

混成堤直立部の滑動時の流体抵抗力と滑動量算定モデル

谷本勝利*・古川浩司**・中村廣昭***

1. はじめに

混成防波堤の直立部は設計条件に対し滑動しないように設計されるが、さらに設計波を上回る波を受けたときの滑動量の程度を検討しておくことがその安全性を評価するうえで重要である。そうした滑動量の算定法としては、不規則波の作用に対し期待滑動量を求める伊藤・藤島・北谷 (1966) の方法、それを発展させた下迫・高橋 (1994) の方法があるが、これらの方法においては、滑動時の流体抵抗力が正しく考慮されていない。これに対し、青木・奥部 (1995) は浮体の非線形動揺解析に用いられているメモリ影響関数 (Cummins, 1962) を防波堤直立部の滑動時の流体抵抗力の算定に取り入れ、滑動に及ぼす影響等を検討したが、実験的検証は行われていない。

そのため、筆者らは、滑動という全く単発的な運動に対し、流体抵抗力の実験を行うことによって、メモリ影響関数を用いた理論の妥当性を検証した (古川・佐々木・谷本・中村, 1996)。本論文は、それに加えて、重複波力から衝撃砕波力までを含んだ波力の時間変化モデルを作成して、滑動量の算定モデルを構築し、既往の滑動実験結果と比較することによって、その妥当性を検討するものである。

2. 直立壁体の滑動モデル

図-1 に示すように捨石マウンド上に設置された直立壁体を対象とするが、本研究ではマウンドおよび地盤は剛体として扱う。ここに、剛マウンドモデルとするのは、重複波力が作用する場合には、マウンドの弾性変形の滑動量に及ぼす影響は小さく、また後述の波力算定式は砕波力に対しては滑動実験結果に基づき提案されたものであることによる。

滑動時の剛マウンド上での直立壁体の運動方程式は次のように表される。

$$M\ddot{x} = P - R - F_R \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

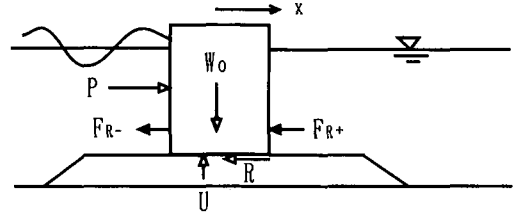


図-1 滑動時の直立壁体に働く力

$$R = \mu_d(W_0 - U) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$W_0 = gM - V_B \quad \dots\dots\dots (3)$$

M : 壁体の質量, x : 滑動変位 (', '' は時間による 1 階および 2 階微分, すなわち速度, 加速度を表す), P : 直立壁体に働く水平波力, R : 直立壁体とマウンドの間の摩擦抵抗力, F_R : 滑動時の直立壁体に働く流体抵抗力, μ_d : 直立壁体とマウンドの間の動摩擦係数, W_0 : 直立壁体の静水中重量, U : 直立壁体に働く鉛直波力 (揚圧力), g : 重力の加速度, V_B : 直立壁体に働く浮力。

滑動開始は次式のように滑動合成波力が摩擦抵抗力に等しくなったときである。

$$P + \mu_s U = \mu_s W_0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 μ_s は静止摩擦係数。

水平波力、揚圧力、流体抵抗力を与えれば、式 (1) を数値積分することによって滑動量の計算ができる。

3. 直立壁体の滑動時の流体抵抗力の理論

非定常運動の場合の流体抵抗力 $F_R(t)$ は結果のみ示すと次のように表される (青木・奥部, 1995)。

$$F_R(t) = \int_0^t R(t-\tau) \dot{x}(\tau) d\tau + M_A \ddot{x}(t) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、

$$R(t) = \frac{4\rho g h^3}{\pi} \int_0^\infty \frac{\tanh^2 \kappa}{\kappa^2} \cos(\sqrt{\kappa \tanh \kappa} \sqrt{g/h} t) d\kappa \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$M_A = 1.0855 \rho h^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

t : 滑動開始後の時間, h : 直立壁体の没水深, ρ : 流体の密度。

式 (5) の右辺第 1 項は速度に比例する流体抵抗力成

* 正会員 工博 埼玉大学教授 工学部建設工学科

** 正会員 工修 間組 (株)

*** 正会員 埼玉大学助手 工学部建設工学科

分すなわち造波減衰力、第2項は加速度に比例する流体抵抗力成分すなわち付加質量力に相当している。この流体抵抗力は直立壁体の前後面での流体圧力の和（図-1の F_{R-} と F_{R+} の和）である。

