

斜波中における任意断面浮体まわりの波浪変形の算定法

愛媛大学工学部 正員 中村孝幸
(株)熊谷組 正員 ○ 森田知志
愛媛大学大学院 学生員 小野正順

1. まえがき

浮防波堤などの透過性構造物に斜め入射波が作用する場合、その消波効果や動揺変位は、従来よく検討されてきている堤体軸の法線方向より波が入射する場合に比較してどの程度の大きさになるのかよく知られていない。このような原因の一つとしては、斜め入射波を対象にできるような解析法が充分に確立されていないことが挙げられよう。

従来、斜波中の物体まわりの波浪境界値問題の解析法としては、有限要素法や境界要素法によるものがある。Bai¹⁾は、斜波中に固定された無限長の任意断面物体まわりの波浪境界値問題の解析法を有限要素法に基づき示している。そして、Leonaldra²⁾は、この解析法をoil fenceのような完全にflexibleな浮体を対象にして波浪応答問題も取り扱えるように拡張している。また、井島³⁾は、境界要素法に基づき固定物体まわりの波浪境界値問題の解析法を示している。しかしながら、これらの解析法は、流体領域を面要素またはその周辺境界を線要素に分割して各要素上のポテンシャルを未知数とすることから、解くべき方程式の数が多くなるなど実用的な算定法とは言い難い。一方、Garrison⁴⁾は、斜波中での完全にflexibleな浅き水浮体の応答問題の解析法をわき出し分布法に基づき明らかにしている。しかしながら、この解析法では、浮体のきつ水は充分に小さなものと仮定され、また無限水深が想定されているため、実際場への適用は困難と考えられる。

ここでは、まず最初に実用的な算定法と考えられるわき出し分布法による斜波中における無限長の任意断面浮体まわりの波浪ポテンシャル問題の解析法を明らかにする。この際、解析に必要な斜波中におけるGreen関数についても新たに導いた。これに引き続き、解析法の妥当性を検証する目的から、剛に支持されたカーテン防波堤および可撓性の柱で支持された箱型カーテン防波堤の模型の両者を用いた水理実験を行い、波の入射角の効果に着目して消波効果や作用波力並びに波浪応答変位などに関する実験結果と算定結果との比較を行う。また、3次元解析法による算定も行い、上記の無限長を想定した算定結果との比較の上で堤体長の効果についても検討するものである。

2. 斜波中における無限長物体まわりの波浪境界値問題

図-1に示すように一定水深 h の流体場に無限長の任意断面の浮体が弾性係留されており、これに x 軸と角度 θ をなして長峰性の波が入射する場合を考える。流体は、非粘性流体で速度ポテンシャルが定義できるものとする。また、物体まわりの波は、微小振幅波理論で表現でき、浮体の動揺は波動運動に比較して微小なものと仮定する。このような場合、浮体まわりの波浪境界値問題は、線形問題となり、よく知られているように浮体が固定されている時の回折波問題と静止流体中で浮体が運動する時の発散問題とに分離して取り扱うことができる。

2. 1 回折波問題

浮体が波動場中に固定されている場合を考える。入射波がこの浮体に作用することにより発生する回折波の速度ポテンシャルを Φ_D とすると、この Φ_D は、 y 軸方向に断面形状が変化しないことから、式(1)のように表現できる。

$$\Phi_D(x, y, z) = \Lambda_D(x, z) \exp(ik_y y) \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

ここに、 k_y :進行波の波数 k の y 方向成分($=k \sin \theta$)、 ω :角振動数($=2\pi/T$, T :波の周期)、 Λ_D : x 軸上における回折波の速度ポテンシャルの振幅である。なお、ここでは、入射波として式(2)によるものを用いている。

$$\eta_1(x, y, z) = (H/2) \exp\{i(k_x x + k_y y)\} \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

ここに、 η_1 :水面変動、 H :入射波の波高、 k_x :進行波の波数 k の x 方向成分($=k \cos \theta$)である。式(1)を3次元のLaplaceの方程式に代入することにより Λ_D の基礎方程式として式(3)が得られる。

$$\partial \Lambda_D^2 / \partial x^2 + \partial \Lambda_D^2 / \partial y^2 - k_y^2 \Lambda_D = 0 \quad (3)$$

そして各種の境界条件は、 Λ_D で表すと次のようになる。

$$\partial \Lambda_D / \partial z|_{z=-h} = 0 \quad (\text{水底の条件}) \quad (4)$$

$$\partial \Lambda_D / \partial z - (\omega^2/g) \Lambda_D|_{z=0} = 0 \quad (\text{水表面の条件}) \quad (5)$$

$$\partial \Lambda_D / \partial x - (\pm i) k_x \Lambda_D|_{x \rightarrow \pm \infty} = 0 \quad (\text{Radiation condition}) \quad (6)$$

$$\partial \Lambda_D / \partial n + \partial \Lambda_1 / \partial n|_{on \ S} = 0 \quad (\text{不透過条件}) \quad (7)$$

ここに、 g :重力加速度、 Λ_1 : x 軸上における入射波の速度ポテンシャル Φ_1 の振幅、 S :物体の断面曲線である。

2. 2 発散波問題

(1) 完全にflexibleな浮体を想定する場合: この場合、浮体は、 y 軸方向に沿った波力分布と同様な振動形状を示すことから、この波浪動揺変位は、式(8)のように仮定できる。

$$\xi_m(t) = \bar{\xi}_m \exp(ik_y y) \exp(-i\omega t) \quad (m=1, 2, 3) \quad (8)$$

