

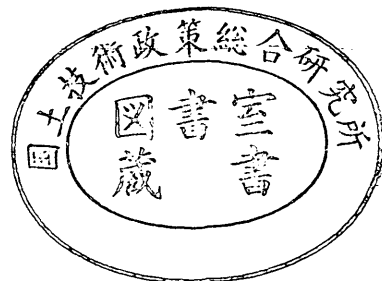
運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 31 NO. 2 JUNE 1992

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I)

第31巻 第2号 (Vol.31, No.2) 1992年6月 (June.1992)

目次 (CONTENTS)

1. Numerical Simulation of the Shoaling of Irregular Waves Using a New Boussinesq Model
.....Okey Nwogu, Tomotsuka Takayama and Naota Ikeda3
(新ブシネスモデルによる不規則波の浅水変形計算
.....Okey Nwogu・高山知司・池田直太)
2. 波力発電ケーソン防波堤の現地実証実験における観測データの解析結果
.....高橋重雄・安達 崇・中田博昭・大根田秀明・加藤久雄・鹿籠雅純.....21
(Field Experiment of Wave Power Extraction Caisson Breakwater
-Date Analysis of Wave Forces and Power Conversion-
.....Shigeo Takahashi, Takashi Adachi, Hiroaki Nakada,
Hideaki Ohneda, Hisao Katoh and Masazumi Shikamori)
3. 単地点出力型スペクトル法による波浪推算システム
.....後藤智明・青野利夫.....55
(A Spectral Wave Prediction System For A Single Point
.....Chiaki Goto and Toshio Aono)
4. 箱型浮体の波浪による断面力の計算法
.....上田 茂・白石 悟・石崎崇志.....75
(Calculation Method of Forces and Moments Induced on Pontoon Type Floating
Structures in Waves
.....Shigeru Ueda, Satoru Shiraishi and Takashi Ishisaki)
5. 地形的圍繞の認識と空間規模との関係に関する研究
.....斎藤 潮・竹下正俊・上島頭司107
(A Study on Human Scale of Space Surround With Hills and Capes
.....Ushio Saitoh, Masatoshi Takeshita and Kenji Ueshima)

4. 箱型浮体の波浪による断面力の計算法

上田 茂*・白石 悟**・石崎崇志***

要 旨

著者の2人は、箱型浮体について浮体の動揺を考慮して垂直せん断力および垂直曲げモーメントを求める簡便な計算法を提案している。すなわち、箱型浮体に作用する流体力係数を伊藤の二次元近似理論による数値を用いて計算することとしたもので、パソコンなどで容易にプログラミングできるものである。この方法によりこれまで比較的浅海域における箱型浮体の断面力の計算が行なわれてきた。しかし、大水深においては、ヒーピングの付加質量およびローリングの付加慣性モーメントが過大になり断面力の計算値が適切でないことが判明したので、流体力係数の計算法を改め、大水深における適用性を図った。

本報告では、流体力係数を木原が提案した二次元厳密解を用いることとした。また、本報告では前報(港湾技研資料No.505)に示した垂直せん断力、および垂直曲げモーメントのほか、ねじりモーメント、水平せん断力、水平曲げモーメントを計算して示した。なお、本報告に示した断面力の計算法は二次元理論に基づくものであるので、一部のケースについて、三次元理論による計算を実施し、それらの結果を比較した。なお、二次元厳密解のプログラミングは容易ではないので、種々の条件に対して流体力係数を計算し、別途、港湾技研資料No.731として取りまとめた。

本報告の主要な結論は以下である。

- 1) 前報では二次元近似理論による流体力係数を用いて断面力を計算したが、二次元近似理論によるヒーピングの付加質量係数およびローリングの付加慣性モーメントは $h/d > 5.0$ のときには適切ではないので、二次元厳密解の流体力係数を用いて断面力を計算する必要がある。
- 2) 浮体長 L と浮体幅 B との比 L/B が1.27, 2.54, 3.81, 5.08, 10.15に対して二次元厳密解による断面力の計算値と三次元理論による計算値とがほぼ等しくなる条件は波長 λ と浮体長 L との比 λ/L が、それぞれ、4.0, 3.0, 1.5, 1.0, 0.5以上るときである。ただし、上記の条件以外では、二次元厳密解による計算値が三次元理論による計算値より大きな値を与えるので、二次元厳密解を用いて断面力を計算すれば設計上安全側の数値が得られる。

キーワード：箱型浮体、断面力、波浪せん断力、波浪曲げモーメント、ねじりモーメント

* 構造部 海洋構造研究室長

** 構造部 主任研究官(浮体構造担当)

*** 研修生(東洋建設株式会社)

4. Calculation Method of Forces and Moments Induced on Pontoon Type Floating Structures in Waves.

Shigeru UEDA*

Satoru SHIRAIISHI**

Takashi ISHISAKI***

Synopsis

Two of authors had presented the calculation method of vertical shear forces and bending moments induced on a pontoon type floating structure taking account of its motions. In this method, coefficients of radiation forces are computed by use of the 2-dimensional approximate theory by Ito, which is easily computed by means of a personal computer. The shear force and the bending moment induced on a pontoon type floating structure in relatively shallow water have been calculated by use of this method. However, it was found that the added mass of heaving motion and the added inertia moment of rolling motion are not adequate in deep water.

In this report, coefficients of radiation forces by use of 2-dimensional strict theory by Kihara is adopted. Besides of vertical shear forces and bending moments which were reported in the Technical Note No.505 of PHRI, torsional moments, horizontal shear forces and bending moments are also presented in this report. The calculation method presented in this report is based on 2-dimensional theory, so some computations based on 3-dimensional theory are carried out. As, it is not easy to compute the coefficients of radiation forces by strict theory, tables and figures of them are presented as the Technical Note No.731 of PHRI.

Major results obtained in this report are as follows.

- 1) The added mass of heaving motion and the added inertia moment of rolling motion are not adequate when h/d is larger than 5.0. In that case, the coefficients of radiation forces by strict theory shall be used.
- 2) The shear forces and bending moments computed by use of 2-dimensional and 3-dimensional theory are compared for the condition of the ratio of length to breadth of floating structures are 1.27, 2.54, 3.81, 5.08, 10.15. Both results are equal when the ratio of wave length to length of floating structures are greater than 4.0, 3.0, 1.5, 1.0, 0.5, respectively. Besides of those condition the results by 2-dimensional theory are greater than the results by 3-dimensional theory.

Key Words : Pontoon Type Floating Structures, Forces induced on Floating Structure, Shear Force, Bending Moment, Torsional Moment.

*Chief of the Offshore Structures Laboratory, Structural Engineering Division

**Senior Research Engineer, Structural Engineering Division

***Trainee, (Toyo Construction Co., Ltd.)

目 次

要旨	75
1. まえがき	79
2. 浮体の動揺を考慮した断面力の計算法	79
2.1 計算手順	79
2.2 基本式	80
2.3 二次元厳密解による流体力係数	85
2.4 二次元近似理論による流体力係数	87
3. 二次元近似理論による浮体の断面力計算の問題点と適用限界	88
3.1 二次元近似理論による断面力計算値の問題点	88
3.2 二次元近似理論による流体力係数の問題点と適用限界	89
4. 二次元厳密解による浮体の断面力の計算	91
4.1 箱型浮体の垂直せん断力	91
4.2 箱型浮体の垂直曲げモーメント	92
4.3 箱型浮体の水平せん断力	95
4.4 箱型浮体の水平曲げモーメント	96
4.5 箱型浮体のねじりモーメント	98
5. 二次元および三次元理論による断面力の比較	100
5.1 三次元理論による流体力係数	100
5.2 三次元理論による断面力	103
6. 結論	103
参考文献	104
主要記号表	104
付録 ミューラーの式による断面力の計算法	105

1. まえがき

著者の2人¹⁾は、箱型浮体について浮体の動揺を考慮して垂直せん断力および垂直曲げモーメント*を求める簡便な計算法を提案した。すなわち、箱型浮体に作用する流体力係数を伊藤²⁾の二次元近似理論（以下、近似理論）による数値を用いて計算することとしたもので、パソコンなどで容易にプログラミングできるものである。この方法により、これまで比較的浅海域における箱型浮体の断面力の計算を行ってきた。しかし、大水深においては、ヒーピングの付加質量およびローリングの付加慣性モーメントが過大になり適切でないことが判明したので、流体力係数の計算法を改め、大水深における適用性を図った。

本報告では、流体力係数を木原³⁾が提案した二次元厳密解（以下、厳密解）を用いることとした。本報告では前報¹⁾に示した垂直せん断力および垂直曲げモーメント

のほか、ねじりモーメント、水平せん断力および水平曲げモーメントを計算して示した。なお、本報告に示した断面力の計算法は二次元理論に基づくものであるので、一部のケースについて、三次元理論による計算を実施し、それらの結果を比較した。なお、厳密解のプログラミングが容易ではないので、種々の条件に対して流体力係数を計算し、別途、港湾技研資料⁴⁾として取りまとめ、断面力計算の際に活用できるようにした。

2. 浮体の動揺を考慮した断面力の計算法

2.1 計算手順

浮体の動揺を考慮した断面力の計算は以下の手順に従う。図-1はそのブロックチャートを示したものである。

*文献(1)では単にせん断力および縦曲げモーメントと呼称したが、水平方向のせん断力および曲げモーメントと区別するため、本資料では垂直方向のせん断力および曲げモーメントについては垂直せん断力および垂直曲げモーメントと記述する。

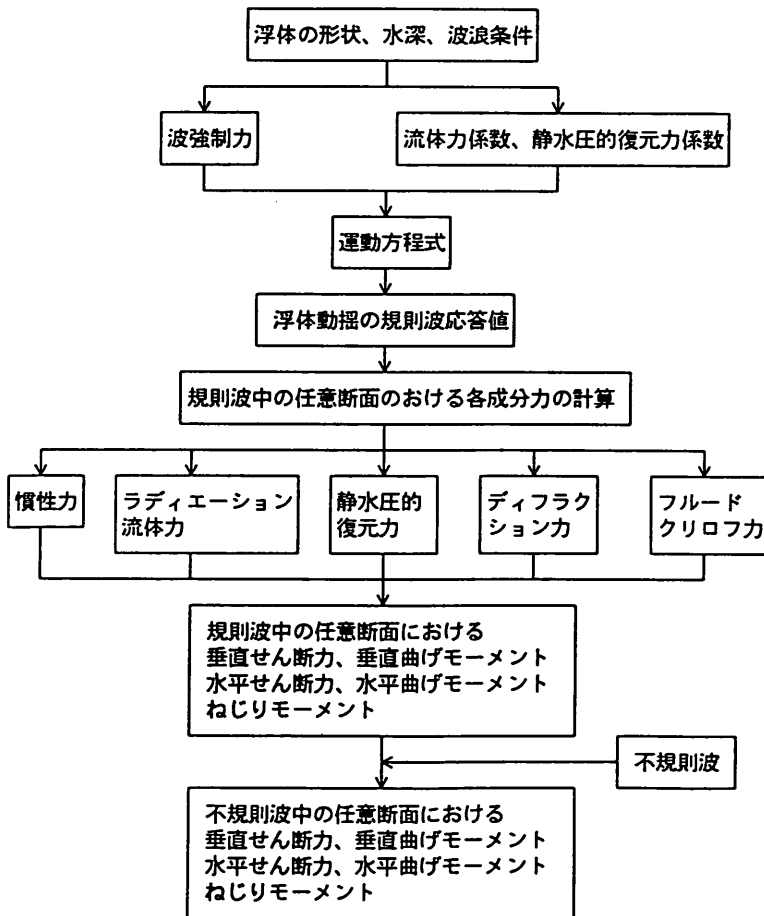


図-1 浮体の断面力計算のブロックチャート

①波強制力の計算

浮体が固定されていて動揺しないと仮定したときに浮体に作用する波強制力，すなわち通過波によるフルードクリロフ力および反射波によるディフラクション力を求める。

②浮体の動揺により流体から受ける力の計算

静水中で浮体が動揺することによって浮体が流体から受けるラディエーション流体力（造波抵抗力）および静水圧的復元力を求め，それぞれ流体力係数および静水圧的復元力係数の形に変換する。

③浮体の動揺量の計算

①および②で計算した諸量を運動方程式に組み込み，浮体の動揺の規則波応答を求める。

④慣性力の計算

図-2に示す浮体の動揺6成分のうちサージングを除く他の5成分の動揺について，これらの運動によって生ずる浮体の動揺による慣性力を計算する。

⑤ラディエーション流体力および静水圧的復元力の計算

浮体の動揺量に流体力係数（ラディエーション流体力に関するもの）および静水圧的復元力係数を乗じて浮体の動揺によって生ずるラディエーション流体力および静水圧的復元力を求める。

⑥断面力の計算

浮体の動揺に伴って生ずる慣性力，ラディエーション流体力，静水圧的復元力および波強制力を相互の位相差を考慮して浮体の長手方向および短手方向に沿って積分することにより浮体の任意断面に作用する断面力を計算する。

不規則波中の浮体に生ずる断面力については，不規則波の各成分波について，断面力を求め，これらの位相を考慮して合成して求める。

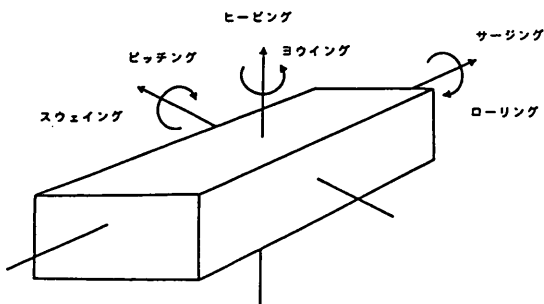


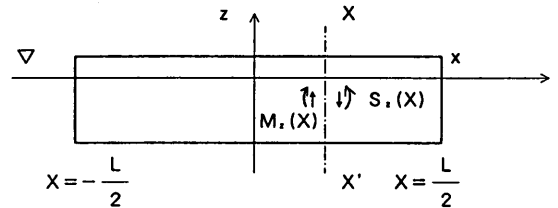
図-2 浮体の動揺成分

2.2 基本式

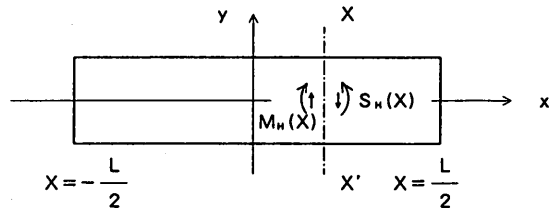
(1)算定式

箱型浮体に作用する波強制力およびラディエーション流体力の計算には断面分割法⁹⁾を用いる。断面分割法ではまず，断面浮体に作用する波力およびラディエーション流体力を算定する。三次元浮体に作用する波力とラディエーション流体力は，断面浮体の波力およびラディエーション流体力を浮体の長軸に沿って積分して求める。波力およびラディエーション流体力は厳密解を用いて求めた。厳密解は速度ポテンシャルの無限級数項を考慮したもので，これに対し近似理論ではこれを無視している。そのため近似理論を用いて計算した断面力は大水深において不適当であることが判明した。近似理論の適用限界については，3.1で述べる。

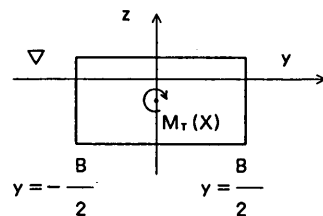
以上に示した考え方に基づき，図-3に示す浮体の任意断面 $X-X'$ に生ずる断面力を計算する。浮体に作用する断面力は，垂直方向の運動，すなわち，ヒービング，ピ



a) 垂直せん断力および垂直曲げモーメント



b) 水平せん断力および水平曲げモーメント



c) ねじりモーメント

図-3 浮体の断面力の定義

ッティングによる垂直せん断力 $S_z(X)$ および垂直曲げモーメント $M_z(X)$ である。また、水平方向の運動、すなわち、スウェーピング、ローリングおよびヨウイングによる水平せん断力 $S_H(X)$ 、水平曲げモーメント $M_H(X)$ およびねじりモーメント $M_T(X)$ である。これらの諸量は以下の式(1)~(5)で求められる。

