

# 超大型浮体式海洋構造物の 安全性評価に関する調査研究

海洋開発工学部 齊藤 昌勝、大松 重雄、加藤 俊司、高井 隆三、  
星野 邦弘、佐藤 宏、安藤 裕友

The safety assessment of very large floating structure

By

Masakatsu SAITO, Shigeo OHMATSU, Shunji KATO, Ryuzo TAKAI

Kunihiro HOSHINO, Hiroshi SATO and Hirotomo ANDO

## Abstract

In recent years, it has been proposed to build Very Large Structures (VLFS) such as floating airport for effective Ocean space utilization. Safety assessment of mooring system using failure probability is one of the most important items for realizing the VLFS.

In this paper, a simulation model for calculating failure probability of mooring system of a 5000m class VLFS built within breakwaters has been proposed. And the characteristics of failure probability about some design parameters has been shown.

## 目 次

1. はじめに
  2. 係留系の安全性の評価
  3. 多点係留系の信頼性解析手法
    3. 1 破壊確率の定義
    3. 2 条件付き確率の推定
    3. 3 海象条件パラメータの扱い
  4. 時間領域シミュレーションの物理モデル
    4. 1 対象構造物の特徴
    4. 2 波浪外力
    4. 3 風荷重
    4. 4 流体力
    4. 5 係留反力
  5. 物理モデルの検証実験
    5. 1 波力特性実験
    5. 2 防波堤越波特性実験
    5. 3 風洞実験による抗力係数の推定
    5. 4 自由動揺試験による減衰係数の推定
    5. 5 多点係留系の波浪中崩壊実験
  6. 破壊確率の計算例
    6. 1 超大型浮体の漂流シミュレーション
    6. 2 東京湾モデルの係留系信頼性解析
  7. おわりに
- 参考文献
- 付録 A 浅喫水近似による波力の定式化
- 付録 B 弾性応答および相対水位の計算法

## 1. はじめに

平成7年に造船13社、鉄鋼5社がメガフロート技術研究組合を設立して、超大型浮体式海洋構造物の実現を目指した研究の機運が高まった。メガフロートとは、高性能とされるセミサブ型浮体の代わりに箱形浮体を用いてコストを削減し、上載施設の稼働率を確保するために、防波堤で浮体を囲むという新しいコンセプトの超大型浮体式海洋構造物である。設置海域は比較的浅い沿岸域が想定され、多数のドルフィンで係留される。

メガフロートは、空港、港湾施設など、社会資本の基盤の供給を目指したものであるが、建設実績が無いため、社会的に認知されるためには、安全性を明確にする必要があった。係留系の安全性は、係留装置の破壊による浮体の漂流等の大事故を未然に防止する観点から最も重要な評価項目の一つである。従来、浮体の係留系の安全性評価は、設計海象条件に対する時間領域シミュレーションを1回または数回行い、係留反力の1/1000期待値を求め、それが許容値以下であれば安全であるとするものであった。しかしながら、安全性に対する考え方の発展に伴い、新たに公共施設として供給されることになる超

大型浮体式海洋構造物に対してはより定量的な安全性評価が求められるものと考えられる。

船舶技術研究所は、国立研究機関として主にこの係留系の安全性を定量的に評価する手法の開発を行うためメガフロート技術研究組合と共同研究を実施し、信頼性解析手法の導入とその手法に用いる係留系の物理モデルの開発を進めてきた。

物理モデルの開発は、複数の要素技術の総合が必要であった。特に、変動漂流力の推定法の開発においては、小規模の剛体浮体、大規模な剛体浮体、大規模な弾性浮体、防波堤を考慮した大規模な弾性浮体へと、段階的に開発を進め、最終的な目標である防波堤に囲まれた5000m級の弾性浮体に作用する変動漂流力の推定が可能となった。

本報告書では、係留系の安全性評価に対する信頼性解析手法の導入方法、係留系の物理モデル、実験によるモデルの検証、及び信頼性の解析例を報告する。

## 2. 係留系の安全性の評価

構造物の安全性とは、いかなる人的・物的損害を生ぜしめない状態を保つ能力とすることができる。しかしこれでは定性的すぎて安全性を評価するのは困難である。安全性と同様の言葉に信頼性がある。構造物の信頼性とは所定の耐用期間中に構造物が破壊しない確率と定義できる。安全性は信頼性よりも広い意味を持っているが、通常の場合、信頼性と安全性を同じものとして考えることが多い。どのような構造物でも破壊すれば、人的・物的損害を伴うからである。

超大型浮体の係留系の安全性評価とは、限界状態を想定した場合の係留系の破壊確率を評価することと定義できる。限界状態という考え方は、1980年に北海で起こったアレキサンダー・キーランド号の事故を契機にノルウェー船級協会(DNV)が取り入れた新しい安全に対する考え方である。DNVルール<sup>1)</sup>によると、限界状態及びその状態に対応する破壊モードは、以下の4つに分類される。

## ① 終局限界状態 (Ultimate Limit State)

これは、構造物または主要構造部材に対する応力が終局強度に達して破壊する状態。破壊モードとしては、構造部材の降伏、座屈、構造物全体の塑性破壊が考えられる。

## ② 使用限界状態 (Serviceability Limit State)

構造物に要求される通常の機能が果たせなくなる状態。変形、ひび割れ、動揺、振動、全体傾斜、復元性、耐久性等が評価対象となる。

## ③ 疲労限界状態 (Fatigue limit State)

波浪、機械振動等による変動繰り返し荷重を受けて主要構造部材が疲労破壊する状態。

④ 逐次崩壊限界状態 (Progressive Collapse Limit State)

事故 (船舶の衝突、落下物、爆発、火災等による荷重) 及び異常外力 (巨大地震、津波、大波浪等の発生確率の極めて小さい荷重) によって生じた一部の構造物の破壊が構造物全体の逐次崩壊あるいは転覆、沈没等のカストロフを引き起こす状態。

これらの限界状態は主に浮体構造物本体に対して記述されているが、係留系という観点からみると以下のような限界状態を設定することができる。

① 係留系の終局限界状態

設計条件を越える海象中で全ての係留装置が破壊して浮体が漂流してしまう状態。

② 係留系の疲労限界状態

係留装置が繰り返し荷重を受けて疲労破壊する状態。

③ 係留系の逐次崩壊限界状態

設計条件以下の海象の中で、事故や大地震などにより係留系の一部が破壊した場合に系全体に逐次的崩壊が生じる状態。

終局限界状態と疲労限界状態に対する安全性の評価は、目標信頼性を満足しているかどうかを評価することであり、目標信頼性の設定が重要である。一方、逐次崩壊限界状態については、事故の大きさを想定し、その事故が起こってしまった場合にどのように崩壊を防止するか、破壊確率を指標にして検討することが必要である。

本研究では、終局限界状態を想定した状況での係留系の非破壊確率を係留系の安全性と定義し、非破壊確率の推定法としての信頼性解析手法を検討した。

3. 多点係留系の信頼性解析手法

3.1 破壊確率の定義

係留系の事故において最悪の状態は浮体が「漂流」してしまうことであろう。図-1は超大型浮体の「漂流事故」に関するイベントツリーの一案である。終局限界状態においては、漂流事故の発生する確率を広義の破壊確率と定義することができる。以後漂流確率と呼ぶ。

$$p_d(T) = \iint \Pr \left[ \bigcap_{k=1}^n Z_k(t) > 0; 0 \leq t \leq T \mid X = x_i, R = r_k \right] f_X(x_i) f_R(r_k) dx_i dr_k \quad (2)$$

ここで、 $\Pr[\cdot]$ は条件付き破壊確率を表し、 $f_X(x)$ 、 $f_R(r)$ はパラメータの極値の分布関数である。この場合条件付き確率を求めるには、係留系がその特性を変化させながら逐次崩壊する過渡的応答を再現する必要がある。

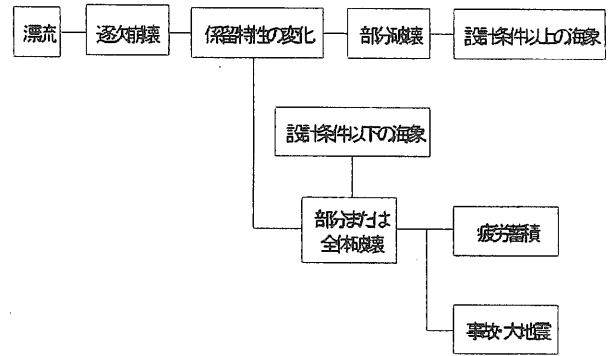


図-1 「漂流事故」に対するイベントツリー

前項に於ける限界状態の分類は、初期破壊の原因によるものであるが、浮体が漂流してしまうまでには、いずれの限界状態においても初期破壊とその後の逐次崩壊過程が存在する。そこで、初期破壊の発生する確率を狭義の破壊確率と定義する。以後、単に破壊確率と呼ぶ。破壊確率は漂流確率よりも常に大きいことは容易に想像がつく。

浮体の動揺によって生じる個々の係留装置の係留反力  $W$  がその耐力  $R$  を越えてしまった場合その係留装置は破壊すると見なすことができる。全ての係留装置が破壊した場合漂流事故が発生する。

ある係留装置  $k(k = 1, \dots, n)$  の破壊とは次式を満たす  $t$  が存在するという事象である。

$$Z_k(t) = W_k(t; X) - R_k > 0 \quad 0 \leq t \leq T \quad (1)$$

ただし  $X$  は風速等の海象条件パラメータ、 $T$  はその継続時間、 $R$  は係留装置の最終耐力を表す確率変数であり、 $X$  と  $R$  はそれぞれ独立であるとする。

係留反力は風・波による不規則に変動する荷重を受けて浮体に生じる動揺によって生じる確率過程であり、その関数である  $Z$  も確率過程である。

全ての係留装置が破壊して構造物が漂流する事象は、任意の  $k$  に対して式(1)を満たす  $t$  が存在する事象であり、この場合漂流確率は次式で表される。

一方、前述のように、破壊確率は漂流確率よりも常に大きいので、安全側の評価指標として用いることができる。これは式(1)を満たす  $k$  が一つでも存在する場合であり、破壊確率は式(3)で表される。具体的には、継

$$p_d(T) = \iiint \Pr \left[ \bigcup_{k=1}^n Z_k(t) > 0; 0 \leq t \leq T \mid X = x_i, R = r_k \right] f_X(x_i) f_R(r_k) dx_i dr_k \quad (3)$$

続時間内での係留系全体の最大係留反力が耐力を越える事象の確率として求められる。

海象条件パラメータの分布が年最大値の極値分布であるとき、年当たりの信頼度(安全性)は次式で与えられる。

$$R(T) = 1 - p_d(T) \quad (4)$$

耐用期間  $L$  年間の総信頼度は近似的には次式で求められる。

$$R_L(T) = (1 - p_d(T))^L \quad (5)$$

### 3.2 条件付き確率の推定

漂流確率に対する条件付き確率は、特定の海象条件、係留耐力に対して、係留系の崩壊が完了する時間が海象条件の継続時間  $T$  以下になる累積確率で与えられる。破壊確率に対しては、特定の海象条件・耐力に対する最大係留反力の超過確率で与えられる。非線形な反力特性を持つ係留系の条件付き破壊確率を求めるには、現状では時間領域の浮体挙動シミュレーション結果を用いる以外に方法がない。

風速・波高等一定の海象条件  $X$  の下で継続時間  $T$  に相当するシミュレーションを必要回数  $N_x$  試し、 $N_x$  個の最大係留反力  $w$  または  $N_x$  個の崩壊時間  $t_c$  を得る。 $N_x$  個のデータの内  $w > r$  となるデータ数または  $t_c < T$  となるデータ数を  $i_r$  とすると条件付き破壊確率  $Pr$  は  $r$ 、 $x$ 、 $T$  の関数として次式で与えられる。

$$Pr(x, r, T) = \frac{i_r}{(N_x + 1)} \quad (6)$$

### 3.3 海象条件パラメータの扱い

強風波浪時に考慮する海象条件パラメータとして、風向、平均風速、波向き、有義波高、有義波周期がある。この他、浮体を設置するサイト毎に固定して扱えるパラメータとして風速の空間相関やスペクトル形がある。

固定的なパラメータはそれぞれ適切なものを選択する必要がある。一方、パラメータを多くすることは時間領域シミュレーションの計算時間の上から得策ではないため、風向・波向を同一とし、風向毎の漂流確率を扱うこととする。また、有義波高と有義波周期は波浪推算法を用いて風速の関数とする。ウイilsonのIV型は一般によく用いられる波浪推算式であり、有義波高と有義波周期は吹送距離  $f_e$  と高度  $10\text{m}$  における平均風速  $U_{10}$  によって次式で表現される<sup>2)</sup>。

$$H_{1/3} = 0.30 \frac{U_{10}^2}{g} \left\{ 1 - \left( 1 + 0.004 \sqrt{\frac{g f_e}{U_{10}^2}} \right)^{-2} \right\} \quad (7)$$

$$T_{1/3} = 1.37 \cdot 2\pi \frac{U_{10}}{g} \left\{ 1 - \left( 1 + 0.008 \left( \frac{g f_e}{U_{10}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^{-5} \right\} \quad (8)$$

## 4. 時間領域シミュレーションの物理モデル

### 4.1 対象構造物の特徴

本研究の対象は、防波堤の背後に多数のドルフィン・ゴムフェンダーで係留された  $5000\text{m}^2$  級箱形浮体である。想定する浮体-係留系及び海象の概念図を図-2に示す。

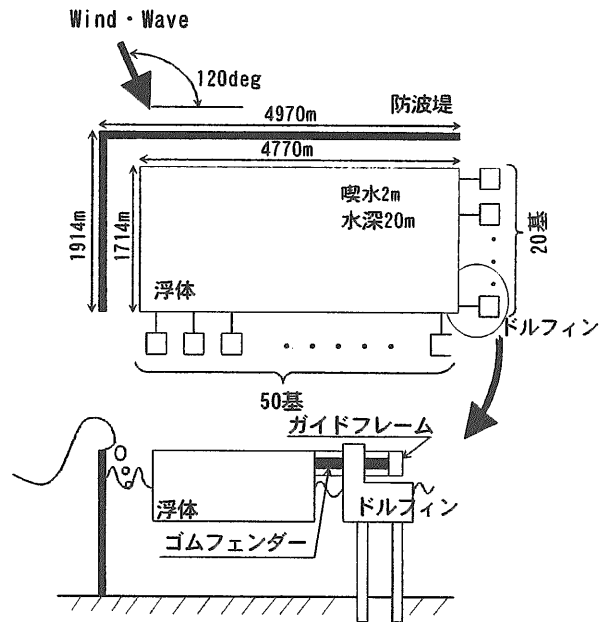


図-2 想定浮体

超大型浮体の外形の特徴として次のものが考えられる。

- ・防波堤で囲まれている
- ・浅水域に多数のドルフィンで係留される
- ・広大な面積を占め、巨大な質量を有する

- ・水平規模に比べ型深さ・喫水が小さい  
これらの外形の特徴は次のような物理的意味を持つと考えられる。
- ・防波堤で囲まれているため複雑な波浪場を考慮する必要がある
- ・ドルフィン係留のため係留点変位が比較的小さい
- ・浮体の規模に比べて水平変位が極めて小さく姿勢変化がないと見なせる
- ・波浪・風速等の長さスケールに比べ水平変位が小さく外力推定上止まっていると見なせる
- ・広大な面積を占めるため外力の空間的変動を考慮する必要がある
- ・質量が巨大なため、水平方向動揺の固有周期が長い
- ・相対的に薄い構造物であるため、弾性体的挙動が顕著になる。
- ・挙動を水平面内と鉛直方向に分離して扱うことが可能  
物理モデルを構築するに当たり、超大型浮体の特徴及び想定する海象条件の状況から、以下の仮定を設けることによりシミュレーションをより容易にすることができる。

1) 海象条件は継続時間内で一定

実際の海象条件は時々刻々変化するが、条件付き確率を求めるに当たっては最も厳しい海象条件が定常的に続くとする仮定が最も安全側の仮定であると思われる。継続時間は一つの台風や低気圧が通過する時間に相当し、3時間ないし6時間と言われる。継続時間をパラメータとして漂流確率の感度を調べることも重要であろう。

