

スリット壁の消波効果設計応用への問題と 振動流実験による C_D 及び C_M の推定

浦 島 三 朗*

Estimation C_D and C_M for Slotted Wall by Oscillating Flow Experiment

Saburo URASHIMA

要 旨

本研究では、振動流実験装置による単一スリット壁の実験を行い、実測の力から C_D 及び C_M を求め、その特性について調べた。またスリットケーソンについて規則波実験をあわせて行い、スリット壁の設計への応用の問題点を検討した。

Abstract

The force coefficients C_D and C_M of the single slotted wall are estimated based on the measured total force on its with the oscillating flow experiment in a water column. The trend of C_D and C_M is discussed from the standpoint its application to design of slotted caisson breakwaters.

1. ま え が き

スリット壁などの透水性の壁を有する消波構造物を設計する際、その波力及び消波効果を正確に推定することが要請されるが、基本的な機構である波が透水壁を通過する時のエネルギー損失量の取り扱いが不明なまま残されている。このエネルギー損失量は、一般的に実験により係数として取り扱われている。この係数の実験による決定方法について、谷本ら(1982)は係数がある関数形で定め、実験による反射率に最もよく一致するように決定している。角野ら(1986)は、慣性項に関する係数を理論的に取り扱っているが、抗力項に関する関数は実験値の透過率に最もよく一致するように決定している。また萩原(1985)は、本研究と同じように波力実験から決定し、係数がある関数形で定め平均化して使用している。しかしこれらの決定方法は、透水壁の構造条件である空隙率、壁厚などは取り入れられているが、水理的条

件である Reynolds 数、Keulegan-Carpenter 数などの影響については考慮されていない。そこで著者らは、すでに円柱などの孤立構造物に用いられている Morison 式を透水壁に応用して透水壁に働く波力から抗力係数 C_D 及び質量係数 C_M を求め、背後不透過壁のない単一のスリット壁についてこれらの C_D 及び C_M を空隙率、相対スリット幅、Reynolds 数及び Keulegan-Carpenter 数で整理してきた(浦島ら, 1983)。これまでの波動場の実験では実流速まで流速の範囲を広げることが出来なかったため、本研究では新たに作成した振動流実験装置による単一スリット壁などの実験を行い、 C_D 及び C_M の特性をより明らかにし、スリット壁の設計への応用の問題点を検討したものである。

2. 実験装置及び方法

2. 1 2次元規則波実験

実験は長さ19.7m、幅0.8mのペンデュラム式造波装置が設置されている両面ガラス張りの水平底の二次元規則波造波水槽を仕切り板により二分した水槽を用いた。その一方にスリット壁を取り

* 土木工学科 助教授

付けた波力検出装置を設置している。波力検出装置はアーム上部を固定した片持梁構造でアーム部にストレインゲージを貼付してある。模型として使用したスリット壁はアクリル材を用い、空隙率 $\lambda=35\%$ 、スリット幅 $s=28\text{mm}$ 、壁厚 $dw=30\text{mm}$ であり、構造は一枚スリット壁型不透過堤で背後不透過壁には水槽の末端を使用し、遊水室幅 $B=66.5\text{cm}$ と一定にした。実験は入射波高 $H_1=3.5\text{cm}\sim 13\text{cm}$ 、周期 $T=1.2\sim 2.0\text{sec}$ で、水深 $h=50\text{cm}$ と一定にして行った。入・反射波の振幅 a_1 、 a_R 及び位相 δ_1 、 δ_R の決定方法には合田ら(1976)による分離推定法を用い、またスリット壁前面の水面波形 η はスリット壁前方 2.5cm に取り付けた波高計より測定している。