垂直せん断力 $S_z(X)$:

$$S_z(X) = S_{Iz}(X) + S_{Rz}(X) + S_{Sz}(X) + S_{az}(X) + S_z^{F,K}(X) \quad (1)$$

垂直曲げモーメント $M_z(X)$:

$$M_z(X) = M_{Iz}(X) + M_{Rz}(X) + M_{Sz}(X) + M_{az}(X) + M_z^{F,K}(X) \quad (2)$$

水平せん断力 $S_H(X)$:

$$S_H(X) = S_{IH}(X) + S_{RH}(X) + S_{aH}(X) + S_H^{F,K}(X) \quad (3)$$

水平曲げモーメント $M_H(X)$:

$$M_H(X) = M_{IH}(X) + M_{RH}(X) + M_{aH}(X) + M_H^{F,K}(X) \quad (4)$$

ねじりモーメント $M_T(X)$:

$$M_T(X) = M_{IT}(X) + M_{RT}(X) + M_{ST}(X) + M_{aT}(X) + M_T^{F,K}(X) \quad (5)$$

ここに、

- $S_{Iz}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力
- $S_{Rz}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力
- $S_{Sz}(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力
- $S_{az}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力
- $S_z^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力
- $M_{Iz}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
- $M_{Rz}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント

- $M_{Sz}(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
- $M_{az}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
- $M_z^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
- $S_{IH}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
- $S_{RH}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
- $S_{aH}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
- $S_H^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
- $M_{IH}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント
- $M_{RH}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント
- $M_{aH}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント
- $M_H^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント
- $M_{IT}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント
- $M_{RT}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント
- $M_{ST}(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント
- $M_{aT}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント
- $M_T^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント

2.2(2)以下に提示する諸式に用いられる記号は以下のものである。

- B : 浮体の幅 (m)
- d : 喫水 (m)
- \overline{GM} : メタセンター高さ (m)
- g : 重力加速度 (m/s²)
- H : 波高 (m)
- h : 水深 (m)
- I_0 : X軸回りの慣性モーメント (kgf・ms²)
- I_R : 二次元浮体 (断面浮体) のローリングによる付加慣性モーメント (kgf・s²)
- i : 虚数単位

- k : 波数 ($k = 2\pi/\lambda$)
 L : 浮体の長さ (m)
 M_H : 二次元浮体 (断面浮体) のヒーピングによる付加質量 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-2}\text{s}^2$)
 M_S : 二次元浮体 (断面浮体) のスウェイングによる付加質量 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-2}\text{s}^2$)
 M_{SR} : 二次元浮体 (断面浮体) のスウェイングによる付加慣性モーメント ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}^2$)
 M_{RS} : 二次元浮体 (断面浮体) のローリングによる付加質量 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}^2$)
 N_H : 二次元浮体 (断面浮体) のヒーピングによる減衰係数 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-2}\text{s}$)
 N_S : 二次元浮体 (断面浮体) のスウェイングによる減衰係数 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-2}\text{s}$)
 N_{SR} : 二次元浮体 (断面浮体) のスウェイングによるローリングに対する減衰係数 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}$)
 N_{RS} : 二次元浮体 (断面浮体) のローリングによるスウェイングに対する減衰係数 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}$)
 N_R : 二次元浮体 (断面浮体) のローリングによる減衰係数 ($\text{kgf}\cdot\text{s}$)
 \overline{OG} : 静水面と重心の鉛直距離 (m)
 T : 波周期 (s)
 t : 時刻 (s)
 w_0 : 海水の単位体積重量 (kgf/m^3)
 X : X 座標 ($-L/2 \leq X \leq L/2$) (m)
 y, \dot{y}, \ddot{y} : スウェイングの変位 (m), 速度 (m/s), 加速度 (m/s^2) (浮体の動揺計算より求める)
 z, \dot{z}, \ddot{z} : ヒーピングの変位 (m), 速度 (m/s), 加速度 (m/s^2) (浮体の動揺計算より求める)
 α : 浮体の長軸に対する波の入射角 ($^\circ$)
 β : ($=0.5kL\cos\alpha$)
 γ : ($=0.5kL\sin\alpha$)
 λ : 波長 (m)
 ρ : 水 (または海水) の密度 ($\text{kgf}\cdot\text{m}^{-4}\text{s}^2$)
 σ : 角周波数 ($\sigma = 2\pi/T$) (rad/s)
 ω : 入射波の角周波数 (rad/s)
 $\phi, \dot{\phi}, \ddot{\phi}$: ローリングの振幅 (rad), 角速度 (rad/s), 角加速度 (rad/s^2) (浮体の動揺計算より求める)
 $\theta, \dot{\theta}, \ddot{\theta}$: ピッチングの振幅 (rad), 角速度 (rad/s), 角加速度 (rad/s^2) (浮体の動揺計算より求める)

$\psi, \dot{\psi}, \ddot{\psi}$: ヨウイングの振幅 (rad), 角速度 (rad/s), 角加速度 (rad/s^2) (浮体の動揺計算より求める)

なお, $M_H, M_S, M_{SR}, M_{RS}, I_R, N_H, N_S, N_{SR}, N_{RS}, N_R$ の計算法については2.3で示す。

(2)垂直せん断力に関する式

式(1)の右辺の諸量は式(6)~(12)で求められる。

$$S_{iz}(X) = -\rho B d \left\{ \left(X + \frac{L}{2} \right) \ddot{z} - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \ddot{\theta} \right\} \quad (6)$$

$$S_{rz}(X) = - \left(X + \frac{L}{2} \right) (M_H \ddot{z} + N_H \dot{z}) + \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) (M_H \ddot{\theta} + N_H \dot{\theta}) \quad (7)$$

$$S_{sz}(X) = -\rho g B \left\{ \left(X + \frac{L}{2} \right) z - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \theta \right\} \quad (8)$$

$$S_{az}(X) = \zeta_0 \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} (-\omega^2 M_H + i\omega N_H) \cdot \frac{i}{k \cos \alpha} \left\{ -\exp(ikX \cos \alpha) + \exp\left(-i\frac{kL}{2} \cos \alpha\right) \right\} \cdot \exp(i\omega t) \quad (9)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos \alpha = 0$ であるから

$$S_{az}(X) = \zeta_0 \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} (-\omega^2 M_H + i\omega N_H) \cdot \left(X + \frac{L}{2} \right) \exp(i\omega t) \quad (10)$$

$$S_{z^F, K}(X) = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cdot \frac{2 \sin\left(\frac{kB}{2} \sin \alpha\right)}{k \sin \alpha} \cdot \frac{i}{k \cos \alpha} \left\{ -\exp(ikX \cos \alpha) + \exp\left(-i\frac{kL}{2} \cos \alpha\right) \right\} \cdot \exp(i\omega t) \quad (11)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos \alpha = 0$ であるから

$$S_z^{F,K}(X) = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cdot \frac{2\sin\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right)}{k \sin\alpha} \left(X + \frac{L}{2}\right) \cdot \exp(i\omega t) \quad (12)$$

(3)垂直曲げモーメントに関する式

式(2)の右辺の諸量は式(13)から(19)で求められる。

$$M_{Iz}(X) = -\rho B d \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4} \right) \ddot{z} - \left(\frac{X^3}{6} - \frac{L^2 X}{8} - \frac{L^3}{24} \right) \ddot{\theta} \right\} \quad (13)$$

$$M_{Rz}(X) = -\frac{1}{3} \left(X + \frac{L}{8} \right) (M_H \ddot{\theta} + N_H \dot{\theta}) + \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \{ M_H (\ddot{z} + X \dot{\theta}) + N_H (\dot{z} + X \dot{\theta}) \} - X \left(X + \frac{L}{2} \right) (M_H \ddot{z} + N_H \dot{z}) \quad (14)$$

$$M_{sz}(X) = -\rho g B \left\{ \frac{1}{3} \left(X^3 + \frac{L^3}{8} \right) \theta - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) (z + X \theta) - X \left(X + \frac{L}{2} \right) z \right\} \quad (15)$$

$$M_{az}(X) = \zeta_0 \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} (-\omega^2 M_H + i\omega N_H) \cdot \left[\frac{i}{k \cos\alpha} \left(X + \frac{L}{2} \right) \cdot \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos\alpha\right) - \frac{1}{k^2 \cos^2\alpha} \left\{ \exp(ikX \cos\alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos\alpha\right) \right\} \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (16)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos\alpha = 0$ であるから

$$M_{az}(X) = \frac{\zeta_0}{2} \cdot \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} (-\omega^2 M_H + i\omega N_H) \cdot \left(\frac{X^2}{2} + \frac{LX}{2} + \frac{L^2}{8} \right) \cdot \exp(i\omega t) \quad (17)$$

$$M_z^{F,K}(X) = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cdot \frac{2\sin\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right)}{k \sin\alpha} \cdot \left[\frac{i}{k \cos\alpha} \left(X + \frac{L}{2} \right) \cdot \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos\alpha\right) - \frac{1}{k^2 \cos^2\alpha} \left\{ \exp(ikX \cos\alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos\alpha\right) \right\} \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (18)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos\alpha = 0$ であるから

$$M_z^{F,K}(X) = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cdot \frac{\sin\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right)}{k \sin\alpha} \left(\frac{X^2}{2} + \frac{LX}{2} + \frac{L^2}{8} \right) \cdot \exp(i\omega t) \quad (19)$$

(4)水平せん断力に関する式

式(3)の右辺の諸量は式(20)から(25)で求められる。

$$S_{IH}(X) = -\rho B d \left\{ \left(X + \frac{L}{2} \right) \dot{y} + \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \dot{\psi} \right\} \quad (20)$$

$$S_{RH}(X) = -\left(X + \frac{L}{2} \right) (M_s \ddot{y} + N_s \dot{y} + M_{sr} \ddot{\phi} + N_{sr} \dot{\phi}) - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) (M_s \ddot{\psi} + N_s \dot{\psi}) \quad (21)$$

$$S_{ah}(X) = \zeta_0 \frac{\cosh k\left(h - \frac{d}{2}\right)}{\sinh kh} (\omega^2 M_s - i\omega N_s) \cdot \frac{\sin\alpha}{k \cos\alpha} \left\{ \exp(ikX \cos\alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos\alpha\right) \right\} \cdot \exp(i\omega t) \quad (22)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos\alpha = 0$ であるから

$$S_{ah}(X) = \zeta_0 \frac{\cosh k\left(h - \frac{d}{2}\right)}{\sinh kh} (\omega^2 M_s - i\omega N_s) \cdot \sin\alpha \cdot i \left(X + \frac{L}{2} \right) \cdot \exp(i\omega t) \quad (23)$$

$$S_H^{F.K}(X) = 2\rho g \zeta_0 \frac{1}{k \cos \alpha} \cdot \left\{ \exp(ikX \cos \alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos \alpha\right) \right\} \cdot \sin\left(\frac{kB}{2} \sin \alpha\right) \cdot \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \cdot \exp(i\omega t) \quad (24)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos \alpha = 0$ であるから

$$S_H^{F.K}(X) = 2\rho g \zeta_0 \cdot \sin\left(\frac{kB}{2} \sin \alpha\right) \cdot \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \cdot i \left(X + \frac{L}{2}\right) \cdot \exp(i\omega t) \quad (25)$$

(5) 水平曲げモーメントに関する式

式(4)の右辺の諸量は式(26)から(31)で求められる。

$$M_{IH}(X) = -\rho B d \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \ddot{y} + \left(\frac{X^2}{6} - \frac{L^2 X}{8} - \frac{L^3}{24}\right) \dot{\phi} \right\} \quad (26)$$

$$M_{RH}(X) = -M_s \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \ddot{y} + \left(\frac{X^2}{6} - \frac{L^2 X}{8} - \frac{L^3}{24}\right) \dot{\phi} \right\} - N_s \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \dot{y} + \left(\frac{X^2}{6} - \frac{L^2 X}{8} - \frac{L^3}{24}\right) \dot{\phi} \right\} - M_{sr} \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \ddot{\phi} \right\} - N_{sr} \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \dot{\phi} \right\} \quad (27)$$

$$M_{aH}(X) = \zeta_0 \frac{\cosh k\left(h - \frac{d}{2}\right)}{\sinh kh} (\omega^2 M_s - i\omega N_s) \cdot \sin \alpha \cdot \left[-\frac{1}{k \cos \alpha} \left(X + \frac{L}{2}\right) \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos \alpha\right) - \frac{i}{k^2 \cos^2 \alpha} \left\{ \exp(ikX \cos \alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos \alpha\right) \right\} \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (28)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos \alpha = 0$ であるから

$$M_{aH}(X) = \zeta_0 \frac{\cosh k\left(h - \frac{d}{2}\right)}{\sinh kh} (\omega^2 M_s - i\omega N_s) \cdot \sin \alpha \cdot i \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \right\} \cdot \exp(i\omega t) \quad (29)$$

$$M_H^{F.K}(X) = 2\rho g \zeta_0 \sin\left(\frac{kB}{2} \sin \alpha\right) \cdot \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \cdot \left[-\frac{1}{k \cos \alpha} \left(X + \frac{L}{2}\right) \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos \alpha\right) - \frac{i}{k^2 \cos^2 \alpha} \left\{ \exp(ikX \cos \alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos \alpha\right) \right\} \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (30)$$

$\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos \alpha = 0$ であるから

$$M_H^{F.K}(X) = 2\rho g \zeta_0 \sin\left(\frac{kB}{2} \sin \alpha\right) \cdot \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \cdot i \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left(X^2 + XL + \frac{L^2}{4}\right) \right\} \cdot \exp(i\omega t) \quad (31)$$

(6) ねじりモーメントに関する式

式(5)の右辺の諸量は式(32)~(40)で求められる。

$$M_{Ir}(X) = -\frac{I_0}{g} \ddot{\phi} \left(X + \frac{L}{2}\right) \quad (32)$$

$$M_{rT}(X) = -(I_R \ddot{\phi} + N_R \dot{\phi} + M_{RS} \ddot{y} + N_{RS} \dot{y}) \cdot \left(X + \frac{L}{2}\right) \quad (33)$$

$$M_{sT}(X) = -\rho g d B \overline{GM} \phi \cdot \left(X + \frac{L}{2}\right) \quad (34)$$

$$M_{aT}(X) = \zeta_0 \frac{\cosh k\left(h - \frac{d}{2}\right)}{\sinh kh} (\omega^2 M_{rs} - i\omega N_{rs}) \cdot \frac{\sin \alpha}{k \cos \alpha} \cdot \left\{ \exp(ikX \cos \alpha) - \exp\left(-i \frac{kL}{2} \cos \alpha\right) \right\} \cdot \exp(i\omega t) \quad (35)$$

$\alpha=90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos\alpha=0$ であるから

$$M_{ar}(X) = \zeta_0 \frac{\cosh k \left(h - \frac{d}{2} \right)}{\sinh kh} \cdot (\omega^2 M_{RS} - i\omega N_{RS}) \cdot \sin\alpha \cdot i \left(X + \frac{L}{2} \right) \cdot \exp(i\omega t) \quad (36)$$

