

環状浮体による波浪の静穏化とその解析法について

中 村 孝 幸*・ 谷 浩 明**

1. ま え が き

近年、波浪条件に左右されることのない海洋土木工事の施工、ならびに外洋における養殖漁業施設の開発が強く望まれている。このような観点より、本研究は移動可能でかつ施設の中央に十分な利用スペースを与える環状型の浮体構造物を考え、ポテンシャル理論に基づいたその堤体まわりの波高分布ならびに設計の目的より波圧分布および作用流体力の算定法について明らかにする。そして、堤体の断面形状を各種変化させて、環状浮体の水理学的機能を検討するとともに、模型実験による検証を行い、算定法の確立を図るものである。

2. 軸対称物体まわりの波高ならびに波圧分布の算定

従来、環状浮体のような軸対称物体まわりのポテンシャル問題をとり扱った研究としては、軸対称物体に作用する波力の算定を目的に、軸対称グリーン関数 G に基づく解析法について示した Fenton¹⁾ や Black²⁾ の研究がある。また中村ら³⁾はこの解析法において要となる上記 G およびその法線微分値の合理的な算定法を示すとともに軸対称浮体の応答問題を取り扱っている。しかしながら、従来においては解析の容易な波力に着目したものがほとんどであり、軸対称物体まわりの波高分布や波圧分布の算定法について検討した例は少なく、以下これらの算定法の概略について述べる。

2.1 速度ポテンシャルの算定法

図-1 に示す様に一様水深 h の完全流体中に置かれた任意な軸対称浮体に式 (1) で定義される微小振幅波が入射してくる場合を想定する。

$$\eta_0 = a \cos(kx - \omega t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに η_0 は水面変動、 a は入射波の振幅、 ω は波の角振動数 ($=2\pi/T$, T : 波の周期)、 k は進行波型の波数 ($=2\pi/L$, L : 波長) である。

そして軸対称浮体の運動モードは図-1 に示すように Surging, Heaving, Pitching 運動の3つだけであること

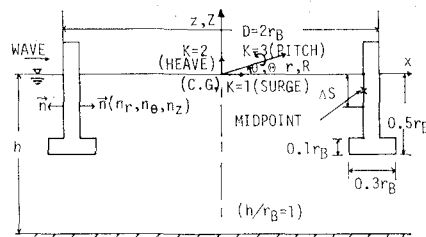


図-1 座 標 系

に注意すると、動揺浮体まわりの速度ポテンシャル Φ は、式 (2) のように表せる。

$$\Phi = (\phi_0 + \phi_s + \sum_{K=1}^3 \phi_K \cdot \xi_K) \cdot e^{-i\omega t} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで ϕ_0 は入射波の速度ポテンシャルを、 ϕ_s は回折波のそれを、 ϕ_K は図-1 に示されるように静止水面上で各運動モード K ($K=1$; Surging, $K=2$; Heaving, $K=3$; Pitching) の方向に単位振幅で調和振動する時の発散波のそれを表し、 ξ_K は運動モード K に対応する動揺変位の複素振幅である。

そしてこれら各速度ポテンシャル ($K=1 \sim 4$) はわき出し分布法によるならば式 (3) のように表示できる。

$$\begin{aligned} \phi_K(r, \theta, z) \\ = \frac{1}{4\pi} \int_A f_K(R, \theta, Z) \cdot G(r, \theta, z; R, \theta, Z) dA \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで (R, θ, Z) は物体の没水全表面 A 上の点、 (r, θ, z) は ϕ_K を求める流体中の任意点である。また f_K はわき出し強さの分布関数で、物体表面上の境界条件を用いて決定される未知関数である。そして軸対称浮体の場合、波浪変形の上記 θ に関する対称性から f_K は式 (4) のようにフーリエ余弦展開できる。

$$f_K(R, \theta, Z) = \sum_{m=0}^{\infty} f_{Km}(R, Z) \cos m\theta \quad (K=1 \sim 4) \quad \dots\dots\dots (4)$$

