

# 波による傾斜底泥面の洗掘に関する研究

山西博幸<sup>1</sup>・東 修<sup>2</sup>・楠田哲也<sup>3</sup>・渡辺亮一<sup>4</sup>

<sup>1</sup>正会員 工修 九州大学大学院助手 工学研究科都市環境システム工学専攻  
(〒812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1)

<sup>2</sup>学生会員 九州大学大学院 工学研究科都市システム学専攻 (同上)  
<sup>3</sup>フェロー会員 工博 九州大学大学院教授 工学研究科都市環境システム工学専攻 (同上)  
<sup>4</sup>正会員 工修 福岡大学助手 工学部土木工学科 (〒814-0180 福岡市城南区七隈8-19-1)

本研究は河道両岸に沈積した底泥の効率的除去の一手法として、波による洗掘について理論的・実験的に検討したものである。固定傾斜底泥面上に作用する衝撃碎波圧を水塊の跳ね返りを考慮した運動量保存式から求め、衝撃碎波圧算定式として定式化した。現地河道両岸の堆積状況から、従来の研究ではあまり議論されていない1/5勾配での碎波実験を行った。衝撃碎波圧算定式に必要な各係数は室内実験より求めた。このとき、衝撃圧 $p$ の力積と最大衝撃碎波圧 $p_m$ による平均力積との比 $k$ は2.5~2.7であった。また、底泥の無次元洗掘速度 $(W_g/A)/\tau/N$ を $p_m$ と底泥の剪断強度 $\tau$ の比 $(p_m/\tau)_c$ の関数として表した。実験結果から係数 $m$ は1.4、無次元洗掘限界値 $(p_m/\tau)_c$ は0.37となった。

**Key Words:** breaking wave, impact of breaking wave, cohesive sediment, scouring, shearing strength

## 1. はじめに

粘土やシルトが広く堆積した場所では、波や流れによって、底泥の巻き上げが生じ、巻き上げられた微細粒子は水域内を移動する。また、河川上流部から河口部へ大量の微細土砂が流出する。これらが静穏域にて沈降・堆積する現象を一般にシルテーションと呼ぶ。シルテーションの影響が大きいところとして、韓国西海岸、黄海、インドネシア沿岸、アメリカ合衆国東部沿岸、北海沿岸などが挙げられる。わが国では有明海沿岸がよく知られている。有明海は日本最大の干満差を有し、最大で5mにも及び、その湾奥部には広大な泥干潟が形成されている。このような海域に注ぐ河川の感潮域で巻き上げられた微細粒子は、この感潮域内を浮遊懸濁物質(suspended solids)あるいは高濃度の浮泥(fluid mud)として移動するとともに、潮の転流時や流れの緩やかとなる河口域や河道両岸において沈積する傾向にある。二渡ら<sup>1)</sup>は、有明海に注ぐ感潮河川である六角川での現地調査を行い、懸濁物質濃度が懸濁粒子の沈降や底泥の巻き上げのために下層部で高く、しかもこの高濃度水塊は満潮時には河口から17km上流で、干潮時には5km付近で生じていることを明らかにした。また、楠田<sup>2)</sup>は、六角川上流24km地点での河道両岸の底泥堆積調査から年間最大で底泥が20cm程度堆

積することを長期観測により示した。このように堆積した底泥はガタ土とも呼ばれ、その浚渫に多大の費用と労力が費やされている。したがって、これが堆積した河道内や河口域では、いかに効率よく底泥を除去もしくは沈積を制御・抑制するかが、河道断面確保や河口沿岸施設機能の維持管理に直接関わってくる。

シルテーションを取り扱った研究成果として、すでに流れ(例えば、Partheniades<sup>3)</sup>、大坪・村岡<sup>4)</sup>、海田ら<sup>5)</sup>、二渡ら<sup>6)</sup>)、波(例えば、Mehta and Maa<sup>7)</sup>、柴山ら<sup>8)</sup>、中野ら<sup>9)</sup>、楠田ら<sup>10)</sup>、三村ら<sup>11)</sup>)、そして波・流れ(例えば、鶴谷ら<sup>12)</sup>、清水ら<sup>13)</sup>)の存在下における底泥の巻き上げ・沈降および浮泥層<sup>14), 15), 16), 17)</sup>の流動機構の解明などがある。しかしながら、本研究で取り扱うような河岸底泥の積極的除去といった見地から底泥輸送について論じたものは未だ見当たらない。

本研究では、河道断面確保の立場から河岸に堆積した底泥(ガタ土)除去の一手法として、波による洗掘を室内実験と現地観測に基づいて検討する。ここではまず、実河岸を想定した傾斜面に波を作らせたときに生じる衝撃碎波圧の算定法について検討する。次いで、現地底泥の土質力学的特性について検討する。これらより、発生させた波の特性と衝撃碎波圧との関係を求め、現地底泥の強度を考慮して

洗掘土量を定量的に表現する。最後に、現地河道側面に堆積した底泥に航跡波を作用させる現地洗掘実験を実施し、そこで得られた結果と室内実験での成果をもとに、衝撃碎波圧と洗掘量との関係を検討する。これより、航跡波による現地河岸堆積泥の除去の実用の可能性について考察する。

## 2. 傾斜面上に作用する衝撃碎波圧の検討

碎波により傾斜面から底泥が洗掘される主因として、碎波した水塊が底泥面に直接作用する衝撃碎波圧を考える。衝撃碎波圧は、運動量が短時間で急激に変化するために生じ、また、このとき輸送される運動量は噴流のように定常的でなく、断続的で、かつ瞬間に変化する。ここでは傾斜面に作用する衝撃碎波圧を運動量保存則より求め、これを実験結果と比較し、波の特性と傾斜面に作用する衝撃碎波圧との関係を導く。

波は、波頂部での水粒子速度が波の位相速度に等しくなるとき碎波し始めるものとする。このとき、水平方向に碎波速度 $C_b$ を持った水粒子が碎波波高 $H_b$ から放物落水し、前方水面に対して角度 $\theta$ で入水する。その後、碎波水塊は傾斜面に対して角度 $\gamma$ で跳ね返る（Fig.1 参照）。いま、碎波水塊の入水地点を基点として、斜面方向に $x$ 軸（岸方向を正）を、斜面垂直方向に $z$ 軸（上向きを正）をとる。衝撃碎波圧の作用時間を $t'$ とし、 $t'$ 時間の積分値を用いて運動量保存式を導く。衝突時間 $t'$ 中に衝突地点へ流入する碎波水塊の水量を $Q_1$ 、また衝突中に、傾斜面から碎波水塊がスラッシュする水量を $Q_2$ とする。このとき、斜面に対して垂直方向に作用する衝撃碎波圧を算出するため、 $z$ 方向に対して運動量保存式を適用するところのようになる。

$$\int_0^{t'} F_z dt = \int_0^{t'} \rho Q_2 V_{2z} dt - \int_0^{t'} \rho Q_1 V_{1z} dt$$

$$= \int_0^{t'} \rho A_2 V_2 V_{2z} dt - \int_0^{t'} \rho A_1 V_1 V_{1z} dt \quad (1)$$

ここに、 $F_z$ は斜面に垂直な方向の衝撃力、 $\rho$ は水の密度、添字は各方向を表す。 $V$ は断面平均流速で、 $V_{1z}$ は碎波水塊の入射速度 $V_1$ の $z$ 方向成分、 $V_{2z}$ はスラッシュ水塊の跳ね返り速度 $V_2$ の $z$ 方向成分、である。 $A_1$ 、 $A_2$ は碎波水塊の入射方向とスラッシュ水塊の跳ね返り方向の流水断面積で $A_1 V_1 = Q_1$ 、 $A_2 V_2 = Q_2$ である。

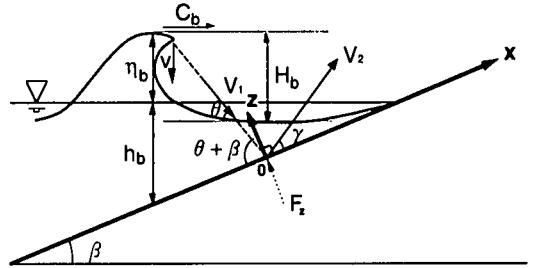


Fig.1 Definition of notation

いま、碎波水塊の断面積 $A_1$ を角度 $(\theta+\beta)$ で傾斜面上へ投影した面積とスラッシュ水塊の断面積 $A_2$ を角度 $\gamma$ で傾斜面上へ投影した面積は等しいものとし、これを $A$ とする。このとき、断面積 $A_1$ 、 $A_2$ は幾何学的関係から

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= A \sin(\theta + \beta) \\ A_2 &= A \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

