

愛媛大学工学部 正員 中村 孝幸
愛媛大学大学院 学生員 谷 浩明

1. まえがき

既に著者らは、Black¹⁾やFenton²⁾と同様に物体の回転曲線上への軸対称グリーン関数の分布を考えるわき出し分布法に基づき任意な回転物体に作用するポテンシャル的な波力の算定法について検討してきた。そしてその成果の一部と昨年度の本講演会で報告した。この引を継ぎ本研究では、実設計において必要となる物体まわりの波圧分布の算定法並びに波高分布の算定法について明らかにする。そして特に、本報告では一般の任意な回転物体に適用する前段階として、従来多くの研究が行われていた鉛直内柱並びに半潜水内柱を対象に波圧分布並びに波高分布の算定を行ない、従来結果との比較の上で本算定法の妥当性を検証したものである。なお、本研究は浮体の応答問題についても対応できるようにするべく、解析法と発散波問題にまで拡張してある。

2. 固定直内柱まわりの波高分布と波圧分布の算定法

①回折波ポテンシャルの算定法：図1で示すような座標系において、静止水面上に直内柱が固定されて、x軸の正方向に進む速度ポテンシャル並に有する微小振幅波が入射するものとする。時間変動項 $e^{i\omega t}$ (ω は入射波の角振動数)をはずした入射波の物体による回折波ポテンシャル ϕ_2 は、考えている場の境界条件を満足するグリーン関数すなわち、わき出し関数 G と未知関数のわき出し関数 f を用いての式のように示される。

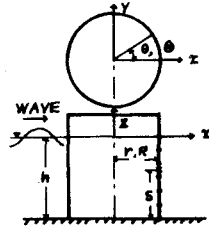


図1 座標系

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \iint_{A(x, y, z)} f(x, y, z) \cdot G(x, y, z; x, y, z) dA(x, y, z) \quad (1)$$

ここで $A(x, y, z)$ は わき出しを分布させる物体表面上であり、 (x, y, z) は ϕ_2 を求めようとする点である。

(2)式中の未知関数 f は、回折波と入射波による合成ポテンシャル($\phi_2 + \phi_0$)により誘起される物体表面上の法線速度がゼロであるという境界条件により決定される。そして軸対称物体では ϕ_2 と物体まわりのフーリエ展開することができ、各フーリエモード m についての ϕ_{2m} と ϕ_{0m} に関する条件よりフーリエモード m のわき出し関数 f_m が決定される。そしてこの f_m を用い、(1)式を分けて任意点の回折波ポテンシャルは(4)式のように表示できる。

$$\phi_2(r, \theta, z) = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \left[\int_0^s f_m(r, z) \cdot G_m ds \right] \cos m\theta = \sum \phi_{2m} \cos m\theta \quad (2)$$

ここで s は物体の回転曲線と、 ϕ_{2m} は ϕ_2 とフーリエ余弦展開した時のフーリエモード m のフーリエ係数である。そして本研究では任意形状を対象にすることをめざし、回転曲線 s を線素 ds に分割して中点近似による数値方程式により以下の算定を行っている。

②波高分布並びに波圧分布の算定法：任意点での水面変動 ζ は、入射波ポテンシャル ϕ_2 と回折波ポテンシャル ϕ_0 を用いて(3)式で示される。

$$\zeta(r, \theta, z=0) = -\frac{g}{\omega^2} (\phi_2 + \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{2m} \cos m\theta) \bigg|_{z=0} \quad (3)$$

一方、物体表面における入射波および回折波に基づく変動波圧の振中は、(4)式で示される。

$$P(r, \theta, z) = -i\omega\rho (\phi_2 + \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{2m} \cos m\theta) \bigg|_{\text{物体表面}} \quad (4)$$

(3),(4)式からわかるように任意点の水面変動量並びに物体表面での変動波圧の振中を求めるには ϕ_{2m} が収束するまでフーリエモード m で加算する必要がある。

