピーク周波数付近におけるエネルギーの集中度が高く、うねり性の波であったことが確認できる。低周波領域にもいくつかのピークが見られるが、これは後述するように重複性の長周期波によるものである。

周波数成分ごとの波向と方向集中度を検討するために、水面変動と水平水粒子速度のコスペクトルから平均波向 $\bar{\theta}$ ・主波向 θ_p (図-4) と方向集中度指数 $\gamma(f)$ (図

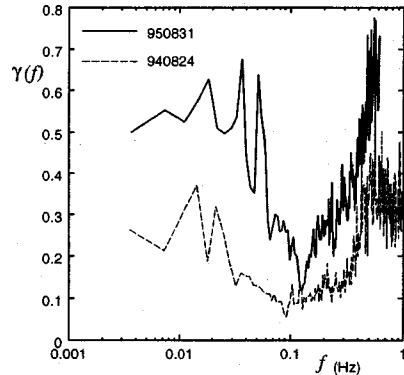


図-5 方向集中度指数

表-2 平均流速と平均濃度 (単位: m/s, kg/m³)

	\bar{u}	\bar{v}	\bar{c}
$x = -140\text{m}$ (下層)	-0.039	-0.012	0.93
$x = -58\text{m}$	-0.22	-0.20	1.2

-5) を推定した。推定は合田⁸⁾による方法によった。波向はほぼすべての周波数帯で一定しているが、集中度指数はピーク周波数付近では小さいものの全体的に佐藤⁷⁾の観測値よりかなり大きく、方向集中度のやや低い波浪であったことがわかる。

水粒子速度と浮遊砂濃度の時間平均値を表-2に示す。碎波帯外では平均流速は極めて小さいが、碎波帯内では北へ向かう沿岸流と沖へ向かう undertow が観測されている。佐藤・光信⁹⁾は不規則波のもとでの底面近傍の undertow の流速値 \bar{u} は

$$\bar{u} = -A \frac{\sum H_{i,b}^2}{d \sum T_i} \quad (1)$$

で算定できることを示した。ただし、 $A (= 4.0)$ は無次元定数、 $H_{i,b}$ は個々の波のうち碎波しているものの波高、 T_i は個々の波の周期、 d は水深である。本観測では碎波帯内の観測点ではほとんど全ての波が碎波していたため、式 (1) の分子をすべての個々波の波高の自乗和で与えて計算すると、 $H_{rms} = 0.55\text{m}$ であったため流速値は -0.17m/s となり、観測値よりやや小さめながらほぼ一致する。

3. 長周期変動成分の特性

(1) 水位と水粒子速度のコロススペクトル

図-3にも見られるように、ピーク周期の数倍の周期で変動する長周期成分もかなりのエネルギーを有して

表-3 長周期成分と短周期成分の振幅 (単位: m, m/s)

	$\sqrt{\eta_l^2}$	$\sqrt{\eta_w^2}$	$\sqrt{u_l^2}$	$\sqrt{u_w^2}$
$x = -140\text{m}$	0.097	0.20	0.045	0.33
$x = -58\text{m}$	0.090	0.18	0.22	0.43

いるので、今後は長周期成分と短周期成分を必要に応じて分離して議論することにする。長周期成分と短周期成分の境界は砕波帯外の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 $f_c = 0.033\text{Hz}$ とした。境界の周波数 f_c より低い周波数で変動する長周期成分を添字 l で表し、 f_c より高い周波数で変動する短周期成分を添字 w で表すことにすると、例えば u は

$$u = \bar{u} + u_w + u_l \quad (2)$$

と表される。

水位と岸沖流速について長周期成分と短周期成分を数値フィルターで分離し、それぞれの自乗平均振幅を計算したものが表-3である。短周期成分の振幅は、水位、岸沖流速ともに、砕波帯内外でほとんど変わらない。一方長周期成分は、岸沖流速は砕波帯内の測点では砕波帯外の測点の約5倍の振幅となっているが、水位振幅は砕波帯内外でほとんど変わらない。一般に、水深の浅い砕波帯内の測点の方が水位変動も大きくなるが、このような結果となっているのは、長周期波が岸沖方向に重複波を形成していて、砕波帯内の測点はその節に近い位置にあったためと考えられるため、波の入反射特性について解析を試みた。

図-4から主波向はほぼ x 軸に平行と考えられるため、水位と岸沖流速を用いて入反射波を分離した。水深 3m の砕波帯外の測点においても長波近似が可能と考えられる周期 6s 以上の変動成分を抽出し、線形長波理論により次式のように入射波成分 η^+ と反射波成分 η^- を推定した。

$$\eta^+ = \frac{1}{2}(\eta + \sqrt{\frac{d}{g}}u) \quad (3)$$

$$\eta^- = \frac{1}{2}(\eta - \sqrt{\frac{d}{g}}u) \quad (4)$$

図-6に、砕波帯外の入射波 η_1^+ のパワースペクトルを示す。周波数 $f = 0.125\text{Hz}$ 付近と $f = 0.07\text{Hz}$ 付近に2つのピークがあり、長周期波領域では $f = 0.02\text{Hz}$ 付近にエネルギーが集中している。図-7は、入射波から反射波への伝達関数を示したものであり、その値は各周波数帯における反射率 K_R を表している。低周波領域ほど反射率が高く、斜面上で砕波する周期 10s 以下の波の反射率は低い。

