大型コンテナ船の構造安全評価に関する研究
―荷重推定法の高度化―

小川　剛孝*、岡　正義*、戸澤　秀*、岡　修二*

A Study of an Assessment for a Structural Safety of a Large Container Ship
－Advanced Technology for Evaluation of Loads－

by

Yoshitaka OGAWA, Masayoshi OKA, Shigeru TOZAWA and Shuji OKA

Abstract

The number of large container ship has been increasing in recent years. A large bow flare and an overhanging stern of a large container ship greatly affect nonlinear ship motions and nonlinear wave loads. Therefore, it is considered that further investigation of structural strength of such an unconventional ship is important by taking account of its unique feature of structural response. For this purpose, it is very important to evaluate loads acting on such larger ships accurately because they are very dominant on the evaluation of strength.

Based on this background, the purpose of this study is intensively focused on the evaluation of loads and special response of a larger container ship. Firstly, the practical evaluation tool, which can evaluate not only wave vertical bending moment but also wave torsional moment, was developed based on nonlinear strip method approach.

Secondly, validation of the present method is carried out through comparisons with a series of experiments. Furthermore, parametric rolling, which is a special phenomenon of the larger container ship and has much effect on the lashing load, is also evaluated. It is confirmed that the present method taking account of time-varying sectional hydrodynamic forces gives favorable agreement with experiments for non linear ship motion and wave loads in severe sea condition.

Finally, the next action plan for the advanced assessment of structural strength by means of our tools and that extension is discussed.

＊　構造系
原稿受付　平成 23 年 10 月 21 日
審 査 日　平成 24 年　1 月 17 日

目　　次

記　　号

ρ : 水の密度[kg/m^3]
g : 重力加速度 [m/s^2]
χ : 出会い方位 [rad]
A : 付加質量係数
B : 減衰力係数
C : 復原力係数
U : 船の前進速度 [m/s]
k_0 : 波数[1/m]
ω_0 : 波の周波数[1/s]
ω_e : 出会い波周波数[1/s]
ξ : 前後揺 [m]
η : 左右揺 [m]
ζ : 上下揺 [m]
ϕ : 横揺 [-]
θ : 縦揺 [-]
ψ : 船首揺 [-]
$\hat{\phi}$: 船体運動の速度ポテンシャル
ϕ_w : 入射波の速度ポテンシャル
E : 船体の部材のヤング率[Pa]
I : 断面２次モーメント [m^4]
η_S : 構造減衰係数[s]
δ : 対数減衰率[-]
L : 船長 [m]

1. まえがき

経験則にもとづく構造基準や設計要件の設定が容易でない大型船や新形式船の出現、国際海事機関(IMO)における目標指向型構造基準(GBS)の発効等により、構造基準及びその設計荷重ならびに許容応力に対する一層の説明責任が増している。

どこまで、大型化が進むかは国際物流の動向と連動したうえで推移していくと予想されるが、既に 8,000TEU を超えるコンテナ船が数多く登場し、10,000TEU～14,000TEU コンテナ船が設計、建造段階にある。また、近年国内外で港湾の整備が進められている。とりわけ、海外では岸壁及びガントリークレーンの大型化が進んでおり、以前と違ってこれらが大型化の制約になることは少なくなってきている [1)]。これらの船を 6,000～8,000TEU のポストパナマックス・コンテナ船と比較すると、船幅や喫水にあまり違いはないものの、船長が 330m 以上となり船長 300m 弱のポストパナマックス・コンテナ船に比べてかなり大きくなっていることがわかる。

このような大型船や新形式船を設計・建造するためには、板厚の増加あるいは鋼材の高強度化の検討は避けられないと考えられる。このような使用実績の無い板厚及び鋼材について、鋼材強度の確保、荷重と構造強度評価から工作の問題まで極めて包括的な検討を行った上で構造設計を行うことが必要になってくると考えられる。なかでも、強度評価の入力となる荷重の精度は重要となる。

例えば、大型コンテナ船について波浪荷重を考えた場合、下記の課題が一層顕在化すると考えられる。
・非線形荷重が縦強度に及ぼす影響の評価
・振り荷重が全体強度に及ぼす影響の評価
・スプリンギング及びホイッピングの評価
・船首船尾におけるスラミングの評価
・ラッシング荷重の評価　等

一方、現行基準で想定する荷重は、操船の影響等も考慮した上で半ば経験則的に設定されている。従来であれば、これらの差異を運航実績（損傷事例）との整合性を図ることにより、取り扱うことができた。しかしながら、今後、運航実績も殆ど無く、なおかつ非線形影響や船体弾性応答による影響が一層顕在化するような船舶の波浪荷重を従来通りの方法で評価することは、事故の未然防止や不必要な構造部材の板厚増加といった安全性及び経済性の両方の観点から合理的でない。また、波浪荷重の推定精度は、構造部材毎の材質及び寸法に大きく影響を及ぼす。既存の線形理論による推定法を用いて荷重を解析すると、船種によっては基準で想定する荷重の倍程度になる場合があることが知られている。

これらの問題を適切に解決する上で、船舶の一生涯で出会う最大荷重あるいは最大応力及び応力振幅の確率分布のさらなる推定精度向上が必要となると考えられる。

このためには、波の非線形影響や船体弾性応答を適切に考慮した統計値を得る必要があるため、なるべく現実に近い海象を入力とする非線形シミュレーションを活用することが重要になると考えられる。さらに、このようなシミュレーションを構造強度評価に活用するためには、莫大な計算時間を要することなく合理的な推定を行う手法であることが不可欠である。

これらの事を背景に、本研究では、強度評価の入力として、その評価精度に最も影響の大きい波浪荷重の評価に焦点を集中した研究を行った。

このため、著者らは波浪荷重・耐航性能評価手法 NMRIW（Nonlinear ship Motion in Regular and Irregular Waves）の開発を行った。本報告では、本手法の理論的背景と検証例について報告する。また、本手法にもとづくプログラムを簡易に取り扱うためのプレ・ポストシステムを整備したのでこれについても報告する。さらに、今後当所おいて、この手法を活用した荷重－構造一貫解析システムの開発の方向性についても報告する。

2. 理論計算法

波の非線形影響や操船影響を適切に考慮した統計値を得るためには、なるべく現実に近い海象を入力とする時系列ベースの非線形シミュレーションを活用する必要があると考えられる。

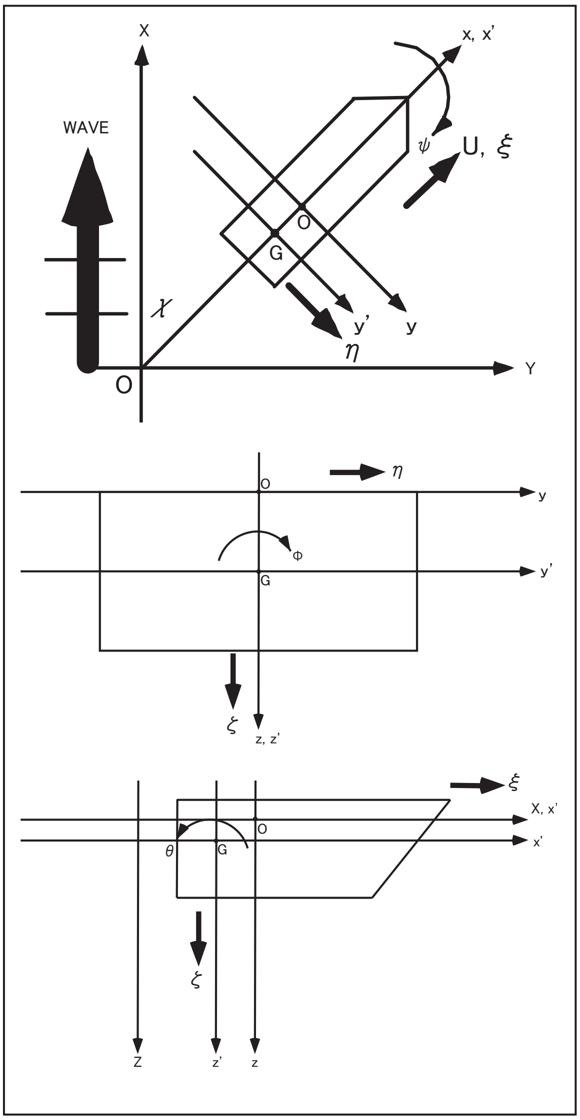
このため本研究では、非線形ストリップ法[2)]ベースの推定手法を開発した。非線形ストリップ法の考え方は、よく知られており、数多くのプログラムが開発されて実用に供されている[2) 3) 4)]。しかしながら、この種の計算法は、主に正面向波及び真追波での計算に限られていた。一方で、先にも述べたとおり、コンテナ船では振り荷重が問題になる等、斜波中での応答についても詳細な検討が求められている。

このため、従来非線形ストリップ法があまり適用されてこなかった斜波中でも安定して計算できる 6 自由度の時系列計算法を開発した[5)]。以下に、理論的背景と検証例について報告する。

2.1 基礎式と座標系

図-1 に示すように、空間固定座標系 O-XYZ の X 軸の正方向に波周波数 ω（波長 λ）、波高 H（波振幅 a=H/2）で進行する規則波を χ の方向から受けつつ平均船速 U で前進する船舶の運動方程式を定義する。また、この船の中心に原点を持ち静水面が XY 平面と一致する船体並進座標 o-xyz 及び船体の重心を原点とした船体固定座標 G－x'y'z'を同様に定義する。
直線運動と弾性変形は座標軸と同じ方向を正、回転運動については図-1 で定義する方向を正とする。また、縦曲げモーメントはホギングを正とする。

本手法では、船体にはたらく力として以下を取り扱う、
①重力
②船体自身の慣性力
③浮力
④船体運動によるラディエイション流体力（変動する流体圧力に基づく動的な流体力）
⑤波強制力（攪乱を受けないとした入射波の変動圧力に基づく波強制力をフルードクリロフ力、船体で反射した散乱波の変動圧力に基づく波強制力をディフラクション流体力という。）
⑥粘性流体力（ここでは、横揺れ減衰力以外は、相対的に微小であるとして無視する。）。



図－1　座標系

この考え方に基づき、船長方向 x=x の位置における単位長さの 2 次元断面に働く力を次式で与える。

$$\frac{dF_j}{dx}=\frac{dF_{Mj}}{dx}+\frac{dF_{Hj}}{dx}+\frac{dF_{sj}}{dx} \qquad (j=2,4) \quad (2.1)$$

$$\frac{dF_j}{dx}=\frac{dF_{Mj}}{dx}+\frac{dF_{Hj}}{dx}+\frac{dF_{sj}}{dx}+\frac{dF_{Ij}}{dx}(j=3) \quad (2.2)$$

ここで、

$j=2$： 水平力（右舷方向正）

$j=3$： 垂直力（鉛直下向き正）

$j=4$： 回転モーメント（重心回り、時計回り正）

また、

$\frac{dF_{Mj}}{dx}$ ：2 次元断面の重力及び慣性力

$\frac{dF_{Hj}}{dx}$ ：2 次元断面にはたらく流体力（ラディエイション流体力及びディフラクション流体力）

$\frac{dF_{sj}}{dx}$ ：2 次元断面にはたらく浮力とフルードクリロフ力

$\frac{dF_{Ij}}{dx}$ ：弾性変形によって生じる縦方向の内力

をそれぞれ表す。

ここでは船体の弾性変形を考慮するため、弾性変形によって生じる縦方向の内力も考慮した。

後述するように、モード関数を用いることで横曲げや振り振動についても考慮することは可能である。しかしながら、曲げ振り剛性等の設定が容易でないことや今次研究の結果から曲げ振り振動については、さらに検討が必要と考えられることから、以下の定式化及び検証に用いたプログラムでは、縦曲げ振動のみを考慮している。

2.2 流体力

流体力はラディエイション流体力 $F_{Hj,R}$ とディフラクション流体力 $F_{Hj,D}$ に分けて定義する。

$$\frac{dF_{Hj}}{dx}=\frac{dF_{Hj,R}}{dx}+\frac{dF_{Hj,D}}{dx} \quad (2.3)$$

ラディエイション流体力は加速度に比例する成分（付加質量成分）と速度に比例する成分（減衰力成分）に分けることができるので、

$$\frac{dF_{Hi,R}}{dx}=\frac{d}{dt}\left(\sum_j A_{ij}\frac{dS_j}{dt}\right)+\sum_j B_{ij}\frac{dS_j}{dt} \quad (2.4)$$

（i、j=2、3、4）

と表すことができる。

ここで、$\frac{d}{dt}$ は実質微分 $\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}-U\frac{\partial}{\partial x}$ を表す。

また、S_j は、重心 G の j 方向の運動変位（j=2,3,4）A_{ij} は j 方向運動による i モードの付加質量、B_{ij} は j 方向運動による i モードの減衰係数を表す。

ディフラクション流体力は、入射波の波粒子速度で船体が反対方向に運動している場合と等価と考えることで、ラディエイション流体力と同様の表記で表すことができる。よって、

$$\frac{dF_{Hi,D}}{dx}=\frac{d}{dt}\left(\sum_j A_{ij}\frac{d\overline{w}_j}{dt}\right)+\sum_j B_{ij}\frac{d\overline{w}_j}{dt} \qquad (2.5)$$

（i、j=2、3、4）

と表す。ここで、$\frac{d\overline{w}_j}{dt}$（$j$=2、3、4）は、波粒子速度の断面代表値を表す。$w_4$ は副波面の傾斜角を表す。

(2.4)式の右辺第一項は運動量変化によって生ずる流体力であるが、書き改めると

$$\frac{d}{dt}\left(\sum_j A_{ij}\frac{dS_j}{dt}\right)= \sum_j\left\{A_{ij}\frac{d^2S_j}{dt^2}-U\frac{\partial A_{ij}}{\partial x}\frac{dS_j}{dt}+\frac{\partial A_{ij}}{\partial t}\frac{dS_j}{dt}\right\} \qquad (2.6)$$

（i、j=2、3、4）

となる。第1及び2項が、従来から線形計算法で採り入れられている項である。第3項が、付加質量そのものの時間変化に因る項で、これが衝撃力項となる。ここでは、縦方向の衝撃力である $\frac{\partial A_{33}}{\partial t}$ のみ考慮することとする。また、衝撃力の扱い方は、船底が着水する瞬間と着水した船体断面に作用する場合に分けて、

$$\frac{\partial A_{33}}{\partial t}=\begin{cases}\dfrac{\Delta A_{33}}{\Delta z}\cdot\dfrac{\partial z}{\partial t} & (\text{着水後})\\ \dfrac{\Delta A_{33}}{\Delta t} & (\text{着水の瞬間})\end{cases} \qquad (2.7)$$

と定義する。Δt は計算で設定する時間刻みである。また、着水時衝撃は、着水面の前後方向の走りに着目して、Δt の間に増加した浸水船底に作用するものと仮定する。本計算法では、各2次元断面での相対波面を時々刻々計算しているので、各時間ステップにおける水面と船体が交差する位置（x座標）が求まる。これにより衝撃力の作用範囲を求めた。

この際、船体（各2次元断面）が水面に突入する場合のみ考えることとし、船体が波面に対して上昇し、水面から露出する場合は考えないものとする。

また、本計算法では各2次元断面での相対波面から、各時間ステップにおける平均喫水と浸水形状に対する付加質量を計算している。これらの時間ステップ毎の変化から $\frac{\Delta A_{33}}{\Delta z}$ を計算した。

剛体運動と縦曲げ振動では、固有振動周期のオーダーが異なる。よって、縦曲げ振動の付加質量については、周波数無限大の時の付加質量で計算する。同様の考え方により、造波減衰力はゼロとする。