$\alpha=0^\circ, 180^\circ$ のときは, $\sin\alpha=0$ であるから

$$M_{ar}(X) = 0 \quad (37)$$

$$M_{r^{F.K}}(X) = \frac{\rho g \zeta_0}{\cosh kh} \frac{\exp(ikX \cos\alpha) - \exp\left\{-i\left(\frac{kL}{2}\right)\cos\alpha\right\}}{k \cos\alpha} \cdot \left[\left\{ -2OG \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{k} - 2 \frac{\cosh k(h-d) - \cosh kh + kd \sinh k(h-d)}{k^2} - \frac{2}{\sin^2\alpha} \cdot \frac{\cosh k(h-d)}{k^2} \right\} \cdot \sin\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right) + \frac{B}{\sin\alpha} \cdot \frac{\cosh k(h-d)}{k} \cdot \cos\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right) \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (38)$$

$\alpha=90^\circ, 270^\circ$ のときは, $\cos\alpha=0$ であるから

$$M_{r^{F.K}}(X) = \frac{\rho g \zeta_0}{\cosh kh} \cdot i \left(X + \frac{L}{2} \right) \cdot \left[\left\{ -2OG \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{k} - 2 \frac{\cosh k(h-d) - \cosh kh + kd \sinh k(h-d)}{k^2} - \frac{2}{\sin^2\alpha} \cdot \frac{\cosh k(h-d)}{k^2} \right\} \cdot \sin\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right) + \frac{B}{\sin\alpha} \cdot \frac{\cosh k(h-d)}{k} \cdot \cos\left(\frac{kB}{2}\sin\alpha\right) \right] \cdot \exp(i\omega t) \quad (39)$$

$\alpha=0^\circ, 180^\circ$ のときは, $\sin\alpha=0$ であるから

$$M_{r^{F.K}}(X) = 0 \quad (40)$$

2.3 二次元厳密解による流体力係数

ここでは, 箱型浮体の断面力を計算する際に必要な二次元浮体の付加質量および慣性モーメント $M_H, M_S, M_{SR}, M_{RS}, I_R$, ならびに二次元浮体の減衰係数 $N_H, N_S, N_{SR}, N_{RS}, N_R$ について厳密解による計算式を示す。

木原の論文³⁾では, 流体力を付加質量と減衰係数に分離して示されていないが, 本報告における必要性から付加質量と減衰係数として以下に示す。なお, 浮体の半幅は木原の論文では l を用いているが, ここでは, $(B/2)$ と表記する。なお, 式(41)~(48)において $\text{Re}(\)$ は括弧内の数式の実数部を, $\text{Im}(\)$ は虚数部を示す。

$$M_S = \text{Re}(P_{Hy})\sigma^{-2} \quad (41)$$

$$N_S = -\text{Im}(P_{Hy})\sigma^{-1} \quad (42)$$

$$M_H = \text{Re}(P_{Vz})\sigma^{-2} \quad (43)$$

$$N_H = -\text{Im}(P_{Vz})\sigma^{-1} \quad (44)$$

$$I_R = \text{Re}(M\phi)\sigma^{-2} \quad (45)$$

$$N_R = -\text{Im}(M\phi)\sigma^{-1} \quad (46)$$

$$M_{SR} = M_{RS} = \text{Re}(P_H\phi)\sigma^{-2} \quad (47)$$

$$N_{SR} = N_{RS} = -\text{Im}(P_H\phi)\sigma^{-1} \quad (48)$$

ここに, P_H, P_V, M は動揺する浮体に作用する水平波力, 鉛直波力および波力モーメントであり, 以下の式で計算される。

$$P_H = P_1 - P_3 \quad (49)$$

$$P_V = P_2 \quad (50)$$

$$M = M_{P1} + M_{P2} + M_{P3} \quad (51)$$

$$P_1 = \int_{-d}^0 p_1 \left(-\frac{B}{2}, z \right) dz$$

$$= -i\rho\sigma d \left\{ (A_0 + B_0)f_H + \sum_{n=1}^{\infty} A_n g_{Hn} \right\} \quad (52)$$

$$f_H = \frac{\sinh kh - \sinh k(h-d)}{kd \cosh kh} \quad (58)$$

$$P_2 = \int_{-B/2}^{B/2} p_2(x, -d) dx = (M_1 - M_2)\sigma^2 z - i\rho\sigma \left(\frac{B}{2} \right)$$

$$\cdot \left\{ (A_0 + B_0 + G_0)(f_B + \sum_{s=1}^{\infty} a_s a_s) + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n + G_n) \right.$$

$$\left. (g_{Bn} + \sum_{s=1}^{\infty} a_s a_{ns}) \right\} \quad (53)$$

$$g_{Hn} = \frac{\sinh k_n h - \sinh k_n(h-d)}{k_n d \cos k_n h} \quad (59)$$

$$M_1 = \frac{\rho B}{3(h-d)} \left\{ \left(\frac{B}{2} \right)^2 + (h-d)^2 \right\} \quad (60)$$

$$P_3 = \int_{-d}^0 p_3 \left(\frac{B}{2}, z \right) dz = -i\rho\sigma d (G_0 f_H + \sum_{n=1}^{\infty} G_n g_{Hn}) \quad (54)$$

$$M_2 = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{4\rho(h-d)^2}{(s\pi)^3} \tanh \frac{s\pi \left(\frac{B}{2} \right)}{h-d} \quad (61)$$

$$M_{p1} = -\int_d^0 (z - z_0) p_1 \left(-\frac{B}{2}, z \right) dz$$

$$= i\rho\sigma d \left(\frac{B}{2} \right) \left\{ (A_0 + B_0)f_{MH} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n g_{MHn} \right\} \quad (55)$$

$$f_B = \frac{1}{k(h-d)} \cdot \frac{\sinh k(h-d)}{\cosh kh} \quad (62)$$

$$M_{p2} = \int_{-B/2}^{B/2} x p_2(x, -d) dx = (I_1 - I_2)\sigma^2 \phi + i\rho\sigma d \left(\frac{B}{2} \right)$$

$$\cdot \left\{ (A_0 + B_0 - G_0) \left(\frac{\left(\frac{B}{2} \right) f_B}{3d} + \sum_{s=1}^{\infty} \beta_s a_s \right) \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n - G_n) \left(\frac{\left(\frac{B}{2} \right) g_{Bn}}{3d} + \sum_{s=1}^{\infty} \beta_s a_{ns} \right) \right\} \quad (56)$$

$$a_s = \frac{2(h-d)}{\left(\frac{B}{2} \right)} \frac{(-1)^s}{s\pi} \tanh \frac{s\pi \left(\frac{B}{2} \right)}{h-d} \quad (63)$$

$$a_s = \frac{(-1)^s}{k(h-d) \cosh kh} \cdot \frac{\sinh k(h-d)}{1 + \left\{ \frac{s\pi}{k(h-d)} \right\}^2} \quad (64)$$

$$M_{p3} = -\int_d^0 (z - z_0) p_3 \left(\frac{B}{2}, z \right) dz$$

$$= -i\rho\sigma d \left(\frac{B}{2} \right) \left(G_0 f_{MH} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n g_{MHn} \right) \quad (57)$$

$$g_{Bn} = \frac{1}{k_n(h-d)} \cdot \frac{\sinh k_n(h-d)}{\cos k_n h} \quad (65)$$

ここに、 p_1 、 p_2 、 p_3 はそれぞれ、波上側の浮体側面の圧力、浮体底面の圧力、波下側の浮体側面の圧力である。また、 A_0 、 B_0 、 G_0 、 A_n 、 G_n は速度ポテンシャルの未定係数項であり、境界条件を用いて連立方程式を解いて求めるものである。なお、 n 、 s は無限級数の次数を示す。

また、以上の諸式で f_H 、 g_{Hn} 、 M_1 、 M_2 、 f_B 、 a_s 、 a_s 、 g_{Bn} 、 a_{ns} 、 f_{MH} 、 g_{MHn} 、 I_1 、 I_2 、 β_s はそれぞれ以下である。

$$a_{ns} = \frac{(-1)^s}{k_n(h-d) \cos k_n h} \cdot \frac{\sinh k_n(h-d)}{1 - \left\{ \frac{s\pi}{k_n(h-d)} \right\}^2} \quad (66)$$

$$f_{MH} = \frac{1}{kd \cdot k \left(\frac{B}{2}\right) \cosh kh} \cdot \{-k \overline{OG} \sinh kh + k(d + \overline{OG}) \sinh k(h-d) - \cosh kh + \cosh k(h-d)\} \quad (67)$$

$$g_{Mhn} = \frac{1}{k_n d \cdot k_n \left(\frac{B}{2}\right) \cos k_n h} \cdot \{-k_n \overline{OG} \sin k_n h + k_n(d + \overline{OG}) \sin k_n(h-d) + \cos k_n h - \cos k_n(h-d)\} \quad (68)$$

$$I_1 = \frac{2\rho \left(\frac{B}{2}\right)^3}{h-d} \left\{ \frac{\left(\frac{B}{2}\right)^2}{45} + \frac{(h-d)^2}{9} \right\} \quad (69)$$

$$I_2 = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{4\rho \left(\frac{B}{2}\right)}{h-d} \left(\frac{h-d}{s\pi}\right)^4 \cdot \left\{ \frac{s\pi \left(\frac{B}{2}\right)}{h-d} \coth \frac{s\pi \left(\frac{B}{2}\right)}{h-d} - 1 \right\} \quad (70)$$

$$\beta_s = \frac{2(-1)^s}{d \left(\frac{B}{2}\right)} \left(\frac{h-d}{s\pi}\right)^2 \cdot \left\{ \frac{s\pi \left(\frac{B}{2}\right)}{h-d} \coth \frac{s\pi \left(\frac{B}{2}\right)}{h-d} - 1 \right\} \quad (71)$$

$$M_s = \frac{\rho g d}{\omega^2} \cdot \frac{2y_B}{1+y_B^2} \cdot \frac{kdf_H^2}{n} \quad (72)$$

$$N_s = \frac{\rho g d}{\omega} \cdot \frac{2}{1+y_B^2} \cdot \frac{kdf_H^2}{n} \quad (73)$$

$$M_H = \frac{\rho B}{3(h-d)} \left\{ \left(\frac{B}{2}\right)^2 + (h-d)^2 \right\} \quad (74)$$

$$N_H = \frac{\rho g B}{\omega} \cdot \frac{\left(\frac{kB}{2}\right) f_B^2}{n} \quad (75)$$

$$I_R = \frac{\rho g d}{\omega^2} \left(\frac{B}{2}\right)^2 \left[\frac{2y_B}{1+y_B^2} \cdot \frac{kdf_M^2}{n} + \frac{2\sigma^2 \left(\frac{B}{2}\right)}{gd(h-d)} \left\{ \frac{\left(\frac{B}{2}\right)^2}{45} + \frac{(h-d)^2}{9} \right\} \right] \quad (76)$$

$$N_R = \frac{\rho g d}{\omega} \left(\frac{B}{2}\right)^2 \left(\frac{2}{1+y_B^2} \cdot \frac{kdf_M^2}{n} \right) \quad (77)$$

$$M_{RS} = M_{SR} = -\frac{\rho g d}{\omega^2} \left(\frac{B}{2}\right) \frac{2y_B}{1+y_B^2} \cdot \frac{kdf_H f_M}{n} \quad (78)$$

$$N_{RS} = N_{SR} = -\frac{\rho g d}{\omega} \left(\frac{B}{2}\right) \frac{2}{1+y_B^2} \cdot \frac{kdf_H f_M}{n} \quad (79)$$

以上に示した式(41)~式(71)を用いて、厳密解による流体力係数を計算できる。ただし、近似理論に比べるとプログラミングは容易でないので、種々の条件に対して、 M_s , N_s , M_H , N_H , I_R , N_R , M_{SR} , N_{SR} の無次元値を求め、別途、港湾技研資料⁴⁾としてとりまとめた。

また、以上の式中の f_M , y_B , n はそれぞれ以下の式で与えられる。

2.4 二次元近似理論による流体力係数

近似理論²⁾では、二次元浮体のスウェイング、ヒービング、ローリングによる付加質量、断面慣性モーメントおよび断面減衰係数は式(72)~(79)で与えられる。

$$f_M = f_{MH} + \frac{\left(\frac{B}{2}\right)}{3d} f_B \quad (80)$$

$$y_B = \frac{g}{\sigma^2 \left(\frac{B}{2}\right)} \cdot \frac{k(h-d)f_B^2}{n} \quad (81)$$

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (82)$$

3. 二次元近似理論による浮体の断面力計算の問題点と適用限界

3.1 二次元近似理論による断面力計算値の問題点

近似理論を用いることにより浮体に作用する流体力の計算がパーソナルコンピュータを用いて簡便にできることから、この計算法を防波堤などの比較的浅水域に設置される浮体構造物の断面力の計算に用いてきた。しかしながら、大水深防波堤あるいは離島等の港湾施設の

表-1 浮体の諸元

長さ	100.0 (m)
幅	19.7 (m)
水深	10, 20, 30, 50, 100, 200(m)
喫水	6.0 (m)
浮体の断面重量	1.22×10^8 (kgf/m)
浮体の断面慣性モーメント	5.71×10^8 (kgfms ² /m)
メタセンター高さ	4.68 (m)
水面よりの重心位置	-2.29 (m)

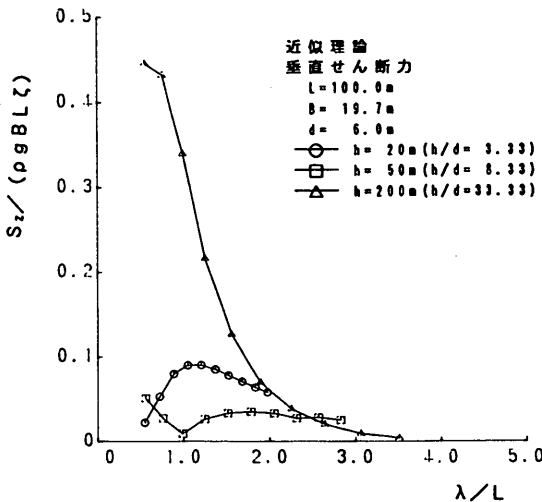


図-4 近似理論による垂直せん断力の比較

建設においては、ケーソンを沿岸の静穏な海域あるいはドック等で制作し、設置場所まで長距離曳航される。このような条件で近似理論を用いて、浮体に作用する断面力を計算したところ以下の問題が明らかになった。

図-4は表-1に示す浮体について水深20m ($h/d=3.33$), h :水深, d :喫水), 水深50m ($h/d=8.33$), 水深200m ($h/d=33.33$) における垂直せん断力の計算結果である。図の横軸は波長と浮体長さとの比 λ/L , また、縦軸は垂直せん断力 S_z を海水の密度 ρ , 重力加速度 g , 浮体幅 B , 浮体長さ L および入射波の振幅 ζ で除した無次元値を示している。垂直せん断力の最大値を与える波長と浮体長さとの比 λ/L および垂直せん断力の無次元値

