

II-17 浅海波による円筒形浮体の運動

東京大学 工学部 正会員 堀川 清司
 東京大学 工学部 正会員 渡辺 晃
 東京大学 大学院 学生会員 山田 恭央

1. 緒言

著者らは先に、繫留されていない円筒形浮体を対象とし、ポテンシャル流としての扱いを基に、浅海波と浮体の相互作用を検討した¹⁾。その妥当性を検証するために実験を行ない、計算結果と比較したところ、浮体の水平運動および回転運動について、両者に著しい差異が認められた。そこで、再び理論式に立返り検討を加えた結果、トルクの表示式が不完全であることがわかった。以下は、修正を加えた理論式に基づいて計算した結果を、実験値と比較検討したものである。

2. 理論式の修正

図-1に示すように、一様水深 h の領域を x の正の方向に進行する角周波数 σ の入射波による、半径 a 、吃水 gR の円筒形浮体の運動を考える。流体は非粘性とし、波および浮体の運動は共に微小で線形の扱いが可能であると仮定する。

前報¹⁾においては、浮体の側面に働く静水圧によるトルク $\bar{T}_1$ を0とおいていたが、これは誤りで、浮体が角 θ だけ回転したときには、

$$\bar{T}_1 = \frac{\pi}{2} \rho g (a g R)^2 \left(1 + \frac{2\bar{z}_0}{gR}\right) \theta \quad \dots (1)$$

なるトルクが生じる。従って、前報の式(15)中の係数 β は次のように書き直す必要がある。

$$\beta = 1 / \left[-\gamma g + \frac{g}{\sigma^2 R} - \frac{g}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{a}{gR} \right)^2 \right\} - 2 \frac{g}{\sigma^2 R} \left(\frac{gR}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{2\bar{z}_0}{gR} \right) \right] \quad \dots (2)$$

これに伴ない、 $k a = 2\pi a / L$ が0に近づいた時の漸近表示式(29)中の A_θ は、 $A_\theta \approx k a$ となり、浮体の回転角の振幅は $\pi H / L$ となって、水面での水粒子の動きと完全に一致することになる。

3. 浮体の運動に関する実験

円筒形浮体模型として、半径5cm、肉厚3mmの亚克力樹脂パイプを用い、その内部に鉛の錐を入れることにより、浮体の吃水や重心位置($\bar{z}_0 = -3/4 \cdot gR$)を調整した。実験は長さ25m、幅80cm、深さ1mの2次元造波水槽で行ない、入射波の測定には抵抗線式波高計を、浮体の運動の観察には16mmシネカメラを使用した。また、波高の影響をみるために、それぞれ条件に対して実験波高を約2cmと4cmの2種類選んだ。所定の条件に造波機を設定後、円筒を浮かべて波を起し、入射波および浮体の運動がほぼ定常に達したところで、シネカメラにより浮体の運動を撮影した。

浮体の運動に関して理論値との比較に必要な値は、水平、鉛直および回転運動の振幅と位相である。入射波の1周期あるいは浮体回転運動の

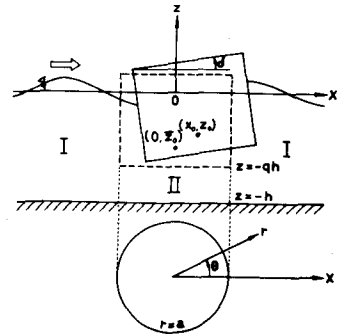


図-1 円筒形浮体の運動

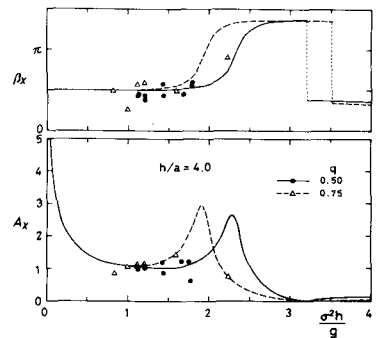


図-2(a) 水平運動の振幅と位相角 ($h/a = 4.0$)

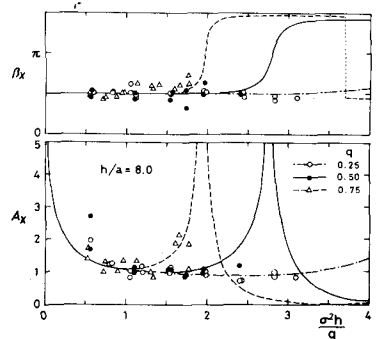


図-2(b) 水平運動の振幅と位相角 ($h/a = 8.0$)