また G は一様水深における3次元波動場のグリーン関数で円柱座標での表示を用いて式 (5) のように簡略表示できる。

$$G(r, \theta, z; R, \theta, Z)$$

* 正 会 員 工 博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 学生会員 愛媛大学大学院

$$= \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{m0}) (G_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} G_{mn}) \cos m(\theta - \Theta) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに G_{m0} , G_{mn} は、軸対称グリーン関数のおのの進行波型、定常波型のポテンシャル成分で軸対称物体では角度座標に依存しない関数である。これらの詳細な表示式については、Fenton¹⁾により与えられており、これを参照されたい。

そして、 $dA = R d\theta dS$ (ここに S は物体の回転曲線) であり、軸対称物体であることから R は θ に依存しないことに着目すると、式 (4) と式 (5) を代入した式 (3) は θ に関する積分について実行することができる。そしてその結果のみを示すと式 (6) のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_K(r, \theta, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{Km}(r, z) \cos m\theta \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \int_S \frac{1}{2} f_{Km} \cdot R \right. \\ &\quad \times \left. \left(G_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} G_{mn} \right) dS \right\} \cos m\theta \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

さて式 (6) に含まれる未知関数 f_{Km} の決定方程式は、物体表面上における運動学的な境界条件 $\partial\phi/\partial n = \bar{v}\bar{n}$ ($\bar{n}$: 法線ベクトル) を考えて与えられ、式 (7) のように導ける。

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \int_S \left\{ \frac{1}{2} f_{Km} \cdot R \left(\frac{\partial G_{m0}}{\partial n} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial G_{mn}}{\partial n} \right) dS \right\} \cos m\theta \\ = g_K|_{0nS} \quad (K=1 \sim 4) \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここで g_K は、 $\bar{n}$ を円柱座標での成分表示、(n_r , n_θ , n_z) を用いて式 (8) で与えられるものである。

$$g_K = \begin{cases} i\omega n_r \cos \theta & (K=1) \\ i\omega n_z & (K=2) \\ i\omega \{(Z - Z_G)n_r - Rn_z\} \cos \theta & (K=3) \\ -\frac{\partial}{\partial n} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{0m} \cos m\theta \right\} & (K=4) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに ϕ_{0m} は、 ϕ_0 を θ についてフーリエ余弦展開した時のフーリエ係数である。

式 (6) ならびに (7) 式を算定する際、本研究では任意断面を対象とするため 図-1 で示されるように断面曲線 S を線素分 dS に分割し、中央点近似法により数値的に解く方法を用いている。このとき解析上必要となる式 (6), (7) における G ならびにその法線微分値の特異点の取り扱いが問題となるが、本研究では中村ら³⁾の解析法によった。

2.2 波高ならびに波圧分布の算定法

式 (6) の ϕ_K を用いて軸対称物体まわりの水面変動量 η_K および波圧 P_K は線形波動理論を仮定して回折波問題の場合式 (9), (10) で与えられる。

$$\eta_i(r, \theta, z=0)$$

$$= -\frac{i\omega}{g} \sum_{m=0}^{\infty} (\phi_{0m} + \phi_{4m}) \cdot \cos m\theta \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$P_i(R, \theta, Z)$$

$$= -i\omega\rho \sum_{m=0}^{\infty} (\phi_{0m} + \phi_{4m}) \cdot \cos m\theta \quad \dots\dots\dots (10)$$

式 (9), (10) から回折波問題に関する波高ならびに波圧分布を求めるには Issacson⁴⁾ にも指摘されているようにフーリエモード m で加算する必要がある、特に ϕ_{4m} の収束性が問題となる。

一方、発散波問題では各運動モードについて、 f_{Km} を決定する際の境界条件式 (7) に関するフーリエモード既ち Surging, Pitching の場合 $m=1$, Heaving では $m=0$ のみの ϕ_{Km} を求めればよく、一例として Surging による発散波 η_1 の算定式は式 (11) で与えられる。

$$\eta_1(r, \theta, z=0) = -\frac{i\omega}{g} \phi_{11} \cos \theta \quad \dots\dots\dots (11)$$

