

斜波中における透過性防波堤の消波効果と 作用波力の特性について

中 村 孝 幸*・森 田 知 志**

1. ま え が き

従来透過性防波堤による消波効果や作用波力に関する研究は、そのほとんどが堤体の法線方向よりの波の入射を仮定したいわゆる直角入射を受ける場合である。しかしながら、堤体の法線方向のみならず多方向よりの波浪を受ける実際の防波堤を想定した場合、堤体による消波効果などに及ぼす波の入射角の効果についても検討する必要がある。

これまでの研究成果の中で斜め入射波を受ける透過性防波堤まわりの波動場に関する解析法としては、井島ら¹⁾の Green の公式に基づく解析法や Bai²⁾の FEM によるものが挙げられる。しかしながらこれらの解析法は、数多くの未知量を解く必要があるなど、効率的なものとは言い難い。そして近年に至り著者ら³⁾は無限長さの軸長を有する任意断面物体に斜め入射波が作用する場合の波浪境界値問題の解析法を、効率的な算定法であるわき出し分布法に基づき明らかにしている。

本研究では、透過性防波堤としてカーテン防波堤を採用し、波の入射角による堤体への作用波力および消波効果の変動特性を、著者らの開発した上記解析法に基づき明らかにする。また平面水槽による模型実験を実施し、実験結果との比較から解析法の妥当性の検証を行なうと共に、斜め入射波による諸量の変動メカニズムを理論および実験の両面から明らかにしようとするものである。

2. 解 析 法

ここでは、著者ら³⁾の開発した斜め入射波を受ける物体まわりの波浪境界値問題の解析法について、その概要を記述する。

2.1 解析モデル

図-1 に示すような 3 次元な波動場に y 軸方向に無限の長さをもつ任意断面の物体が固定されている場合を考える。入射波は x 軸と角度 θ をなして進入する。なお、波の運動は微小振幅波理論により表現でき、入射波の速度ポテンシャル Φ_I は次式で表現できるものとする。

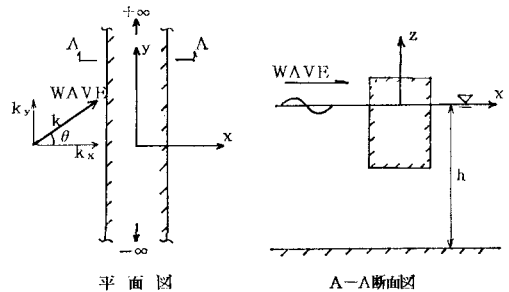


図-1 解析モデルおよび座標系

$$\begin{aligned}\Phi_I(x, y, z; \theta; t) &= -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} e^{i(k_x x + k_y y)} e^{-i\omega t} \\ &= \phi_I(x, y, z; \theta) e^{-i\omega t} \dots \dots \dots (1)\end{aligned}$$

ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 g : 重力加速度、 ω : 角振動数、 $k_x = k \cos \theta$ (k : 進行波モードの波数)、 $k_y = k \sin \theta$ である。

2.2 回折波ポテンシャルの算定式

回折波の速度ポテンシャル Φ_D は、 x 軸上における Φ_D の振幅 A_D を用いて次式のように表示できる。

$$\begin{aligned}\Phi_D(x, y, z; \theta; t) &= A_D(x, z; \theta) e^{ik_y y} e^{-i\omega t} \\ &= \phi_D(x, z; \theta) e^{-i\omega t} \dots \dots \dots (2)\end{aligned}$$

そして、わき出し分布法によるならば A_D の算定式は後述する斜波中の Green 関数 G を用いて式 (3) のように表示できる。

$$\begin{aligned}A_D(x, z; \theta) &= \int_S f_D(X, Z) G(x, z; X, Z; \theta) dS(X, Z) \\ &\dots \dots \dots (3)\end{aligned}$$

ここに、 (x, z) : A_D を求める流体中の座標、 (X, Z) : わき出しを置く物体の断面曲線 S 上の座標、 f_D : わき出し強さである。なお、 S としては物体の断面形状が y 軸方向に変化しないことから、 $x-z$ 平面内における断面曲線で代表できる。