2.2 振動流実験

振動流実験装置は、図-1に示すようなU字管型の装置を制作した。水平部の中央水路 200cm の観測部は、幅 20cm 、高さ 20cm の矩形断面でアクリル材を使用しており、駆動部の回転運動をピストンの水平運動に変換し、観測水路内に一定の振動流を発生させるものである。両方のタンク部の端は開放されて大気圧の状態になっている。ピストン運動は周期約 $1.0\sim 4.0\text{sec}$ 、振幅 $70\sim 230\text{mm}$ の範囲で変化させることが出来る。実験は、模型に単一スリット壁を用い、模型の下部を三分力計に取り付けスリット壁に働く水平力、鉛直力及びモーメントを測定した。両側のタンク部に波高計を設置し、その水位も同時に測定している。スリット壁は、幅 $b=30\text{mm}$ 、厚さ $dw=20\text{mm}$ 、高さ 20cm の角柱を空隙率 $\lambda=40\%$ 、スリット幅 $s=20\text{mm}$ で配置したものを用いている。

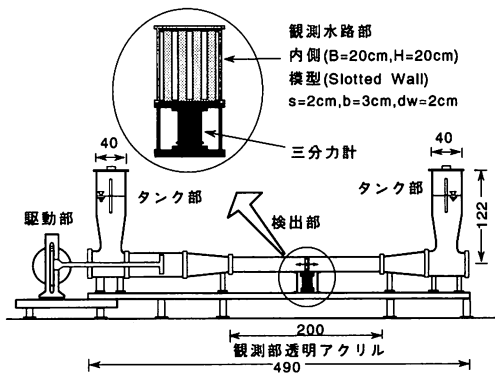


図-1 振動流実験装置（単位：cm）

2.3 解析方法

力の算定式はスリット壁に作用する全水平力 $F_T(t)$ は、揚力が働かないものとするMorisonの提案した構造物背後の渦によって生ずる力の抗力 $F_D(t)$ と、圧力勾配によって生ずる力ならびに構造物の存在によって生ずる力の慣性力 $F_I(t)$ の線形和として式(1)で表わされる。

$$\begin{aligned} F_T(t) &= F_D(t) + F_I(t) \\ &= C_D \cdot f_D(t) + C_M \cdot f_I(t) \\ &= C_D \cdot \rho \int \frac{u \cdot |u|}{2} dA + C_M \cdot \rho \int u dV \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 ρ ：水の密度、 dA ：投影微小面積、 dV ：実質部の微小体積である。

抗力係数 $C_D(t)$ 及び質量係数 $C_M(t)$ を時間の関数として考え、実測の水平力 $F_T(t)$ と各時刻 t での式(1)で求められる理論の水平力 $F_C(t)$ が一致するように決定するAl-Kazilyの手法を模して $C_D(t)$ 、 $C_M(t)$ を求めると式(2)、(3)となる。

$$C_D \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{F_T(t + \Delta t) \cdot f_I(t) - F_T(t) \cdot f_I(t + \Delta t)}{f_D(t + \Delta t) \cdot f_I(t) - f_D(t) \cdot f_I(t + \Delta t)} \quad (2)$$

$$C_M \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{F_T(t) \cdot f_D(t + \Delta t) - F_T(t + \Delta t) \cdot f_D(t)}{f_D(t + \Delta t) \cdot f_I(t) - f_D(t) \cdot f_I(t + \Delta t)} \quad (3)$$

ここで、 Δt ：測定時間間隔である。

また抗力係数 C_D 及び質量係数 C_M を時間に対して一定と考え、実測と理論の水平力の差が最小になるように C_D 、 C_M を決定する最小自乗法による方法を用いると式(4)、(5)となる。

$$C_D = \frac{\begin{vmatrix} \sum F_T(t) \cdot f_D(t) & \sum f_D(t) \cdot f_I(t) \\ \sum F_T(t) \cdot f_I(t) & \sum f_I(t)^2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \sum f_D(t)^2 & \sum f_D(t) \cdot f_I(t) \\ \sum f_D(t) \cdot f_I(t) & \sum f_I(t)^2 \end{vmatrix}} \quad (4)$$

$$C_M = \frac{\begin{vmatrix} \sum f_D(t)^2 & \sum F_T(t) \cdot f_D(t) \\ \sum f_D(t) \cdot f_I(t) & \sum F_T(t) \cdot f_I(t) \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \sum f_D(t)^2 & \sum f_D(t) \cdot f_I(t) \\ \sum f_D(t) \cdot f_I(t) & \sum f_I(t)^2 \end{vmatrix}} \quad (5)$$