さらに軸対称浮体に作用する波力および発散波に基づく流体力は $m=0, 1$ のみの ϕ_{Km} ($K=1 \sim 4$) により算定できることが知られている¹⁾。なお本算定法では、環状浮体に関する振動方程式から応答変位 ξ_K を求めることで、式 (2) から明らかなように応答をふまえた物体まわりの波高および波圧分布の算定を可能ならしめている。

2.3 算定結果

まず最初に回折波問題に関する波高および波圧分布を算定する際に重要となる式 (11) 中の ϕ_{4m} の収束性について検討を行った。図-2 は $r_B/h=1.0$ の直円柱において横軸にフーリエモード M を、縦軸に海底付近の物体表面上中央点における $\phi_{4M} / \sum_{m=0}^M \phi_{4m}$ をとり、 kr_B をパラメーターにして示すものである。これより ϕ_{4m} は M の増大につれて急速に収束し、またその収束は kr_B が小さい程良くなっていることがわかる。これらの結果を踏まえ、本研究では実用上 $\phi_{4M} / \sum_{m=0}^M \phi_{4m}$ が全ての物

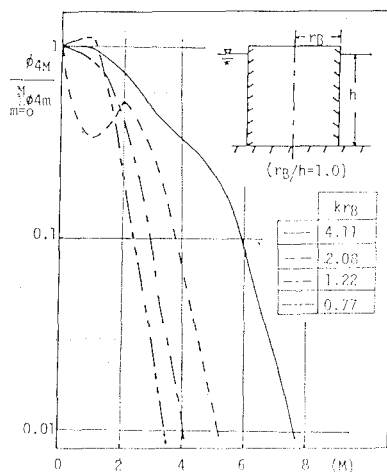


図-2 回折波ポテンシャルの収束性

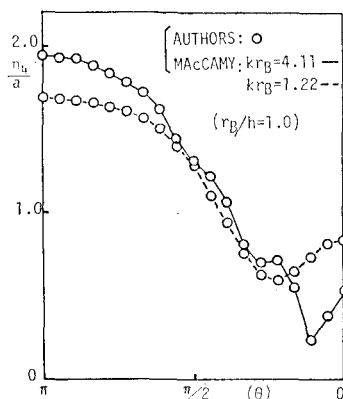


図-3 鉛直円柱まわりの遡上高

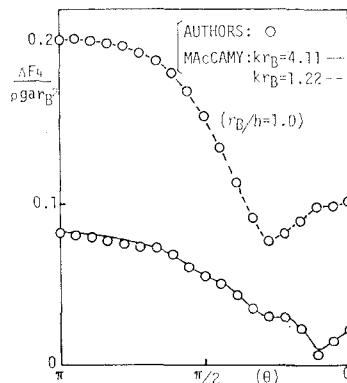


図-4 鉛直円柱まわりの波力分布

体表面上の中央点において 1% 以下となる M を無限級数和の上限値として採用することにした。

そしてこのような方法に基づき, MacCamy ら⁵⁾により解析解が示されている直円柱について, 円柱まわりの遡上高 η_h および波圧分布 P_4 の算定を行った。図-3 は η_h の分布を, 図-4 は円柱表面を波の入射方向より 10° ごとの円弧に分割し, P_4 を各円弧内の水底より水表面まで積分して求められる局部波力 ΔF_4 の分布を示す。そしてこれらの図中には, MacCamy ら⁵⁾の closed solution による結果も付記してあるが, 本算定法による結果は, kr_B の値にかかわらず MacCamy ら⁵⁾のそれとよく一致していることがわかる。

