

透過性構造物の流体抵抗について

田淵 幹 修*・滝 川 清**

1. ま え が き

透過性構造物を堤体の全体または一部に有する消波構造物の消波特性について、理論的・実験的研究が多く行なわれ、また透過層の流体抵抗に関してもある程度の知識の集積はなされている^{1)~4)}。しかしながら非定常運動を行う流体中での抵抗あるいはその生ずる機構は不明の点が多く、理論計算で採用する流体抵抗について、また実験的研究における相似法則について明確な考え方は確立していない。

本研究はこのような点を明らかにすべく始めたもので現在も継続中であるが、本報ではこれまでに行なった実験で明らかになった 2, 3 の定性的特性について報告する。

2. 流体抵抗の表示について⁵⁾

考え方を簡単にするため 1 次元の運動を考える。透過層は、空隙を構成する物質および空隙の形状・大きさ・空隙率 ϵ 等は均一であるとし、流体は非圧縮性を考える。空隙内の実質流速 u' は個体部がないとみなしたときの断面平均流速 u と $u = \epsilon u'$ (Dupuit の仮定) の関係があるとする、透過層内の運動方程式は次式で示される。

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho} F_* \dots\dots\dots (1)$$

ここで ρ は流体の密度、 p は圧力で F_* は流体の粘性や乱れ等によるエネルギー逸散に基づく単位体積当りの流体抵抗である。また考えている運動のスケールに比べ個々の空隙の大きさは十分小さく、流れの断面は十分大きいと考えて、加速度項の対流項は無視している。 F_* の表示は Dupuit-Forchheimer 型の抵抗則を採用し、次式の型で表わされるものとする。

$$\begin{aligned} \frac{F_*}{\rho} = & f_f \cdot \frac{\nu}{R^2} \cdot u + f_p \cdot \frac{1}{2R} |u| \cdot u \\ & + (1-\epsilon) \cdot C_M \cdot \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial u}{\partial t} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここで ν は流体の動粘性係数、 R は空隙の全容積 ϵV

(V は透過層の全容積) を空隙を構成する個体物質の全表面積 (ぬれ面積) S で除して得られる hydraulic radius である。式 (2) の右辺第 1 項と第 2 項の和が抗力で、第 1 項は粘性抵抗、第 2 項は乱れ抵抗を示し、 f_f, f_p はおのおのの無次元抵抗係数である。また第 3 項は流体が加速度運動をする場合に現われる慣性抵抗 (附加質量力) で、 C_M は附加質量係数である。この附加質量力は、流速として空隙内に現われる実際の流速ではなく断面平均流速を用いていること、透過層構成材表面での境界層および構成材背後の後流渦の成長—消滅の過程が平均流速と位相差をもつこと等により生じるものである。式 (2) を式 (1) に代入すると、透過層内の運動方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} \left\{ 1 + \frac{1-\epsilon}{\epsilon} (1+C_M) \right\} \frac{\partial u}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ & - \left\{ f_f \cdot \frac{\nu}{R^2} \cdot u + f_p \cdot \frac{1}{2R} |u| \cdot u \right\} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

上式より全容積 V なる透過層に作用する流体力 F は

$$\begin{aligned} F = & \{ M' + (1+C_M) M'' \} \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial u}{\partial t} \\ & + M \left\{ f_f \cdot \frac{\nu}{R^2} u + f_p \cdot \frac{1}{2R} |u| \cdot u \right\} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

となる。ここで $M = \rho V$ 、 M' は空隙内の流体の質量で $M' = \epsilon \rho V$ 、 M'' は構成材が押しのけた流体の質量 $M'' = (1-\epsilon) \rho V$ である。

次に式 (4) の右辺第 2 項の抗力項 (F_{*D} とおく) を、線形抵抗係数 K_L および抗力係数 C_D を用いて表示する (線形抵抗係数として μ を用いた井島ら^{1), 2)} の表示を () 内に併せて示した)。

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_{*D}}{\rho} = & f_f \cdot \frac{\nu}{R^2} u + f_p \cdot \frac{1}{2R} |u| \cdot u \\ = & K_L \frac{\nu}{R^2} \cdot u \left(= \frac{\mu}{\epsilon} u \right) \\ = & C_D \cdot \frac{1}{2R} |u| \cdot u \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