本解析法では、任意断面の物体を解析の対象にできるようにするため、式 (3) の右辺の S にわたる積分計算は S を任意の個数 J の線素分に分割して中央点近似法により行っている。この手法に従い、式 (3) を離散化して表示すると次式のようになる。

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 正会員 工修 (株)熊谷組 技術研究所第4技術部

$$A_D(x, z; \theta) = \sum_{j=1}^J f_D(X_j, Z_j) \int_{\Delta S_j} G(x, z; X, Z; \theta) dS(X, Z) \dots\dots\dots (4)$$

波浪境界値問題として A_D を算定する際には、境界条件として物体表面上、水底、水表面および遠方での計 4 つの条件を考慮する必要があるが、本解析法においては物体表面上でのものを除く 3 条件は後述するようにグリーン関数 G の誘導の際に既に考慮されている。このため、式 (4) の数値計算時には、物体表面の入力のみで A_D が計算できることになる。このように本解析法は計算時の入力条件が少なく済み、効率的な算定法であることが理解されよう。

なお、式 (4) により A_D を算定する場合、わき出し強さ f_D を物体表面での境界条件を用いて算定し、またグリーン関数 G の ΔS_j にわたる積分を実行する必要があるが、これらの算定法については参考文献 3) を参照されたい。

2.3 斜波中の Green 関数 G

斜波中の波動場の Green 関数の基礎方程式は、 A_D の基礎方程式と類似したもので、次式で表現される。

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - k_y^2 G = \delta(x-X)\delta(z-Z) \dots\dots (5)$$

ここに、 δ : Dirac の δ 関数である。

また境界条件は以下のようである。

$$\left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \quad (\text{水底の条件}) \dots\dots (6)$$

$$\left. \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} G \right|_{z=0} = 0 \quad (\text{水表面の条件}) \dots\dots (7)$$

$$\left. \frac{\partial G}{\partial x} - (\pm i)xG \right|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0 \quad (\text{遠方条件}) \dots\dots (8)$$

式 (5)~(8) に示した G に関する基礎方程式および境界条件により、 G が以下のように求められる。

$$G(x, z; X, Z; \theta) = -\frac{i}{k_x} \frac{k^2 - k_0^2}{\{(k^2 - k_0^2)h + k_0\}} \cosh\{k(h+z)\} \times \cosh\{k(h+Z)\} e^{ik_x|X-X|} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \frac{k_n^2 - k_0^2}{\{(k_n^2 + k_0^2)h - k_0\}} \cos\{k_n(h+z)\} \times \cos\{k_n(h+Z)\} e^{-\mu_n|X-X|} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 k_0 : 沖波の波数、 k_n : 減衰定常波の波数、 $\mu_n = \sqrt{k_n^2 + k_y^2}$ である。

式 (9) で表示された斜波中の Green 関数 G は、波の入射角を直角入射とした場合すなわち $\theta \rightarrow 0^\circ$ のとき $k_x \rightarrow k$ 、 $k_y \rightarrow 0$ 、 $\mu_n \rightarrow k_n$ となり、John⁴⁾ による 2 次元波動場のグリーン関数に一致するものである。したがって、式 (9) の G は直角入射の場合をも含むより一般的なものと言えよう。また、式 (9) 中で進行波モードの成

分波を表す右辺第一項において、入射角 θ の効果は波数の物体に対する法線方向成分 k_x として表われていることに注意されたい。

2.4 作用波力の算定法

式 (1)、(3) により計算される Φ_I および A_D を用いて、物体に作用する波圧 P が次式により求められる。

$$P = i\rho\omega(\phi_I|_{y=0} + A_D)e^{ik_y y} e^{-i\omega t} \dots\dots\dots (10)$$

ここに ρ : 流体の密度である。

そして、 P を式 (11) に示すように物体の断面曲線 S にわたり積分して、物体の単位幅当りに作用する水平波力 dF_x が算定できる。

$$dF_x = \int_S P n_x dS \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 n_x : 物体表面に立てた単位法線ベクトルの x 方向成分である。

