

I - B3

境界壁近傍の円柱の波動による流体力

福井高専 正 ○前島 正彦
 名城大学 正 伊藤 政博
 大同工大 正 久保田 稔

1. はじめに

本研究は、波動下にある水平境界壁近傍上の水平円柱を対象として、境界壁から円柱(直径 D) までの距離 e の変化による、円柱と境界壁面に作用する圧力特性の変化を離散渦法を用いた数値計算によって調べる。

2. 研究内容

進行波として微小振幅表面波を考える。微小振幅表面波に対して、境界壁面と円柱表面で流れ関数の値が一定という境界条件を満足する複素ポテンシャルは、次式で与えられる。

$$\Phi = \Phi_o + \Sigma \Phi_{vm} + \Sigma \Phi_{dn}$$

ここで、 Φ_o は、微小振幅表面波のポテンシャルを円柱表面の境界条件を満足するように Milne-Thomson の円定理によって修正したものである。

$$\Phi_o = \frac{U}{k} \{ \cos k(z - z_o) + \cos k(r^2 / z - \bar{z}_o) \}$$

ただし、座標原点は円柱中心にあり、

$U = ag / (c \cosh k(r + e)), k = 2\pi / L, z_o = ct - i(r + e)$ である。ここで、 a は微小振幅表面波の振幅、 g は重力加速度、 U は円柱中心の水深での微小振幅表面波としての最大流速、 L は波長、 r は円柱の半径、 c は波速、 i は虚数単位である。ポテンシャル Φ_{vm} は、離散渦群を表すもので、円柱外の点 W_m に中心を持つ渦ポテンシャルと、円柱内部 W_{ma} に渦中心を持ち大きさが同じで回転方向が逆の渦ポテンシャルとを組み合わせたものである。つまり、

$$\Phi_{vm} = iK_m \{ \ln(z - W_m) - \ln(z - W_{ma}) \}.$$

ただし、 $W_m \bar{W}_{ma} = r^2$ であり、 K_m は渦の強さである。

Φ_{dn} は境界壁面の境界条件を満足させるために、円柱表面の境界条件を満足するように双極ポテンシャルを二つ組み合わせたものである。つまり、

$$\Phi_{dn} = M_n \{ 1 / (z - Z_n) - E_n / (z - \bar{Z}_{na}) \}, \quad Z_n = r^2 / \bar{Z}_{na}, E_n = (r / \bar{Z})^2.$$

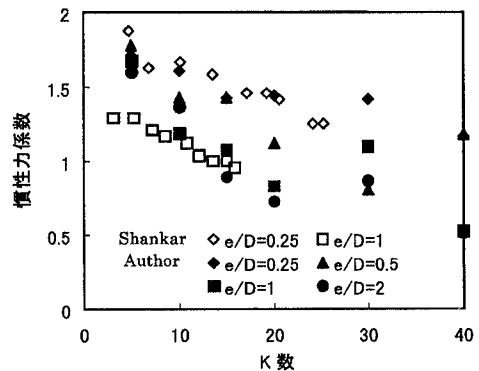


図1 K数と慣性力係数

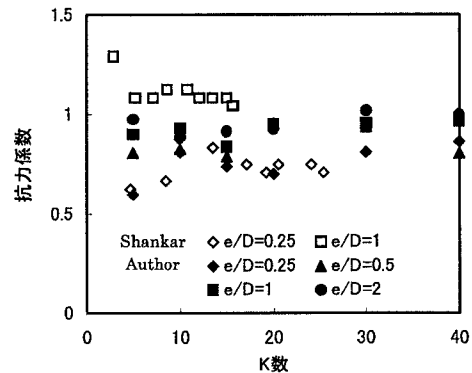


図2 K数と抗力係数

キーワード 波動場 円柱 境界壁 離散渦 流体力

〒916 鯖江市下司町 TEL 0778-62-1112-476 FAX 0778-62-3416

〒457 名古屋市南区白水町 40 TEL 052-612-5504-253 FAX 052-612-5953

〒468 名古屋市天白区塩釜口 1-501 TEL 052-832-1151 FAX 052-832-1178

ただし, Z_n は境界壁面内部に置いた任意の点である。また, 係数 M_n はこの双極ポテンシャルの強さで, 境界壁面上の選点で流れ関数の値が一定となるように決定する。