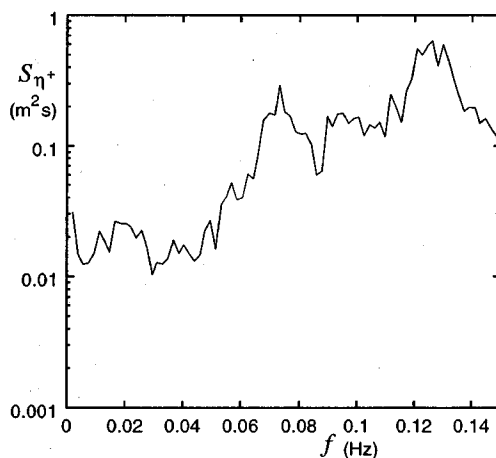


図-6 入射波成分のパワースペクトル

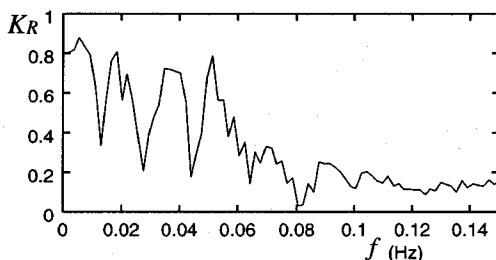


図-7 反射率

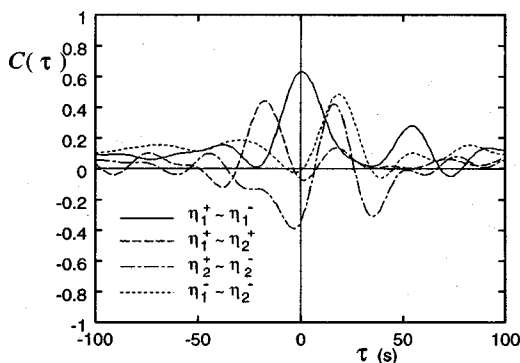


図-8 長周期波の入反射成分の相互相関

図-8は、 $f_c = 0.033\text{Hz}$ 以下の周波数帯の長周期成分に対して、砕波帯外の入・反射成分 η_1^+ 、 η_1^- と砕波帯内の入・反射成分 η_2^+ 、 η_2^- との相互相関係数 $C(\tau)$ を計算したものである。例えば η_1^+ と η_1^- との相互相関係数

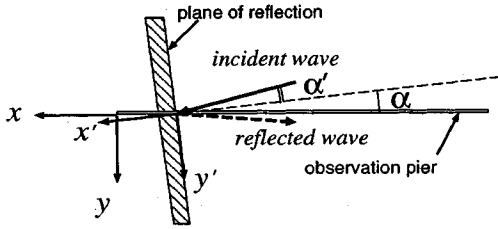


図-9 長周期波の解析における記号の定義

は次式で計算した。

$$C(\tau) = \frac{\eta_1^+(t)\eta_1^-(t+\tau)}{\sqrt{(\eta_1^+)^2}\sqrt{(\eta_1^-)^2}} \quad (5)$$

時間遅れ τ が0の相関係数の値は、 $\eta_1^+ \sim \eta_1^-$ では正となり、 $\eta_2^+ \sim \eta_2^-$ では負となっており、長周期波のエネルギーが集中する周波数帯で、砕波帯外の測点は腹に近い位置、砕波帯内の測点は節に近い位置にあったことが確認できる。線形長波理論によれば、勾配 $\tan \beta$ の一樣勾配海岸において、汀線からの距離が x_A と x_B の二つの地点($x_A < x_B$)を波が伝播するのに要する時間 τ_{AB} は

$$\tau_{AB} = \frac{2}{\sqrt{g \tan \beta}} (\sqrt{x_B} - \sqrt{x_A}) \quad (6)$$

で与えられる。今回の二つの観測点間で水深を線形補間して式(6)を適用すると、砕波帯内外の測点間の伝播には19.5sかかることになり、これは図-8の $\eta_1^+ \sim \eta_2^+$ 間と $\eta_1^- \sim \eta_2^-$ 間の相関の時間遅れ(約19s)とほぼ一致する。一方、砕波帯内の測点と平均潮位から推定される汀線との間で同様の計算を行うと、測点を通じた波が汀線で反射して再び戻するには24sかかることになるが、これは図-8の $\eta_2^+ \sim \eta_2^-$ 間の時間遅れ(約17s)より長い。したがって、長周期波に対する反射面は、平均潮位から推定される汀線よりやや海側に位置していると考えられる。沖側の測点における入射波と反射波の相関には $\tau=55s$ 付近にもピークが見られるが、この相関の時間遅れは、他の相関の時間遅れを足し合わせたもの($17+19 \times 2 = 55s$)と一致しており、砕波帯外の測点を通じた波が砕波帯内の測点を通じ、さらに汀線付近で反射されて再び砕波帯外へと伝播していることがわかる。これらから、今回観測された長周期波は平均的に見れば岸沖方向の重複波を形成しているものと考えられる。

長周期変動の特性を把握するためには、水面変動と岸沖・沿岸流速のクロススペクトル解析を行なう必要がある。ここでは、長周期波が棧橋方向に対してやや斜めから入射して部分重複波を形成しているものとして解析を行なう。図-9に示すように、長周期波に対する汀線付近の仮想反射面が棧橋法線に対して α の角度でわ