K_L および C_D は f_f, f_p を用いて表示すると定常流の場合、および流れが $u = u_0 \sin \sigma t$ (σ は角周波数) なる正弦的往復流の場合、おのおの次のようになる。なお往復流の場合 Lorentz の等価仕事則を適用した。

* 正会員 熊本大学講師 工学部環境建設工学科
** 正会員 工修 熊本大学助手 工学部環境建設工学科

定常流の場合

$$\left. \begin{aligned} (K_L)_s &= (f_f)_s + 0.5 \cdot (f_p)_s \cdot R_e \\ (C_D)_s &= 2(f_f)_s / R_e + (f_p)_s \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここで R_e は Reynolds 数で $R_e = uR/\nu$

往復流の場合

$$\left. \begin{aligned} (K_L)_u &= (f_f)_u + (4/3\pi) \cdot (R_e)_u \cdot (f_p)_u \\ (C_D)_u &= (3\pi/4) \{ 1 / (R_e)_u \} (f_f)_u + (f_p)_u \\ \mu/\sigma &= 1 / (R_e)_u \cdot (\varepsilon/R) \cdot (u_0/\sigma) (K_L)_u \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

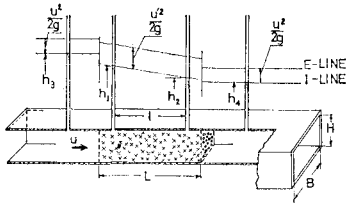
上式で定常流の諸量に ()_s, 往復流の諸量に ()_u をつけて区別している. また $(R_e)_u = u_0 R / \nu$.

3. 実験およびデータ解析

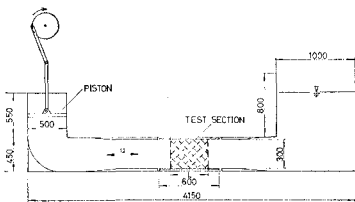
定常流および振動流のおおの実験装置概要を図一1, 2 に示す. 実験に用いた透過層モデルは表一中の図に示すように, 一辺 d の正方形断面をもつ木材 (MODEL No. の W) または外径 d の塩化ビニール管 (MODEL No. の P) を用いて構成した立体格子構造物を用いた. 透過層モデルの諸元を表一に示す.

定常流での各抵抗係数は図一1に示すピエゾ水頭を測定して次式で求める.

$$\left. \begin{aligned} (K_L)_s &= gR^2/\nu \cdot u \cdot (h_1 - h_2)/l \\ (C_D)_s &= 2gR/u^2 \cdot (h_1 - h_2)/l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$



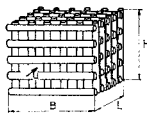
図一1 定常流実験装置概要



図一2 振動流実験装置概要 (単位 mm)

表一 透過層モデル諸元 (単位 cm)

STEADY FLOW						
MODEL NO.	d	R	E	L	B	H
W-1	1.5	0.598	0.500	37.5	45.0	15.0
W-2	2.1	0.924	0.516	50.0	50.1	22.3
W-3	2.1	0.924	0.516	98.2	50.1	22.3
W-4	2.1	0.924	0.600	90.0	45.0	27.0
W-5	4.5	2.190	0.516	97.7	50.1	27.1
W-6	4.5	2.177	0.600	94.5	42.0	21.0
OSCILLATORY FLOW						
MODEL NO.	d	R	E	L	B	H
W-7	1.5	0.751	0.589	23.5	40.0	29.0
P-1	1.8	0.638	0.608	25.3	39.6	28.7
P-2	3.2	1.356	0.629	28.6	39.6	28.7
P-3	4.5	1.902	0.613	43.2	39.6	28.7



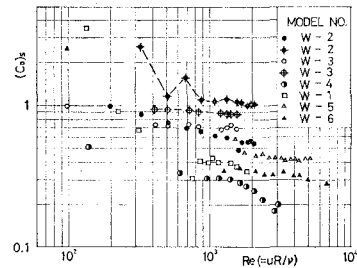
振動流の場合は, 透過層をセットしたボックスに作用する力をロードセルで取り出し, Δt (0.05~0.1 秒) 毎に読みとった力の時間的変化を式 (4) に代入, 最小自乗法によって $(f_f)_u$, $(f_p)_u$ および C_M を決めた. $(K_L)_u$, $(C_D)_u$ は式 (7) より求まる. なお流速と流速の位相はピストンの振幅と位相より求めた.