2) 入射波は長波頂不規則波

沿岸域では、海底のレンズ効果により大洋に比べ波浪の方向集中度が高いとされている。また、今後詳細な検討が必要であるが、一般的に短波頂波よりも長波頂波を想定した方がより安全側の推定であるといわれている。

3) 一様水深、自由空間での波力・流体力

現状では、海底・地形影響を考慮した波力・流体力の推定は困難である。これらの影響は海象条件の中で考慮される。

4) 防波堤越波と回折波が独立に力を及ぼす。

越波と回折波の干渉は現状では明らかではないが、二方向波間の干渉に類推される。二方向波間の力の場での干渉は、方向角が大きくなると急激に小さくなるものと考えられる。

5) 越波の波向きは入射波と同一

越波伝達波の3次元特性は明確になっておらず、この仮定が最も妥当と思われる。

6) 防波堤は破損しない

防波堤が破損した場合でも、防波堤の効果が完全に無くなるわけではない。破損を考慮するには破損状況を詳細に推定する必要があるが、これは極めて困難である。防波堤が全く存在しない状況を合わせて解析することで破損影響を考慮することがある程度可能と思われる。

7) 浮体の弾性挙動を考慮した波力

弾性挙動によって波力は大きく変化するため、これを考慮する必要がある。

8) 水平面内剛体運動

箱形超大型浮体では、heave、roll、pitch という概念が意味をなさなくなり、浮体の各点がそれぞれ上下に変動するものと考えられる。水面下に突起物がなければ水平運動と鉛直力の間に流力の干渉は存在しないと見なすことができる。また、上下方向運動を拘束しない係留方法を想定しているためこの点でも干渉がない

以上の仮定の下で浮体の運動方程式を以下の式で表す。

$$\begin{aligned}
 & [M_{ij} + m_{ij}(\infty)] \ddot{X}(t) + F_V(\dot{X}) + \\
 & \left[ \sum_{j=1}^n \int_{-\infty}^t \dot{x}_j(\tau) L_{ij}(t-\tau) d\tau \right] + F_M(X, \dot{X}) \quad (9) \\
 & = F_{wind}(t) + F_1(t) + F_2(t)
 \end{aligned}$$

ここで

$X(t)$  : 浮体の変位ベクトル

$M_{ij}$  : 浮体の慣性テンソル

$m(\infty)$  : 付加質量テンソル

$F_V$  : 海水による粘性減衰力ベクトル

$L$  : メモリー影響関数 (造波減衰の時間領域表現)

$F_M$  : 係留反力ベクトル

$F_{wind}$  : 風荷重ベクトル

$F_1$  : 一次波力ベクトル

$F_2$  : 二次波力ベクトル

である。

4.2 波浪外力

超大型浮体式海洋構造物は、ドルフィンのような剛性の高い係留装置を用いても、巨大な質量のため固有周期が長く、不規則波中で水平方向に低周波振動を起こすことが実験により確かめられている。これは、二次オーダー波力いわゆる変動漂流力に同調しているものと考えられる。二次オーダーまで考慮すると入射波と波力の関係は一般に下に示すボルテラ級数で表される。

$$\begin{aligned}
 F(t) &= F_1(t) + F_2(t) \\
 &= \int h_1(\tau) \eta(t-\tau) d\tau \\
 &+ \iint h_2(\tau_1, \tau_2) \eta(t-\tau_1) \eta(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (10)
 \end{aligned}$$

ここで  $F_1(t)$  は線形波力ベクトル、 $F_2(t)$  は変動漂流力ベクトル、 $h_1$ 、 $h_2$  は波力のインパルス応答関数のベクトル、 $\eta(t)$  は入射波の水位変動の時系列である。

$h_1$ 、 $h_2$  は一次波力の伝達関数  $H_1(\omega)$ 、変動漂流力伝達関数  $H_2(\omega_1, \omega_2)$  のフーリエ逆変換である。 $H_1$ 、 $H_2$  は

一般にそれぞれ規則波、二成分波中の波力の複素振幅として定式化されるものである。

#### 4. 2. 1 浅喫水近似による波力の定式化

波力に関して超大型浮体を特徴づけるのは弾性挙動(浮体自身が波打つ現象)と浅喫水である。弾性挙動は、浮体周囲の速度ポテンシャルを変化させると共に底面の法線方向を変化させ波力の変化要因となる。実際には、底面の変形による波力は他の要素に比べ無視することができる。これは、浮体の剛性にもよるが、変形がそもそも小さいためと考えられる。

浅喫水近似は入射波長に対して喫水が十分小さいとする仮定であり、具体的には喫水をゼロとすることにより推定の簡素化がはかられる。

浮体をゼロ喫水の薄板として扱う弾性挙動計算による浮体周囲の水位  $\eta_c$  及び相対水位  $\zeta_c$  の複素振幅を用いて、一次波力及び二次波力の伝達関数はそれぞれ次のように定式化される。(付録A参照)

一次波力

$$\bar{H}_1(\omega) = -\rho g d \oint \eta_c \bar{n} dC \quad (\text{force})$$

$$H_1(\omega) = -\rho g d \oint \eta_c r \times n dC \quad (\text{moment}) \quad (11)$$

二次波力

$$\bar{H}_2(\omega_1, \omega_2) = -\frac{1}{2} \rho g \oint \zeta_c(\omega_1) \zeta_c^*(\omega_2) \bar{n} dC \quad (\text{force})$$

$$H_2(\omega_1, \omega_2) = -\frac{1}{2} \rho g \oint \zeta_c(\omega_1) \zeta_c^*(\omega_2) r \times n dC \quad (\text{moment}) \quad (12)$$

ここで、 $d$  は浮体の喫水、 $\bar{n}$  は浮体側面の法線ベクトル、積分は浮体周りの周積分である。相対水位は浮体の弾性挙動によるラディエイションポテンシャルを考慮したものである。

#### 4. 2. 2 積分化伝達関数

二次波力の計算に上式をそのまま用いるのは計算時間の面で実用的ではない。そこで、積分化伝達関数を導入する。

線形代数における2次形式から標準形式への変換定理より変動漂流力は次式で近似できる。<sup>3)</sup>

$$F_2(t) = \int w_2(\tau) \eta^2(t - \tau) d\tau \quad (13)$$

ここで  $w_2(\tau)$  は  $\eta^2$  に対するインパルス応答関数である。

式(10)の第二項と式(13)の自乗誤差の平均値を最小にする  $w_2(\tau)$  は、式(14)で与えられる。

$$h_2(\tau_1, \tau_2) \approx w_2(\tau_1) \delta(\tau_2 - \tau_1) \quad (14)$$

式(14)の両辺を逆フーリエ変換し、両辺に入射波のスペクトルを乗じて積分すると  $\zeta^2$  に対する応答関数  $W_2(\omega)$  は式(15)のようになり、積分化された変動漂流力伝達関数で近似される。これは変動漂流力の伝達関数を波スペクトルと重畳積分したもので、スペクトル情報を含んだ伝達関数である。

$$W_2(\omega) \approx \frac{1}{\sigma^2} \int_{-\infty}^{\infty} H_2(\omega - \nu, \nu) S(\nu) d\nu \quad (15)$$

ここで  $H_2(\omega_1, \omega_2)$  は変動漂流力伝達関数、 $S$  は波スペクトル、 $\sigma^2$  は波変動の分散である。

変動漂流力の時系列を求めるに当たり、時間ステップ数を  $n$ 、インパルス応答関数の分割数を  $m$  とすると式(10)を用いる場合の計算時間は  $n \times m^2$  に比例するのに対して式(13)を用いると  $n \times m$  に比例することになり計算時間を短縮することができる。

#### 4. 2. 3 防波堤の影響

波高が高い場合、防波堤の背後には越波と回折波が混在する。越波伝達波は防波堤を越えた水塊が水面に落ちて高周波の波を作るのに対して、回折波は入射波と同じ周波数であり、位相相関は独立と見なすことができると考えられる。また、力の場での干渉も周波数帯が異なるため小さいものと考えられる。このため、それぞれ独立に波力伝達関数を求め、波力時系列の場で合成することができる。

回折波に対する波力伝達関数は、防波堤を考慮した浮体周囲の水位及び相対水位から式(11)、(12)によって求め、沖波スペクトルを用いて求めた  $\eta$  を入射波の水位変動とする。

越波に対する波力伝達関数は防波堤の無い状態のものを用いる。また、防波堤の波高伝達率及び周期変化率を用いて沖波スペクトルを変形させたものを入射波のスペクトルとして  $\eta$  を求める。

防波堤の波高伝達率については2次元問題に対していくつかの提案式があるが、ここでは合田の提案<sup>4)</sup>している次式を用いる。

$$K_T = \begin{cases} \sqrt{0.25 \left[ 1 - \sin \frac{\pi}{\alpha} \left( \frac{R_b}{H_I} + \beta \right) \right]^2 + 0.01 \left( 1 - \frac{hm}{h} \right)^2} & \frac{R_b}{H_I} < \alpha - \beta \\ 0.1 \left( 1 - \frac{hm}{h} \right) & \frac{R_b}{H_I} \geq \alpha - \beta \end{cases} \quad (16)$$

$$\alpha = 2.2 \quad \beta = -0.2$$

$R_b$ は防波堤の天端高さ、 $H_I$ は入射波高、 $h$ は水深、 $hm$ はマウンド上の水深である。

周期変化率は0.7とする。

### 4. 3 風荷重

ビルや橋梁などの構造物においては、摩擦抗力は圧力抗力比べ無視できるほど小さいが、超大型浮体式海洋構造物では、広大なデッキの上を風が流れるため全体としては摩擦抗力を無視することはできない。摩擦抗力と圧力抗力は作用する場所が異なり広大な空間に分布している。このため、場所によって抗力係数が異なる状態に対して、風速の空間相関を考慮した変動風荷重を定式化する必要がある。

デッキ上の構造物は、浮体の用途によって様々な形状が考えられ、特定しにくい。また、空港を例に取れば上載構造物は浮体と同程度の規模にはなり得ないため、近似的には表面粗度として扱うことができると考えられる。

風による単位面積あたりの荷重は風速の自乗に比例するが、変動風荷重を扱う場合風速を定常成分 $U$ と変動成分 $u$ に分け、 $U \gg u$ として $u$ の自乗項を無視し、線形化して扱われる。風場が等方性乱流であるとする、主流(定常成分)と直角方向にも同程度の変動速度成分 $v$ が存在するが、風荷重に対しては、微少量の自乗として無視することができる。浮体の運動によって励起される速度は、超大型浮体の場合、運動振幅が小さくかつ運動周期が長いいため無視することができる。

単位面積あたりの風荷重  $P(t)$ は次式となる。

$$P(t) = \frac{1}{2} C_d \rho U^2 + C_d \rho U u(t) = P_0 + p(t) \quad (17)$$

構造物全体に作用する主流方向定常風荷重 $F_0$ 、定常モーメント $M_0$ は、次式で表される。

$$F_0 = \frac{1}{2} \rho \int_A C_d U \bar{U} \cdot \bar{n} dA \quad (18)$$

$$S_{FF}(f) = \rho_a^2 \iint_A C_{di}(f) C_{dj}(f) (\bar{U}_i \cdot \bar{n}_i) (\bar{U}_j \cdot \bar{n}_j) \text{Re}(R_{ij}(f)) S(f) dA_i dA_j \quad (21)$$

$$S_{MM}(f) = \rho_a^2 \iint_A C_{di}(f) C_{dj}(f) (\bar{U}_i \cdot \bar{n}_i) (\bar{U}_j \cdot \bar{n}_j) y_i y_j \text{Re}(R_{ij}(f)) S(f) dA_i dA_j \quad (22)$$

$$S_{FM}(f) = \rho_a^2 \iint_A C_{di}(f) C_{dj}(f) (\bar{U}_i \cdot \bar{n}_i) (\bar{U}_j \cdot \bar{n}_j) y_j \text{Re}(R_{ij}(f)) S(f) dA_i dA_j \quad (23)$$

$$M_0 = \frac{1}{2} \rho \int_A C_d y U \bar{U} \cdot \bar{n} dA \quad (18)$$

$n$ は浮体表面の法線方向単位ベクトル(圧力作用点)または主流方向単位ベクトル(摩擦作用点)である。

構造物全体に作用する主流方向変動荷重 $F(t)$ の自己相関関数 $R_F(\tau)$ は以下のように表される。

$$R_F(\tau) = \iint_A \overline{p_i(t) p_j(t+\tau)} dA_i dA_j$$

$$\overline{p_i(t) p_j(t+\tau)} = \rho^2 (\bar{U}_i \cdot \bar{n}_i) (\bar{U}_j \cdot \bar{n}_j) C_{di} C_{dj} R_{ij}(\tau) \quad (19)$$

積分は、浮体の表面全域にわたって行うものとし、抗力係数は場所によって異なると考えられる。

$R_{ij}(\tau)$ は変動風速の空間相関関数である。この関数のフーリエ変換は変動風速のクロススペクトルであり、変動風速のパワースペクトルとの比は通常次式で近似的に表される<sup>5)</sup>。

$$R_{ij}(f) = \exp \left( \frac{-k_1 f |y_i - y_j| + k_2 f (x_i - x_j)}{U} \right) \quad (20)$$

海上風に対しては一般的に $k_1=7.0$ 、 $k_2=5.13$ が用いられている。上式は通常一様な平均流速場に対して用いられるものであり、指数の分母は一定の平均流速 $U$ が用いられる。台風などのように平均流速が一様でない風速場を想定する場合は、便宜的に次式を用いる。

$$U = \sqrt{U_i U_j} \quad (20')$$

上式の有効性の検証については台風の中などでの観測が必要であろう。

式(19)の両辺をフーリエ変換すると、変動風荷重のパワースペクトル、浮体重心周りのモーメントのパワースペクトル及び、荷重とモーメントのクロススペクトルは次式のように表される。

ここで、

- $\rho_a$  : 空気密度
- $U$  : 平均風速
- $C_d(t)$  : 抗力係数
- $dA$  : 表面積要素
- $S(f)$  : 変動風速のパワースペクトル
- $f$  : 周波数
- $x$  : 面要素の主流方向座標
- $y$  : 面要素の主流直角方向座標
- $k_1$  : 主流直角方向の空間相関係数
- $k_2$  : 主流方向の空間相関係数
- $i, j$  : 浮体表面の独立な面要素番号

$$M_{wind}(t) = \sum_{k=1}^N \cos(2\pi f_k t + \varepsilon_{1k} + \theta_k) \sqrt{2 \frac{|S_{FM}(f_k)|^2}{S_{FF}(f_k)}} \Delta f_k + \sum_{k=1}^N \cos(2\pi f_k t + \varepsilon_{2k}) \sqrt{2 \left( S_{MM}(f_k) - \frac{|S_{FM}(f_k)|^2}{S_{FF}(f_k)} \right)} \Delta f_k \quad (25)$$

#### 4. 4 流体力

浮体の運動に対する流体力は、造波による成分と、流体の粘性による成分がある。超大型浮体の場合、動揺の周波数が低いため造波減衰力は相対的に小さくなり、広大な底面積のため風荷重と同じように摩擦による粘性減衰力が顕著になると考えられる。

##### 4. 4. 1 造波による流体力

水平面内の運動による造波流体力係数は、剛体に対するポテンシャル理論値がそのまま適用できる。面内の剛性は鉛直方向曲げの剛性に比べ極めて高く剛体と見なすことができるからである。しかし、水平面内運動の同調周波数帯におけるポテンシャル理論値は無視できるほど小さいものとなっている。鉛直方向挙動の水平方向の力に対する影響は波浪外力の中で考慮されている。浅喫水の箱形浮体においては、水平運動が鉛直方向の力に与える影響は無視できる。

