

多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定

近 藤 俣 郎*・佐 藤 隆 一**

1. ま え が き

港湾周辺における波浪環境の保全とともに狭い水域の有効な利用ならびに港内の海水汚濁の緩和などの目的で、直立消波型式の防波堤、岸壁の開発がなされ、それらに関する研究成果が相次いで発表されている。特に、透水壁型防波堤はその代表例であり多くの研究がなされている。筆者の1人も複数の透水壁をもつ防波堤にも適用できる波の変形理論^{1),2)}を発表している。しかし波浪変形の理論的推定には透水壁の消波機能を支配する損失係数と見掛けのオリフィス長さを如何にして決定するかが大きな問題として残されている。特に、後者については Mei ら³⁾による推定法があるに過ぎない。先に筆者らは、見掛けのオリフィス長さの推定法として、運動方程式を用いる方法⁴⁾、波高分布による方法⁵⁾を試みたが、満足できる段階に至っていないかった。

そこで Morison 式により波力を決定する場合に用いられる抗力係数 C_D 、質量係数 C_M は上述の波浪変形に関する損失係数 C_L 、見掛けのオリフィス長さ L とそれぞれ比例関係にあることに着目し、多孔壁に作用する波力を直円柱の場合と同様な方法で測定することによって C_L と L を推定した。またこの両係数を用いて境界値問題として解かれた波浪変形の推定理論によって反射率、伝達率を推定し実験値と比較することで本法の適用性を確かめた。従来、円柱に作用する波力の算定には主として Morison 式が用いられ、 C_D と C_M の決定法は、(1) 1 周期内の 2 定点から決定する。(2) 最小二乗法を用いて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⁶⁾、などの方法がある。また水平水粒子速度および加速度にどのような波動理論を用いるのかも重要な検討事項であるが、本論文では部分重複波が対象となる為、波力算定に用いる波動理論は微小振幅波理論とし、両係数の決定には Al-Kazily の方法を応用して行ない、その結果について考察した。

2. 波力算定式および解析方法

(1) 波力算定式

直立多孔壁に作用する全波力は揚力の影響が小さいと考えて無視すると一般的には Morison らが提案した、抗力と質量力の和として次式で表現される。

$$F_t = F_D(t) + F_I(t) = C_D(t) \cdot f_D(t) + C_M(t) \cdot f_I(t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

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

$$F_I(t) = C_M(t) \int_{-h}^{\eta} \rho \ddot{u} dV \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで dA 、 dV は水深方向の積分を容易にするために多孔壁を角柱列に換算した微小面積と微小体積である。

$$dA = D(1-\lambda)dy \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$dV = D(1-\lambda)d_w dy \quad \dots\dots\dots (5)$$

上式で D は構造物の幅員、 d_w は多孔壁の壁厚。また抗力係数 C_D と質量係数 C_M は時間の関数であるが、水深方向には変化しないと仮定している。多孔壁透過堤では円柱などの孤立構造物とは異なり反射波の存在を無視できないので (2)、(3) 式中の水平水粒子速度および加速度は微小振幅波理論により部分重複波を考慮して求める。 a_I = 入射波振幅、 a_R = 反射波振幅、 $k = 2\pi/L$ 、 $\sigma = 2\pi/T$ とし、入射波と反射波の間の位相差がないと仮定するならば、両波の波形 η と水平方向水粒子速度 u はそれぞれ次式で示される。

$$\eta_I = a_I \cos(\sigma t - kx) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$u_I = a_I \sigma \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cdot \cos(\sigma t - kx) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\eta_R = a_R \cos(\sigma t + kx) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$u_R = -a_R \sigma \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cdot \cos(\sigma t + kx) \quad \dots\dots\dots (9)$$

これらにより、多孔壁前方水域での波形と水平水粒子速度は次のように与えられる。

$$\eta = a_I \cos(\sigma t - kx) + a_R \cos(\sigma t + kx) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$u = (a_I - a_R) \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cdot \cos(\sigma t - kx) + 2a_R \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cdot \sin kx \cdot \sin \sigma t \quad \dots\dots\dots (11)$$

* 正会員 工博 室蘭工業大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 釧路市役所

式(10), (11) を式(2), (3) に代入し整理すると, 多孔壁に作用する全波力として次式が得られる.

