

II-79

浮上型波浪発電システムに関する二次元数値解析

室蘭工業大学大学院 学生員 古澤 彰 範
室蘭工業大学工学部 正会員 近藤 俣 郎

1. まえがき

近年、化石エネルギーに代わる新しいエネルギーに対する関心が高まる中で、その一つとして莫大でクリーンな海洋エネルギーの利用が注目されている。本学ではそのエネルギーを利用する装置として、1978年に沿岸固定方式(水底固定型)の振り子式波浪発電システムに関する研究を行っている。また昨年より、この装置を改良した、浮上型の振り子式波浪発電システム(図-1)について実験を行っている。浮上型とした主要目的は、大水深に設置する場合の水平波力の低減にあるが、ここでは振り子式波浪発電システムの本来の目的である波浪エネルギーの吸収性について検討を行う。振り子式波浪発電システムの1次変換部(波エネルギーを機械エネルギーに変換するまでの装置)は、波と変換部との流体力学的相互干渉として捉えられるので、解析は波浪中船体運動方程式の流体力の諸係数を求めることと同等の問題に帰着する。そこで、本研究では、2次元モデルについて境界要素法を用いることで流体力係数を求め、本装置の波浪エネルギー吸収性能を検討する。

2. 解析モデル

本研究で用いる解析モデルおよび座標系を図-2に示す。計算に使用する装置の寸法は本実験模型と同様の値であり、静止状態の振り子板からケーソン後壁までの距離(水室長)は入射波の1/4波長として計算する。また水深は一定とする。

また波動の解析では、振り子板より沖側の水域(外域)と振り子板とケーソンに囲まれた水域(内域)に分けて行う。

3. 解析方法 1) 2) 3) 4)

3.1 外域の速度ポテンシャル

海域の速度ポテンシャル ϕ は微小振幅波の仮定により、入射波、振り子板を固定したときの散乱波および振り子が動揺することによって生ずる発散波の速度ポテンシャルの和として、次のように表せる。

$$\phi = \phi_0(x, z, t) + \phi_d(x, z, t) + \theta_a \phi_r(x, z, t) \quad (1)$$

ここで、 ϕ_0 、 ϕ_d 、 ϕ_r はそれぞれ入射波、振り子板を固定したときの散乱波、振り子が動揺することによって生ずる発散波の速度ポテンシャル、 θ_a は振り子の動揺角の複素振幅を示している。それぞれの速度ポテンシャルは外域の流体内部では次のラプラス方程式を満足する。

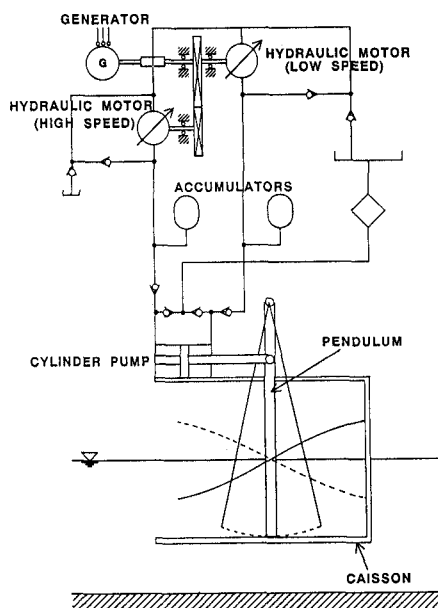


図-1 浮上型振り子式波浪発電システム

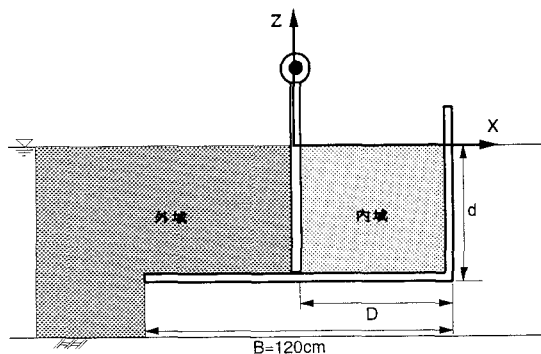


図-2 解析モデル

Two Dimensional Numerical Analysis for Uplifting Type of Pendulum Wave Power Extractor
by Akinori FURUSAWA and Hideo KONDO