船体断面の変位は、剛体モードと弾性モードの和として表す。

$$S_2=\eta+x'\psi$$

$$S_3=\varsigma-x'\theta+W$$

$$S_4=\phi \qquad (2.8)$$

Wは弾性モードの変形量の鉛直(Z)成分を表し、固有振動モードの和の重ねあわせで、2 節振動からN 節振動モードまで考慮する。ここでは Wを、モード関数 $W_l(x)$ と振幅 $w_l(t)$ の変数分離で $W=\sum_{l=2}^{N}W_l(x)\cdot w_l(t)$ と表す。よって変位の時間微分は、

$$\frac{dS_2}{dt}=\dot{\eta}+x'\dot{\psi}-U\psi$$

$$\frac{d^2S_2}{dt^2}=\ddot{\eta}+x'\ddot{\psi}-2U\dot{\psi}$$

$$\frac{dS_3}{dt}=\dot{\varsigma}-x'\dot{\theta}+U\theta+\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)\cdot W_l(x) -U\sum_{l=2}^{N}w_l(t)\cdot\frac{\partial W_l(x)}{\partial x}$$

$$\frac{d^2S_3}{dt^2}=\ddot{\varsigma}-x'\ddot{\theta}+2U\dot{\theta}+\sum_{l=2}^{N}\ddot{w}_l(t)\cdot W_l(x)$$
$$-2U\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)\cdot\frac{\partial W_l(x)}{\partial x}+U^2\sum_{l=2}^{N}w_l(t)\cdot\frac{\partial^2 W_l(x)}{\partial x_2}$$

$$\frac{dS_4}{dt}=\dot{\phi}$$

$$\frac{d^2S_4}{dt^2}=\ddot{\phi} \tag{2.9}$$

と表すことができる。

ここで、$\dot{\phi}$及び$\ddot{\phi}$は、時間に対する微分を表し、

$\dot{\phi}\equiv\frac{\partial\phi}{\partial t}$ 及び $\ddot{\phi}\equiv\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}$ である。

2.2.1 ラディエイション流体力

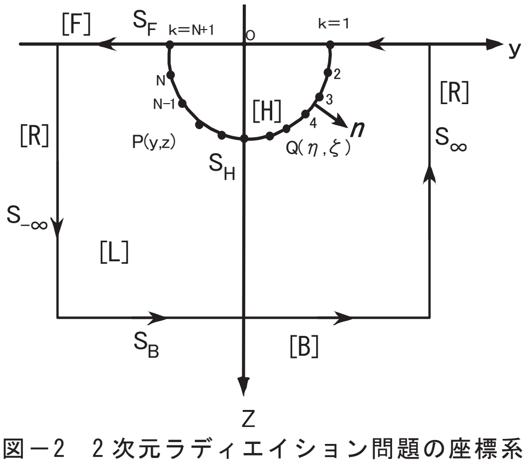
船体運動によるラディエイション流体力（変動する流体圧力に基づく動的な流体力）については、2 次元の積分方程式法 [6)7)] により以下の様に求める。j モード動揺の周波数を ω、振幅を X_j とすると、

$$\left.\begin{array}{ll}\text{変位：} & X_j e^{i\omega t}\\ \text{速度：} & i\omega X_j e^{i\omega t}\\ \text{加速度：} & -\omega^2 X_j e^{i\omega t}\end{array}\right\} \tag{2.10}$$

となる。図-2 に示す船体周りの流場を表す速度ポテンシャルを

$$\Phi(y,z;t)=i\omega X_j\hat{\phi}_j(y,z)\cdot e^{i\omega t} \tag{2.11}$$

と定義すると、$\hat{\phi}_j(y,z)$の満足すべき支配方程式及び境界条件は、次式で表せる。



図－2　2 次元ラディエイション問題の座標系

［L］（ラプラスの式）

$$\frac{\partial^2\hat{\phi}_j}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\hat{\phi}_j}{\partial z^2}=0 \quad for \quad Z>0 \tag{2.12}$$

［F］（自由表面条件）

$$\frac{\partial\hat{\phi}_j}{\partial z}+K\hat{\phi}_j=0 \quad \left(K=\frac{\omega^2}{g}\right) \quad on \quad Z=0 \tag{2.13}$$

［B］（船底条件）

$$\hat{\phi}_j\to 0 \quad as \quad z\to\infty \tag{2.14}$$

［R］（放射条件）

$$\hat{\phi}_j\approx e^{\pm iKy} \quad as \quad y\to\pm\infty \tag{2.15}$$

物体表面条件［H］は、浮体表面における法線方向の流速が動揺速度の法線方向成分と等しいとの条件で、(2.10)式より

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n}=i\omega X_j e^{i\omega t}\cdot n_j \tag{2.16}$$

と表すことができるので、(2.11)式より

$$i\omega X_j e^{i\omega t}\frac{\partial\hat{\phi}_j}{\partial n}=i\omega X_j e^{i\omega t}\cdot n_j \tag{2.17}$$

となる。

これにより、［H］（物体表面条件）は、

$$\frac{\partial\hat{\phi}_j}{\partial n}=n_j \tag{2.18}$$

と表わされる。ここで、

左右揺：　$n_2=n_y$

上下揺：　$n_3=n_z$

横揺：　$n_4=yn_z-zn_y$ (2.19)

である。

これらの境界条件より、[H]以外の境界条件を満足するグリーン関数 G（P;Q）を導入する事により、次式の積分方程式に帰着する。この積分方程式を解くことで$\hat{\phi}_j$を求めることができる [7)]。

$$\frac{1}{2}\hat{\phi}_j(P)+\int_{S_H}\hat{\phi}_j(Q)\frac{\partial}{\partial n_Q}G(P;Q)ds(Q)$$
$$=\int_{S_H}n_j(Q)\cdot G(P;Q)ds(Q) \qquad (j=2,3,4)$$

(2.20)

ここで、P=(y,z)は物体表面上の点、Q=(η,ζ)はわき出しの位置を表す。また、$n_j(Q)$は、法線ベクトルの j 方向成分を表す。

グリーン関数 G（P;Q）= G(y,z；η，ζ）は

$$G(P;Q)=G(y,z;\eta,\varsigma)$$
$$=\frac{1}{2\pi}\left[\log\frac{R}{R_1}-2\,\mathrm{Re}\left[e^{-Z}E_1(-Z)\right]+2i\pi e^{-Z}\right]$$
$$Z=K(z+\varsigma)+iK(y-\eta)$$

$$\left.\begin{matrix}R\\R_1\end{matrix}\right\}=\sqrt{(y-\eta)^2+(z\mp\varsigma)^2} \qquad E_1(Z)=\int_Z^{\infty}\frac{e^{-t}}{t}dt \qquad (2.21)$$

で表すことができる。第1項は、わき出しを表す項、第 2 項は自由表面影響を表す項である。E_1 は積分指数関数を表す。

積分方程式を解く際に、発生するイレギュラー周波数については、大松の方法[6)]により除去した。

また、水面付近において水面と交差する要素は、メッシュを細かく取ったうえで、水面と垂直に交差するように調整した。

圧力 は、ベルヌーイの定理にもとづき、求めた $\hat{\phi}_j$ から、

$$p_j=-\rho\frac{\partial\Phi_j}{\partial t}=-\rho(i\omega)^2X_j\hat{\phi}_je^{i\omega t} \qquad j=2,3,4$$

(2.22)

となる。したがって、j モードの運動によって、浮体に働く i 方向の流体力 F_{ij} は、物体表面について積分すると、以下のとおりとなる。

$$F_{ij}=-\int_{S_H}p_j(y,z)\cdot n_ids=-\rho\omega^2X_j\int_{S_H}\hat{\phi}_j(y,z)\cdot n_ids\cdot e^{i\omega t}$$
$$(i,j=2,3,4)$$

(2.23)

さらに、$\hat{\phi}_j=\hat{\phi}^r_j+i\cdot\hat{\phi}^i_j$ と表す（$\hat{\phi}^r_j$ 及び $\hat{\phi}^i_j$ は、ポテンシャル の実部及び虚部をそれぞれ表す。）と、

$$F_{ij}=-\rho\omega^2X_j\int_{S_H}\left(\hat{\phi}^r_j+i\cdot\hat{\phi}^i_j\right)\cdot n_ids\cdot e^{i\omega t}$$
$$=\left[\rho\int_{S_H}\hat{\phi}^r_j\cdot n_ids\right]\cdot\left[-\omega^2X_j\cdot e^{i\omega t}\right]$$
$$+\left[-\rho\omega\int_{S_H}\hat{\phi}^i_j\cdot n_ids\right]\cdot\left[i\omega X_j\cdot e^{i\omega t}\right]$$
$$=A_{ij}\cdot\left[-\omega^2X_j\cdot e^{i\omega t}\right]+B_{ij}\cdot\left[i\omega X_j\cdot e^{i\omega t}\right]$$
$$(i,j=2,3,4)$$

(2.24)

となる。

このように加速度に比例する成分及び速度に比例する成分に分けられる。

$$A_{ij}=\left[\rho\int_{S_H}\hat{\phi}^r_j\cdot n_ids\right]$$
$$B_{ij}=\left[-\rho\omega\int_{S_H}\hat{\phi}^i_j\cdot n_ids\right]$$
$$(i,j=2,3,4)$$

(2.25)

これらをそれぞれ付加質量及び減衰力係数という。

また、二次元ラディエイション流体力は、各時間の平均波面とセンターライン（x'z'平面）の交点 o_t を原点とする浸水面に対して y 軸、鉛直下向きを z 軸として計算している。一方、運動方程式は、船体重心 G を原点とする固定座標系であるので、回転（Roll）方向の流体力については変換する必要がある。o_t と G 間の距離を ℓ_t と定義する。また、$O_C=\ell_t\cdot\cos\phi$、$O_S=\ell_t\cdot\sin\phi$ と定義すると、重心 G 周りの横揺れの法線ベクトル n_4^G は、

$$n_4^G=-(z-O_C)\cdot n_2+(y+O_S)\cdot n_3$$
$$=y\cdot n_3-z\cdot n_2+O_C\cdot n_2+O_S\cdot n_3 \qquad (2.26)$$

と表せるので、(2.18)式から、重心 G 周りの横揺れの速度ポテンシャル $\hat{\phi}_4^G$ は、

$$\hat{\phi}_4^G=\hat{\phi}_4+O_C\cdot\hat{\phi}_2+O_S\cdot\hat{\phi}_3 \qquad (2.27)$$

となる。

これにより、横揺れの付加質量 A_{44} は、(2.24)式にもとづき、次式のように表わされる。

$$
\begin{aligned}
&\frac{F_{44}^{G}}{\rho\omega^{2}X_{4}} = \int_{S_H} \hat{\phi}_4^{G}(y,z)\cdot n_4^{G} ds \\
&= \int_{S_H} \left\{\hat{\phi}_4 + O_C\cdot\hat{\phi}_2 + O_S\cdot\hat{\phi}_3\right\} \\
&\cdot\left\{-(z-O_C)\cdot n_2 + (y+O_S)\cdot n_3\right\}ds \\
&= \int_{S_H} \left\{\hat{\phi}_4 + O_C\cdot\hat{\phi}_2 + O_S\cdot\hat{\phi}_3\right\} \\
&\cdot\left\{y\cdot n_3 - z\cdot n_2 + O_C\cdot n_2 + O_S\cdot n_3\right\}ds \\
&\qquad = \int_{S_H}\hat{\phi}_4\cdot n_4 ds + O_S\cdot\int_{S_H}\hat{\phi}_3\cdot n_4 ds \\
&\qquad + O_S\cdot\int_{S_H}\left\{\hat{\phi}_4\cdot n_3 + O_C\cdot\hat{\phi}_2\cdot n_3 + O_S\cdot\hat{\phi}_3\cdot n_3\right\}ds \\
&\qquad + O_C\cdot\int_{S_H}\hat{\phi}_2\cdot n_4 ds \\
&\qquad + O_C\cdot\int_{S_H}\left\{\hat{\phi}_4\cdot n_2 + O_C\cdot\hat{\phi}_2\cdot n_2 + O_S\cdot\hat{\phi}_3\cdot n_2\right\}ds
\end{aligned}
\tag{2.28}
$$

よって、横揺れの付加質量 A_{44} は、

$$
\begin{aligned}
&A_{44} = A_{44\_G} \\
&= A_{44\_o} + O_S\left(A_{34\_G} + A_{34\_o}\right) + O_C\left(A_{24\_G} + A_{24\_o}\right)
\end{aligned}
\tag{2.29}
$$

となる。ここで、添え字の o 及び G はそれぞれ、o t 回り及び重心 G 回りの流体力を意味する。

同様に、左右揺及び上下揺により浮体にはたらく横揺れ方向の付加質量は、

$$
\begin{aligned}
&A_{24} = A_{42} = A_{24\_G} \\
&= A_{24\_o} + O_S\cdot A_{32\_o} + O_C\cdot A_{22\_o} \\
&A_{34} = A_{43} = A_{34\_G} \\
&= A_{34\_o} + O_S\cdot A_{33\_o} + O_C\cdot A_{23\_o}
\end{aligned}
\tag{2.30}
$$

となる。また、減衰力についても同様に求めることができる。

2.2.2 ディフラクション流体力

ディフラクション成分を計算する上で必要となる波粒子速度の断面代表値は、以下のように定義する。入射波のポテンシャルを

$$
\begin{aligned}
\phi_w &= \frac{-ga}{\omega_0}e^{-k_0 Z}\sin\left(k_0 X - \omega_0 t\right) \\
&= \frac{-ga}{\omega_0}e^{-k_0 Z}\sin\left\{k_0\left(x\cdot\cos\chi - y\cdot\sin\chi\right) - \omega_e t\right\}
\end{aligned}
\tag{2.31}
$$

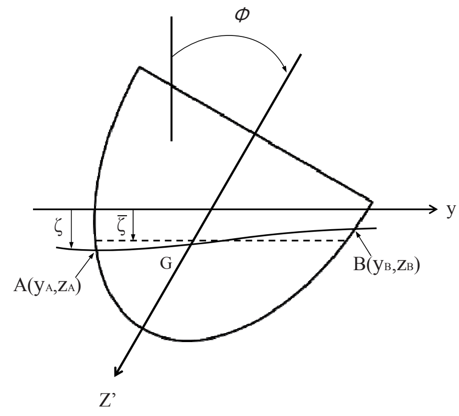
と表すと、副波面 の式は、

$$
\varsigma_e = a\cdot e^{-k_0 Z}\cos\left\{k_0\left(x\cdot\cos\chi - y\cdot\sin\chi\right) - \omega_e t\right\}
\tag{2.32}
$$

で表される。また、図-3 に示すように、ある時刻における断面での平均波面変位 $\bar{\varsigma}$ は、次式のように表すことができる。

$$
\bar{\varsigma} = \frac{\int \varsigma dy}{\left(y_B - y_A\right)}
\tag{2.33}
$$

ここで、ς は相対波面、$\bar{\varsigma}$ は平均波面変位、A(y_A ,z_A) は左舷側での波面と船体の交点、B(y_B ,z_B)は右舷側での波面と船体の交点を表す。



図－3　船体横断面における相対波面の定義

波粒子速度は
（波粒子の水平方向速度）

$$\dot{w}_2 \equiv \frac{\partial \phi_w}{\partial y}$$
$$= a\omega_0 e^{-k_0 Z} \cdot (\sin\chi) \cdot \cos\{k_0(x\cos\chi - y\sin\chi) - \omega_e t\} \tag{2.34}$$

（波粒子の上下方向速度）

$$\dot{w}_3 \equiv \frac{\partial \phi_w}{\partial z} \tag{2.35}$$
$$= a\omega_0 e^{-k_0 Z} \cdot \sin\{k_0(x\cos\chi - y\sin\chi) - \omega_e t\}$$

（副波面の回転速度）

$$\dot{w}_4 \equiv \frac{d}{dt}\frac{\partial \varsigma_e}{\partial y} = \left(\frac{\partial}{\partial t} - U\frac{\partial}{\partial x}\right)\frac{\partial \varsigma_e}{\partial y}$$
$$= -a\omega_0 e^{-k_0 Z} \cdot (k_0 \sin\chi) \cdot$$
$$\times \cos\{k_0(x\cos\chi - y\sin\chi) - \omega_e t\} \tag{2.36}$$

（波粒子の水平方向加速度）

$$\ddot{w}_2 = \frac{\partial}{\partial t}\dot{w}_2 - U\frac{\partial \dot{w}_2}{\partial x}$$
$$= a\omega_0{}^2 e^{-k_0 Z} \cdot (\sin\chi) \cdot \sin\{k_0(x\cos\chi - y\sin\chi) - \omega_e t\} \tag{2.37}$$

（波粒子の上下方向加速度）

$$\ddot{w}_3 = \frac{\partial}{\partial t}\dot{w}_3 - U\frac{\partial \dot{w}_3}{\partial x}$$
$$= -a\omega_0{}^2 e^{-k_0 Z} \cdot \cos\{k_0(x\cos\chi - y\sin\chi) - \omega_e t\} \tag{2.38}$$