ここに、 ξ_m ($m=1, 2, 3$)は浮体の x 軸、 z 軸方向への並進運動モード(1:sway, 2:heave)および y 軸まわりの回転運動モード(3:roll)の振動変位を、 $\bar{\xi}_m$ はこれらの振幅を表す。そして、これらの振動運動によって引き起こされる発散波の速度ポテンシャル Φ_{Rm} ($m=1, 2, 3$)は、式(1)の Φ_D と同様に式(9)のように表せる。

$$\Phi_{Rm}(x, y, z) = \Lambda_{Rm}(x, z) \exp(ik_y y) \exp(-i\omega t) \quad (m=1, 2, 3) \quad (9)$$

ここに、 Λ_{Rm} : x 軸上における各発散波の速度ポテンシャルの振幅である。

Λ_{Rm} が満足すべき基礎方程式並びに境界条件は、式(7)の運動学的な境界条件を除いて Λ_D と同様である。こ

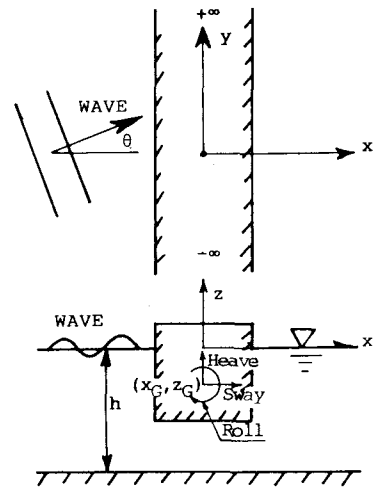


図-1 座標系

の場合の運動学的な境界条件は、式(10)のようである。

$$\partial \Lambda_{Rm} / \partial n|_{\text{on } S} = -i\omega \bar{\zeta}_m \kappa_m \quad (\text{物体表面上の条件, } m=1,2,3) \quad (10)$$

ここに、 κ_m は物体表面上の単位法線ベクトル $n=(n_x, n_z)$ を用いて式(11)で定義される量である。

$$\kappa_1 = n_x, \quad \kappa_2 = n_z, \quad \kappa_3 = (z - z_G)n_x - (x - x_G)n_z \quad (11)$$

なお (x_G, z_G) は、浮体の重心座標である。また振動振幅 $\bar{\zeta}_m$ は、後述する振動方程式を解いて求められるもので、いわゆる発散波問題としては、単位振幅の振動を想定して Λ_{Rm} 、流体力係数並びに各水面位置に誘起される波を求めることに帰着される。

(2) 剛な浮体を想定する場合：この場合、従来よく検討されている直角入射の条件の時と同様である。そして、上記のflexibleな浮体を想定した場合において、単に $k_x = k$, $k_y = 0$ を代入すればよく、上記(1)の問題の一適用例と言えよう。

3. Green関数Gの誘導

図-1のような波動場のGreen関数Gは、わき出しを基底関数とする場合、式(3)に類似した式(12)を解くことによって求められる。

$$\partial G^2 / \partial x^2 + \partial G^2 / \partial y^2 - k_y^2 G = \delta(x-X)\delta(z-Z) \quad (12)$$

ここに、 δ ：Diracの δ 関数、 (X, Z) ：わき出しの位置である。

またGが満足すべき境界条件は、式(4)～(6)において Λ_D をGで置き換えたものである。そして、詳細については割愛することとしたいが、式(12)の基礎方程式をこれらの境界条件の下に解くと式(13)のようにGが求められる。

$$G(x, z; X, Z; \theta) = -[i(k^2 - k_0^2) / \{k_x \{ (k^2 - k_0^2) + k_0 \} \}] \cosh\{k(h+z)\} \cosh\{k(h+Z)\} \exp(ik_x|x-X|) \\ - \sum_n [(k_n^2 + k_0^2) / \{\mu_n \{ (k_n^2 + k_0^2) - k_0 \} \}] \cos\{k_n(h+z)\} \cos\{k_n(h+Z)\} \exp(-\mu_n|x-X|) \quad (13)$$

ここに、 k_0 ：沖波の波数($=\omega^2/g$)、 $\mu_n = \sqrt{k_n^2 + k_y^2}$, k_n ($n=1 \sim \infty$)：減衰定常波の波数である。そして右辺第1項は進行波モードの成分を、第2項は減衰定常波モードの成分を表す。なお、この式は $\theta \rightarrow 0$ 、すなわち $k_x \rightarrow k$ 、 $\mu_n \rightarrow k_n$ とすれば、直角入射を想定したJohn⁹⁾による2次元波動場のGreen関数に一致することを付記しておく。したがって、式(8)のGreen関数は、直角入射の場合をも含むより一般的なものと言えよう。

4. わき出し分布法に基づく Λ_D 、 Λ_{Rm} の算定法

わき出し分布法によれば、 Λ_D 、 Λ_{Rm} は上記の3. で求めたGを用いて各々式(14)、(15)のように表すことができる。

$$\Lambda_D(x, z) = \int_S f_D(X, Z) G(x, z; X, Z; \theta) dS(X, Z) \quad (14)$$

$$\Lambda_{Rm}(x, z) = \int_S f_{Rm}(X, Z) G(x, z; X, Z; \theta) dS(X, Z) \quad (m=1,2,3) \quad (15)$$