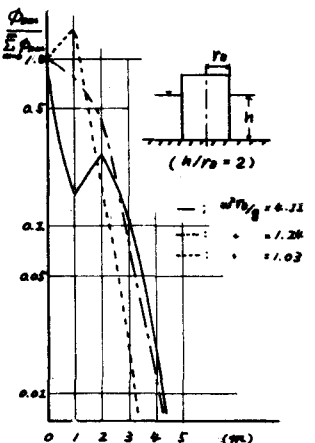


図2 ϕ_{2m} の収束性

4) 算定結果: (2), (4)式中の ϕ_m の収束性を示すために 図2は鉛直円柱において横軸にフーリエモード m , 縦軸に物体表面上での任意点における ϕ_m/ϕ_0 と物体の代表径厚と波浪波長との比を表わす $\omega T/g$ をパラメータとして示すものである。これより ϕ_m は $\omega T/g$ が小さくなるにつれて少々のフーリエモードで収束することになる。本研究では 実用上物体上の各点において ϕ_m/ϕ_0 の値が1%以下となるまで m を増加させて ϕ_m を求め続けることとし, (3)式の数値値として $\sum \phi_m$ を用いることとした。このようにして求めた ϕ_m に基づき, 鉛直円柱まわりの波高分布と波圧分布の算定結果と MacCamy³⁾による closed solution の算定結果との比較を行なった。図3はその一例として $\omega T/g = 4.11$ の場合の入射波の振幅 a で無次元化した物体表面での水面変動量の振幅の分布の比較を示したものである。これより波高の小さい値をとる位置 θ で多少精度がおちるが その他の θ では十分に MacCamy³⁾の算定結果と一致していることがわかる。一応 波圧分布について 同じ $\omega T/g$ の場合の算定結果の比較を示すのが図4である。図中において 変動波圧を求めた点の角度 θ とに作用する変動波圧の振幅と鉛直方向にすべ加算し, pga で無次元化して示したものである。これより波高分布と同様に 変動波圧の小さい角度 θ で精度がおちることがわかるが その他の θ ではよく一致していることがわかる。なお 本研究では他の $\omega T/g$ についても算定を行なったが $\omega T/g$ が小さくなるにつれてこれらの精度が良くなること, 並びに波高分布は物体より遠方においてより精度が向上することを確認している。また参考文献の分割数は, 昨年度の本講演会での報告を参照して20程度としている。従って本研究により 図定された軸対称物体まわりの波高分布, 並びに波圧分布の算定が行なえるものと言えよう。

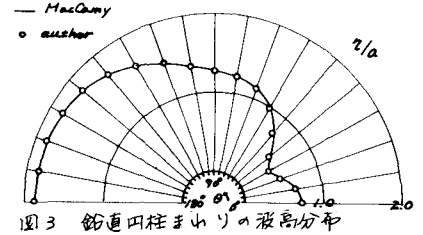


図3 鉛直円柱まわりの波高分布

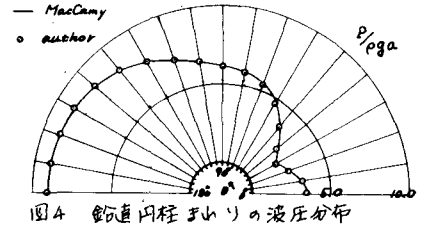


図4 鉛直円柱まわりの波圧分布

3. 半潜水円柱の運動に基づく発散波

水深 h の静止流体中で半潜水円柱が重心まわりの角振動数 ω で surging, heaving, pitching 運動する時に発生する発散波並びに波圧分布は 上記2.の回折波問題の解析法と類似した手法により求めることができる。この場合 解析の大きな相違点は発散波ポテンシャルが heaving の場合フーリエモード0のみで, surging, pitching の場合フーリエモード1のみで表現できる点である。図5, 6, 7は半潜水円柱が各運動するときの本解析法による発散波の算定例を示すもので 比較のために境界摂動法による Black⁴⁾の算定結果も示している。そしてこれらの算定結果とよく一致しており, 本解析法により軸対称浮体の発散波問題の解析が行なえるものと言えよう。

4. 結論

以上, 軸対称グリーン関数を用いた鉛直円柱まわりの波高分布並びに波圧分布の算定を行なった。そして, 軸対称物体と対象に回折波問題および発散波問題の解析が本解析法により十分な精度をもつて行なえることなどが明らかとなった。今後さらに一般形状物体の本解析法を適用し, 実験的な検討を加えていきたい。

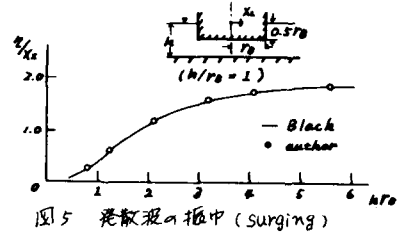


図5 発散波の振幅 (surging)

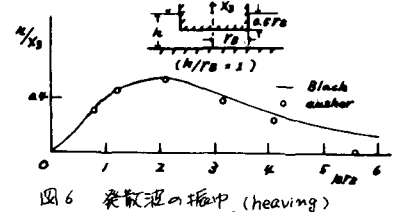


図6 発散波の振幅 (heaving)

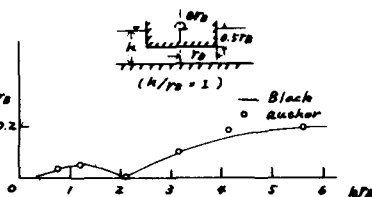


図7 発散波の振幅 (pitching)

- 【参考文献】 1) Black, J. L, J. of Fluid Mech. 67, pp 369~376, 1975. 2) Fenton, J. D, J. of Fluid Mech, vol. 85, pp 241~255, 1978. 3) MacCamy, R. C and Fuchs, R. A, Beach Erosion Board, Tech. Mem. No. 69, 1954. 4) Black, J. L, Tech. Rep. of MIT, No. 121, 1970.