（副波面の回転加速度）

$$\ddot{w}_4 = \frac{\partial}{\partial t}\dot{w}_4 - U\frac{\partial \dot{w}_4}{\partial x}$$
$$= -a\omega_0{}^2 e^{-k_0 Z} \cdot (k_0 \sin\chi)$$
$$\times \sin\{k_0(x\cos\chi - y\sin\chi) - \omega_e t\} \tag{2.39}$$

と表すことができるので、(2.33)式にもとづき、波粒子速度の断面での代表値での値は、

（波粒子の水平方向速度）

$$\frac{d\overline{w}_2}{dt} = \frac{-a\omega_0 e^{-k_0 d_1}\{\sin Q_B - \sin Q_A\}}{k_0(y_B - y_A)} \tag{2.40}$$

（波粒子の上下方向速度）

$$\frac{d\overline{w}_3}{dt} = \frac{a\omega_0 e^{-k_0 d_2}\{\cos Q_B - \cos Q_A\}}{k_0 \sin\chi(y_B - y_A)} \tag{2.41}$$

（副波面の回転速度）

$$\frac{d\overline{w}_4}{dt} = \frac{a\omega_0 e^{-k_0 d_1}\{\sin Q_B - \sin Q_A\}}{(y_B - y_A)} \tag{2.42}$$

（波粒子の水平方向加速度）

$$\frac{d^2\overline{w}_2}{dt^2} = \frac{a\omega_0{}^2 e^{-k_0 d_1}\{\cos Q_B - \cos Q_A\}}{k_0(y_B - y_A)} \tag{2.43}$$

（波粒子の上下方向加速度）

$$\frac{d^2\overline{w}_3}{dt^2} = \frac{a\omega_0{}^2 e^{-k_0 d_2}\{\sin Q_B - \sin Q_A\}}{k_0 \sin\chi(y_B - y_A)} \tag{2.44}$$

（副波面の回転加速度）

$$\frac{d^2\overline{w}_4}{dt^2} = \frac{-a\omega_0{}^2 e^{-k_0 d_1}\{\cos Q_B - \cos Q_A\}}{(y_B - y_A)} \tag{2.45}$$

となる。ここで、d_1及びd_2は代表深さを表しd_1= d/2、d_2= d（d は喫水）である。
また、

$$Q_A = k_0\cos\chi \cdot x - k_0 \sin\chi \cdot y_A - \omega_e t$$
$$Q_B = k_0\cos\chi \cdot x - k_0 \sin\chi \cdot y_B - \omega_e t \tag{2.46}$$

である。これらを(2.5)式に代入する事で、ディフラクション流体力が求まる。

2.2.3 浮力とフルードクリロフ力

入射波による圧力を次式のように与えることができる。

$$p=\rho g(z-\varsigma_w)-\rho\left(\frac{\partial\phi_w}{\partial t}-\left[\frac{\partial\phi_w}{\partial t}\right]_{z=\varsigma_w}\right)$$
$$-\frac{1}{2}\rho\left[(\nabla\phi_w)^2-(\nabla\phi_w)^2\Big|_{z=\varsigma_w}\right] \quad (2.47)$$

ここで ς_W は波面を表す。

$$\phi_w=\frac{-ga}{\omega_0}e^{-k_0 Z}\sin(k_0X-\omega_0 t)$$

$$\frac{\partial\phi_w}{\partial t}=gae^{-k_0Z}\cos(k_0X-\omega_0 t)$$
$$=gae^{-k_0Z}\cos(k_0(x\cdot\cos\chi-y\cdot\sin\chi)-\omega_e t)$$

$$(\nabla\phi_w)^2=k_0ga^2e^{-2k_0Z}$$

$$\varsigma_w=\frac{1}{g}\cdot\frac{\partial\phi_w}{\partial t}\bigg]_{z=0}$$
$$=a\cdot e^{-k_0Z}\cos\{k_0(x\cdot\cos\chi-y\cdot\sin\chi)-\omega_e t\} \quad (2.48)$$

これにより、

$$p=\rho g(z-\varsigma_w)$$
$$-\rho ga\cos\{k_0(x\cdot\cos\chi-y\cdot\sin\chi)-\omega_e t\}$$
$$\cdot\left(e^{-k_0Z}-e^{-k_0\varsigma_w}\right)$$
$$-\frac{1}{2}k_0\rho ga^2\left(e^{-2k_0Z}-e^{-2k_0\varsigma_w}\right) \quad (2.49)$$

この圧力を積分することにより、浮力及びフルードクリロフ力が以下のように求められる。

$$\frac{dF_{S_2}}{dx}=-\int_c p\cdot n_y dl=-\int_c p\cdot\left(-\frac{dz}{dl}\right)dl=\int_c pdz \quad (2.50)$$

$$\frac{dF_{S3}}{dx}=-\int_c p\cdot n_z ds=-\int_c p\cdot\left(\frac{dy}{dl}\right)dl=-\int_c pdy \quad (2.51)$$

$$\frac{dF_{S4}}{dx}=\int_c p\cdot(n_y\cdot z-n_z\cdot y)ds$$
$$=\int_c p\cdot\left(-\frac{dz}{dl}\cdot z\right)dl-\int_c p\cdot\left(\frac{dy}{dl}\cdot y\right)dl$$
$$=\int_c p\cdot(-z\cdot dz-y\cdot dy)dz \quad (2.52)$$

2.2.4 弾性変形によって生じる縦方向の内力

弾性変形によって生じる縦方向の内力は、船体を変断面 Bernoulli-Euler 梁（すなわち、せん断変形のない梁）と仮定すると、

$$\frac{dF_{I3}}{dx}=\frac{\partial^2}{dx^2}\left[EI\left(\frac{\partial^2W}{\partial x^2}+\eta_S\frac{\partial^3W}{\partial t\partial x^2}\right)\right] \quad (2.53)$$

と表せる。ここで、E、I、η_S はヤング率、船体構造の断面 2 次モーメント、構造減衰係数をそれぞれ表す。ここでは、固有振動モードを両端自由端の一様梁の固有振動モードで表すこととする。先にも述べたとおり、W はモード関数 $W_l(\mathrm{x})$ と振幅 $w_l(\mathrm{t})$ を変数分離の形で表すことができるので、2 節振動から N 節振動モードまで考慮すると、以下のとおりとなる。

$$W=\sum_{l=2}^{N}W_l(x)\cdot w_l(t)$$

$$W_l(x)=\cos\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\cosh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)$$
$$+c_l\left\{\sin\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\sinh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right\}$$

$$\frac{\partial W_l(x)}{\partial x}=-\lambda_l\cdot\left[\sin\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\sinh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right.$$
$$\left.+c_l\left\{\cos\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\cosh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right\}\right]$$

$$\frac{\partial^2W_l(x)}{\partial^2x}=-\lambda_l^2\cdot\left[\cos\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\cosh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right.$$
$$\left.+c_l\left\{-\sin\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\sinh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right\}\right]$$

$$\frac{\partial^4W_l(x)}{\partial^4x}=\lambda_l^4\cdot\left[\cos\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\cosh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right.$$
$$\left.+c_l\left\{\sin\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)+\sinh\lambda_l\left(x+\frac{L}{2}\right)\right\}\right]$$

$$c_l=(\cos\lambda_lL-\cosh\lambda_lL)/(\sin\lambda_lL-\sinh\lambda_lL)$$

$$\lambda_2L=4.73,\lambda_3L=7.8532,\lambda_4L=10.966 \quad (2.54)$$

と定義する。また、構造減衰係数 η_S と対数減衰率 δ の間には、

$$\eta_S=\frac{\delta}{\pi\omega_{2n}} \quad (2.55)$$

の関係が成り立つと仮定する。ここで、ω_{2n}は二節の固有振動数をとる。対数減衰率 は、経験的に 0.05 程度と言われており、今回開発したプログラムにおいても、この値を用いた。

2.3 運動方程式

以上の流体力、衝撃力が与えられるので、(2.1)及び(2.2)式で表される断面にはたらく力の式にモード関数を乗じることで、各運動モードでの力あるいはモーメントが求まる。剛体モードについては、直線運動は 1、Pitch は$-x'$、Yaw は x'をモード関数とすると、弾性モードと同様に取り扱うことができる。これらの力及びモーメントを船尾から船首まで積分することにより運動方程式を求める。

Sway: $$-\int_{AP}^{FP}\frac{dF_2}{dx}dx=0 \qquad (2.56)$$

Heave: $$-\int_{AP}^{FP}\frac{dF_3}{dx}dx=0 \qquad (2.57)$$

Roll: $$-\int_{AP}^{FP}\frac{dF_4}{dx}dx=0 \qquad (2.58)$$

Pitch: $$-\int_{AP}^{FP}\frac{dF_3}{dx}\cdot\left(-x'\right)dx=0 \qquad (2.59)$$

Yaw: $$-\int_{AP}^{FP}\frac{dF_2}{dx}\cdot x' dx=0 \qquad (2.60)$$

弾性モード(k 節振動モード):

$$-\int_{AP}^{FP}\frac{dF_3}{dx}\cdot W_k(x)dx=0 \qquad (2.61)$$

Surge については、付加質量と造波減衰力は小さいとして船体質量 m(x)と波の強制力 F_{S1} のみを考慮する。

$$-\int_{AP}^{FP}\left[\frac{dF_{M1}}{dx}+\frac{dF_{S1}}{dx}\right]dx=0$$
$$\int_{AP}^{FP}m(x)\cdot\ddot{\xi}dx=\int_{AP}^{FP}\frac{dF_{S1}}{dx}dx \qquad (2.62)$$

波の圧力 P による x 方向の成分は、次式で表わされる。

$$F_{S1}=-\int_S p\cdot n_x dS \qquad (2.63)$$

ガウスの定理より、任意のベクトル $\vec{A}$ が閉曲面 S の内部で連続である場合、閉曲面 S で囲まれた領域 V において以下の関係が成り立つ。

$$\iiint_V div\vec{A}=\iint_S \vec{A}\cdot d\vec{S} \qquad (2.64)$$

ここで、$\vec{A}=P\cdot\vec{i}$ とおくと、$div\vec{A}=\frac{\partial P}{\partial x}$、$\vec{A}\cdot d\vec{S}=P\cdot n_x dS$ となるので、これらを用いて、(2.63)式は以下のとおり表わす事が出来る。

$$F_{S1}=-\int_S p\cdot n_x dS\equiv-\int_0^L\int_{y'_A}^{y'_B}\int_0^{d_t}\frac{\partial p}{\partial x}dzdydx \qquad (2.65)$$

ここで、S は船体表面、L は船長、d_t は平均喫水を表わす。
さらに、 (2.47)式より

$$\frac{dP}{dx}\equiv-\rho\left(\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial\phi_w}{\partial t}\right)$$
$$=\rho ga(k_0\cos\chi)e^{-k_0 Z}\cdot\sin\{k_0(x\cdot\cos\chi-y\cdot\sin\chi)-\omega_e t\} \qquad (2.66)$$

を代入し、

$$F_{S1}=\rho ga\cos\chi\int_0^L\int_{y'_A}^{y'_B}\left(e^{-k_0 d_t}-1\right)$$
$$\cdot\sin\{k_0(x\cdot\cos\chi-y\cdot\sin\chi)-\omega_e t\}dydx \qquad (2.67)$$

となる。

これにより次式のように、運動方程式のマトリックスが求まる。

$$
\begin{bmatrix} M+A_{11} & \cdots & A_{1\ 6+(N-1)} \\ \cdots & M+A_{22} & \\ & \cdots & \\ A_{6+(N-1)\ 1} & & M+A_{6+(N-1)\ 6+(N-1)} \end{bmatrix}
\begin{Bmatrix} \ddot{\xi} \\ \ddot{\eta} \\ \ddot{\varsigma} \\ \ddot{\phi} \\ \ddot{\theta} \\ \ddot{\psi} \\ .. \\ \ddot{w}_N \end{Bmatrix}
+\begin{bmatrix} B_{11} & \cdots & B_{1\ 6+(N-1)} \\ \cdots & B_{22} & \\ & \cdots & \\ B_{6+(N-1)\ 1} & & B_{6+(N-1)\ 6+(N-1)} \end{bmatrix}
\begin{Bmatrix} \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\varsigma} \\ \dot{\phi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \\ .. \\ \dot{w}_N \end{Bmatrix}
+\begin{bmatrix} C_{11} & \cdots & C_{1\ 6+(N-1)} \\ \cdots & C_{22} & \\ & \cdots & \\ C_{6+(N-1)\ 1} & & C_{6+(N-1)\ 6+(N-1)} \end{bmatrix}
\begin{Bmatrix} \xi \\ \eta \\ \varsigma \\ \phi \\ \theta \\ \psi \\ .. \\ w_N \end{Bmatrix}
=\begin{Bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \\ F_6 \\ .. \\ F_{w_N} \end{Bmatrix}
\tag{2.68}
$$

本手法では、ルンゲ・クッタ・ギル法により運動方程式を解くことで、次の時間刻みにおける変位及び速度を求める。計算開始時は、初期変位 0 として計算を開始する。また、入射波は緩起動で徐々に設定した波振幅まで増加させていく。これにより計算開始直後のオーバーシュートを防止している。数値積分の刻み幅は、時系列計算で設定する時間刻み Δ t の 20 分の 1 としている。

2.4 波浪変動水圧

波浪変動水圧は、それぞれのモードのポテンシャルを用いて以下のように表わす。

横方向：

$$
\begin{aligned}
\frac{P_2}{\rho} &= -\left\{\frac{\partial}{\partial t}-U\frac{\partial}{\partial x}\right\}\left[\left(\dot{\eta}+x'\dot{\psi}-U\psi\right)\left\{\hat{\phi}_2^r+i\hat{\phi}_2^i\right\}\right] \\
&= \left\{\hat{\phi}_2^r+i\hat{\phi}_2^i\right\}\left\{-\ddot{\eta}-x'\ddot{\psi}+2U\dot{\psi}\right\} \\
&\quad +U\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_2^r}{\partial x}+i\frac{\partial\hat{\phi}_2^i}{\partial x}\right\}\left\{\dot{\eta}+x'\dot{\psi}-U\psi\right\} \\
&\quad -\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_2^r}{\partial t}+i\frac{\partial\hat{\phi}_2^i}{\partial t}\right\}\left\{\dot{\eta}+x'\dot{\psi}-U\psi\right\}
\end{aligned}
\tag{2.69}
$$

縦方向：

$$
\begin{aligned}
&\frac{P_3}{\rho} = -\left\{\frac{\partial}{\partial t}-U\frac{\partial}{\partial x}\right\} \\
&\times\left(\dot{\varsigma}-x'\dot{\theta}+U\theta+\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)W_l(x)-U\sum_{l=2}^{N}w_l(t)\frac{\partial W_l}{\partial x}\right) \\
&\times\left\{\hat{\phi}_3^r+i\hat{\phi}_3^i\right\} \\
&=\left\{\hat{\phi}_3^r+i\hat{\phi}_3^i\right\}\cdot\left\{-\dot{\varsigma}+x'\ddot{\theta}-2U\dot{\theta}-\sum_{l=2}^{N}\ddot{w}_l(t)W_l(x)\right\} \\
&+\left\{\hat{\phi}_3^r+i\hat{\phi}_3^i\right\}\cdot\left\{2U\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)\frac{\partial W_l}{\partial x}-U^2\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)\frac{\partial^2 W_l}{\partial x^2}\right\} \\
&+U\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_3^r}{\partial x}+i\frac{\partial\hat{\phi}_3^i}{\partial x}\right\} \\
&\times\left\{\dot{\varsigma}-x'\dot{\theta}+U\theta+\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)W_l(x)-U\sum_{l=2}^{N}w_l(t)\frac{\partial W_l}{\partial x}\right\} \\
&+\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_3^r}{\partial t}+i\frac{\partial\hat{\phi}_3^i}{\partial t}\right\} \\
&\times\left\{-\dot{\varsigma}+x'\dot{\theta}-U\theta-\sum_{l=2}^{N}\dot{w}_l(t)W_l(x)+U\sum_{l=2}^{N}w_l(t)\frac{\partial W_l}{\partial x}\right\}
\end{aligned}
\tag{2.70}
$$

回転方向：

$$
\begin{aligned}
&\frac{P_4}{\rho} = -\left\{\frac{\partial}{\partial t}-U\frac{\partial}{\partial x}\right\}\left[\left(\dot{\phi}\right)\left\{\hat{\phi}_4^r+i\hat{\phi}_4^i\right\}\right] \\
&=-\left\{\hat{\phi}_4^r+i\hat{\phi}_4^i\right\}\ddot{\phi}-\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_4^r}{\partial t}+i\frac{\partial\hat{\phi}_4^i}{\partial t}\right\}\dot{\phi} \\
&+U\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_4^r}{\partial x}+i\frac{\partial\hat{\phi}_4^i}{\partial x}\right\}\dot{\phi}
\end{aligned}
\tag{2.71}
$$

