

スリット壁に作用する波力特性

浦島 三朗*・石塚 耕一**・近藤 俣郎***

The Characteristic of Wave Forces on a Vertical Single Slit Wall

Saburo URASHIMA, Kōichi ISHIZUKA and Hideo KONDO

要 旨

本研究は、波動実験によりスリット壁に作用する波力を求め、円柱構造物の波力算定式に用いられているモリソン式に適用し、その特性について検討を加えたものである。

Synopsis

In this paper, we investigated the characteristic of wave forces on a vertical single slit wall, defined in the wave experiments, Morison's equation that is used for estimating wave-induced forces on piles.

1. ま え が き

近年、海岸保全とともに水域の有効利用、港湾内外の静穏および海水汚濁の緩和等の目的で、多孔壁やスリット壁のような透水性の壁をもつ直立消波型式の防波堤、岸壁の開発研究がなされ、相次いでその研究成果が発表されている。しかし、波力や反射率の理論的推定^{1),2),3)}には、抗力係数や質量係数をどのように決定するかが大きな問題として残されている。円柱や角柱などの孤立構造物については、多くの研究^{4),5),6)}がなされており設計上あまり不自由のない状態まできているが、透水壁については、いくつかの報告^{7),8),9),10)}がなされているが水理学的に未だ不明確な点が多く、今後実験的研究によって解明されなければならない問題が多々残されている。

そこで著者等は、スリット壁の抗力係数 C_D および質量係数 C_M を円柱構造物の波力算定に用いられている Morison の方法¹¹⁾を適用し、全波力を推定することにより求めた。両係数の決定方法には、

(1) 周期内の2定点から決定する。

(2) 最小自乗法を用い測定波力と理論波力の差が最も小さくなるように決定する。

(3) 実測波力を各時間ごとに正確に表現するように決定する。

(4) フーリエ級数により決定する。

などの方法がある。また水平水粒子速度および水平水粒子加速度にどのような波動理論を用いるかは、重要な検討事項であるが、ここでは部分重複波が対象になるため、波力算定式に用いる波動理論は微小振幅波理論を使用し、両係数の決定には(2)の最小自乗法による方法および(3)の Al-Kazily の方法¹²⁾を応用して行い、その結果について考察を行った。

2. 波力の算定方法および解析方法

2.1 波力算定式

スリット壁に作用する全波力 $F_T(t)$ は揚力が働かないものとする Morison が提案¹¹⁾した構造物背後の渦によって生ずる力 $F_D(t)$ (抗力) 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る構造物周囲の流体が加速されるために生ずる力 $F_I(t)$ (慣性力) の線形和として次式で表わされる。

$$F_T(t) = F_D(t) + F_I(t) \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

$$F_D(t) = C_D(t) \int_{-h}^{\eta} \rho \frac{u|u|}{2} dA \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

* 助 手 土木工学科

** 教 授 土木工学科

*** 教 授 室蘭工業大学土木工学科

$$F_l(t) = C_M(t) \int_{-h}^{\eta} \rho \dot{u} dV \dots\dots\dots (3)$$

ここで dA , dV は水深方向の積分を容易にするためスリット前面の面積を角柱列に換算した単位面積および単位体積であり、抗力係数 $C_D(t)$, 質量係数 $C_M(t)$ は水深方向には変化しないものと仮定した。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できないので(2), (3)式中の水平水粒子速度 u , 水平水粒子加速度 $\dot{u}$ は微小振幅波理論により部分重複波を考えて求めた。 a_l を入射波振幅, a_R を反射波振幅, $k=2\pi/L$, $\sigma=2\pi/T$ として位相を無視するとスリット前方水域の波形 η , 水平水粒子速度 u および加速度 $\dot{u}$ は次式で表わされる。

$$\eta = a_l \cos(\sigma t - kx) + a_R \cos(\sigma t + kx) \dots\dots (4)$$

$$u = (a_l - a_R) \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(\sigma t - kx) + 2 a_R \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin kx \cdot \sin \sigma t \dots\dots\dots (5)$$

$$\dot{u} = (a_l - a_R) \sigma^2 \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin kx \cdot \cos \sigma t \dots\dots\dots (6)$$

