

II-29 沿岸固定式振り子型波浪エネルギー吸収装置の三次元特性

室蘭工業大学 正会員 谷野賢二・近藤淑郎

1. ま え が き

海面や海中に置かれた波浪エネルギー吸収装置では、入射波に誘起された流体、あるいは個体の運動に伴って発散波を生じる。また入射波が装置によってかく乱され、散乱波が発生する。装置が複数個並ぶと、発散波および散乱波による各装置間の流体力学的な相互干渉が起こるので、個々の装置は配列によって二次元の場合とは異なる性能を示すことになる。このような三次元的影響を知ることは、実用化を考慮する上で重要な要素となる。本論文では、現在筆者らが研究を進めている振り子型波浪エネルギー吸収装置¹⁾について、グリーン関数を用いた三次元解析を行ない、複数配列における装置の性能特性を検討するものである。

2. 問題の定式化

2-1 計算モデル： 本装置は図-1 に示すように、通常の防波堤用R・Cケーソンの海側の側壁を取り払い、代りに振り子を置いた構造である。振り子の運動は油圧シリンダーを介して油圧に変換され、さらに利用形態に応じて他のエネルギーに変換される。振り子は並列に配置され、各振り子はケーソン内水室の隔壁によって分離されている。これら振り子群の海上への配置方法としては、海上に孤立して置かれている“孤立島堤型”と無限に延びる防波堤の一部として組み込まれた“無限防波堤型”の二種類について検討する。

座標系は図-2 に示されている。解析は装置の外側水域(外域)と水室内部(内域)に分けて行なう。水深は一定とする。

2-2 外域の速度ポテンシャル： 入射波は微小振幅波と仮定すると、入射散乱波、振り子運動による発散波は微小振幅波として取り扱え、問題の線形性が仮定できる。今、入射波の振幅を a 、角周波数を ω として、入射波、散乱波、振り子 j による発散波の速度ポテンシャルをそれぞれ次のように定義する。

$$\phi_0(x, y, z; t) = \operatorname{Re} \left[\frac{iga}{\omega} \phi_0(x, y, z) e^{-i\omega t} \right]$$

$$\phi_{m+1}(x, y, z; t) = \operatorname{Re} \left[\frac{iga}{\omega} \phi_{m+1}(x, y, z) e^{-i\omega t} \right]$$

$$\phi_j(x, y, z; t) = \operatorname{Re} \left[\bar{\theta}_j \phi_j(x, y, z) e^{-i\omega t} \right], \quad (j=1, 2, \dots, m)$$

ここに、 g ：重力加速度、 $\bar{\theta}_j$ ：振り子 j の変位角 θ_j の複素振幅である。 ϕ は次のラプラス方程式を満足する。 $\nabla^2 \phi_j = 0$ in Ω , ($j=1, 2, \dots, m+1$)

自由表面を水底条件および放射条件を満足する ϕ_j の一般解は次式で与えられる。

$$\phi_j = \psi_{j0}(x, y) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{jn}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \quad (1)$$

ここに、 k, k_n は次式で表される固有値である。

$$k \tanh kh = -k_n \tan k_n h = \lambda \quad (\lambda = \omega^2/g, n=1, 2, \dots)$$