ここに、 (x, z) ： Λ_D 、 Λ_{Rm} 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, f_{Rm} ：わき出しの強さである。そしてこの f_D, f_{Rm} は、物体表面上の境界条件を表す各々式(7)、(10)を用いて決定できる。すなわち、次式である。

$$\int_S f_D(X, Z) \partial G(x, z; X, Z; \theta) / \partial n(x, z) dS(X, Z) = -\partial \Lambda_1(x, z) / \partial n(x, z)|_{\text{on } S} \quad (16)$$

$$\int_S f_{Rm}(X, Z) \partial G(x, z; X, Z; \theta) / \partial n(x, z) dS(X, Z) = -i\omega \bar{\zeta}_m \kappa_m|_{\text{on } S} \quad (m=1,2,3) \quad (17)$$

本研究では、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(14)～(17)に現れるSにわたる積分は、Sを有限個の微小線素分 ΔS_j ($j=1 \sim J$)に分割した後に線素分にわたるわき出しをその中央点に集中せしめるという中央点近似法を採用して実行している。このような手法を用いて、例として式(14)、(16)を離散化して示すと次のようである。

$$\Lambda_D(x_i, z_i) = \sum_j f_D(X_j, Z_j) \int_{\Delta S_j} G(x_i, z_i; X, Z; \theta) dS \quad (18)$$

$$\sum_j f_D(X_j, Z_j) \int_{\Delta S_j} \partial G(x_i, z_i; X, Z; \theta) / \partial n(x_i, z_i) dS \\ = -\partial \Lambda_1(x_i, z_i) / \partial n(x_i, z_i) \quad (i=1 \sim J, \text{ on } S) \quad (19)$$

式(19)は、 $J \times J$ のマトリックス方程式になっており、これを解くことにより f_D ($j=1 \sim J$)が決定できる。そしてこれら f_D を式(16)に代入することにより Λ_D が算定でき、式(1)を介して最終的に Φ_D が求まることになる。そして、 Λ_{Rm} ($m=1,2,3$)についても上記と類似した離散化方程式を解いて求められる。

なお、上記のような算定において、Gとその法線微分値は、 $(x_i, z_i) \rightarrow (X_j, Z_j)$ の条件下で各々対数型並びに逆数型の特異性を示すため特別な注意が必要となる。

ここでは、既に著者等の中の一人が2次元波動場のGreen関数を対象にして明らかにしている手法⁶⁾を参照してGおよびその法線微分値の算定法を導き、これにより算定している。この算定法のKey Pointは、式(13)のGに含まれる級数型の減衰定常波成分の取り扱いにあり、この成分中に含まれる特異関数を抽出して収束性のよい級数に変形した後に積分を実行するものである。

5. 作用波力

固定時の浮体に作用する波圧Pは、線形化された圧力方程式を介して式(20)のように与えられる。

$$P = i\rho\omega(\Lambda_1 + \Lambda_D) \exp(ik_y y) \exp(-i\omega t) - \rho g z|_{\text{on } S} \quad (20)$$

ここに、 ρ ：流体密度である。浮体の単位長さ当りに作用する波力およびモーメントは、この波圧を没水表面にわたり積分することにより求められる。

$$dF_n = -i\rho\omega \int_S (\Lambda_1 + \Lambda_D) \kappa_n dS \exp(ik_y y) \exp(-i\omega t) \quad (n=1,2,3) \quad (21)$$

dF_n ($n=1,2,3$)は、各々x軸方向(sway)、z軸方向(heave)に作用する波力、および重心を通るy軸に平行な軸回り(roll)の波力モーメントを表す。

長さ λ の有限長浮体を想定する場合、全体に作用する波力 F_n は、 dF_n をy軸方向に

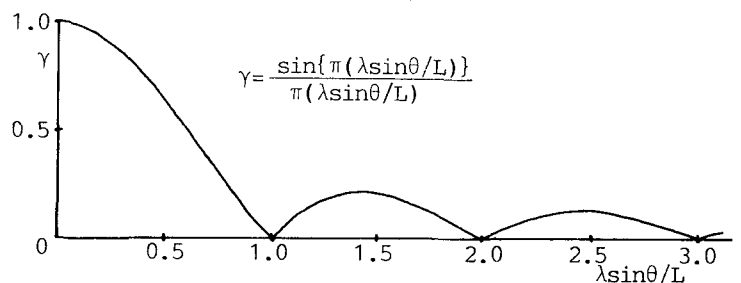


図-2 斜め入射波を受ける場合の波力係数 γ

積分することにより求められ、式(22)のようになる。

$$F_n = (dF_n|_{y=0} \lambda) \sin\{\pi(\lambda \sin\theta)/L\} / \{\pi(\lambda \sin\theta)/L\} \\ = (dF_n|_{y=0} \lambda) \gamma \quad (22)$$

ここに、 L :波長、 γ :入射角 θ の効果を表す係数である。 $\theta=0^\circ$ の場合、式(22)中の γ は、当然のことながら1となる。図-2は、 γ と $(\lambda \sin\theta)/L$ との関係を図示するもので、斜め入射波が作用する場合、 $\lambda \sin\theta/L$ が整数になる時全体波力が0となることなどが認められる。