4. 実験結果とその考察

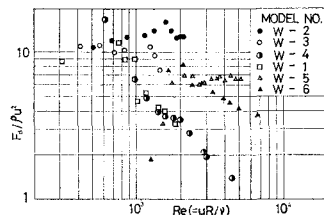
図一3に定常流の場合の抗力係数を示す. 図中破線で結んであるデータは MODEL No. W-2, W-3 について, 式 (8) の動水勾配 $(h_1 - h_2)/l$ の代りに, 透過層前後の動水勾配 $(h_3 - h_4)/L$ を用いて計算した結果例で, 式 (8) によるもの (図中○および●) より大きく, その差は L が小さい W-2 の方が大きく出ている. これは透過層域と流体域の境界において透過層内部とは違った機構の抵抗 (エネルギー散逸) が生じているためと思われる. 境界面の単位面積当りのこの抵抗の大きさを F_B (透過層の上下流面を併せている) とし, その無次元表示を求めてみると図一4 のようである. 試みにこのエネルギー散逸が透過層内外での流積の変化, すなわち急縮・急拡の結果と考えたと $F_B/\rho u^2$ は次式で表わされる.

$$\frac{F_B}{\rho u^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{u''}{u} \right)^2 \left[\left(1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right) \right)^2 + \left(\frac{1}{C} - 1 \right)^2 \right] \dots\dots\dots (9)$$

(u''/u) , (A_1/A_2) はおのおの透過層内外の流速および流積の比で C は収縮係数である. 格子モデルを流れ方向に見るとき $(A_1/A_2) = (u''/u) \approx 4.0$ となっているので, この値と $C=0.62$ を式 (9) に代入してみると $F_B/\rho u^2 = 7.5$ となり, 図一4に示した実験結果とオーダ的に一致している. すなわち, 透過層における抵抗はその内部の



図一3 定常流中の抗力係数



図一4 定常流中の境界面抵抗

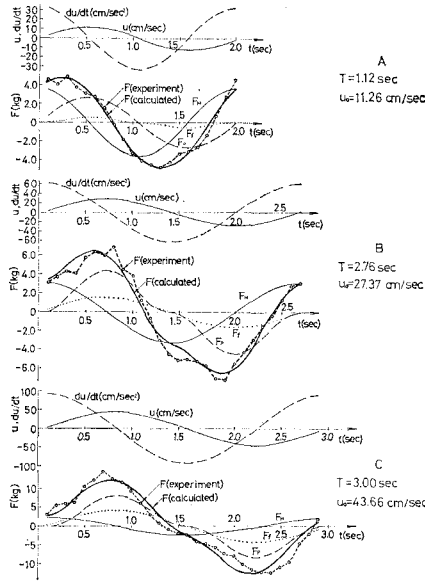


図-5 流体力の時間的変化 (MODEL No. P-1)

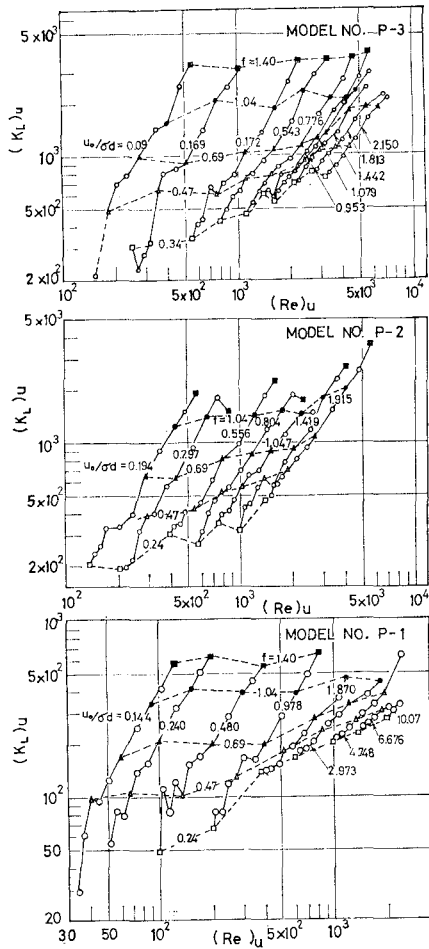


図-6 振動流中の線形抵抗係数

みでなく境界面における噴流効果によるものも無視できないことが分る。

図-5に振動流によって透過層に働く流体力の時間変化を示している。○印がデータの読取値で、これを用いて得た抵抗係数の値より逆算した F の値を実線で示している。同図中 F_f , F_p , F_M はそれぞれ流速の一乗に比例する力、同じく二乗に比例する力、および慣性力である。