##### 4. 4. 2 粘性による流体力

平板が無限に広がる粘性流体中で自分自身に平行に振幅  $X_0$ 、角周波数  $\omega$  で単振動している状態を想定する。

$$x = X_0 \sin \omega t \quad (26)$$

この場合の単位面積あたりの摩擦力  $\tau$  は、層流を仮定したナビエーストークス方程式の厳密解として次式で与えられる。<sup>6)</sup>

である。

主流方向変動風荷重  $F(t)$  の推定は、パワースペクトルを用いて次式によって行うことができる。

$$F_{wind}(t) = \int_0^{\infty} \cos(2\pi f t + \varphi_1(f)) \sqrt{2S_{FF}(f)} df \quad (24)$$

一方、前述したように、最大係留反力は、浮体の並進運動と回転運動の組み合わせによって生じるため、モーメントの推定を行う場合、独立にランダム位相を与えるのではなく、荷重との相関を考慮する必要があると考えられる。モーメントは、パワースペクトルとクロススペクトルを用いて次式により推定される。

$$\tau = \mu k X_0 \omega (\sin \omega t - \cos \omega t) \quad (27)$$

$\mu$  は粘性係数、 $k$  は平面に垂直な方向に伝わる減衰性正弦波の波数及び減衰係数であり次式で与えられる。

$$k = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \quad (28)$$

$\delta = 1/k$  とすると、 $\delta$  は振幅が  $1/e$  に減衰する距離に相当し、境界層厚さに相当する。式(27)は無限平板に対する式であるが、振動流の境界層が極めて薄いため、超大型浮体に対して近似的に適用可能であると考えられる。 $\tau$  を底面について面積分することで全体の摩擦力が得られる。 $\sin \omega t$  の係数は付加質量、 $\cos \omega t$  の係数は減衰係数に相当する。

摩擦減衰力は

$$F_V = - \int \mu k dS \dot{x} \quad (29)$$

摩擦による付加質量は

$$m = \int \frac{\mu k}{\omega} dS \quad (30)$$

である

#### 4. 5 係留反力

メガフロートの係留方式は、浮体から迫り出した環状の枠（ガイドフレーム）にドルフィン頭部を差し込み、定反力型ゴムフェンダーでガイドフレームとドルフィンの隙間をうめる形式が採用されている。係留反力特性は



ドルフィンの曲げ変形量とフェンダーの圧縮変形量の和と係留反力との関係によって表される。

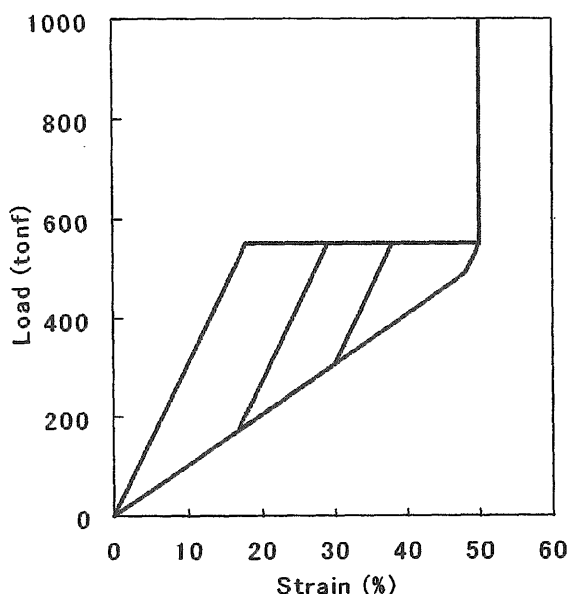


図-3 フェンダーの反力特性

#### 4. 5. 1 フェンダーの反力特性

定反力フェンダーの変位-反力特性は小変位時の比較的高いばね定数、大変位時の定反力、及び除荷時に加荷時よりも低い反力を示すヒステリシスループで特徴づけられる。<sup>7)</sup>

定反力域を越えて更に圧縮すると反力は急激に増加し、正常圧縮の場合80~85%歪みで破壊するが、50%歪み点にストッパーを設けフェンダーを保護しドルフィンに荷重を持たせるのが現実的と考えられる。フェンダーの反力特性モデルは、上記の三特徴を直線の組み合わせで近似的に表現することができる。図-3は代表的なゴムフェンダーの反力のモデルを表す。

#### 4. 5. 2 ドルフィンの反力特性

ドルフィンには組杭式とジャケット式があるが、部材の挙動を捨象してマクロ的に観るといずれも弾性変形と降伏後の塑性変形及びその組み合わせとしてのヒステリシスで特徴づけられる。このような変形形態はヒステリシスループを平行四辺形で表すバイリニアモデルを用いて表現するのが通常である。塑性変形が直線で表しきれない場合は複数の線分の組み合わせを用いることができる。図-4はメガフロート技術研究組合が実施した組杭式ドルフィンの変位-反力特性の弾塑性解析結果<sup>7)</sup>とその結果をモデル化した物である。

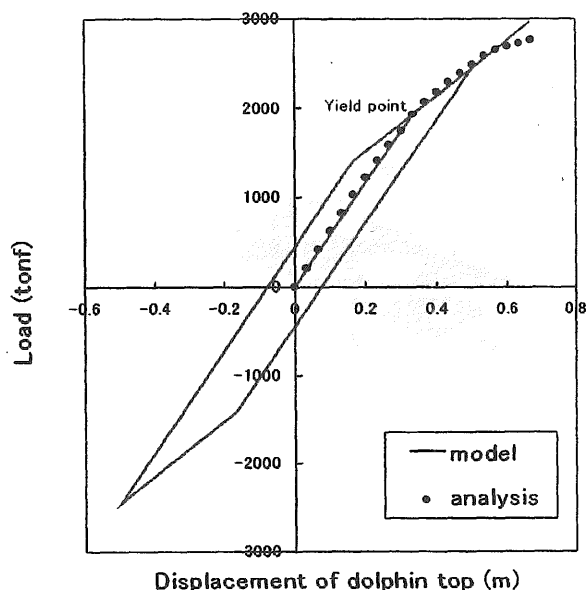


図-4 ドルフィンの反力特性

#### 4. 5. 3 破壊のモデル

計算中係留反力が破壊耐力を超えた場合にその後係留装置が機能しなくなるとして、次の時間ステップからその装置の係留力をゼロとすることで表現する。

各係留装置の許容変位が浮体の長さに対して十分小さいため、崩壊するまでは浮体に対する波浪の入射角は不変であるとする。

surge・sway いずれかの方向の位置保持力を全て失った状態になった時点を崩壊完了とみなす。

### 5. 物理モデルの検証実験

#### 5. 1 波力特性実験

当所の海洋構造物試験水槽において、浅水用造波装置を設置して浅水状態(40cm)で剛体及び弾性体の浅喫水箱形浮体に作用する変動漂流力の計測実験を実施した。実験装置及び模型の配置図を図-5に示す。

剛体模型は、長さ10m、幅2m、喫水0.04mの発泡塩化ビニル製の箱形である。

弾性体模型は厚さ5mmのアルミ板に厚さ65mmの発泡ポリエチレンを張り付けた箱形模型で、単位幅あたりの曲げ剛性は $EI/B=762(N\cdot m)$ である。ただし、喫水は0.02mとした。

長辺側に4基、短辺側に3基の係留装置を等間隔に配置して係留した。係留間隔は長辺2.8m、短辺0.75mとした。

係留装置は、ドルフィン-リンク形式を採用した。リンクには2個のユニバーサルジョイントを用いて、係留反力に垂直な方向の変位をフリーにした。

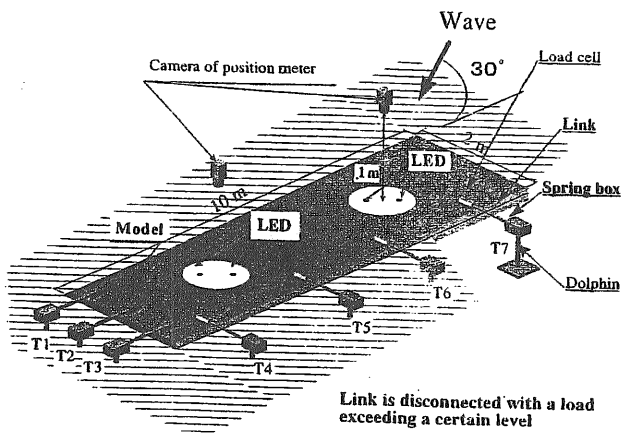


図-5 実験装置の構成

フェンダーはコイルばねで模擬し、図中のスプリングボックス内に配置した。ばね定数は 1kgf/cm、最大変位は 2.5cm である。

計測法は、自由動揺試験結果と既知のばね定数より運動と外力の間の応答関数を求め、非接触運動計測装置で計測した水平面内運動から外力を逆算する方法を採用した。

入射波は、長波頂不規則波とし、ランダムノイズジェネレータの信号をバンドパスフィルタに通して簡易的に作成した造波信号を用いた。有義波高は 5cm、入射角は 30deg 及び 60deg である。

式(13)のフーリエ変換から入射波の自乗と変動漂流力との間の応答関数は次式で表される。

$$S_{f\eta^2}(\omega) = W_2(\omega) S_{\eta^2\eta^2}(\omega) \quad (31)$$

ここで  $S_{f\eta^2}(\omega)$  は入射波の瞬時値の自乗と変動漂流力とのクロススペクトル、 $S_{\eta^2\eta^2}(\omega)$  は入射波の自乗のスペクトルである。

図-6は剛体模型実験の結果を式(31)に適用して求めた  $W_2(\omega)$  と積分化伝達関数理論値の振幅である。入射角は 30deg である。実験値は同条件の 18 個のデータの平均である。Surge の実験結果は伝達関数の振動を捉えきれていないが、その他はよい一致を示していると思われる。

変動漂流力は、周波数が高くなると急激に小さくなる傾向があり、Sway に対して特に顕著である。このことは、ニューマン近似等による簡易推定法が、系の同調周波数にもよるが、変動漂流力を過大に推定することを示している。

弾性体模型においてもほぼ同様の結果が得られた。図-7は、入射角 60deg の場合の積分化伝達関数の理論値と実験値である。

Surge の結果が余りよく一致していないが、安全側の推定値として有効であろう。Sway、Yaw については弾性応答よりも Roll が支配的であるため剛体とあまり変わらない結果となっている。弾性模型における Yaw の一致がよくなったのは、ポテンシャル計算時の分割数をあげたためと思われる。

図-8に入射角 0deg での Surge の積分化伝達関数を示す。60deg よりもよい一致を示している。

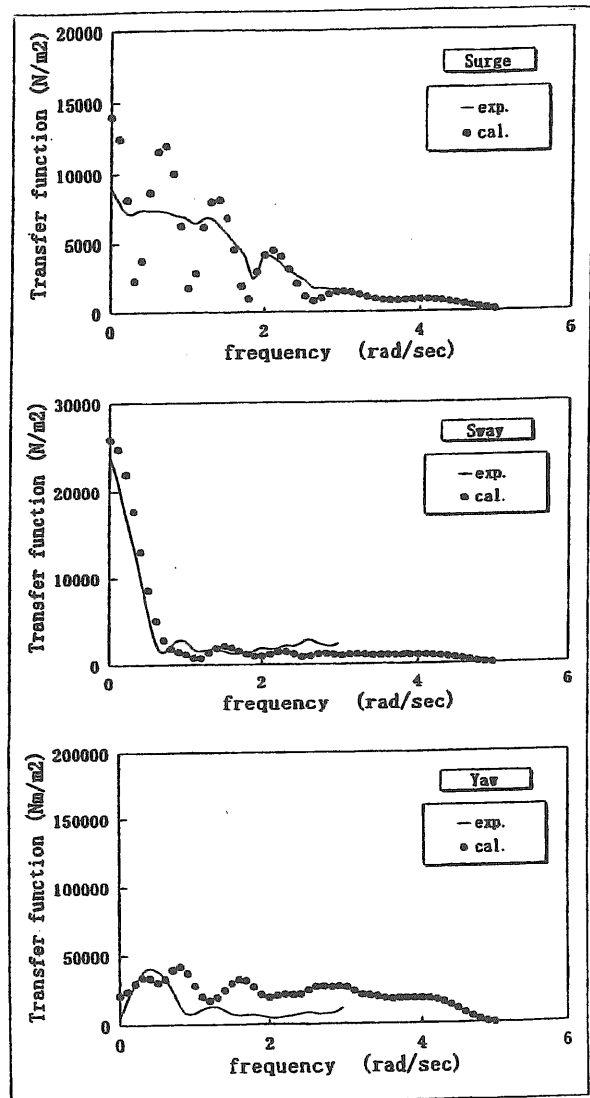


図-6 剛体浮体の積分化 QTF

### 5. 2 防波堤越波特性実験

当所の海洋構造物試験水槽において、浅水用造波装置を設置して浅水状態(40cm)で防波堤越波特性実験を実施した。

長さ 6.4m の直線型防波堤の波下側に長さ 4.8m、幅 1m の浮体を防波堤から 50cm 離して設置した。係留は、ユニバーサルジョイント付きのロッドを用い、計測台車とロッドの間に検力計を挟み、水平方向波力を直接計測

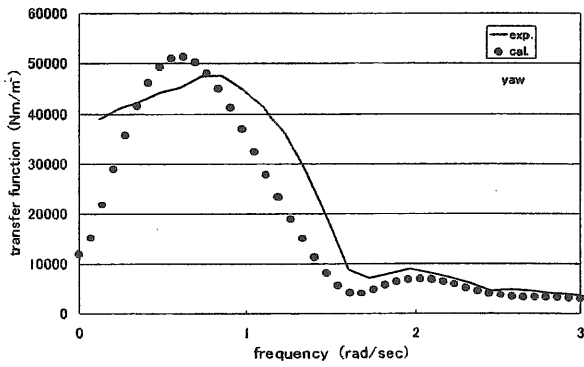
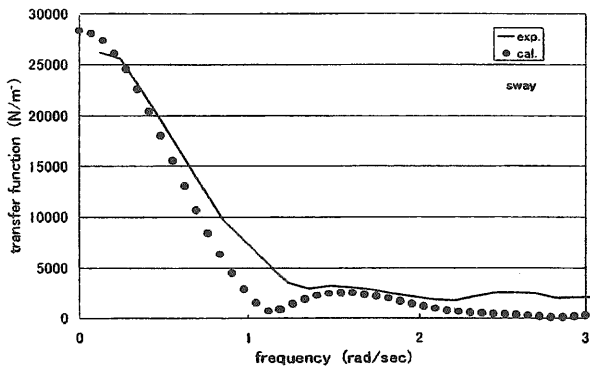
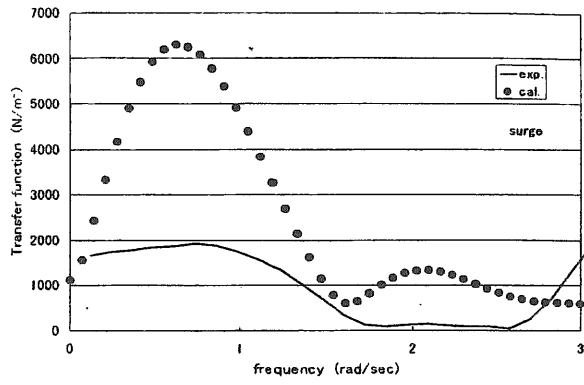


図-7 弾性浮体の積分化 QTF

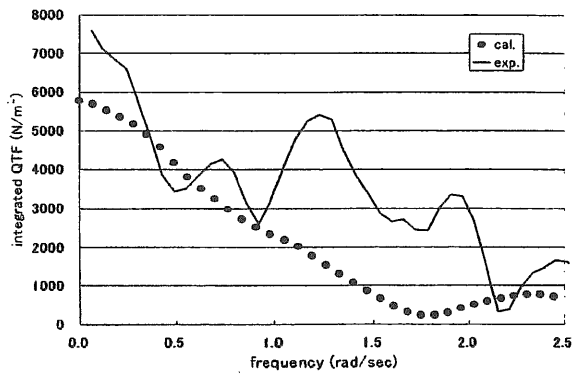


図-8 弾性浮体の積分化 Q T F (入射角 0deg)