$$F_t = \frac{w_0 C_D k h}{2} \cdot D(1-\lambda) \cdot \frac{(a_I - a_R)}{\sinh 2kh} \cdot \left[\frac{1}{2kh} \cdot \sinh 2kh \left(1 + \frac{\eta}{h} \right) + \left(1 + \frac{\eta}{h} \right) \right] \cdot [\cos \sigma t] \cdot \cos \sigma t - w_0 C_M D(1-\lambda) d_w \cdot \frac{(a_I - a_R)}{\cosh kh} \cdot \left[\sinh kh \left(1 + \frac{\eta}{h} \right) \right] \sin \sigma t \quad \dots\dots\dots (12)$$

以上の展開から振幅 $(a_I - a_R)$ 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. ここで, w_0 は水の単位体積重量であり, また $D(1-\lambda)$, $D(1-\lambda)d_w$ はそれぞれ多孔壁不透水部の投影面積と体積である.

(2) 抗力係数 C_D , 質量係数 C_M の算定方法

多孔壁の 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——波形記録を一定時間間隔 Dt で読み取り, その波力が各時刻で式(12)と一致すると考えるなら, 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多孔壁に作用する全波力 $F_{mes.}$ は各々次式で表わすことができる.

$$F_{mes.}(t) = C_D(t) \cdot f_D(t) + C_M(t) \cdot f_I(t) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$F_{mes.}(t + \Delta t) = C_D(t + \Delta t) \cdot f_D(t + \Delta t) + C_M(t + \Delta t) \cdot f_I(t + \Delta t) \quad \dots\dots\dots (14)$$

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 $C_D(t + 0.5\Delta t)$, $C_M(t + 0.5\Delta t)$ で近似する. この両係数を(13), (14)に代入して解くと

$$C_D \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{F_{mes.}(t + \Delta t) \cdot f_I(t) - F_{mes.}(t) \cdot f_I(t + \Delta t)}{f_D(t + \Delta t) \cdot f_I(t) - f_D(t) \cdot f_I(t + \Delta t)} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$C_M \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{F_{mes.}(t + \Delta t) \cdot f_D(t) - F_{mes.}(t) \cdot f_D(t + \Delta t)}{f_D(t) \cdot f_I(t + \Delta t) - f_D(t + \Delta t) \cdot f_I(t)} \quad \dots\dots\dots (16)$$

上式に t , $t + \Delta t$ における f_D , f_I と測定された $F_{mes.}(t)$, $F_{mes.}(t + \Delta t)$ を代入することにより時間 t での C_D , C_M の近似値を決定することができる. なお, 微小時間間隔の取り方によって C_D , C_M の値が支配されると考えられるがここでは読み取り時間間隔 Dt は $T = 0.7 \text{ sec.}$ で $Dt = 0.05 \text{ sec.}$, $T = 0.8 \sim 2.2 \text{ sec.}$ では $Dt = 0.10 \text{ sec.}$ としたため, $\Delta t = Dt$ とすることは精度上問題があり, 時刻 t と $(t + \Delta t)$ での波力, 波形の時間記録から Dt/s の値を線型補足し, $\Delta t = Dt/s$ として解析を行なった. 時刻 t の算定は記録紙の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もって $t = -T/4$ とし, そ

の後降下し再び静水面と交わった時刻 $t = T/4$ との中間の時刻と $t = 0$ としてデータの解析を行なった.

抵抗係数 C_i は自乗された水平水粒子速度に関しての水深方向の積分によって表わされることを考慮し水平水粒子速度および Reynolds 数, Keulegan-Carpenter 数を次式で定義することとした. ただし η_0 は波峯水位である.

$$u_{r.m.s.} = \sqrt{\frac{\int_{-\eta_0}^{\eta_0} |u| u dy}{(h + \eta_0)}}, \quad R_e = \frac{u_{r.m.s.} \cdot \phi}{\nu}, \quad K.C. = \frac{u_{r.m.s.} \cdot T}{d_w} \quad \dots\dots\dots (17)$$

式中 ϕ は孔径, T は周期, ν は流体の動粘性係数である.