6. 浮体の振動方程式

6.1 動的な流体力係数

浮体が角振動数 ω で単位振幅の振動運動をする時に出現する発散波の速度ポテンシャルを $\phi_{Rm}(m=1,2,3)$ とする。この ϕ_{Rm} は、3.において $\xi_m=1$ と置いて Λ_{Rm} を求め、これを式(9)に代入することにより算定できる。なお、この ϕ_{Rm} は、上記の Φ_{Rm} と $\Phi_{Rm}=\xi_m \phi_{Rm}$ の線形関係にある。

運動時にこの浮体の単位長さ当りに作用する流体力 $dF_{Rnm}(n,m=1,2,3)$ は、波力の場合と同様に流体圧力を求め、これを没水表面にわたり積分することにより算定できる。なお、 dF_{Rnm} は、 m モードの振動によって n モードの方向に作用する流体力を表す。 ξ_m の振幅で振動している時の $dF_{Rnm}(m=1,2,3)$ は、上記の ϕ_{Rm} を用いて表すと式(23)のようになる。

$$dF_{Rnm} = -i \rho \omega \xi_m \int_S \phi_{Rm} \kappa_n dS \exp(-i\omega t) \quad (n,m=1,2,3) \quad (23)$$

またこの式は、浮体の代表寸法 R_n とすると式(8)の関係を介して式(24)のように再記できる。

$$dF_{Rnm} = \begin{cases} -C_M(n,m) \rho R_B^2 \xi_m - C_D(n,m) \rho \omega R_B^2 \xi_m & (n=1,2, m=1,2,3) \\ -C_M(n,m) \rho R_B^3 \xi_m - C_D(n,m) \rho \omega R_B^3 \xi_m & (n=3, m=1,2,3) \end{cases} \quad (24)$$

ここに、 $C_M(n,m)$ 、 $C_D(n,m)$ は、各々 m モードの振動による n モードの方向への付加質量係数、線形流体力減衰係数を表す。そして上付き $\cdot$ は、時間微分を意味する。また、 $\xi_m(m=1,2,3)$ は、次式によるものである。

$$\xi_1 = \xi_1, \quad \xi_2 = \xi_2, \quad \xi_3 = \xi_3 R_B \quad (25)$$

6.2 振動方程式

振動方程式は、(慣性力)=(作用外力)の釣り合い方程式を考えることにより導ける。浮体の弾性係留および静水力学的な流体力による単位長さ当りの復元力、復元力モーメントを $\Delta F_s(n,m)(n,m=1,2,3)$ とする時、これらがバネ常数 $\Delta C_s(n,m)(n,m=1,2,3)$ を用いて次式のように表されるものとする。

$$\Delta F_s(n,m) = \Delta C_s(n,m) \xi_m \quad (n,m=1,2,3) \quad (26)$$

(1) 完全にflexibleな浮体を想定する場合: 式(8)で示すように振動変位の y 軸方向に沿っての変動は、既知であるため、浮体の単位長さ当りの振動について考えれば充分である。この場合の振動方程式は、上記までに明らかにした外力を総和して次のようになる。

$$\Delta M \ddot{\xi}_n + \xi_n C_M(n,m) \rho R_B^2 \xi_m + \xi_n C_D(n,m) \rho \omega R_B^2 \xi_m + \xi_n \Delta C_s(n,m) \xi_m = dF_n \quad (n=1,2) \quad (27)$$

$$\Delta I \ddot{\xi}_n + \xi_n C_M(n,m) \rho R_B^3 \xi_m + \xi_n C_D(n,m) \rho \omega R_B^3 \xi_m + \xi_n \Delta C_s(n,m) \xi_m = dF_n \quad (n=3) \quad (28)$$

ここに、 ΔM 、 ΔI は、各々浮体の単位長さ当りの質量および慣性モーメントである。

振動変位 $\xi_m(m=1,2,3)$ は、これら3元の連立常微分方程式を解いて求められる。

(2) 剛な浮体を想定する場合: (1)の場合と同様な考え方に基づき振動方程式が導ける。但しこの場合、長さ λ の浮体を想定すると、上述したように全体波力が波の入射角 θ によって変化することから、浮体全体を対象にした振動方程式の方が望ましい。なおこの場合、作用波力等を求めるための回折波問題については、波の入射角 θ の効果を解析に考慮するものの、付加質量係数等を求めるための発散波問題では、 $\theta=0^\circ$ といわゆる直角入射を想定した解析によるものであることに注意されたい。そして長さ λ の浮体を想定した時の振動方程式は、次のように導ける。

$$M \ddot{\xi}_n + \xi_n C_M(n,m) \rho R_B^2 \lambda \xi_m + \xi_n C_D(n,m) \rho \omega R_B^2 \lambda \xi_m + \xi_n C_s(n,m) \xi_m = F_n \quad (n=1,2) \quad (29)$$

$$I \ddot{\xi}_n + \xi_n C_M(n,m) \rho R_B^3 \lambda \xi_m + \xi_n C_D(n,m) \rho \omega R_B^3 \lambda \xi_m + \xi_n C_s(n,m) \xi_m = F_n \quad (n=3) \quad (30)$$