となる。また、流速 $V_{1z}$ と $V_{2z}$ は次式で表せる。

$$\left. \begin{aligned} V_{1z} &= -V_1 \sin(\theta + \beta) \\ V_{2z} &= V_2 \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(2)、(3)を式(1)に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \int_0^{t'} F_z dt &= \int_0^{t'} \rho A V_1^2 \sin^2(\theta + \beta) dt \\ &\quad + \int_0^{t'} \rho A V_2^2 \sin^2 \gamma dt \quad (4) \end{aligned}$$

ここで、 $\rho$ は一定、 $A$ 、 $V_1$ 、 $V_2$ 、 $\theta$ 、 $\gamma$ は衝撃力の作用時間中一定とし、便宜上、 $F_z/A \equiv p$ （衝撃碎波圧）とすれば、

$$\int_0^{t'} p dt = \rho t' V_1^2 \sin^2(\theta + \beta) + \rho t' V_2^2 \sin^2 \gamma \quad (5)$$

となる。さらに、 $t'$ までに作用した衝撃碎波圧 $p$ の力積、すなわち、式(5)の左辺を次のように仮定する。

$$\int_0^{t'} p dt \approx k p_m t' \quad (6)$$

ここに、 $k$ ：係数、 $p_m$ ：最大衝撃碎波圧、である。なお、式(6)を定義することで、式(2)で用いられた面積 $A$ は、この時点で係数 $k$ の中に包含されてしまう。したがって、以後、これを考慮する必要はなくなる。

式(6)より、式(5)は、次のようになる。

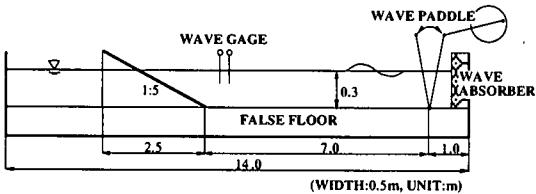


Fig.2 Experimental apparatus

$$p_m = \frac{\rho}{k} [V_1^2 \sin^2(\theta + \beta) + V_2^2 \sin^2\gamma] \quad (7)$$

ここで、 $Q_1$  の一部が  $Q_2$  に転じるので、

$$Q_2 = k_1 Q_1 \quad (8)$$

とおく。ここに、 $k_1$  は係数である。これより、流速  $V_1$  と  $V_2$  の関係は  $K_1 = k_1 (A_1/A_2)$  として

$$V_2 = K_1 V_1 \quad (9)$$

となる。式(9)の関係を用いれば、式(7)は、次のように表せる。

$$\therefore \frac{p_m}{\rho g} = \alpha \frac{V_1^2}{2g} [\sin^2(\theta + \beta) + K_1^2 \sin^2\gamma] \quad (10)$$

ここで、 $g$ ：重力加速度、 $\alpha$ ：実験により定められる係数で  $\alpha=2/k$ 、である。

このようにして、式(10)より最大衝撃碎波圧  $p_m$  を算定することができる。ただし、式(10)から  $p_m$  を算定するには、碎波した水塊が前方水面に入射する際の速度  $V_1$  とその入射角  $\theta$ 、水塊の跳ね返り角  $\gamma$ 、係数  $\alpha$ 、 $K_1$  を別途求めなければならない。

碎波した水塊が前方水面へ入射する速度  $V_1$  と角度  $\theta$  を、次式にて定義する。

$$V_1 = \sqrt{v^2 + C_b^2} \quad (11)$$

$$\theta = \tan^{-1}(v/C_b) \quad (12)$$

ここで、

$$v = \sqrt{2gH_b} \quad (13)$$

$$C_b = \sqrt{g(h_b + \eta_b)} \quad (14)$$

である。ここに、 $H_b$ ：碎波波高、 $\eta_b$ ：碎波峠高（平均水面から碎波波高頂部までの高さ）、 $h_b$ ：碎波水深、 $g$ ：重力加速度、である。なお、ここでは微小振幅波の適用外となる碎波の波速  $C_b$  を孤立波の波速として取り扱うものとする<sup>18)</sup>。一方、跳ね返り角  $\gamma$ 、係数  $\alpha$ 、 $K_1$  は実験により与えられる。

### 3. 固定傾斜面を用いた碎波実験と碎波圧測定

従来の研究のほとんどが傾斜の緩やかな砂浜海浜を対象としたものであり、ここで対象とする河道側面のように比較的急な斜面勾配（1/6～1/4勾配）を有する場合の研究成果はない。そこで、碎波した水塊が前方水面へ入射する角度  $\theta$  を含め種々の量を求めるために、現地河道両岸の底泥堆積状況を考慮し、その平均的な値として、1/5勾配の斜面を選定し、これに規則波を作らせた。実験には、全長 14m、幅 0.5m のアクリル製直線造波水路を用い、造波板から 7m 離れた地点から傾斜板を設置した（Fig.2 参照）。水路内に造られる波は、傾斜面や造波板の影響を受けて、部分重複波となるため、傾斜板の沖側に 2 本の容量式波高計（（株）ケネック製）を設置し、入反射分離推定法<sup>19)</sup> を用いて入射波高  $H_i$  を求めた。傾斜面に作用する波圧測定には、圧力計（（株）SSK 製 P-310 型、受圧面は直径 10mm で定格容量 0.1kg/cm<sup>2</sup>）を用い、200Hz の周波数にてサンプリングを行った。また、水路側面からのビデオ撮影により碎波帶内を観測した。これらの実験結果をもとに、既存の研究成果も踏まえた上で、入射波形勾配と衝撃碎波圧  $p$  の関係について検討する。なお、碎波形式は巻き波型碎波を対象とした。

#### (1) 碎波波高 $H_b$ の算定

冲波と碎波点での波高に関する実験式として、Le Méhauté・Koh<sup>20)</sup>により次式が提示されている。

$$\frac{H_b}{H_0} = 0.76 (\tan \beta)^{1/7} \left( \frac{H_0}{L_0} \right)^{-1/4} \quad (15)$$

$$H_0 = K_r K_d K_f H_0' \quad (16)$$

ここに、 $H_b$ ：碎波波高、 $\tan \beta$ ：傾斜面勾配、 $H_0'$ ：換算冲波波高、 $H_0$ ：冲波波高、 $L_0$ ：冲波波長 ( $=gT^2/2\pi$ )、 $K_r$ ：碎波点に至るまでの屈折係数、 $K_d$ ：回折係数、 $K_f$ ：摩擦係数、である。ここでは式(16)中の全ての係数を 1 と仮定したので、 $H_0' \equiv H_0$  とみなせる。したがって、以下本文及び図中の冲波波形勾配の表記には  $H_0/L_0$  を用いる。

式(15)と室内実験結果との関係を Fig.3、4 に示す。Fig.3 は実験開始初期の結果を表している。図より、これら両者の値にはズレが生じてはいるものの、その傾向はよく似ていることがわかる。本来、式(15)は実験式であるとともに、適用勾配は 1/10 までであり、本研究のような急勾配に対しての検証はなされていない。したがって、実験開始初期では式(15)に基づいて、次式を用いるものとする（Fig.3 中の点線）。

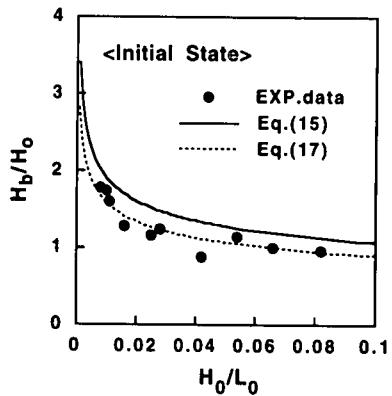


Fig.3 Relation between wave steepness  $H_0/L_0$  and  $H_b/H_0$  (at an initial state)

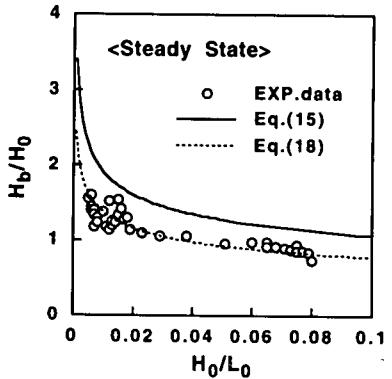


Fig.4 Relation between wave steepness  $H_0/L_0$  and  $H_b/H_0$  (at a steady state)

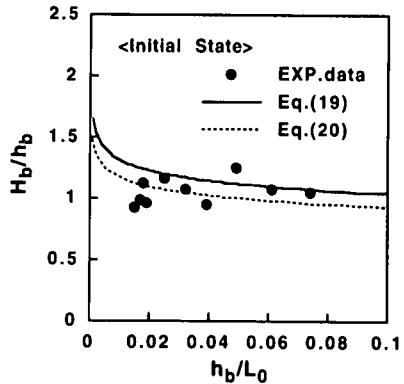


Fig.5 Relation between  $h_b/L_0$  and  $H_b/h_b$  (at an initial state)