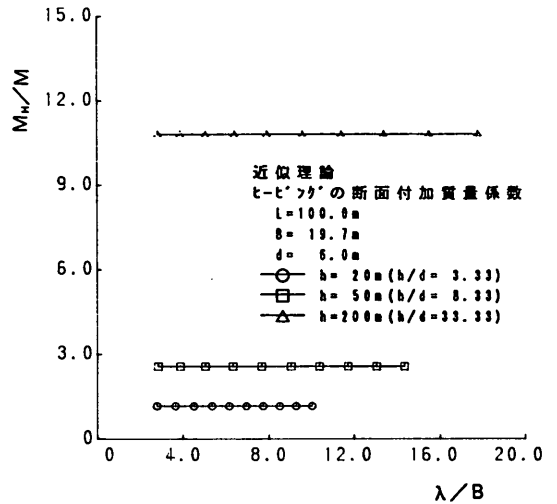


図-5 近似理論によるヒービングの断面付加質量係数

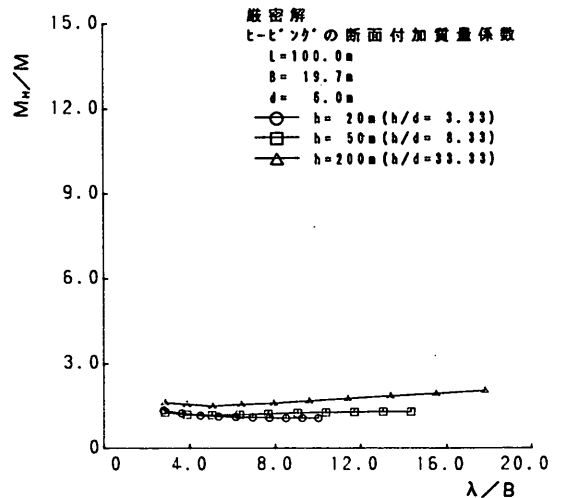


図-6 厳密解によるヒービングの断面付加質量係数

の最大値は、それぞれ、 $h/d=33.33$ では0.56および0.45、 $h/d=8.33$ では0.56および0.051、 $h/d=3.33$ では1.05および0.090である。 $h/d=33.33$ のときには $h/d=3.33$ のときに比べて垂直せん断力の最大値は約5倍にもなっているが、大水深海域においてこのように断面力の無次元値が浅海域に比較して増大することは常識的にみて妥当でないといえる。また、最大値を示す波長と浮体長との比 λ/L もかなり異なっている。

これは、式(74)および式(76)に含まれる $(h-d)^2$ の項の影響で、大水深においてはヒーピングの付加質量およびローリングの付加慣性モーメントが、大きく計算されるためである。図-5は以上の各水深における近似理論による二次元浮体のヒーピングによる付加質量係数を比較したものである。図の横軸は波長と浮体幅との比 λ/B 、縦軸は近似理論による二次元浮体のヒーピングによる付加質量係数 M_H/M (M_H :二次元浮体のヒーピングによる付加質量、 M :浮体の断面質量)である。二次元浮体のヒーピングによる付加質量係数は、水深200m ($h/d=33.33$)では10.8、水深50m ($h/d=8.33$)では2.57、水深20m ($h/d=3.33$)では1.16である。 $h/d=33.33$ のときは、 $h/d=3.33$ のときの約9倍にもなり、大水深において、ヒーピングの付加質量が、増大していることが判る。

図-6は、図-5と同一の条件で計算した厳密解による二次元浮体のヒーピングによる付加質量係数を図示したものである。波周期10.0sにおける厳密解による二次元浮体のヒーピングによる付加質量係数は、水深200m ($h/d=33.33$)では1.59、水深50m ($h/d=8.33$)では

1.22、水深20m ($h/d=3.33$)では1.11である。厳密解においても水深喫水比が大きいと、ヒーピングの付加質量係数は増加するが、近似理論ほどではない。以上のことから、水深喫水比が大きくなるときは、付加質量係数が極端に大きくなる現象は、散乱波の速度ポテンシャルの無限級数項を省略して付加質量係数を導いている近似理論の理論的境界によるものと考えられる。

つぎに図-7は、図-4と同一の条件で計算したときの厳密解による流体力係数を用いて垂直せん断力を図示したものである。厳密解を用いた垂直せん断力の最大値が生ずる波長と浮体長との比 λ/L および垂直せん断力の無次元値 $S_z/(\rho g B L \zeta)$ の最大値は、 $h/d=33.33$ では、それぞれ、1.26および0.056、 $h/d=8.33$ では1.25および0.070、 $h/d=3.33$ では1.05および0.092である。厳密解による流体力係数を用いて計算した垂直せん断力は、 $h/d=33.33$ のときには、 $h/d=3.33$ のときの値の約60%であって、大水深海域においても垂直せん断力は図-4に示す近似理論による値のように極端に大きくはない。

3.2 二次元近似理論による流体力係数の問題点と適用限界

以上のことから、水深喫水比 h/d が大きいときは、近似理論を用いるのは適当でないことが判った。そこで、表-1に示した浮体について、近似理論による流体力係数と厳密解とによる流体力係数を比較検討し、近似理論の適用限界を示す。

図-8～図-13は近似理論による二次元浮体の付加質量

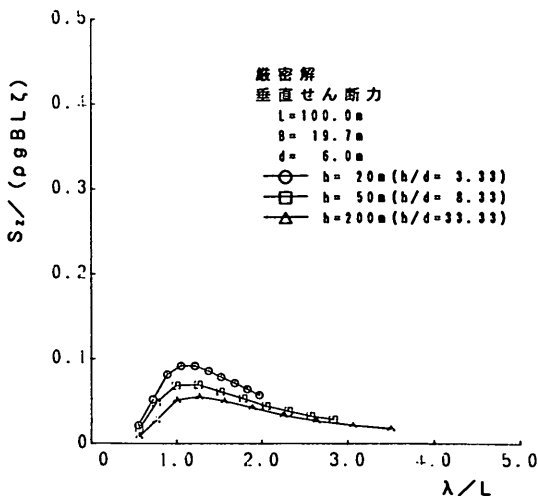


図-7 厳密解による垂直せん断力の比較

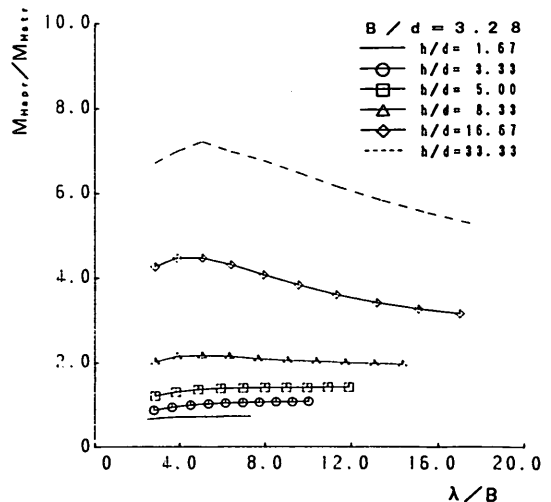


図-8 近似理論と厳密解とによるヒーピングの断面付加質量の比較

係数および減衰係数を、それぞれ、厳密解による付加質量係数および減衰係数で除して図示したものである。添字の *apr* は近似理論による数値であることを、添字の *str* は厳密解による数値であることを示す。図の横軸は波長と浮体幅との比 λ/B である。同一図面上に水深を 10, 20, 30, 50, 100, 200m と変化させたときの近似理論と厳密解による計算値の比を示している。水深喫水比 h/d は、それぞれ、1.67, 3.33, 5.00, 8.33, 16.67, 33.33 である。

図-8 は二次元浮体のヒーピングによる付加質量係数について近似理論と厳密解による計算値との比 M_{Hapr}/M_{Hstr}

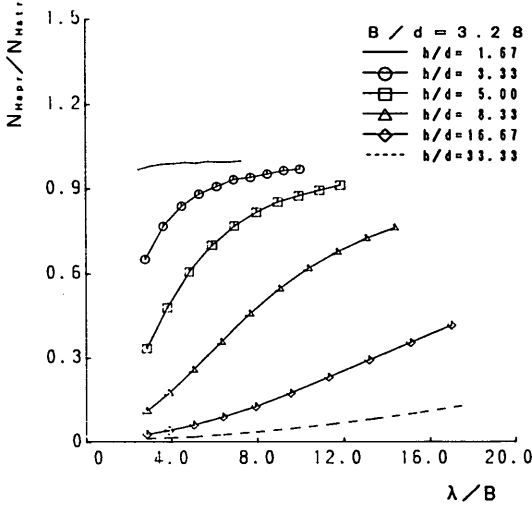


図-9 近似理論と厳密解とによるヒーピングの断面減衰係数の比較

M_{Hstr} を図示したものである。 h/d の増加に伴い、近似理論による計算値は厳密解による計算値よりかなり大きくなる。 $h/d \leq 5.0$ では M_{Hapr}/M_{Hstr} は 1.5 以下であるが、 $h/d > 5.0$ では M_{Hapr}/M_{Hstr} は 2.0 以上である。

図-9 は二次元浮体のヒーピングによる減衰係数について、近似理論と厳密解による計算値との比 N_{Hapr}/N_{Hstr} を図示したものである。 h/d の増加に伴い、近似理論による計算値は厳密解による計算値よりかなり小さくなる。特に、 $h/d > 16.67$ かつ、 $\lambda/B < 17.0$ の範囲では、 N_{Hapr}/N_{Hstr} は 0.4 以下となる。

図-10 は二次元浮体のスウェイングによる付加質量係

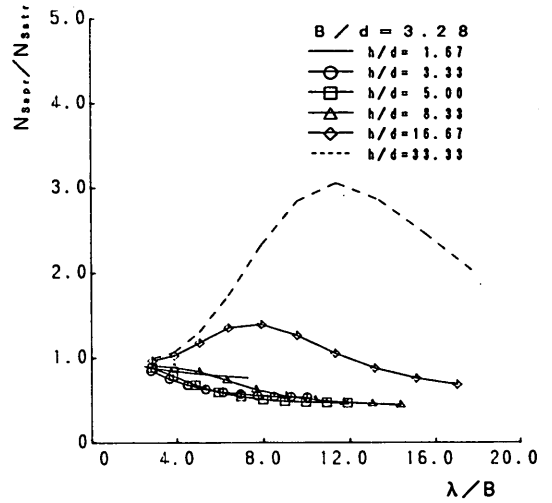


図-11 近似理論と厳密解とによるスウェイングの断面減衰係数の比較

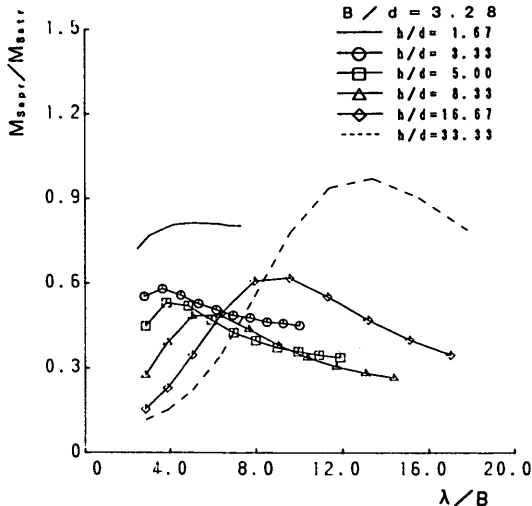


図-10 近似理論と厳密解とによるスウェイングの断面付加質量の比較

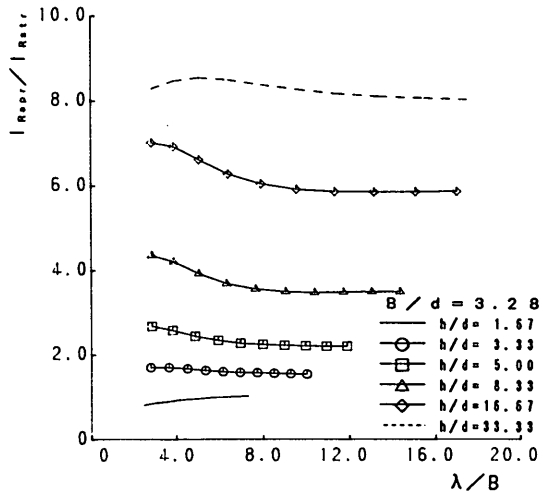


図-12 近似理論と厳密解とによるローリングの断面付加慣性モーメントの比較

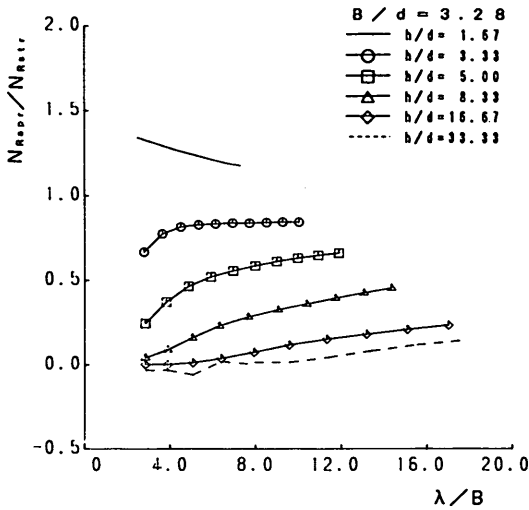


図-13 近似理論と厳密解とによるローリングの断面減衰係数の比較

数について近似理論と厳密解による計算値との比 M_{Sapr}/M_{Sstr} を図示したものである。 h/d の増加に伴い、 M_{Sapr}/M_{Sstr} は減少するが、 $h/d > 16.67$ で再び増加している。近似理論と厳密解による計算値は、 $h/d = 1.67$ のときを除いて、差異が大きい。

図-11は二次元浮体のスウェイングによる減衰係数について近似理論と厳密解による計算値との比 N_{Hapr}/N_{Hstr} を図示したものである。 $h/d < 8.33$ では近似理論による計算値が厳密解による計算値より小さいが、 $h/d > 16.67$ では近似理論による計算値が厳密解による計算値より大きい。

図-12は二次元浮体のローリングによる付加慣性モーメント係数について、近似理論と厳密解による計算値との比 I_{Rapr}/I_{Rstr} を図示したものである。 h/d の増加に従い、近似理論による計算値が厳密解による計算値よりかなり大きくなる。 $h/d = 1.67$ では両者の差異は小さいが、 $h/d \geq 3.33$ では I_{Rapr}/I_{Rstr} は1.5以上になる。

図-13は二次元浮体のローリングによる減衰係数について、近似理論と厳密解による計算値との比 N_{Rapr}/N_{Rstr} を図示したものである。 $h/d = 1.67$ では N_{Rapr}/N_{Rstr} は1.2~1.3であるが、 $h/d \geq 3.33$ では1.0より小さい。特に、 $h/d \geq 8.33$ では、 N_{Rapr}/N_{Rstr} は0.4以下となる。

以上により、二次元近似理論と二次元厳密解の流体力係数は、 $h/d \leq 1.67$ では差異が小さいが、 h/d の増加に伴い、差異が生じ、特に、 $h/d \geq 8.33$ では差異が極めて

大きくなる。 $h/d = 3.33$ または 5.0 においても流体力係数はある程度の相違がみられるが、後述するように断面力の計算において大きな差異がみられないことから近似理論の適用は $h/d \leq 5.0$ とみなされる。

4. 二次元厳密解による浮体の断面力の計算

4.1 箱型浮体の垂直せん断力

図-14 a) ~ f) は、表-1に示した浮体について、水深10m, 20m, 30m, 50m, 100m, 200mにおいて、波向

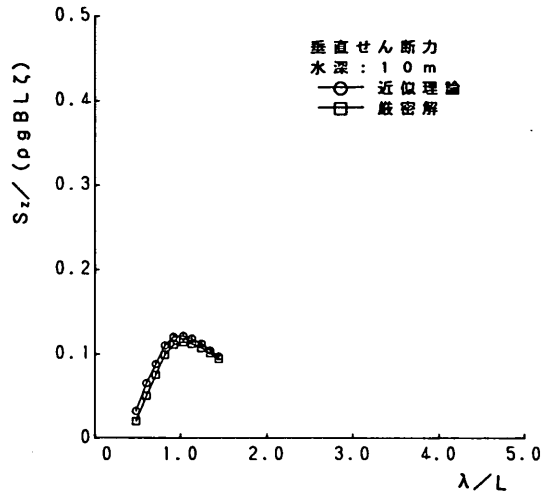


図-14 a) 厳密解と近似理論による垂直せん断力の比較 (波向0°, $h/d = 1.67$)