図-6, 7に MODEL No. P-1, P-2, P-3 の場合の K_L , C_D を、図-8に同じく C_M を示した。これらの図中、実線で結んだ線は $u_0/\sigma d$ の等しい実験値を、また破線は周波数 f ($=1/T$) の等しい実験値を結んだものである。なお、 $u_0/\sigma d$ は一種の Strouhal 数の逆数あるいは K-C 数で水粒子が断面平均流速で動くときの 1 週期における移動距離の透過層構成材の代表径 d との比を表現している。

これらの図を総合して次のようなことがいえる。

透過層において、運動方程式の慣性力の増分として考慮すべき附加質量力は確実に存在する。 C_M の値は、透過層構成材が小さい (MODEL No. P-1, $d=1.8$ cm) 場合、 $u_0/\sigma d$ の値が大きいほど小さく、またわずかながら f

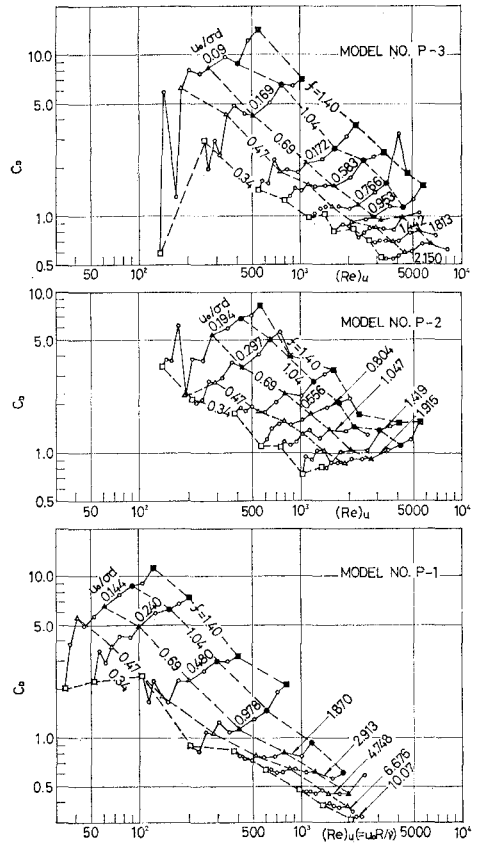


図-7 振動流中の抗力係数

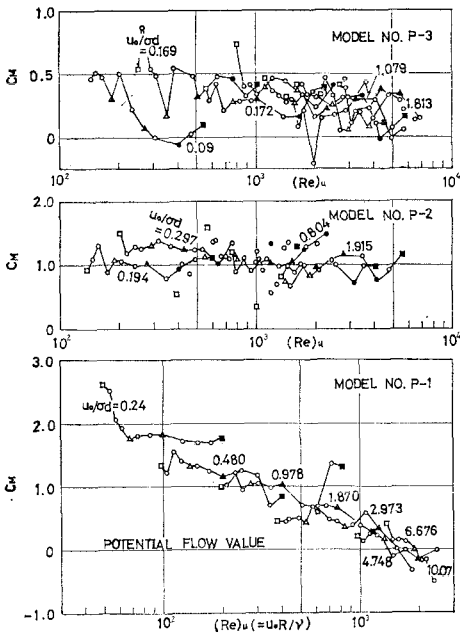


図-8 振動流中の附加質量係数

が大きくなるほど小さくなる傾向を示しているが、 d が大きい時は、 $u_0/\sigma d$ にも f にもほとんど関係せず、 d が大きいほど小さい値を示している。本実験で用いた f 、 u_0 および透過層の空隙等のスケールは普通に行なわれる造波実験のスケールとほぼ一致している事を考えると、造波実験で得られたデータを読む場合 C_M の存在に十分注意する必要があるといえる。特に実験結果と理論計算の照合を行う場合理論計算では模型の空隙率より小さいみかけの空隙率 $\varepsilon' = \varepsilon / (1 + (1 - \varepsilon)C_M)$ を用いる必要がある。