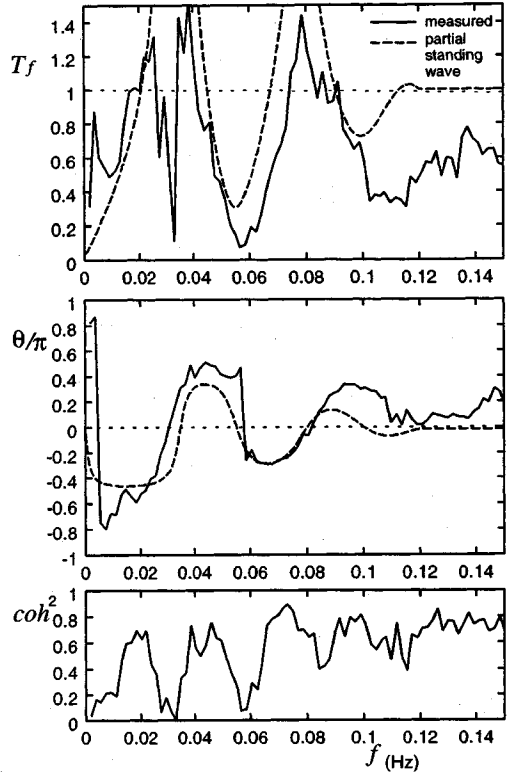


図-10 水面変動と岸沖流速の伝達関数、位相差とコヒーレンス(砕波帯内、 $x = -58m$)

ずかに傾いている一般的な状況を想定し、仮想反射面に沿って y' 軸、それに垂直に岸向きに x' 軸をとる。長周期波は x' 軸の負の方向に対して α' の角度で斜めから入射するものとする。ここで、 $\alpha \sim 0$ 、 $\alpha' \sim 0$ である。磯部・大中¹⁰⁾にしたがって、斜面上の微小振幅長波の解を用いて入射および反射波成分の水面変動を η^+ および η^- で表すと、これらは

$$\eta^+ = a_I [J_0(\zeta') - iY_0(\zeta')] e^{-i\sigma t} \quad (7)$$

$$\eta^- = a_I K_R [J_0(\zeta') + iY_0(\zeta')] e^{-i\sigma t} \quad (8)$$

と表される。ここで、 a_I は入射波の振幅、 K_R は反射率、 J_0 および Y_0 はBessel関数とNeuman関数、 σ は角周波数であり、 ζ' は

$$\zeta' = 2\sigma \sqrt{\frac{(-x')}{g \tan \beta'}} \quad (9)$$

で与えられる。ここで $\tan \beta'$ は x' 軸方向への海底勾配である。このような部分重複波のもとの水面変動 η と x' 、 y' 軸方向の水粒子速度 u' 、 v' は

$$\eta = a_I [(1 + K_R)J_0(\zeta') - i(1 - K_R)Y_0(\zeta')] e^{-i\sigma t} \quad (10)$$

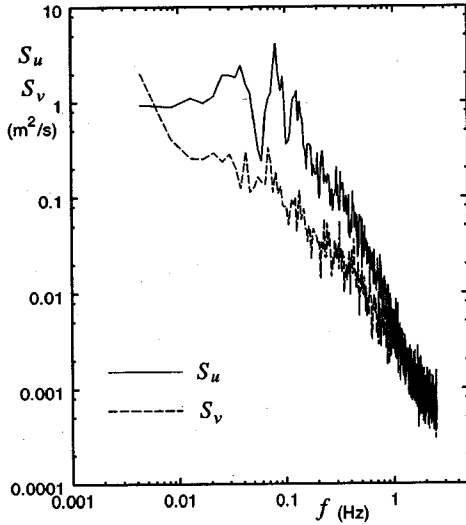


図-11 岸沖流速と沿岸流速のパワースペクトル (砕波帯内, $x = -58\text{m}$)

$$u' = -ia_I \sqrt{\frac{g}{d}} [(1+K_R)J_1(\zeta') - i(1-K_R)Y_1(\zeta')] e^{-i\sigma t} \quad (11)$$

$$v' = -i\alpha' a_I \sqrt{\frac{g}{d}} [(1-K_R)J_1(\zeta') - i(1+K_R)Y_1(\zeta')] e^{-i\sigma t} \quad (12)$$

となり, x, y 軸における水粒子速度 u, v は

$$u = u' \quad (13)$$

$$v = \alpha u' + v' \quad (14)$$

で表される。ここで, $\cos \alpha \sim 1, \sin \alpha \sim \alpha$ などの近似を用いている。

図-10は, 砕波帯内における水面変動と岸沖流速の伝達関数 T_f , 位相差 θ とコヒーレンス coh^2 を示したものである。破線は線形部分重複波による理論値を示したものである。長周期波の反射率 K_R は磯部・大中¹⁰⁾と同様に

$$K_R = (f_0 - f)/f_0 \quad (15)$$

で与えた。ここで進行波と部分重複波との境界となる周波数 f_0 は図-7を参考にして 0.12Hz とした。また, 海底勾配は $1/35$ で同様とし, モデル化された一様勾配海岸の汀線から沖側 9m の位置に仮想反射面が存在するものとした。

図-11は, 岸沖流速 u と沿岸流速 v のパワースペクトルを示したものである。高周波数領域におけるスペクトルの形状特性を検討するため, ここでは $\Delta t = 0.2\text{s}$ の 8192 データを用いて解析した。波はほぼ x 軸に平行に入射したため, v のエネルギー密度は小さいが, $f < 0.005\text{Hz}$ の領域と $f = 0.05\text{Hz}$ 付近の領域, および $f > 1\text{Hz}$ の