規則波実験において、スリット壁では円柱等の孤立構造物とは異なり、反射波を無視することが出来ないで、式(1)中の水平水粒子速度 u 及び加速度 $\dot{u}$ は微小振幅波理論の部分重複波で考えると式(6)、(7)となる。

$$\begin{aligned} u &= a_1 \sigma \frac{\cosh k(h+y)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t + \delta_1) \\ &\quad - a_R \sigma \frac{\cosh k(h+y)}{\sinh kh} \cos(kx + \sigma t + \delta_R) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{u} = & a_I \sigma^2 \frac{\cosh k(h+y)}{\sinh kh} \sin(kx - \sigma t + \delta_I) \\ & + a_R \sigma^2 \frac{\cosh k(h+y)}{\sinh kh} \sin(kx + \sigma t + \delta_R) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで k : 波数 ($= 2\pi/L$), σ : 角周波数 ($= 2\pi/T$), L : 波長である。

振動流実験では、水路内の水粒子の軌跡 x , 水粒子速度 u 及び加速度 $\dot{u}$ は各場所で一様とすると時間 t の関数として式(8)で定義される。

$$x = R \sin \sigma t, \quad u = R \sigma \cos \sigma t, \quad \dot{u} = -R \sigma^2 \sin \sigma t \quad (8)$$

ここで, R : 観測水路部の水粒子の移動半径である。

なお, 抗力係数 C_D , 質量係数 C_M は Reynolds 数及び Keulegan-Carpenter 数の関数として表示されることが多い。水平水粒子速度は一般に最大値が用いられるが, ここでは定常流実験との連続性を考慮して, 水深方向及び周期内で平均した水平水粒子速度 u_{mean} を使用している。Reynolds 数及び Keulegan-Carpenter 数は式(9)で定義することとした。

$$RE = \frac{u_{\text{mean}} \cdot S}{\nu}, \quad KC = \frac{u_{\text{mean}} \cdot T}{d_w} \quad (9)$$

ここで, ν : 動粘性係数を表す。

また時刻 $t = 0$ の決定は, 規則波実験においてはスリット壁前面の波形記録 η , 振動流実験においてはタンク部の水位記録から決定している。

3. 実験結果及び考察

3.1 反射率

単一スリット壁から求めた C_D 及び C_M を使用して, スリットケーソンの反射率 K_R を計算し, 実験値と比較したものを図-2, 3に示す。 K_R の計算には著者の一人(近藤, 1981)にとって提案されている理論を用いている。これらの計算値は, 遊水室幅 B と波長 L の比 B/L が0及び0.5ではスリット壁での水平水粒子速度が0となり $K_R = 1$ となり, $B/L = 0.25$ 付近では水平水粒子速度が最大となるため K_R は極小値をとる。また H_I/L が小さいほど K_R は小さくなり, 周期が長いほど K_R は小さくなる。これらは今までの研究と同様の結果を得ており, 単一スリット壁の C_D 及び C_M をスリットケーソンの消波設計に使用できるものと考えられる。しかし, 極小付近の K_R は実験値よりも小さくなっている。これは大