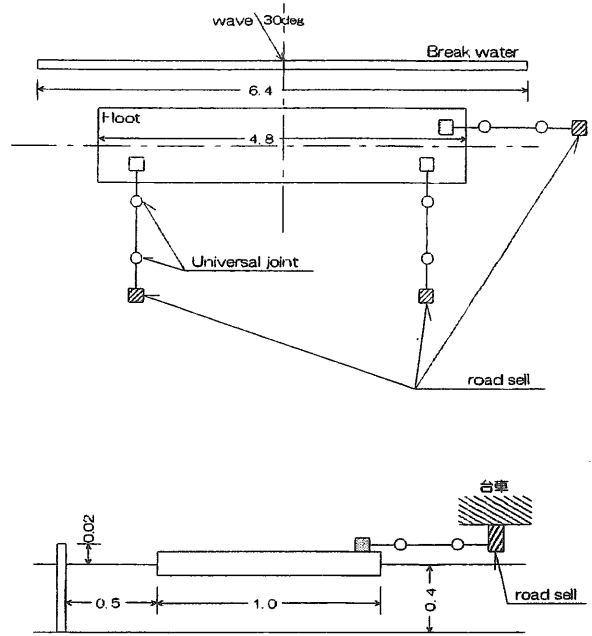


図-9 越波特性実験装置構成

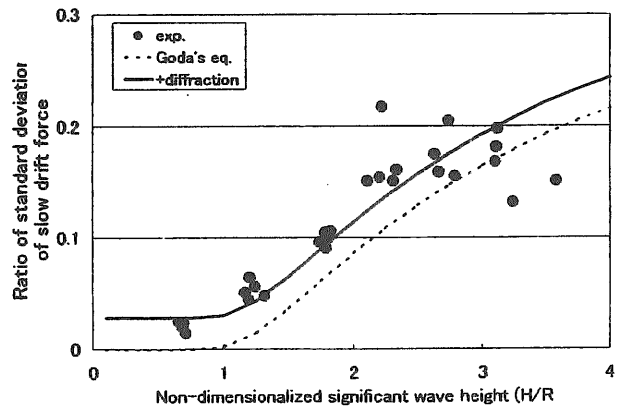


図-10 波高伝達率特性

した。防波堤はマウンド無し、天端高 2cm の垂直壁である。配置図を図-9 に示す。

入射波は、長波頂不規則波とし、ランダムノイズジェネレータの信号をバンドパスフィルタに通して簡易的に作成した造波信号を用いた。入射角は防波堤正面から 30deg である。

図-10 は、変動漂流力の標準偏差を波高毎にプロットしたものであり、防波堤が無い場合に対する比をとった。波線は合田の式の自乗、太線はポテンシャル理論から求めた回折波影響を加味したものである。実験結果は波高の高いところでばらついているが、合田の式に回折影響を加味することで3次元の防波堤の影響を表わすことができるものと考えられる。

5. 3 風洞実験による抗力係数の推定

超大型浮体では、形状は単純であるが超大型であるがゆえに、抗力係数が十分把握されていない。そこで、定常風荷重に対する抗力係数を風洞実験により求めた。

5. 3. 1 実験方法

(1) 風洞

当所変動風水洞において、床面設置（水面の無い状態）・閉鎖風路状態で実験を実施した。計測部は長さ15m、幅3m、高さ2mであり、上流側3.5mは気流に鉛直方向の速度勾配をつけるために使用した。

(2) 模型

実験模型は部分模型である。長さ10m、高さ0.15mの空力的に十分なめらかな箱形模型を、風洞の床面に幅3mにわたって設置した二次元的実験（A状態）と、幅2mにわたって片側の風洞側壁に寄せて設置したコーナー部を模擬した実験（B状態）を行った。風洞中央の幅1mの部分を実験部とし、直径0.04インチの圧力孔を118個配置した。実機の高さを4mと想定すると縮尺は1/26.67となる。風洞断面の閉塞率は、A状態が7.5%、B状態が5%である。

(3) 計測項目と計測方法

実験風速 : 風洞計測部入り口における風速を、風洞設置のピトー管を使用して計測し、風速が常に一定になるように送風機の回転数を微調整した。設定は10、15、20、25m/secの4種類である

模型上風速分布 : トラバース装置に設置した定温度型熱線風速計を使用して計測した。計測時間は1点あたり10秒とし、平均値と乱れ度を求めた。

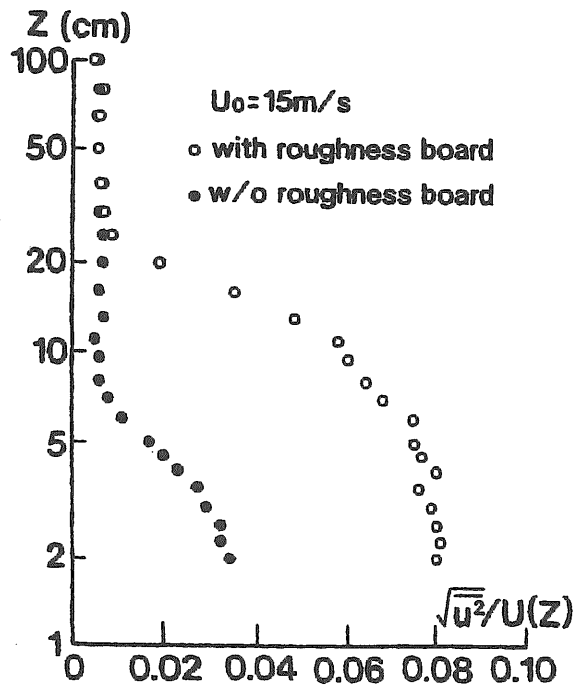
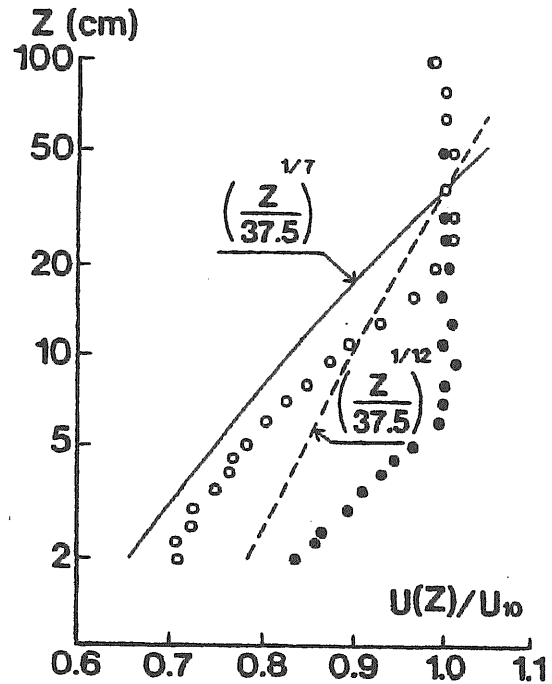
圧力分布 : 圧力孔と多点圧力変換器をビニルチューブで接続して計測した。

1点あたり25秒間の平均値を求めた。

(4) 実験に使用した風の特性

風洞実験を行うに当たっては、鉛直方向の速度勾配と

乱れ強さを自然風にあわせる必要がある。自然風の速度勾配は、大気の安定度や地表面の粗度によって変化するが、べき乗則で表した場合その指数値として1/7がよく使用される。本実験でも1/7を目安として速度勾配を作った。



(計測位置 : X=3.5m)  
図-11 風速及び乱れ強さの鉛直分布

粗度調整が可能な粗面板を風洞計測部入り口に設置し、模型先端位置の速度の鉛直分布が可能な限り1/7乗に近

づくように粗度の調整を行った。最終的に得られた平均風速及び乱れ強さの鉛直分布を図-11に示す。平均風速は高さ37.5cm(実機で10mに相当)における平均風速 $U_{10}$ で無次元化した。この $U_{10}$ を今後基準風速として用いる。得られた鉛直分布は1/7乗とは一致しないが、高さ10cm程度まではほぼ1/7乗に比例する勾配を有している。また、乱れ強さは風洞床面で8%程度で、自然風の値より若干小さいが、高さ20cm程度までは乱れがあり、模型上端まで境界層に入っていることがわかる。

図は、実験風速15m/secのものであるが他の実験風速についても同様の結果が得られている。

(5) 風洞断面の閉塞効果の補正

閉鎖型の風洞に模型を設置した場合、模型設置位置では計測部入り口に比べ流路断面積が変化するため、静圧が変化する。模型上の圧力分布、特に後端の圧力分布を計測する場合この静圧変化分を補正する必要がある。計測部入り口と浮体設置位置に対して、連続の式とベルヌイの定理を適用すると、次式のように圧力係数の差が求まる。

$$\Delta C_p = 1 - \frac{A_1^2}{A_2^2} \quad (32)$$

ここで、 $A_1$ 、 $A_2$ はそれぞれ計測部入り口(6m<sup>2</sup>)、模型設置位置の流路断面積(A状態:5.55m<sup>2</sup>、B状態:5.7m<sup>2</sup>)である。上式に代入すると $\Delta C_p$ はA状態で-0.1687、B状態で-0.1080であった。

(6) 摩擦抗力係数の求め方

局所摩擦抗力係数は風速の鉛直分布から求める。物体表面の境界層を特徴づけるパラメータに、排除厚 $\delta^*$ と運動量厚 $\theta$ があり、次式で定義される。

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dz, \quad \theta = \int_0^\delta \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dz \quad (33)$$

両者の比 $H = \delta^*/\theta$ は形状パラメータと呼ばれ、乱流境界層の場合 $H = 2.6 \sim 2.7$ に達すると剥離が生じると言われている。

Ludwig & Tillmanは $H$ と境界層レイノルズ数 $R_\theta = U_\infty \theta / \nu$ を用いて、摩擦抗力係数 $C_f$ に対して次のような実験式を提案している。

$$C_f = 0.246 \times 10^{-0.678H} R_\theta^{-0.268} \quad (34)$$

この方法は、風速分布の積分値を用いるため、物体表面の風速の勾配から直接求めるよりも表面近傍の風速の微細構造を要求されない点で精度が高いと考えられる。

5. 3. 2 実験結果

(1) 圧力抗力

図-12はB状態での模型前面及び後面における圧力分布の例である。 $C_p$ は計測された圧力を基準風速の動圧 $1/2 \rho U_{10}^2$ で無次元化した圧力係数である。この圧力

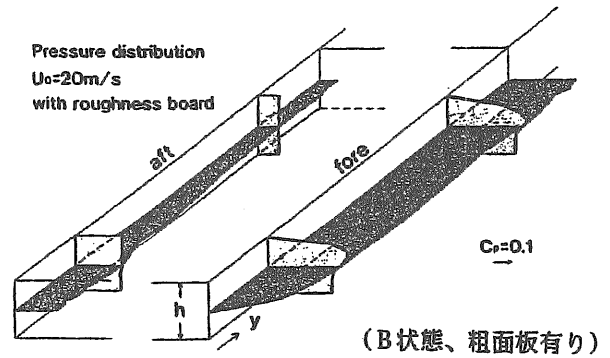


図-12 模型前後の圧力分布

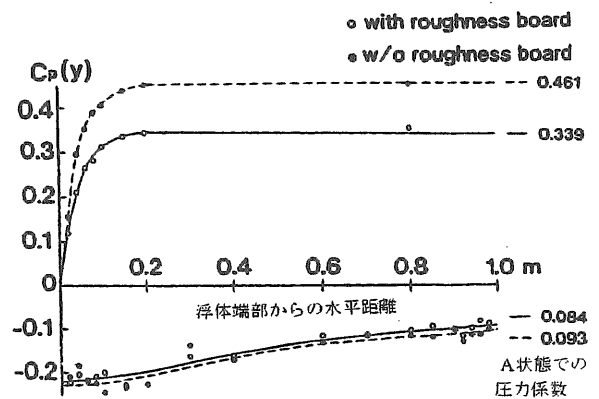


図-13 圧力係数の分布

係数は、4種類の実験風速に対してほとんど変化がなかった。圧力係数を高さ方向に積分した値 $C_p(y)$ を図-13に示す。黒丸は粗面板が無い状態、白丸は粗面板がある状態を示す。図の右端にA状態での値 $C_p(\infty)$ を示す。 $C_p(y)$ はコーナー部から中心に向かって $C_p(\infty)$ に漸近していくことが示されている。圧力抗力係数はこの圧力係数分布を積分することにより求められる。本論の対象としているような、鋭い角を持つ物体は流れの剥離点が一貫しているためレイノルズ影響がほとんどないと言われている。このため、こように求めた抗力係数を実機に対してそのまま用いることができる。

(2) 摩擦抗力

式(34)により求めた局所摩擦抗力係数 $C_f$ を図-14に示す。 $C_f$ は前縁からの距離と伴に増加し、模型高さの40倍ではほぼ一定値になる。また、風速が大きいくほど $C_f$ は小さくなり、レイノルズ数の影響を示している。実機の $C_f$ を推定するためには、レイノルズ影響を補正する必要がある。

平板の摩擦抗力係数に対しては、Prandtl-Schlichtingの公式が広く認められている。

$$C_f = (2 \log R_x - 0.65)^{-2.3} \quad (35)$$

$$C_F = 0.455(\log R_L)^{-2.58}$$

$C_F$ は $C_f$ を前縁から、距離 $L$ まで積分して求められる全摩擦抗力係数である。 $R_x$ は前縁からの距離を代表長さとする局所レイノルズ数、 $R_L$ は平板の長さ $L$ を代表長さとする全レイノルズ数である。

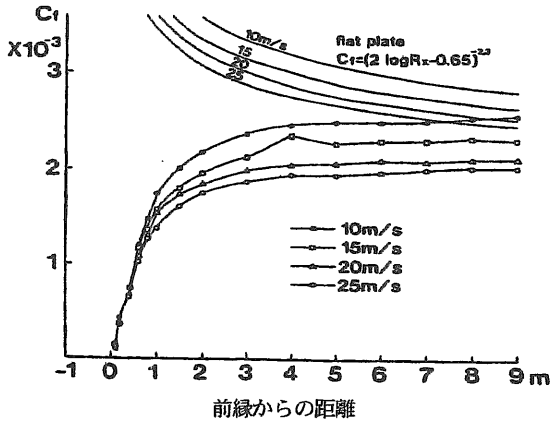


図-14 摩擦抗力係数

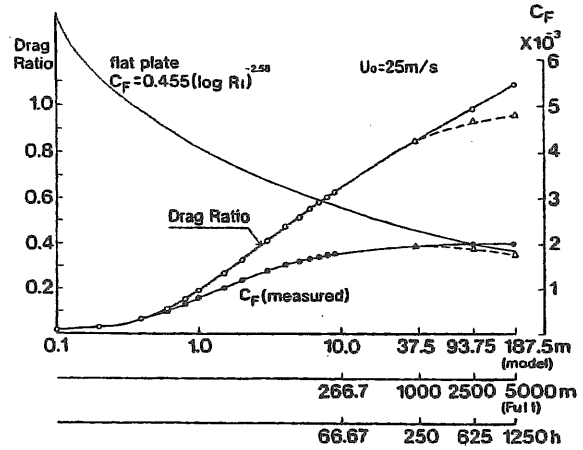


図-15 模型・平板の全摩擦抗力係数と「抗力比」

表-1 実機抗力係数の推定値

通常時 ( $U_{10}=25\text{m/s}$ )

$\chi$	圧力抗力	摩擦抗力 (滑面)	摩擦抗力 (粗面)	全抗力 (滑面)	全抗力 (粗面)
$\chi = 0^\circ \rightarrow$	$C_p=0.427$ 67 ton	$C_f=1.33 \times 10^{-3}$ 260 ton	$C_f=2.50 \times 10^{-3}$ 488 ton	327 ton	555 ton
		$C_f=1.18 \times 10^{-3}$ 231 ton	$C_f=2.21 \times 10^{-3}$ 432 ton	298 ton	499 ton
$\downarrow$					
$\chi = 90^\circ$	$C_p=0.424$ 331 ton	$C_f=1.26 \times 10^{-3}$ 246 ton	$C_f=2.55 \times 10^{-3}$ 498 ton	577 ton	829 ton