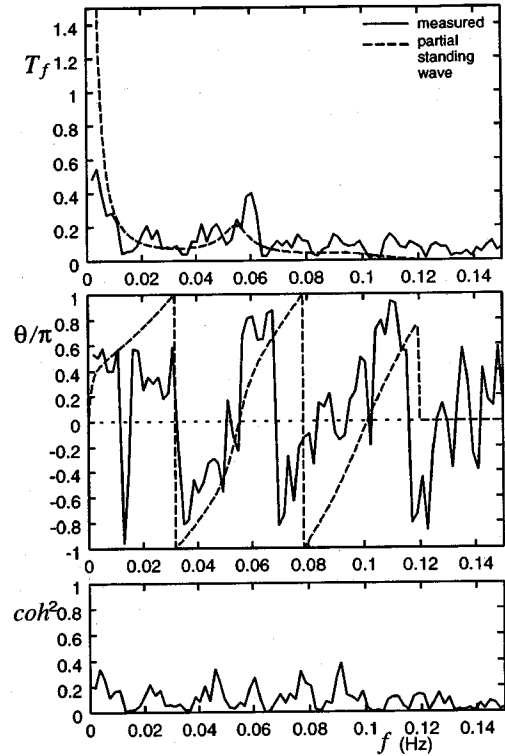


図-12 岸沖流速と沿岸流速の伝達関数, 位相差とコヒーレンス (砕波帯内, $x = -58\text{m}$)

領域では v も u に匹敵するエネルギー密度となっている。これは, $f > 1\text{Hz}$ の領域では, 乱れの等方性によるものと考えられ, $f < 0.005\text{Hz}$ の低周波数領域では部分重複波の影響もしくはエッジ波によるものとも考えられるため以下の解析を行なった。

図-12は, 砕波帯内における岸沖流速と沿岸流速との伝達関数, 位相差とコヒーレンスを示したものである。破線は式 (13), (14) から求めた伝達関数と位相差の理論値である。モデル中の角度 α, α' についてはそれぞれ -8° から 8° の間で変化させて計算を行ない, 実測値と良く一致する値として $\alpha = -5^\circ (-0.087\text{rad}), \alpha' = 5^\circ (0.087\text{rad})$ とした。

図-10に示した水面変動と岸沖流速間のコヒーレンスに比べて, 流速成分間のコヒーレンスは低いが, 伝達関数と位相差は部分重複波として計算した理論値に近い周波数特性を示している。流速成分間のコヒーレンスが低いのは, この測点が砕波帯内にあるため, 乱れの組織構造や大規模水平渦, および沿岸流の非定常性に影響を受けるためと考えられる。また, $f < 0.01\text{Hz}$ の領域では流速成分間の位相差がほぼ安定して $\pi/2$ となっており, 周期 100 秒以上の変動成分には進行性の

エッジ波が含まれている可能性もある。

4. 浮遊砂の輸送機構

(1) 包絡波形と底質浮遊の関係

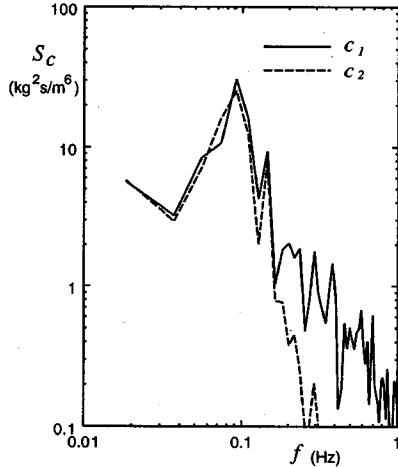


図-13 濃度計の応答の比較

図-13は観測に用いた2つの濃度計により、攪拌水槽内の浮遊砂濃度変動を同時に測定し、その応答特性を比較したものである。周波数領域における応答特性を検討するため、攪拌装置の回転数を変化させ、浮遊砂濃度が平均周期約10sで変動するようにした。実線が砕波帯外の観測で用いた濃度計の出力のパワースペクトルであり、破線が砕波帯内で用いた濃度計によるものである。今回の観測では異なる時期に購入した濃度計を用いざるを得なかったため、応答特性はかなり異なるものになった。周波数が $f < 0.15\text{Hz}$ の長周期変動成分に対しては、2つの濃度計の応答特性はほぼ一致しているが、 $f > 0.15\text{Hz}$ の周波数帯では砕波帯内で用いた濃度計の応答が急激に落ち込んでいる。したがって、砕波帯内の記録では長周期成分以上の周期の変動成分と定常成分のみを議論することにする。

長周期波による浮遊砂の輸送を考えるうえでは、長周期変動と短周期波の包絡波との位相関係が重要となる。図-14は、16時22分からの30分間について、砕波帯外(上図)と砕波帯内(下図)における水位の包絡波 $(\eta_w^2)_l$ と浮遊砂濃度変動の長周期成分を示したものである。砕波帯外では、顕著な波群構造がみられ、波高が高い時に浮遊砂濃度も大きくなる傾向があるが、砕波帯内では波群構造が弱くなるうえ、波高と浮遊砂濃度の相関も低い。

表-4は、佐藤ら⁷⁾および今回の観測データに対して、短周期水位変動の包絡波成分 $(\eta_w^2)_l$ と長周期変動との相

表-4 長周期成分と包絡波との相関係数

	$(\eta_w^2)_l \sim u_l$	$(\eta_w^2)_l \sim c_l$
940824 ($x = -152\text{m}$)	-0.31	0.67
950831 ($x = -140\text{m}$)	-0.22	0.57
950831 ($x = -58\text{m}$)	-0.12	0.03