さらに、 y 軸方向の長さが λ の物体に作用する全水平波力は、 dF_x を用いて式 (12) のように算定できる。

$$F_x = \lambda \cdot \gamma \cdot dF_x|_{y=0} \dots\dots\dots (12)$$

ここに γ は、 dF_x が y 軸方向に $e^{ik_y y}$ で変化することに起因して現れる量で斜め入射波に対する波力係数とも言うべきもので、式 (13) で与えられる。

$$\gamma = \frac{\sin\{\pi(\lambda \sin\theta/L)\}}{\pi(\lambda \sin\theta/L)} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 L : 波の波長である。図-2 は γ の $(\lambda \sin\theta/L)$ による変化を表す。この図より、斜波中の全体波力は $(\lambda \sin\theta/L)$ により波状的に変動し、 $(\lambda \sin\theta/L)$ が整数値のとき 0 となることがわかる。

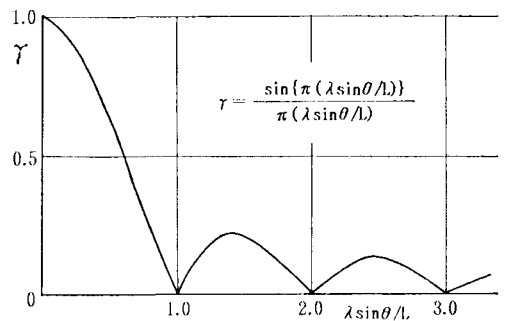


図-2 斜め入射波を受ける場合の波力係数 γ

2.5 透過・反射率の算定法

物体まわりの水面変動 η_c は、次式で与えられる。

$$\eta_c(x, y) = i\omega(\phi_I|_{x=0} + A_D)e^{ik_y y} e^{-i\omega t} \dots\dots\dots (14)$$

そして物体による波の反射率 C_R 、透過率 C_T は次式により算定できる。

$$C_R = \left| \frac{A_D}{\phi_I|_{y=0}} \right|_{x \rightarrow -\infty}^2, \quad C_T = \left| \frac{\phi_I|_{y=0} + A_D}{\phi_I|_{y=0}} \right|_{x \rightarrow +\infty}^2 \dots\dots\dots (15)$$

斜波中においても、直角入射の場合と同様に、入射波、

反射波、透過波の x 軸方向における群速度の絶対値は等しいことから、 C_R 、 C_T は次式を満足する。

$$C_R^2 + C_T^2 = 1 \quad \dots\dots\dots (16)$$

3. 実験装置および実験方法

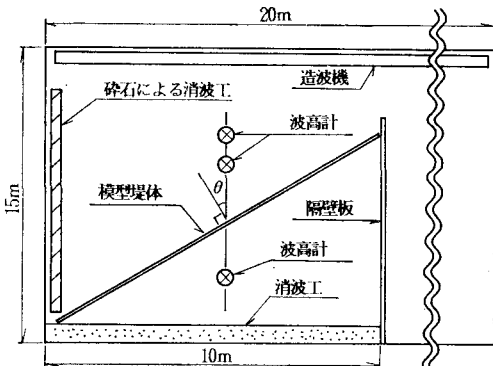
実験は、愛媛大学農学部長さ 15 m、幅 20 m、高さ 1 m の平面水槽を用いて行った。図—3 に示すようにこの水槽の一端には、プランジャ型の造波機が、他端と片側の側壁には碎石よりなる消波工が設置してある。模型堤体には、長さ 2 m、高さ 50 cm、厚さ 1.2 cm の防水ベニヤ板を 5 枚使用し、隔壁で 2 分された片側の水槽内の中央部分に、その幅の全域を遮へいするように設置した。すべてのベニヤ板は、水底に置いた鋼製板から鉛直上方にのびる鋼製角棒により片持ち梁形式で支持され、ベニヤ板のきつ水 d が 12.5 cm と一定となるように固定されている。模型堤体の中央部分には歪ゲージつきの鋼製角棒で独立に支持された幅 20 cm の堤体を設置し、水平波力の測定を行った。

波の入射角 θ は、堤体を回転移動して変化せしめた。

本研究で採用した実験条件を以下に示す。水深 h は 35 cm と一定にした。 $\theta = 0^\circ \sim 60^\circ$ の 5 種類、波の周期 $T = 0.67 \text{ sec} \sim 1.27 \text{ sec}$ の範囲の 5 種類。入射波の波高 H はほぼ 4 cm の 1 種類。