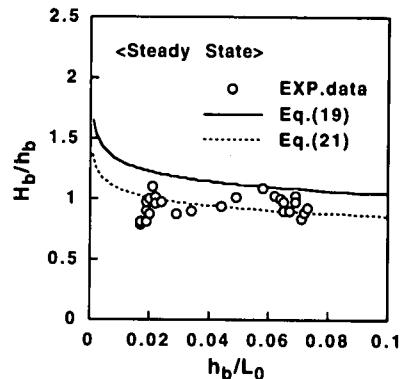


Fig.6 Relation between  $h_b/L_0$  and  $H_b/h_b$  (at a steady state)

## (2) 砕波水深 $h_b$ の算定

Sunamura<sup>21)</sup>は実験データをもとに碎波限界を示す次式を経験的に導いた。

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.63 (\tan \beta)^{1/7} \left( \frac{H_0}{L_0} \right)^{-1/4} \quad (17)$$

一方、傾斜面に波を作用し続けると戻り流れの影響が強く表れる。Fig.4は実験開始後、碎波が戻り流れの影響を受けながらほぼ定常状態に達した時点での結果である。傾斜面からの戻り流れの影響を受けるため、実験開始初期と比べて碎波波高  $H_b$  が減少し、式(17)では実験結果を表現できない。しかしながら、その傾向は碎波初期の場合と同じであることから、式(17)の係数を実験データとの相関が最も高くなるように定めた (Fig.4 中の点線)。したがって、碎波波高  $H_b$  の算定には、戻り流れの影響を受けない場合には式(17)を用い、戻り流れの影響を強く受ける場合には次式を用いるものとする。

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.55 (\tan \beta)^{1/7} \left( \frac{H_0}{L_0} \right)^{-1/4} \quad (18)$$

Figs.5, 6に実験データと式(19)による曲線を同時に示した。Fig.5は、実験開始初期の場合で碎波波高  $H_b$  の算定同様、両者の間には多少の不一致が見られた。したがって、実験データとの相関が最も高くなるように式(19)に基づいて係数を定めた。

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.97 (\tan \beta)^{0.17} \left( \frac{h_b}{L_0} \right)^{-0.1} \quad (19)$$

Fig.6は、実験開始後、碎波が戻り流れの影響を受けながらもほぼ定常状態に達した時点での結果である。 $H_b$  同様、 $h_b$  も戻り流れの影響で、式(19)では実験データを表現できない。ここでも、実験データとの一致度が最も良くなるように係数を定めたところ、次式を

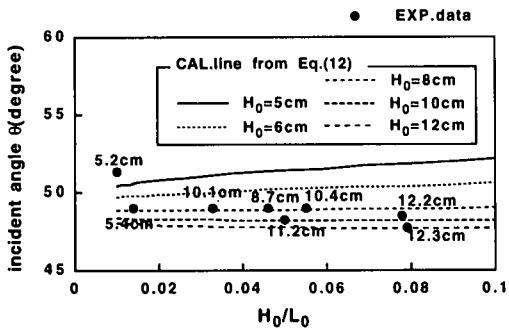


Fig.7 Relation between  $H_0/L_0$  and incident angle  $\theta$

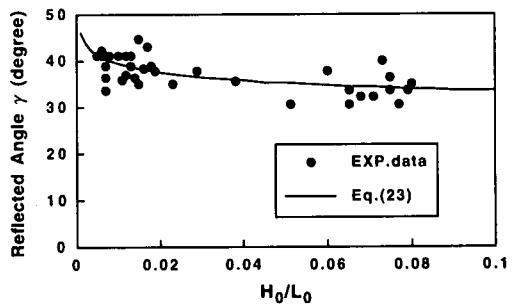


Fig.10 Relation between  $H_0/L_0$  and  $\gamma$

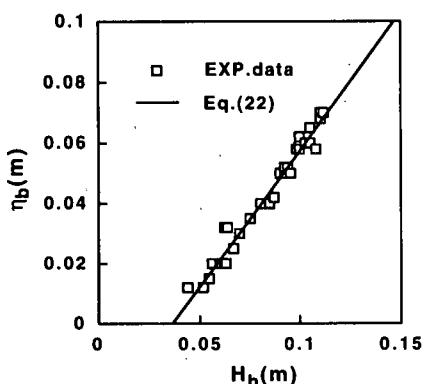


Fig.8 Relation between  $H_b$  and  $\eta_b$

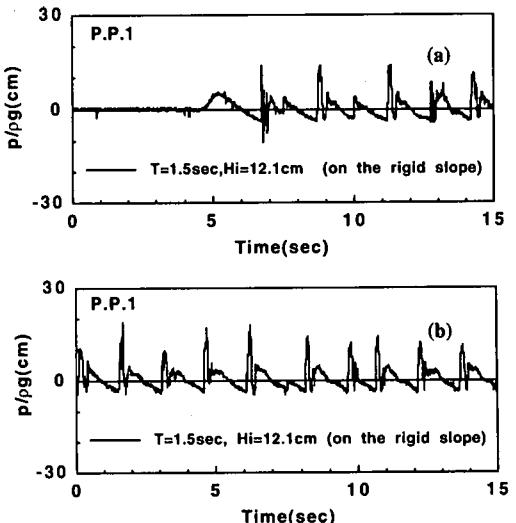


Fig.11 Temporal changes of impact of breaking wave pressure  
in the case of (a) initial state and (b) steady state

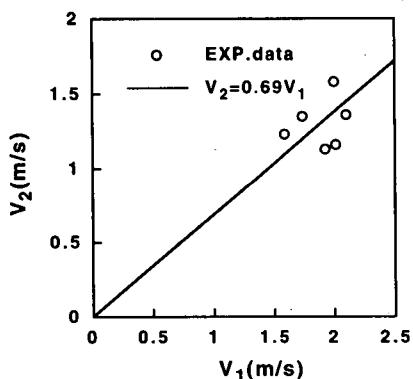


Fig.9 Relation between incident velocity  $V_1$   
and reflected velocity  $V_2$  ( $K_1=0.69$ )

得た。

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.89 (\tan \beta)^{0.17} \left( \frac{h_b}{L_0} \right)^{-0.1} \quad (21)$$

### (3) 衝撃碎波圧の算定

Fig.7は沖波波形勾配 $H_0/L_0$ と入射角 $\theta$ との関係を示したものである。なお、入射角 $\theta$ はビデオの画像か

ら読みとったものである。また、式(12)にて入射角 $\theta$ を求める際、式(13)、式(14)中に、未知の碎波波高 $H_b$ 、碎波水深 $h_b$ 、碎波峯高 $\eta_b$ が含まれている。そこで、 $H_b$ の算出には式(17)もしくは式(18)を、 $h_b$ の算出には式(20)もしくは式(21)を、 $\eta_b$ の算出には実験により得られた次の関係式を用いた (Fig.8 参照)。

$$\eta_b = 0.91(H_b - 0.036) \quad [\text{m}] \quad (22)$$

Fig.9は、式(10)中の係数 $K_1$ を求めるためのもので、 $K_1=0.69$ となった。また、Fig.10は入射角 $\theta$ の観測同様、ビデオ画像から跳ね返り角 $\gamma$ を求め、沖波波形勾配との関係を示したものである。図中には実測値に合うように曲線回帰を行った曲線を同時に示している。このとき、

$$\gamma = 28.6 \left( \frac{H_0}{L_0} \right)^{-0.07} \quad [\text{deg.}] \quad (23)$$

となった。

Fig.11(a), (b)は、固定傾斜面上に作用した衝撃

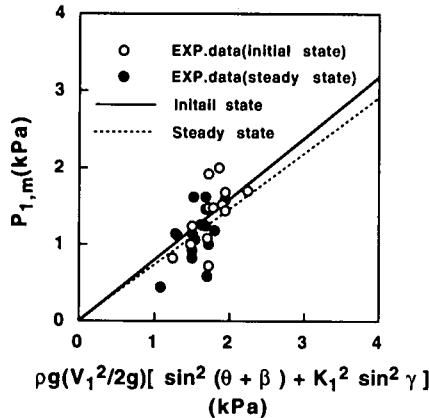


Fig.12 Relation between  $P_{1,m}$  and  $\rho g(V_1^2/2g)[\sin^2(\theta+\beta) + K_1^2 \sin^2 \gamma]$