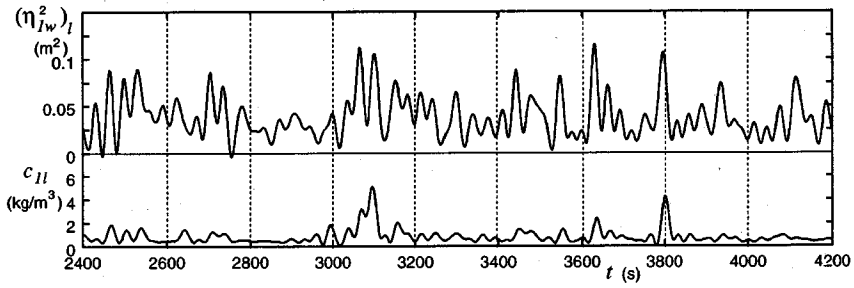
関係数を計算したものである。砕波点付近と砕波帯外では、包絡波と長周期変動流速との間には負の相関が認められる。また、包絡波と浮遊砂濃度との相関も高いため、波群中の高波によって多量の底質が巻き上げられ、それが長周期波によって誘起される流れによって輸送されるという輸送機構が卓越する。これに対し砕波帯内では、局所的な包絡波と浮遊砂濃度との相関は極めて低く、底質の浮遊量は個々の波の局所的な波高とは関係が薄い。すなわち、砕波帯内では、波高の高い波が通過する時に必ずしも底質の巻き上げ量が大きいとは限らない。

(2) 砕波による浮遊

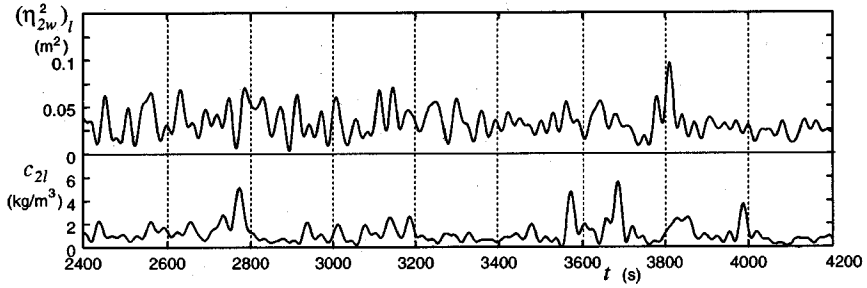
図-15は砕波帯内の測点における乱れ強度と浮遊砂濃度との関係を示したものである。ここでは、砕波点位置の観測を行なった16時22分から20分間のデータを示してある。乱れは、図-11のスペクトル形状から考察して1Hz以上の高周波変動成分として定義し、数値フィルターにより抽出した。そして個々の波ごとの乱れの強さを表す指標として、乱れ強度 \bar{u}' を次式で計算した。

$$\bar{u}' = \sqrt{\frac{1}{T_p} \int_{-T_p}^{T_p} (u_i^2 + v_i^2) (1 - \frac{|\tau|}{T_p}) d\tau} \quad (16)$$

ここで u_i 、 v_i はそれぞれ u 、 v の乱れ成分、 T_p はスペクトルのピーク周期である。同式は波の連なり状態を表すSIWEHからの類推で定義したものである。図-15によると、乱れ強度が大きくなった直後に浮遊砂濃度が高くなることが多く、砕波帯内では砕波による乱れが底質の巻き上げを支配していることが確認できる。図-15の上段の矢印は、その時刻に測点を通じた波が砕波していたことを示しており、矢印の位置は、それぞれの波の砕波点位置に応じて分類してある。例えば一番上の段の矢印は $-82 < x < -67\text{m}$ の領域で砕波した波が矢印の位置の時刻に測点位置($x = -58\text{m}$)を通過したことを示しており、最下段の矢印は、測点の前後2mの範囲で砕波が生じたことを示している。個々の砕波が通過した時刻に顕著な浮遊砂濃度変動がみられた波については、矢印を太くしてある。浮遊砂の発生は、測点から10m程度沖側の区間で砕波した場合に多くみられ、砕波通過時刻との対応は良い。



(a) 碎波帯外 ($x = -140\text{m}$)



(b) 碎波帯内 ($x = -58\text{m}$)