入射波を x 軸と角度 β で接近する余弦波形とすると、波形 η_I は

$$\eta_I = a \cos \{ k(x \cos \beta + y \sin \beta) + \omega t \}$$

で表わされる。したがって対応する速度ポテンシャルとして、(1)式の ψ は次のようになる。

$$\psi_{00}(x, y) = -ie^{-ik(x \cos \beta + y \sin \beta)}$$

装置表面上での境界条件は、次式で与えられる。

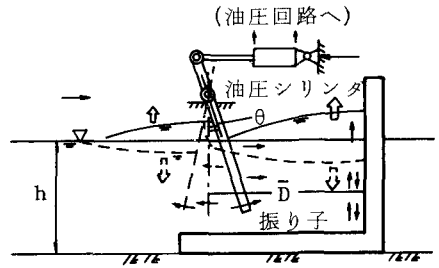


図-1 振り子型概念図

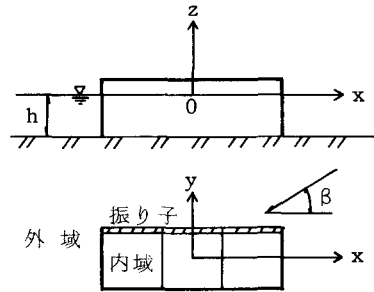


図-2 座標系

$$\frac{iga}{\omega} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial v} + \frac{\partial \phi_{m+1}}{\partial v} \right) + \sum_{j=1}^m \bar{\theta} \frac{\partial \phi_j}{\partial v} = \sum_{j=1}^m V_{vj} \quad \text{on } S \quad (2)$$

ここに、 v : 装置表面における外向き法線、 V_{vj} : 振り子 j の運動による装置表面の法線方向速度の振幅、 S : 装置の没水表面全体である。 V_{vj} は次式で表わされる。

$$V_{vj} = -i\omega\theta_j (\ell - z) \quad \text{on } S_j \quad (3)$$

ここに、 S_j : 振り子 j の没水表面、 ℓ : 回転中心から水面までの距離である。(3) 式は ϕ_j の境界条件を与えるので、問題の線形性から (2) 式は次のようになる。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial v} + \frac{\partial \phi_{m+1}}{\partial v} = 0 \quad \text{on } S \quad \left| \quad \frac{\partial \phi_j}{\partial v} = \begin{cases} -i\omega(\ell - z) & \text{on } S_j \\ 0 & \text{on } S - S_j \end{cases} \right.$$

2-3 積分方程式 (外域) : 波動の速度ポテンシャルに関するグリーン関数 $G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta)$ を用いると、 ϕ_j と G に対してグリーンの定理と境界条件より次の関係式が得られる。

$$\phi_j(x, y, z) = \iint_S \left[\phi_j(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial v} G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) - G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial v} \phi_j(\xi, \eta, \zeta) \right] dS \quad (4)$$

グリーン関数として John²⁾ による表式を用いると次のように表わされる。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = -\frac{i}{2} \frac{k^2 - \lambda^2}{h(k^2 - \lambda^2) + \lambda} H_0^{(1)}(kR) \cosh k(z+h) \cosh k(\zeta+h) \\ + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 + \lambda^2}{h(k_n^2 + \lambda^2) - \lambda} K_0(k_n R) \cos k_n(z+h) \cos k_n(\zeta+h) \quad (5)$$

ここに、 $R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$ 、 $H_0^{(1)}$: 0 次第 1 種ハンケル関数、 K_0 : 第 2 種 0 次変形ベッセル関数、 (ξ, η, ζ) : 装置表面上の点である。(4) 式に装置表面の境界条件および (1)、(5) 式を代入し、 ζ について積分すると次のようになる。

$$\psi_{j0}(x, y) = -\oint_D \left[\psi_{j0}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial v} \left\{ -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(kR) \right\} - \left\{ -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(kR) \right\} \frac{\partial}{k \partial v} \psi_{j0}(\xi, \eta) \right] dS \quad (6)$$

$$\psi_{jn}(x, y) = -\oint_D \left[\psi_{jn}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial v} \left\{ -\frac{K_0(k_n R)}{2\pi} \right\} - \left\{ -\frac{K_0(k_n R)}{2\pi} \right\} \frac{\partial}{k \partial v} \psi_{jn}(\xi, \eta) \right] dS \quad (7)$$

ここに、 D : 装置と外域の境界線、 $\oint$: D に沿った積分を表わす。装置表面上の点ではコーシーの積分定理により、

$$\psi_{j0}(x, y) = -2 \oint_D \left[\psi_{j0}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial v} \left\{ -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(kR) \right\} - \left\{ -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(kR) \right\} \frac{\partial}{k \partial v} \psi_{j0}(\xi, \eta) \right] dS \quad (8)$$

$$\psi_{jn}(x, y) = -2 \oint_D \left[\psi_{jn}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial v} \left\{ -\frac{K_0(k_n R)}{2\pi} \right\} - \left\{ -\frac{K_0(k_n R)}{2\pi} \right\} \frac{\partial}{k \partial v} \psi_{jn}(\xi, \eta) \right] dS \quad (9)$$