ここに、 M 、 I は、各々長さ λ の浮体の質量および慣性モーメント、 $C_s(n,m)$:浮体全体のバネ常数である。

なお、波力を含む振動時の作用流体力の総和は、式(22)と式(24)の線形和で与えられる。

7. 浮体まわりの波変形

7.1 完全にflexibleな浮体を想定する場合

この場合の水面変動 η_F は、発散波の波速、群速度の x,y 成分が入射波および回折波のそれらと同じになることから、式(31)によって求められる。

$$\eta_F(x,y) = (i\omega/g) (\Lambda_1 + \Lambda_D + \xi_m \Lambda_{Rm}) \exp(ik_y y) \exp(-i\omega t) \quad (31)$$

ここに、 $\Lambda_{Rm}(m=1,2,3)$ は、単位振幅の振動運動によるものである。

また、反射率、透過率は、次式で算定できる。

$$C_R = |(\Lambda_D + \xi_m \Lambda_{Rm}) / \Lambda_1|_{x \rightarrow -\infty} \quad C_T = |(\Lambda_D + \Lambda_1 + \xi_m \Lambda_{Rm}) / \Lambda_1|_{x \rightarrow +\infty} \quad (32)$$

後に計算例を示すが、斜め入射波を受ける場合、堤体の反射波側では入射波と反射波の波峰線が、直交するため、直角入射を想定した場合のように反射率、透過率という1次元的な指標のみで波変形を記述することは困難であり、部分重複波の腹および節の空間的な位置を把握することなどが必要と考えられる。

なお、この場合、入射波、反射波、透過波の x 軸方向における波速、群速度の絶対値は等しいことから、次の関係が成立する。

$$C_R^2 + C_T^2 = 1 \quad (33)$$

(2) 剛な浮体を想定する場合: この場合の水面変動 η_F は、発散波のみがいわゆる直角入射の条件の時と同様に x 軸方向にのみ波速、群速度を有するため、入射波および回折波の空間変動成分と発散波のそれとの二者に分離した式(34)によって求める必要がある。

$$\eta_F(x,y) = (i\omega/g) \{(\Lambda_1 + \Lambda_D) \exp(ik_y y) + \xi_m \Lambda_{Rm}\} \exp(-i\omega t) \quad (34)$$

なお、式(14)で Λ_D を求める時には、 G に入射角 θ の効果を考慮する必要があるのに対して、式(15)により $\Lambda_{Rm}(m=1,2,3)$ を求める時は、 $\theta=0$ とした G を用いて算定を行わなければならないことに注意されたい。

このように、発散波の x 軸方向における波速、群速度が入射波のそれらと異なるため、式(33)の関係が成

立するような反射率、透過率を定義することは、困難である。
 ここでは、これらに代わる量として、浮体の近傍を除く各々
 反射波側水域および透過波側水域における最高波と入射波高と
 の比 $(C_R)_{max}$ 、 $(C_T)_{max}$ を採用した。なおこれらの量は、式
 (35) によって算定できる。

$$(C_R)_{max} = (C_R)_{fix} + \frac{1}{2} \frac{m \Lambda_{Rm}}{H/2} \quad (35)$$

$$(C_T)_{max} = (C_T)_{fix} + \frac{1}{2} \frac{m \Lambda_{Rm}}{H/2}$$

ここに、 $()_{fix}$ は、浮体の固定時の量で式(34)によるものである。ただし、この式は、入射角 $\theta=0^\circ$ のいわゆる直角入射の条件の場合、式(35)は妥当なものでなく、これに代わり完全にflexibleな場合の式(32)による C_R 、 C_T を求める必要がある。

8. 固定支持されたカーテン防波堤に対する適用性

8.1 実験装置および実験方法の概略

実験に用いた水槽は、長さ15m、幅20m、高さ1mの平面水槽である。この水槽の一端には、プランジャ型の造波機が、他端と側壁には、砕石よりなる消波工が設けられている。模型堤体には、長さ2m、高さ50cm、肉厚1.2cmの防水ベニヤ板を5枚使用し、隔壁板で仕切った水槽の半分の全域を遮へいするように配置した。なお、これらの模型板は、きつ水dが12.5cmとなるように角鋼棒により片持ち梁形式で剛に支持した。そして、これら堤体の中央部には、長さ20cmの波力測定用の堤体を設け、片持ち梁形式のモーメント型波力計で支持した。

波の入射角 θ は、堤体を回転・移動して変化せしめ $\theta=0^\circ \sim 60^\circ$ の範囲の5種類を用いた。作用せしめた波の周期Tは、0.67sec~1.27secの範囲の5種類、入射波高Hは、ほぼ4cmの1種類である。

8.2 実験結果と算定結果との比較

図-3は、きつ水と沖波長との比 $d/L_0=0.12$ と固定した時のカーテン防波堤の反射率 C_R と透過率 C_T の入射角 θ による変化を表す。この図より、 C_T は、 θ と共に増加するのに対して C_R は、減少することなどがわかる。また、 θ による C_R 、 C_T の変動は、 $\theta < 45^\circ$ の範囲では顕著なものでなく、 $\theta=0^\circ$ の結果でほぼ代用できることなども認められる。そして算定結果は、実験結果と定性的にも定量的にもほぼ一致しており、カーテン防波堤の消波効果が本解析法によりほぼ予測できるものと言えよう。一方、図-4は、波面形状を表すものと考えられる波の同位相線を鳥視点で示すもので、 $\theta=30^\circ$ の条件で堤体の反射波側のものである。この図に見られるように波向の異なる入射波と反射波が混在するため平面的に複雑な部分重複波が形成される。そしてこの $\theta=30^\circ$ の条件の時でさえ、堤体に平行な波峰線を持つ $\theta=0^\circ$ の時とは全く波面形状が異なっている。このような差異は、図-3に示すような C_R 、 C_T などの1次元的な指標によって評価できないものであり、防波堤の設置計画等に当っては充分注意する必要があるものと考えられる。図-5は、カーテン防波堤に作用する水平波力の実験結果と算定結果との比較を θ による変動で示すもので、両者は θ の増加により減少することなどよく一致していることがわかる。上記の検討から、本解析法により、カーテン防波