入射波と反射波の測定は、図—3 中に示すように堤体の反射波側に設置した 2 台の波高計を用いて行った。そして、これらの波高計により得られた水面変動記録 η_1 、 η_2 を調和分解した後、合田ら⁵⁾ の入射波の分離推定法を波向が考慮できるように改良した式 (17)、(18) により入射波と反射波の振幅 a_I 、 a_R を算出した。

$$a_I = \left[\frac{\{B_2 - B_1 \cos(k\Delta l) + A_1 \sin(k\Delta l)\}^2}{2\{1 - \cos(k\Delta l) + k\Delta l \cos(2\theta)\}} \right. \\ \left. + \frac{\{A_2 - A_1 \cos(k\Delta l) - B_1 \sin(k\Delta l)\}^2}{2\{1 - \cos(k\Delta l) + k\Delta l \cos(2\theta)\}} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (17)$$



図—3 模型の設置状況

$$a_R = \left[\frac{\{B_2 - B_1 \cos(k\Delta l) - A_1 \sin(k\Delta l)\}^2}{2\{1 - \cos(k\Delta l) + k\Delta l \cos(2\theta)\}} \right. \\ \left. + \frac{\{A_2 - A_1 \cos(k\Delta l) + B_1 \sin(k\Delta l)\}^2}{2\{1 - \cos(k\Delta l) + k\Delta l \cos(2\theta)\}} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 A_i 、 B_i ($i=1,2$) は、測定した η_i を調和分解して得られる Fouriercos および sin 成分波の振幅である。また $k = k \cos(2\theta)$ 、 Δl : 波高計の間隔である。反射率 C_R は、これら a_I 、 a_R を用いて $C_R = a_R/a_I$ で決定できる。一方、透過率 C_T は堤体の透過波側で測定した振幅 a_T を用いて $C_T = a_T/a_I$ で決定できる。

4. カーテン防波堤に作用する水平波力

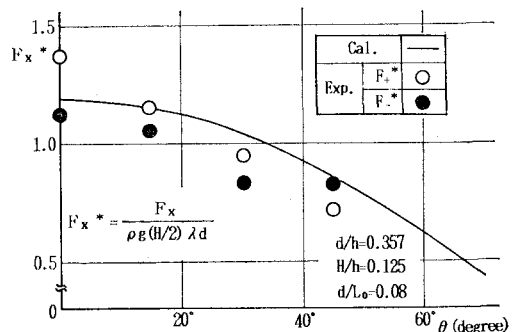
波力の表示に当っては、算定値と実験値の両者共に次式で定義される無次元波力 F_x^* を用いている。

$$F_x^* = F_x / (\rho g d l H / 2) \quad \dots\dots\dots (19)$$

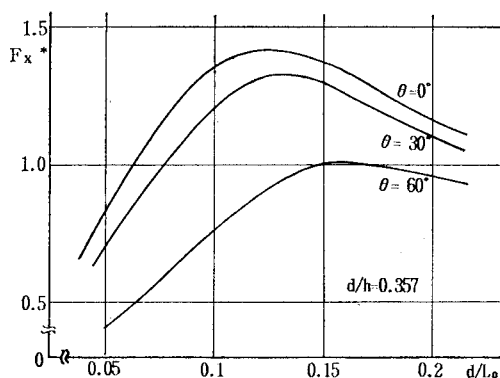
ここに、 λ の値は実験での波力測定用の堤体の長さ $\lambda = 20 \text{ cm}$ を用いている。

図—4 は、周期に関する無次元量 d/L_0 を 0.08 と固定した場合の水平波力の算定値と実験値を、入射角 θ を横軸にとり示すものである。図中に示した実験値は、 F_x^* が堤体の反射波側から透過波側に向って作用する水平波力を、 F_{-}^* が F_x^* と逆方向に作用するものを各々表している。この図より水平波力は、算定値と実験値共に θ の増加に伴い減少することなど両者はよく一致していることがわかる。

次に図—5 は、水平波力の算定値を d/L_0 を横軸にとり示すものである。図中にはパラメーターとして θ の値がとってある。この図により、上記した θ の増加に伴う F_x^* の減少化傾向は波の周期条件に拘わらず共通のものであることおよび波力のピークの現われる周期条件が θ の増加と共に短周期波側へと移行していることがわかる。このような 2 つの傾向のうち、前者の θ が大きくなると波力が減少する理由は、波力発生のも要因である波による堤体法線方向への流体加速度成分の減少が挙げられる。一方、後者の理由については、 θ の増加に伴い波