積分方程式 (8)、(9) は解析的には解けず、数値解法が必要である。

無限防波堤型の場合は鏡像法により容易に求めることができる。 $y=0$ に振り子面をとり、 $y > 0$ にひろがる半無限平面を考える。 $y=0$ で法線微分が与えられるノイマン境界条件に適合するグリーン関数 G^N は、前述のグリーン関数を利用して、次式で与えられる。

$$G^N(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) + G(x, y, z; \xi, \eta, -\zeta) \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} G^N(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) \Big|_{y=0} = 0 \quad (11)$$

したがって、(6) ~ (9) 式中の G を G^N として (10)、(11) を代入すると、無限防波堤型に対するポテンシャルの式が得られる。

2-4 内域の速度ポテンシャル : 内域における波動は二次元造波問題として取り扱える。発散波の速度ポテンシャルを $\Phi_j'(x, y, z)$ とすると、二次元に対する解析結果³⁾ を利用すれば次式で表わされる。

$$\Phi_j'(x, y, z; t) = \text{Re} \left[\bar{\theta}_j \phi_j'(v, z) e^{-i\omega t} \right] \\ \phi_j'(v, z) = \left[\frac{2\omega Y \cosh k(z+h) \cos k(v+d)}{k^2 X \sin kd} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-2\omega Y_n \cos k_n(z+h) \cosh k_n(v+d)}{k_n^2 X_n \sinh k_n d} \right] (-i)$$

$$X = \sinh kh \cosh kh + kh, \quad Y = k\ell \sinh kh + \cosh kh - 1$$

$$X_n = \sin k_n h \cos k_n h + k_n h, \quad Y_n = k_n \ell \sin k_n h - \cos k_n h + 1$$

2-5 流体力： 振り子に作用する流体力としては、入射波および散乱波によるもの(波強制力)と発散波によるもの(ラディエーション流体力)がある。変動圧力は速度ポテンシャルによって $p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t}$ で表わせるので、振り子 j に作用する波強制モーメントは、

$$M_j = \tilde{M}_j e^{-i\omega t}, \quad \tilde{M}_j = -i\omega\rho \iint_{S_j} (\ell-z)(\phi_0 + \phi_{m+1}) dS$$

また、振り子 j に作用する振り子 k の外域発散波による流体モーメント M_{jk} は、

$$M_{jk} = -i\omega\rho\bar{\theta}_k e^{-i\omega t} \iint_{S_j} (\ell-z)\phi_k dS$$

ここで、 M_{jk} を振り子の速度、加速度に比例する項に分解して、

$$M_{jk} = -(\tilde{I}_{jk} \ddot{\theta}_k + \tilde{N}_{jk} \dot{\theta}_k)$$

と定義すると $\tilde{I}_{jk}$ および $\tilde{N}_{jk}$ はそれぞれ次のようになる。

$$\tilde{I}_{jk} = \frac{1}{\omega^2} \text{Re} [-i\omega\rho \iint_{S_j} (\ell-z)\phi_k] dS, \quad \tilde{N}_{jk} = \frac{1}{\omega} \text{Im} [-i\omega\rho \iint_{S_j} (\ell-z)\phi_k] dS$$

一方、内域では隔壁によって他の振り子への発散波の影響はない。したがって、内域発散波による流体モーメント M'_j は、

$$M'_j = i\omega\rho\bar{\theta}_j e^{-i\omega t} \iint_{S_j} (\ell-z)\phi'_j dS = -(\tilde{I}_j \ddot{\theta}_j + \tilde{N}_j \dot{\theta}_j)$$

$$\tilde{I}_j = \frac{1}{\omega^2} \text{Re} [i\omega\rho \iint_{S_j} (\ell-z)\phi'_j] dS, \quad \tilde{N}_j = 0$$