次に発散波問題については 図-5 に示すような半潜水円柱の各運動による発散波の算定を行ってみた。図-5 は一例として Surging 運動による発散波の振幅比の kr_B による変化を示すもので図中には, Black⁶⁾の境界接続法による算定結果も比較のため示してある。そしてこれらの両算定結果の間には良い一致が見られ, 本算定法の妥当性がうかがえよう。本研究ではさらに他の運動モードについても 図-5 と同様の比較を行っているが, Black⁶⁾の結果とよく一致していたことを確認している。そして以上のような検討から, 速度ポテンシャルの収束

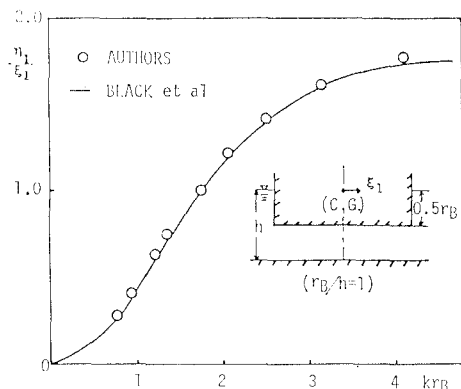


図-5 半潜水円柱浮体の発散波の振幅

誤差を 1% とする本算定法により, 軸対称物体まわりの波高分布ならびに波圧分布の算定が行えるものと言えよう。なお物体の断面曲線の線素分 ΔS の分割に当っては, $\Delta S/L < 0.05$ を満足するように行った。

3. 環状物体まわりの波高ならびに波圧の分布

3.1 回折波問題に関する検討

環状物体の波浪の静穏化ならびに以上の解析法の環状物体への適用性を明らかにするために, 本研究では

水表面上に固定された中空円柱を対象に堤体まわりの波高分布および波力の測定実験を行った。この際用いたモデルは, 内径 46 cm, 外径 50.6 cm, 高さ 30 cm のものである。そして実験は, 水深 h を 35 cm と一定にし, 入射波高 $H=4$ cm で周期 $T=0.6\sim 2.0$ sec の 5 種類の波を作用せしめて行った。また用いたきつ水 d は 10 cm と

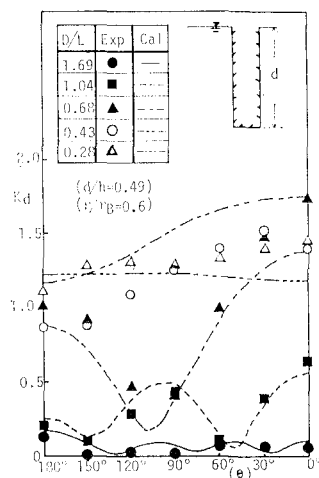


図-6 環状物体内の波高比

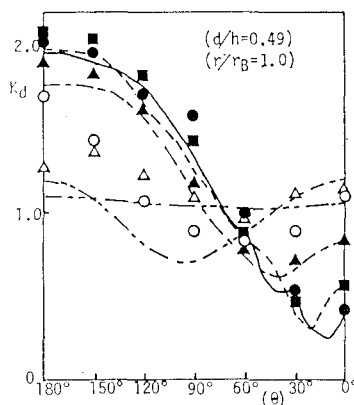


図-7 環状物体まわりの遡上高

17 cm の 2 種類である。図-6 より 図-8 は周期に関する無次元量 D/L ($D=2r_B$) をパラメーターとして、堤体まわりの波高を入射波高で除した波高比 K_a の角度座標 θ による変化を実測値と算定値の両者について示すものである。そして図-6, 7 は $d/h=0.49$ とした場合のおおの中空円柱内 $r/r_B=0.6$ および堤体外壁近くの K_a を示すものである。堤体内波高を示す 図-6 において算定結果は多少の相違は見られるものの D/L ならびに θ による実験値の変動をほぼ説明していることがわかる。また上記の環状物体では遮蔽効果をもつ D/L の範囲は 1.04 以上に限られており、 D/L が小さくなるにつれて重複波波形に近くなり、 $D/L=0.43$ の値を極値として逆に増幅される傾向のあることが認められる。また、堤体外壁近くの波高分布を示す 図-7 より最大遡上高を示す θ は D/L が 0.66 以上の場合入射波側 ($150^\circ \sim 180^\circ$) にあり、しかもそこでの波高は完全重複波に近いことがわかる。また、この最大遡上高は D/L の減少に伴い減少しており、一方最小遡上高を示す θ は D/L の減少につれて増加し、ほぼ 90° の位置に近づくことがわかる。次に $d/h=0.29$ と きつ水を浅くした場合の堤内