ディフラクション：

$$
\begin{aligned}
&\frac{P_D}{\rho} = -\left\{\frac{\partial}{\partial t}-U\frac{\partial}{\partial x}\right\}\left[\sum_{j=2}^{4}\frac{d\overline{w}_i}{dt}\left\{\hat{\phi}_j^r+i\hat{\phi}_j^i\right\}\right] \\
&=\sum_{j=2}^{4}\left\{\hat{\phi}_j^r+i\hat{\phi}_j^i\right\}\left\{-\frac{\partial}{\partial t}\frac{d\overline{w}_i}{dt}+U\frac{\partial}{\partial x}\frac{d\overline{w}_i}{dt}\right\} \\
&+\sum_{j=2}^{4}\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_j^r}{\partial t}+i\frac{\partial\hat{\phi}_j^i}{\partial t}\right\}\left\{-\frac{d\overline{w}_i}{dt}\right\} \\
&+\sum_{j=2}^{4}\left\{\frac{\partial\hat{\phi}_j^r}{\partial t}+i\frac{\partial\hat{\phi}_j^i}{\partial t}\right\}\left\{U\frac{d\overline{w}_i}{dt}\right\}
\end{aligned}
\tag{2.72}
$$

浮力とフルードクリロフ力：

$$
\begin{aligned}
&\frac{P_S}{\rho} = g\left(z-\varsigma_w\right) \\
&-ga\cos\left\{k_0\left(x\cdot\cos\chi-y\cdot\sin\chi\right)-\omega_e t\right\}\cdot\left(e^{-k_0 Z}-e^{-k_0\varsigma_w}\right) \\
&-\frac{1}{2}k_0 g a^2\left(e^{-2k_0 Z}-e^{-2k_0\varsigma_w}\right)
\end{aligned}
\tag{2.73}
$$

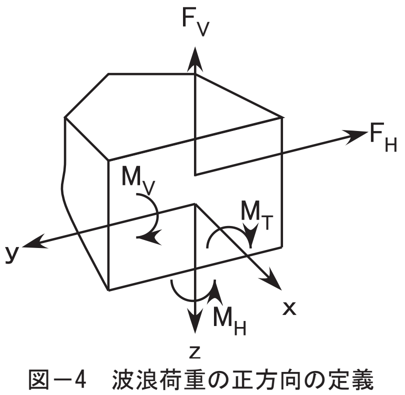
今回の計算では、船長方向のポテンシャルの変化は小さいものと仮定して、x についての微分の項は無視した。ポテンシャルの時間微分については、規則波中での計算は、ポテンシャルに出会い周波数を掛けることで解析的に求めた。一方、不規則波中では、平均波周波数を用いずに、時間刻みを用いて数値微分により計算した。

2.5 波浪荷重

断面に働く波浪荷重の正方向を図-4 のように定義する。また、船体運動方程式を

$$[A]\{\ddot{f}\}+[B]\{\dot{f}\}+[C]\{f\}=[F] \tag{2.74}$$

と定義する。ここで、$[A]$は質量マトリックス、$[B]$は減衰力マトリックス、$[C]$は復原力マトリックス、$\{f\}$は変位、$[F]$は入射波による流体力のマトリックスである。



図－4　波浪荷重の正方向の定義

$x=x_L$ の断面にはたらく i 方向$(i=2,3,4)$の船体運動による力（(2.74) 式の左辺）を g_i、入射波による力（(2.74) 式の右辺）を F_i と定義すると、$x=x_L$ での波浪荷重は以下の通りに表わすことができる。ここでの正方向定義は、図-4 に示すとおりである。

水平せん弾力：

$$F_H(x_L)=\int_{A.P.}^{x_L}(F_2-g_2)dx \tag{2.75}$$

水平曲げモーメント：

$$M_H(x_L)=\int_{A.P.}^{x_L}(x_L-x)(F_2-g_2)dx \tag{2.76}$$

垂直せん弾力：

$$F_V(x_L)=\int_{A.P.}^{x_L}(F_3-g_3)dx \tag{2.77}$$

垂直曲げモーメント：

$$M_V(x_L)=\int_{A.P.}^{x_L}(x_L-x)(F_3-g_3)dx \tag{2.78}$$

振りモーメント：

$$M_T(x_L)=\int_{A.P.}^{x_L}(x_L-x)(F_4-g_4)dx \tag{2.79}$$

2.6 計算手順

具体的な計算方法の概要は以下のとおりである。図-5 には計算のフローチャートを示す。

（1）データの入力

入力データの読み込み：船型データ及び計算パラメタの読み込み

○船型データ：

主要目、オフセット、重量分布、剛性分布、構造減衰率等

○計算パラメタ：

船速、波高、波長船長比、出会い方位、横揺れ減衰係数、変動水圧の計算位置、加速度の計算位置

（2）初期化及び前処理

ここでは時間ステップ毎の計算に先立って、初期設定を行う。

計算に用いる喫水線における排水量、浮心位置および船体重量、重心位置、慣動半径の計算を行い、船が静水中で平衡であるかチェックを行う。また、船体縦曲げ振動のモード関数の計算及び計算に必要な諸関数の定義を行う。

不規則波中での計算を実施する場合、不規則波の各成分波の振幅と位相を予め計算する。位相は、乱数を発生して決定する。このため、同じ有義波高及び平均波周期の計算であっても、計算ごとに位相の組み合わせは異なる。

（3）流体力テーブルの計算

以降の計算はパラメタ（波との出会い方位、フルード数、波高、波長船長比）毎に行う。

はじめに、付加質量と減衰力係数の計算を行う。既に計算した流体力テーブルがある場合は、既作成のテーブルを読み込んで用いることができる。

ここでは、出会い周波数無限大の場合の流体力（剛体モードの流体力）及び波との出会い周波数での流体力について計算する。

（4）時間刻み毎の計算

本手法では、時間刻み毎に計算する。総 Step 数は（１出会い周期の分割数）×（出会い周期の回数）である。

（4-1）時間ステップ毎の 2 次元断面における流体力の計算

はじめに、各断面における波と船体との相対喫水を計算する。これから、各断面における平均喫水を求める。すなわち、左右舷における波面との交差点を求めて、これを平均する。

平均喫水を求める際に、各 2 次元断面におけるフルードクリロフ力＋浮力及び波強制力も計算する。（計算した流体力テーブルがある場合）この平均喫水と横揺れ角に相当する 2 次元断面毎の流体力を流体力テーブルから求める。

（4-2）運動方程式中の成分マトリックス（質量及び付加質量、減衰力、復原力）の計算

(2.66)式に示した方程式の係数を計算する。全船での流体力は、各 2 次元断面における流体力の数値積分（台形則）により求める。

慣性力及び重力のように、水線の位置に関係なく作用する力は、常に船体全体にわたり積分する。一方、時間ステップ毎の浸水部のみに作用する浮力、波強制力、流体力（付加質量、減衰力、復原力）、衝撃力については、時間ステップ毎の浸水部に対して積分する。

（4-3）運動方程式を解く

ルンゲ・クッタ・ギル法により時間積分することで、次の時間ステップでの各運動モードでの運動変位と速度を計算する。

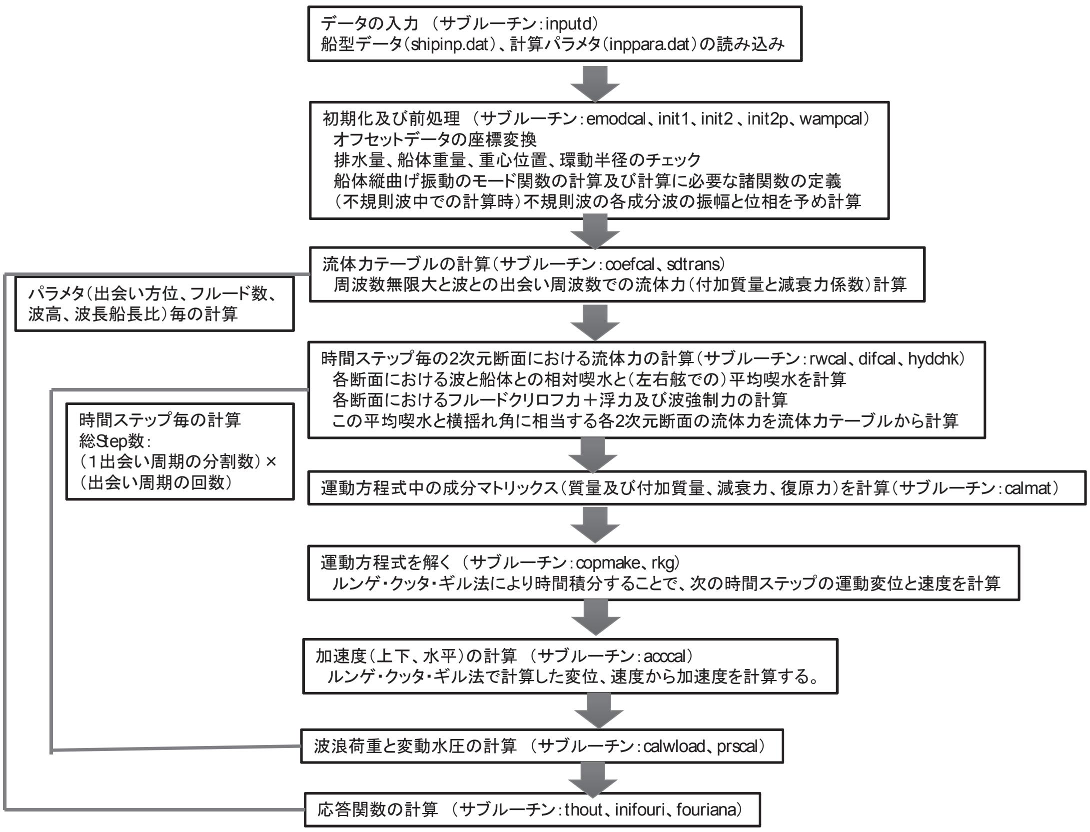
（4-4）加速度（上下、水平）の計算

求めた変位、速度から加速度を計算する。

（4-5）波浪荷重（水平剪断力、縦剪断力、振りモーメント、縦曲げモーメント、水平曲げモーメント）と変動水圧を計算する。

（5）応答関数の計算

時系列計算が完了後、時系列のフーリエ解析（規則波）あるいはスペクトル解析（不規則波）によって、応答関数あるいは船体応答のスペクトルを計算する。



図－5　計算のフローチャート

3. 計算法の検証

3.1 縦運動及び縦荷重

3.1.1 水槽試験との比較

はじめに、当所における水槽試験で計測した縦運動及び縦荷重との比較を通じた計算法の検証結果を示す。

水槽試験については、これまでにも多くの学会論文を通じて多数発表しているため[例えば 5)]、ここでは概要のみ説明する。

6,600TEU ポストパナマックス・コンテナ船模型を用いて波浪中での曳航試験により船体運動、加速度、縦曲げモーメントを計測した。本船及び模型船の主要目を表-1 に示す。波浪縦曲げモーメントを計測するために、模型船を S.S.2 1/2、S.S.5、S.S.7 1/2 の 3 か所で分割し、ブロックゲージ型の検力計を取り付けた。表-2 には、実験条件を示す。この実験では、向波を中心に本船の航海速力及び 75%航海速力に相当する船速での計測を行った。

表－1　本船及び模型船の主要目

	Ship	model
Length (L_{pp}) (m)	283.8	5.0
Breadth(B) (m)	42.8	0.754
Draft(d) (m)	14.0	0.274
GM (m)	1.08	0.019
Displacement (ton)	109480	0.584
Transverse radius of gyration (κ_{xx}/ B)	---	0.356
Longitudinal radius of gyration (κ_{yy}/ L_{pp})	---	0.243

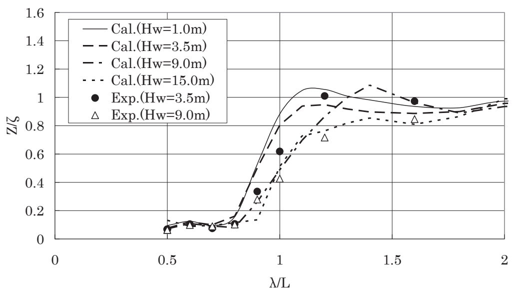
表－2　実験条件

Wave height (m)	3.5、 9.0、 (15.0: Only for Fn=0.179)
λ/L_{pp} (λ:wave length)	0.5、 0.6、 0.7、 0.8、 0.9、 1.0、 1.2、 1.6
Encounter angle (deg.)	180、 150、 120
Froude number (Fn)	0.239、 0.179

図-6 から 11 に、上下揺の周波数応答関数、図-12 から 17 には、縦揺の周波数応答関数を波長船長比 λ/L（λ:波長、L:船長）の関数で示す。計算値及び実験値はフーリエ解析により求めた 1 次成分を波振幅 ζ あるいは波傾斜 kζ で無次元化したものである。k は波数を表す。また、比較のために波高 1m での計算値も同じく図中に示す。波高 1m での計算値は線形ストリップ法の計算結果とよく一致することを予め確認している。

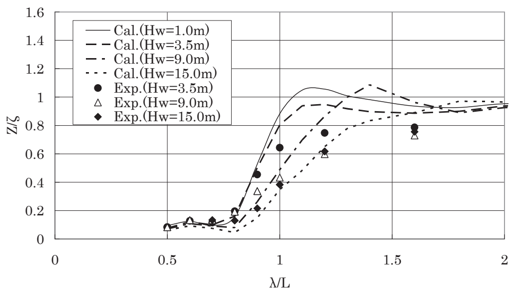
コンテナ船のように喫水によって没水形状が大きく変化する船は波に対する形状非線形性の影響が強い。このため、波高が大きくなるにつれて全体的に縦運動の無次元値が小さくなる傾向にある。

本手法を用いた計算値は、このような船体運動に対する波高の非線形性をよく説明していることが分かる。一方で、線形計算の結果は、ある程度以上の波高における縦運動の値を過大に評価することもわかる。