2-6 運動方程式と吸収エネルギー： 装置の属性として、振り子の慣性モーメント I_j 、復元モーメント K_j 、振り子の角速度に比例する負荷ダンピング N_j がある。 $\tilde{M}_j$ 、 $\bar{\theta}_j$ を列ベクトルの j 番目要素、 I_j 、 K_j 、 N_j 、 $\tilde{I}_j$ を対角マトリックスのそれぞれ j 番目要素とし、 $\tilde{I}_{jk}$ 、 $\tilde{N}_{jk}$ を $(m \times m)$ の実対称マトリックスとすると、 m 個の振り子の運動方程式は次のマトリックス方程式で表わせる。

$$(I_j + \tilde{I}_j) \ddot{\theta}_j + N_j \dot{\theta}_j + K_j \theta_j + \sum_{k=1}^m (\tilde{I}_{jk} \ddot{\theta}_k + \tilde{N}_{jk} \dot{\theta}_k) = M_j \quad (\theta_j = \bar{\theta}_j e^{-i\omega t}, j=1,2,\dots,m)$$

上式を解いて各振り子の複素振幅 $\bar{\theta}_j$ が求まると、各振り子が一周期間に吸収するエネルギーの平均すなわち平均吸収工率 P_j は次式となる。

$$P_j = \frac{1}{2} \omega^2 N_j |\bar{\theta}_j|^2$$

三次元問題では装置のエネルギー吸収特性の表現として、次式で定義される“エネルギー吸収幅”が用いられる。

$$L = P/P_{in} \tag{12}$$

ここに、 P は装置全体の吸収工率であり、 P_{in} は入射波の単位峰幅当りの工率である。また (12) 式右辺を装置の代表寸法 (たとえば、全長) で除した“エネルギー吸収係数”で表わすことも多い。

3. 計算結果

計算条件は、現在稼働中の室蘭工業大学テストプラントの振り子型波エネルギー吸収装置⁴⁾をモデルとして、右表のようにした。

図-3、図-4 は最大エネルギー吸収係数 Λ の入射波周期に対する変化を入射角 β をパラメータにとって表わしたものである。図-3 には二次元の解析結果も合わせて記した。振り子型は水室奥行と水室内波長の比 D/L によってエネルギー吸収特性が変化し、およそ $D/L < 0.25$ で吸収特性が良い。三次元で Λ が 1 を超えるのは、装置への入力エネルギーとしては無限大の幅の入射波が関与しているにもかかわらず、 Λ では装置の幅分の入射波しか考慮されていない⁵⁾。入力エネルギーの大きい長周期側での β による Λ の変化をみると、島堤型では $\beta = 90^\circ$ (beam sea) から β が減少するにしたがって吸収係数が低下するのに対して、防波堤型では逆に増加する傾向にある。出力に影響の大きい波強制モーメント M_j をみると、図-5 に示されるように、島堤型では各振り子に作用する M_j は回折散乱波の影響を強く受けており、特に堤端部で著しい。

計 算 条 件	
I_j	: $3.18 \times 10^4 \text{ Kg} \cdot \text{m}^2$
K_j	: $3.02 \times 10^3 \text{ N} \cdot \text{m}$
振り子個数	: 5
振り子幅員	: 3 m
水室奥行	: 5.5 m
水深	: 2.5 m
入射波周期	: 2~10 sec.