$x=0$ とし(5), (6)式を(3), (4)式に代入し整理すると全波力として次式を得る。

$$F_T(t) = \frac{w_0 C_D k h}{2} D(1-\lambda) \frac{(a_l - a_R)}{\sinh 2kh} \cdot \left[\frac{1}{2kh} \sinh 2kh \left(1 + \frac{\eta}{h}\right) + \left(1 + \frac{\eta}{h}\right) \right] \cdot |\cos \sigma t| \cos \sigma t - w_0 C_M D(1-\lambda) d_w \cdot \frac{(a_l - a_R)}{\cosh kh} \left[\sinh kh \left(1 + \frac{\eta}{h}\right) \right] \sin \sigma t \dots\dots\dots (7)$$

ここで, w_0 は水の単位体積重量, D は構造物の幅員, d_w はスリット壁厚, λ は空隙率であり, また $D(1-\lambda)$, $D(1-\lambda)d_w$ はそれぞれスリット壁不透水部の投影面積と体積である。以上の展開から振幅 $(a_l - a_R)$ の水平水粒子速度と加速度によって全波力が表示されることが知れる。

2.2 抗力係数 C_D , 質量係数 C_M の算定方法

スリット壁の C_D , C_M が水深方向に一定であるとし, 実測による波力と壁前面の水位の時間一波形記録を一定時間間隔 D_t で読み取り, その波力が各時刻で(7), (8)式と一致すると考えるならば, 任意時刻およびそれから微小時間 Δt 後の時刻において測定されたスリット壁に作用する全波力 F_{m0} は各々次式で表わすことができる。

$$F_{m0}(t) = C_D(t) \cdot f_D(t) + C_M(t) \cdot f_l(t) \dots\dots (9)$$

$$F_{m0}(t + \Delta t) = C_D(t + \Delta t) \cdot f_D(t + \Delta t) + C_M(t + \Delta t) \cdot f_l(t + \Delta t) \dots\dots\dots (10)$$

C_D , C_M が Δt 間で変化しないと考え, $C_D(t)$, $C_M(t)$ と $C_D(t + \Delta t)$, $C_M(t + \Delta t)$ を各々 $C_D(t + \Delta t/2)$, $C_M(t + \Delta t/2)$ で近似する。この両係数を(9), (10)式に代入して解くと,

$$C_D(t + \frac{\Delta t}{2}) = \frac{F_{m0}(t + \Delta t) \cdot f_l(t) - F_{m0}(t) \cdot f_l(t + \Delta t)}{f_D(t + \Delta t) \cdot f_l(t) - f_D(t) \cdot f_l(t + \Delta t)} \dots\dots\dots (11)$$

$$C_M(t + \frac{\Delta t}{2}) = \frac{F_{m0}(t + \Delta t) \cdot f_D(t) - F_{m0}(t) \cdot f_D(t + \Delta t)}{f_D(t + \Delta t) \cdot f_l(t) - f_D(t) \cdot f_l(t + \Delta t)} \dots\dots\dots (12)$$

(11), (12)式は Al-kazily の手法¹²⁾を模して誘導した C_D , C_M の算定式である。これら両式に t および $(t + \Delta t)$ における f_D , f_l と測定された $F_{m0}(t)$ と $F_{m0}(t + \Delta t)$ を代入することにより, 任意時刻 t における C_D , C_M の近似値を算出することができる。なお, 微小時間間隔 Δt の取り方によって C_D , C_M の値が支配されることが考えられるが, ここでは読み取り時間間隔 D_t は 0.1 sec としたため, $\Delta t = D_t$ とすることは精度上問題があり, 時刻 t と $(t + D_t)$ での波力, 波形の記録から $D_t/5$ の値を線形補足し $\Delta t = D_t/5$ として解析を行なった。時刻 t の算定は記録紙の紙送り速度から換算し, 水位が上昇して静水面と交わった時刻を $t = -T/4$ とし, その後下降し再び静水面と交わった時刻 $t = T/4$ の中間時刻を $t = 0$ と定めた。