図-14 碎波帯内外における包絡波形と浮遊砂濃度

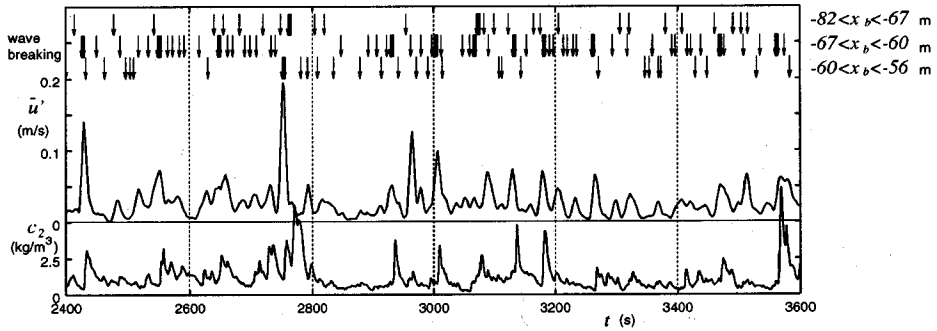
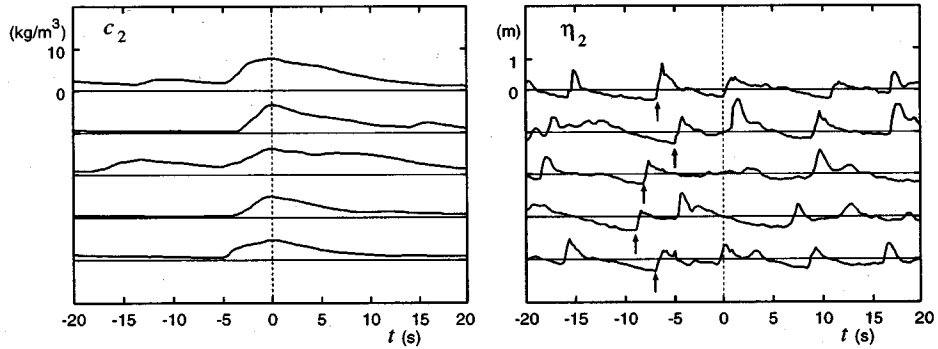


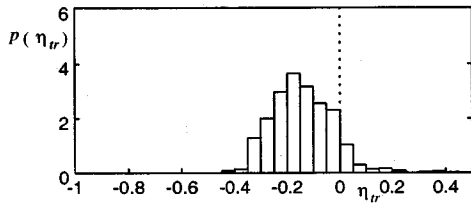
図-15 乱れ強度と浮遊砂濃度との関係 (碎波帯内, $x = -58\text{m}$)



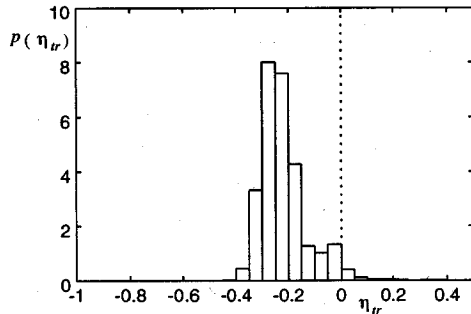
(a) 浮遊砂濃度 c_2

(b) 水位変動 η_2

図-16 底質の巻き上げと水位変動 (碎波帯内)

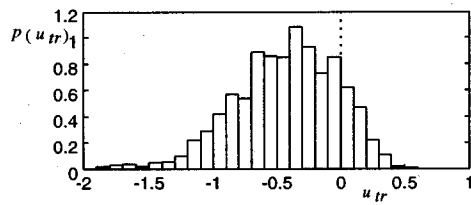


(a) 全ての波

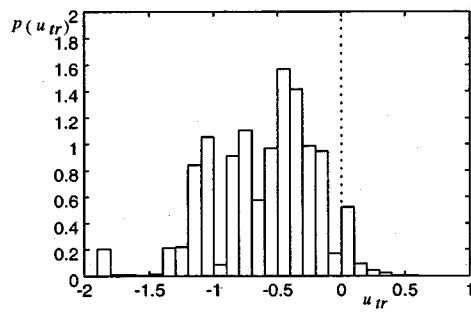


(b) 高濃度出現直前の波

図-17 波谷における極小水位の頻度分布 (砕波帯内)



(a) 全ての波



(b) 高濃度出現直前の波

図-18 波谷における極小流速値の頻度分布 (砕波帯内)

図-16は、砕波帯内の測点において高い浮遊砂濃度が観測された時刻を5例抽出し、濃度が極大となる時刻の前後40s間における濃度変動と水位波形を示したものである。濃度波形と水位波形をそれぞれ比較すると、図中の矢印に示すように、濃度変動が起ち上がる直前の波の谷の水位が低くなっていることがわかる。岸沖流速についても、高い浮遊砂濃度が発生する直前には

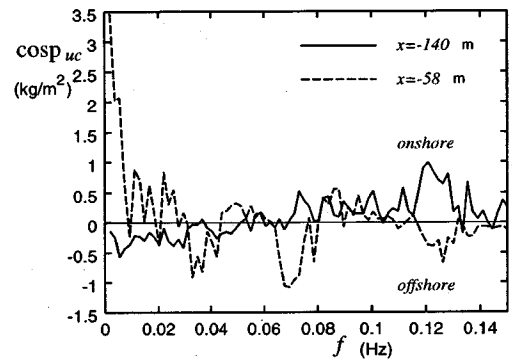


図-19 岸沖流速と浮遊砂濃度のコスペクトル

強い沖向きの流れが観測されることが多いことが確認された。そこで、観測時間中に高い浮遊砂濃度が見られた50例について、直前の波谷における水位と岸沖流速の頻度分布を調べたのが図-17および図-18である。それぞれの図で、上段の図は観測時間中の全ての波の波谷における水位と流速の分布を示しており、下段の図が上位50番目までの高い濃度がみられた直前の波による分布である。水位、流速ともに高い浮遊砂濃度がみられる直前の波では確率密度分布がやや負の側へずれていることがわかり、高濃度の浮遊砂が発生する直前には大きな水位の低下と沖向き流れが発生していることを示している。これは、直前の波の谷の水位が低く、沖向き流れが強い場合には、底質の巻き上げをとまうような強い巻き波砕波が生じやすくなるためと考えられる。