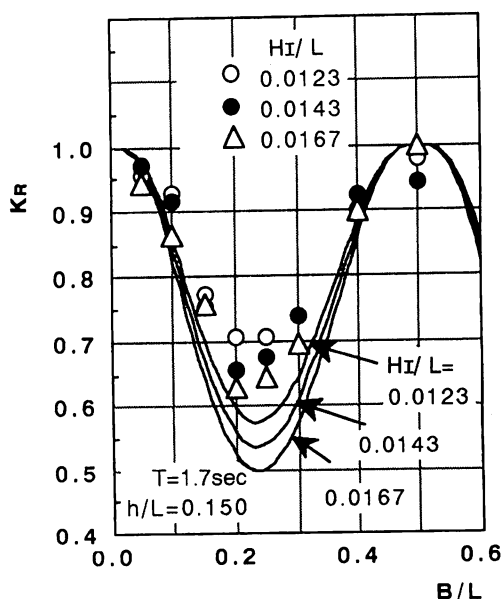


図-2 H_I による K_R の変化

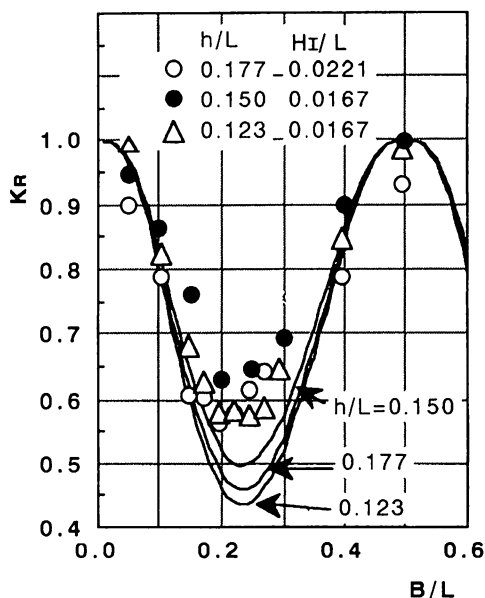


図-3 周期による K_R の変化

きな流速場においては使用した単一スリット壁の C_D 及び C_M が実際よりも大きく見積もられているためと考えられる。

3.2 波高分布

図-4は, 周期および入射波高を一定にし, 遊

水室幅を変化させた時の波高分布図である。Xは、スリットケーソンの背後不透過壁を $X=0$ として定めている。波高 H は、有効測定時間内で平均したものをを用いている。各波高分布図は腹と節をもつ部分重複波を示している。波の節は、背後不透過壁から波長のほぼ1/4の所に見られ、スリット壁の位置によってそれほど変化していない。これは、空隙率35%、壁厚30mmのスリット壁では、スリット壁による反射波が小さく、背後不透過壁による反射波によって部分重複波が形成されるためと考えられる。また、スリット壁前後の波高の差が大きいたことが認められる。単一の縦スリット壁の水粒子速度の実験(浦島ら, 1984)においても、スリット壁前後の水粒子速度は異なり、これらのことが反射率の実験における極小値付近の反射率が実験値と計算値で異なる1つの要因となっているものと思われる。

図-5は、周期および遊水室幅を一定にして、入射波高を変化させた時の波高分布図である。各波高分布は入射波高を変化させても、ほぼ同じ分布状態を示す。スリット壁前後の H/H_1 の差は、入射波高が小さく、反射率が高い波ほど大きいことが認められる。また節の部分の波形は次節のスペクトル解析でも明らかにように、細かく割れたような形を示し、高調波成分の影響が特に大きく出ている。

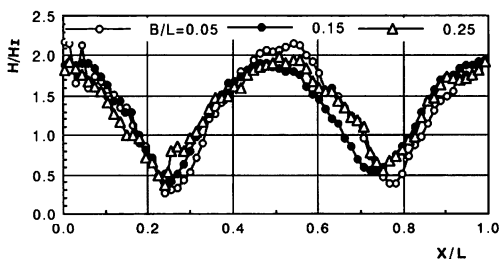


図-4 波高分布 ($h/L=0.150$, $H_1/L=0.0123$)

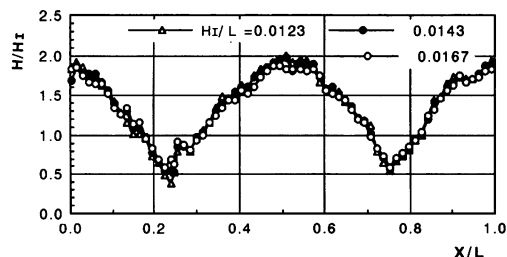


図-5 波高分布 ($B/L=0.25$, $h/L=0.150$)