また 1 週期内において C_D , C_M が変化しないものと仮定した理論波力 F_{m1} と実測波力 F_{m0} の差が最小になるように C_{D1} , C_{M1} を求めると次式のようになる。

$$C_{D1} = \frac{\sum F_{m0}(t) \cdot f_D(t) \cdot \sum f_l(t)^2 - \sum f_D(t) \cdot f_l(t) \cdot \sum F_{m0}(t) \cdot f_l(t)}{\sum f_D(t)^2 \cdot \sum f_l(t)^2 - \sum f_D(t) \cdot f_l(t)} \dots\dots\dots (13)$$

$$C_{M1} = \frac{\sum f_D(t)^2 \cdot \sum F_{m0}(t) \cdot f_l(t) - \sum F_{m0}(t) \cdot f_D(t) \cdot \sum f_l(t)}{\sum f_D(t)^2 \cdot \sum f_l(t)^2 - \sum f_D(t) \cdot f_l(t)} \dots\dots\dots (14)$$

なお, 抗力係数は Reynolds 数や Keulgan-Carpenter 数の関数として表示されることが多い。この場合, 水平水粒子速度としては, 本研究における抗力係数が鉛直方向についての自乗された水平

水粒子速度に関して水深方向の積分によって表わされることを考慮して、水平水粒子速度の自乗平均値を用い(15)式で定義した。

$$u_{rms} = \sqrt{\int_{-h}^{\eta} \frac{u|u|}{h+\eta} dy}, Re = \frac{u_{rms} \cdot b}{\nu},$$

$$K.C = \frac{u_{rms} \cdot T}{d_w} \dots\dots\dots(15)$$

式中 η は波峯水位、 b はスリット幅、 ν は動粘性係数、 T は周期である。

3. 実験装置および実験方法

波動実験は長さ 19.7 m、幅 0.8 m、高さ 0.8 m 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板により二分し、その一方にスリット壁を取付

けた波力検出装置を設置し、他方は入射波高検定部として使用した。図-2 に実験造波水槽を示す。造波機前方 11.3 m の位置に波力検出装置を設置した。この装置は図-3 に示すように波力測定アーム部に 25 mm×6 mm の断面を有する平鋼を用い、アーム上端部を固定し検出装置全体が片持梁構造としてある。アーム 1 本につきその表裏には 20 cm 間隔で 4 枚のストレインゲージ (120

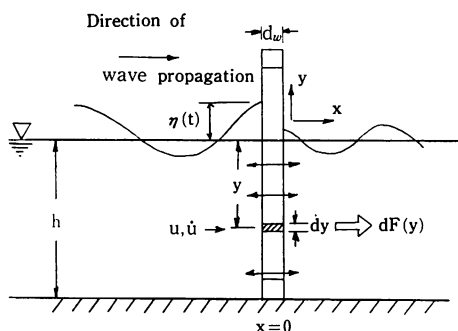


図-1 Direction sketch and Coordinate system.