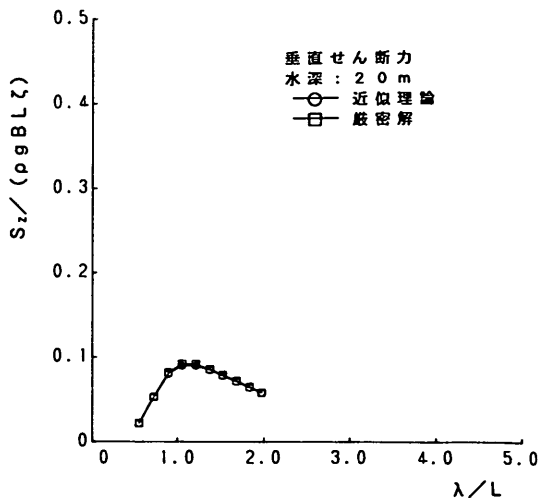


図-14 b) 厳密解と近似理論による垂直せん断力の比較 (波向0°, $h/d = 3.33$)

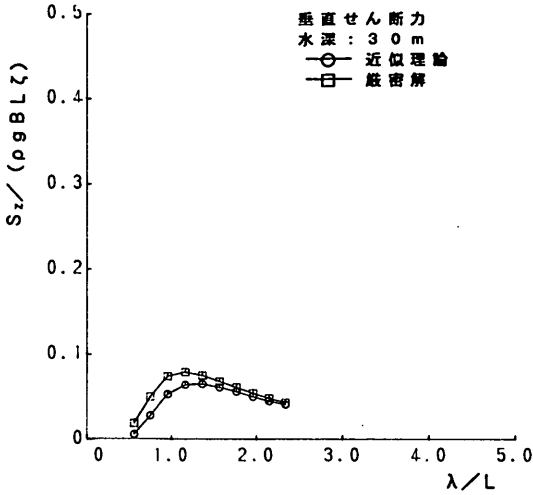


図-14 c) 厳密解と近似理論による垂直せん断力の比較
(波向0°, $h/d=5.00$)

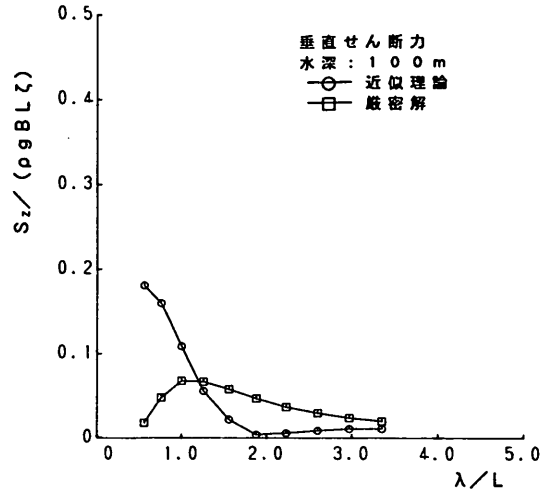


図-14 e) 厳密解と近似理論による垂直せん断力の比較
(波向0°, $h/d=16.67$)

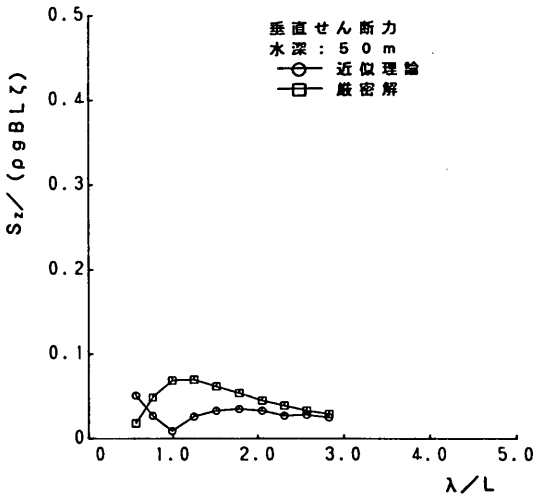


図-14 d) 厳密解と近似理論による垂直せん断力の比較
(波向0°, $h/d=8.33$)

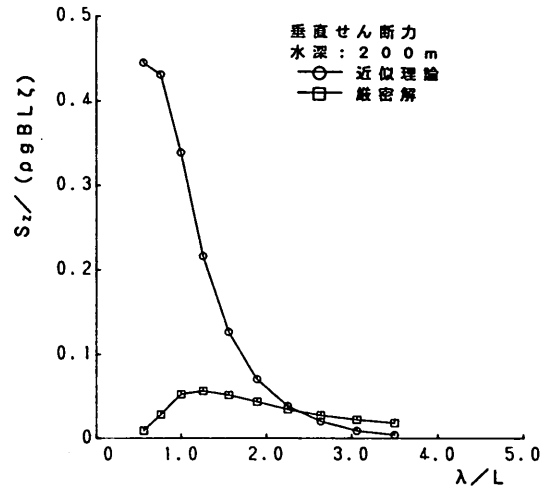


図-14 f) 厳密解と近似理論による垂直せん断力の比較
(波向0°, $h/d=33.33$)

0°の場合の厳密解と近似理論による垂直せん断力の計算値を波長に対して比較して示したものである。図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸は垂直せん断力 S_z を海水の密度 ρ 、重力加速度 g 、浮体幅 B 、浮体長 L 、波振幅 ζ で除した無次元値である。計算は周期6.0sから15.0sの範囲で行っている。水深10mおよび20m ($h/d=1.67$ および3.33) では厳密解と近似理論の計算値はよく一致しているが、水深30m ($h/d=5.0$) 以上では近似理論による計算値と厳密解による計算値との差が、徐々に大きくなり、また、 λ/L に対する傾向も異なっている。また、水

深50m ($h/d=8.33$) 以上では、 λ/L がおおむね2.0以下のときにその差が顕著である。

図-15は厳密解と近似理論による垂直せん断力の無次元値を波周期10.0sについて水深に対して比較して示したものである。図の横軸は水深喫水比 h/d 、縦軸は $S_z / (\rho g B L \zeta)$ である。厳密解と近似理論とによる断面力は $h/d \geq 8.0$ では差異が大きい。

4.2 箱型浮体の垂直曲げモーメント

図-16 a) ~ f) は、表-1に示した浮体について、水

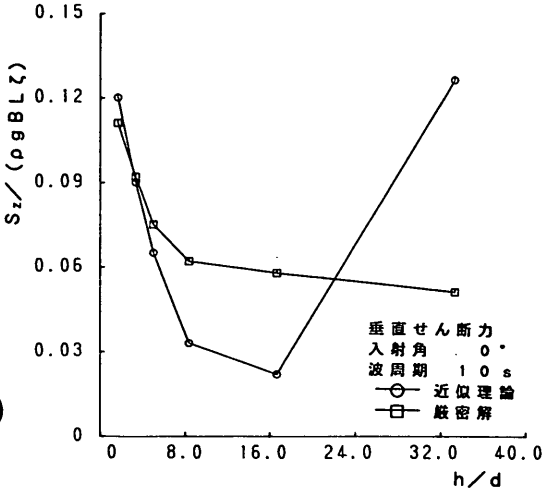


図-15 水深喫水比と垂直せん断力の関係

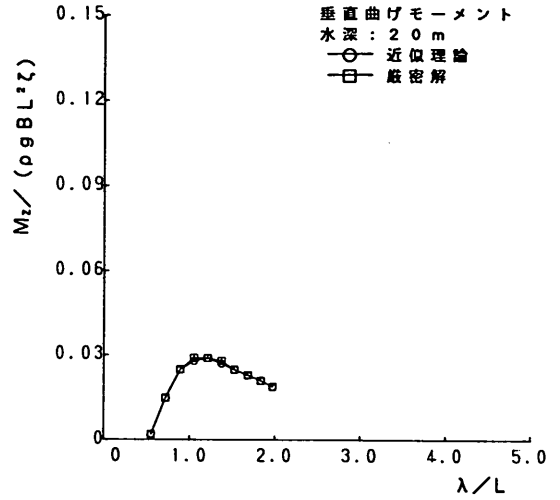


図-16b) 厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの比較 (波向0°, $h/d=3.33$)

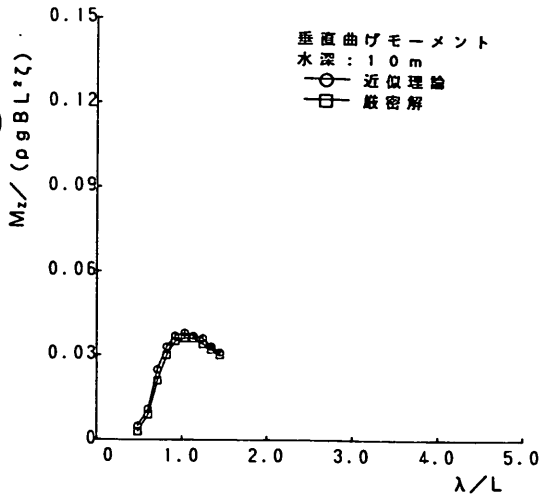


図-16 a) 厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの比較 (波向0°, $h/d=1.67$)

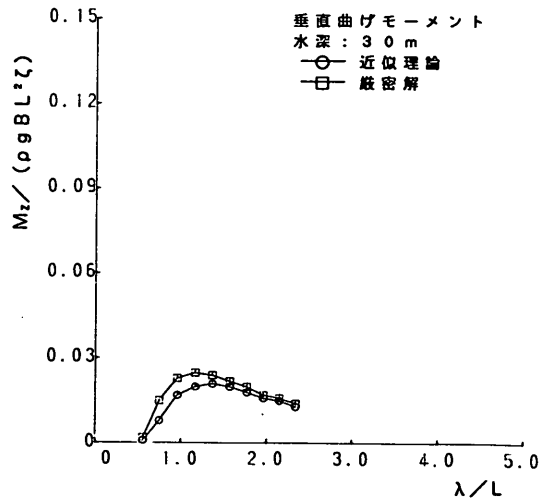


図-16 c) 厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの比較 (波向0°, $h/d=5.00$)

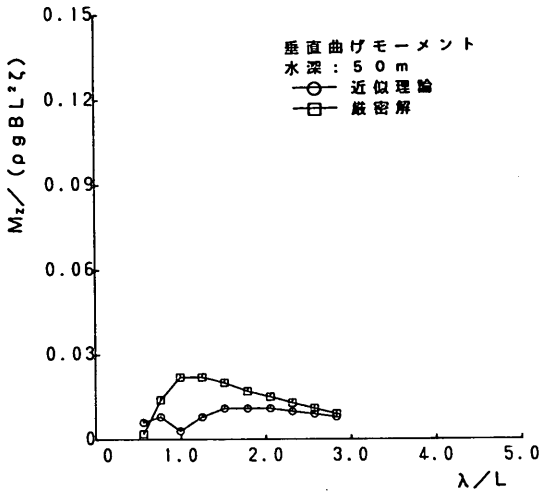


図-16 d) 厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの比較 (波向 0° , $h/d=8.33$)

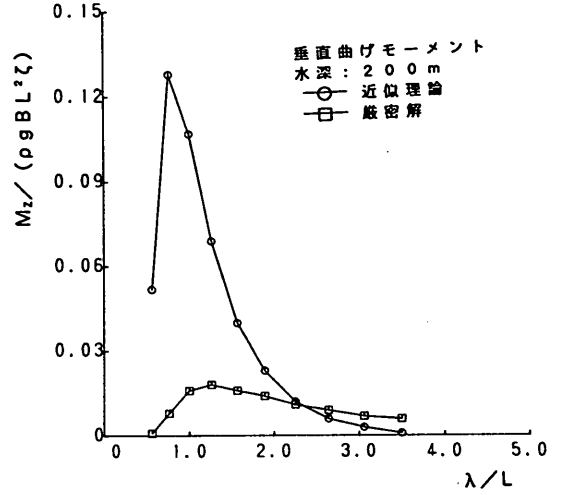


図-16 f) 厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの比較 (波向 0° , $h/d=33.33$)

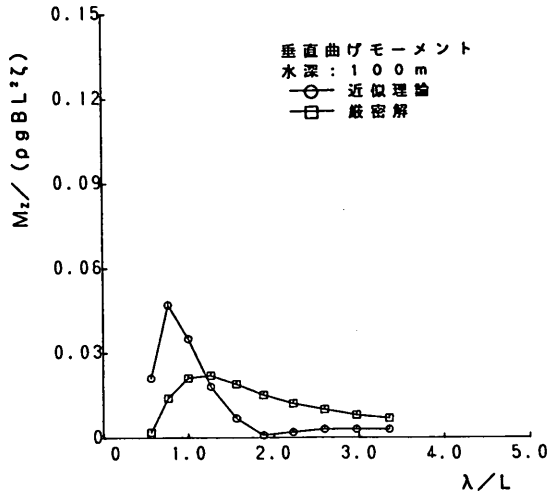


図-16 e) 厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの比較 (波向 0° , $h/d=16.67$)

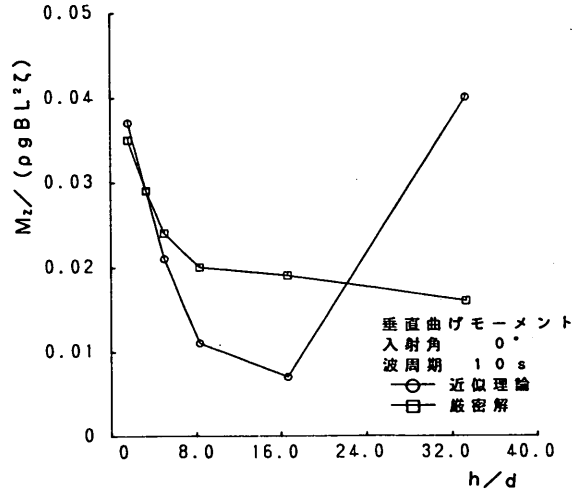


図-17 水深喫水比と垂直曲げモーメントの関係
 垂直曲げモーメント
 入射角 0°
 波周期 10 s
 ○ 近似理論
 □ 厳密解

水深10m, 20m, 30m, 50m, 100m, 200mにおいて、波向0°の場合の厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの計算値を波長に対して比較して示したものである。図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸は垂直曲げモーメント M_z を海水密度 ρ 、重力加速度 g 、浮体幅 B 、浮体長 L 、波振幅 ξ で除した無次元値である。垂直せん断力の場合と同様に、水深10m~20m ($h/d=1.67\sim3.33$)の範囲では厳密解と近似理論の計算値はよく一致しているが、水深30m ($h/d=5.0$)以上では近似理論による計算値と厳密解による計算値との差が徐々に大きくなり、また、 λ/L に対する傾向も異なっている。水深100m ($h/d=$

8.33) 以上では、 λ/L が2.0以下のときにその差が顕著である。

図-17は厳密解と近似理論による垂直曲げモーメントの無次元値を波周期10.0sについて水深に対して比較して示したものである。図の横軸は水深喫水比 h/d 、縦軸は $M_z/(\rho g B L^2 \xi)$ である。近似理論と厳密解による垂直曲げモーメントは $h/d \geq 8.0$ では差異が大きい。

4.3 箱型浮体の水平せん断力

図-18 a) ~ f) は、表-1に示した浮体について、水深10m, 20m, 30m, 50m, 100m, 200mにおいて、波向

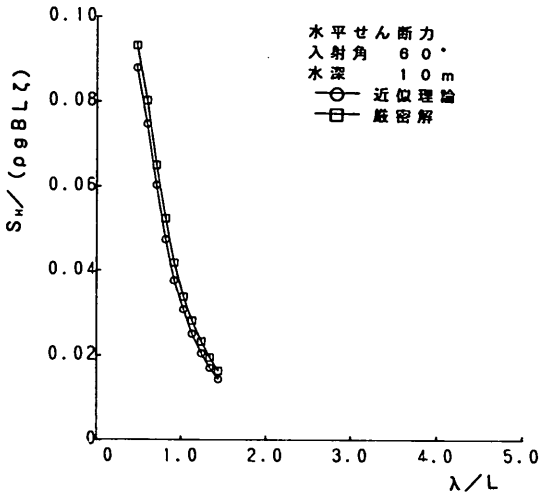


図-18 a) 厳密解と近似理論による水平せん断力の比較 (波向60°, $h/d=1.67$)