$$\nabla^2 \phi_0 = \nabla^2 \phi_d = \nabla^2 \phi_r = 0 \quad (2)$$

自由表面および水底、ケーソン底面の条件を満足する入射波の速度ポテンシャルは次のように表すことができる。

$$\phi_0 = \phi_0 \frac{\cosh k_0 (z+h)}{\cosh k_0 h} e^{-i(k_0 x - \omega t)} \quad \text{in } x = -\infty \sim (D-B) \quad (3)$$

$$\phi_0 = \phi_0' \frac{\cosh k_{d0} (z+d)}{\cosh k_{d0} d} e^{-i(k_{d0} x - \omega t)} \quad \text{in } x = (D-B) \sim 0, \quad z = -d \sim 0 \quad (4)$$

ここで、 d ：吃水深、 ω ：角周波数、 D ：振り子板の回転中心から後壁までの距離、 B ：ケーソン奥行きを示す。さらに、散乱波および発散波の速度ポテンシャルは次のように表せる。

$$\phi_l = \phi_{l,0} \frac{\cosh k_0 (z+h)}{\cosh k_0 h} e^{i(k_0 x + \omega t)} + \sum_{n=1}^{\infty} \phi_{l,n} \frac{\cos k_n (z+h)}{\cos k_n h} e^{k_n x + i \omega t} \quad \text{in } x = -\infty \sim (D-B) \quad (5)$$

$$\phi_l = \phi_{l,0}' \frac{\cosh k_{d0} (z+d)}{\cosh k_{d0} d} e^{i(k_{d0} x + \omega t)} + \sum_{n=1}^{\infty} \phi_{l,n}' \frac{\cos k_{dn} (z+d)}{\cos k_{dn} d} e^{k_{dn} x + i \omega t} \quad \text{in } x = (D-B) \sim 0, \quad z = -d \sim 0 \quad (6)$$

ここで、散乱波と発散波を区別するために、沿え字の l はそれぞれ d, r とする。また、 k_0, k_n, k_{d0}, k_{dn} は次式を満足する固有値である。

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 &= g k_0 \tanh k_0 h = g k_{d0} \tanh k_{d0} d \\ \omega^2 &= -g k_n \tan k_n h = -g k_{dn} \tan k_{dn} d \end{aligned} \right\} (n=1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

ここで、 g は重力加速度である。

これらの速度ポテンシャルを各々グリーンの定理を適用し、未知のポテンシャルについて求めていくわけであるが、その際ケーソン内以外の入射波の速度ポテンシャルについては $\phi_0 = i g a / \omega$ を用いて、結局はケーソン内に入射波の速度ポテンシャルおよび散乱波、発散波を求める問題となる。ケーソン内に入射波の速度ポテンシャルおよび散乱波を求める問題では、振り子の境界は振り子の運動が微小と仮定して、振り子の静止位置に固定した場合を考える。さらに、ケーソン内の散乱波の振幅 ϕ_0' はケーソン内に入射波の振幅 $\phi_{d,0}'$ と等しくなると仮定する。また発散波の速度ポテンシャルを求める問題では、静水状態で振り子を所定の運動モードで強制的に動揺させた際に発生する速度ポテンシャルについて考える。それぞれの振り子表面上での境界条件を次に示す。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} = \frac{\partial \phi_d}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = i \omega z_0 (1 + z/z_0) n_x \quad \text{on } S \quad (9)$$

ここで、 S ：振り子の外側没水表面全体、 z_0 ：振り子の支点から水面までの距離、 n_x ：振り子表面の外向き単位法線ベクトルの x 成分を表す。また、ケーソン底部から水底までの境界において入射波の速度ポテンシャルを求める際には、外向き法線方向速度が存在するとして計算を行うが、散乱波および発散波の速度ポテンシャルを求める際にはそれらの波による影響は少ないとして、外向き法線方向速度が存在しないと仮定する。

発散波の速度ポテンシャルを求める際に用いるグリーン関数 G を導出する場合、振り子の動揺によって振り子表面上の座標が時間的に変化するので、 G および $\partial G / \partial n$ はその都度求めなければならない。そこで、本解析では振り子の動揺は小さいと仮定しているので、グリーン関数 G を導出する際の座標は次のように示される。

$$\left. \begin{array}{l} x = z_0 (1 + z/z_0) \theta_a \\ z = z \end{array} \right\} \quad (10)$$