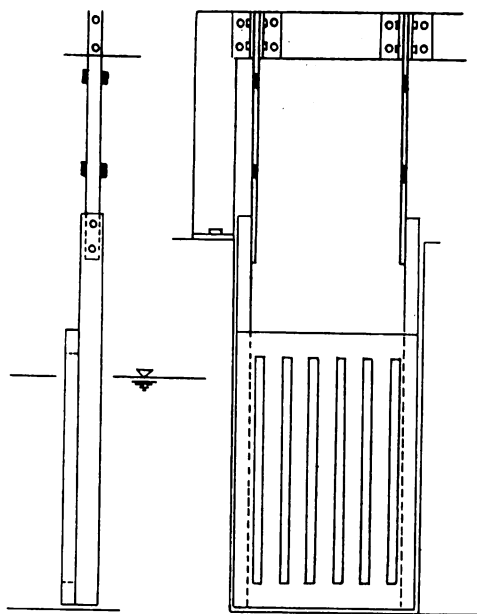


図-3 波力検出装置

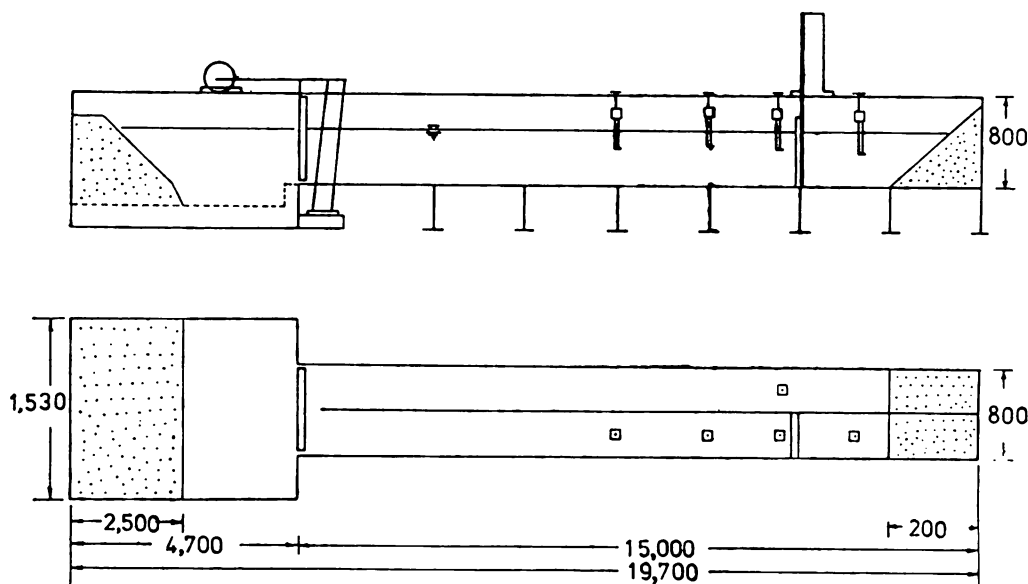


図-2 二次元造波水槽

Ω , ゲージファクター2.10)をはり, 荷重をモーメントとして検出しブリッジ回路の不均衡電流を動歪計(共和電業DPM-110A型)を通じて電磁オシログラフ(共和電業ラビコーダRMV-550A)に記録させた。スリット前面の波高はスリット壁より沖側1 cmに設置した容量式波高計を使用し水位増幅器(渡辺測器機製)を通して, 波力と同時に電磁オシログラフに記録させた。入射波高と反射波高の差は, スリット前面に形成される部分重複波の節の位置 $L/4$ (最小波高 $H_{min}=H_i-H_R$), 入射波高は他方の水槽の前方で容量式波高計を使用し水位増幅機を通しリニアコーダ(6チャンネル, 渡辺測器機製)に記録した。

なお本実験では周期 $T=1.1\text{ sec}\sim 2.4\text{ sec}$, 入射波高 $H_i=1\sim 10\text{ cm}$ 程度の範囲で行い, 前面水深は一定で $h=50\text{ cm}$ とした。模型として使用したスリット壁は幅 $D=40\text{ cm}$, 高さ 60 cm , 厚さ $dw=3\text{ cm}$ でアクリル材を用い, 空隙率 λ とスリット幅 b の組合せは $\lambda=25\%$ で $b=20\text{ mm}$, $\lambda=35\%$ で $b=28\text{ mm}$, $\lambda=50\%$ で $b=40\text{ mm}$ の3種類である。

定常流実験は長さ 11.05 m , 幅 50 cm , 高さ 40 cm の定常開水路を用いた。この開水路の一部を幅 40 cm , 高さ 20 cm , 長さ 100 cm の管路状態にし, 中央にスリット壁をはさみ前後の圧力水頭差を傾斜マノメーターにより測定した。

4. 実験結果および考察

4.1 理論波力 F_{m1} と実測波力 F_{m0} の比較

図-4は, スリット壁に作用する実測波力 F_{m0} と理論波力 F_{m1} との比較を示す。図中の白点は実測波力 F_{m0} を, 実線は最小自乗法から求めた C_{D1} , C_{M1} を用いて計算した理論波力 F_{m1} を示す。理論波力 F_{m1} は実測波力 F_{m0} と比較的良好に一致しており, KC 数の増加による変化は特に見られない。図-5はスリット壁の受ける理論波力 F_{m1} 実測波力 F_{m0} からの分散度 $R\sigma$ と $K.C$ 数との関係を示したものである。ただし分散度 $R\sigma$ は次式より計算した。

$$R\sigma = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (F_{m0}(t_i) - F_{m1}(t_i))^2 / N}}{|F_{m0\max} - F_{m0\min}|} \dots\dots (16)$$