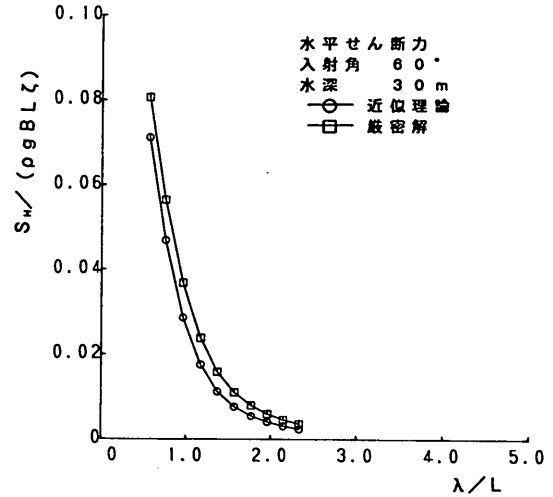


図-18 c) 厳密解と近似理論による水平せん断力の比較 (波向60°, $h/d=5.00$)

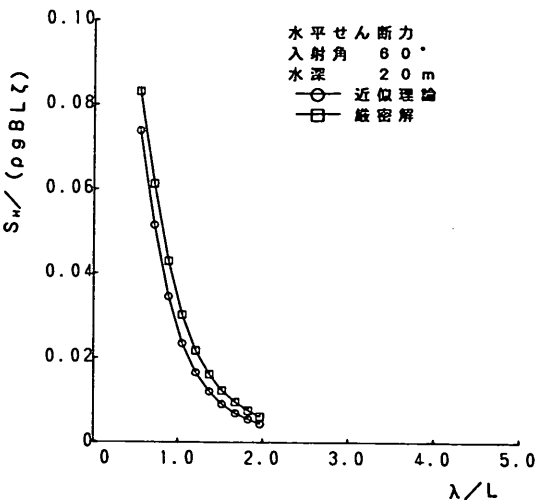


図-18 b) 厳密解と近似理論による水平せん断力の比較 (波向60°, $h/d=3.33$)

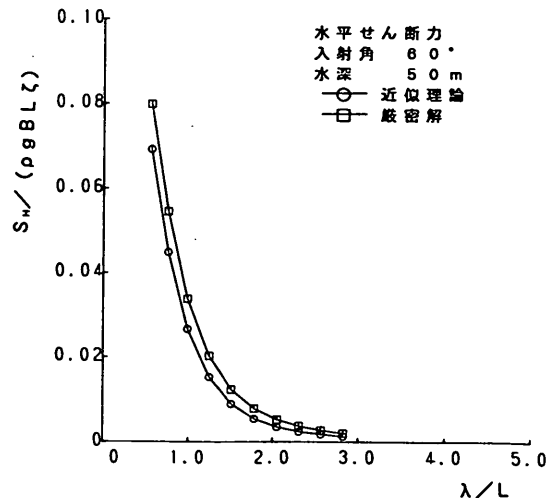


図-18 d) 厳密解と近似理論による水平せん断力の比較 (波向60°, $h/d=8.33$)

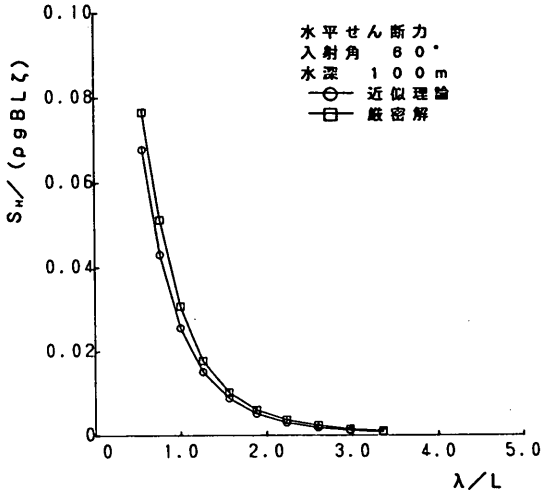


図-18 e) 厳密解と近似理論による水平せん断力の比較
(波向60°, $h/d=16.67$)

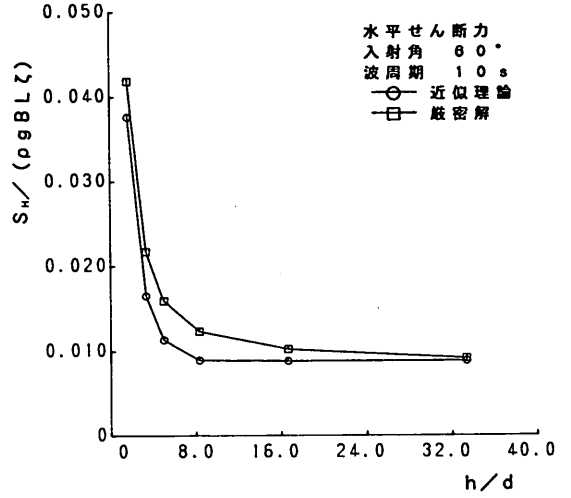


図-19 水深喫水比と水平せん断力の関係

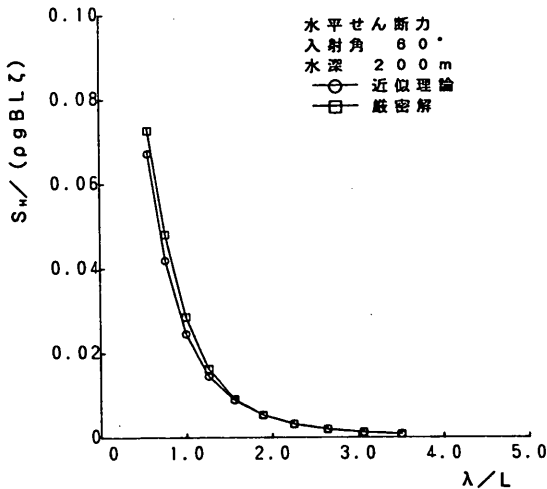


図-18 f) 厳密解と近似理論による水平せん断力の比較
(波向60°, $h/d=33.33$)

60°の場合の厳密解と近似理論による水平せん断力の計算値を波長に対して比較して示したものである。図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸は水平せん断力 S_H を海水密度 ρ 、重力加速度 g 、浮体幅 B 、浮体長 L 、波振幅 ζ で除した無次元値である。水深20m~50m ($h/d=3.33\sim 8.33$) の場合には厳密解による水平せん断力は近似理論によるものに比べ約30%大きい程度であり、その他の水深では、これ以下の差である。

図-19は厳密解と近似理論による水平せん断力を波周期10.0sの場合について水深に対して比較して示したものである。図の横軸は水深喫水比 h/d 、図の縦軸は $S_H / (\rho g B L \zeta)$ である。 h/d が3.33~8.33の範囲では、近似理論と厳密解による水平せん断力は差異がみられ、厳密解による計算値は近似理論によるものより約30%大きい。また、 $h/d=16.67\sim 33.33$ では近似理論による計算値は厳密解より約10%大きい。水平せん断力については大水深海域においても、垂直せん断力ほどには近似理論と厳密解による計算値について差異がみられない。

4.4 箱型浮体の水平曲げモーメント

図-20 a) ~ f) は、表-1に示した浮体について、水深10m, 20m, 30m, 50m, 100m, 200mにおける、波向60°の場合の厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの計算値を波長に対して比較して示したものである。

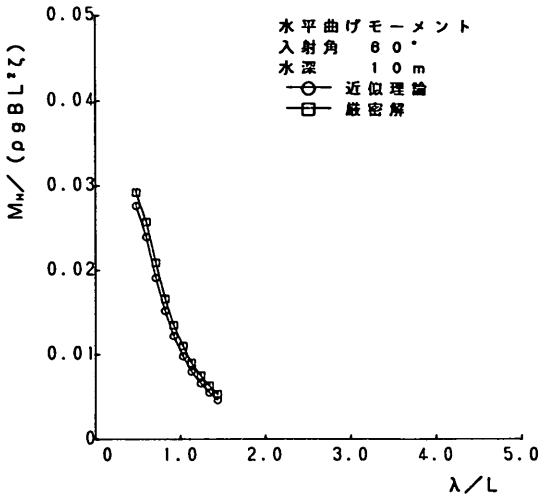


図-20 a) 厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの比較 (波向60°, $h/d=1.67$)

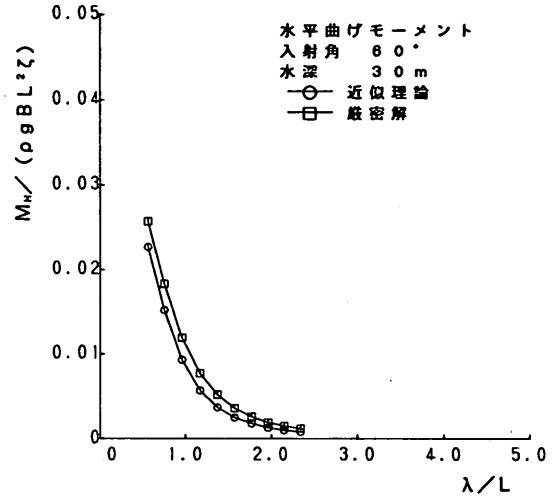


図-20 c) 厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの比較 (波向60°, $h/d=5.00$)

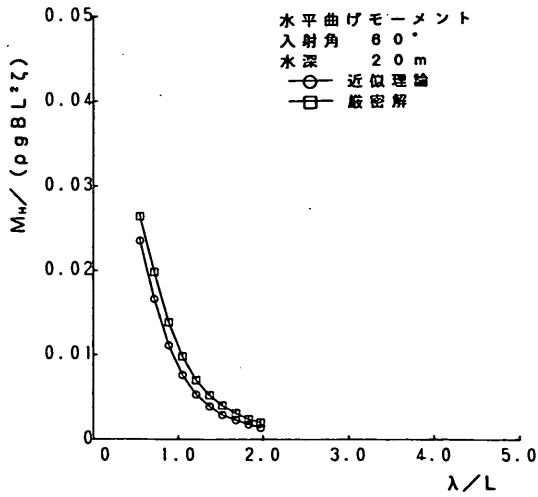


図-20 b) 厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの比較 (波向60°, $h/d=3.33$)

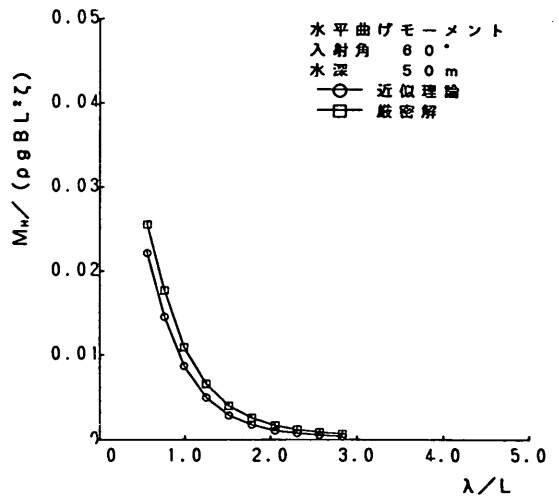


図-20 d) 厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの比較 (波向60°, $h/d=8.33$)

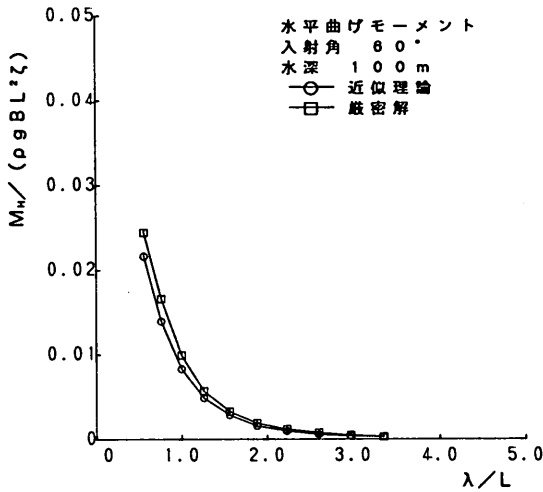


図-20 e) 厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの比較 (波向60°, $h/d=16.67$)

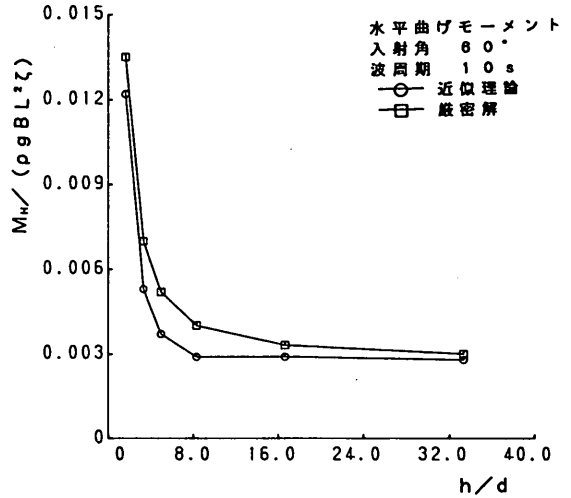


図-21 水深喫水比と水平曲げモーメントの関係

図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸は水平曲げモーメント M_H を海水密度 ρ 、重力加速度 g 、浮体幅 B 、浮体長 L 、波振幅 ζ で除した無次元値である。水深20m~50m ($h/d=3.33\sim 8.33$)の範囲では、厳密解による水平曲げモーメントは近似理論によるものより約30%大きい程度であり、その他の水深では、これ以下の差である。

図-21は厳密解と近似理論による水平曲げモーメントを波周期10.0sの場合について水深に対して比較して示したものである。図の横軸は水深喫水比 h/d 、縦軸は $M_H / (\rho g B L^2 \zeta)$ である。 $h/d=3.33\sim 8.33$ の範囲では、近似理論と厳密解による水平曲げモーメントはやや差異があるが、厳密解による計算値は近似理論によるものより約30%大きい。また、 $h/d=16.67$ から33.33では近似理論による計算値は厳密解より約10%大きい。水平曲げモーメントについては大水深海域においても、垂直曲げモーメントほどには近似理論と厳密解による計算値について差異がみられない。

4.5 箱型浮体のねじりモーメント

図-22 a) ~ f) は、表-1に示した浮体について、水深10m, 20m, 30m, 50m, 100m, 200mにおける、波向60°の場合の厳密解と近似理論によるねじりモーメントの計算値を波長に対して比較して示したものである。図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸はねじりモーメント

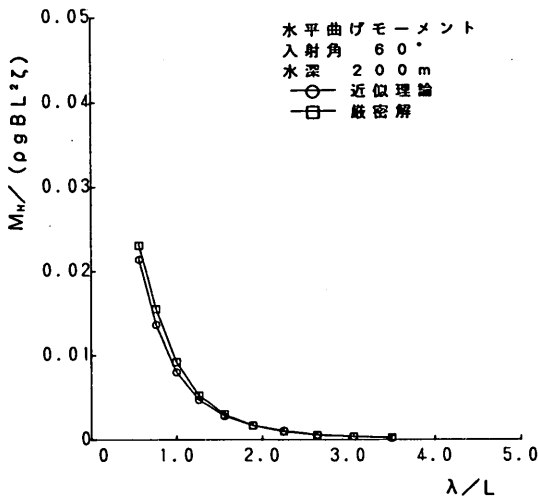


図-20 f) 厳密解と近似理論による水平曲げモーメントの比較 (波向60°, $h/d=33.33$)