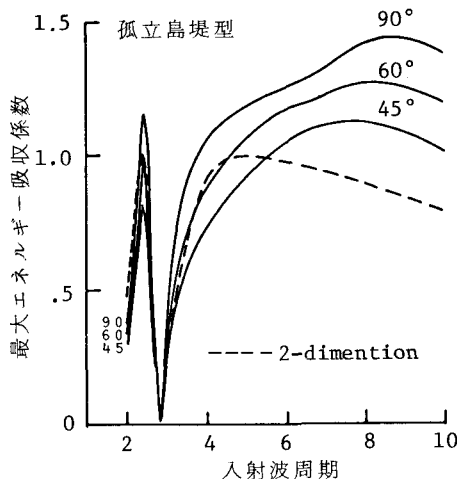


図-3 最大エネルギー吸収係数

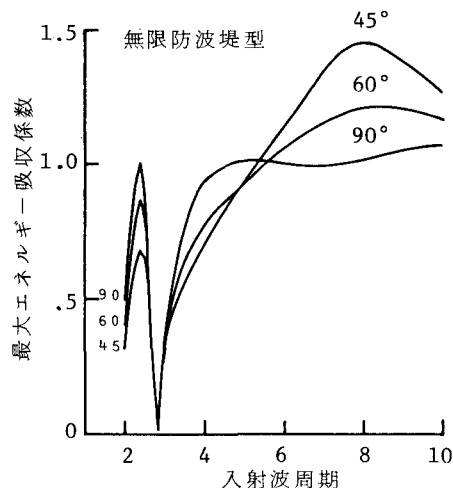


図-4 最大エネルギー吸収係数

一方、防波堤型では、各振り子に作用する M_j は同じであり、 β による傾向の違いは $\sin(k \frac{B}{2} \sin \beta) / k \frac{B}{2} \sin \beta$ (B : 振り子幅) で生じる。したがって、長周期側ではほとんど β の影響を受けず、各振り子に作用する M_j は β によって位相だけが異なる。このことから、前述の島堤型と防波堤型の β による傾向の違いは、前者が回折散乱波の効果が強く出ているのに対し、後者では位相差の効果の為に推測される。

4. あとがき

3. の結果をみるかぎりでは、terminator と呼ばれる、入射波をささぎる構造の振り子型は島堤型の配置が優位と考えられる。ただし、本解析では島堤型を複数配置した場合の配置間隔の問題などは考慮されていない。また、実際に装置を設計する際には、振り子の振幅限界や装置各部の許容最大値などの制約があるため、これらを考慮した解析が必要である。したがって、配列方式の優劣についてはさらに総合的な検討に待たなければならない。

本研究は昭和58年度文部省科学研究費・試験研究(2)「沿岸固定式による波浪エネルギー利用に関する研究」(代表・近藤俊郎)の一部であることを付記する。また、数値計算にあたっては4年目学生片山幸宏、高橋裕一の両君の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 渡部富治・近藤俊郎・谷野賢二・竹田英章・黒井昌明：防波堤に併設する波浪エネルギー吸収装置の研究(2)－振り子式－、第29回海岸工学講演会論文集、pp.486~490, 1982.10
- 2) John, F: On the motion of floating bodies II, Comm. Pure & Appl. Math. 3, 1950.
- 3) 浅野誠一：岸壁部に設けられた振り子式波浪エネルギー回収装置の効率について、日本造船学会水槽委員会第2部会 SK-60-14, 1980.
- 4) 渡部富治・近藤俊郎・谷野賢二：沿岸固定型振り子式波力発電装置の研究－室蘭港外実験プラントの設計－、日本機械学会北海道支部第25回講演会論文集、No.832-2, pp.77~84, 1983.10.
- 5) 前田久明・山下誠也：波浪エネルギー一次変換装置、「海洋エネルギー特集」、日本造船学会誌、第637号別冊、pp.306~326, 1982.7.

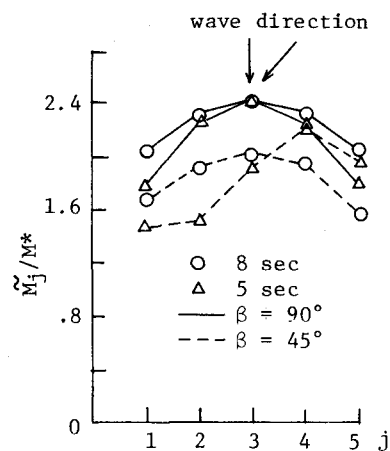


図-5 波強制モーメントの分布
(M^* : 二次元入射波のモーメントの振幅)