3.3 スペクトル解析

図-6は、スリットケーソンにおける各実験波のパワースペクトルを表したものであり、(a)~(f)は、分離推定法で求めた入射波と反射波の振幅のパワースペクトル、(g)~(j)は水路の各位置における波形のパワースペクトルを各周波数で表したものである。スペクトル解析を行うためサンプリングした記録時間が、有効測定時間の関係で周期の4倍の6.0~8.0 secと非常に短いため、規則波であることを明示するような鋭い線スペクトルにはなっていないけれども、造波機に入力した基本周波数 ω_0 の整数倍の周波数付近で、明瞭なピークが認められる。

入射波のパワースペクトルは、入射波高を一定にし遊水室幅を変化させた(a), (b)ではほぼ同一の値を示す。また遊水室幅を一定にし入射波高を変化させた(b), (c), (d)においてもほぼ同一の値を示している。しかし、周期を変化させた(e), (f)を見ると3倍の周波数付近で異なった傾向を示している。これらのことより入射波のパワースペクトルは、造波水路及び造波機特性によって決まるもので、高次の成分波は周期によって影響されるが、入射波高及び遊水室幅の変化による影響は小さいように思われる。

(a)~(d)の反射波のパワースペクトルを見ると、ほぼ全体的に基本周波数及びその2倍周波数付近において卓越している。また、入射波高の小さい(a), (b)においては入射波より反射波のパワースペクトルの方が小さいが、入射波高の大きな状態の(c), (d)においては、2倍周波数付近で入射波より反射波のパワースペクトルの方が大きい。これは、波がスリット壁を透過あるいは反射する際に発生する高次の成分波は、入射波高が大きくなると顕著に表れるものと思われる。同じような傾向が入射波高が大きい(e)にも見られる。

図の(g)~(j)のパワースペクトルの測定位置は、背後不透過壁より1.5cm、スリット壁後方1.0cm、スリット壁前方1.0cm及び部分重複波の節の付近である。各場所でのパワースペクトルは基本周波数以外に2倍及び3倍周波数付近までが卓越している。背後不透過壁の(g)では、0次の周波数についても卓越しているが、これは波が不透過壁で上方に打ち上げられ、静水面で上下対称な形をしていないためである。スリット壁前後では前方の方が基本周波数の成分波が大きく出ている。