異常時 ( $U_{10}=50\text{m/s}$ )

$\chi$	圧力抗力	摩擦抗力 (滑面)	摩擦抗力 (粗面)	全抗力 (滑面)	全抗力 (粗面)
$\chi = 0^\circ \rightarrow$	$C_p=0.427$ 267 ton	$C_f=1.24 \times 10^{-3}$ 965 ton	$C_f=2.50 \times 10^{-3}$ 1955 ton	1232 ton	2222 ton
		$C_f=1.09 \times 10^{-3}$ 851 ton	$C_f=2.21 \times 10^{-3}$ 1725 ton	1118 ton	1992 ton
$\downarrow$					
$\chi = 90^\circ$	$C_p=0.424$ 1325 ton	$C_f=1.15 \times 10^{-3}$ 902 ton	$C_f=2.55 \times 10^{-3}$ 1991 ton	2227 ton	3316 ton

注) 表中、摩擦抗力の上段は $C_f(\infty) = \text{一定}$ とした場合、下段は $C_f(\infty) = \text{平板の値}$ とした場合である。

平板の全摩擦抗力係数と模型実験から得られた全摩擦抗力係数の比を抗力比 (drag ratio) と名付ける。この場合、レイノルズ数は模型の値を用いる。図-15に実験風速25m/sの時の抗力比をしめす。模型のCFは、模型長を越える点については $C_F$ を一定として計算した。また図中の破線は、平板の $C_F$ が模型の $C_F$ よりも小さくなった点以降平板の $C_F$ に等しくなるとして計算したものである。横軸の第二軸は実機スケールに直した時の前縁からの距離、第三軸は前縁からの距離と模型高さの比である。

抗力比は、実験風速が変化してもほとんど同じ値を示した。そこで、実機スケールの構造物と平板の対比においても抗力比は同じ値を示すと仮定できると考えられる。更に、構造物が表面粗度を有する場合も抗力比は同じ値を示すと仮定する。

表面粗度がある場合の平板の $C_F$ は次式で与えられる。

$$C_F = \left( 1.89 + 1.62 \log \frac{L}{k_s} \right)^{-2.5} \quad (36)$$

Lは前縁からの距離、 $k_s$ は等価砂粒径である。この $C_F$ に抗力比を乗ずることによって表面粗度 (上載構造物) がある場合の実機浮体の全摩擦抗力係数が推定できる。

### 5. 3. 3 抗力係数の推定値

実機の抗力係数の推定値を表-1に示す。等価砂粒径は、閑空I期の工法検討を参考に模型スケールで0.7cmとした。

前縁からの距離が1000mの場合と5000mの場合で、 $C_F$ に大きな違いはみられない。そこで、変動風荷重の推定のために必要な局所抗力係数として、近似的に全抗力係数を用いることは可能であると考えられる。

シミュレーションに用いる抗力係数は、摩擦抗力係数 $C_d=0.0025$ 、圧力抗力係数 $C_d=0.425$ とする。

### 5. 4 自由動揺試験による減衰係数の推定

三鷹第三船舶試験水槽において、全長50mの大型模型を用いて浅水状態での自由動揺試験を行い、水平方向粘性減衰力を求めた。

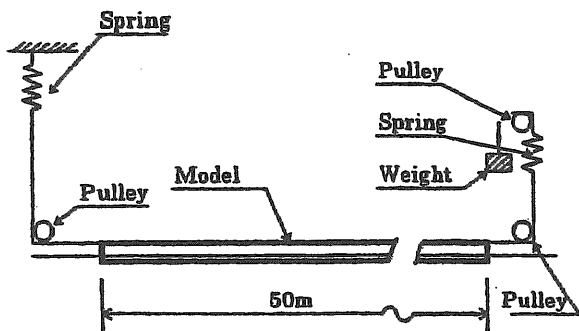


図-16 自由動揺試験装置構成

実験装置の概要を図-16に示す。模型 (長さ50m、幅5m、喫水0.01m) は、前後を線形ばねで係留されている。係留点の一端に荷重をかけて初期変位を与え、荷重を取り去ることで模型を自由減衰振動させた。動揺変位は、プーリーに直結したポテンシオメータにより計測した。実験パラメータは係留のバネ定数と初期変位量である。実験条件を表-2に示す。

表-2 実験条件

ばね定数 (kg/cm)	固有周波数 (rad/sec)	初期荷重 (kgf)
0.1428	0.23	0.5~1.4
0.2131	0.28	1.0~2.0
0.6085	0.46	2.0~4.0

模型の水平方向振動の固有周期は、バネ定数によって異なり、約1.3から2.8秒である。

自由減衰振動は通常系の固有周期で振動するので近似的に次の定係数方程式に従うと仮定する。

$$\ddot{x} + \frac{N}{(M+m)} \dot{x} + \frac{K}{(M+m)} x = \ddot{x} + 2\alpha \dot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (37)$$

上式の解と実験データの自乗誤差を最小にする各係数を非線形計画法によって求めた。

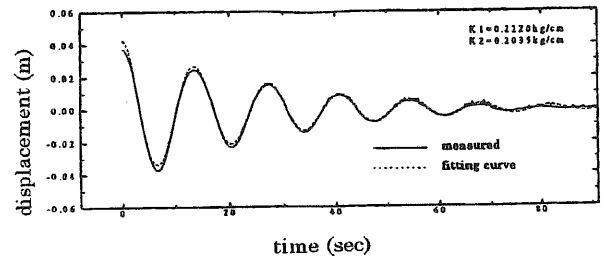


図-17 動揺時系列とフィッティング

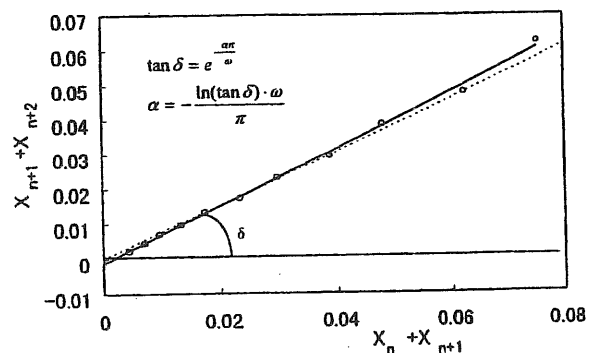


図-18 減衰曲線

実験により得られた前後揺れの減衰曲線とフィッティングした時系列を図-17に示す。また、同じ計測結果

の減減曲線を図-18に示す。フィッティングによる線形減衰係数と減減曲線の傾きから出した減衰係数はよく一致する。一方、減減曲線にも、フィッティング結果にも、速度の自乗に比例する項の影響がほとんどみられない。浮体の長さ比べ振動振幅が極めて小さいためではないかと考えられる。実際の超大型浮体においても浮体の規模に比べ係留装置の許容変位は極めて小さく、速度の自乗に比例する減衰力は無視できるほど小さいと思われる。

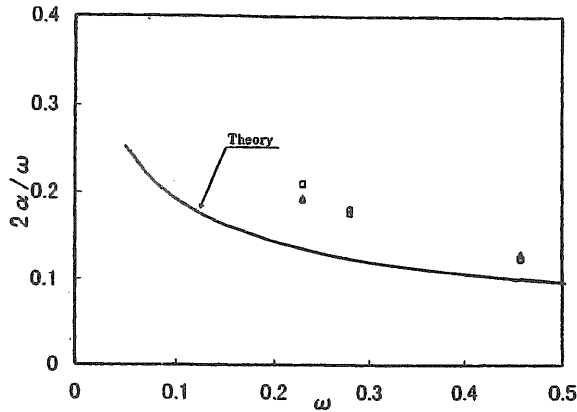


図-19 粘性減衰係数の周波数特性

図-19に動揺周波数による減衰率 $\alpha$ の変化を示す。 $\alpha$ は $\omega$ の増加と共に小さくなる傾向を示し、初期変位量によってはほとんど変化しない。実線は式(29)の理論値を示し、実験値と傾向はよく一致する。

表-3 各運動モードの減衰係数

	Surge	Sway	Yaw
$\omega_0$ (rad/sec)	1.87	2.11	2.32
$\alpha / \omega_0$	0.121	0.256	0.228

波力特性試験を行う際に行った自由動揺試験の結果を表-3に示す。ここでも、速度の自乗に比例する項の影響はみられない。特徴的なのは、Swayの減衰係数がSurgeの減衰係数の倍以上になっていることである。これは、減衰係数が、側面積の影響を大きく受けていることを示しており、速度に比例する減衰力であることと併せて、造波減衰の影響を強く受けているとも考えられるが、理論値との差は今後の課題となるであろう。

5.5 多点係留系の波浪中崩壊実験

終局限界条件における逐次崩壊現象の確認とそのパターンの調査をするため、多点係留系の波浪中での崩壊実験を行った。

使用した模型、計測装置構成は、波力特性実験と同じである。

崩壊実験のために、リンクに破断機構を設け、このリンクの破断を係留装置の破壊とみなすこととした。破断機構は、リンクの破断部の両側にそれぞれ凸金具とスプリングプランジャ（ばね付きネジ）を付けた凹金具を取り付け、凸金具を凹金具のスプリングプランジャで挟み込んで固定する構造となっている。破断荷重の調節は、スプリングプランジャの締め込みを調節して行う。破断荷重は引張・圧縮とも約2kgfに設定した。

計測項目は、浮体の水平面内運動、係留反力、フェンダー歪みである。

入射波は長波頂不規則波でランダムノイズジェネレータとバンドパスフィルターで生成した。ピーク周波数0.9Hz、有義波高7cm~10cm、波入射角30deg 計測時間は5分である。

図-20は波浪中で初期破壊を生じて崩壊に至った場合の運動及び係留反力の計測例である。ただし、係留反力については計測値のみを時間スケールを変えて示している。図中の「T7」とあるのは、図-5に示した係留装置番号である。運動はそれぞれの方向の固有周期に同調している。また、初期破壊後、係留装置が端から順番に破断している様子が示されている。

表-4は崩壊度数を有義波高毎に示したものである。初期破壊（first passage）の欄では分母は各有義波高における実験の回数を、分子はそのうちで初期破壊の生じた回数を表す。崩壊(collapse)の欄では分母は初期破壊の生じた回数、分子は長辺または短辺の係留装置が全て破壊して浮体が流された回数を表す。

表-4 有義波高毎の崩壊度数

有義波高 (cm)	7~7.5	7.5~8	8~8.5	8.5~9	9~
初期破壊度数	0/2	1/4	12/13	14/19	7/8
崩壊度数	0/0	0/1	12/12	13/14	4/7

表-5は全実験にわたって各々のドルフィンで初期破壊が生じた回数を示している。

表-5 ドルフィン毎の初期破壊度数

ドルフィン番号	T1	T4	T7
初期破壊度数	1/29	13/29	15/29

この実験結果から多点係留系の漸次崩壊現象には、1)初期破壊が生じた場合は必ず崩壊に至る、2)初期破壊は浮体端部に生じ、順番に破壊が進行していく、傾向があることがわかる。



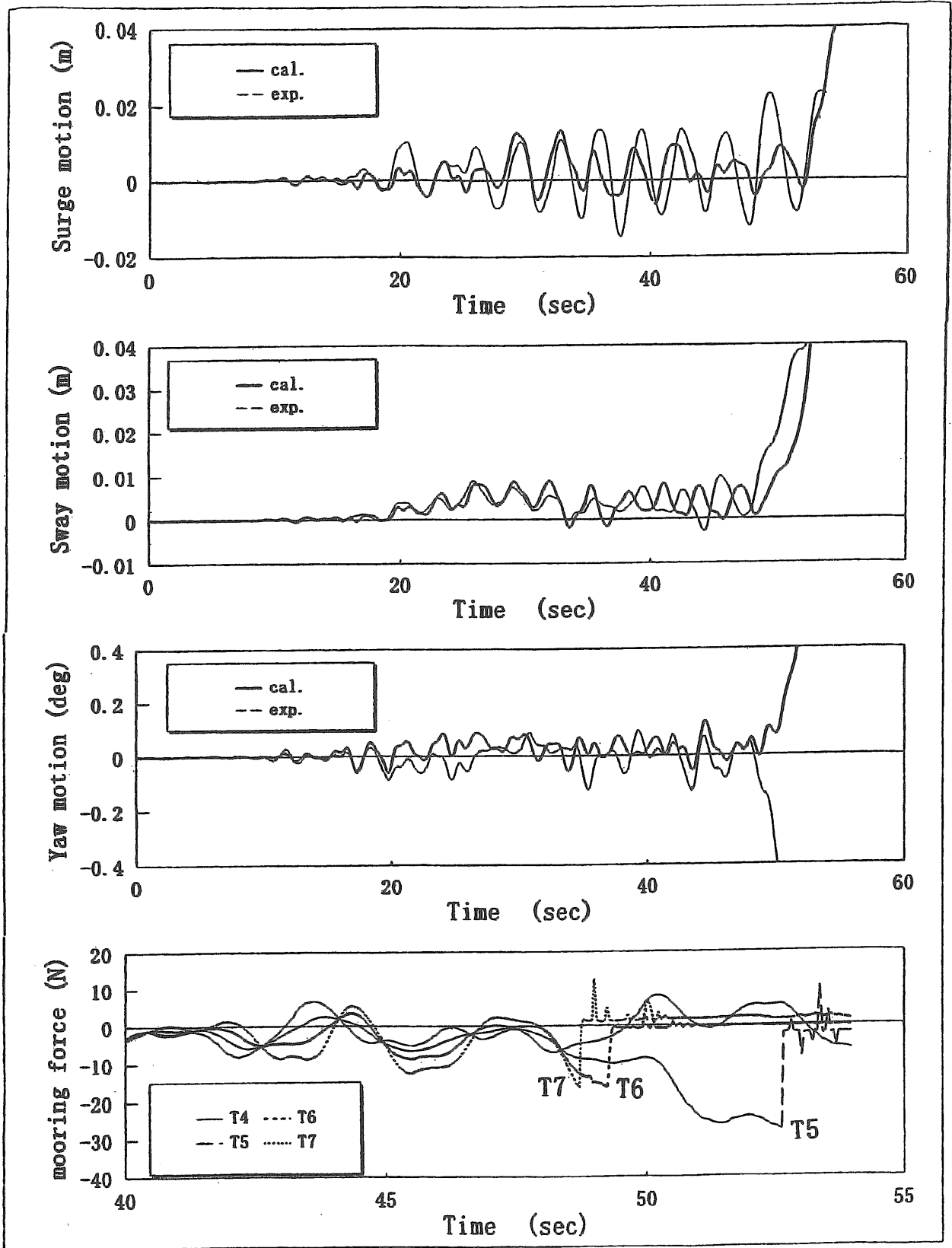


図-20 崩壊の時系列

## 6. 破壊確率の計算例

### 6. 1 超大型浮体の漂流シミュレーション

ここでは、係留系の初期破壊から崩壊・漂流に至る過程の統計的性質について、単純なモデルを用いたシミュレーション結果によって説明する。

#### 6. 1. 1 解析対象

浮体：長さ 500m、幅 100m、喫水 2m、剛体浮体  
水深：20m  
係留条件：短辺側 4 基、長辺側 9 基、反力特性は線形とし、1 基あたりのばね定数は短辺側 1875kN/m、長辺側 1111kN/m、破壊耐力は短辺側 2344kN/m、長辺側 1389kN/m  
同調周期：約 20sec  
設計波：有義波高 2.5m、平均波周期 6.4sec の ISSC スペクトルを有する不規則波  
入射角 30deg

外力：波浪のみ

以上の条件で設計された係留系を対象にして、係留装置の安全率を確認するため設計波高に対するシミュレーションを行った。係留系は線形なので、係留反力の極値分布がレイリー分布に従うと仮定し、1/1000 最大期待値を設計耐力とするとこれは理論的に求まる。破断耐力を係留反力の標準偏差で割った無次元破断耐力と設計耐力の比すなわち係留装置の安全率は 1.3~2.0 であった。