(3) 損失係数 C_l , 見掛けのオリフィス長さ $\mathcal{L}$ と C_D , C_M

波力算定式中の抗力係数 C_D , 質量係数 C_M と波浪変形理論の中で用いられる損失係数 C_l , 見掛けのオリフィス長さ $\mathcal{L}$ との関係は以下のように導びかれる. 非定常流の中にある多孔質構造に作用する力の釣合いをみると「流れを起す力」=「流体の慣性力」+「構造体に作用する力」, となっており, 構造体に作用する力を抗力と慣性力に分けて示すと下のようになる.

$$F_d = \rho V_f \cdot \frac{dq}{dt} + \left[\rho C_D A_s \frac{|q| \cdot q}{2} + \rho C_M V_s \frac{dq}{dt} \right] \quad \dots\dots\dots (18)$$

式中 q は多孔物質中を流れる実流速であり V_f は流体の体積, V_s は構造体の体積, A_s は流れ方向の構造体の投影面積である. 流れを起す力は構造体前後の圧力勾配である.

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = C_D \left(\frac{A_s}{V_T} \right) \cdot \frac{|q|q}{2} + \left(\frac{V_f}{V_T} + C_M \frac{V_s}{V_T} \right) \frac{dq}{dt} \quad \dots\dots\dots (19)$$

上式を流量流速, $u = \lambda q$ を用いて整理すると

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = C_D \cdot \frac{(1-\lambda)}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot \frac{|u|u}{2} + \left[1 + \frac{(1-\lambda)}{\lambda} C_M \right] \frac{du}{dt} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで $\Delta x \cdot A_s = V_s = (1-\lambda)V_T$, としている.

一方, 多孔壁の周辺の流れの運動方程式は, 抵抗が水平水粒子速度のみで生ずるとすれば次式で表現される⁸⁾.

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{C_i}{2} \cdot |u|u \cdot \frac{1}{\Delta x} + \frac{\mathcal{L}}{\Delta x} \cdot \frac{du}{dt} \quad \dots\dots\dots (21)$$

式(20)と(21)は等価でなければならないから, C_i と $\mathcal{L}$ について下式が成り立つ.

$$C_i = \frac{(1-\lambda)}{\lambda^2} \cdot C_D \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\mathcal{L} = \left[1 + \left(\frac{1-\lambda}{\lambda} \right) C_M \right] \Delta x \quad \dots\dots\dots (23)$$

式(23)中の Δx を正しく決めることは困難であるが,

ここでは近似的に $\Delta x = d_w$ とした。

3. 実験装置と方法⁹⁾

実験は長さ 18.0 m, 幅 0.4 m, 高さ 1.0 m の片面ガラス張り 2 次元造波水槽を用いて行なった。フラップ型造波機の前 12.6 m の位置に波力検出装置を設置した。この装置は図-1 に示すように上方で固定した片持梁構造で、そのアーム部にストレインゲージを貼付してある。多孔壁としてはアクリル板を孔径 ϕ と空隙率 λ の組合せが 40 mm-34%, 20 mm-34%, 20 mm-20% の 3 種類になるように孔を配したもので、壁厚 d_w は 20 mm と 30 mm の種で、計 6 種類の多孔壁について実験した。

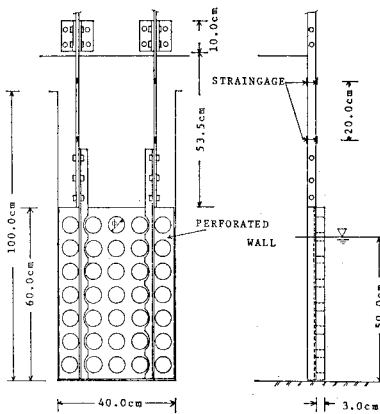


図-1 波力検出装置と多孔壁

4. 実験ならびに解析の結果

図-2 は前出の解析法によって得られた C_L と $\mathcal{L}$ の時間変化を示す 1 例である。横軸は作用波の周期 T に対する解析時刻 t との比であり、縦軸には多孔壁前面水位、損失係数 C_L 、見掛けのオリフィス長さ $\mathcal{L}$ の各時刻における値を示してある。両者とも円柱に関する結果と