1 周期を基本サイクルとし、この中で各々の最大値、最小値、およびその時のフィルムの数値表示を読みとるによりデータを得た。

特に浮体の水平運動については、浮体が波の進行方向に *drift* していくため、正確に極値をおさえることが困難である。そこで 1 周期間の *drift* 量を測定し、それが 1 周期にわたって一定速度で生じていると仮定して、水平運動の振幅も補正した。入射波の周期が短かく *drift* 量が極めて大きいケースについては、水平運動に関する実験データから除外した。

4. 理論値と実験値の比較

入射波の振幅 ζ_0 を用いて無次元化した各運動成分の振幅、すなわち $A_x = 1 \times 0.1/\zeta_0$, $A_z = 1 \times 0.1/\zeta_0$, $A_\theta = 1 \times 0.1/\zeta_0$, およびそれらの位相角 $\beta_x, \beta_z, \beta_\theta$ について、理論値と実験値を比較したものが、図-2 ~ 4 である。

(1) 水平運動について： 実験値のちらびりがやや大きい、理論値との差は $\pm 20\%$ 以内にほぼおさまっている。 $\sigma^2 h/g$ が小、すなわち相対水深が小さいところでは差が大きくなるのは、入射波の非線形性が増し倍周波数成分の影響が増すことや、抗力が無視できなくなることによると思われる。

(2) 鉛直運動について： 振幅の *peak* を生じる $\sigma^2 h/g$ の値や、*peak* より離れたところでの A_z の値は、実験と理論と概ね一致する。しかし、*peak* 付近の A_z の値は、一般に実験値の方がかなり小さくなり、おり、この傾向は h/a および g が小さいほど顕著になっている。浮体の運動を微小とおいて理論式の仮定が、*peak* 付近では満足されなくなってくるにやうなことがえる。

(3) 回転運動について： これについても鉛直運動と同様の傾向がみられる。*peak* 付近で位相角が急に増加することが実験値からも確かめられた。

なお、図-2 ~ 4 の実験値において、入射波の大小による記号の区別は、繁雑になるのを省略した。一般的にいうと、波高が 2 cm 程度の場合には、4 cm の場合に比して、*peak* 付近で 10 ~ 30 % 程度、運動の振幅が大きく、より理論値に近い。

5. 結 論

理論計算に先立って実験を行なったため、各運動成分の極大値付近に对应する条件のデータを充分に得ることができなかった。しかしながら、ポテンシャル流れとしての線形の扱いでも、円筒形自由浮体の運動をほぼとらえられることがわかった。今後はこれらの成果を基に、極大値付近のより厳密な扱いを進めると共に、緊密な浮体や、複雑な形状の浮体に対する研究を続けていく予定である。

参考文献 1) 堀川清司・渡辺 晃：円筒形浮体と浅海波の相互作用，
第 19 回海岸工学講演会論文集，pp. 419-425，1972。

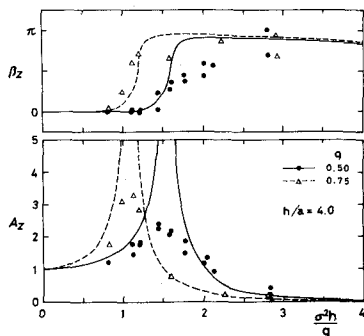


図-3 (a) 鉛直運動の振幅と位相角 ($h/a = 4.0$)

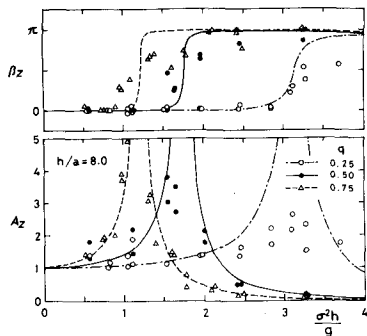


図-3 (b) 鉛直運動の振幅と位相角 ($h/a = 8.0$)

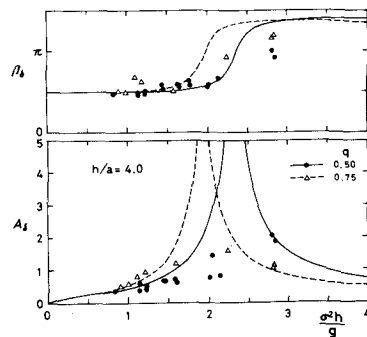


図-4 (a) 回転運動の振幅と位相角 ($h/a = 4.0$)

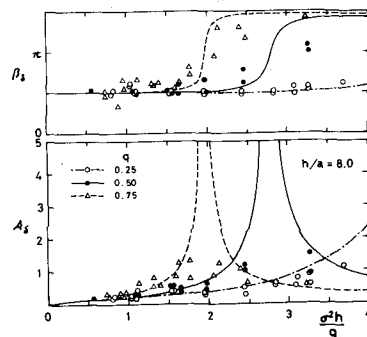


図-4 (b) 回転運動の振幅と位相角 ($h/a = 8.0$)