抵抗係数の特性は $u_0/\sigma d$ の値により大きく3領域に分けられる。 $u_0/\sigma d$ の値が2より大きい時、 C_D は d 、 f および Reynolds 数にほとんど関係なくなり $u_0/\sigma d$ のみに支配されて、 $(C_D) \approx (f_p)u \approx (u_0/\sigma d)^{-1/2}$ 、また $(K_L)u \approx (4/3\pi)(Re)_u(u_0/\sigma d)^{-1/2}$ で表わされる。この領域では透過層内ではほぼ完全に乱流が成長しているものと考えられる。なお $u_0/\sigma d \rightarrow \infty$ 、すなわち $\sigma \rightarrow 0$ のとき、抵抗係数は乱流域における (Re 数の大きい所の) 定常流の値に漸近してゆくものと思われる。

$u_0/\sigma d$ が1より小さい時は f が一定の時 $(K_L)u$ は一定、すなわち、この領域では $(K_L)u$ および $(C_D)u$ は $(f_p)u$ に関係しなくなり $(f_f)u$ によって決定される (d 一定の時)。これは $u_0/\sigma d$ が1より小さい時は後流渦の剝離すなわち wake の発達がなく、透過層構成材表面の境界層内での粘性抵抗によって全抵抗は支配されるものと考えられる。なお $(K_L)u$ の値は $f d^3/\nu$ に支配される様である。また f が小さくるときは抵抗係数は小さく

なり、 $f \rightarrow 0$ で Re 数が小さい所での定常流の値に漸近するものと考えられる。 $1.0 < u_0/\sigma d < 2.0$ は粘性抵抗と乱流抵抗の両者が影響する遷移領域である。

図-9に示した線形抵抗係数 μ/σ はその変動幅が小さく実用計算においては利用しやすい値となっている。またその値は砕石等異なった構成材よりなる透過層に対し井島ら^{1),2)}により示された値と同程度である。なお、 $u_0/\sigma d$ が大きい時 $\mu/\sigma = (4/3\pi)(\varepsilon d/R)(u_0/\sigma d)^{1/2}$ となり、 $u_0/\sigma d$ の増加と共に大きくなるが、これは $\sigma^2 h/g$ が小さい