波高を示す 図-8 においても実験結果と算定結果はほぼ一致しており、図-6 との比較からきつ水 d をほぼ半分にするると遮蔽される入射波の周期は小さくなるが、逆に堤体内での波高の増幅率は小さくなっていることなどがわかる。

さらに本研究では堤内の静穏化を目的とした解析を進めるにあたり、各種断面形状を用いて堤内の波高分布の算定を行った。その結果、比較的一般形状と思われる 図-1 に示すようなフーチング型断面の環状物体では、きつ水が同じで堤体幅一定の同じ r_B をもつ中空円柱に比べ堤内で静穏化できる D/L の範囲を拡げることができるものの、長周期波側における堤体内の波高の増幅率は逆に増大することが確認されている。

次に環状物体に作用する波力について検討してみる。図-9 は、図中に示す well 型構造物に作用する水平波力 F_x の本解析法による算定結果と Hogben ら⁷⁾ の二次元的なわき出し分布法によるそれとの比較を示すものである。そして 図-9 に見られるように本算定結果は、Hogben ら⁷⁾ のそれとよく一致していることがわかる。また 図-10 は本研究で行った上記中空円柱に作用する水平波力の実測値と算定値との比較を示すものである。算定値は実験値の与えられている D/L についてのみ示されていることから、 F_x の D/L による全体的な変動傾向は指適しにくい、図-10 に見られるように実験値の D/L による複雑な変化をほぼ説明していることがわかる。そしてこのような F_x の D/L による複雑な変化は、堤内波高が D/L の値により大きく変化することによるものと考えられる。

以上のような検討から、環状物体内外の波高分布および作用流体力の予測が、本算定法によりほぼ行えるものと言えよう。

3.2 発散波問題に関する検討

図-11 に示すような断面を有する中空円柱の各運動による発散波の算定を $d/h=0.5$ 、 0.25 とした場合について行った。

図-11 は一例として、これら中空円柱の Surging 運動に基づき堤内に生ずる最大発散波の振幅比を無次元振動数 $w^2 r_B/g$ をパラメーターとして示したものである。これより環状物体では、堤内において異常に大きな発散波を発生させる $w^2 r_B/g$ の値が存在し、 $w^2 r_B/g = \pi D/L_0$ と変形できることから、この現象は発散波の波長と堤体の断面形状との関係によって誘起されるものと考えられる。事実 図-11 からわかるように $d/h=0.5$ より $d/h=0.25$ と変化さ