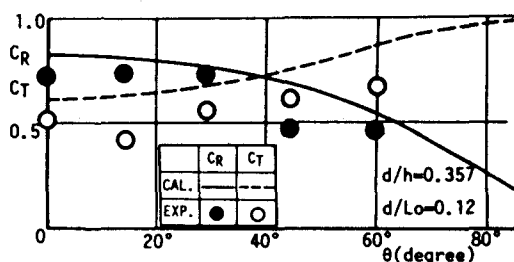


図-3 固定支持カーテン防波堤の C_R C_T の入射角 θ による変化

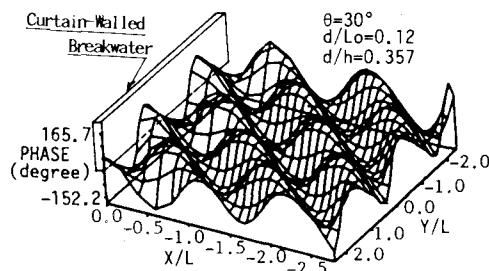


図-4 堤体の反射波側における波の同位相線の鳥視点

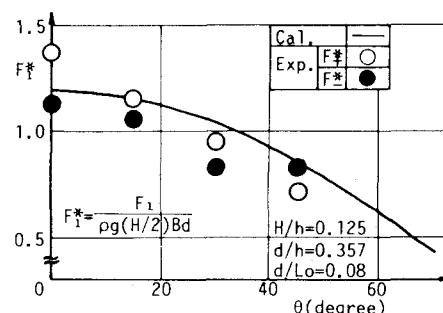


図-5 カーテン防波堤に作用する水平波力 F_1 の θ による変化

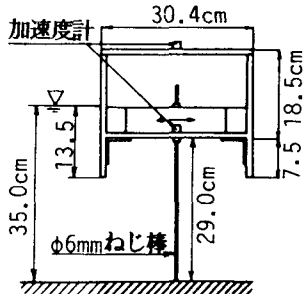


図-6 模型堤体の断面 (弾性支持)

表-1 模型堤体の諸元

堤体幅 B	30.4cm	初期張力 T_0	12.2kgf
堤体長 λ	200cm	重心位置 Z_0	離床高12.5cm
きつ水 d	11.5cm 13.5cm	支持柱の剛性 EI/本	$5.36 \times 10^3 \text{ kgf cm}^2$
重量 W	27.6kgf	回転半径 R_x	20.1cm
質量 W_0	39.8kgf (d=13.5cm)	回転半径 R_y	13.3cm

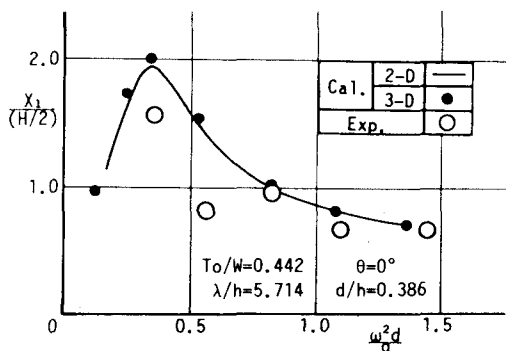


図-7 箱型カーテン防波堤のsway応答($\theta=0^\circ$)

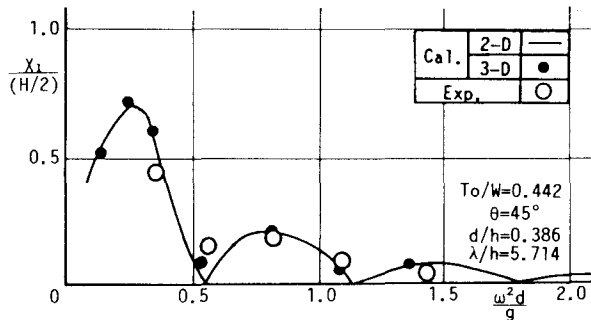


図-8 箱型カーテン防波堤のsway応答($\theta=45^\circ$)

堤まわりの波変形および作用波力の予測がほぼ可能なものと結論される。

9. 弾性的に支持された箱型カーテン防波堤の実験結果との比較

9. 1 実験装置および実験方法の概略

実験に用いた水槽は、固定式カーテン防波堤の実験のものと同じである。模型堤体は、長さ2mの有限長さの堤体で、断面は図-6に示すように箱型部分の両側壁を水底に向かって伸ばした構造になっている。堤体は、底板の中心線上に等間隔に配置した5本のflexibleな鋼棒により水底に片持ち梁形式で支持した。そして、これらの支持棒には、堤体を強制的に沈め込むことにより発生する余剰浮力を利用して初期張力 T_0 を与え、支持系の剛性を高めるようにした。この模型堤体の諸元を表-1に一括して示す。