#### 6. 1. 2 シミュレーション結果

上記の係留系に対して、設計条件を越える波浪中（平均波周期 9.2sec、有義波高 3.0~4.0m、継続時間 3 時間）での浮体の漂流シミュレーションを行った。

図-21 は 13 基の係留装置のいずれかがはじめに破壊して、全壊に至るまでの経過時間（以後、崩壊時間と呼ぶ）の分布と累積分布を示している。これは、逐次崩壊確率密度関数と確率分布関数にそれぞれ対応する。有義波高が 3m の場合、崩壊時間が 1 時間程度の事象もあるが、有義波高の増加と共に崩壊時間の分布は狭隘になり、有義波高 4m では 10 分以内に全てのケースで全壊している。

いずれの有義波高においても、4 割以上のケースで 50 秒以内に全壊しているが、浮体が主に同調周期で動揺しているとすると、1 基の係留装置が破壊した場合そのときの慣性力によってそのまま一気に全壊していると考えられる。

本ケーススタディにおいては、初期破壊が生じた場合 3 時間の継続時間内で 100% 全壊した。これは漂流確率と破壊確率が等しいことを示している。

## 6. 2 東京湾モデルの係留系信頼性解析

### 6. 2. 1 解析対象

メガフロート技術研究組合が東京湾に設置する 5000m 級超大型浮体として提案している東京湾モデルを参考にし、解析の対象を設定する<sup>9)</sup>。

#### ・海象条件

スペクトル型 0chi-Shin (風)  
JOHNSWAP (波)

空間相関係数  $k_1=7, K_2=5.13$

継続時間 3 時間

吹送距離 20km

#### ・設置条件

防波堤天端高 1.8m

マウンド高さ 5m

防波堤-浮体間隔 200m

水深 20m

・浮体寸法 4770×1714×6×2m

#### ・ドルフィン

配置 短辺20基、超辺50基 等間隔

形式 組杭式ヒステリシス考慮

設計荷重 1000tonf

破壊耐力 2860tonf (降伏荷重)

#### ・フェンダー

形式 定反力型 (定反力：550tonf)  
ヒステリシス考慮

### 6. 2. 2 破壊耐力の決定

前述のように破壊確率は漂流確率よりも高いので、破壊確率で評価することができる。構造物は弾性変形内で設計されるのが通常であり、破壊耐力として降伏荷重を用いるのは、安全側の評価指標として有効であろう。更に、この対象構造物は、結果から言うと十分な強度を持った構造物であり、極めて高い海象条件で初めて破壊が生じるようになっている。そのため、降伏荷重は破壊耐力として解析実施上適度な大きさとなっている。

係留装置の破壊耐力にはばらつきが存在するが、品質が十分管理されている場合、確定値と見なすことができるであろう。これは式(3)において耐力の確率密度関数を  $\delta$  関数とすることに相当する。

### 6. 2. 3 最大係留反力データサンプル数の影響

時間領域シミュレーションによって得られる最大係留反力データはサンプルであり、海象条件が穏やかな場合、破壊耐力のレベルにデータが存在しない場合がある。その場合、サンプルデータに既存の分布関数をフィッティングさせて外挿して推定する。破壊耐力のレベルにサンプルデータがある場合も無い場合も、推定精度はサンプル数に依存する。図-22 はサンプル数による推定値の

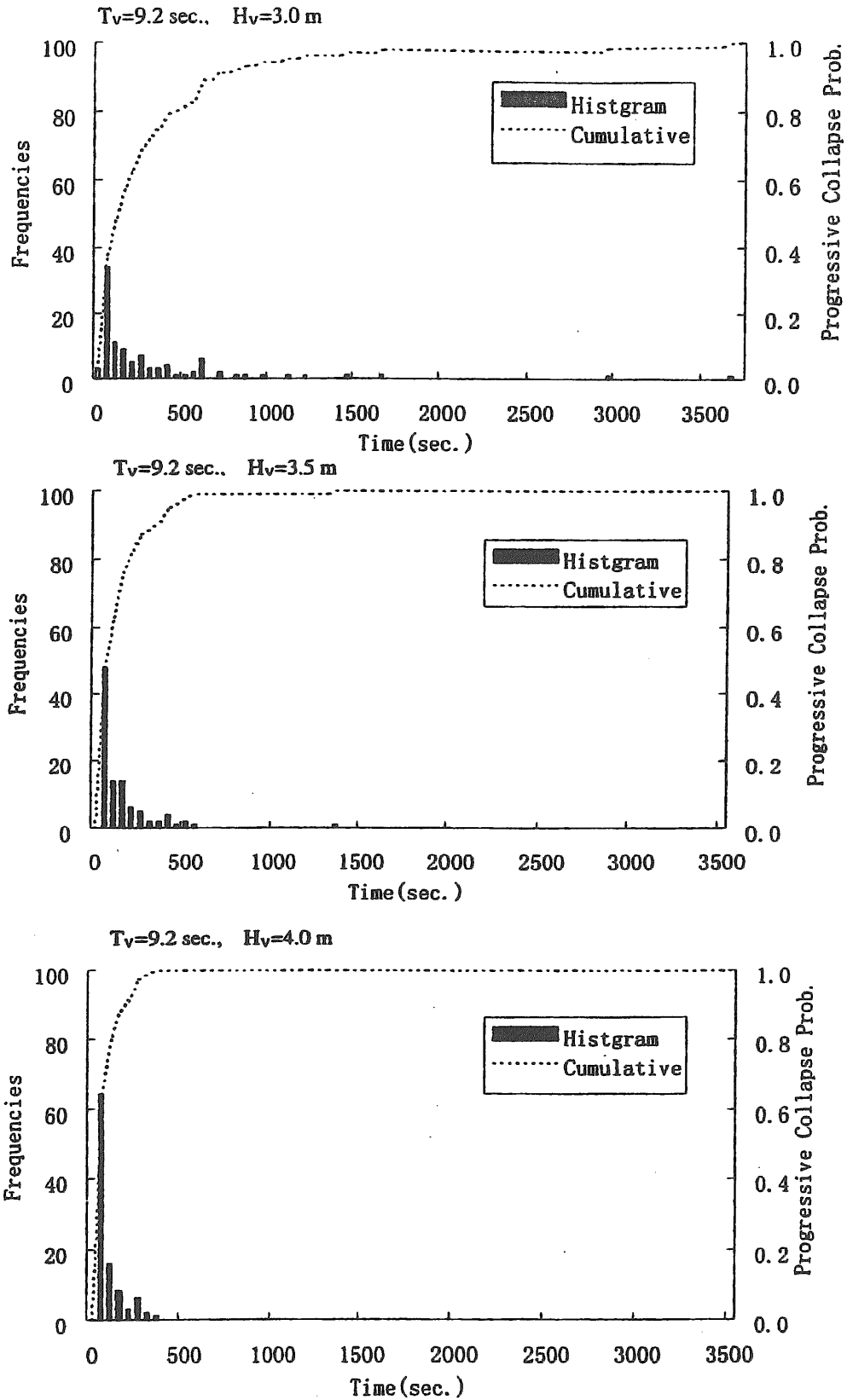


図-2 1 崩壊時間特性

変化を示したものである。約 10000 のデータ数で破壊確率の推定値は 0.01 に収束している。時間領域シミュレーションの回数の目安としては、条件付き破壊確率の逆数の 100 倍程度は必要であろう。

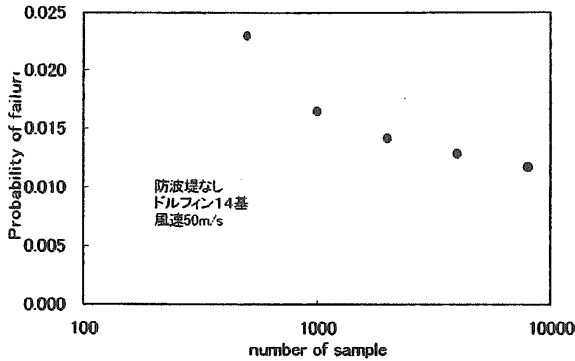


図-2-2 データ数と確率推定値の関係

6. 2. 4 破壊確率の推定値

解析は、防波堤が存在する場合としない場合について実施した。まず、防波堤が存在しない場合について風の入射方向の影響を調べた。図-2-3は風速に対する条件付き破壊確率を入射角毎にプロットしたグラフである。この結果より、入射角によってはほとんど変化がないことが分かる。以後、防波堤正面より 30deg の角度に対して解析を行う。

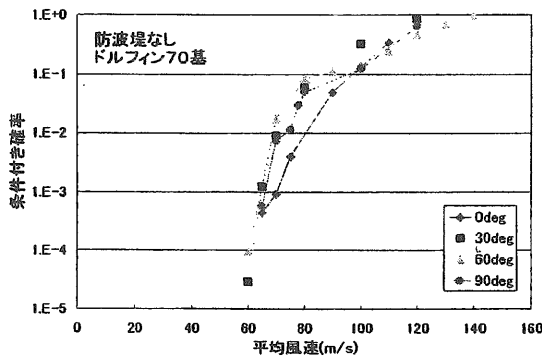


図-2-3 条件付き破壊確率の入射角影響

図-2-4は、防波堤がある場合と防波堤がない場合条件付き破壊確率である。図に示された実線は解析結果にワイブル分布関数をあてはめた結果である。条件付き破壊確率がゼロ以上になる最低の風速はそれぞれ 97m/s、58m/s である。年破壊確率はそれぞれ  $10^{-15}$  と  $10^{-8}$  である。風速の分布関数として、東京湾で 26 年間にわたって計測されたデータにフィットさせた Gumbell 分布関数が用いられている。<sup>9)</sup> 図-2-5は、は解析に用いられた年最大風速の極値分布を示す。図-2-6は、係留装置の数の変化に対する年破壊確率の変化を示している。実線

は解析結果にフィットさせたワイブル分布関数を表す。この解析結果を検証する方法はないが、この結果は合理的に思われる。これは、本報告書で示した解析法が妥当であることを示している。

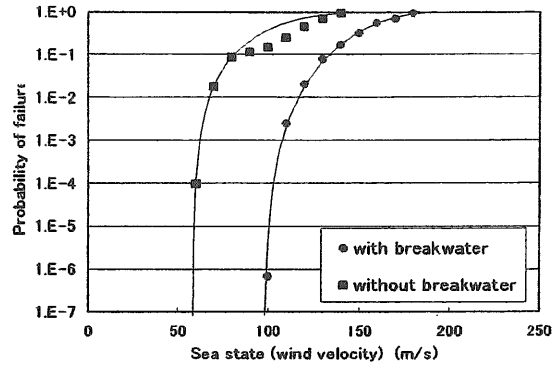


図-2-4 条件付き破壊確率の防波堤影響

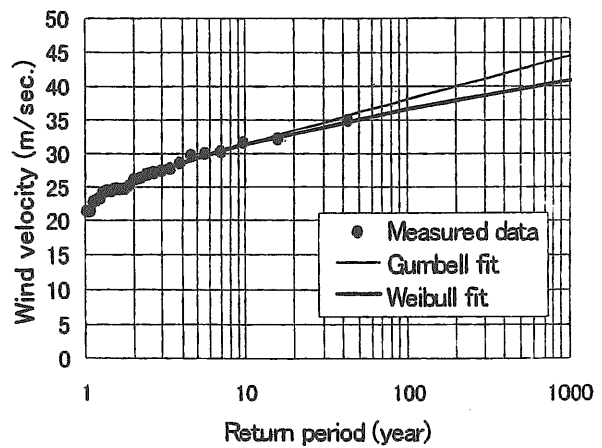


図-2-5 年最大風速の分布関数

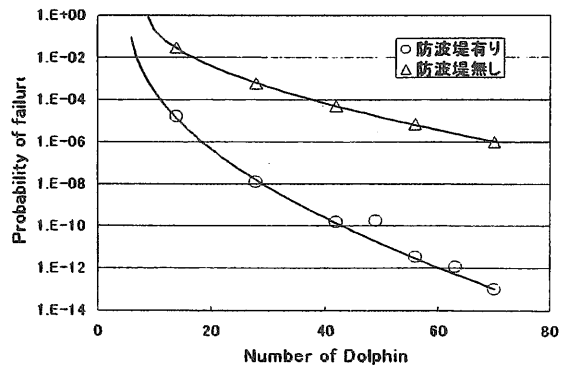


図-2-6 係留装置数と破壊確率の関係

6. 2. 5 破壊確率の応用例

前段で、今回の解析の対象とされた超大型浮体式海洋構造物の係留系は、極めて高い安全率の下で設計されていることが示された。それでは、係留装置の最適数は幾つであろうか。ここでは、総コストという概念を用いて検討する。リスク・建造費の和は、総コストの期待値と考えられる。リスクは、破壊確率と復旧費用の積である。

$$C_t = A(1 - R_L) + BN_d + C \equiv ALp_d + BN_d + C \quad (38)$$

$C_t$ : 総コスト、 $p_d$ : 年失敗確率、 $N_d$ : 係留装置数、 $A$ : 復旧費用、 $B$ : 係留装置一基当たりの建造費、 $C$ : 係留装置以外の建造費、 $L$ : 耐用年数

破壊確率は係留装置数の減少関数であり、建造費用は増加関数である。このため、人的損害が極めて軽微であると仮定すると、総コストの期待値を最小にする係留装置数がある。図-27は総コストの期待値と年破壊確率の関係を示す。復旧費用は2兆円、係留装置一基の建造費は4億円であるとした。総コストが最小になる年破壊確率は、防波堤がある場合  $10^{-6}$  であり、防波堤がない場合  $10^{-4}$  であった。公共施設の年破壊確率としては、この値は、少し大きいと思われる。人的損害を考慮した評価関数を考案すれば、総コストが最小になるときの破壊確率は小さくなると思われる。防波堤がある場合とない場合では、総コストが最小になる時の破壊確率が異なる。もし、最適な破壊確率を条件によらず一定にする評価関数があれば、それは目標信頼性の設定に寄与するものと思われる。

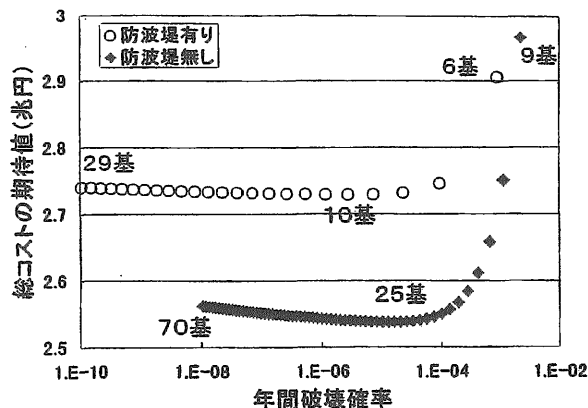


図-27 総コストと破壊確率の関係

7. おわりに

本報告書では、係留系の終局限界状態という概念を定義し、いくつかの仮定を前提にその限界状態に対する破壊確率を推定する方法について述べた。今後は以下の

点について研究を進める必要がある。

- 1) 物理モデルの高度化 (波浪の多方向性等の考慮)
- 2) 不確定性のあるパラメータに対する感度解析
- 3) 破壊確率の確率的アプローチ
- 4) 目標信頼性の設定方法
- 5) 逐次崩壊限界状態に対する検討

参考文献

- 1) Det Norske Veritas: Rules for classification of Fixed Offshore Installations, Structural Designs, General 1993
- 2) 光易恒: 海洋波の物理, 岩波書店
- 3) S. Kato T. Kinoshita: Nonlinear Response of Moored Floating Structures in Random Waves and its Stochastic analysis Part 1. Theory and Model Experiment, SRI, 1990, p27~p29
- 4) Y. Goda: Re-analysis of Laboratory Data on Wave transmission over Breakwaters, REPORT OF P. H. R. I, vol. 8 No. 3 (1969)
- 5) 社) 日本造船研究協会: 関西国際空港計画に係る浮体工法の評価のための基礎調査 (そのII) 報告書その1, 1979
- 6) 今井功: 流体力学, 裳華房
- 7) メガフロート技術研究組合: 実機対応システムの調査-4. 浮体と係留装置の異常時安全性検討-, 1997
- 8) メガフロート技術研究組合: 超大型浮体式海洋構造物平成9年度研究成果報告書
- 9) メガフロート技術研究組合: 設計荷重設定法のための諸計算, 1998