数値計算では, 自由渦が与える過大な速度の排除と, 擬似粘性効果による渦の消失を図るために, 粘性渦を導入した。この渦の減衰の強さは, β 数 $= Re/K$ をパラメータにとった。ただし, $K=T/UD$, T : 波動周期, U : 円柱中心深さの波動による最大流速である。離散渦の発生については, 円柱表面上の 36 等分点の速度が零になるように強さを決定し, 発生位置は, 等分点から $0.005D$ 外側で, 発生時間間隔は, 一様流速の場合と同様の $0.025D/U$ にした。考察の対象を円柱とその近傍の境界壁に限定しているので, 渦群の追跡には単純 Euler 法を用いた。計算では, 水深 $h/D=200$ と波高 $H/D=10$ と固定して, 無次元壁面距離 e/D を 2, 1, 0.5, 0.25 の 4 種類, K 数を 40, 30, 20, 15, 10, 5 の 6 種類, β 数を 250, 500, 1000 の 3 種類に変化させて 72 ケースについて計算を行い, 円柱各部に作用する圧力, 円柱近傍の流速・圧力分布, および境界壁面の圧力分布を時間 $5T$ にわたって時系列的に求めた。

3. 結果と結論

計算による円柱に作用する流れ方向の流体力について, 計算結果から求めた Morison 式の抗力係数 C_D ・慣性力係数 C_M との関係を図 1, 図 2 に示す。これらの図には不規則波に対する Shankar 等の実験結果が示してあるが, 計算結果と良く一致している。図 1 から, 慣性力係数は, e/D に比例し, K 数に逆比例している。また, 図 2 から, 抗力係数は, e/D に逆比例している。

一方, 鉛直方向の力については, 図 3 にその時間変動の一例を示すが, 流れ方向力に比べて, e/D と K 数の影響が大きい。一様流の場合は, 壁面から離れる力(図で正としている)が, 図 4 に示すように, 壁面に向かう力より大きいことが知られているが, 波動場では, 波動の周期が小さいとき, 壁面に向かう力は e/D に比例し, 壁面から離れるより大きい。

図 5 に示してあるように, 流れ方向力と鉛直方向力の合流体力の周期極大値の平均値は, K 数が小さいときは慣性力が支配的で, K 数が大きくなるにつれて慣性力が小さくなるため, 合流体力は低減するが, しかし, $K=15$ から抗力と鉛直方向力が支配的となり K 数とともに漸増する。

参考文献: N.J.Shankar, H.F.Cheong and K.Subbiah; Forces on a Smooth Submarine Pipeline in Random Waves—A Comparative Study, Coastal Engineering 11, pp189-218, 1987.

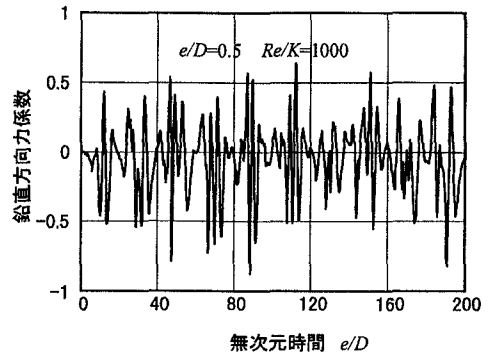


図3 鉛直方向力の時間変動

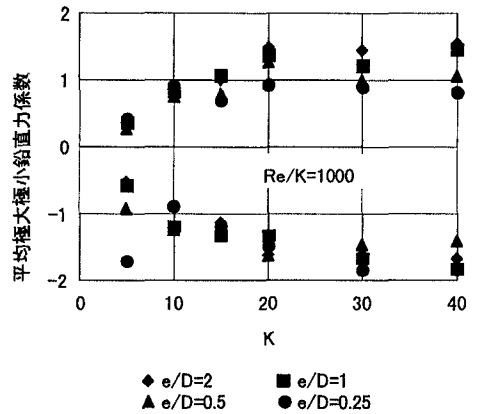


図4 K数と平均極大極小鉛直力

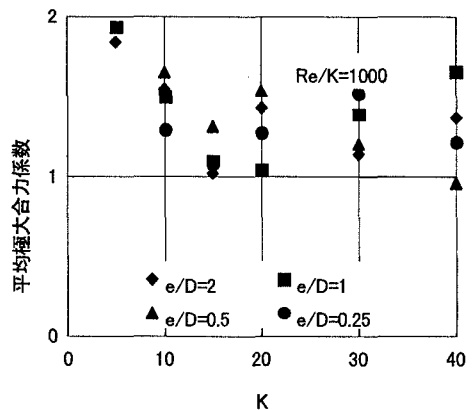


図5 K数と平均極大合力