4. 実験による流体抵抗力理論の検証

実験はピストンタイプの造波板に波圧計を取り付け、それに滑動に相当する変位の時間的変化を与えて、圧力を測定することによっている。水路の幅は40 cm、造波板位置の水深は63 cmである。波圧計は、図-2に示しているように、受圧面直径が1 cmの超小型のものを鉛直方向に6個取り付けた。そのうち、1個は水面上に取り付けたもので、波圧計自体の運動による出力を調べたものであるが、今回の実験の範囲においては、それによる補正は必要なかった。滑動変位に相当する造波板変位の入力信号は滑動モデルによる計算曲線をもとに、滑動時間0.4~1.32 s、滑動距離1.2~13.0 cmの範囲で20種を作成した。

図-3に造波板変位の測定値、およびそれから数値微分した速度、加速度の例（滑動時間0.85 s、滑動距離13.0 cm）を示す。特に、加速度は2階微分であるため変動が著しい。そのため、以下の解析では、データに数値フィルターをかけて平滑化した曲線（同図中に示してある）を用いている。

図-4に各測点での圧力（ $1 \text{ gf/cm}^2 = 98 \text{ Pa}$ ）の時間変化を示す。図中、記号の説明にある z は静水面を原点とし、上向きを正とした鉛直座標であり、測点の高さを表している。これらの各測点での圧力の最大値（ f_{Rmax} ）の分布を計算値とともに示したのが図-5である。計算値は式（5）の流体抵抗力において深さ方向の分布を考慮したもので、造波減衰圧力、付加質量圧力のそれぞれの最大値の分布も示してある。このように造波減衰圧力と付加質量圧力は深さ方向の分布形が異なり、かつ位相差を