(3) 浮遊砂フラックス

図-19は、岸沖流速と浮遊砂濃度のコスペクトル cosp_{uc} を示したものである。実線が砕波帯外におけるものであり、破線が砕波帯内のものである。砕波帯外では、ピーク周波数である $f = 0.12\text{Hz}$ 付近では岸向きの輸送を示しており、波による軌道運動により岸向きのフラックスが生じることがわかる。これに対し、 $f < 0.03\text{Hz}$ の長周期成分は沖向きの輸送に貢献している。砕波帯内の測点では、濃度計の特性により高周波数領域での議論はできないが、長周期波領域では周波数が低くなるにつれ岸向きと沖向きを交互に繰り返し、 $f < 0.03\text{Hz}$ の長周期波領域では主として岸向きの輸送に貢献していることがわかる。

それぞれの周波数帯でコスペ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-5である。岸沖・沿岸方向ともに、定常成分 $\bar{u} \cdot \bar{c}$ 、 $\bar{v} \cdot \bar{c}$ の貢献度が高いが、長周期成分による輸送 $(uc)_l$ 、 $(vc)_l$ も無視できない量となっており、砕波帯外

表-5 浮遊砂輸送に関わる諸量 (単位: kg/(m²s))

	$\bar{u} \cdot \bar{c}$	$(uc)_l$	$(uc)_w$	$\bar{v} \cdot \bar{c}$	$(vc)_l$	$(vc)_w$
$x = -140\text{m}$	-36×10^{-3}	-9.2×10^{-3}	25×10^{-3}	-11×10^{-3}	-1.7×10^{-3}	-5.7×10^{-3}
$x = -58\text{m}$	-260×10^{-3}	20×10^{-3}	-	-240×10^{-3}	-22×10^{-3}	-

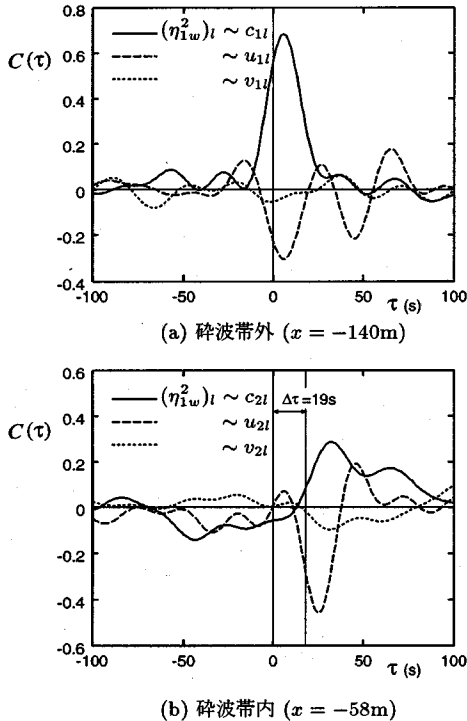


図-20 碎波帯内外における包絡波形と浮遊砂濃度・水粒子速度の長周期成分との相関

では定常成分の20%程度、碎波帯内では10%程度のフラックスを示している。短周期成分による輸送 $(uc)_w$ は定常成分によるものと同程度の大きさとなっており、波の軌道運動による浮遊砂の岸方向への輸送が大きな役割を果たしていることが確認できる。碎波帯内の測点における短周期成分の輸送は、用いた濃度計の応答特性が十分でないと考えられるため示していない。また、長周期成分による岸沖方向の輸送方向は、碎波帯外では沖向きであるが、碎波帯内では岸向きに逆転している。これらの諸特性は、Beach・Sternberg¹⁾による観測や佐藤・浅野¹¹⁾の室内実験結果と一致している。さらに、沿岸方向への輸送をみると、 $(vc)_l$ は負値となっており、沿岸方向の長周期変動成分は沿岸流の流下方向と同方向への輸送に貢献していることがわかる。すなわち、沿岸流が強くなる時間帯には浮遊砂濃度も高くなる傾向があることになる。

長周期波領域におけるこのような輸送特性を解釈するために、浮遊砂濃度と水粒子速度との相互相関を検討した。図-14および図-15より、底質の巻き上げは碎波帯外では水位の包絡波形と密接な関係があり、碎波帯内では乱れ強度の変動と密接な関係があることがわかった。また、碎波帯内における乱れ強度の変動は、入射波の波群構造にともなう碎波点位置の変動と関係していると考えられるので、ここでは碎波帯外における包絡波形 $(\eta_{1w}^2)_l$ と浮遊砂濃度・水粒子速度の長周期成分との相関を解析した。図-20は、 $(\eta_{1w}^2)_l$ と碎波帯内外の測点における長周期変動との相互相関係数を計算したものである。碎波帯外における相関値(上図)をみると、包絡波形のピークより約5s遅れて浮遊砂濃度が高くなり、ほぼ同時に沖向きの流速が最大となっている。これは、波群に拘束された長周期変動成分の影響によるものと考えられ、このために巻き上げられた浮遊砂は沖向きに輸送されることになる。

図-20の下図は碎波帯外における包絡波形 $(\eta_{1w}^2)_l$ と碎波帯内における浮遊砂濃度・水粒子速度との相関を示したものである。線形長波が測点1から2まで進むのに要する時間を $\Delta\tau=19\text{s}$ として図中に示してある。浮遊砂濃度は $\Delta\tau$ よりやや遅れて高くなる傾向があり、波群による碎波位置の変動が浮遊砂濃度の変動に密接に関わっているものと考えられる。また、碎波帯内の濃度変動は、碎波帯外に比べて τ がかなり大きな領域においても正の相関を有しており、波群が通過した後数十秒間の比較的長い時間にわたって高い浮遊砂濃度が維持されていることになる。