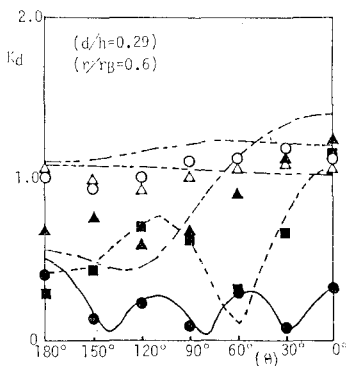


図-8 環状物体内の波高比

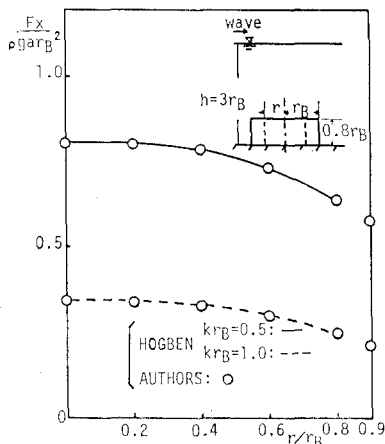


図-9 水底の環状物体に作用する水平波力

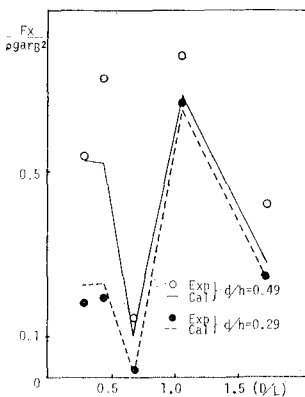


図-10 環状物体に作用する水平波力

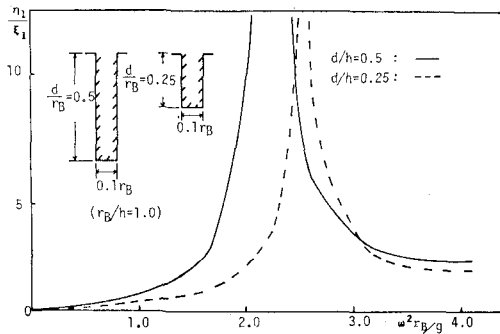


図-11 環状物体の発散波の振幅

せた場合、この共振状態を引き起こす D/L_0 の値は 0.78 より 0.81 と増大していることがわかる。そしてこの様な堤内における発散波の共振現象は、harbor resonance と類似した現象と考えられる。従って、環状浮体の動揺に関する固有振動数の設定に当たっては、上記のような堤内における発散波の共振を生ぜしめる振動数を避けるなど十分な考慮が必要となる。

4. 結 語

以上、本研究は軸対称グリーン関数に基づく解析法により、環状物体まわりの回折波ならびに発散波に関する波高および波圧分布の算定法の検討を行うとともに、水理実験による検証を行ってきた。得られた結果をまとめると以下ようになる。

i) 波高分布および波圧分布を求める際のフーリエモードに関する回折波ポテンシャルの収束誤差は 1% 程度とすることにより十分な精度の算定が行える。

ii) 本解析法を用いて固定された環状浮体まわりの波高分布ならびに波力の算定が行える。そして環状浮体

により遮蔽できる波は、断面形状によって異なるが、ほぼ堤体径と同程度の波長をもつ波までであり、これ以上の波長をもつ波になると逆に増巾される場合もあることがある。

iii) 環状浮体の堤内に引き起こされる発散波は堤体の断面形状とその波長の関係により共振増幅される場合もあり、環状浮体の設計を行うに当たり、この共振周波数について十分注意する必要がある。

最後に本検証実験は大阪大学工学部土木工学科の平面水槽を用いて行ったもので、水槽を含む実験装置の使用を心よく承知して下さった大阪大学工学部 榎木 亨教授に深甚の謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Fenton, J. D.: Wave forces on vertical bodies of revolution, J. of Fluid Mech, 67., Vol. 85, pp. 241~255, 1978.
- 2) Black, J. L.: Wave forces on vertical axisymmetric bodies, J. of Fluid Mech. 67, pp. 369~376, 1975.
- 3) 中村孝幸・Hudpeth, R. L.: 軸対称性を有する任意形状の浮体の応答計算法, 愛媛大学紀要第3部, 工学, 第9巻, 第4号, pp. 375~398, 1981.
- 4) Issacson, M. Q.: Fixed and floating axisymmetric structure in waves, J. of the Waterway, Coastal and Ocean Eng. Division, ASCE, Vol. 108, No. WW2, pp. 180~199, 1982.
- 5) MacCamy, R. C. and R. A. Fuchs: Wave force on Pile; a diffraction theory, Beach Erosion Board, Tech. Mem. No. 69, 1954.
- 6) Black, J. L. and C. C. Mei: Scattering and radiation of water waves, Water Resources and Hydrodynamic Lab. Dept. of Civil Eng., MIT, Tech. Rep. No. 121, 1970.
- 7) Hogben, N. and R. G. Standing: Experience in computing wave loads on large bodies, OTC, Paper No. 2189, 1975.