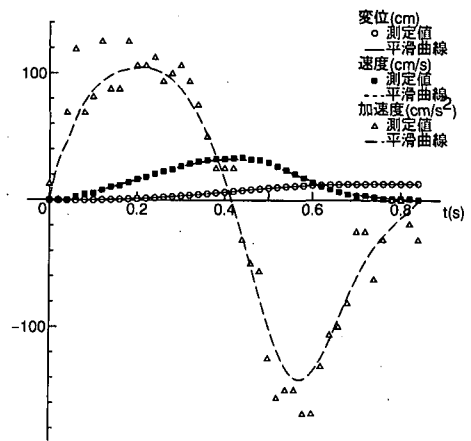


図-3 変位・速度・加速度の測定例

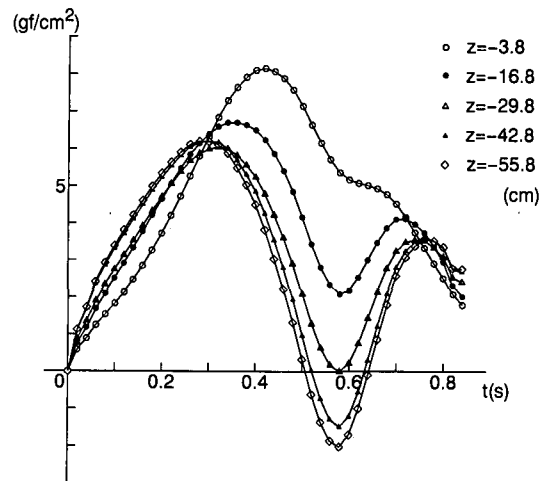


図-4 水圧の測定例

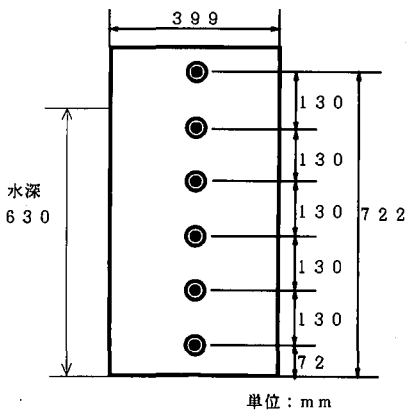


図-2 造波板と波圧計取り付け位置

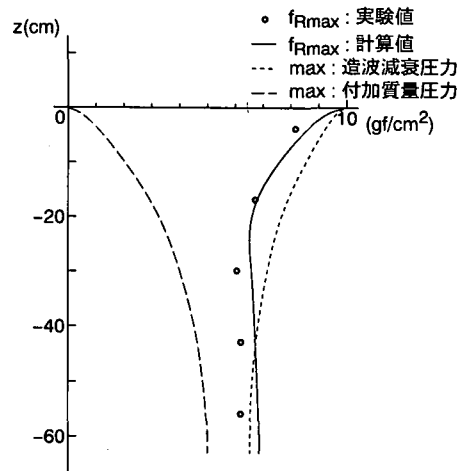


図-5 最大圧力の鉛直分布

有する。図-4の記録において、水面近くの測点ほど最大値の起時が遅れ、水底近くほど最大値を過ぎてからの圧力低下が顕著になるのは、これらの特徴によるものである。

図-6は壁面に働く流体抵抗力の時間的変化を測定値と理論値で比較したものである。理論値については造波減衰力成分と付加質量力成分についても別々に示してある。流体抵抗力の理論値は、特に最初のピーク値を過ぎて小さくなるあたりまで測定値と非常によくあっている。そのあとの脈動が測定値より小さいのは、数値フィルターをかけたことの影響と考えられる。

実験は、前述したように滑動量や滑動時間を変化させた20種の滑動変位曲線に対し行った。その全ケースについて、理論値と測定値による流体抵抗力の最大値を比較

したのが図-7である。理論値は測定値と非常によく一致しており、滑動時の流体抵抗力はメモリ影響関数を用いた理論で与えればよいことがわかる。

5. 波力の時間変化モデル

滑動モデルにおけるもう一つの大きな問題点は波力の時間変化をどのように与えるかということである。これに対し、本研究では下迫・高橋(1994)の波力モデルを修正して次のように設定した。

まず、水平波力 $P(t)$ を次のように表す。

$$P(t) = \max \{P_1(t), P_2(t)\} \quad \cdots \cdots \cdots (8)$$

ここに、

$$P_1(t) = \gamma_P P_{a1} \sin \omega t \quad \cdots \cdots \cdots (9)$$

$$P_2(t) = \begin{cases} \frac{2t}{\tau_0} P_{rms} & ; 0 \leq t \leq \frac{\tau_0}{2} \\ = 2 \left(1 - \frac{t}{\tau_0}\right) P_{rms} & ; \frac{\tau_0}{2} \leq t \leq \tau_0 \\ = 0 & ; t \geq \tau_0 \end{cases} \quad \cdots \cdots \cdots (10)$$

$$\tau_0 = \left(\frac{1}{\alpha^{*0.3} + 1} \right)^2 \left(0.5 - \frac{H}{8h} \right) T \quad \cdots \cdots \cdots (11)$$

$$\alpha^* = \max \{ \alpha_2, \alpha_1 \} \quad \cdots \cdots \cdots (12)$$

$$\gamma_P = 1 - \frac{\pi}{P_{a1} T} \int_{t_1}^{t_2} (P_2 - P_{a1} \sin \omega t) dt \quad ; P_2 - P_{a1} \sin \omega t \geq 0 \quad \cdots \cdots \cdots (13)$$

P_{a1} : 合田波圧式(たとえば、合田, 1990)において波圧係数 α_1 のみを考慮したときの水平波力, P_{rms} : 高橋・谷本・下迫(1993)による波圧係数 α^* を考慮したときの水平波力, ω : 波の角周波数, T : 波の周期, α_2 : 合田波圧式における波圧係数, α_1 : 高橋・谷本・下迫(1993)による衝撃碎波力係数。