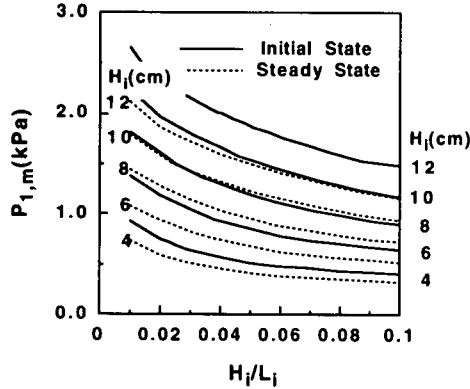


Fig.13 Variations of  $P_{1,m}$  with wave steepness  $H_i/L_i$

碎波圧を圧力計にて記録したものの一例 ( $T=1.5$ sec,  $H_i=12.1$ cm) である。実験開始及び定常時における最大衝撃碎波圧  $p_m$  は、その最大値が各波毎にばらつくため、これら数波の平均値として求めた。圧力計からの出力サンプリング周波数は、服部・由井<sup>22)</sup>が指摘するように、センサーからのサンプリング速度をより高速にすべきである。別途、サンプリング周波数を変えた予備実験 (200Hz, 500Hz, 1kHz, 2kHz)において、第1波の最大衝撃碎波圧以外はどの衝撃圧も平均的にはほぼ同じであること、サンプリング周波数の高速化に伴って最大衝撃碎波圧  $p_m$  も増加するといった傾向は無いことを確認している。さらに、ここでは単発の衝撃圧を対象とするものではないこと、衝撃圧の作用する対象物が木板やコンクリート板といった剛性の高いものでなく、むしろ粘弾性に富む粘土底質が対象であることなどから、本研究の目的に關しては、サンプリング周波数は 200Hz 程度でも問題はないとの判断した。

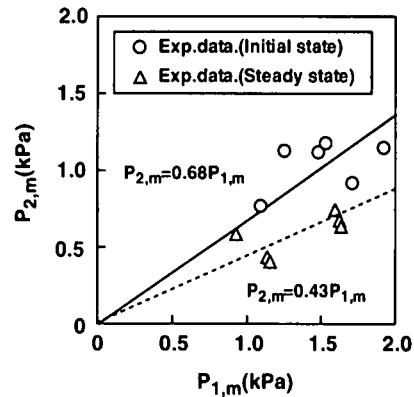


Fig.14 Relation between  $P_{1,m}$  and  $P_{2,m}$

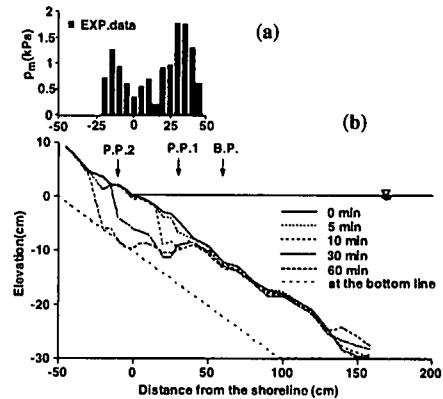


Fig.15(a) Profiles of maximum impact pressure and  
(b) Temporal changes of mud surface elevation  
(in the case of  $T=1.7$  sec,  $H_i=11.5$ cm)

碎波する巻き波型碎波の水塊が前方水面に入水する地点を第1突込み点 (P.P.1) とし、その後水塊がスプラッシュすることでスプラッシュ水塊がさらに岸側水面に入水する地点を第2突込み点 (P.P.2) とする。実験では第3, 4の突込み点も確認されたが、その相対的なスケールの大きさからして、これらが底泥洗掘の主要因として影響を与えていたとは考えづらく、ここでは考慮しないこととする。Fig.12は固定斜面上、P.P.1での最大衝撃圧  $P_{1,m}$  を圧力計にて測定し、これを  $\rho g(V_1^2/2g)[\sin^2(\theta+\beta) + K_1^2 \sin^2 \gamma]$  と比較したものである。図より、データにばらつきはあるものの、式(10)の係数  $\alpha$  が実験開始初期では  $\alpha=0.79$  ( $k=2.5$ )、定常状態では  $\alpha=0.72$  ( $k=2.7$ ) となる。これより、入射波形勾配  $H_i/L_i$  と  $P_{1,m}$  との関係を求めるところにFig.13のようになる。ここで、 $L_i$  は入射波の波長で周期  $T$  と水深  $h$  から微小振幅波理論における分散方程式によって求める。Fig.13より、実験開始初期及び定常状態のいずれも、入射波高  $H_i$  が一定であれば、 $H_i/L_i$  の増加とともに  $P_{1,m}$  は減少することがわかる。ま

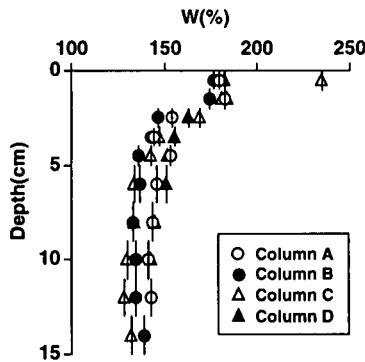


Fig.16 Water content profiles

た、同一波高、同一波形勾配において、実験開始初期と比べ、定常時での $P_{1,m}$ は最大で15%程度減少する。したがって、傾斜底泥面に連続的に波(碎波)を作用させる場合と波を数波だけ作用させる場合とでは、算定する衝撃碎波圧を区別する必要がある。

Fig.14は、圧力計からの実測値をもとに第1及び第2突込み点(P.P.1, P.P.2)での最大衝撃碎波圧 $P_{1,m}$ と $P_{2,m}$ を比較したものである。図より実験開始初期での勾配は0.68であり、定常状態では0.43であった。したがって連続的に波を作用させたときの第2突込み点での最大衝撃碎波圧 $P_{2,m}$ は、Fig.14およびFig.13から判断して、実験開始初期のP.P.1での最大衝撃碎波圧 $P_{1,m}$ に対して最大で37%程度となり、底泥の強度によってはP.P.2での洗掘効果が無視できることがわかる。

Fig.15(a)は傾斜面に長時間碎波を作用させた際の最大衝撃碎波圧の空間分布の例(周期T=1.7秒、入射波高 $H_1=11.5\text{cm}$ )である。図よりP.P.1, P.P.2での衝撃碎波圧が他に比べ大きな値を示していることは明らかであり、 $P_{1,m}$ が $P_{2,m}$ よりも斜面に対して強い衝撃を加えることも容易に見て取れる。また、Fig.15(b)は、Fig.15(a)と同条件下で行った洗掘実験結果の一例であり、衝撃碎波圧分布と洗掘状況との相関性が見られる。なお、P.P.2の方がよく洗掘される理由は後述する。

#### 4. 現地底泥(ガタ土)の土質力学的特性

底泥の洗掘現象を明らかにするには、底泥に作用する外力としての衝撃碎波圧の他に、現地泥の土質力学的特性を把握する必要がある。すなわち、現地に沈降・堆積した底泥は、その堆積状況に応じて底泥強度が変化する。楠田ら<sup>23)</sup>は現地底泥の攪乱試料と不攪乱試料のそれぞれを用いて波による巻き上げ実験を行い、巻き上げ量や巻き上げ限界剪断応力が

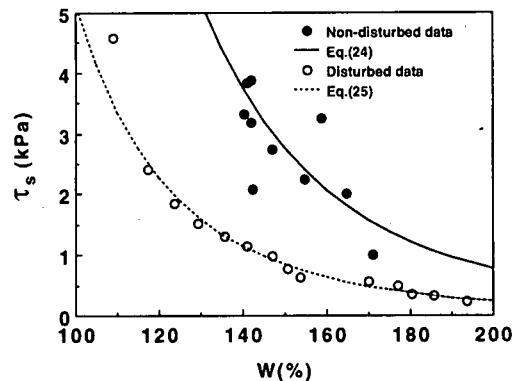


Fig.17 Changes in shear strength  $\tau_s$  with water content  $W$

異なることを明らかにした。一般に比較的柔らかい底泥の流動現象を考える上では底泥の流動限界強度、すなわち降伏値を求めることがよくなされる。底泥の降伏値の測定には通常、回転粘度計(例えば、楠田ら<sup>24)</sup>、青木ら<sup>25)</sup>)、ペーン剪断試験(例えば、永井ら<sup>26)</sup>)、スランプ試験(例えば、海田ら<sup>5)</sup>、鶴谷ら<sup>27)</sup>、中野<sup>28)</sup>)などが用いられている。ここでは現地及び室内の両方で簡便に測定可能なペーン剪断試験器((株)丸東三友製作所製、ポケットペインSH-63A, SH-63B)を用いてガタ土の土質力学的特性について検討をした。室内実験のために現地でガタ土を採取すると同時に、ペーン剪断試験を行った。試験に用いたペーンはガタ土の強度に応じて、幅15mm×高さ30mm(SH-63A、最大容量9.8N·cm)と幅20mm×高さ40mm(SH-63B、最大容量19.6N·cm)の2種類を使い分けた。現地ガタ土数カ所にペーン羽を所定の位置まで挿入し、ペーンの角速度を0.5deg/sになるよう回転させ、そのときの最大トルクを測定した。また、同時にペーン剪断試験を実施した近傍でアクリル製カラム(内径55mm)によりガタ土を採取し、採取泥の鉛直方向の含水比を測定し、ペーン剪断試験結果との関係を求めた。