林ら⁴⁾は孤立円柱に対して実験を行い分散度 $R\sigma$ は $K \cdot C$ 数が約 10.0 以下の場合には F_{m1} は実測波力の約 3% 程度のバラツキ幅で, $K \cdot C$ 数が 10.0 以上になるとバラツキ幅も大きくなり $K \cdot C=15$ 程度で $R\sigma=7\%$ 程度を示す結果を得てい

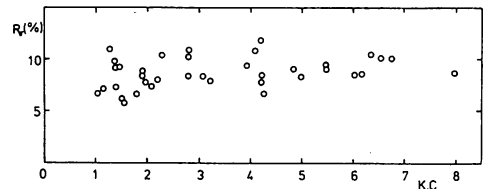


図-5 分散度 $R\sigma$ と $K.C$ 数の関係

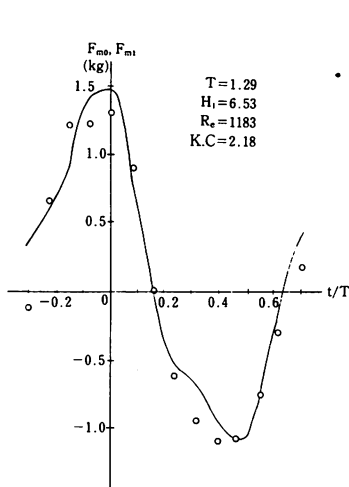


図-4-1

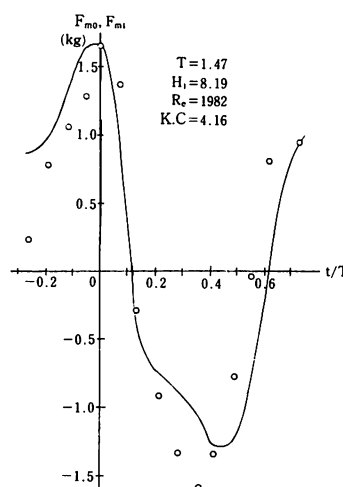


図-4-2

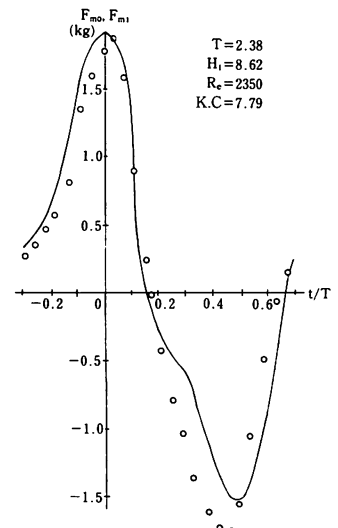


図-4-3

図-4 実測波力 F_{m0} と理論波力の F_{m1} の関係

る。本実験では $R\sigma = 5 \sim 10\%$ 程度のバラツキ幅をもち K. C 数の増加による変化は見られず、ほぼ一定のバラツキ幅をもつものと考えられる。

4.2 全波力の最大値

図-6 は実測波力の最大値 $|F_{m0 \max}|$ と理論波力の最大値 $|F_{m1 \max}|$ の関係を示したもので比較的良好一致しているが、波力の小さい範囲においては実測波力の方が、波力が大きい領域では理論波力の方が大きくなる傾向を示す。また波力が大きくなるにつれてバラツキが大きくなるが、