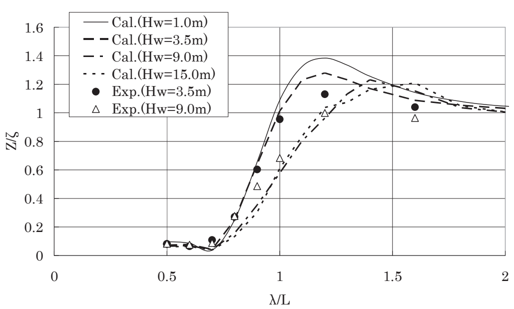
図－6　波高が上下揺に及ぼす影響

（χ=180deg.、 Fn=0.239）



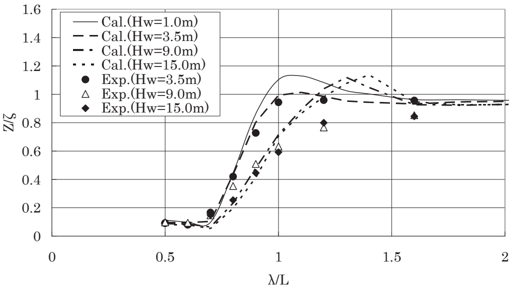
図－7　波高が上下揺に及ぼす影響

（χ=180deg.、 Fn=0.179）



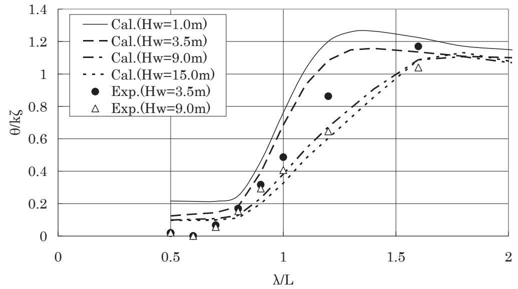
図－8　波高が上下揺に及ぼす影響

（χ=150deg.、 Fn=0.239）



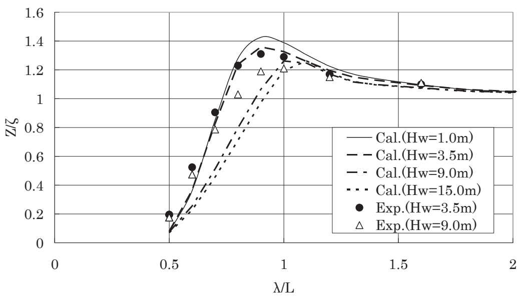
図－9　波高が上下揺に及ぼす影響

（χ=150deg.、 Fn=0.179）



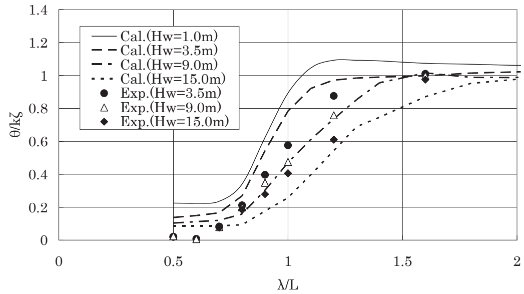
図－12　波高が縦揺に及ぼす影響

（χ=180deg.、 Fn=0.239）



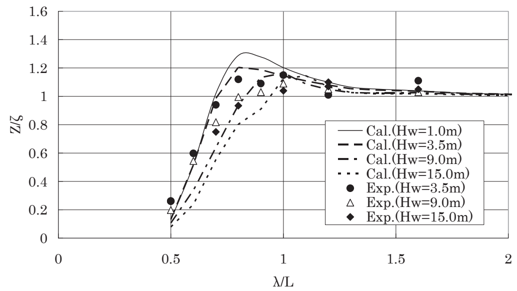
図－10　波高が上下揺に及ぼす影響

（χ=120deg.、 Fn=0.239）



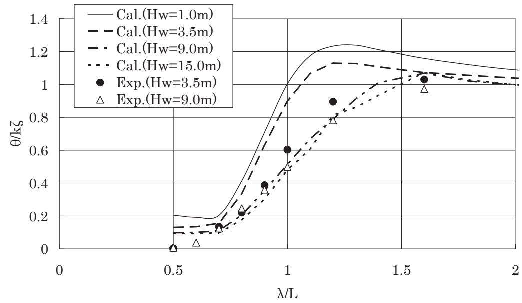
図－13　波高が縦揺に及ぼす影響

（χ=180deg.、 Fn=0.179）



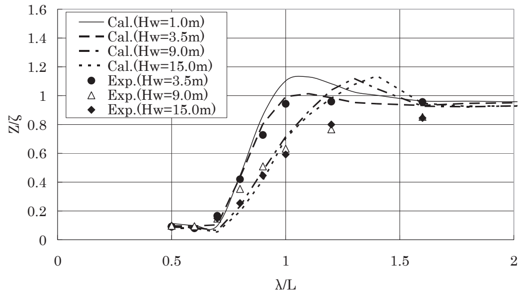
図－11　波高が上下揺に及ぼす影響

（χ=120deg.、 Fn=0.179）



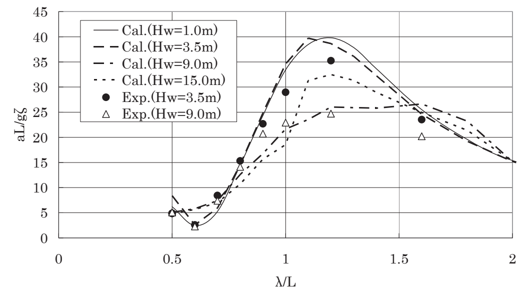
図－14　波高が縦揺に及ぼす影響

（χ=150deg.、 Fn=0.239）



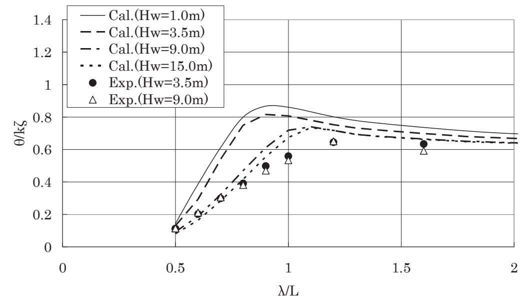
図－15　波高が縦揺に及ぼす影響

（χ=150deg.、 Fn=0.179）



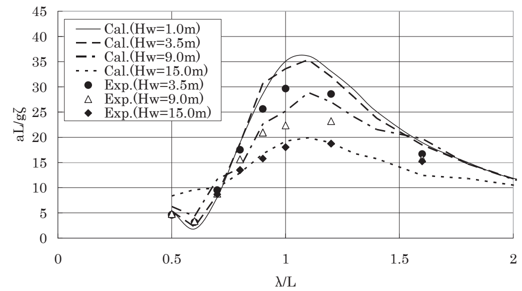
図－18　波高が船首部加速度に及ぼす影響

（χ=180deg.， Fn=0.239）



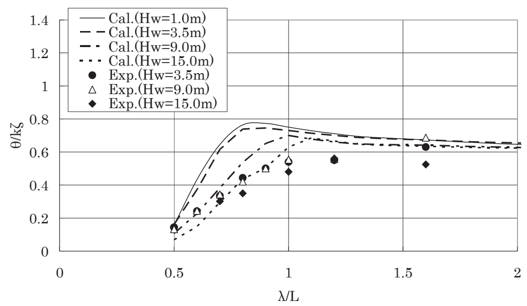
図－16　波高が縦揺に及ぼす影響

（χ=120deg.， Fn=0.239）



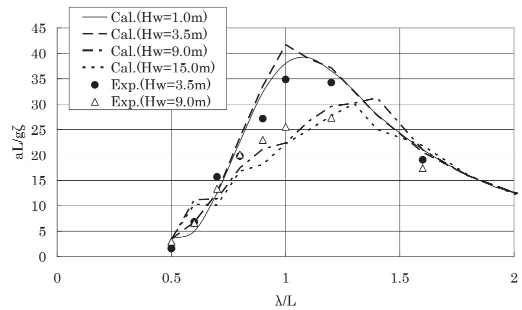
図－19　波高が船首部加速度に及ぼす影響

（χ=180deg.， Fn=0.179）



図－17　波高が縦揺に及ぼす影響

（χ=120deg.， Fn=0.179）



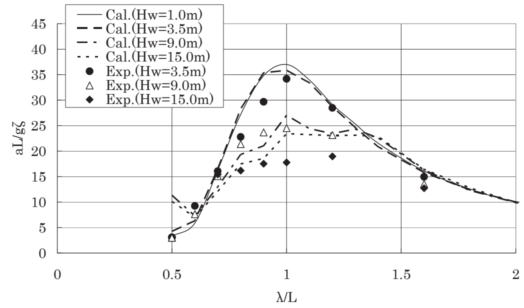
図－20　波高が船首部加速度に及ぼす影響

（χ=150deg.， Fn=0.239）

図-18 から図-23 には、船首部上下加速度の応答関数を示す。計算値及び実験値はフーリエ解析により求めた 1 次成分を船長 L 、重力加速度 g、波振幅ζの関数 gζ/L で無次元化したものである。また、縦運動と同様に波高 1m での計算値も同じく図中に示す。

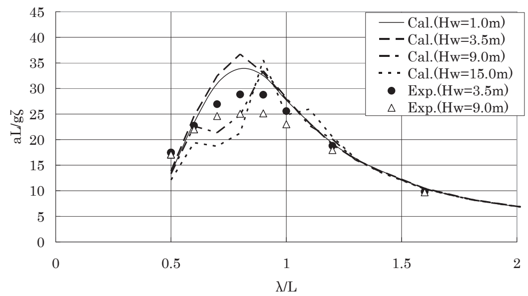
波高の非線形影響を考慮した本手法による計算結果は、波向に関係なく実験結果をよく説明していることがわかる。一方、線形計算では、設計基準や安全基準を検討するうえで重要となる大波高中での船体応答を過大に評価することがわかる。

これらのことから、荒天中での船体応答を評価するためには、本手法のように、波高の非線形性を考慮できる手法の活用が重要であると言える。



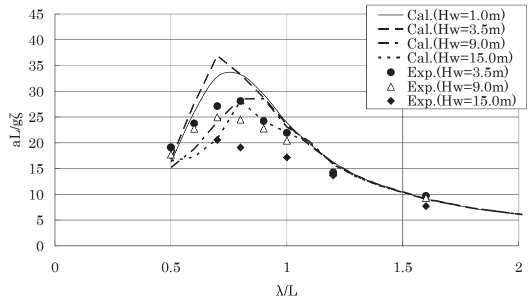
図－21　波高が船首部加速度に及ぼす影響

（χ=150deg., Fn=0.179）



図－22　波高が船首部加速度に及ぼす影響

（χ=120deg., Fn=0.239）



図－23　波高が船首部加速度に及ぼす影響

（χ=120deg., Fn=0.179）

さらに、図-24 から図-38 に、波浪縦曲げモーメントの応答関数を示す。縦軸は、サギングモーメントとホギングモーメントの最大値を平均し、船長 L、船幅 B、密度 ρ、重力加速度 g、波振幅 ζ の関数で無次元化した値で表す。

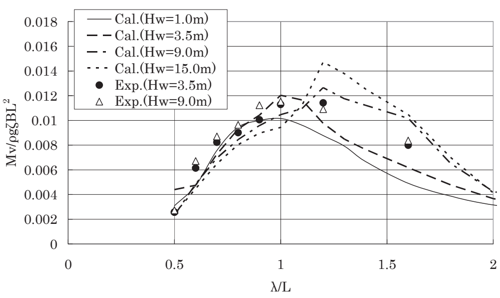
また、ポストパナマックス・コンテナ船の波浪縦曲げモーメントの時系列の例 [8)]を図-39 に示す。図中には、本手法による計算結果とその出会い波周波数成分も示す。

波浪縦曲げモーメントの出会い周波数成分については、縦運動や船首加速度と同様に波高による非線形性が存在する。その一方で、時系列からもわかるように、波高や船速が大きくなるにつれてスラミングが発生すると船体曲げ振動を誘発し、その影響が出会い波周波数成分に重畳する。このため、特にサギングモーメントが大きくなり、波高が大きくなるにつれて無次元値が大きくなる。

一方、実験値との比較から、波高が低い場合やスラミングが発生しない出会い波周期における波浪縦曲げモーメントは、波向にかかわらず非線形ストリップ法で合理的に推定できている事が分かる。このように、波に対する船体応答の非線形影響を考慮して波浪荷重を評価する必要性があることがわかる。

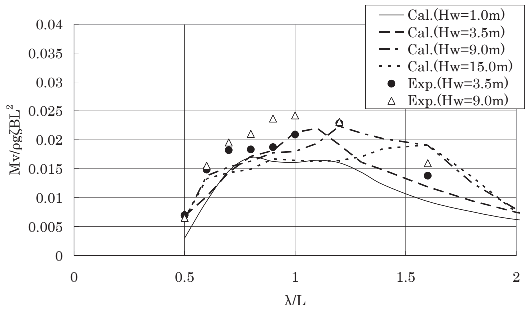
ここに示した結果からもわかるように、本計算法は、波向、船速にかかわらず、波浪縦曲げモーメントを合理的に推定していると考えられる。その一方で、スラミングがはげしく発生する条件下では、実験値との差が大きくなる場合が見受けられる。これは、スラミングにより誘発する曲げ振動成分の誤差によるところが大きい事を確認した。

設計荷重の評価のためには、実験あるいは計算により求めた荷重の周波数応答関数を用いて、短期予測値や長期予測値を計算する必要がある。たとえ、スラミングがはげしく発生する条件下で大きな誤差があったとしても、長期予測値に換算すると、5%弱の誤差になるため、波高による非線形性を考慮できる本手法により推定した周波数応答関数を設計荷重の評価に活用する事は実用的であるといえる。しかしながら、スラミングによる衝撃圧の推定精度向上を図ることで、曲げ振動の推定精度ひいては長期予測値の精度向上にもつながるため、今後も手法の改良を行っていく必要があるといえる。



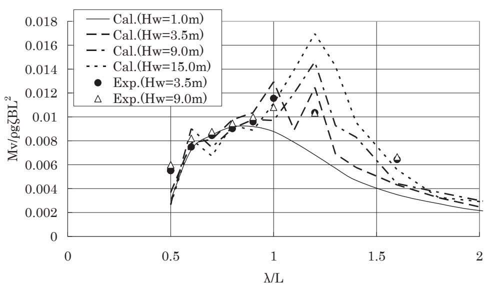
図－24 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.21/2, χ=180deg., Fn=0.239)



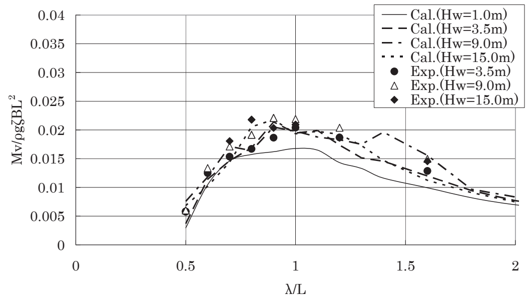
図－27 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.5, χ=180deg., Fn=0.239)



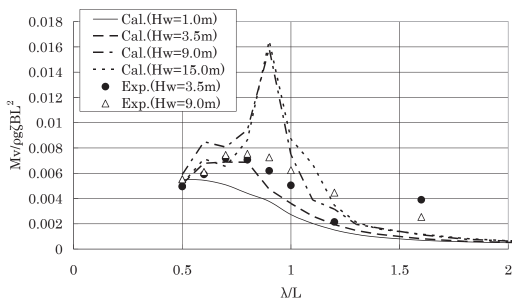
図－25 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.21/2, χ=150deg., Fn=0.239)



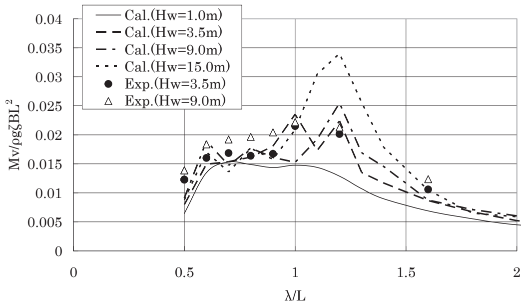
図－28 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.5, χ=180deg., Fn=0.179)



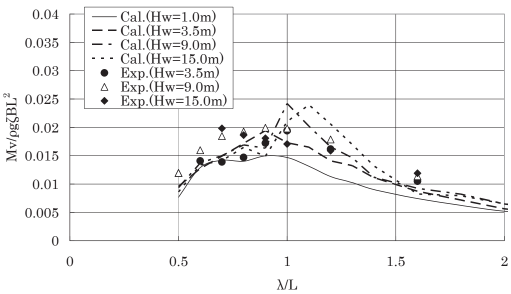
図－26 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.21/2, χ=120deg., Fn=0.239)



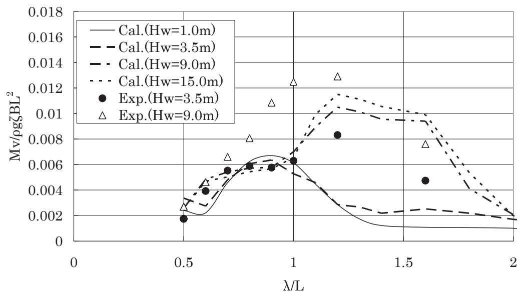
図－29 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.5, χ=150deg., Fn=0.239)



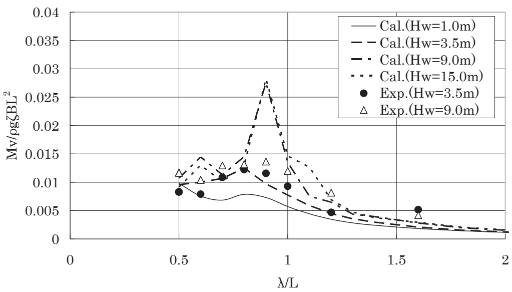
図－30 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.5, χ=150deg., Fn=0.179)



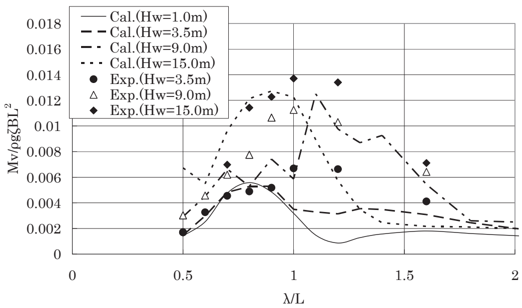
図－33 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.71/2, χ=180deg., Fn=0.239)