実験には、佐賀県六角川の河道側面に堆積した現地底泥(ガタ土)を用いた。Fig.16は現地にて採取した底泥の鉛直含水比分布である。上層部でやや含水比が高いものの、下方へいくにしたがい平均含水比が140%程度になっている。また、密度は2540kg/m<sup>3</sup>、中央粒径は6μm、強熱減量は深さ方向にはほぼ一様で15%程度であった。

Fig.17は含水比 $W$ とペーン剪断試験から求められる現地ガタ土(不攪乱試料)の剪断強度 $\tau_s$ との関係を求めたものである。一般に粘性土の剪断強度 $\tau_s$ は粒子間の噛み合せや圧密といった土粒子間構造による抵抗力(降伏値) $\tau_y$ と粘着力 $C$ との和で表される。図中の●は現地不攪乱試料の結果であり、○は

Table1 Experimental conditions

T(sec)	H <sub>i</sub> (cm)	$\tau_s$ (kPa)	P <sub>l,m</sub> (kPa)
1.0	9.2	2.30	1.00
1.5	9.6	1.39	1.24
2.0	6.6	2.30	1.05
1.5	12.3	1.39	1.51
1.5	11.3	1.39	1.42
1.5	9.9	2.46	1.28
1.5	8.4	2.30	1.13
1.3	11.2	4.20	1.33
1.5	11.0	1.96	1.40
1.7	11.5	2.54	1.51

現地で採取したガタ土を実験室まで持ち帰った後、攪拌装置で十分に練り返した搅乱試料の結果である。搅乱・不搅乱試料ともに、含水比 W の増加とともに剪断強度  $\tau_s$  は指数関数的に減少する。したがって、これらの結果をもとに  $\tau_s$  を W の関数として表せば次のようになる。

$$\text{不搅乱試料} : \tau_{s,1} = 1.42 \times 10^{10} W^{-4.47} \quad [\text{kPa}] \quad (24)$$

$$\text{搅乱試料} : \tau_{s,2} = 4.49 \times 10^9 W^{-4.47} \quad [\text{kPa}] \quad (25)$$

不搅乱試料と搅乱試料とでは、剪断強度が異なり、試料の練り返しによりその強度が減少する。この練り返し効果の一指標として土質力学では鋭敏比を用いるが、ここでは次のような指標 r を定義した。

$$r = \frac{\tau_{s,1} - \tau_{s,2}}{\tau_{s,2}} \quad (26)$$

式(24), (25)を式(26)に代入することで  $r=2.16$  を得る。すなわち、底泥試料の練り返しの有無による剪断強度の差は、搅乱試料の剪断強度の 2 倍程度であることを示す。

## 5. 現地底泥を用いた室内洗掘実験

現地にて採取した底泥を不搅乱の状態で実験室まで持ち帰り、造波水路内（全長 14m、幅 0.5m）に斜面勾配が 1/5 となるように厚さ 0.1m で敷き詰めた。その後、水路に水道水を注水し、水深 0.3m とした。実験は、周期 T を 1.0 ~ 2.0sec の範囲内で、入射波高 H<sub>i</sub> を数通りとし、すべての実験において碎波形式は巻き波型碎波であったことは、水路側面からの観察からも確認することができた。室内実験の条件を Table1 に示す。なお、表中、各波浪条件における P.P.1 での衝撃碎波圧 P<sub>l,m</sub> は、室内実験の波が連続的に作用することを考慮した定常時のものを Fig.13 より求めたものである。

Fig.15(b) は傾斜底泥面の経時変化の一例である（周期 T=1.7sec、入射波高 H<sub>i</sub>=11.5cm）。図中の ↓ は、

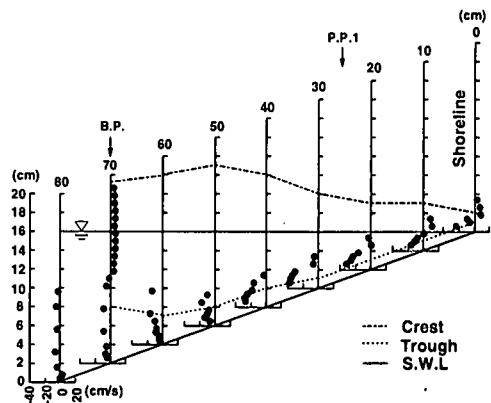


Fig.18 Steady-state velocity profiles on a rigid slope  
(T=1.7sec, H<sub>i</sub>=11.5cm)

水路側面からのビデオ撮影により得られた、実験開始初期における碎波点 (B.P.) および第 1, 2 の水塊が水面に突込む地点 (P.P.1, P.P.2) を表している。図より第 1, 第 2 突込み点での洗掘、すなわち、衝撃碎波圧の大きな部分で洗掘が著しいことが分かる。また、実験観察より、第 1 突込み点では戻り流れの影響を受けて底泥面ではなく水面をたたく一方で、第 2 突込み点では直接水塊が底泥面へ衝撃力を与えていた。さらに、底泥は泥塊として剥ぎ取られるよう洗掘された。このため、衝撃碎波圧の大きさとは異なり、洗掘量は P.P.2 の方が大きくなっている。実験開始 10 分後の洗掘状況を観察したところ、洗掘の著しい部分のすぐ沖側に多数の小泥塊（直径 2 ~ 3cm）が存在しており、また、さらに沖側（汀線より 150 ~ 200cm）では直径 5 ~ 7cm の大きな泥塊が堆積していた。これは洗掘された泥塊が傾斜面上での非対称な振動流下においてコロのような運動を行い、泥塊としての粘着力を強化させながら沖側へ輸送された結果であり、砂浜の洗掘状況では見られない凝集性土特有の現象である。

Fig.18 は、固定傾斜面上での碎波帶内の定常流速分布の一例である (Fig.15 と対応)。図中に表示されているデータは 10 周期分の位相平均値を 1 周期にわたって平均したものである。図より、傾斜面上には、速度勾配を有する定常流速が存在し、常に沖側に底面剪断応力が作用している。しかし、実験結果よりこの定常流による剪断応力は、傾斜底泥の洗掘に対する寄与よりも、むしろ上述したような洗掘泥塊の沖向き輸送に対する寄与の方が大きい。なお、このような洗掘された泥土が泥塊として沖向きに輸送される現象は、後述する航跡波による現地底泥洗掘実験でも同様に確認されている。

Fig.19 は作用させた波の数 N と単位幅当たりの底

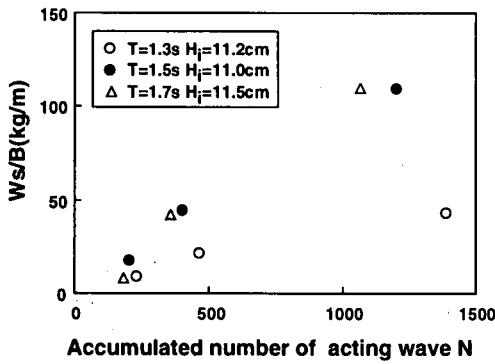


Fig.19 Relation between number  $N$  of breaking wave acted on a mud slope and amounts of scoured mud per unit width ( $W_s/B$ )

泥洗掘量  $W_s/B$  (水路幅  $B=0.5\text{m}$ ) との関係を示したものである。なお、底泥洗掘量  $W_s$  を求めるに当たっては、まず、水路幅中央部での横断測量から得られる洗掘深をもとに、水路幅一様に同じ変化が生じたものとして洗掘体積を求めた。次に、底泥敷設高さ  $10\text{cm}$  の平均含水比より見かけ密度  $\rho'$  を求め、先に求めた洗掘体積量に乘じて底泥洗掘量  $W_s$  を得た。図より、波の数  $N$  の増加とともに  $W_s$  が増加することがわかる。また、繰り返し碎波が作用することは底泥強度の低下をもたらし、底泥塊が段階的に洗掘されるものと考えられる。