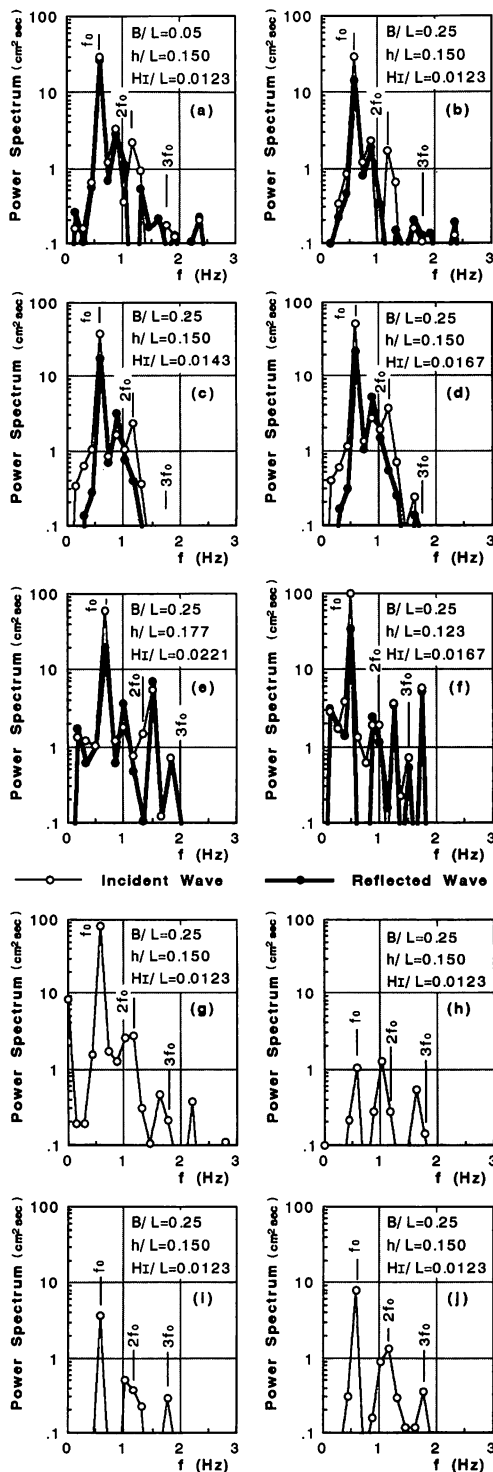


図-6 スリット壁のパワースペクトル

3.4 振動流実験

振動流の実験結果を時系列で表した例を図-7に示す。水粒子の軌跡 x はタンク部の水位より求められているが、全体的に正弦波の動きと非常に良く一致している。実測の水平力 F_T も正負の方向で対称的な大きさ及び形を示している。また同時に測定した曲げモーメントは F_T に比例し、 F_T の合力もほぼ断面中央に作用していることが確認されている。これらのことより本装置は断面に対してほぼ一様な振動流が発生しているものと考えられる。

最小自乗法で求めた抗力係数 C_D 及び質量係数 C_M を使用して求めた理論の水平力 F_C と実測の水平力 F_T は非常に良く各実験条件において一致している。波動実験においては、算定する水粒子速度及び加速度が正負対称なので、理論波力は正負対称となる。しかし、実測波力は正負対称とはならず、理論波力とに誤差を生じていた（浦島ら, 1983）。

Al-Kazily の方法で求めた抗力係数 $C_D(t)$ 及び質量係数 $C_M(t)$ を最小自乗法で求めた値 C_D 、 C_M との比を図-7に示している。抗力係数は波動実験と同じように、水粒子速度が0になる $t/T=0.25, 0.75$ 付近で大きな変動を示す。しかしそれ以外のところでは一定となっており、最小自乗法で求めた値とほぼ一致している。このことより抗力係数は時間によらず周期内で一定値と考えられる。質量係数については、波動実験において水粒子加速度がもっとも大きいところで最小自乗法で求めた値と近い値で一致していた。しかし今回の振動流実験では時間による変動が大きく、また最小自乗法で求めた値との関係は特に見られなく、今後の検討の余地が残されている。

最小自乗法で求めた抗力係数及び質量係数を Reynolds 数で整理したものを図-8に示す。抗力係数はこの範囲の Reynolds 数ではほぼ一定の値を示している。しかし Keulegan-Carpenter 数によって変化しており、孤立構造物と同じような傾向を示すことが考えられる。質量係数については多少のバラツキはあるが、Reynolds 数や Keulegan-Carpenter 数によって変化している傾向も見られる。図中には $\lambda=35\%$ のスリット壁の波動実験及び定常流実験の結果もあわせて示しているが、比較的良く連続している。