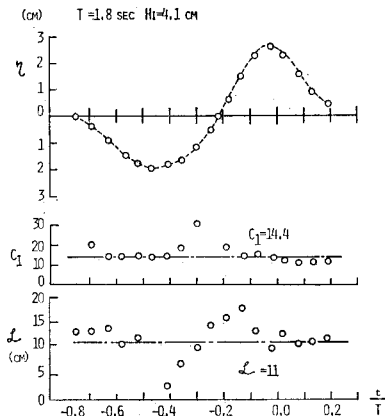


図-2 η と C_L , $\mathcal{L}$ の時間変動の例

同様に C_L は $t/T=0.25, 0.75$ でピークをとる傾向を示す。 $\mathcal{L}$ は C_L とは $t/T=0.25$ だけずれてピークをもつ変動を示している。壁前面水位が静水面に近づくにつれて C_L は増加し静水面で極値をとる。逆に $\mathcal{L}$ は水位が静水面に近づくとき変動が大きい。この原因としては、抗力あるいは慣性力が卓越している領域ではそれぞれ $\mathcal{L}$ あるいは C_L の精度が低下することが考えられる。そこで極値を除いたものの平均をとり、その値を図中に線で示した。この平均値は各々抗力、慣性力が卓越している領域で決定された C_L , $\mathcal{L}$ に近い値を表わしている。

(1) 損失係数, C_L

時間的に変動する C_L を上出のようにして平均値をとって処理したものと定常流実験¹⁰⁾で得られた損失係数とを、レイノルズ数 Re で整理したものの例を図-3 に示

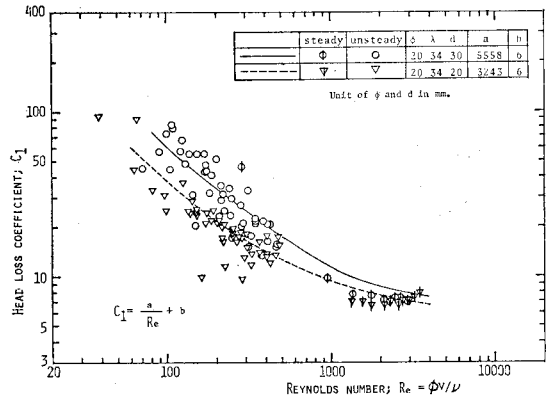


図-3 レイノルズ数 Re と C_L の関係

した。各多孔壁とも波動実験による結果は実験波の制約のため $150 < Re < 1100$ 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。波動実験値と定常流実験値はほぼ連続しており Re 数に無関係に C_L が一定値に近づく乱流状態は $Re > 2000$ とみなされる。図中の曲線は上述のことを考慮し、最小二乗法を用いて次式で表現したものである。ただし、乱流項は定数として与えている。

$$C_L = \frac{a}{Re} + b \quad \dots\dots\dots (24)$$

種々の多孔壁について、その曲線の傾きは壁厚 d_w の差による変化はみられないが、 C_L の値は d_w の大きいほうが小さい値をとり、また空隙率 λ の大小による変化は λ の小さな多孔壁が大きな C_L をとっている。孔径 ϕ の効果としては、 ϕ の大きい多孔壁が C_L が大きい。これらの傾向は多孔壁の壁厚が薄く、空隙率が小さく、孔径が大きいほど、流れが多孔壁を通過するときに形成される噴流群の作用によるエネルギー損失が大きいことを示している。

先に9種類の多孔壁について実施した定常流での C_i を, Re , λ ならびに d_w/ϕ の関数で表現することを検討したところ, 図-4 のように縦軸に $\lambda^{2.5} \cdot C_i$ をとって Re の関数としてプロットすると, d/ϕ をパラメーターとしてかなり良く整理できた. 乱流域ではおよそ下式で近似できる.

$$C_i = \frac{0.48}{\lambda^{2.5} (d_w/\phi)^{0.4}} \quad \dots\dots\dots (25)$$

同様に $\lambda^{2.5} \cdot C_i$ を軸にとって波動実験によるデータを含めて6種の多孔壁について整理したものが 図-5 である. これより $Re \geq 1000$ では, C_i 値は同一 λ の多孔壁では d_w/ϕ が小さいほど大きい値をとることがわかる.