次に最大衝撃碎波圧  $p_m$  と底泥洗掘量  $W_s$  との関係を求める。ここでは、傾斜底泥から泥塊が洗掘・破壊されるとき、衝撃碎波圧はその泥塊の自重と底泥内部の剪断強度に打ち勝つものと考え、次のような無次元の関係式を得る。

$$\frac{(W_s g/A_s)}{\tau_s N} = m \left[ \left( \frac{p_m}{\tau_s} \right) - \left( \frac{p_m}{\tau_s} \right)_c \right] \quad (27)$$

ここに、 $A_s$ : 底泥の洗掘面積、 $(p_m/\tau_s)_c$ : 無次元洗掘限界値、 $m$ : 係数、である。式(27)は、波の数  $N$  も考慮した無次元化底泥洗掘速度を与える式となっている。

Fig.20 は P.P.1 での定常時の衝撃碎波圧を  $p_m$  として、横軸に  $(p_m/\tau_s)$  をとり、縦軸に  $(W_s g/A_s)/\tau_s/N$  を取ったものである。 $W_s$  は波の数  $N$  が 500 波での値とした。また、最大衝撃碎波圧  $p_m$  の算定には Fig.13 を用い、底泥の剪断強度  $\tau_s$  はペーン剪断試験の結果もしくは式(25)を用いて求めている。図より、 $(p_m/\tau_s)$  の増加とともに  $(W_s g/A_s)/\tau_s/N$  も増加すること、および無次元洗掘限界値  $(p_m/\tau_s)_c$  が存在することがわかる。このとき  $m=1.4$ 、 $(p_m/\tau_s)_c=0.37$  である。先に求めた式(26)を変形して  $\tau_{s,2}=\tau_{s,1}/(1+r) \doteq 0.32\tau_{s,1}$ 、上述の無次元洗掘限界値から  $p_{mc}=0.37\tau_{s,1}$  なので、 $p_{mc}$  と  $\tau_{s,2}$  はほぼ同程

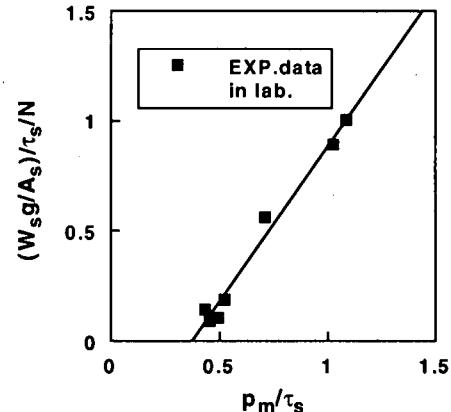


Fig.20 Relation between  $(p_m/\tau_s)$  and  $(W_s g/A_s)/\tau_s/N$  in laboratory

度となる。すなわち、本実験のように現地の不搅乱底泥を洗掘するには、最大衝撃碎波圧  $p_m$  は必ずしも底泥の剪断強度  $\tau_{s,1}$  以上である必要はなく、少なくとも  $\tau_{s,2}$  程度の強度を超えさえすればよいことになる。ただし、搅乱底泥の場合は  $p_{mc,2}=0.37\tau_{s,2}$  となる。また、 $(p_m/\tau_s)_c=n_c$  とするとき、洗掘限界衝撃圧  $p_{mc}=n_c\tau_s$  となる。 $\tau_s$  は式(24)、(25)より含水比  $W$  の関数として表現可能であるから、 $p_{mc}$  は底泥の搅乱・不搅乱状態によって異なり、次式のように表せる。

$$\text{不搅乱試料: } p_{mc,1} = \delta_1 W^n \quad (28)$$

$$\text{搅乱試料: } p_{mc,2} = \delta_2 W^n \quad (29)$$

ここに、 $\delta_1=5.11 \times 10^9$ 、 $\delta_2=1.62 \times 10^9$ 、 $n=-4.47$  である。したがって、底泥の搅乱・不搅乱の状態とその平均的な含水比が既知であれば、洗掘限界衝撃圧  $p_{mc}$  を予測することが可能となる。

## 6. 航跡波による現地底泥洗掘実験

### (1) 航跡波による波浪の特性

Havelock<sup>29)</sup>が、Kelvinの理論を使って求めた深水状態での航跡波の相対波高の関係をもとに Verhey and Bogaerts<sup>30)</sup>は次式を導いた。

$$\frac{H_i}{h} = \alpha_1 \left( \frac{s}{h} \right)^{-0.33} F_s^{0.3} \quad (30)$$

$$F_s = \frac{u_s}{\sqrt{gh}} \quad (31)$$

ここで、 $s$ : 船から岸までの距離(m)、 $H_i$ : 船から  $s$  だけ離れた地点での入射波高(m)、 $h$ : 水深(m)、 $u_s$ : 船速(m/s)、 $g$ : 重力加速度(m/s<sup>2</sup>)、 $F_s$ : 船速と水深に基づくフルード数(-)である。なお、 $\alpha_1$  と  $\alpha_3$  は室内実験及び

現地スケールでのデータをもとに決められる。Verhey and Bogaerts<sup>30)</sup>は既存のデータを再整理し、 $\alpha_3=4.0$ を提唱している。 $\alpha_1$ についても同様に従来の研究成果から、a)  $\alpha_1=0.35$ ；無載荷の通常の内陸用モーターボート、b)  $\alpha_1=0.5$ ；無載荷のバージ船、c)  $\alpha_1=1.0$ ；タグボート、巡視船および積載された通常の内陸用モーターボート、の3通りに場合分けしている。

また、Kelvinの理論と深水波の条件を用いると航跡波の波長  $L_{w0}$  は次式となる。

$$L_{w0} = 2\pi \frac{u_s^2 \cos^2(35.3^\circ)}{g} = 0.67 \cdot 2\pi \frac{u_s^2}{g} \quad (32)$$

さらに、式(30), (32)の両式より波形勾配  $H_i/L_{w0}$  は次のようになる。

$$\frac{H_i}{L_{w0}} = \frac{\alpha_1 \left(\frac{s}{h}\right)^{-0.33} F_s^{\alpha_3} h}{0.67 \cdot 2\pi \frac{u_s^2}{g}} = 0.24 \left(\frac{s}{h}\right)^{-0.33} \frac{u_s^2}{gh} \quad (33)$$

一方、周期  $T$  は深水条件より次式で表される。

$$T = \sqrt{\frac{2\pi L_{w0}}{g}} \quad (34)$$

以上の式を用いることで船の航行によって生じた波の特性を求めることができる。

## (2) 航跡波の現地観測結果

平成8年3月11～12日、佐賀県六角川河口から上流6.8km右岸側にて航跡波による底泥の現地洗掘実験が建設省武雄工事事務所により行われた。現地実験回数は、満潮位において2回（第1, 3回実験）、平均潮位において2回（第2, 4回実験）の計4回である。各実験毎に船を30回程度走らせ、その間、航跡波の波高を現地に設置した波高計で測定した。また、傾斜底泥面の洗掘状況をビデオカメラで撮影した。

航跡波の波高  $H_i$  は式(30)によって決定される。そこで現地に設置した波高計データをもとに式(30)を検討する。この際、波高  $H_i$  を規定する量は、船が航行した場所の水深  $h$ 、船の側面から波高計までの距離  $s$ 、および船の航行速度  $u_s$  である。船が航行した場所は必ずしも一定ではなかったが、満潮時と平均潮時を考慮して、おおよその位置を定め、そのときそれぞれの水深  $h$  を河道断面図より求めた。船の航行速度  $u_s$  は各実験毎の速度の全平均とし、 $u_s=2.8m/s$ とした。なお、式(30)中のパラメータ  $\alpha_1$  と  $\alpha_3$  は、実験に用いた漁船と従来の研究成果を参考に  $\alpha_1=1.0$ 、 $\alpha_3=4.0$ とした。船の航行毎に得られた波高データの最大値は各実験毎に単純平均して最大平均波高  $H_{m,exp}$  として求めた。また、式(30)による計算波高  $H_{cal}(=H_i)$  の算定にはそれぞれの

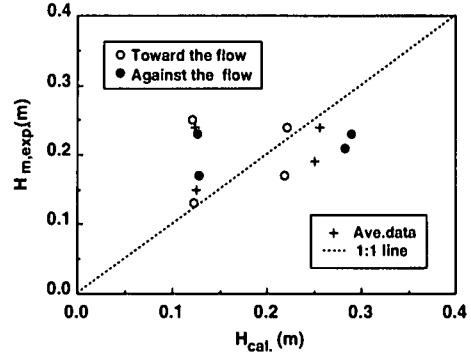


Fig.21 Relation between wave height  $H_{m,exp}$  measured in site and wave height  $H_{cal.}$  obtained from Eq.(30)