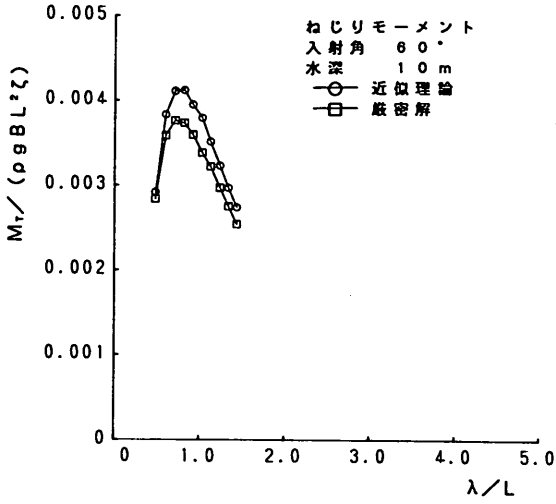


図-22 a) 厳密解と近似理論によるねじりモーメントの比較 (波向60°, $h/d=1.67$)

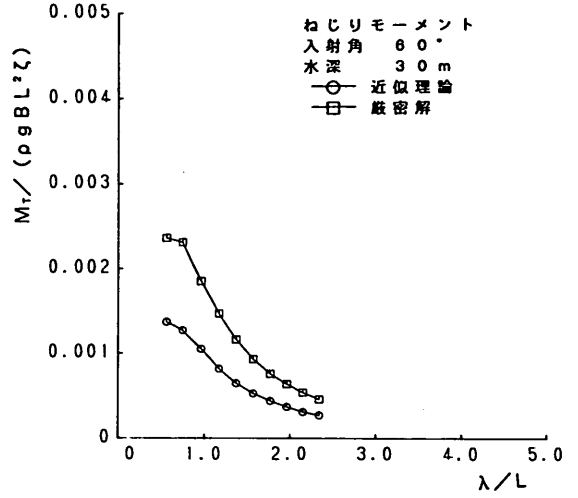


図-22 c) 厳密解と近似理論によるねじりモーメントの比較 (波向60°, $h/d=5.00$)

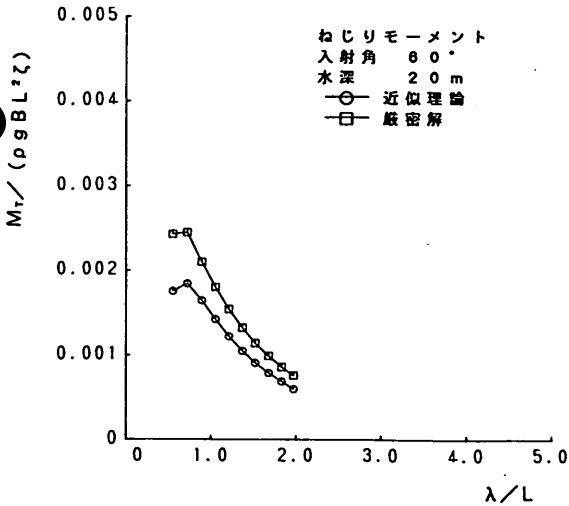


図-22 b) 厳密解と近似理論によるねじりモーメントの比較 (波向60°, $h/d=3.33$)

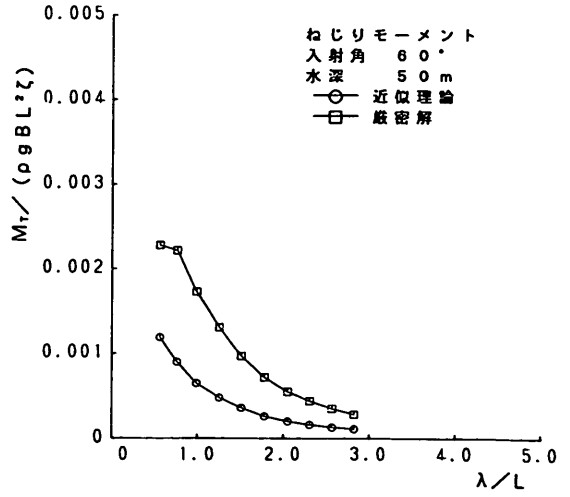


図-22 d) 厳密解と近似理論によるねじりモーメントの比較 (波向60°, $h/d=8.33$)

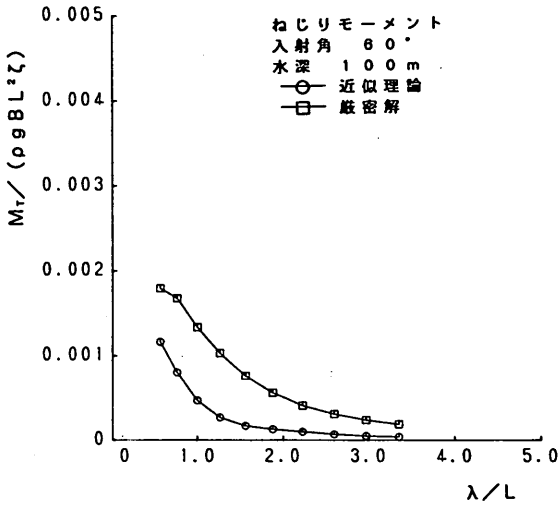


図-22 e) 厳密解と近似理論によるねじりモーメントの比較 (波向60°, $h/d=16.67$)

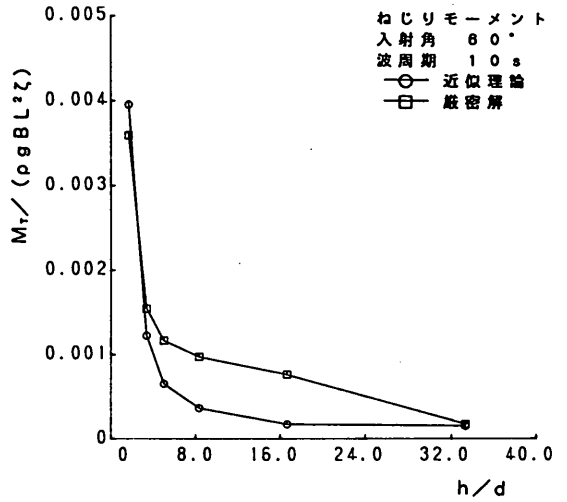


図-23 水深喫水比とねじりモーメントの関係

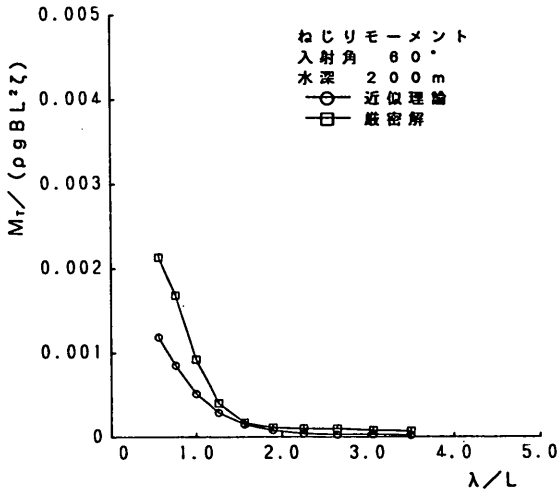


図-22 f) 厳密解と近似理論によるねじりモーメントの比較 (波向60°, $h/d=33.33$)

ント M_T を海水密度 ρ 、重力加速度 g 、浮体幅 B 、浮体長 L 、波振幅 ζ で除した無次元値である。水深10m ($h/d=1.67$) の場合には近似理論によるねじりモーメントは厳密解によるねじりモーメントに比べて大きく、その差も約10~20%程度であるが、水深が増加するのに従い、大小関係が逆転し、しかも、その差も大きくなる。水深30m~100m ($h/d=5.0\sim 16.67$) では、近似理論によるねじりモーメントは逆に、厳密解によるものの約30~50%になる。また、図-22 f) に示すように水深200m ($h/d=33.33$) では、 $\lambda/L < 1.3$ では近似理論によるねじりモーメントと厳密解によるモーメントとは差異があるが、それ以上では、ほとんど同一である。

図-23は厳密解と近似理論によるねじりモーメントを波周期10.0sの場合について水深に対して比較して示したものである。図の横軸は水深喫水比 h/d 、縦軸は $M_T / (\rho g B L^2 \zeta)$ である。水深30.0m~100.0m ($h/d=5.0\sim 16.67$) では、近似理論による計算値は厳密解によるものの約30~50%である。

5. 二次元および三次元理論による断面力の比較

5.1 三次元理論による流体力係数

以上、本資料においては二次元厳密解を用いて浮体に作用する断面力を計算し、近似理論による計算結果と比較検討した。本来、二次元理論は、浮体長 L が浮体幅 B に

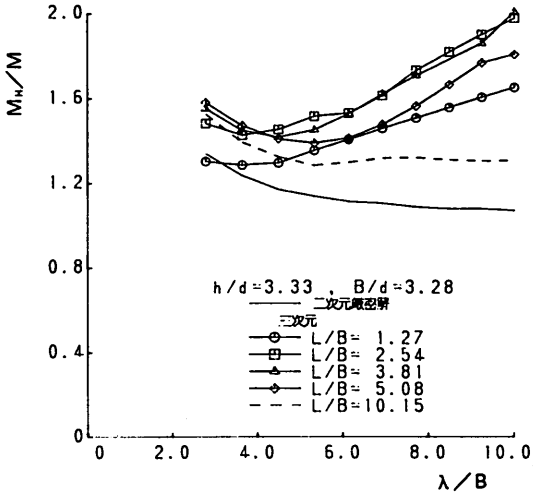


図-24 厳密解と三次元理論とによるヒーピングの断面付加質量係数の比較

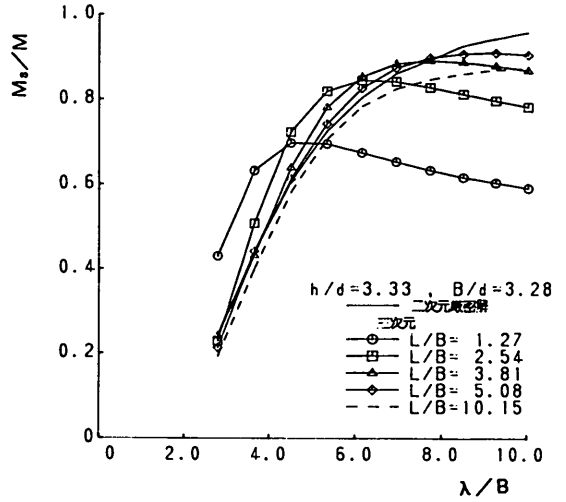


図-26 厳密解と三次元理論とによるスウェイングの断面付加質量係数の比較

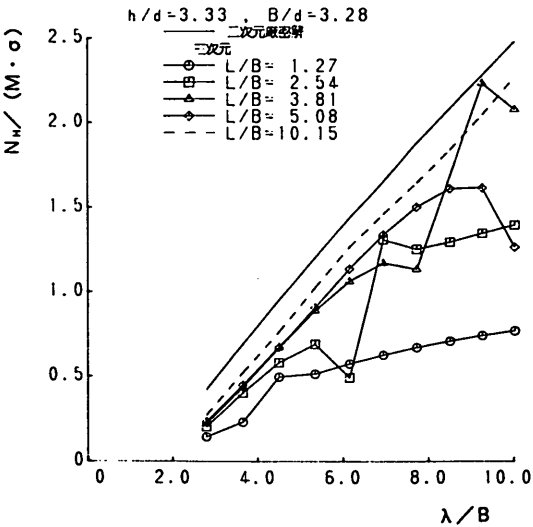


図-25 厳密解と三次元理論とによるヒーピングの断面減衰係数の比較

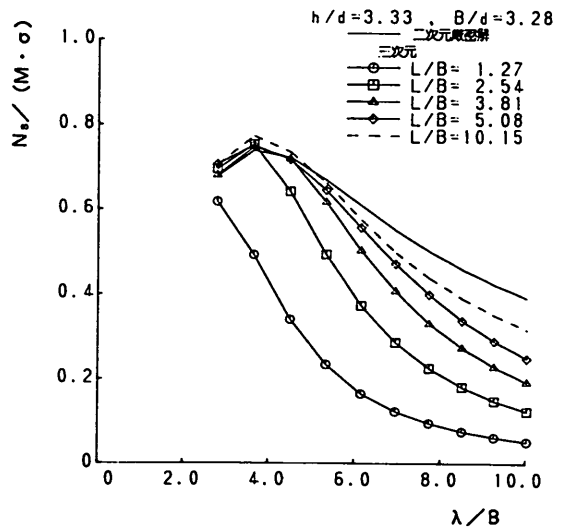


図-27 厳密解と三次元理論とによるスウェイングの断面減衰係数の比較

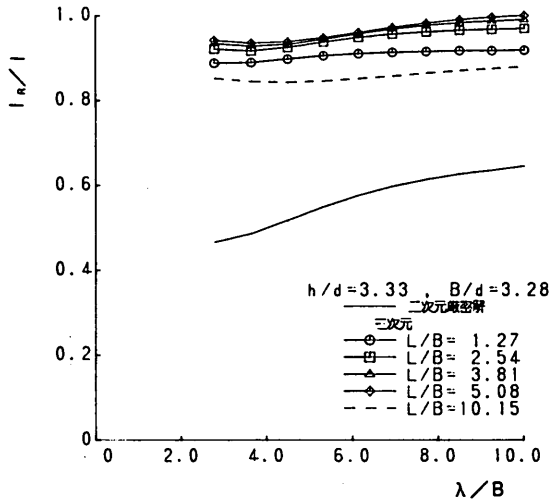


図-28 厳密解と三次元理論によるローリングの断面付加慣性モーメント係数の比較

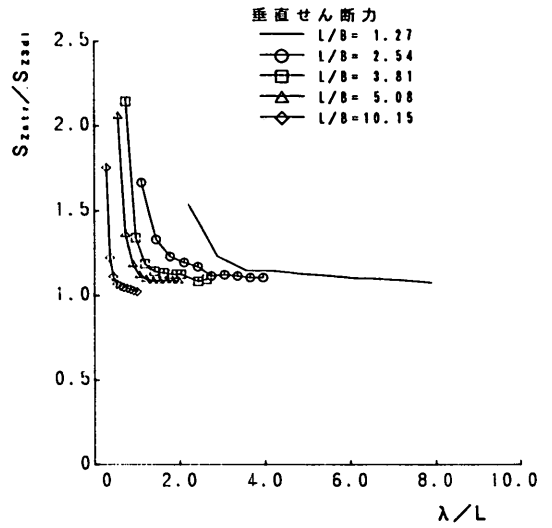


図-30 厳密解と三次元理論による垂直せん断力の比較

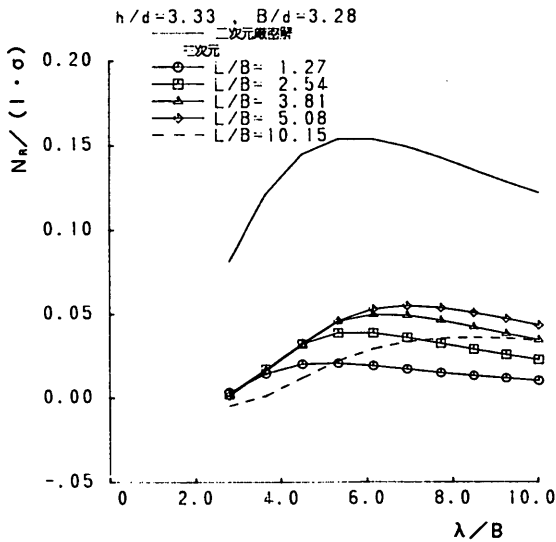


図-29 厳密解と三次元理論によるローリングの断面減衰係数の比較

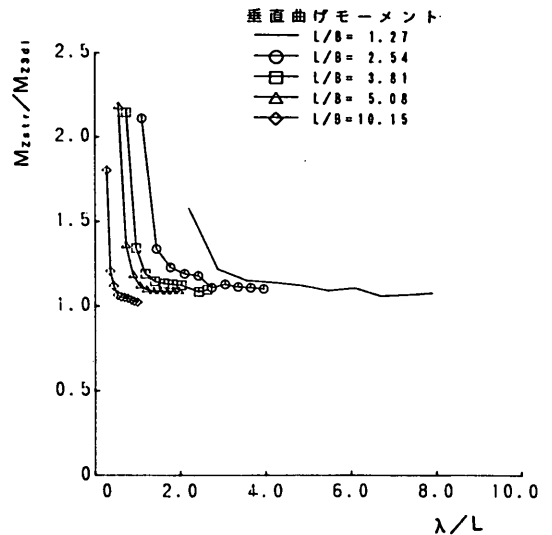


図-31 厳密解と三次元理論による垂直曲げモーメントの比較

対して十分大きいときに適用できるものであるが、防波堤用ケーソンなどのように、 L/B が1～2程度の構造物に対しては、二次元理論の適用性に問題があると考えられる。そこで、井島⁹⁾による三次元理論の計算を数例行ない、二次元厳密解による計算結果と比較検討し、適用性を論ずる。