一方、水粒子速度との相関をみると、岸沖流速はまず波群が通過した直後にやや鋭い負のピークが現れるのに対し、沿岸流速は相関値は低いものの濃度変動と同様にやや遅れて負の流れが強くなる傾向がある。このような流れによる浮遊砂の輸送を考えると、沿岸方向には広い周波数帯にわたって負(沿岸流の流下方向)のフラックスが生じると考えられる。一方、岸沖方向には、30s程度の変動では沖向きへ輸送されるが、50s以上の長周期の変動では c_{2l} と u_{2l} が同符号となることが多いため、岸向きへの輸送が生じると考えられる。これは図-19および表-5で見られる輸送特性と一致しており、碎波帯内においては、乱れ的作用により巻き上げられた浮遊砂が長い時間にわたって維持されるため、

波群の周期以上の変動成分の影響を受けて輸送方向が決定されることになる。このように入射波の波群構造は、砕波帯外における浮遊砂の発生と輸送を支配するとともに、砕波点位置の変動を介して砕波帯内における浮遊砂の発生と沿岸流や undertow の脈動と密接な関係があり、長周期変動による浮遊砂の輸送に支配的な役割を果たしていることがわかった。

5. おわりに

本研究では、うねりが卓越する条件のもとで砕波帯内外で計測された水位、水粒子速度、浮遊砂濃度を解析し、以下の結論を得た。

1. 現地観測期間中の海浜斜面上の流体運動は、斜面上で砕波するうねり成分と、部分重複波を形成する長周期成分との重ね合わせとして解釈できる。
2. 浮遊砂の巻き上げは、砕波帯外では波群の通過に対応して発生し、砕波帯内では砕波による乱れの発達に対応して発生する。また、砕波帯内における強い乱れと高濃度の浮遊砂の発生は、砕波直前の波の谷の水位と水粒子速度に強い影響を受けていることがわかった。
3. 浮遊砂の輸送は定常成分の貢献が大きい。長周期成分による輸送フラックスは定常成分によるものの10~20%程度で、入射波の波群構造に大きな影響を受ける。砕波帯内では巻き上げられた浮遊砂が比較的長時間維持されるため、波群の周期以上の長周期成分の影響を受けて輸送方向が決定される。

謝辞： 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各氏に謝意を表する。

参考文献

- 1) Beach, R. A. and R. W. Sternberg: Infragravity driven suspended sediment transport in the swash, inner and outer-surf zone, *Coastal Sediments '91*, pp. 114-128, 1991.
- 2) Schi, N.C. and L.H. Larsen: Reverse sediment transport by amplitude-modulated waves, *Marine Geology*, Vol. 54, pp. 181-200, 1984.
- 3) Osborne, P.D. and B. Greenwood: Frequency dependent cross-shore suspended sediment transport, 1. A non-barred shoreface, *Marine Geology*, Vol. 106, pp. 1-24, 1992.
- 4) Osborne, P.D. and B. Greenwood: Frequency dependent cross-shore suspended sediment transport, 2. A barred shoreface, *Marine Geology*, Vol. 106, pp. 25-51, 1992.
- 5) Wright, L.D., J.D. Boon, S.C. Kim, and J.H. List: Modes of cross-shore sediment transport on the shoreface of the Middle Atlantic Bight, *Marine Geology*, Vol. 96, pp. 19-51, 1991.
- 6) Wright, L.D., J.P. Xu, O.S. Madsen: Across-shelf benthic transports on the inner shelf of the Middle Atlantic Bight during the "Halloween storm" of 1991, *Marine Geology*, Vol. 118, pp. 61-77, 1994.
- 7) 佐藤慎司, 田中茂信, 野口賢二, 山本幸次: 砕波点付近における浮遊砂の現地観測, 土木学会論文集, No.521/II-32, pp. 135-144, 1995.
- 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巻, 第3号, pp. 53-92, 1981.
- 9) 佐藤慎司, 光信紀彦: 不規則波による海浜断面地形変化の数値計算, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 309-313, 1990.
- 10) 磯部雅彦, 大中晋: 砕波帯付近における不規則波の水粒子速度の計算法, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 39-43, 1984.
- 11) 佐藤慎司, 浅野学: 不規則波砕波帯における浮遊砂フラックス, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 281-285, 1992.

(1995. 10. 16 受付)

FIELD OBSERVATION OF INFRAGRAVITY MOTION AND SUSPENDED SAND TRANSPORT UNDER A SWELL

Shinji SATO, Shigenobu TANAKA, Kenji NOGUCHI and Fuminori KATO

Water particle velocities and suspended sand concentrations near the bed were measured outside and inside of the surf zone under the condition of swell. The cross-spectrum analysis revealed that long waves, with periods longer than 30s, formed a partially standing wave on the beach slope. The suspension of sediments had close correlations with wave groups outside of the surf zone and with breaking-wave-induced turbulence in the surf zone. The strong turbulence and suspended sand with high concentration tended to be developed when the trough of the precedent wave was low. The largest contribution to sediment flux was due to the steady component. The contribution of infragravity motion was about 10 to 20 % of that of the steady component. The variations of suspended sand concentration and nearshore currents in the infragravity range had strong correlation with the envelope of the incident wave.