図—4 水平波力 F_x の入射角 θ による変化 ($d/L_0=0.08$)

図-5 水平波力 F_x の入射角 θ による変動特性

数の堤体法線方向成分 k_x が減少するためと考えられる。すなわち、 θ が増加すると波本来の波数 k の絶対値は不変であるのにも拘わらず、みかけの波数ともいえるべき k_x は減少し、あたかも入射波の周期が長周期側へと変化したかのような現象が表われるものである。このことは式(9)に示した斜波中の Green 関数の表示式において、 θ の効果を考慮することにより k のかわりに k_x が出現していることから理解できよう。

5. カーテン防波堤まわりの波変形

5.1 透過率 C_T と反射率 C_R

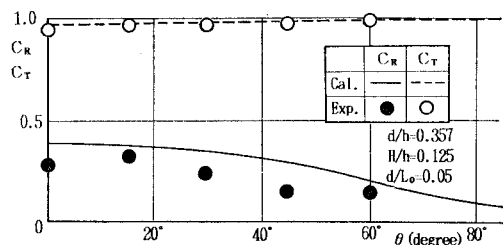
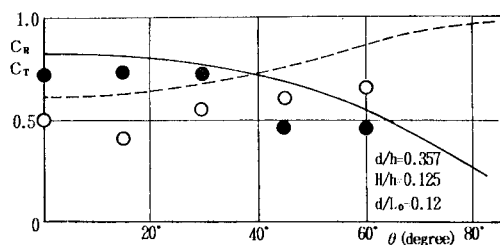
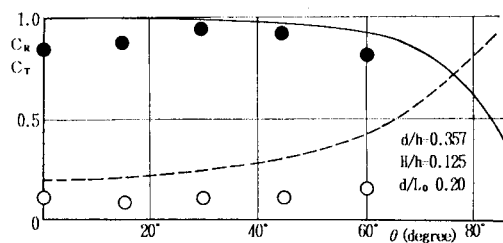
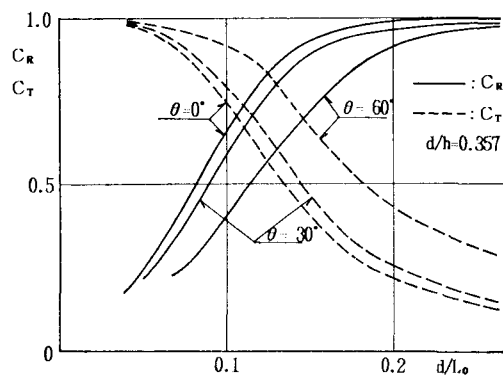
図-6~8 は、 C_R と C_T に関する算定値と実験値を θ との関係で示すものである。そして図-6 から 8 へと d/L_0 の値が大きくなっており、波の周期別の変動特性が検討できる。図中に示す算定値と実験値との比較を行ってみると、特に短周期波側の条件である図-8 において C_T の実験値が算定値を多少下回るなどの差異がみられるが、全体的に両者はほぼ一致しているものと言える。

C_R と C_T の θ による変動特性を見てみると、 d/L_0 の値によらない傾向として、 θ の増加に従って C_T は増加し、 C_R は逆に減少していることが挙げられる。そして C_T , C_R のこのような特性は、 $\theta < 45^\circ$ の範囲内では顕著なものではなく、 $\theta = 0^\circ$ の結果ではほぼ代用できるものと言える。

次に図-9 は、 C_R と C_T の算定値を d/L_0 を横軸に、パラメーターとして θ をとり示すものである。この図より、たとえば $C_T = C_R$ となる点の挙動をみると、 θ が 0° より 60° へと増加するに伴って、短周期波側へと移行しているのがわかる。この特性は前章の図-5 で示した水平波力の θ による変動特性と同様のものであり、 θ の増加に伴うみかけの波数 k_x の減少に起因するものと考えられる。