付録 A 浅喫水近似による波力の定式化

剛体浮体に作用する一次及び二次の波力は、波傾斜を微小パラメータとする摂動展開によって定式化される。居駒ら<sup>1)</sup>はこの摂動展開に薄板理論と浅喫水近似を適用して超大型箱形弾性浮体に作用する二次波力の定式化を行った。薄板近似は、浮体の長さに対して、型深さ及び撓み量が十分小さいとする仮定であり、浮体の挙動は各点の上下変位のみで表すことができる。浅喫水近似は入射波長に対して喫水が十分小さいとする仮定である。

ここでは、居駒らの結果を簡素化し、一次及び二次波力を浅喫水浮体周りの相対水位を用いて表す定式化について報告する。

浮体に作用する波力は浮体没水面上での圧力と単位法線ベクトルの積を被積分関数とした面積積分によって与えられる。

$$\bar{f} = -\iint \bar{p} \bar{n} dS \quad (\text{A-1})$$

静水面を  $x-y$  面に一致させ、 $z$  軸を鉛直上向きとする右手座標系を設け、静止状態において重心が  $z$  軸上にある箱形浮体を考え、諸量を次のように定義し摂動展開する。

$$\text{力} \quad : \quad \bar{f} = \bar{f}^{(0)} + \bar{f}^{(1)} + \bar{f}^{(2)} + O(\varepsilon^3)$$

$$\text{浮体上下変位} \quad : \quad \xi = \xi^{(1)} + \xi^{(2)} + O(\varepsilon^3)$$

$$\text{法線ベクトル} \quad : \quad \bar{n} = \bar{n}^{(0)} + \bar{n}^{(1)} + \bar{n}^{(2)} + O(\varepsilon^3)$$

$$\text{圧力} \quad : \quad p = p^{(0)} + p^{(1)} + p^{(2)} + O(\varepsilon^3)$$

$$\text{速度ポテンシャル} : \quad \phi = \phi^{(1)} + \phi^{(2)} + O(\varepsilon^3)$$

$$\text{水位} \quad : \quad \eta = \eta^{(1)} + \eta^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (\text{A-2})$$

ここでゼロ次オーダーの値は静止状態での値である。このとき式 (A-1) の被積分関数は次のようになる。

$$\begin{aligned} P\bar{n} &= P^{(0)}\bar{n}^{(0)} \\ &+ P^{(1)}\bar{n}^{(0)} + P^{(0)}\bar{n}^{(1)} \\ &+ P^{(2)}\bar{n}^{(0)} + P^{(1)}\bar{n}^{(1)} + P^{(0)}\bar{n}^{(2)} \\ &+ O(\varepsilon^3) \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

浮体没水面は浮体の上下運動  $\xi$  と水位変動  $\eta$  によって変化するが、没水面積を静止状態没水面  $S_H$  と変化分  $\Delta S$  に分けるため次式の座標変換を行う。

$$z' = z - \xi \quad (\text{A-4})$$

上下変位  $\xi$  は十分小さいと仮定しているので、式 (A-4) の座標変換によって、厳密没水面上の圧力は次式のように変換される。

$$p' = p + \xi \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A-5})$$

式 (5) はベルヌイの圧力式を用いて、次のようになる。

$$P^{(0)} = \begin{cases} -\rho g z' & \text{at } S_H \\ 0 & \Delta S \end{cases}$$

$$P^{(1)} = \begin{cases} -\rho \left( \Phi_t^{(1)} + g\xi^{(1)} \right) \\ -\rho \left( g z + \Phi_t^{(1)} + g\xi^{(1)} \right) \end{cases} \quad \text{at } \begin{matrix} S_H \\ \Delta S \end{matrix} \quad (\text{A-6})$$

$$P^{(2)} = -\rho \left( \Phi_t^{(2)} + g\xi^{(2)} + \frac{1}{2} \left| \nabla \Phi_t^{(1)} \right|^2 + \xi^{(1)} \Phi_{tz}^{(1)} \right)$$

at  $S_H, \Delta S$

ただし、 $dz'$  は  $\Delta S$  面上では  $O(\varepsilon)$  である。

浮体没水面を更に底面 SB と側面 SS に分割する。浮体底面の形状は  $\xi(x, y)$  のみで表されるので、厳密没水面上の単位法線ベクトルは次のようになる。

$$\bar{n} = \frac{(\xi_x, \xi_y, -1) \bar{f}}{\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + 1}} \quad (\text{A-7})$$

浮体底面の傾きが微小であるとして  $\xi_x=0$ 、 $\xi_y=0$  の周りでテーラー展開し、式(A-2)の第3式と比較すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \bar{n}^{(0)} &= -\bar{k} \\ \bar{n}^{(1)} &= \xi_x^{(1)} \bar{i} + \xi_y^{(1)} \bar{j} \end{aligned} \quad (\text{A-8})$$

$$\bar{n}^{(2)} = \xi_x^{(2)} \bar{i} + \xi_y^{(2)} \bar{j} + \frac{1}{2} \left( \xi_x^{(1)} \right)^2 + \left( \xi_y^{(1)} \right)^2 \bar{k}$$

一方、浮体挙動を上下方向変位のみとしているため、浮体側面上では、法線ベクトルは変化しない。

$$\bar{n} = \bar{n}^{(0)} \quad (\text{A-9})$$

以上の式を式 (3) に代入し、厳密没水面上で積分すると水平方向の力は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} f^{(1)} &= \rho \iint_{SS} \phi_t^{(1)} \bar{n}^{(0)} dS = \rho \oint_C \int_{-d}^0 \phi_t^{(1)} \bar{n}^{(0)} dz' dC \quad (\text{A-10}) \\ f^{(2)} &= \rho \iint_{SB} \left| \phi_t^{(1)} \right|_{x=-d} \nabla \xi^{(1)} dS - \rho g d \iint_{SB} \bar{n}^{(2)} dS \\ &+ \frac{1}{2} \rho g \oint_C \left( \xi^{(1)} \right)^2 - \left( \xi^{(1)} \right)^2 \bar{n}^{(0)} dC \\ &- \rho \iint_{SB} \left( \phi_t^{(2)} + g\xi^{(2)} + \frac{1}{2} \left| \nabla \phi^{(1)} \right|^2 + \xi^{(1)} \phi_{tz}^{(1)} \right) \bar{n}^{(0)} dS \end{aligned} \quad (\text{A-11})$$

#### 1) 一次波力の伝達関数

喫水が入射波の波長に比べて十分小さいとして  $\phi_t$  を  $z'=0$  まわりにテーラー展開して式 (10) の高さ方向の積分を行うと、次式で表わされる。

$$f^{(1)} = \rho d \oint_C \phi_t^{(1)} \Big|_{z'=0} \bar{n}^{(0)} dC + \frac{1}{2} \rho d^2 \oint_C \phi_{tz}^{(1)} \Big|_{z'=0} \bar{n}^{(0)} dC \quad (\text{A-12})$$

第二項目は  $d \rightarrow 0$  の極限を考えた場合、2次の微小量の項として無視することができる。

一次波力の伝達関数は規則波中の波力の複素振幅で与えられるので、

$$\phi_t = -i\omega \Phi e^{-i\omega t}, \quad f = F e^{-i\omega t}, \quad \Phi \Big|_{z'=0} = -\frac{ig}{\omega} \eta_C \text{ より}$$

$$H_1(\omega) = \rho g d \oint \eta_C n dC \quad (\text{A-13})$$

$\eta_C$  は、付録2に示すゼロ喫水を仮定した領域分割法によって求められる。

2) 二次波力の伝達関数

二次波力に浅喫水近似を適用する。喫水-波長比を新たな微小パラメータ  $\delta$  とすると、 $d$  及び静止状態側面の面積分は  $O(\delta)$  である。 $z'=-d$  での諸量を  $z'=0$  まわりで展開し、 $O(\delta \varepsilon^3)$  の項を無視すると、式(11)は次式のようになる。

$$f^{(2)} = \rho \iint_{SB} \phi_t^{(1)} \Big|_{z'=0} (\xi_x^{(1)} \bar{i} + \xi_y^{(1)} \bar{j}) dS + \frac{1}{2} \rho g \oint_C \left\{ (\xi^{(1)})^2 - (\xi^{(1)})^2 \right\} \bar{n}^{(0)} dC \quad (A-14)$$

式(14)を薄板の曲げの運動方程式

$$D \nabla_H^4 \xi^{(1)} = -\rho g \xi^{(1)} - \rho \phi_t^{(1)} \quad \text{at } z'=0 \quad (A-15)$$

$D$  は曲げ剛性、 $\nabla_H^4 = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^2$

を用いて整理すると

$$f^{(2)} = -D \iint_{SB} (\nabla_H^4 \xi^{(1)}) (\xi_x^{(1)} \bar{i} + \xi_y^{(1)} \bar{j}) dS - \frac{1}{2} \rho g \oint_C (\xi^{(1)})^2 \bar{n}^{(0)} dC \quad (A-16)$$

第一項は底面の弾性変形に起因する項、第二項は相対水位に起因する項である。超大型浮体式海洋構造物では、浮体の長さは入射波長に比べ十分長い場合、弾性変形は十分小さいと考えられる。逆に、弾性変形が相対水位と同程度になるようでは浮体施設を実用に供することはできない。このため、二次波力の評価式としては第二項のみをもって近似的に表すことができると考えられる。

二次波力の伝達関数は、単位二成分波中波力の複素振幅の2倍で与えられる。

$$H_2(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2} \rho g \oint_C \xi_r(\omega_1) \xi_r^*(\omega_2) n dC \quad (A-17)$$

参考文献

- 1) 居駒知樹他、ポンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究-その4 変動漂流力の算定と係留カー、日本造船学会論文集、第184号、1998

付録 B 弾性応答及び相対水位の計算法

超大型浮体の設計のためには、波浪中における弾性応答予測が極めて重要である。想定される超大型浮体は水平方向の長さが Km のオーダーであるのに対して、高さ方向の寸法は高々数 m であり、波浪中の弾性挙動が浮体に要求される機能保証及び安全確保の面から無視で

きないからである。また、超大型浮体係留システムの信頼性を解析する場合には波漂流力を正確に推定する必要があるが、弾性応答は波漂流力に対しても大きな影響を及ぼすからである。

この弾性応答は計算機の記憶容量や計算速度さえ十分であるならば、原理的には通常の浮体の応答解析理論で解くことに何らの問題もない。しかしながら、浮体の長さ比べると実海域の波長は相対的に非常に短く、例えば周期5秒(波長40m)の波が長さ5000mの浮体に入射する場合、浮体長/波長比が0.008となり、通常の特異点分布法をそのまま適用すると膨大なメッシュ数と計算時間が必要となる。

この難点を克服すべく多くの研究者が様々な工夫をこらした計算法を開発したが、著者もその1つとして、流体力計算には3次元領域分割法、弾性挙動の表現にはモード展開法を用いた計算法を開発した<sup>1)</sup>。その場合、流体力の計算に「長方形区域における Helmholtz 方程式の Dirichlet 問題の解」を用い、圧力分布の積分計算をある程度解析的に行うことにより計算時間の大幅な短縮を可能にした点に特長がある。

さらに、超大型浮体はその用途や設置海域の海象条件によっては浮体周辺に防波堤が設置される場合がある。したがって防波堤の影響を考慮した弾性応答予測法を開発しておくことも極めて重要である。著者は以前、防波堤と浮体の相互干渉を無視した近似計算法を開発したが<sup>2)</sup>、ここでは上記の解法に防波堤の影響を可能な限り厳密に取り入れ、かつ可能な限り簡便な方法を計算法を示すことにする。

その前提となるのは防波堤による回折波浪場の計算法の開発である。そのために、まず防波堤による回折波浪場の厳密かつ簡便な計算法を開発した<sup>3)</sup>。この計算法では防波堤の厚さは0としているが、平面形状は任意かつ複数存在しても可能、また防波堤の波反射率も任意(1以下)であり、応用範囲は広い。

そのもとに、ここでは防波堤と浮体の相互干渉を考慮した厳密な弾性応答計算法を提案する。また、ここで示す計算法では以下のような工夫を施している。すなわち、相互干渉を考慮する場合、防波堤と浮体が併存するとして流れ場を解く必要があるが、弾性応答の計算に必要なのは浮体に働く流体力(防波堤の存在による影響を取り入れた流体力)のみであり、防波堤に働く流体力を求める必要はない。その点を考慮すると、未知数を増加させることなく、しかも相互干渉影響を厳密に取り入れた効率の良い計算が可能である。

2. 防波堤が存在する場合の弾性応答の厳密計算法

ここに示す厳密計算法のもとになっている方法は、著者が以前に示した open sea 中での弾性応答計算法<sup>1)</sup>、すなわち流体力計算には3次元領域分割法、弾性挙動の表現にはモード展開法を用いるものである。したがって、

応答計算における運動方程式の表現は open sea の場合と全く同じであり、3次元領域分割法によって流体力の計算を行う際に、防波堤の影響を考慮している点異なるのみである。そこで以下では、その点に焦点を絞って計算方法を示す。もとになっている弾性応答計算法の全般については文献1)を参照していただきたい。

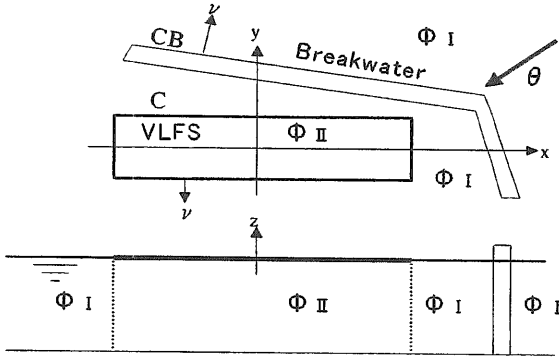


図-B 1 計算モデルの座標軸

まず、防波堤場が存在する場合の diffraction 問題の解法について述べる。座標軸を図-B 1 のように定める。ここで防波堤形状は任意であるが、浮体の平面形状は矩形とする。流体領域を浮体外部(領域 I)と浮体下部(領域 II)に分割し、それぞれの領域における速度ポテンシャルを以下のように固有関数を用いて表現する。

$$\Phi_I(x, y, z) = \{Q(x, y) + f_0(x, y)\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_m f_m(x, y) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \quad (B-1)$$

$$\Phi_{II}(x, y, z) = \varphi_0(x, y) + \sum_m \varphi_m(x, y) \cos \frac{m\pi}{h} z \quad (B-2)$$

ここで  $k_0, k_m$  は次式の実根である。

$$\frac{\omega^2}{g} h = k_0 h \tanh k_0 h = -k_m h \tan k_m h \quad (B-3)$$

また、 $Q(x, y)$  は入射波を表す項で、次式で与えられる。

$$Q(x, y) = -i \frac{g \zeta_a}{\omega} \exp\{-ik_0(x \cos \theta + y \sin \theta)\} \quad (B-4)$$

領域 I、II における速度ポテンシャル(1)式、(2)式は、それぞれ自由表面条件、浮体底面での条件、海底での条件を満足している。さらに、これらがそれぞれの領域において Laplace の式を満足しなければならないことを考慮すると、 $f_0, f_m, \varphi_0, \varphi_m$  の係数関数は Green の公式により境界上におけるそれらの値と法線微分値によって表され、境界上では以下ようになる。

$$f_0(i) = -\int_{C+CB} \left[ f_0(j) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k_0 R)\right) - \left(-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(k_0 R)\right) \frac{\partial}{\partial \nu} f_0(j) \right] dl(j) \quad (B-5)$$

$$f_m(i) = -\int_{C+CB} \left[ f_m(j) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{\pi} K_0(k_m R)\right) - \left(-\frac{1}{\pi} K_0(k_m R)\right) \frac{\partial}{\partial \nu} f_m(j) \right] dl(j) \quad (B-6)$$

$$\varphi_0(i) = \int_C \left[ \varphi_0(j) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{1}{k_0 R}\right)\right) - \left(-\frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{1}{k_0 R}\right)\right) \frac{\partial}{\partial \nu} \varphi_0(j) \right] dl(j) \quad (B-7)$$

$$\varphi_m(i) = \int_C \left[ \varphi_m(j) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{\pi} K_0\left(\frac{m\pi}{h} R\right)\right) - \left(-\frac{1}{\pi} K_0\left(\frac{m\pi}{h} R\right)\right) \frac{\partial}{\partial \nu} \varphi_m(j) \right] dl(j) \quad (B-8)$$