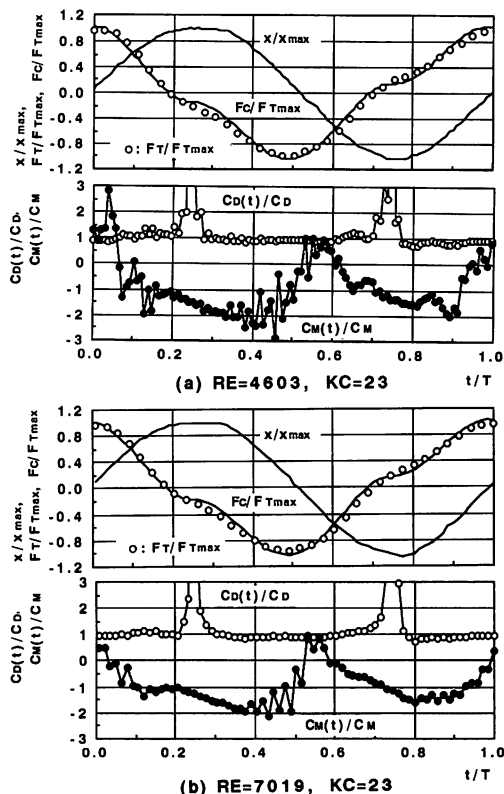
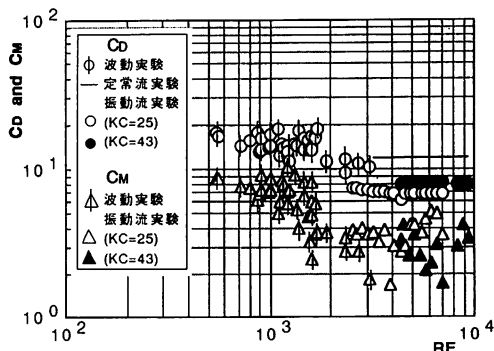


図-7 実験結果の時系列

図-8 スリット壁の C_D 及び C_M

4. あとがき

規則波実験において、 K_R の計算値は極小値以外は実験値とほぼ同一の値を示し、本方法による C_D 及び C_M をエネルギー損失量を表す係数として用いることの妥当性を証明された。波高分布より位相のズレは入射波高によって変化せず、遊水室幅によって異なることがわかった。またスペク

トル解析によって基本周期以外に2次、3次成分波が発生していることが認められる。スリットケーソンの波力実験による C_D 及び C_M は、基本周期以外に2次、3次成分波を考慮しても、単一スリット壁の波力実験による C_D 及び C_M に比べて小さい値となることがわかった。

振動流実験において C_D は時間によらず一定であり、 C_M はもう少し検討の必要がある。しかし周期内で一定として求めた C_D 及び C_M を使用して水平力を計算すると実験値とほぼ完全に一致する。また C_D 及び C_M が RE 数のみではなく更に KC 数によっても変化することが認められ、波動実験及び定常流実験との関係もより明らかになった。本研究の C_D 及び C_M は円柱などの孤立構造物の値より大きな値を示すが、これは水路内の平均流速を用いているためであり、スリット部を通過する実流速で考えると円柱などと同程度の値となり、妥当な結果である。

なお本研究は、(株)橋本興業からの奨学寄付金を使用して行ったものである。また、本研究を行うにあたり、室蘭工業大学近藤俊郎教授に御指導、御助言を頂いた。また本校土木工学科19期生の猪股直紀、佐藤友美君らに実験に関して多大な御協力を得た。最後にこれの方々へ感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎 (1983) : 縦スリット壁に作用する波力に関する基礎的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp 337-341.
- 2) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎 (1984) : スリット壁周辺の波高及び水平最大水粒子速度について, 第39回土木学会年次学術講演会講演概要集第2部, pp 339-340
- 3) 角野昇八・小田一紀・村本哲二・芳田利春 (1986) : 複素係数の blockage coef. を導入した漸近展開接合法, 第33回海岸工学講演会論文集, pp 407-411.
- 4) 近藤俊郎 (1981) : 直立消波構造物の水理的特性, 水工学シリーズ, 81-B-1.
- 5) 近藤俊郎・竹田英章 (1983) : 消波構造物, 森北出版, 279 p.
- 6) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地治 (1976) : 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, No248.
- 7) 谷本勝利・吉本靖俊 (1982) : 直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究, 港

湾技術研究所報告, 第21巻第3号, pp 43-77.
8) 萩原運弘(1985): 多重円筒列型防波堤の反射率・透過率の解析と諸要因の影響, 土木学会

論文集, 第363号/II-4, 185-194.
(平成4年11月30日受理)