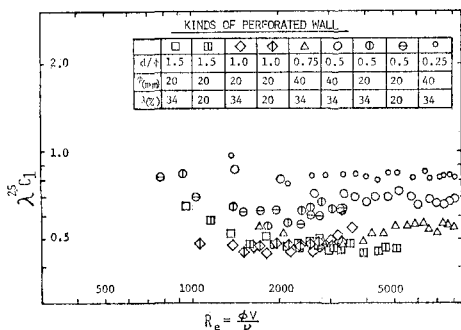


図-4 定常流による多孔壁の損失係数

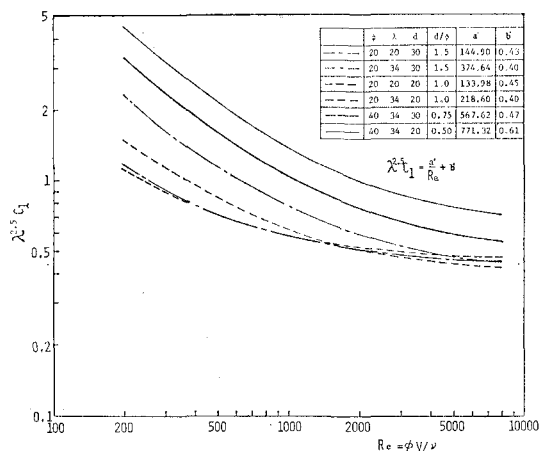


図-5 各種多孔壁の損失係数の平均値

(2) 見掛けのオリフィス長さ, $\mathcal{L}$

$\mathcal{L}$ も C_i と同様に時間的変動を示すが, そのピークの出現時刻はおよそ $T/4$ づれている. $\mathcal{L}$ についても同様に極値を除いて算術平均値を求め, それについて議論をする. 図-6 は $\mathcal{L}$ を波長 L で除して無次元化した見掛けのオリフィス長さ $\mathcal{L}/L$ を K.C. 数の関数としてプロットしたものである. $\mathcal{L}/L$ は K.C. 数の小さな領域ではその増加とともに急激に減少し, $K.C. = 0.2 \sim 0.3$ 以上ではほぼ一定値へ漸近している. 円柱の場合, Keulegan-

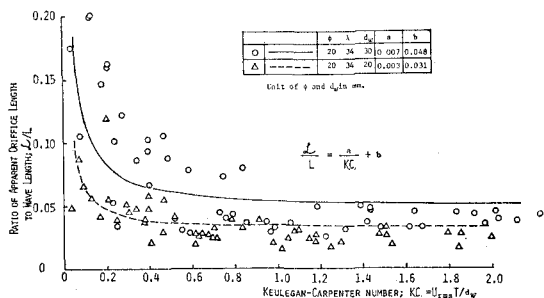


図-6 K.C. 数と無次元見掛けのオリフィス長さ

Carpenter 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が乱されず渦の発生は少ない¹¹⁾. 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していると考えられる. なお図中の曲線は次式によって, 係数 a , b を最少二乗法で決定したものである.

$$\frac{\mathcal{L}}{L} = \frac{a}{K.C.} + b \quad \dots\dots\dots (26)$$

壁厚が大きな多孔壁ほど $\mathcal{L}/L$ は大きい値をとっている. また 図-7 は, 図-6 に示された以外の多孔壁についても, λ の効果を主として整理した結果である. これによれば K.C. 数が大きくなると, λ が等しいとき d_w/ϕ が 1.0 以下と 1.5 とで $\mathcal{L}/L$ 値が二大別される傾向が認められる. いずれにせよ K.C. 数が大きい領域では $\mathcal{L}/L = \text{const.}$ すなわち $\mathcal{L}$ は L に比例することが解ったことは重要な結果である.