ここで、C, CB は浮体および防波堤の境界、 $i, j$  はその境界上の点、 $R$  は  $i$  点と  $j$  点の距離である。

また領域 I、II における速度ポテンシャルの境界条件は以下の如くである。まず浮体の境界 C において、流場は連続でなければならないから、

$$\Phi_I(i) = \Phi_{II}(i) \quad \text{on } C \quad (B-9)$$

$$\frac{\partial \Phi_I(i)}{\partial \nu} = \frac{\partial \Phi_{II}(i)}{\partial \nu}$$

防波堤の境界 CB においては、反射率を  $Kr$  とすると、

$$\frac{\partial \Phi_I(i)}{\partial \nu} = -ik_0 \frac{1-Kr}{1+Kr} \Phi_I(i) \equiv \alpha \Phi_I(i) \quad \text{on } CB \quad (B-10)$$

を満足しなければならない。 $Kr = 1$  すなわち全反射の場合は(10)式の右辺は 0 となる。

境界条件(9)式に(1)式、(2)式を代入すると

$$\{Q(i) + f_0(i)\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_m f_m(i) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} = \varphi_0(i) + \sum_m \varphi_m(i) \cos \frac{m\pi}{h} z \quad \text{on } C \quad (B-11)$$



$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial v} \{Q(i) + f_0(i)\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_m \frac{\partial}{\partial v} f_m(i) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \\ &= \frac{\partial}{\partial v} \varphi_0(i) + \sum_m \frac{\partial}{\partial v} \varphi_m(i) \cos \frac{m\pi}{h} z \end{aligned} \quad (B-12)$$

また、境界条件(10)式に(1)式を代入すると

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial v} \{Q(i) + f_0(i)\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \sum_m \frac{\partial}{\partial v} f_m(i) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \\ &= \alpha \{Q(i) + f_0(i)\} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} + \alpha \sum_m f_m(i) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \end{aligned}$$

on CB (B-13)

を得る。

式(5)-(8)、と式(11),(12),(13)を連立させて解くことにより、境界 C 上における係数関数の値が定められ、速度ポテンシャルすなわち流体力が求められる。その手順は以下の如くである。

まず、(11)式の両辺に 1 および  $\cos \frac{n\pi}{h} z$  を乗じて  $-h \leq z \leq 0$  における積分を施す。また、(12)式の両辺に  $\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}$  および  $\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$  を乗じて同様な積分

を施すと、これらの関数系の直交性により以下のような関係式が得られる。

$$\varphi_0(i) = A_0 f_0(i) + \sum_{m=1}^M B_m f_m(i) + D_0(i) \quad i = 1 \sim N \text{ on C} \quad (B-14)$$

$$\varphi_n(i) = A_n f_0(i) + \sum_{m=1}^M B_{nm} f_m(i) + D_n(i) \quad i = 1 \sim N, \quad n = 1 \sim M \text{ on C} \quad (B-15)$$

$$\frac{\partial f_0(i)}{\partial v} = C_0 \frac{\partial \varphi_0(i)}{\partial v} + \sum_{m=1}^M C_m \frac{\partial \varphi_m(i)}{\partial v} + D_0'(i) \quad i = 1 \sim N \text{ on C} \quad (B-16)$$

$$\frac{\partial f_n(i)}{\partial v} = C_n \frac{\partial \varphi_0(i)}{\partial v} + \sum_{m=1}^M C_{nm} \frac{\partial \varphi_m(i)}{\partial v} + D_n'(i) \quad i = 1 \sim N, \quad n = 1 \sim M \text{ on C} \quad (B-17)$$

ここで i 点は浮体の境界 C を N 個の線分に分けた中点とする。また M は速度ポテンシャルを表現する(1)式、(2)式において固有関数を M 個までとることを意味する。式(B-14)~(B-17)の中の各係数はすべて解析的に求められる既知の値である。

同様に、(13)式の両辺に  $\frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h}$  および

$$\frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$$

を乗じて積分を施すと、

$$\frac{\partial f_0(i)}{\partial v} = -\frac{\partial Q(i)}{\partial v} + \alpha \{Q(i) + f_0(i)\} \quad i = 1 \sim NB \text{ on CB} \quad (B-18)$$

$$\frac{\partial f_n(i)}{\partial v} = \alpha f_n(i) \quad i = 1 \sim NB, \quad n = 1 \sim M \text{ on CB} \quad (B-19)$$

を得る。ここで i 点は防波堤の境界 CB を NB 個の線分に分けた中点とする。(B-18)式を(B-5)式に代入すると次のような表現式が得られる。

$$\left( \begin{array}{c|c} & \begin{pmatrix} f_0 \\ \vdots \\ f_{0B} \end{pmatrix} \\ \hline A & \end{array} \right) = \left( \begin{array}{c|c} & \begin{pmatrix} \frac{\partial f_0}{\partial v} \\ \vdots \\ -\frac{\partial Q}{\partial v} + \alpha Q \end{pmatrix} \\ \hline B & \end{array} \right) \quad (B-20)$$

ここで  $f_{0B}$  は防波堤境界上の  $f_0$  の意である。(B-20)式

の係数行列より  $A^{-1}B = F_0$  とすると

$$f_0(i) = \sum_{j=1}^N F_0(i, j) \frac{\partial f_0(j)}{\partial v} + \sum_{j=N+1}^{N+NB} F_0(i, j) \left\{ -\frac{\partial Q(j)}{\partial v} + \alpha Q(j) \right\} \quad i = 1 \sim N \quad (B-21)$$

$$f_{0B}(i) = \sum_{j=1}^N F_0(i, j) \frac{\partial f_0(j)}{\partial v} + \sum_{j=N+1}^{N+NB} F_0(i, j) \left\{ -\frac{\partial Q(j)}{\partial v} + \alpha Q(j) \right\} \quad i = N+1 \sim N+NB \quad (B-22)$$

という一次変換式が得られる。(B-21),(B-22)式の右辺第 2 項は既知である。同様に、(B-19)式を(B-6)式に代入することにより

$$f_m(i) = \sum_{j=1}^N F_m(i, j) \frac{\partial f_m(j)}{\partial v} \quad i = 1 \sim N \quad m = 1 \sim M \quad (B-23)$$

$$f_{mB}(i) = \sum_{j=1}^N F_m(i, j) \frac{\partial f_m(j)}{\partial v} \quad i = N+1 \sim N+NB \quad m = 1 \sim M \quad (B-24)$$

という一次変換式が得られる。また、(B-7),(B-8)式からも

$$\varphi_0(i) = \sum_{j=1}^N P_0(i, j) \frac{\partial \varphi_0(j)}{\partial v} \quad i = 1 \sim N \quad (B-25)$$

$$\varphi_m(i) = \sum_{j=1}^N P_m(i, j) \frac{\partial \varphi_m(j)}{\partial v} \quad i = 1 \sim N \quad m = 1 \sim M \quad (B-26)$$

という一次変換式が得られる。(B-25),(B-26)式は open sea の場合と全く同じである。これらの一次変換マトリックスは浮体と防波堤の形状、反射率、波数のみの関数である。

ここで(B-21),(B-23),(B-25),(B-26)式を(B-14),(B-15)式に代入してポテンシャルの法線微分値に関する関係式に変換し、さらにその式に(B-16),(B-17)式を代入すると最終的に  $\frac{\partial \varphi_0(i)}{\partial v}$ 、 $\frac{\partial \varphi_m(i)}{\partial v}$  のみを未知数とする連立一次方程式が得られる。その連立方程式を解いて得られた値をもとに、上記と逆の手順をたどることにより速度ポテンシャルが求められる。浮体の流体力を求めることに関しては(B-22),(B-24)式は不必要である。ただ、防波堤の影響を含む波浪場を計算する場合には、(B-22),(B-24)式の右辺に求められた結果を代入して波浪場計算に使用することになる。

すなわち、ここで未知数の数は open sea の場合と同じく浮体周辺のみでよい。Open sea の場合との違いは、防波堤の影響を含んだ一次変換  $F_0(i, j)$ 、 $F_m(i, j)$  を求めることだけであり、その他の手順は open sea の場合と全く同じである。

Radiation 問題もほぼ同様の手順で解くことができる。一次変換式も全く同じであるので、一度求めておけばよい。また、以上の記述において防波堤の形状は任意であるが、文献 3) に示すように防波堤の厚さが非常に薄くなった極限の場合(線状防波堤)は防波堤を線状に分布したダブルレットとソースで表すことができる。一次変換  $F_0(i, j)$ 、 $F_m(i, j)$  を求める際にそのような表現を用いることもできる。特に線状防波堤の反射率  $K_r$  が 1 (全反射) の場合は、ダブルレット分布のみで表現されるので計算時間が短縮される。以下に示す計算においてはすべて線状防波堤として扱っている。

### 3. 数値計算例

上記による計算結果の検証例として、図-B2の上段に示すような直線防波堤背後の 1200m 浮体の弾性応答を宇都宮ら<sup>4)</sup>の結果とともに図-B2下段に示す。宇都宮らの計算法は特異点分布法であるが(防波堤の厚さ

を 10m と設定)、両者は非常に良く一致しており、両計算法の妥当性が本図より確認されたといえる。また、図中には著者が以前提案した近似計算法<sup>2)</sup>による結果も示してあるが、この例では両者のオーダーはほぼ等しいようである。

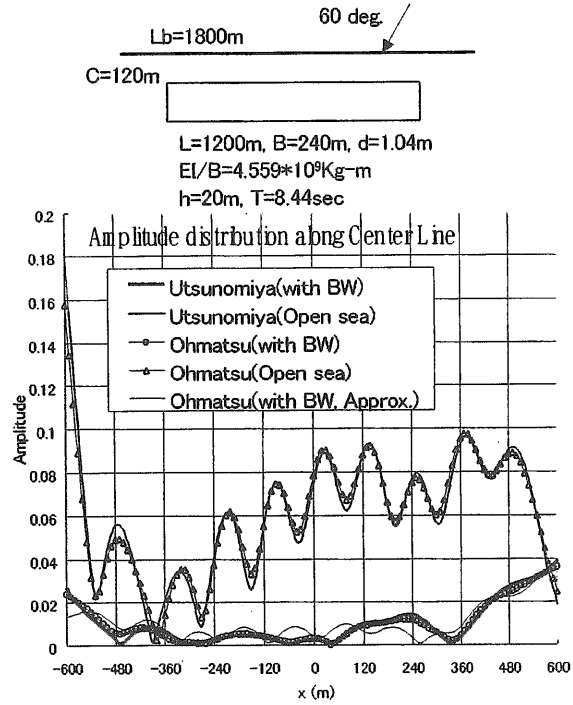


図-B2 計算結果の検証

上記により本計算法の妥当性が確認されたので、次に他の超大型浮体の場合の計算例を示す。図-B3は図の上段に示すようなL字型の防波堤に囲まれた長さ5000m 浮体の弾性応答の長手方向分布である。図中には防波堤の反射率が0.5の場合の結果も示してあるが、反射率が小さい場合には応答も低減されるようである。

#### 参考文献

- 1) 大松重雄: 超大型ポンツーン型浮体の波浪中弾性応答計算、日本造船学会論文集第182号、1997
- 2) 大松重雄: 防波堤が存在する場合のポンツーン型超大型浮体の波浪中弾性応答計算法、その1. 近似計算法、日本造船学会論文集第185号、1999
- 3) 大松重雄: 任意の反射率を有する防波堤による回折波浪場の新しい計算法、第73回船舶技術研究所研究発表会講演集、1999
- 4) T.Utsunomiya et al.: Wave Response Analysis of a Box-like VLFS Close to a Breakwater. Proceedings of 17<sup>th</sup> international conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 1998

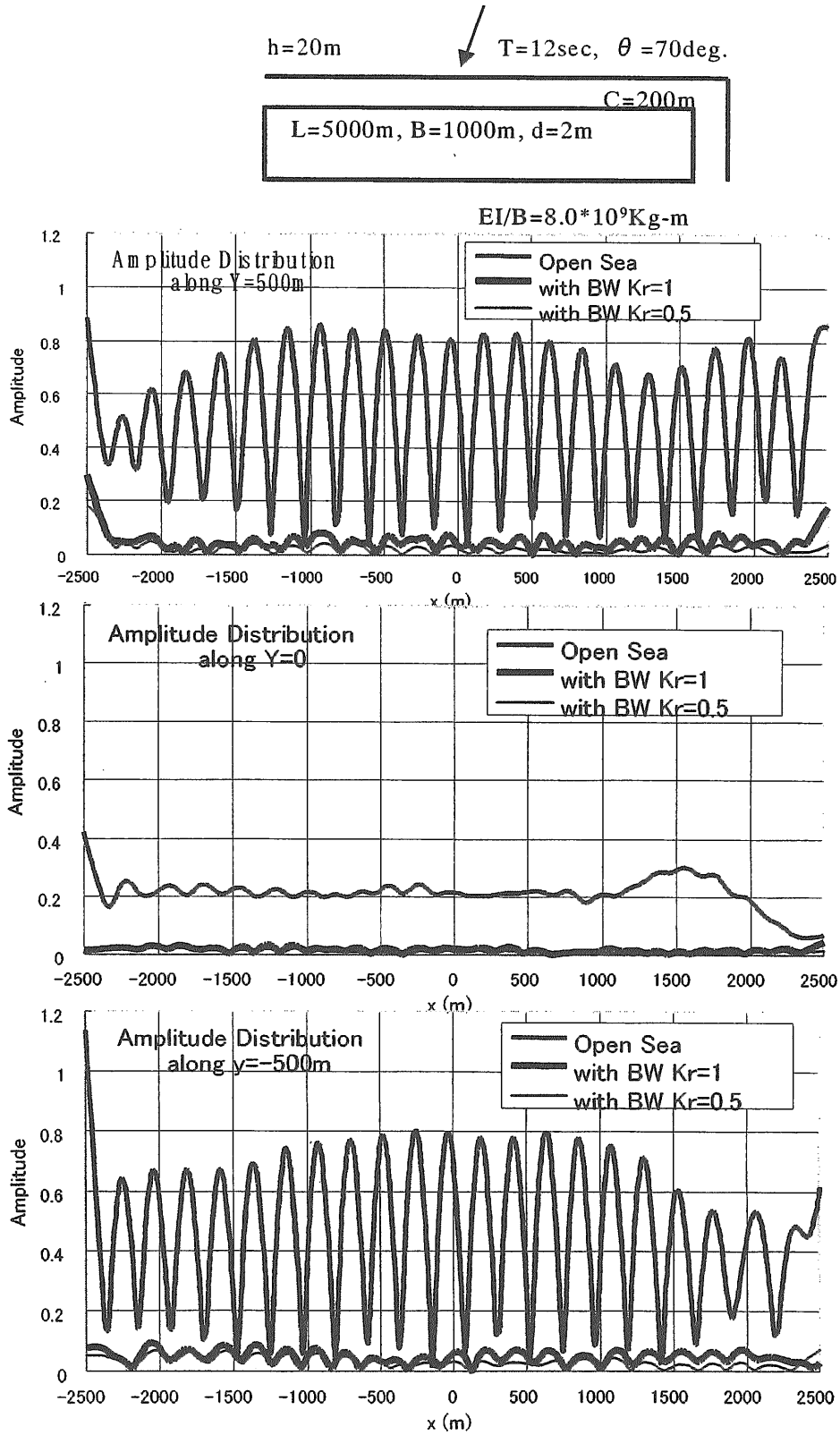


図-B 3 5000m 浮体の弾性応答