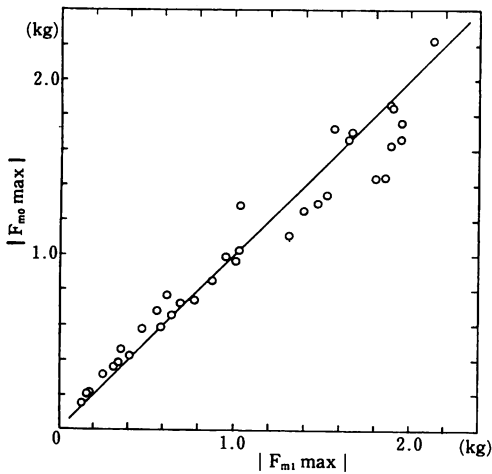


図-6 実測波力 F_{m0} と理論波力 F_{m1} の最大値の関係

これは抗力および慣性力が卓越するため抗力係数および質量係数の精度がおちるためと考えられる。

非碎破の水平波力の最大値 $F_{\max}$ を次式のようにおく。

$$F_{\max} = k w_0 H_l A_s = k w_0 H_l (1 - \lambda) A_t \quad (17)$$

ここで A_t はスリット壁の全面積、 A_s はスリット壁の固定部分の面積で $(1 - \lambda) A_t$ である。

本実験での係数 k の値はおよそ $k = 0.05 \sim 0.3$ である。

4.3 抗力係数 C_D 、質量係数 C_M の時間的変化

図-7 は、(11), (12) 式から算出した C_D , C_M の一周期内における時間的変化を示す。図中の実線は両係数の周期内の平均値 $\bar{C}_D$ および $\bar{C}_M$ であり、点数は最小自乗法で求めた C_{D1} および C_{M1} の値を示す。これらの図から次の諸点が認められる。

- (1) C_D は t/T が 0.25 および 0.75 近傍でピーク値をとり、 C_M は C_D とは $t/T = 0.25$ だけずれてピーク値をとる変動を示している。これは抗力あるいは慣性力が卓越している領域ではそれぞれ C_M あるいは C_D の精度が低下することが考えられる。
- (2) C_M の平均値 $\bar{C}_M$ からの分散は C_D のそれに比べて一般に小さいが K. C 数の値が大きくなるにつれて分散は大きくなる。 C_M は K. C 数が大

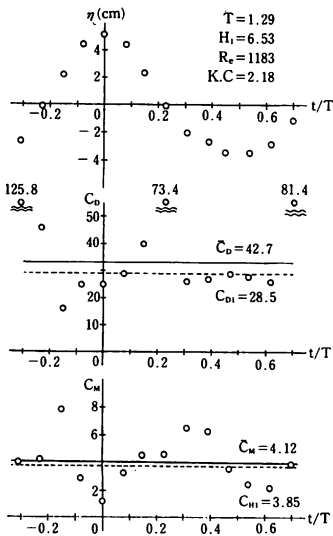


図-7-1

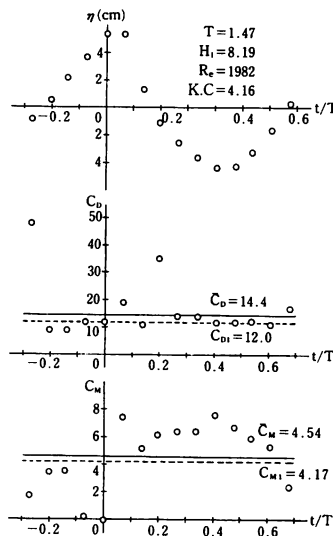


図-7-2

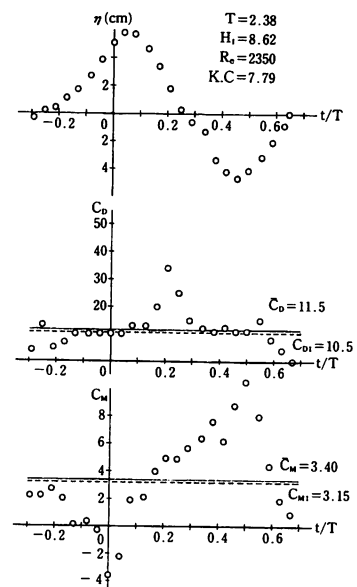


図-7-3

きくなると周期が $T/2$ の正弦波に近い分布型を示すようになる。

- (3) C_M の周期内での平均値 $\bar{C}_M$ は最小自乗法で求めた C_{M1} とほぼ一致するが K. C 数が増大するにつれて C_{M1} の方が $\bar{C}_M$ に比してやや大きな値をとるようになる。