式(10)は下迫・高橋(1994)による主として碎波力を対象とした三角形近似の波力モデルである。式(8)はそれに重複波の場合にも適用できるように正弦波形の波力を加えたものである。また、 γ_P は三角形波力によって増加する力積分を正弦波形波力から減じることを意図したものである。水平波力の最大値は、 $\alpha_1 > \alpha_2$ の場合には、高橋・谷本・下迫(1992)による衝撃碎波力係数を考慮したときの波力、 $\alpha_2 > \alpha_1$ の場合には合田波圧式による波力に一致する。

揚圧力 $U(t)$ についても同様に次式のように与える。ただし、衝撃的波力は働かないものとする。

$$U(t) = \max \{U_1(t), U_2(t)\} \quad \cdots \cdots \cdots (14)$$

ここに、

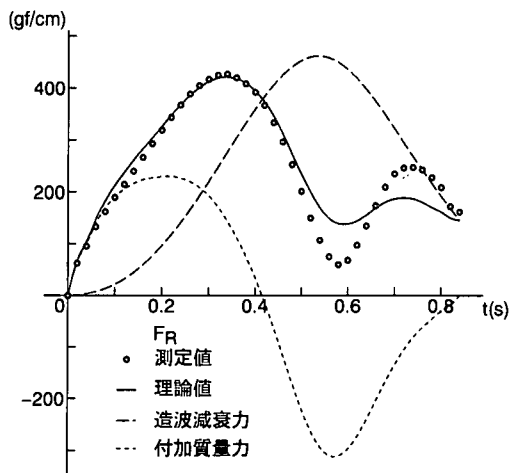


図-6 流体抵抗力の時間的変化

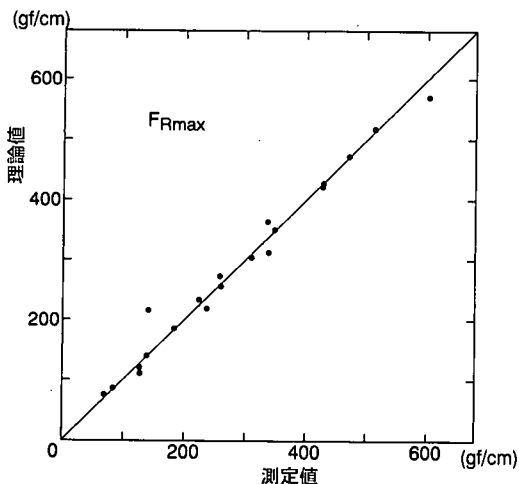


図-7 流体抵抗力最大値の比較

$$U_1(t) = \gamma_0 U_{a1} \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$U_2(t) = \left. \begin{aligned} & \frac{2t}{\tau_0} U_{a1} \quad ; \quad 0 \leq t \leq \frac{\tau_0}{2} \\ & = 2 \left(1 - \frac{t}{\tau_0} \right) U_{a1} \quad ; \quad \frac{\tau_0}{2} \leq t \leq \tau_0 \\ & = 0 \quad ; \quad t \geq \tau_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\pi}{U_{a1} T} \int_{t_1}^{t_2} (U_2 - U_{a1} \sin \omega t) dt \quad ; \quad U_2 - U_{a1} \sin \omega t \geq 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

U_{a1} : 合田波圧式による揚圧力。

式 (14) による揚圧力は衝撃的成分による増大はないとするものの、三角形波力に相当する時間変化を取り入れたものである。これによって、揚圧力の最大値は合田波圧式によるものに一致し、その起時は水平波力最大値の起時に一致する。

図-8 は、入射波やマウンド形状等を変化させて、水平波力の平均強度 $\bar{p}$ の時間変化の計算例を示したものである。上から 2 番目は重複波条件であるが、双峯型波力の出現およびマウンドによる波力波形の前傾といったこ