実験での平均水深を用いた。さらに、ここで生じる航跡波は流れによる影響を受ける。今回、河川の流速の空間分布を測定していないため、詳細な計算はできないが、理論的には航跡波の進行方向に対する流れの向きによってその波高は増減する。すなわち、航跡波が流れのある場へ入射角  $\delta$  で進入し、角度  $\phi$  で屈折・進行するものとするとき、流れによる波高変化は波作用量の保存則から次のように表せる<sup>31)</sup>。

$$\frac{H_2}{H_1} = \sqrt{\frac{\cos \delta}{\cos \phi}} \frac{C_1}{\sqrt{C_2^2 (C_2^2 + 2U \sin \phi)}} \quad (35)$$

ここに、 $H$ ：波高、 $C$ ：波速、 $U$ ：河川流速で、添字1, 2は入射と屈折後を表し、

$$C_1 = \sqrt{\frac{gL_{w0}}{2\pi}} \quad (36)$$

$$C_2 = \left[ 1 - \frac{U}{C_1} \sin \delta \right]^{-1} \quad (37)$$

$$\phi = \sin^{-1} \left[ \left( 1 - \frac{U}{C_1} \sin \delta \right)^2 \sin \delta \right] \quad (38)$$

である。

Fig.21は入射波高  $H_i$  の実測値  $H_{m,exp}$  と式(30)による計算値に流れによる効果を考慮して求めた  $H_{cal.}$  を示したものである。上述したように、河川流速は測定されていないので、平均的な値として満潮位時で  $U=0.1m/s$ 、平均潮位時で  $U=0.5m/s$  と仮定し、波高変化を求めている。また、式(30)による入射波高  $H_{cal.}(=H_i)$  を式(35)の  $H_i$  とみなして、 $H_2$  を式(35)より算出している。さらに、船が上流から下流に向かう場合と下流から上流へ向かう場合とで  $U$  は正・負（もしくは  $v_s$  が正・負）をとるので  $H_2$  は異なる。よって、これを区別して計算

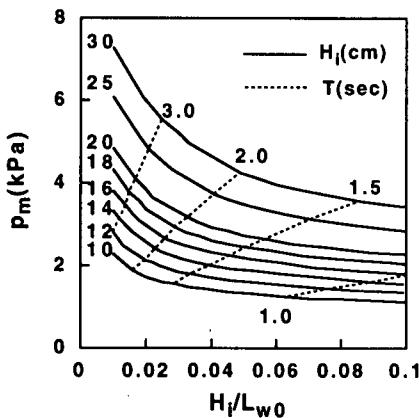


Fig.22 Variations of  $p_m$  with wave steepness  $H_i/L_{w0}$

算している。ただし、船が上流から下流、下流から上流の方向を交互に行き来することによって洗掘量を区別して評価することは困難である。このことから、船が上流から下流に向かう場合と下流から上流に向かう場合で得られるそれぞれの波高の平均を計算する方が実用的である。したがって、Fig.21中にはこれらの平均値も記入している。Fig.21より、両者には多少のばらつきが見られるものの、今回得られた計算値と実測値の相関は比較的良好である。なお、データのばらつきは、パラメータ値 ( $U$ ,  $s$ ,  $u_s$ ,  $h$ ) を代入する際の近似とその数値の誤差による影響が大きい。

### (3) 衝撃碎波圧と現地底泥洗掘量との関係

ここでは式(25)に基づき、衝撃碎波圧と底泥洗掘量との関係を求めるために以下のような仮定を設けた。

- 波高  $H_i$ 、波長  $L_{w0}$  は式(30), (32)にて規定される。
- 最大衝撃碎波圧  $p_m$  の算定には式(10)に基づいて算出された Fig.22 を用いる。

c)ガタ土傾斜面での横断測量により得られた洗掘形状は、この横断測量面を中心として 10m 幅において同一である (Fig.23 参照)。なお、今回の計算では実測結果に基づき、満潮位水際線での底泥含水比を 150 %、平均潮位でのそれを 200 %とした。

d)衝撃碎波圧の算定に当たり、戻り流れの影響は無視できる。これは、1回の船の航行によって生じた航跡波のうち、傾斜面への衝撃作用として認められる波の数  $N$  は深水波としての波の分散性および現地でのビデオ撮影結果から考慮しても 2~3 波程度であることによる。

Fig.24 は、全 4 回の実験終了時に測定した洗掘深をもとに満潮位域と平均潮位域それぞれの領域で算出した洗掘量を、式(27)に基づき傾斜面に作用する無次元衝撃碎波圧 ( $p_m/\tau_s$ ) によって整理したものである。な

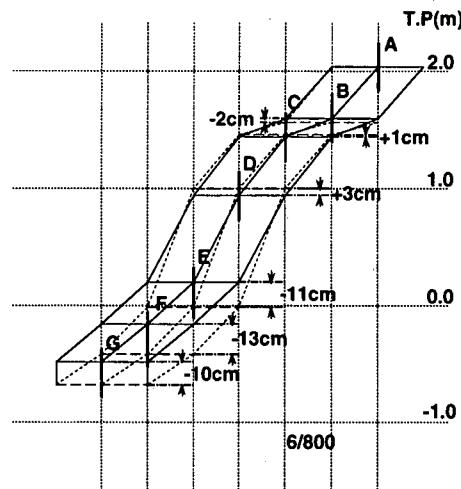


Fig.23 A sample of sketch for estimation of the mass of sediments scoured in the field, where is at 6.8km upstream from the Rokkaku river mouth

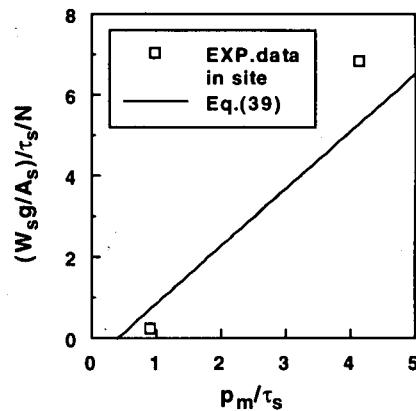


Fig.24 Relation between  $(p_m/\tau_s)$  and  $(W_sg/A_s)/\tau_s/N$  in site

お、現地調査の都合上、洗掘深の横断測量は実験開始前と終了後にしか測定していない。したがって、図中には、満潮位・平均潮位でそれぞれ実施した2回の実験の平均値として評価した。また、室内実験は波を連続的に 500 波作用させた場合の結果であり、ここでまとめた現地実験の結果は 180 波の波 (1 回の航跡波で 3 波の波が衝撃圧として有効に作用するものと考えた) を作用させたものである。図より室内実験同様、無次元限界洗掘値  $(p_m/\tau_s)_c$  を超えると、 $(p_m/\tau_s)$  の増加とともに無次元洗掘速度  $(W_sg/A_s)/\tau_s/N$  も増加する。また、現地データは室内実験の結果から得られた無次元表示式

$$\frac{(W_sg/A_s)}{\tau_s N} = 1.4 \left[ \left( \frac{p_m}{\tau_s} \right) - 0.37 \right] \quad (39)$$

の周りに分布する。以上から、現地・室内実験いずれにせよ、入射波形勾配 $H_1/L_{w0}$ から求まる最大衝撃碎波圧 $p_m$ と底泥の剪断強度 $\tau_s$ 、そして洗掘限界値 $(p_m/\tau_s)_c$ がわかれば、洗掘量 $W_s$ は式(27)をもとに算出可能である。また、Fig.23から現地底泥の洗掘深は場所にもよるが、最大で13cmあり、航跡波による洗掘は十分効果があると考えられる。さらに効率よく傾斜底泥の洗掘除去するには、干満差が生じている感潮域において底泥(ガタ土)の干出する時期や底泥の剪断強度に応じた対応が必要となる。

## 7. おわりに

河岸に堆積した底泥(ガタ土)除去の一手法として碎波による効果を室内実験により検証した。ここでは傾斜面に作用する衝撃圧に着目し、その作用をとりまとめた。成果をまとめると以下のようになる。

- (1) 波の跳ね返りを考慮し、傾斜面上に作用する衝撃碎波圧を運動量保存則より求めた。この衝撃碎波圧算定式にかかる各係数は、別途実施した固定傾斜面上での碎波実験の結果をもとに定めた。
- (2) 入射波形勾配と第1突込点での最大衝撃碎波圧の関係から入射波高が一定であれば、波形勾配の増加とともに衝撃碎波圧は減少し、また、同一波高、同一波形勾配であれば、定常時の第1突込点での最大衝撃碎波圧は実験開始初期のそれと比較して、最大で15%程度減少した。
- (3) 現地底泥の土質力学特性として、搅乱・不搅乱のそれぞれの試料に対して、底泥含水比と剪断強度との関係を求め、これらの関係を定式化した。この結果より、底泥試料の練り返しによる剪断強度の差は、搅乱試料のそれの約2倍となることがわかった。
- (4) 波による傾斜底泥の無次元洗掘速度をこれに作用する衝撃碎波圧と底泥の剪断強度として、次式のように表わした。

$$(W_s g / A_s) / \tau_s / N = m [ (p_m / \tau_s) - (p_m / \tau_s)_c ]$$

この無次元関係式は、洗掘限界値 $(p_m / \tau_s)_c$ の存在を示唆し、室内実験と現地調査の結果から $m=1.4$ 、 $(p_m / \tau_s)_c=0.37$ であった。また、洗掘限界衝撃圧 $p_{mc}$ を搅乱・不搅乱の底泥含水比の関数として表現することで、洗掘限界衝撃圧を予測することが可能となった。