4.4 C_D と R_e 数, C_M と K. C 数の関係

時間的に変動する C_D , C_M を平均化したものを R_e 数および K. C 数で整理したものを図-8および図-9に示す。また定常流実験で得られた抗力係数 C_D を図-8に加えてある。

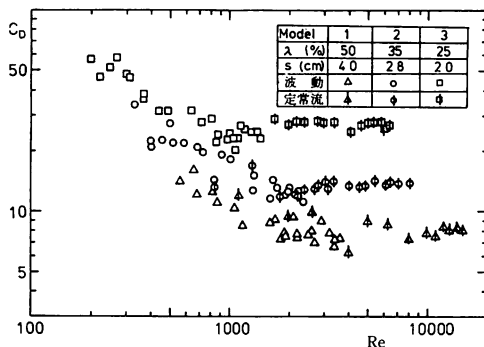


図-8 C_D と R_e 数の関係

図-8より各スリット壁とも波動実験による結果は実験波の制約のため $2,000 < R_e < 4,000$ 程度の範囲でしか得られず、また多少変動しているが、全体的傾向としては流速に比例する層流的抵抗特性を示している。波動実験と定常流実験はほぼ連続しており、 R_e 数に無関係に C_D が一定値に近づく乱流状態は各スリット壁によってちがいは $R_e = 1,000 \sim 3,000$ 以上とみなされる。

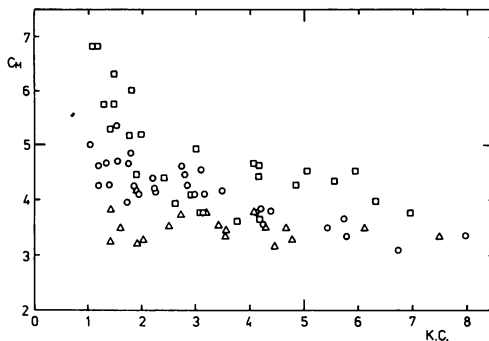


図-9 C_M と K. C. 数の関係

図-9より C_M は K. C 数が小さい領域ではその増加とともに急激に減少し、 $K.C = 2 \sim 3$ 以上ではほぼ一定値へ漸近している。円柱の場合、

Keulegan-Carpenter¹³⁾によれば K. C 数は渦の発生機構と密接な関係があり、K. C 数が小さいほど流れの場は乱されず渦の発生は少ない。これより K. C 数の小さいほど慣性力が卓越することになり図に表われるような特性を示すものと考えられる。

一般的に実用的観点から、 C_D に対してはほぼ定常流中における抗力係数の値を、また C_M に対してはポテンシャル理論による値をとっており正角柱では $C_D = 2.05$, $C_M = 2.19$ の値を示している¹⁴⁾。本実験ではこれらの値と比較すると非常に大きな値をとるが、水平水粒子速度をスリット物質中を流れる実流速で定義すると抗力係数、質量係数、 R_e 数、K. C 数は次のように表わすことができる。

$$C_D = \lambda^2 C_{D0}, C_M = \lambda C_{M0}, R_e = \lambda R_{e0}, K.C = \lambda K.C_0$$

.....(18)

(18)式によると乱流域の C_D は $1.7 \sim 1.9$ 程度、 C_M は $1.2 \sim 2.0$ と正角法より多少小さい値となる。これはスリット壁全体としての C_D , C_M の平均的なものであり、個々の部材の C_D , C_M の値は部材によって異なることは、Charkrabartiの実験¹⁵⁾より明らかにされている。