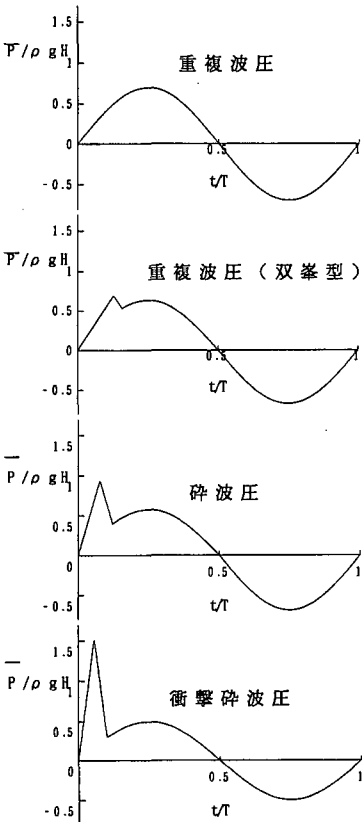


図-8 水平波力の計算例

とを考慮した波形となっている。

6. 滑動量算定モデルの検証

以下の計算では、動摩擦係数は静止摩擦係数に等しいとし、0.6 の値を用いる。

図-9 は谷本・木村・宮崎 (1988) の重複波による滑動実験の条件を対象として、流体抵抗力の滑動量への影響をみたものである。流体抵抗力を無視した場合、付加質量力のみを考慮した場合、流体抵抗力を完全に考慮した場合の 3 ケースの計算値が示してある。滑動限界波高 H_{CG} は同じであり、入射波高 H_I が H_{CG} より大きくなると滑動が生じる。同図には実験による 1 波あたりの滑動量 s もプロットしてある。不規則波による実験であり、データは著しくばらついている。また、大水深での混成堤であり、負 (冲向き) の滑動も生じているが、今回のモデル化は岸向きの滑動を対象としているため、計算はしていない。滑動量は、既に青木・奥部 (1995) が指摘しているように、流体抵抗力の影響が大きく、特に滑動量が大きい場合には造波減衰力の影響も大きくなることがわかる。

図-10 は図-9 の実験結果を含めて、2 種の空中重量 ($W_1 = 5.5 \text{ kgf/cm} = 5.4 \text{ kN/m}$, $W_2 = 6.0 \text{ kgf/cm} = 5.9 \text{ kN/m}$) に対する滑動実験に対し、流体抵抗力を考慮した滑動量算定モデルによる計算値を実験値と比較したものである。計算値は実験値のばらつきのほぼ平均的関係を与えている。

一方、図-11 は砕波による滑動実験結果 (谷本, 1976) との比較を行ったものである。実験は水深 $h = 54 \text{ cm}$ 、マウンド天端水深 $d = 24 \text{ cm}$ 、周期 $T = 1.8 \text{ s}$ 、波高 $H = 28.9 \text{ cm}$ (規則波) を一定として、マウンドの前肩幅 B_M が 50 cm と 20 cm の 2 種に対し、直立部の静水中重量

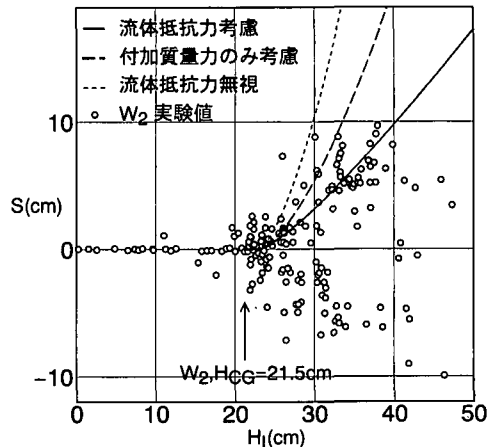


図-9 流体抵抗力の滑動量への影響

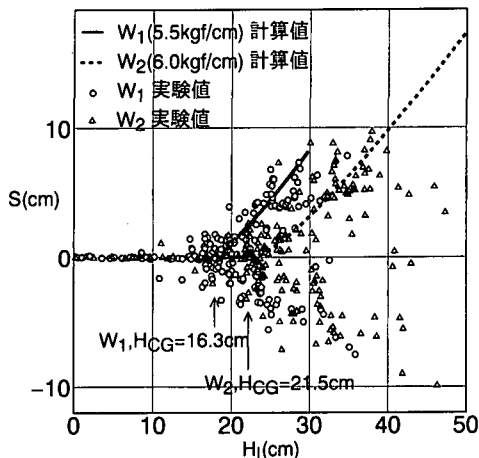


図-10 滑動量の比較 (重複波条件)