図-24～29は井島による三次元理論による流体力係数と二次元厳密解による流体力係数とを比較したものである。計算は表-1に示した浮体について、水深20m ($h/d=3.33$)の条件で行なった。ただし、浮体長 L を25, 50, 75, 100, 200m ($L/B=1.27, 2.54, 3.81, 5.08, 10.15$)と変えて計算した。

図-24は二次元厳密解と三次元理論によるヒービングの付加質量係数を比較したものである。図の横軸は波長と浮体幅との比 λ/B 、縦軸はヒービングの付加質量係数 M_H/M である。二次元厳密解と三次元計算値には1.0～2.0倍の範囲の相違が見られるが、 L/B の増加に伴って、三次元計算値と二次元厳密解とは、おおむね一致する。

図-25は同様にヒービングの減衰係数 $N_H/(M \cdot \sigma)$ を比較したものであるが、付加質量係数と同様に L/B の増加に伴って、三次元計算値と二次元厳密解とは、おおむね一致する。

図-26は二次元厳密解と三次元理論によるスウェイングの付加質量係数 M_S/M を比較したものである。 $L/B=1.27$ および 2.54 のときには、二次元厳密解と三次元計算値とは付加質量係数が最大となる λ/B の値が異なる。これに対し、 $L/B \geq 3.81$ では L/B の増加に伴って、三次元計算値と二次元厳密解とは、おおむね一致する傾向がみられる。

図-27は同様にスウェイングの減衰係数 $N_S/(M \cdot \sigma)$ を比較したものであるが、 $L/B > 3.81$ かつ $\lambda/B < 5.0$ では三次元計算値と二次元厳密解とはほぼ等しい。また、 $\lambda/B > 5.0$ においても L/B の増加に伴って、三次元計算値と二次元厳密解とは、おおむね一致する。

図-28は二次元厳密解と三次元理論によるローリングの付加慣性モーメント係数 I_R/I を比較したものである。この場合には、二次元厳密解と三次元計算値の相違が大きく、 $L/B=10.15$ の場合においても三次元計算値は二次元厳密解の約1.3倍である。

図-29は同様にローリングの減衰係数 $N_R/(I \cdot \sigma)$ を比較したものである。付加質量係数と同様に三次元計算値と二次元厳密解の相違が大きく、 $L/B=10.15$ の場合においても三次元計算値は二次元厳密解の約0.5倍である。

5.2 三次元理論による断面力

図-30は二次元厳密解と三次元理論を用いた垂直せん断力を比較したものである。図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸は厳密解による垂直せん断力 S_{zstr} と三次元理論による垂直せん断力 S_{z3di} との比 S_{zstr}/S_{z3di} である。 L/B がいずれの条件でも λ/L が大きくなるときには S_{zstr}/S_{z3di} は1.0に近づく。ただし、 L/B ごとに S_{zstr}/S_{z3di} がほぼ1.0に等しくなる λ/B の値は異なる。

図-31は二次元厳密解と三次元理論による垂直曲げモーメントを比較したものである。図の横軸は波長と浮体長との比 λ/L 、縦軸は厳密解による垂直曲げモーメント M_{zstr} と三次元理論による垂直曲げモーメント M_{z3di} との比 M_{zstr}/M_{z3di} である。ここで計算した L/B がいずれの条件でも λ/L が大きいと、 M_{zstr}/M_{z3di} は1.0に近い。ただし、垂直せん断力の場合と同様に L/B ごとに M_{zstr}/M_{z3di} がほぼ1.0に等しくなる λ/B の値は異なる。

以上より、二次元厳密解による計算値と三次元理論による計算値とがほぼ等しくなる λ/L の範囲は L/B によって異なり、 $L/B=1.27$ の場合には $\lambda/L > 4.0$ 、 $L/B=2.54$ の場合には $\lambda/L > 3.0$ 、 $L/B=3.81$ の場合には $\lambda/L > 1.5$ 、 $L/B=5.08$ の場合には $\lambda/L > 1.0$ 、 $L/B=10.15$ の場合には $\lambda/L > 0.5$ である。このような条件のときには二次元厳密解の流体力係数を用いて浮体の断面力を計算しても誤差が少ないが、上記の範囲以外の λ/L では、差異が生じる。しかしながら、二次元厳密解による計算値がいずれの場合にも三次元計算値より大きな値を与えるので、二次元厳密解を用いて断面力を計算すれば設計上安全側の数値が得られる。

6. 結論

本報告では箱型浮体の断面力の計算法について検討した。本報告における結論を以下に記す。

- 1) 箱型浮体の断面力の計算手法について、前報¹⁾で示した垂直せん断力および垂直曲げモーメントに加え、水平せん断力、水平曲げモーメントおよびねじりモーメントの計算式を提示した。
- 2) 前報¹⁾では二次元近似理論による流体力係数を用いて断面力を計算したが、二次元近似理論によるヒービングの付加質量係数およびローリングの付加慣性モーメントは $h/d > 5.0$ ときには適切ではないので、二次元厳密解の流体力係数を用いて断面力を計算する必要がある。
- 3) 浮体長 L と浮体幅 B との比 L/B が1.27, 2.54, 3.81, 5.08, 10.15に対して二次元厳密解による断面力の計算値と三次元理論による計算値とがほぼ等し

くなる条件は波長 λ と浮体長 L との比 λ/L が、それぞれ、4.0, 3.0, 1.5, 1.0, 0.5以上のときである。ただし、上記の条件以外では、二次元厳密解による計算値が三次元理論による計算値より大きな値を与えるので、二次元厳密解を用いて断面力を計算すれば設計上安全側の数値が得られる。

(1992年3月31日受付)

参考文献

- 1) 上田 茂, 白石 悟, 甲斐一夫: 箱型浮体の波浪によるせん断力と縦曲げモーメントの計算法について, 港湾技研資料No.505, 1984.12, 27p
- 2) 伊藤喜行, 千葉繁: 浮き防波堤の水理に関する近似理論と応用, 港湾技術研究所報告, 第11巻第2号, 1972.6, pp.141~166
- 3) 木原力, 轟正彦: 矩形断面浮体の波浪動揺に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第14巻第2号, 1975.6, pp.47~77
- 4) 上田茂, 白石悟, 石崎崇志: 箱型浮体の波浪による断面力の計算例と流体力係数の図表, 港湾技研資料No.731, 1992.6, 57p
- 5) 上田茂, 白石悟: 大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究(第2報) - 数値シミュレーション手法について -, 港湾技術研究所報告, 第19巻第3号, 1980.9, pp.105~143
- 6) 井島武士, 吉田明德: 有限水深域における矩形浮体の3次元係留運動, 九大工学集報, 第49巻2号, 1976.3, pp.83~86

主要記号表

A_0	: 速度ポテンシャルの未定係数項
A_n	: 速度ポテンシャルの未定係数項
a_{ns}	: 式(66)
B	: 浮体の幅(m)
B_0	: 速度ポテンシャルの未定係数項
$C_M(X)$: ミューラーの式によるねじりモーメント
d	: 喫水(m)
f_H	: 式(68)
f_B	: 式(62)
f_{MH}	: 式(67)
f_M	: 式(80)
G_0	: 速度ポテンシャルの未定係数項
G_n	: 速度ポテンシャルの未定係数項
\overline{GM}	: メタセンター高さ(m)

g	: 重力加速度(m/s ²)
g_{Hn}	: 式(69)
g_{Bn}	: 式(65)
g_{MHn}	: 式(68)
H	: 波高(m)
h	: 水深(m)
I_0	: X軸回りの慣性モーメント(kgf·ms ²)
I_R	: 二次元浮体(断面浮体)のローリングによる付加慣性モーメント(kgf·s ²)
I_1	: 式(69)
I_2	: 式(70)
i	: 虚数単位
k	: 波数 ($k = 2\pi/\lambda$)
L	: 浮体の長さ(m)
M	: 式(61)
M_1	: 式(69)
M_2	: 式(60)
M_{P1}	: 式(65)
M_{P2}	: 式(66)
M_{P3}	: 式(67)
M_H	: 二次元浮体(断面浮体)のヒーピングによる付加質量(kgf·m ⁻² s ²)
M_S	: 二次元浮体(断面浮体)のスウェイングによる付加質量(kgf·m ⁻² s ²)
M_{SR}	: 二次元浮体(断面浮体)のスウェイングによる付加慣性モーメント(kgf·m ⁻¹ s ²)
M_{RS}	: 二次元浮体(断面浮体)のローリングによる付加質量(kgf·m ⁻¹ s ²)
$M_{IZ}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
$M_{RZ}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
$M_{SZ}(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
$M_{aZ}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
$M_Z^{F,K}(X)$: フールドクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる垂直曲げモーメント
$M_{IH}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント
$M_{RH}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント
$M_{aH}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント

$M_H^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる水平曲げモーメント	$S_{IH}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
$M_{IT}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント	$S_{RH}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
$M_{RT}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント	$S_{dH}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
$M_{ST}(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント	$S_H^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる水平せん断力
$M_{dI}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント	$S_M(X)$: ミューラーの式による垂直せん断力
$M_T^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずるねじりモーメント	s : 無限級数の次数
$M_M(X)$: ミューラーの式による垂直曲げモーメント	T : 波周期(s)
N_H : 二次元浮体(断面浮体)のヒーピングによる減衰係数(kgf·m ⁻² s)	t : 時刻(s)
N_S : 二次元浮体(断面浮体)のスウェイングによる減衰係数(kgf·m ⁻² s)	w_0 : 海水の単位体積重量(kgf/m ³)
N_{SR} : 二次元浮体(断面浮体)のスウェイングによるローリングに対する減衰係数(kgf·m ⁻¹ s)	X : X 座標 ($-L/2 \leq X \leq L/2$) (m)
N_{RS} : 二次元浮体(断面浮体)のローリングによるスウェイングに対する減衰係数(kgf·m ⁻¹ s)	y, \dot{y}, \ddot{y} : スウェイングの変位(m), 速度(m/s), 加速度(m/s ²) (浮体の動揺計算より求める)
N_R : 二次元浮体(断面浮体)のローリングによる減衰係数(kgf·s)	z, \dot{z}, \ddot{z} : ヒーピングの変位(m), 速度(m/s), 加速度(m/s ²) (浮体の動揺計算より求める)
n : 無限級数の次数	z_0 : 浮体の z 方向の重心位置(m)
\overline{OG} : 静水面と重心の鉛直距離(m)	α : 浮体の長軸に対する波の入射角(°)
P_H : 式(49)	α_s : 式(63)
P_V : 式(50)	β : (=0.5kLcos α)
P_1 : 式(52)	β_s : 式(71)
P_2 : 式(53)	γ : (=0.5kLsin α)
P_3 : 式(54)	ζ_0 : 波の振幅(m)
p_1 : 波上側の浮体側面に作用する波圧	ρ : 水(または海水)の密度(kgf·m ⁻⁴ s ²)
p_2 : 浮体底面に作用する波圧	λ : 波の波長(m)
p_3 : 波下側の浮体側面に作用する波圧	σ : 角周波数 ($\sigma = 2\pi/T$) (rad/s)
$S_{Iz}(X)$: 慣性力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力	ω : 入射波の角周波数(rad/s)
$S_{Rz}(X)$: ラディエーション流体力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力	$\phi, \dot{\phi}, \ddot{\phi}$: ローリングの振幅(rad), 角速度(rad/s), 角加速度(rad/s ²) (浮体の動揺計算より求める)
$S_{Sz}(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力	$\theta, \dot{\theta}, \ddot{\theta}$: ピッチングの振幅(rad), 角速度(rad/s), 角加速度(rad/s ²) (浮体の動揺計算より求める)
$S_{daz}(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力	$\psi, \dot{\psi}, \ddot{\psi}$: ヨウイングの振幅(rad), 角速度(rad/s), 角加速度(rad/s ²) (浮体の動揺計算より求める)
$S_z^{F,K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意断面に生ずる垂直せん断力	

付録 ミューラーの式による断面力の計算法

ミューラーの式¹⁾によれば, 浮体の断面力は以下の式で計算することができる²⁾。

$$S_M(X) = \frac{w_0 B \xi_0}{L \beta \gamma} \sin \gamma \left\{ L \sin \left(2\beta \frac{X}{L} \right) - 2X \sin \beta \right\} \quad (\text{A.1})$$

$$M_M(X) = \frac{w_0 B L^2 \xi_0}{4 \beta^2 \gamma} \sin \gamma \left\{ \frac{4X^2 - L^2}{2L^2} \beta \sin \beta + \cos \left(2\beta \frac{X}{L} \right) - \cos \beta \right\} \quad (\text{A.2})$$

$$C_M(X) = \frac{w_0 B^2 L \xi_0}{4} \cdot \frac{\cos \left(2\beta \frac{X}{L} \right) - \cos \beta}{\beta} \cdot \frac{\sin \gamma - \gamma \cos \gamma}{\gamma^2} \quad (\text{A.3})$$

また、波の入射角が 0° の場合は、それぞれ以下の式となる。

$$S_M(X) = \frac{w_0 B \lambda \xi_0}{2\pi L} \left\{ L \sin kX - 2X \sin \frac{kL}{2} \right\} \quad (\text{A.4})$$

$$M_M(X) = \frac{w_0 B \lambda^2 \xi_0}{4\pi^2} \left\{ \frac{4X^2 - L^2}{2L^2} \cdot \frac{kL}{2} \sin \left(\frac{kL}{2} \right) + \cos kX - \cos \frac{kL}{2} \right\} \quad (\text{A.5})$$

$$C_M(X) = 0 \quad (\text{A.6})$$

ここに、

B : 浮体幅 (m)

L : 浮体長 (m)

w_0 : 流体の単位体積重量 (kgf/m³)

α : 浮体の長軸に対する入射波の波向 ($^\circ$)

β : $\beta = 0.5kL \cos \alpha$

γ : $\gamma = 0.5kB \sin \alpha$

ξ_0 : 波の振幅 (m)

λ : 波の波長 (m)

である。

参考文献

- 1) Muller, J : Structural Consideration and configurations II, Paper Presented the Seminar on Concrete Ships and Vessels, University of California Extension, Berkeley, 1975
- 2) 上田 茂, 白石 悟, 甲斐一夫 : 箱型浮体の波浪によるせん断力と縦曲げモーメントの計算法について, 港湾技研資料 No. 505, 1984.12, 27p