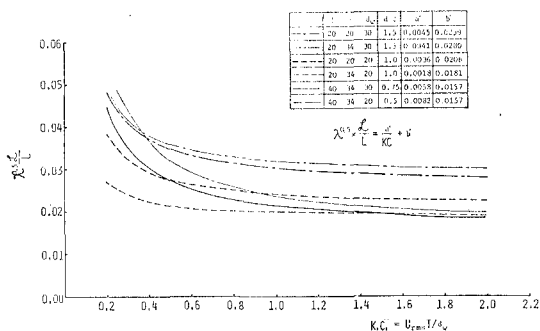


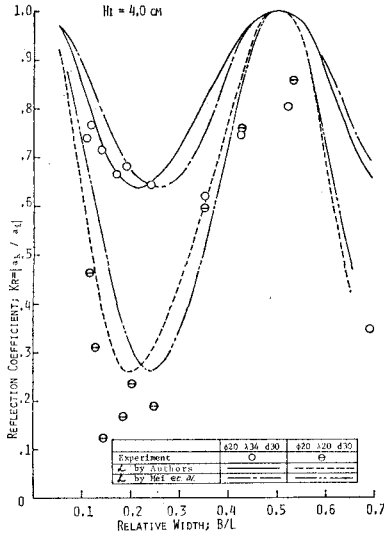
図-7 各種多孔壁の見掛けのオリフィス長さ

従来の Mei ら¹²⁾ が提唱している気体を対象とした音響学的解法による $\mathcal{L}$ は, スリットの幾何学的寸法のみで定まり, 入射波の波長の効果が無視されている.

(3) Jarlan 型防波堤の反射率への応用

図-8 に一枚多孔壁不透堤すなわち Jarlan 型防波堤の室内実験用モデルについての K_R の実験値と理論値を示した例である. 実験値は多少の変動を除外して見ると, $B/L = 0.15 \sim 0.25$ 付近で最小値をとり, 0.5 付近で最大値をとっている. 図上の長波理論による推定式¹³⁾に

計算した曲線も $B/L < 0.4$ では同様な傾向を示す。理論値の計算には C_L は本論文の方法を用い、 L については Mei らの方法のものと本方法の二通りを用いた。同図より本方法の方が実験値により良く対応していると認められる。



図—8 Jarlan 型防波堤の反射率

なお、実際の多孔壁構造物の場合、 Re 数はおよそ $10^3 \sim 10^4$, $K.C.$ 数は $1 \sim 100$ の範囲にあると考えられる。

5. む す び

微小振幅の部分重複波理論に従がい多孔壁に作用する波力算定式を Morison 式にならって誘導し、実験波力から水深方向には一定とした損失係数 C_L 、見掛けのオリフィス長さを求め、定常流実験値と合わせてその値を検討してそれらを推定するのに便利な式と図表にまとめた。 C_L , L と波力に関する抗力係数 C_D 、質量係数 C_M との関係はその過程で明らかにされた。その結果、

損失係数 C_L は Re 数、空隙率 λ 、および d_w/ϕ の関数として良く整理された。見掛けのオリフィス長さ L は Keulegan-Carpenter 数、 λ および d_w/ϕ の関数で表現されている。本解析で用いた部分重複波式は、微小振幅波でかつ入射波に対する反射波の位相は不透壁の場合と同様にしているなどの点で、不十分ではあるが、直立消波構造物に用いられる円形多孔壁の C_L , L を推定する方法を示すことができたと考える。特に L については入射波の諸元が、多孔壁の幾何形状とともに支配的であることを見出した。

参 考 文 献

- 1) 近藤俊郎：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 walls, Coastal Structures '79, ASCE, Vol. II, pp. 962～977, 1979.
- 3) Mei, C. C., P. L. F. Liu and A. T. Ippen: Quadratic loss and scattering of long waves, Jr. of Waty., Harbors and Coastal Eng. Div., ASCE, Vol. 100, WW 3, pp. 217～239, 1974.
- 4) 近藤俊郎・佐藤隆一・高橋幹夫：透水壁式防波堤における透水壁の水理特性の効果，土木学会北海道支部論文報告集，第 34 号，pp. 223～226，1978.
- 5) 近藤俊郎・佐藤隆一：波浪変形問題における透水壁の質量係数の推定について，第 33 回土木学会年次学術講演会講演概要集，pp. 756～757，1978.
- 6) 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 回海岸工学講演会論文集，pp. 337～341，1977.
- 7) 前出 6).
- 8) 前出 3).
- 9) 近藤俊郎・佐藤隆一：波力測定による多孔壁の抗力係数および質量係数の推定，土木学会北海道支部論文報告集，53 号，pp. 232～237.
- 10) 前出 2).
- 11) Wiegel, R. L.: Oceanographical Engineering, Prentice-Hall, p. 532, 1964.
- 12) 前出 3).
- 13) 前出 4).