(5) 今回算定した入射波形勾配と衝撃碎波圧との関係及び現地ガタ土の剪断強度等から判断して、航跡波による現地ガタ土除去は十分可能である。

今後、これを現地に適用するにはいくつかの問題が残る。例えば、水が繰り返し底泥面上を通過することでの底泥表層部での含水比上昇に伴う洗掘可能なガタ土の土質力学的条件の変化、干満差が生じて

いる感潮域において有効に波を作用させるタイミング、すなわち、洗掘の際の潮位、流れの影響等も考慮しなければならない。さらに、洗掘された泥塊の輸送を含めて、これらに関する実験と更なる検討が必要である。

**謝辞：**本研究は建設省九州地方建設局武雄工事事務所での「六角川ガタ土対策現地実験」を契機として行われたものであり、同事務所の関係各位の援助を受けた。また、本研究の一部は平成9～10年度科学研究費補助金奨励研究(A)および平成8年度ウエスコ土木技術振興基金より実施された。ここに記して謝意を表す。

## 参考文献

- 1) 二渡 了、楠田哲也、大石京子：強混合河川六角川感潮部における懸濁物質濃度の変動特性、土木学会論文集、第452号/II-20, pp.71-79, 1992.
- 2) 楠田哲也編著：自然の浄化機構の強化と制御、技報堂出版, pp.160-179, 1994.
- 3) Partheniades, E. and Paaswell, R.E.: Erodibility of channels with cohesive boundary, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol.96, No.HY3, Proc. Paper 7156, pp.755-771, 1970.
- 4) 大坪国順、村岡浩爾：流れによる底泥の飛び出し率、土木学会論文集、第375号/II-6, pp.43-52, 1986.
- 5) 海田輝之、楠田哲也、二渡 了、栗谷陽一：柔らかい底泥の巻き上げ過程に関する研究、土木学会論文集、第393号/II-9, pp.33-42, 1988.
- 6) 二渡 了、楠田哲也：強混合河川感潮部における懸濁物質輸送のシミュレーション、土木学会論文集、No.452/II-20, pp.61-70, 1992.
- 7) Mehta, A.J. and Maa, P.Y.: Waves over mud: modeling erosion, 3rd International Symposium on River Sedimentation, The Univ. of Mississippi, pp.588-601, 1986.
- 8) 柴山知也、中西雅明、石原 肇、佐藤慎司：波による底泥の浮遊機構に関する研究、第34回海岸工学講演会論文集、pp.271-275, 1987.
- 9) 中野 晋、鶴谷広一、鷹浜 潤：波と底泥の相互干渉による波高減衰と底泥の流動について、港研報告、26卷、2号、pp.171-212, 1987.
- 10) 楠田哲也、山西博幸、川添正寿、二渡 了：波による底泥の浮遊及び挙動に関する研究、第35回海岸工学講演会論文集、pp.352-356, 1988.
- 11) 三村信男、田口 智、加藤 始：波による底泥の巻き上げ・沈降フラックス、海岸工学論文集、第36卷、pp.309-313, 1989.
- 12) 鶴谷広一、江口秀二、鷹浜 潤：流れと波による底泥の巻き上げに関する実験的研究、第35回海岸工学講演会論文集、pp.357-361, 1988.
- 13) 清水琢三、金山 進、沼野祐二、山田富朗、植木一浩：

- 波・流れ共存場における現地泥の巻き上げ特性, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.481-485, 1991.
- 14) Kirby, R.: High concentration suspension (fluid mud) layers in estuaries, Physical processes in estuaries (J. Drotkers, W. van Leussen eds.), Springer-Verlag, pp.463-487, 1988.
  - 15) Smith, T.J. and Kirby, R.: Generation, stabilization and dissipation of layered fine sediment suspensions, Journal of Coastal Research, Special Issue No.5, pp.63-73, 1989.
  - 16) Yamanishi, H. and Kusuda, T.: Behaviors of fluid mud under oscillatory flow, Proc. 24th Int. Conf. Coastal Eng. Research, pp.3408-3419, 1994.
  - 17) 山西博幸, 楠田哲也, 崎田省吾, 酒井啓範: 浮泥界面における連行現象と浮泥層の保持機構に関する研究, 海岸工学論文集, 第42巻, pp.512-520, 1995.
  - 18) 酒井哲郎, 水谷太作, 田中秀明, 多田幸夫: 斜面上の巻き波型碎波の碎波後の運動機構の数値解析, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.71-75, 1987.
  - 19) 合田良実, 鈴木康正, 岸良安治, 菊池 治: 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研資料, No.248, pp.1-24, 1976.
  - 20) Le Méhauté, B. and Koh, R. C. Y.: On the breaking waves arriving at an angle to the shore, Journal of Hydraulic Research, Vol. 5, No. 1., pp. 67-88, 1967.
  - 21) Sunamura, T.: Determination of breaker height and depth in the field, Ann. Rep., Inst. Geosci., Univ. Tsukuba, No. 8, pp. 53-54, 1983.
  - 22) 服部昌太郎, 由井孝昌: 衝撃碎波圧の発生・伝搬機構に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.751-755, 1993.
  - 23) 楠田哲也, 山西博幸, 吉見博之, 二渡 了: 揣乱・不掆乱底泥の巻き上げ特性に関する研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.314-318, 1989.
  - 24) 楠田哲也, 二渡 了, 古賀憲一, 粟谷陽一: 改良型同心円筒回転型粘度計による粘土懸濁液の流動特性の測定, 衛生工学研究論文集, 第21巻, pp.91-99, 1985.
  - 25) 青木 徹, 柴山知也, 佐藤慎司: 正弦振動型同心二重円筒を用いた底泥の粘弾性係数の測定例, 土木学会第44回年次学術講演会講演集, pp.800-801, 1990.
  - 26) 永井紀彦, 山本督夫, Figuerola, L.: 波と柔らかい底質粘度との相互干渉に関する実験, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.608-612, 1983.
  - 27) 鶴谷広一, 江口秀二, 鷹濱 潤: ベーン試験とスランプ試験による底泥の流動限界値の検討, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.329-333, 1989.
  - 28) 中野 晋: 底泥の堆積した海域における波高減衰と底泥の移動現象に関する研究, 京都大学学位論文, pp.43-65, 1995.6.
  - 29) Havelock, T.H.: The propagation of groups of waves in dispersive media, with application to waves on water produced by a travelling disturbance, Proc. Royal Society of London, Series A, vol.81, pp.398-430, 1908.
  - 30) Verhey, H.J. and Bogaerts, M.P.: Ship waves and the stability of armour layers protecting slopes, Int. Harbour Congress 9th Antwerp, pp.5.95-5.102, 1988.
  - 31) 首藤伸夫: 土木学会編 新体系土木工学24 海の波の水理, 技報堂出版, pp.131-135, 1981.

(1998.3.4 受付)

## SCOURING OF SLOPING COHESIVE SEDIMENT BED UNDER WAVES

Hiroyuki YAMANISHI, Osamu HIGASHI, Tetsuya KUSUDA and Ryoichi WATANABE

We experimentally investigated scouring mass of sediments by breaking wave action in a tidal river and in an experimental flume with a slope bed. Major conclusions of this study are as follows: (1) Impact of breaking wave acting on the slope is formulated by the conservation equation of momentum considering reflection; (2) The impact of breaking wave decreases as increase in wave steepness under the same wave height; (3) Cohesive sediments were scoured as piece and accumulated like marbles at the foot of the slope; (4) The mass of the sediments scoured by breaking waves,  $W_s$ , per number  $N$  of acting wave, and per unit area is formulated as  $(W_s g/A_s)/\tau_s = m [(p_m/\tau_s) - (p_m/\tau_s)_c]$ , where  $p_m$  and  $\tau_s$  are the maximum impact of breaking wave and the shearing strength of the sediments, respectively. As a result of the experiments,  $m$  and  $(p_m/\tau_s)_c$  are 0.14 and 0.37, respectively.