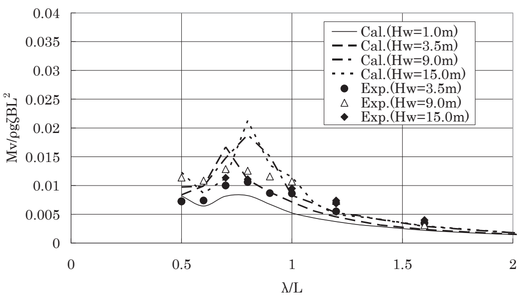
図－31 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.5, χ=120deg., Fn=0.239)



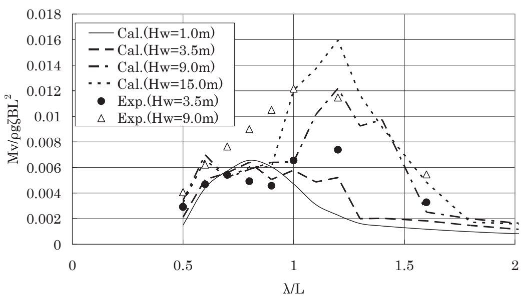
図－34 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.71/2, χ=180deg., Fn=0.179)



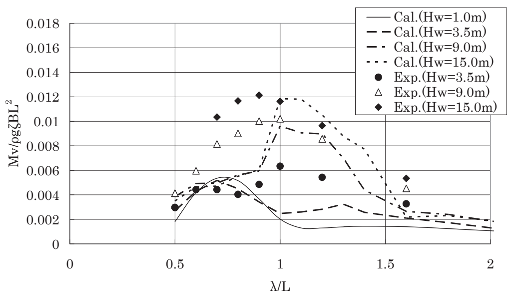
図－32 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.5, χ=120deg., Fn=0.179)



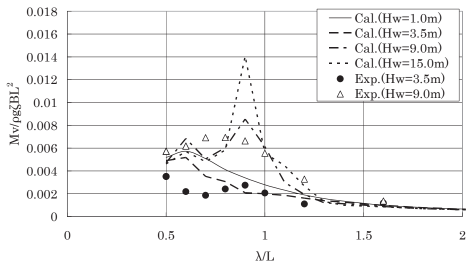
図－35 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.71/2, χ=150deg., Fn=0.239)



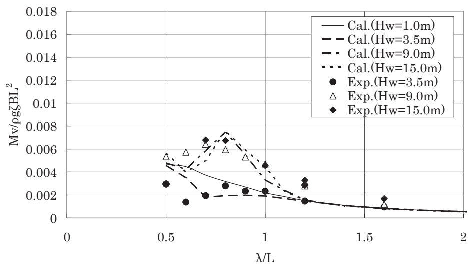
図－36 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.71/2, χ=150deg., Fn=0.179)



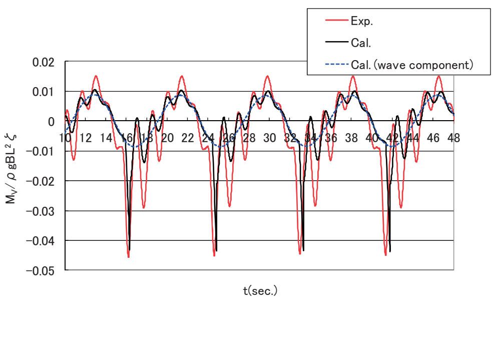
図－37 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.71/2, χ=120deg., Fn=0.239)



図－38 波高が波浪縦曲げモーメントに及ぼす影響

(S.S.71/2, χ=120deg., Fn=0.179)



図－39 波浪縦曲げモーメントの時系列による比較例

(S.S.61/2, χ=180deg., Fn=0.240, Hw=10m)

3.2 横運動及び振り荷重

前節で示した結果のように、本手法は向波中において実用的に船体運動および縦荷重を評価できることが分かった。一方、先に述べたとおり、コンテナ船が大型化することにより捩り荷重が構造強度に及ぼす影響も大きくなることが予想される。また、従来のコンテナ船に比べて、相対的に剛性が下がることから、曲げ振動の影響評価も重要になると考えられる。

このため、本研究では、12000TEU 型の超大型コンテナ船の約 1/117 スケール(L=3.0m)模型を用いて、捩り荷重の検証をおこなった。この際、曲げ振動も合理的に計測できるように新形式のバックボーンモデルを開発し、精度検証も行った。[9)]

3.2.1 新形式バックボーンモデルの開発

図-40 に示すように、船体内部に設置した骨材により分割した船体を連結した模型を、一般にバックボーン型弾性模型という。

バックボーン型弾性模型は、従来、向波試験で縦曲げモーメントの計測に使用されている。この利点はバックボーンにより荷重の連続性が保たれること、ウレタン等の弾性模型で生じ易いクリープ現象が少ないことがあげられる。また、弾性模型の振動特性の調整において、実船との剛性相似が容易なこと、実船と材料特性が近い金属製バックボーン（本船ではアルミを採用）で連続構造体を形成することで、実船と比較的近い減衰率が得られることもあげられる。

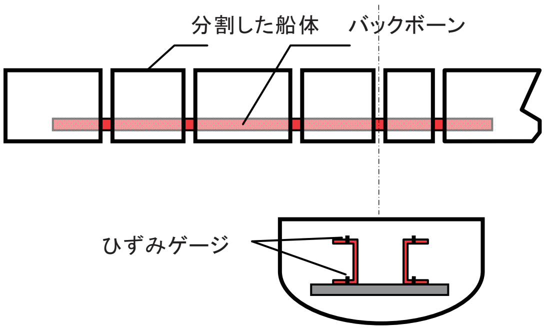
船体の動的応答を再現するには、フルード則に従い以下の式を満足するよう、模型船のバックボーンの剛性を調整する必要がある。本研究では、これにより縦曲げ及び水平曲げ剛性を実船とほぼ相似となるよう設計した。

$$E_m I_{BB} = \alpha^5 E_S I_S \qquad (3.1)$$

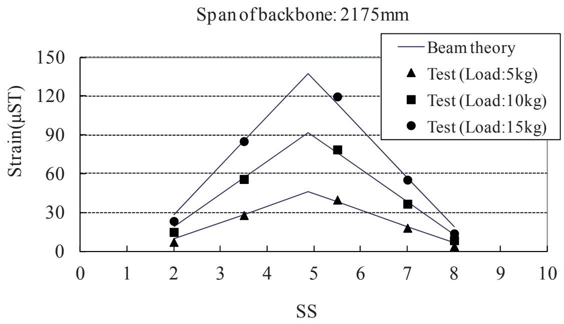
α ：スケール比
E_m：模型船のバックボーンのヤング率
I_{BB}：バックボーンの断面 2 次モーメント
E_S：実船の材料のヤング率
I_S ：実船の MidShip の断面 2 次モーメント

(1)　静的な荷重に対する応答

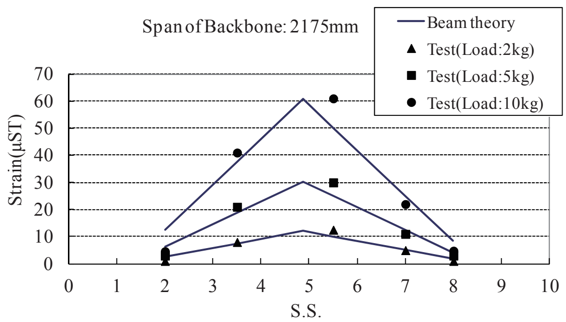
縦曲げ及び横曲げについての 3 点曲げ検定の結果を図-41 及び図-42 に示す。検定では、バックボーンの中心に載せる荷重は 3 種類（15kg, 10kg, 5kg）用いた。計測した歪は、梁理論により求まる値とよく一致しており、バックボーン自体に局部応力の発生が無いことがわかる。



図－40 バックボーンモデルの概要



図－41 縦曲げモーメントの検定結果



図－42 横曲げモーメントの検定結果

このバックボーンモデルでは、捩りについても検定を行った。図-43 に示すように、模型船の舷側にウェイトを載せることで、捩りモーメントを負荷し、これに対する歪みを計測した。比較検証は、縦曲げ及び横曲げと異なり、解析解が導けないので、NASTRAN による FEM 解析により計算した。図-44 にその一例を示す。両者を比較した結果を図-45 に示す。計測値と計算結果は、計測位置に関係なくよく一致しており、今回開発したバックボーンモデルは、捩りモーメントも適切に計測できることがわかる。

(2)　動的な荷重に対する応答

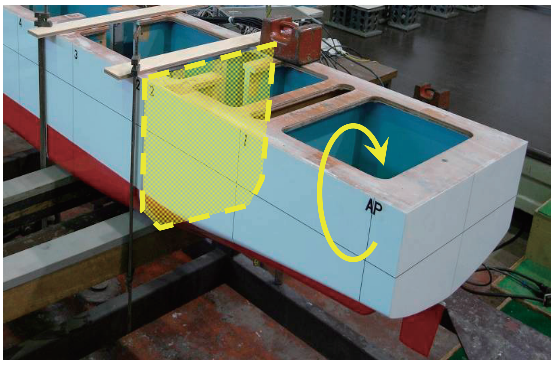
実船の曲げ振動を正確に再現するためには、模型船の 2 節の固有振動数や構造減衰を実船と整合させる必要がある。構造減衰の整合は困難であるが、2 節の固有振動数については、振動モードを適切に再現するためにも整合させる必要がある。

この模型船では、2 節の固有振動数が実船と整合するようにバックボーンを設計した。よって、模型船体の動的特性を確認するためのハンマリング試験を実施した。

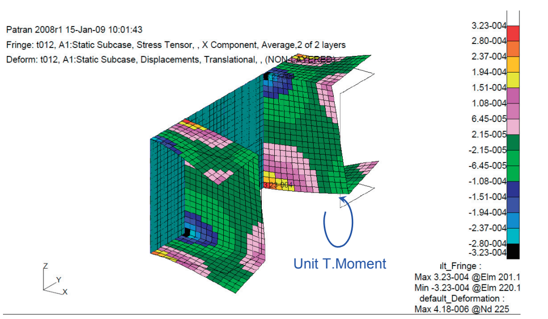
縦曲げモーメントのスペクトルを図-46 に示す。静止時の 2 節固有振動モードで約 7.7Hz、3 節モードで約 18.5Hz の結果を得た。

ハンマリング試験の時系列波形を基に対数減衰を求めた。結果を図-47 に示す。静水中での対数減衰率は、0.067 となった。

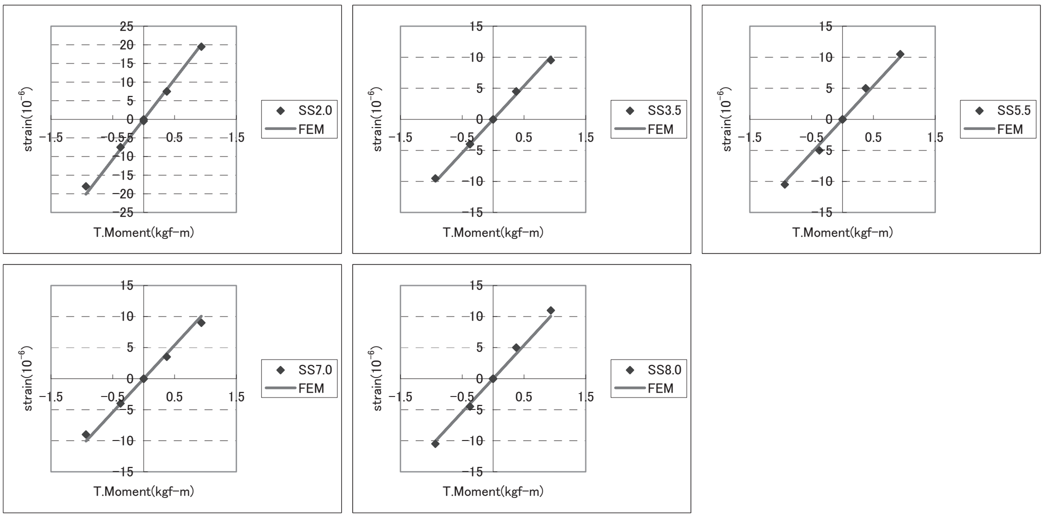
既存の経験式 [10]によると、同船（実船）の 2 節の固有振動数は 0.5～0.9Hz で、模型船スケールだと 5～9Hz であることから、実船との整合が図れたといえる。対数減衰率については、実船のデータが少ないものの、その値は相当低く、模型での再現は難しいと言われている。本模型船では、静止時で 0.07 以下の数値を得ており、対数減衰率を実船に近づけることに成功したといえる。なお、航海速力の状態では、対数減衰率は 0.093 であり、3 割程度増加することがわかった。



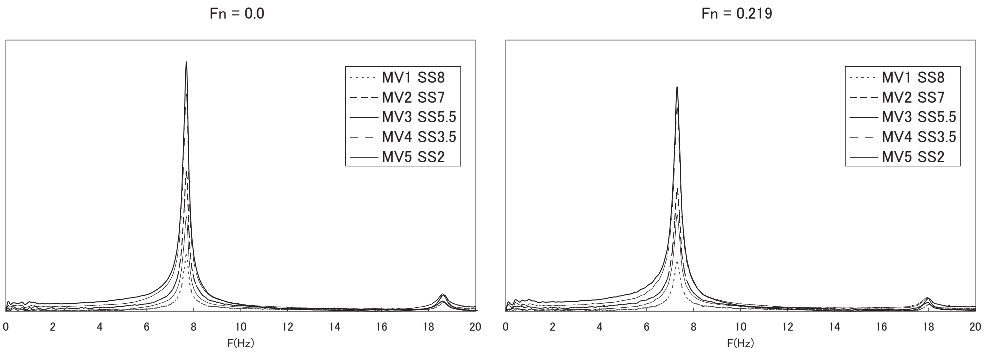
図－43 捩りモーメントの検定状況



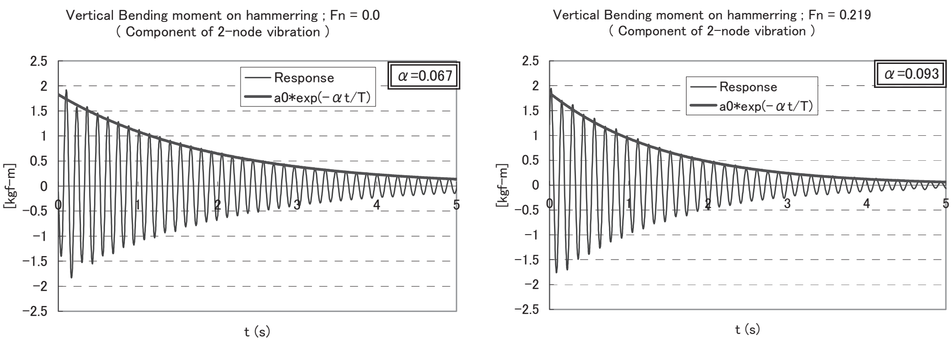
図－44 捩りモーメントの検定と同じ荷重条件での FEM 解析



図－45　振りモーメントの検証結果



図－46　静水中におけるハンマリング試験で計測した縦曲げモーメントのスペクトラム



図－47　静水中におけるハンマリング試験で計測した縦曲げモーメントの時系列と対数減衰率

3.2.2 水槽試験との比較

当所の海洋構造物試験水槽で斜波中荷重計測試験を行った。曳航装置は、当所で開発された 6 自由度曳航装置を使用した。図-48 に斜波中での計測状況、表-3 には実験条件をそれぞれ示す。

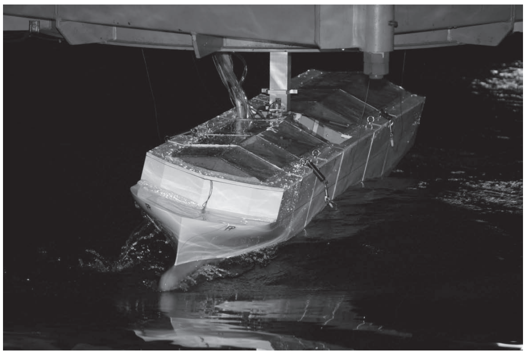
図-49 には、斜追波中で計測した波浪振りモーメントの時系列の例を示す[8)9)]。縦曲げモーメントに比べて小さい振幅であるにも関わらず、ノイズやドリフトもなく非常に安定して計測できていることがわかる。このことから、本研究で開発したバックボーンモデルにより、振りモーメントの計測が精度よく行えたことがわかった。