5.2 平面的な波高分布

図-10 は、 $\theta = 30^\circ$ の条件下での堤体の反射波側にお

図-6 C_R , C_T の入射角 θ による変化 ($d/L_0=0.05$)図-7 C_R , C_T の入射角 θ による変化 ($d/L_0=0.12$)図-8 C_R , C_T の入射角 θ による変化 ($d/L_0=0.20$)図-9 C_R , C_T の入射角 θ による変動特性

ける波の同位相線の算定結果を鳥視図で示すものである。また同条件下の実験において観測された水面の状況を写真-1 に示す。これらの図や写真にみられるように、斜め入射波を受ける堤体の反射波側の水域では、波向が不揃いの入射波と反射波が混在するために複雑な波面形状を示すことになる。そして、このような波面形状は、前節で述べた C_R や C_T といった一元的な値のみで

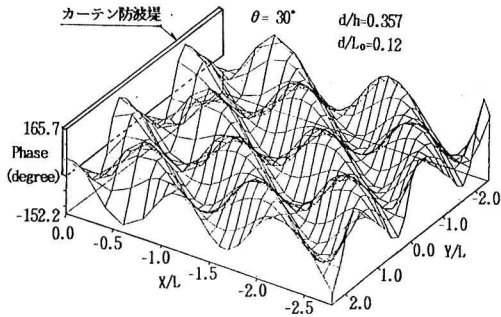
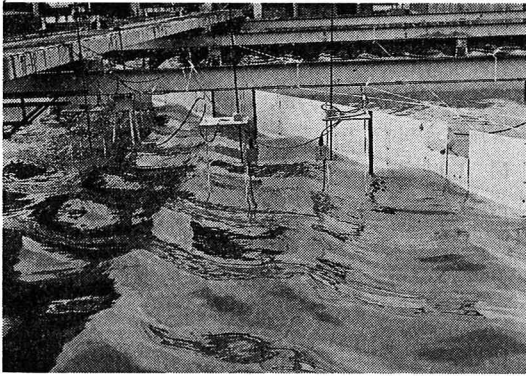


図-10 堤体の反射波側での波の位相の平面分布

写真-1 堤体の反射波側で観測された波面のパターン
($\theta = 30^\circ$, $d/h = 0.357$, $d/L_0 = 0.12$)

は評価できないものであり、防波堤の平面的な配置計画等において注意すべき事項と考えられる。

6. 結 語

i) 斜波中のカーテン防波堤に作用する水平波力および消波効果の予測は、著者らの開発したわき出し分布法に基づく解析法により効率的にしかも精確に行える。

ii) カーテン防波堤に作用する水平波力は、波の入射角 θ の増加と共に減少する。

iii) 斜波中のカーテン防波堤による反射率 C_R は、 θ の増加により減少し、逆に透過率 C_T は増大する。

iv) カーテン防波堤の反射・透過率および水平波力の波の入射角 θ による変動特性は、堤体の法線方向における波数成分 k_x に大きく影響を受ける。そして θ の増加に伴う k_x の減少は、あたかも波の周期が長周期側へと変化したのと同様な変動特性を諸量に与えることになる。

v) 斜波中のカーテン防波堤の反射側の水域では、波峰線が交差する平面的な部分重複波が形成される。そしてこのような重複波は、反射率などの1次元的指標で評価できないため注意を要する。

最後に、本研究を実施するに当たり、平面水槽の使用を快く承知して下さった愛媛大学農学部、大橋行三教授に謝意を表する次第である。また当時愛媛大学学生の小野正順君には、実験および整理等に多大の御協力を頂いた。記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 井島武士・吉田明徳・北川 斎: 斜め入射波に対する潜堤の反射効果に関する研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 418~422, 1984.
- 2) Bai, K. J.: Diffraction of oblique waves by an infinite cylinder, J.F.M., Vol. 68, Part 3, pp. 513~535, 1975.
- 3) 中村孝幸・森田知志: 斜波中におけるカーテン防波堤の消波効果と作用波力について, 愛媛大学工学部紀要 11 巻 3 号, pp. 373~382, 1988.
- 4) John, F.: On the motion of floating bodies, II, Conn. Pure and Applied Mathematics, Vol. 3, pp. 45~101, 1950.
- 5) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地 治: 不規則実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研報告, No. 248, pp. 1~24, 1976.