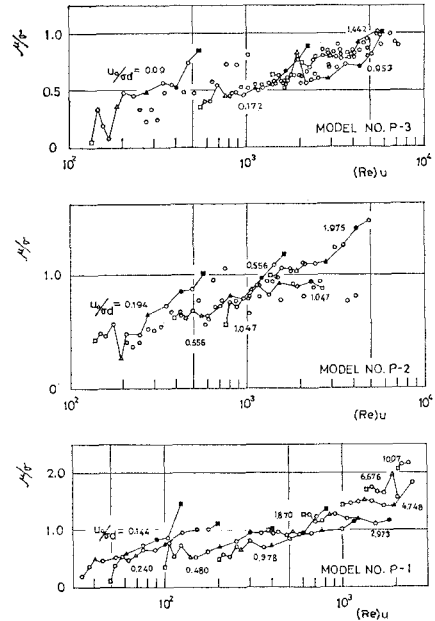


図-9 振動流中の線形抵抗係数

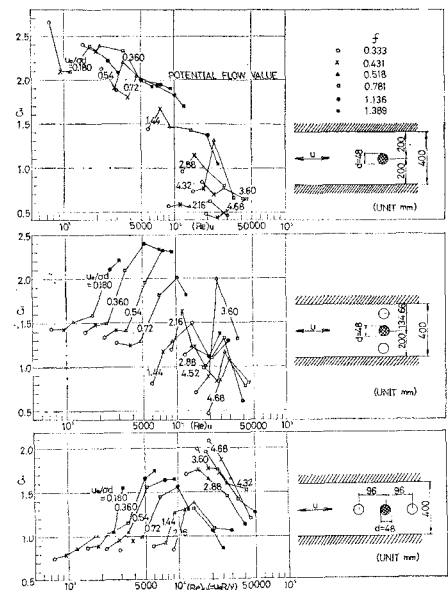


図-10 円柱の附加質量係数

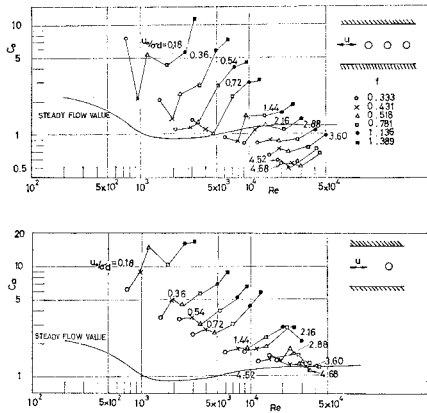


図-11 円柱の抗力係数

長波性の波に対し μ/σ が大きくなる場合に対応しているものと考えられる。

図-10 および 図-11 は透過層の流体抵抗特性について上述した推論の確かさを調べるため、振動流中の単一円柱に作用する流体力、および流れ方向と流れに直角方向に円柱を並べた時の円柱に作用する流体力(相互作用)を調べたものである。図-10 は上から単一円柱、流れに直角方向に円柱を並べた場合、および流れ方向に円柱を並べた場合、中央に位置する円柱の附加質量係数を示し、図-11 は単一円柱および流れに平行方向に円柱を並べた場合の抗力係数を示す。附加質量係数については、単一円柱の場合ほぼ $u_0/\sigma d$ の値で C_M の値は決まり f の影響は顕著でないが、近くに他の円柱が存在すると傾向は大きく変る。すなわち、 $u_0/\sigma d$ の値が小さい時は f が大きいほど C_M は大きく、 $u_0/\sigma d$ がほぼ 1 を境にしてより大きくなると流れ方向に円柱を並べた場合は f と C_M の関係は逆転して f が大きいほど C_M は小さく、また流れに直角に円柱を並べた場合、傾向ははっきりしなくなる。このような特性は透過層では見られなかった事である。 C_D についての特性は透過層の特性とほとんど一致している。

5. むすび

今回は主として正弦振動流中に塩ビ管で構成された立体格子構造の透過層を設置したときの透過層の流体抵抗特性について述べ、さらに定常流中の流体抵抗と円柱の相互作用に関する実験結果を示して考察を加えた。そ

の結果を以下に要約して示す。

(1) 透過層と流体域の境界面において、流積の急変に伴う填流効果によるとみられる、透過層内部とは機構の異なる抵抗が作用する。

(2) 流体が非定常運動を行う時、運動方程式の加速度項から自動的に導かれる慣性力の他に、断面平均流速を用いること、振動流境界層の壁面せん断力および後流渦の発生・消滅は平均流速に対し位相差をもつこと等の理由によると考えられる附加質量力が作用する。この事は模型実験においてはみかけの空隙率の変化として現われるので注意する必要がある。

(3) 非定常運動のもとでの抗力は $u_0/\sigma d$ の値が小さい時は周波数 f および透過層構成材の代表径によって、また $u_0/\sigma d$ が大きい時は $u_0/\sigma d$ の値によって支配され、両者の遷移領域はほぼ $1 < u_0/\sigma d < 2$ 程度である。また抵抗係数は定常流のそれに比し大きい。

(4) 円柱に作用する流体力に関し複数本円柱の相互作用がある場合は、附加質量力は $u_0/\sigma d$ の他に f の影響の大きい事が単一円柱の場合と大きく異なる点で、また抗力係数は単一円柱に比し小さくなる。

なお、本報告では透過モデルのケースが少なく、また波動問題への具体的適用についても述べていない。これらについてはさらに実験ケースを増やし検討する必要がある、今後の課題である。

最後に、本実験に用いた振動流発生装置の製作および実験経費の一部は昭和50年度の財団法人小川育英会研究助成金の援助を得たものである。また本研究を遂行するに当たり、実験方法の確立と実験およびデータの解析に当っては、末永政彦君(現東亜建設工業(株))、小形昌芳君(現高知県)、榎本武揚君(現(株)森本組)および本学土木工学科水工学研究室の諸君に多くの協力を得た。ここに深く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 井島武士・奥蘭英明：透過壁体の流体抵抗と直立消波防波堤への適用，第22回海講論文集，1975。
- 2) 井島武士・江口泰彦・小林 彰：透過性防波堤と岸壁に関する研究，第18回海講論文集，1971。
- 3) 近藤俊郎・藤間 聰：透過性防波構造物の水理特性，第17回海講論文集，1970。
- 4) 首藤伸夫：消波ブロックの抵抗について，第16回海講論文集，1969。
- 5) 服部昌太郎：沿岸開発と波浪制御，1975年度水工学に関する夏期研修会講義集(Bコース)，1975。