上述の境界条件および他の境界における一般に知られている条件をグリーン関数法に適用することで各々の速度ポテンシャルが求められる。

3.2 内域の速度ポテンシャル

内域では水の出入りがないと仮定すると、発散波の速度ポテンシャルのみが存在する。その速度ポテンシャルを ϕ_r' とすると、次のように表される。

$$\phi_r' = \varphi_{r,0}(x) \frac{\cosh k_{d0}(z+d)}{\cosh k_{d0}d} e^{i\omega t} + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{r,n}(x) \frac{\cos k_{dn}(z+d)}{\cos k_{dn}d} e^{i\omega t} \quad (11)$$

ここでの振り子表面上における境界条件および変動座標は、それぞれ(9), (10)式と同様である。

3.3 流体力係数

振り子に作用すると考えられる流体力には、入射波および散乱波によるもの(波浪強制力)と発散波によるもの(ラディエーション流体力)との2つがある。速度ポテンシャルを用いると、変動圧力は次のようになる。

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (12)$$

よって、振り子に作用する波浪強制モーメント M_0 は次式となる。

$$M_0 = i\omega\rho \int_{-d}^0 b(z_0 - z)(\phi_0(x, z, t) + \phi_d(x, z, t)) dz \quad \text{at } x=0 \quad (13)$$

また、振り子に作用する外域発散波による流体モーメント M_r は次式となる。

$$M_r = i\omega\rho\theta_a \int_{-d}^0 b(z_0 - z)\phi_r(x, z, t) dz \quad \text{at } x=0 \quad (14)$$

ここで、 M_r を振り子の角速度と角加速度に比例する項に分解して、次式のように定義する。

$$M_r = -(I_r \ddot{\theta} + N_r \dot{\theta}) \quad (15)$$

ここで、 $\ddot{\theta} = d^2\theta/dt^2$ 、 $\dot{\theta} = d\theta/dt$ 、 I_r : 付加水慣性モーメント、 N_r : 造波ダンピング係数、 b : 振り子幅である。したがって、 I_r 、 N_r は次のようになる。

$$I_r = \frac{1}{\omega^2 e^{i\omega t}} \operatorname{Re} \left[i\omega\rho \int_{-d}^0 b(z_0 - z)\phi_r(x, z, t) dz \right] \quad \text{at } x=0 \quad (16)$$

$$N_r = -\frac{1}{\omega^2 e^{i\omega t}} \operatorname{Im} \left[i\omega\rho \int_{-d}^0 b(z_0 - z)\phi_r(x, z, t) dz \right] \quad \text{at } x=0 \quad (17)$$

ここで、 Re : 実部、 Im : 虚部を表す。

一方、内域の発散波による流体モーメント M_r' 、付加水慣性モーメント I_r' 、造波ダンピング係数 N_r' は次のように表される。

$$M_r' = i\omega\rho\theta_a \int_{-d}^0 b(z_0 - z)\phi_r'(x, z, t) dz \quad \text{at } x=0 \quad (18)$$

$$I_r' = \frac{1}{\omega^2 e^{i\omega t}} \operatorname{Re} \left[i\omega\rho \int_{-d}^0 b(z_0 - z)\phi_r'(x, z, t) dz \right] + \frac{K_r'}{\omega^2} \quad \text{at } x=0 \quad (19)$$

$$N_r' = 0 \quad (20)$$

$$K_r' = \frac{\rho g d^2 (z_0 + d/2)^2 b}{D} \quad (21)$$

ここで、 K_r' は水室の水位変化による振り子の復元モーメント係数である。

3.4 振り子の運動方程式と変換効率

本装置の属性に、振り子の慣性モーメント I_0 、復元モーメント係数 K_0 、振り子の角速度に比例する負荷減衰係数 N_0 がある。 I_0 と K_0 は振り子の質量と重心の位置によって決まる係数であり、 N_0 はここでは負荷比によって決定される。これらの係数と流体力係数を用いると、振り子の運動方程式は次のように表される。

$$(I_0 + I_r + I_r') \ddot{\theta} + (N_0 + N_r') \dot{\theta} + (K_0 + K_r') \theta = M_0 \sin \omega t \quad (22)$$