堤体の波による振動は、計4個の加速度計を用いて、sway, roll, yaw, surgeの4方向について測定した。また、この測定に加え、ビデオカメラによっても堤体上の2点に着目して振動変位を観測した。堤体に作用せしめた波条件は、固定式カーテン防波堤の場合と同様である。また水深についても同じものを用いた。ただし、波の入射角 θ については、 $\theta=0^\circ, 45^\circ$ の2種類のみとした。

9. 2 実験結果との比較

(1) 波による堤体の振動応答：図-7は、入射角 $\theta=0^\circ$ の場合のswayの応答を周期に関する無次元量 $\omega^2 d/g (=2\pi d/L_0)$ による変化で表すもので、図中には堤体長の効果を考慮できる3次元波動場のGreen関数を核関数とする置き出し分布法による算定結果も併せ示してある。また、図-8は、 $\theta=45^\circ$ と変化させた場合のswayの応答について表す。なお、これらの結果は、堤体を強制的に沈め込んだ場合のものである。図-7, 8より、準3次元の本解析法を用いて有限長の箱型カーテン防波堤の波浪応答がほぼ予測できるものと言えよう。このことは、3次元の解析法による算定結果と無限堤体長を仮定したそれとの差異がほとんど見られないことからわかつく。なお、斜め入射波を受ける図-8の場合、応答変位が0となる現象が見られるが、これは図-2で示したように堤体全体に作用する波力が0となることに起因するものである。そして応答変位は、共振点を含め $\theta=0^\circ$ の場合が最も大きくなる。一方、図-9は、入射角 $\theta=0^\circ$ の場合で水を浅くして余剰浮力をなくした場合のsway応答を表す。図-7との比較から、初期張力 T_0 を与えた場合の方が応答変位は小さくなり、振動の減勢法という観点からは、初期張力を与える工夫は効果的なものと言えよう。

(2) 堤体まわりの波変形：図-10は、図-7の応答に対応する堤体の反射率 C_R 、透過率 C_T を $\omega^2 d/g$ による変化で表す。この図より、堤体の共振点付近で透過率 C_T は急激に減少して消波効果はよいものの、その他の波条件では C_T は大きくなることなどが認められる。そして堤体を固定した時の C_R, C_T を示す図-11との比較から、堤体の振動を許すことにより、共振点付近では透過率 C_T を効果的に減少できるもののその他の波条件に対しては逆に C_T を増大させるなどの副作用のあることなどがわかる。一方、図-12は、 $\theta=45^\circ$ の条件で堤体の振動を許す場合の式(35)による $(C_R)_{\max}, (C_T)_{\max}$ を表す。この図から、 $(C_R)_{\max}$ と $(C_T)_{\max}$ は、図-10の直角入射の場合と異なり1を越える値となる場合もあることなどが認められる。これは、上述したように剛な堤体が斜め入射波を受ける場合に特有な現象で浮防波堤などの配置計画等に当たって留意すべき事項と言えよう。そして、上記までの検討から、反射率 C_R 、透過率 C_T は、堤体の振動を許すことにより、固定時とは全く異なった様相を示すようになることや波の入射角によっても大きく影響を受けることなどが判明した。次に図-13, 14は、 $\theta=0^\circ$ の場合でそれぞれ共振点およびそれを外れた波条件における堤体まわりの波高分布を入射波高との比 K_D で表す。各図の上段、下段には、各々堤体の透過波側、反射波側の堤体軸に沿う波高分布を示す。なお、図中には、上述した3次元解析による算定結果並びに本解析法によるそれらも併せ示してある。各図において堤体の幾何学的な透過、反射領域に着目すると、本解析法のような準3次元

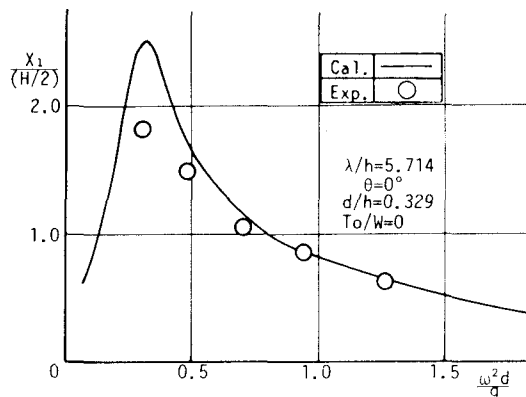


図-9 箱型カーテン防波堤のsway応答 ($\theta=0^\circ$, 余剰浮力 $T_0=0$)

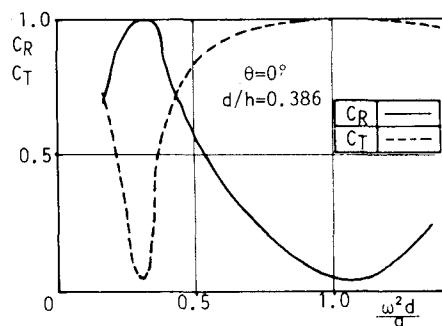


図-10 振動時における箱型カーテン防波堤の C_R, C_T ($\theta=0^\circ$)

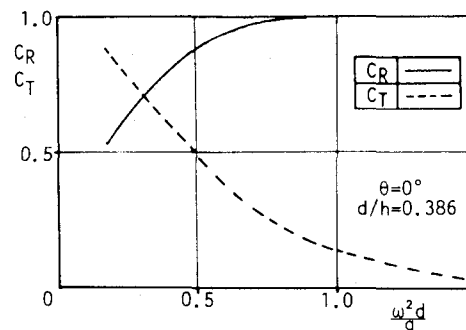


図-11 固定時における箱型カーテン防波堤の C_R, C_T ($\theta=0^\circ$)