5. 結 論

以上の実験結果からスリット壁の波力特性について次のことが言える。

- (1) 最小自乗法で求めた理論波力は実測波力と比較的よく一致し、バラツキ幅もほぼ一定で $5 \sim 10\%$ のバラツキ幅で求められる。
- (2) 波力の最大値についても比較的よく一致しているが、波力が大きくなるにつれてバラツキが大きくなり、理論波力の方が大きくなる。
- (3) C_D は t/T が 0.25 および 0.75 近傍でピーク値を取り、 C_M は C_D より t/T が 0.25 ずれてピーク値をとるが C_D に比べてその時間的変動は少なく、K. C 数が大きくなると周期が $T/2$ の正弦振動に近い分布を示す。
- (4) 波動実験より得られた C_D は定常流実験の C_D と比較的連続性がよく、 R_e 数 $1,000 \sim 3,000$ 以下では層流的抵抗特性を示し、その傾きは各スリット壁ともほぼ同じである。
- (5) C_M は K. C 数によって比較的よく整理でき、渦の発生が少ない慣性力が卓越している K. C 数の小さな領域においてその増加とともに急激に減少し、 $K.C = 2 \sim 3$ 以上ではほぼ一定値へ漸近している。

- (6) 水平水粒子速度および加速度を実流速で定義することにより、一般的に使用されている正角柱の値 $C_D=2.05$, $C_M=2.19$ に近づけることができる。
- (7) 水平水粒子速度および加速度を流量流速で定義すると空隙率 λ を小さくするほど C_D は大きくなり、実流速で定義すると逆の傾向がみられる。 C_M についても同じ傾向がみられる。

以上のように円柱構造物の波力算定に用いられている Morison 式は、円柱等と比較するとその精度は多少おちるが透水壁にも応用することができる。今回は空隙率 λ を変化させて実験を行ったが、今後壁厚等の影響を調べ多孔壁との比較、さらに水平水粒子速度の実測が重要であると思われる。

参 考 文 献

- (1) 近藤一郎：二重透水壁式防波堤の消波理論，第 14 回自然災害シンポジウム講演会論文集，pp. 39～42，1977
- (2) Kondo, H : Analysis of breakwaters having two porous, pp. 962～977, 1979
- (3) 堀口孝男・小坂俊吉・中道峰夫・布施敏一郎：スリット壁式消波構造の水理解析，第 27 回海岸工学論文集，pp. 325～329，1980
- (4) 林建二郎・重村利幸・竹内俊雄：波力算定式中の抗力係数および質量係数の時間変化について，第 24 回海岸工学論文集，pp. 337～341，1977
- (5) Sarpkaya, T : Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders, Behaviour off Off-Shore Structures, vol. I , pp. 220～235, 1976
- (6) Sarpkaya, T・Isaacson, M : Mechanics of wave forces on offshore structures, van nostrand reinhold company, pp. 52～137, pp. 290～371, 1981
- (7) 近藤一郎・佐藤隆一：多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定，第 26 回海岸工学論文集，pp. 333～337，1979.
- (8) 浦島三朗・石塚耕一・近藤一郎：スリット壁の抗力係数と質量係数について，土木学会北海道支部論文報告集，第 37 号，pp. 151～154，1981.
- (9) 浦島三朗・石塚耕一・近藤一郎：スリット壁の波力に関する抗力係数と質量係数，第 36 回土木学会年講概要集，pp. 793～794，1981.
- (10) Mei, C. C., P. L. F. Liu and A. T. Ippen : Quadratic loss and scattering of long wave, Jr. of Waty., Harbors and Coastal Eng. Div., ASCE, vol. 100, WW3, pp. 217～239, 1974.
- (11) Morison, J. R., J. W. Johnson and M. P. O'Brien : Experimental Studies of Force on Piles, Proc. Fourth Conf. on Coastal Eng., pp. 340, 1953.
- (12) Al-Kazily, M. F. : Forces on Submerged Pipelines Induced by Water Waves, University of California Hydraulic Engineering Laboratory, Technical Report HEL 9-21, pp. 197, 1972.
- (13) Keulegan, G. H. and L. H. Carpenter : Forces on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid, Four. of National Bureau Standard, vol. 60, No. 5, pp. 423～440, 1958.
- (14) 土木学会：海岸保全施設設計便覧，pp. 189, 1979.
- (15) Subrata K. Chakrabarti : Hydrodynamic coefficients for a vertical tube in an array, Appliend Ocean Research, vol. 3, No. 1, pp. 2～12, 1981.

(昭和 56 年 11 月 30 日受理)