同じく図中には本手法による計算結果も示す。また、図-50 及び図-51 に、斜向波中での波浪縦曲げモーメント及び波浪振りモーメントの応答関数を示す。縦軸は、両振幅の平均値を船長 L、船幅 B、密度 ρ、重力加速度 g、波振幅 ζ の関数で無次元化した値で表す。本手法による計算値は、実験値をよく説明している。とりわけ、精度よく計測された振りモーメントと計算値の一致が良いことは注目すべき点である。

また、図-52 から図-54 に、斜追波中での横運動、図-55 に波浪振りモーメントの応答関数を示す[11)]。また、比較のために線形ストリップ法による計算結果も示す。左右揺や船首揺は縦運動に比べて波高による非線形影響が大きくない、一方で振りモーメントの推定精度には横揺の推定精度が大きく影響することが分かる。また、本手法による計算値は、線形計算よりも適切に実験値を説明していることが分かる。

これらのことから、斜波中においても、本手法を用いることで精度よい推定が可能であることがわかった。

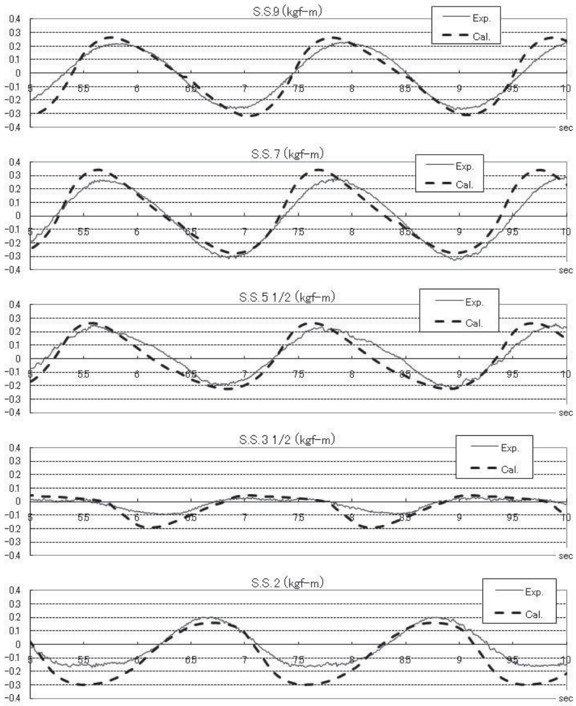
さらに、図-56 には、荷重―構造一貫解析を行う上で重要な入力となる波浪変動圧の検証例を示す。これらについても、本手法による計算値は実験値をよく説明しており、本手法が有用であることがわかる。



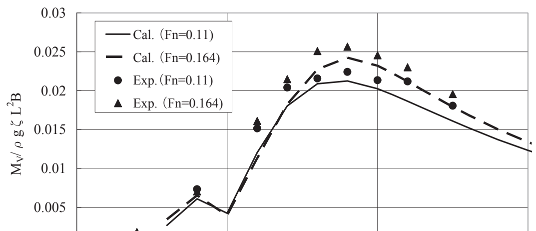
図－48　斜波中における計測状況

表－3　12,000TEU コンテナ船の実験条件

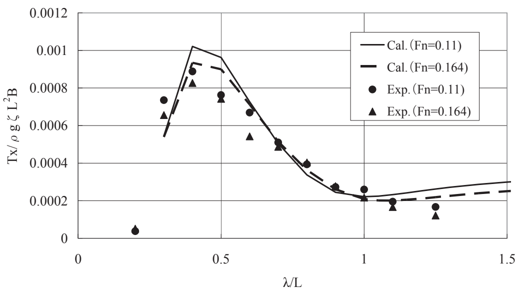
Wave height (m)	5.4, 8.1, 12.4, 15.5
λ/L_{pp} (λ:wave length)	0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.25
Encounter angle (deg.)	180, 150, 135, 90, 45, 0
Froude number (Fn)	0.055, 0.110, 0.164, 0.219



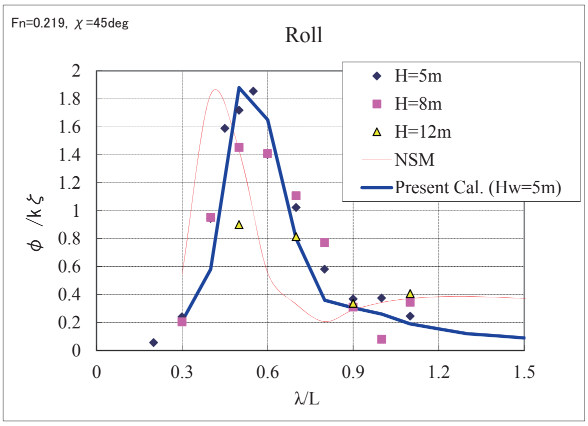
図－49　斜波追中における振りモーメントの時系列 (Fn=0.219, χ=45deg, λ/L=0.5, H/λ=0.046)



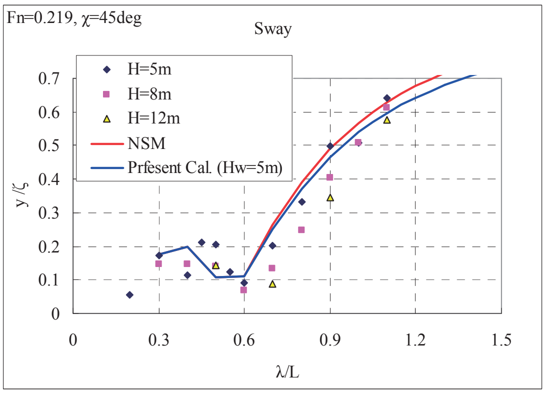
図－50　波浪縦曲げモーメントの応答関数 (S.S.5.5, χ=150 deg., H_w=6m)



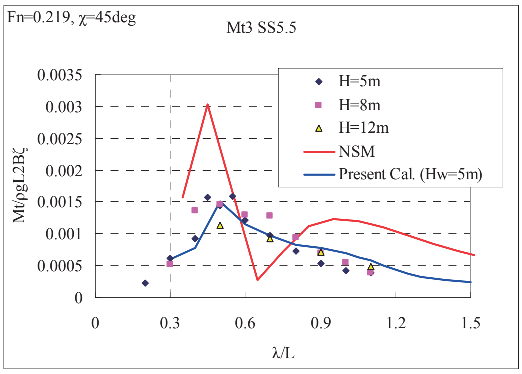
図－51　波浪振りモーメントの応答関数
(S. S. 5. 5,　χ =150 deg.,　H_w=6m)



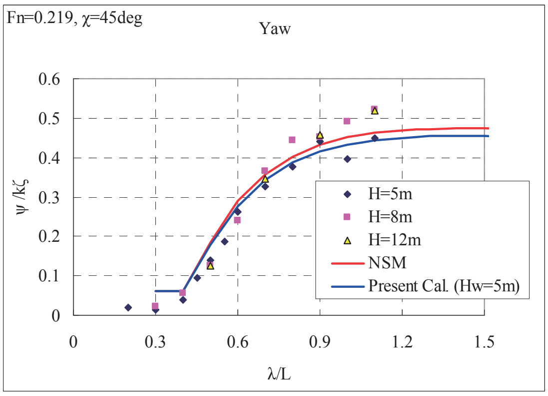
図－54　横揺の応答関数
(Fn=0. 219,　χ =45deg.)



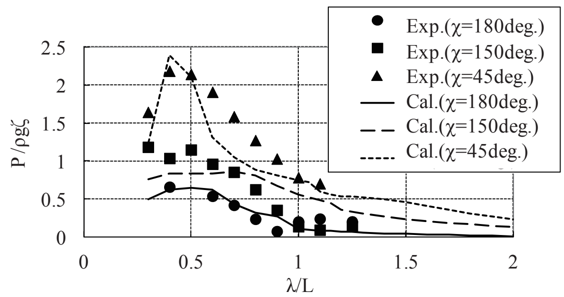
図－52　左右揺の応答関数
(Fn=0. 219,　χ =45deg.)



図－55　波浪振りモーメントの応答関数
(S. S. 5. 5,　Fn=0. 219,　χ =45deg.)



図－53　船首揺の応答関数
(Fn=0. 219,　χ =45deg.)



図－56　出会い方位と波浪変動圧の関係
(S. S. 5 右舷側船底より 5m ; Fn=0. 164,
波高 5m)

3.3 パラメトリック横揺れ

パラメトリック横揺れは、古くより追い波中の現象としてよく知られている。一方、近年の大型コンテナ船では、正面から来る向波中でパラメトリック横揺れが発生するようになったため大きな問題となっている[12)13)]。

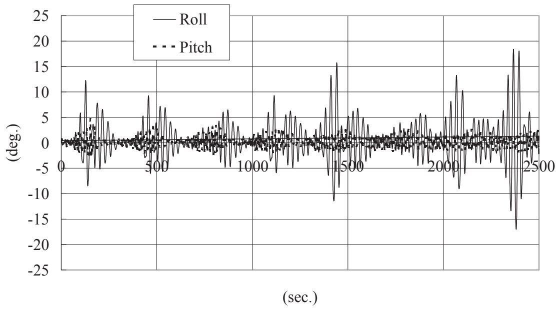
このような、大型コンテナ船のパラメトリック横揺れでは、船は転覆しないものの大きな横揺れを発生するために激しいコンテナの荷崩れを引き起こす。このため、単に復原性の問題だけでなく、コンテナ船のラッシング荷重を評価する観点より、横揺れ角と横揺れ加速度を適切に推定する必要がある。

一時期、このような荷崩れ事故が多発したことが、現在国際海事機関（IMO）で審議されている非損傷時復原性コード（IS コード）の見直し作業の契機の一つになっている。現在、安全性を十分に確保した上で、大型コンテナ船のような新形式船の設計に自由度を持たせることができるような合理的な安全基準策定が進みつつある（IMO 第 2 世代非損傷時復原性基準）。この新基準では、数値シミュレーションも積極的に活用した定量的な安全性評価が求められている。

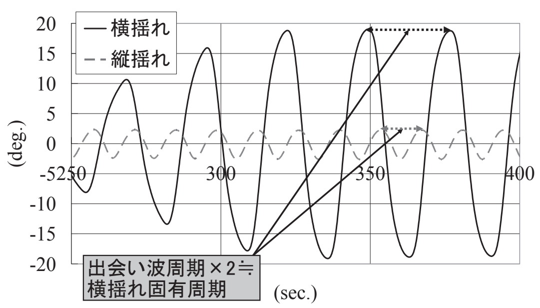
これらの事を背景として、本研究で開発した計算法を用いてパラメトリック横揺れの定量的な検討を行った。とりわけ、正面向波だけでなく同様にパラメトリック横揺れが発生する斜向波中での検討も行った。[13)]

パラメトリック横揺れは、非エルゴード性の強い現象と考えられている[12)]。このため、入射波を時系列で与えて船体応答を求める本計算法による不規則波中シミュレーションでは、異なる成分波の位相の組み合わせで、1 回が実スケール 2500 秒の試行を 20 回実施した。入射波は ISSC1964 スペクトルに従うとして、200 個の正弦波の和として表現した。また、船速については、波浪中船速低下を考慮せず一定船速を仮定した。計算例として、図-57 に不規則波中における縦揺れ及び横揺れの計算例を示す。同じく図-58 には、規則波中における計算例を示す。出会い波周期で動揺する縦揺れの約 2 倍の長い周期でパラメトリック横揺れが発生していることが分かる。

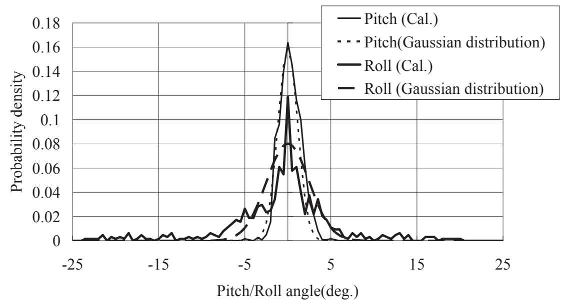
今回実施した 20 回の試行により得られた確率密度関数の一例を図-59 に示す。縦揺れの超過確率は、ほぼガウス分布に収束していく一方で、横揺れの超過確率は 20 回の試行によりある分布に収束していくもののガウス分布からは大きく外れた。このように、本研究の計算においても、パラメトリック横揺れの非エルゴード性が確認された。



図－57　不規則波中での横揺及び縦揺の計算例
（χ=150deg、 T_{02}=12.0sec, $H_{1/3}$=9.5m,
Fn=0.055）



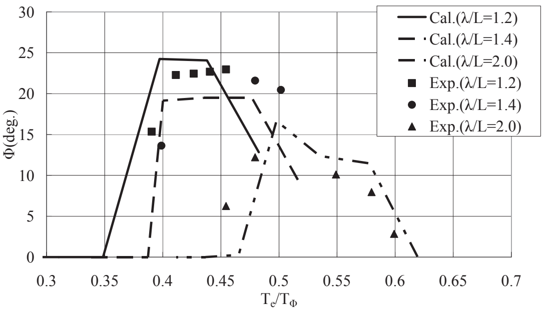
図－58　規則波中での横揺れと縦揺の計算例
（χ=180deg., λ/L=1.5, Hw=8.4m, Fn=0.1）



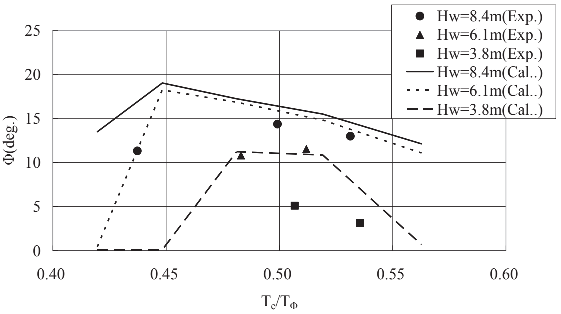
図－59　横揺及び縦揺の確率密度関数
（χ=180deg., Fn=0.055, T_{02}=12.0sec.,
$H_{1/3}$=9.5m）

3.3.1 規則波中でのパラメトリック横揺れ

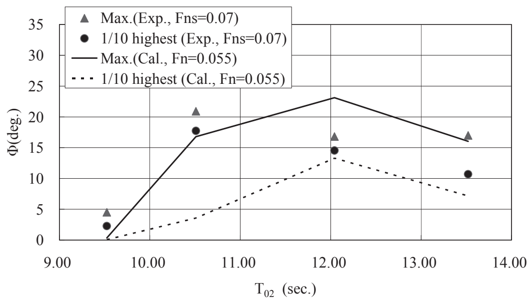
波長船長比 λ/L を一定として、出会い波周期 T_e と横揺れ周期 T_φ の比をパラメタとした正面向波及び斜向波中でのパラメトリック横揺れの計算結果を図-60 及び図-61 に示す。当所で実施した水槽実験の結果[13)]を同じく図中に示す。斜向波で低い波高の場合のように定量的に実験値との差がある場合が見受けられるものの、定性的には実験値をよく説明しており、本手法は斜向波でも合理的な推定が可能であることがわかる。



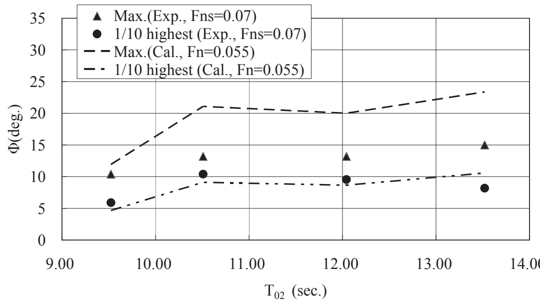
図－60　出会い波周期と横揺れの関係
（χ=180deg.， Hw=8.4m）



図－61　出会い波周期と横揺れの関係
（χ=150deg.， λ/L=1.6）



図－62　平均波周期と横揺れの関係
（χ=180deg.， $H_{1/3}$=9.5m）



図－63　平均波周期と横揺れの関係
（χ=150deg.， $H_{1/3}$=9.5m）

3.3.2 波周期がパラメトリック横揺れに及ぼす影響

不規則波中での水槽実験と同じパラメタで計算した結果を通じて計算手法の検証を行う。

はじめに、平均波周期 T_{02} をパラメタとした正面向波及び斜向波中でのパラメトリック横揺れの最大値と 1/10 最大期待値を図-62 及び図-63 に示す。

実験及び計算ともにパラメトリック横揺れが発生した平均波周期は同じであった。また、1/10 最大期待値の計算結果は実験値をよく説明しており、本手法により合理的な推定が出来る事が分かる。