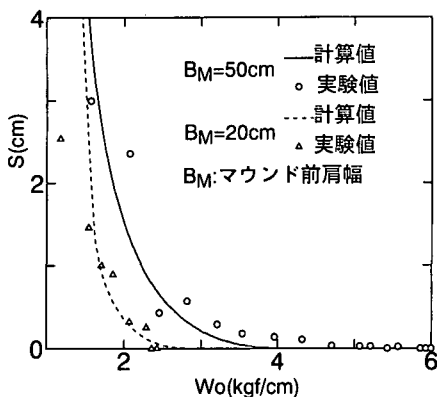


図-11 滑動量の比較 (碎波条件)

W_0 (図中の単位: $1 \text{ kgf/cm} = 0.98 \text{ kN/m}$) を変化させたときの滑動量を測定したものである。 $B_M = 50 \text{ cm}$ のケースは強い衝撃碎波力が作用する条件である。計算値は滑動限界重量がやや小さいものの全体の傾向をよく表している。 $B_M = 20 \text{ cm}$ の場合は通常の碎波力が作用するケースであるが、限界重量、滑動量ともにほぼ合っている。

7. む す び

本研究によって、直立壁体の滑動時の流体抵抗力はメ

モリ影響関数を用いた理論で与えられることを実験的に検証し、かつ重複波から衝撃碎波力までを含んだ一般的な波力の時間変化モデルを提案して、滑動量の適切な算定を可能とした。今後、一連の不規則波の作用に対する期待滑動量の算定法へと発展させたいと考えている。ただし、本研究で提案した波力時間変化モデルは碎波領域にあっては海底勾配が $1/50$ 程度より緩い場合にのみ適用可能であり、急勾配の場合の波力についてはさらに検討が必要である。

なお、本研究は東洋建設(株)より工学研究助成金、鋼材倶楽部より平成7年度「土木鋼構造教育助成」を得て実施したものである。また、平成7年度の流体抵抗力の実験には卒研生佐々木智文さん(現西松建設)の協力を得た。さらに、平成6年度の予備実験においては、運輸省港湾技術研究所水工部耐波研究室(高橋重雄室長)のメンバーに大変世話になった。ここに記して、感謝の意を表したい。

参 考 文 献

- 青木伸一・奥部綾子(1995): 防波堤直立部の滑動シミュレーション, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 861-865.
- 伊藤喜行・藤島 睦・北谷高雄(1966): 防波堤の安定性に関する研究, 港研報告, 第5巻, 第14号, 134 p.
- 合田良実(1990): 港湾構造物の耐波設計, 増補改訂版, 鹿島出版会, 333 p.
- 下迫健一郎・高橋重雄(1994): 混成防波堤の期待滑動量の計算法, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 756-760.
- 高橋重雄・谷本勝利・下迫健一郎(1992): Experimental study of impulsive pressures on composite breakwaters. Fundamental feature of impulsive pressure and the impulsive pressure coefficients, 港研報告, 第31巻第5号, pp. 35-74.
- 谷本勝利(1976): 混成防波堤に作用する波力について, 昭和51年度港湾技術研究所講演会講演集, pp. 1-26.
- 谷本勝利・木村克俊・宮崎啓司(1988): 大水深混成堤の耐波安定性に関する研究(第1報), 港研報告, 第27巻第2号, pp. 3-29.
- 古川浩司・佐々木智文・谷本勝利・中村廣昭(1996): 混成堤直立部滑動時の流体抵抗力に関する実験的検証, 土木学会第50回年講概要集(印刷中).
- Cummins, W. E. (1962): The impulse response function and ship motions, *Shiffstechnik*, Bd. 9, Heft 47, pp. 101-109.