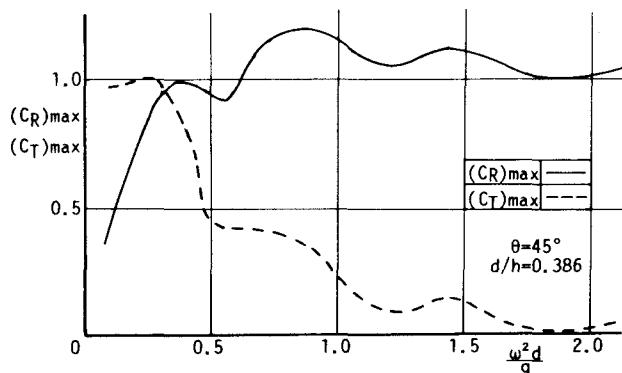


図-12 振動時における斜波中の箱型カーテン防波堤の C_R, C_T ($\theta=45^\circ$)

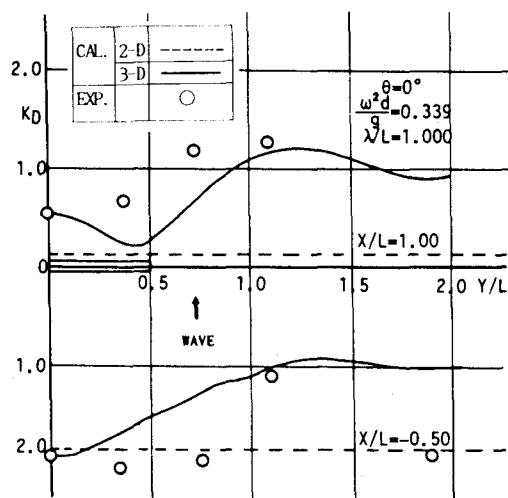


図-1 3 箱型カーテン防波堤まわりの
波高分布 ($\theta = 0^\circ$, 共振点 $\omega^2 d/g = 0.34$)

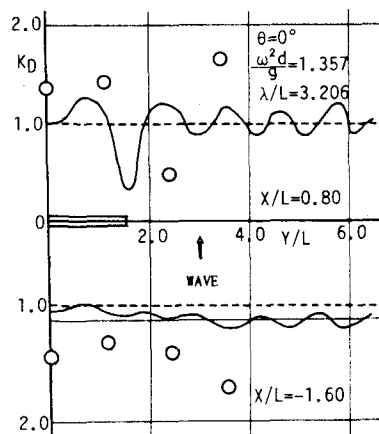


図-1 4 箱型カーテン防波堤まわりの波高
分布 ($\theta = 0^\circ$, 非共振点 $\omega^2 d/g = 1.36$)

的な解析法によってもある程度波高分布は、予測できるが、3次元解析による K_D の算定結果との比較からもわかるように堤体の端部付近および図-1 3のように堤体長と波長との比 λ/L が小さな場合には堤体の中央付近でもその適用性は充分でない。そしてこのような領域並びに条件下では、3次元解析による波高分布の予測が望ましいものと言えよう。

10. 結語

以上、本研究は斜波中の任意断面の浮体まわりの波浪ポテンシャル問題の解析法をわき出し分布法により明らかにすると共にその適用性を固定支持並びに弾性支持されたカーテン防波堤を対象に実験結果との比較の上で検討してきた。これらの検討結果をとりまとめると以下のようである。

(1) 斜波中のGreen関数 G には、物体の長軸方向における進行波の波数成分と減衰定常波の波数とのベクトル合成量が現れるなど直角入射を想定した従来のGreen関数とは異なる。そして、これは従来のGreen関数をも包含するより一般的なものである。

(2) 斜め入射波を受ける固定支持された無限長のカーテン防波堤の反射率、透過率並びに作用波力は、斜波中のGreen関数を核関数とするわき出し分布法に基づき精度よくしかも効率的に算定できる。

(3) 斜め入射波をうける弾性支持の箱型カーテン防波堤の波浪応答は、その堤体長が有限長さの場合でもわき出し分布法に基づく解析法によりほぼ算定できる。また、この堤体まわりの波浪変形についても、堤体の端部付近および波長が堤体長に比較して有意に大ききとなる場合を除けば、本解析法によりほぼ算定できる。

< 参考文献 >

- 1) Bai, K.J.: Diffraction of oblique waves by an infinite cylinder, Journal of Fluid Mechanics, Vol.68, Part3, pp.513~535, 1975.
- 2) Leonard, J.W., Min-Chin Huang and R.T.Hudspeth: Hydrodynamic interference between floating cylinders in oblique seas, Applied Ocean Research, Vol.5, No. 3, pp.158~166, 1983.
- 3) 井島武士, 吉田明徳, 北山斎: 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.
- 4) Garrison, C.J.: On the interaction of infinite shallow draft cylinder oscillating at the free surface with a train of oblique waves, Journal of Fluid Mechanics, Vol.39, part2, pp.227~255, 1969.
- 5) John, F.: On the motion of floating bodies, II, Comm. Pure and Applied Mathematics, Vol.3, pp.45~101, 1950.
- 6) 中村孝幸: 薄肉物体まわりの波浪境界値問題に関する解析法, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.410~414, 1983.