(22) 式より複素振幅を求めると、次式より振り子によって一周期間に変換される平均機械パワー W_s が求まる。

$$W_s = (1/2) \omega^2 N_0 \theta^2 \quad (23)$$

振り子の変換パワーは、入射波パワーで除すことで無次元化し、エネルギー変換効率 ν として次式から求められる。

$$\nu = \frac{W_s}{(1/8) \rho g H^2 c_g b} \quad (24)$$

ここで、 H : 入射波波高、 c_g : 入射波の群速度である。

4. 計算結果および考察

図3、4に前述の解析方法による計算結果と同条件によって行った模型実験の結果を、縦軸と横軸にそれぞれ変換効率 ν と負荷比 N_0/N_r を用いて示す。計算においては、振り子から沖側に2m、水室長は入射波長の1/4、節点間隔は約0.1mとしている。計算結果をみると、周期1.6secでは実験結果との最大誤差は20%弱となっているが、変換効率がピークとなる負荷比およびそれ以下の負荷比による変換効率では妥当な値が得られているが、例えば図4に示すような周期1.6secよりも短周期側では全く実験結果の傾向を捕らえていない。その要因としては、現在の節点間隔では短周期になる程ケーソン内外域で速度ポテンシャルの計算結果が発散するなど精度が悪いことがあげられる。今後はこの節点間隔を細かくとるなどをしてその精度を高めていく必要がある。

5. あとがき

境界要素法を用いた浮上型振り子式波浪発電システムの変換エネルギーの推定法について提示したが、現時点では計算結果が少なく、その結果について十分な検討ができなかった。今後、考察で述べたような計算の改善を行いつつ研究を進めていく所存であります。

参考文献

- 1) 阿河 俊夫(1987): 可動受波板式波力発電装置のエネルギー変換効率に関する研究, 107-162
- 2) 近藤 徹郎(1985): 沿岸固定方式による波浪エネルギー利用に関する研究, 昭和59年度科学研究費補助金研究成果報告書
- 3) 谷野賢二・近藤徹郎・渡部富治(1984): 防波施設に併設する波浪エネルギー吸収装置の研究(3), 第30回海岸工学論文集, 581-585
- 4) 谷野賢二(1992): 振り子式波浪エネルギー変換装置の設計法に関する研究, 北海道開発局開発土木研究所報告, 5-14

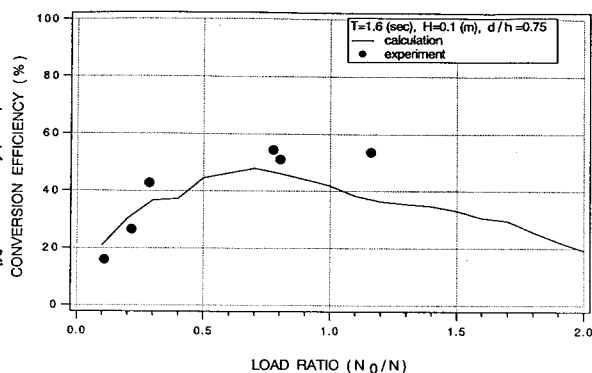


図-3 計算結果 ($T=1.6\text{sec}$)

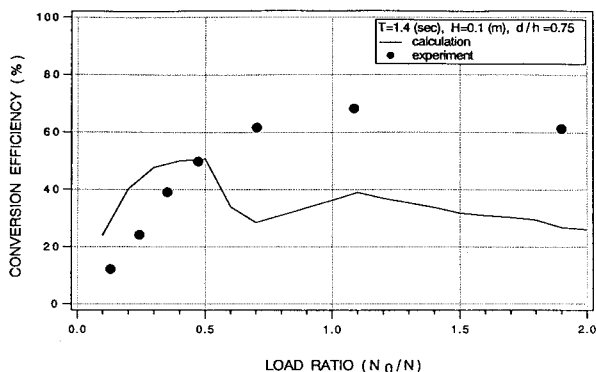


図-4 計算結果 ($T=1.4\text{sec}$)