しかしながら、最大値については、実験値と計算値の差は大きい。不規則波中の 1 回の実験は 1 組の成分波の位相の組み合わせによる不規則波でしかないため、模型実験により適切に統計値のデータが十分に取得できているかどうかは分からない。このため、この最大値の差を計算法だけに要因があるとするのではなく、計算及び実験の双方から更に検討を進める必要があると考えられる。

3.3.3 波高がパラメトリック横揺れに及ぼす影響

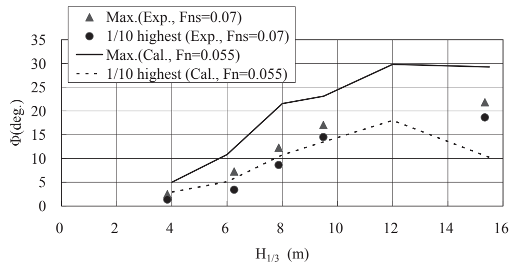
有義波高 H1/3 をパラメタとした正面向波及び斜向波中でのパラメトリック横揺れの最大値と 1/10 最大期待値を図-64 及び図-65 に示す。

実験では有義波高 3.8m 以上でパラメトリック横揺れが発生した。計算結果も同様に有義波高 3.8m 以上でパラメトリック横揺れが発生しており実験結果をよく説明していることが分かる。また、1/10 最大期待値の計算結果は実験値とよく一致しており、本手法により合理的な推定が出来る事が分かる。しかしながら、この場合も実験値と計算値の最大値の差は大きい。

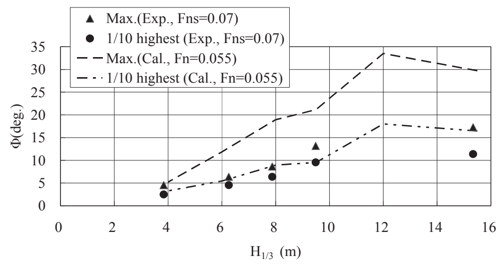
3.3.4 波向がパラメトリック横揺れに及ぼす影響

波向をパラメタとした正面向波及び斜向波中でのパラメトリック横揺れの最大値と 1/10 最大期待値を図-66 及び図-67 に示す。

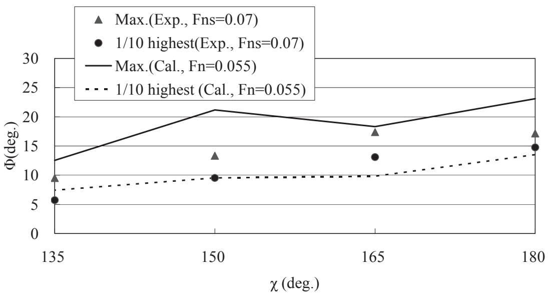
実験では出会い方位 135 度において、横揺れは発生するものの、パラメトリック横揺れは発生しなかった。一方、計算では出会い方位 150 度以上と出会い方位 135 度のフルード数 Fn=0.055 においてパラメトリック横揺れが発生した。しかしながら、出会い方位 135 度のフルード数 Fn=0.055 の計算結果は、他の条件での計算結果と比べると不規則波中でのパラメトリック横揺れの発生回数は少なかった。



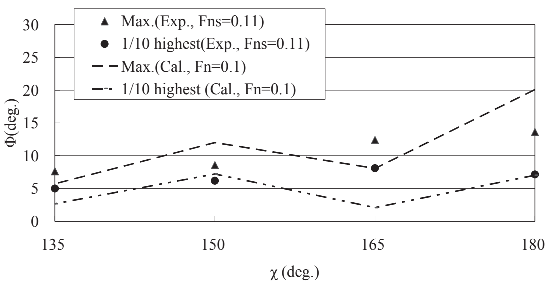
図－64　有義波高と横揺れの関係
（χ=180deg.，T_{02}=12.0sec.）



図－65　有義波高と横揺れの関係
（χ=150deg.，T_{02}=12.0sec.）



図－66　波向と横揺れの関係
(Fn=0.055，T_{02}=12.0sec.，$H_{1/3}$=9.5m)



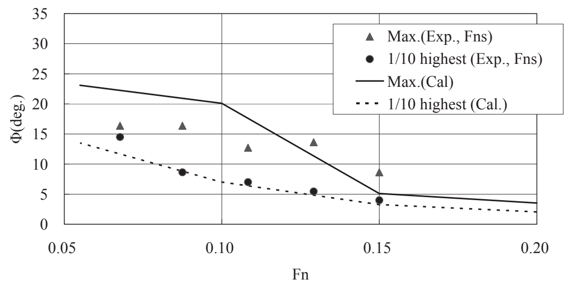
図－67　波向と横揺れの関係
(Fn=0.1，T_{02}=12.0sec. $H_{1/3}$=9.5m)

3.3.5 船速がパラメトリック横揺れに及ぼす影響

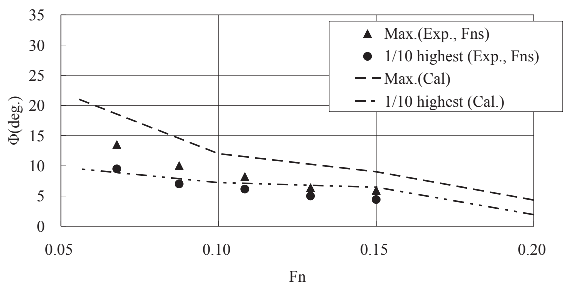
船速をパラメタとした正面向波及び斜向波中でのパラメトリック横揺れの最大値と 1/10 最大期待値を図-68 及び図-69 に示す。

この場合も、実験及び計算ともに同じ船速でパラメトリック横揺れが発生した。また、いかなるパラメタであっても 1/10 最大期待値の計算結果は実験値をよく説明しており、本手法のような時々刻々の浸水面形状から波浪中復原力特性変動及びパラメトリック横揺れを推定する手法により合理的な推定が出来る事が分かる。

一方、最大値については、実験値と計算値の差は大きい。前述したとおり、パラメトリック横揺れのような非エルゴード性の強い現象については、必ずしも限られた計測回数の模型実験により統計値のデータが十分に取得できているかどうかは分からない。このため、最大値の推定精度を定量的に検討する事は必ずしも容易でない。計算及び実験の双方から更に検討を進める必要があると考えられるため今後の課題としたい。



図－68　船速と横揺れの関係
（χ=180deg.，T_{02}=12.0sec.，$H_{1/3}$=9.5m)



図－69　船速と横揺れの関係
（χ=150deg.，T_{02}=12.0sec.，$H_{1/3}$=9.5m)

以上のように、様々な条件下での検証結果から、時間毎の浸水面形状を考慮して波浪中復原力変動特性及びパラメトリック横揺れを推定する本手法は、正面向波及び斜向波中での推定に対して有用であることが分かった。

とりわけ、向波中でのパラメトリック横揺れでは、転覆よりもコンテナ等の固縛への影響が大きいと考えられており、これに起因するコンテナの損傷事例は多く報告されている。このため、ラッシング荷重を評価する場合、大型化により益々増加するハッチオープニングの変形とパラメトリック横揺れにより生じる大きな加速度に起因する荷重の双方からの検討が必要になると考えられる。

このためには、単にパラメトリック横揺れだけを推定するのではなく、他の運動モードも含めた船体加速度の推定が必要となる。このため、他の運動モードも合理的に取り扱うことが出来る本手法を用いて今後更に検討を進める予定である。

最後に、本手法を用いたパラメトリック横揺による横揺角の発生確率についての計算結果は、2010年のIMO/SLF52（第52回IMO復原性・満載喫水線・漁船安全小委員会)での日本の提案文書[14] [15]に用いられ、その提案を技術的に支えたことを付記しておく。

4. 操船が波浪荷重に及ぼす影響の評価

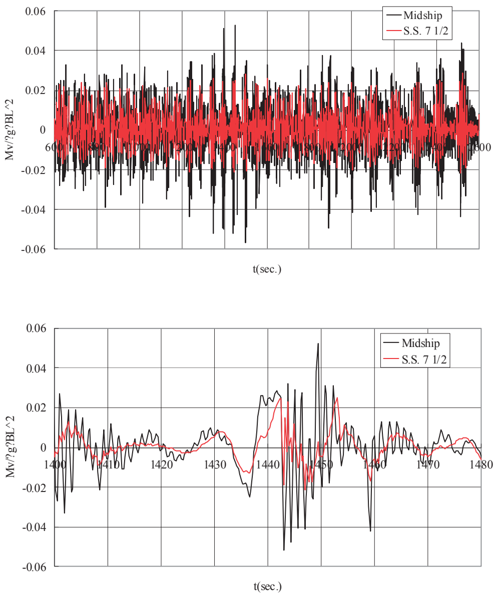
大型化にともないスプリンギングやホイッピングといった振動応力が顕著となり、これが疲労設計等に影響を及ぼすとも言われている[1]。

このため、近年では水槽試験や理論計算をもとにこれらの曲げ振動が構造強度に及ぼす影響を評価しようという研究がさかんに行われている[例えば1]。一方、実際の操船においては、ホイッピングが発生するような厳しい海象では、これを避けるべく適切に操船（減速や変針）する。しかしながら、水槽試験や理論計算では、このような操船の影響は考慮せずに、船速や出会い方位を一定として実験や計算が行われるので、一般的には波浪荷重の評価を過大評価していると懸念される。

本研究では、直接時系列計算を通じて波浪荷重の統計値を評価することで、これらの減速や変針が曲げ振動を含む波浪荷重の統計値に及ぼす影響を調べた。

計算は、6600TEU ポストパナマックスコンテナ船について行った。1 回の試行を実スケール3600秒として10回同じ海象条件で計算した。不規則波は、ISSCスペクトラムに従うとして、200個の正弦波の和として表現した。この際、異なる成分波の位相の組み合わせは乱数を発生させてランダムに与えている。

図-70 に時系列の計算例を示す。例示したような厳しい海象で船速や方位一定で航行した場合は、このコンテナ船の2節固有周期で頻繁にホイッピング振動が発生していることが分かる。



図－70　不規則波中における縦曲げモーメントの計算例（上）と拡大図（下）
(正面向波, 平均波周期15秒, 有義波高10m, フルード数0.182)

4.1 減速が波浪荷重の超過確率に及ぼす影響

図-71 に船体中央部におけるサギングモーメント超過確率の計算例を示す。縦軸は超過確率を対数軸で表す。横軸は、密度ρ、重力加速度 g、有義波振幅ζ、船幅 B、船長 L の関数で無次元化した値で表す。時系列計算結果からヒストグラムを求めて、これから超過確率を計算した。確率を計算する際の母数はピーク数を用いている。

正面向波中での時系列計算において、縦揺れが閾値を超えた場合に設定した船速（この場合、Fn=0.182）の 75%まで減速するとの設定で計算を行った。ここでは、縦揺れの閾値を3度に設定し、これを超えた場合に減速することとして、運動が小さくなるまで減速を続けた。

減速しない場合及び減速した場合の曲げモーメントの超過確率をそれぞれ図-71 に示す。減速しない場合に比べて減速した場合の計算結果は、相対的に縦曲げ振動が抑えられた。このため、サギングモーメントの超過確率が相対的に小さくなった。

このように、荷重の統計値を評価する上で、操船の影響を考慮する必要がある事が分かる。

荒天中では減速することによってスラミング及びこれに起因するホイッピング振動が低減することは従来から良く知られている。しかしながら、この低減を定量化する事は容易ではない。一方、本計算法を活用することでこのような操船影響を

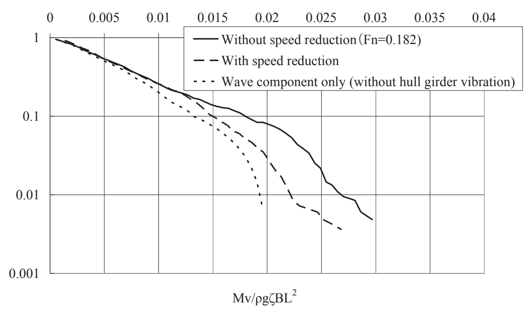
超過確率ベースで定量的に評価できることがわかる。また、今回の計算のように運動がある程度大きくなってから減速を開始した場合、全ての曲げ振動が抑えられるわけではない。実際の運航においても、全て予見して避けきれるわけではないと推察されるので、縦運動等の閾値の設定には更に考察の余地はあると思われるが、運航実態とほぼ整合するものである。

4.2 変針が波浪荷重の超過確率に及ぼす影響

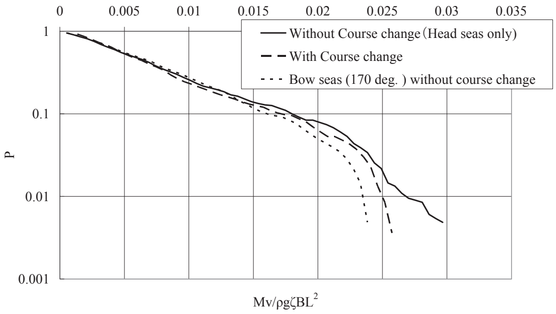
図-72には、正面向波及び斜向波（170deg.）中を方位一定で航行した場合と正面向波で縦揺れが閾値を超えた場合に変針しながら航行した場合の船体中央部におけるサギングモーメントの超過確率を示す。ここでは、縦揺れが閾値を超えた場合に斜向波（170deg.）まで変針するとの設定で計算を行った。

変針した場合の計算結果は、正面向波及び斜向波の中間にあることが分かる。最初から斜向波で航行している場合ほど曲げ振動は抑えられないものの、変針する事によって、縦曲げ振動が抑えられるためにサギングモーメントが確実に小さくなることが分かる。一方、減速した場合に比べると低下量は小さく、10度程度の変針では、減速ほどの効果はないと考えられる。

これらの検討結果からもわかるように、船体構造設計の観点からは、水槽試験や理論計算結果だけで判断するのではなく、得られたデータが実際に即した適切なものであるのかを明らかにした上で、実際の操船や運航状況を考慮した合理的な基準値の設定が必要と考える。この観点から、曲げ振動に対する操船影響は非常に重要な要素であると考えられるので、より一層操船の影響を定量化する必要があると考えられるが、これについては今後の課題としたい。



図－71　船速低下が縦曲げモーメントに及ぼす影響の評価例（正面向波，平均波周期15秒，有義波高10m，フルード数0.182）

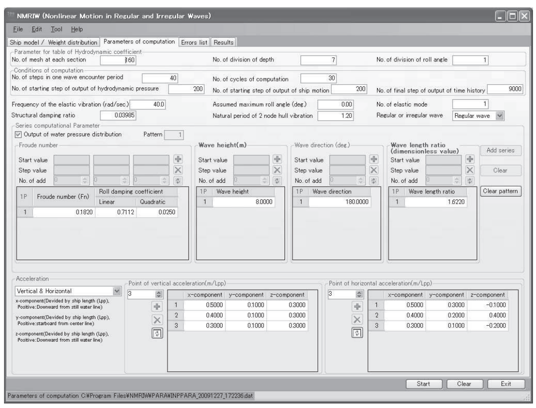


図－72　変針が縦曲げモーメントに及ぼす影響の評価例（正面向波，平均波周期15秒，有義波高10m，フルード数0.182）

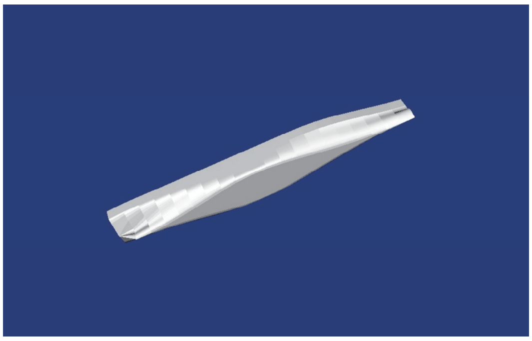
5. グラフィックユーザーインターフェイスの開発

本評価ツール NMRIW を簡便かつ荷重－構造一貫解析に活用できるようにするために、プレ・ポストシステムの開発も行った。

はじめに、船型データと計算条件の入力を簡易に行えるようにプレシステムを開発した。図-73には、計算条件の入力画面の一例を示す。さらに、Body Plan表示や3D表示による船型データの入力確認、重量分布や重心位置計算による入力データの整合性確認も出来るようにした。図-74には、3D表示による船型データの確認例を示す。



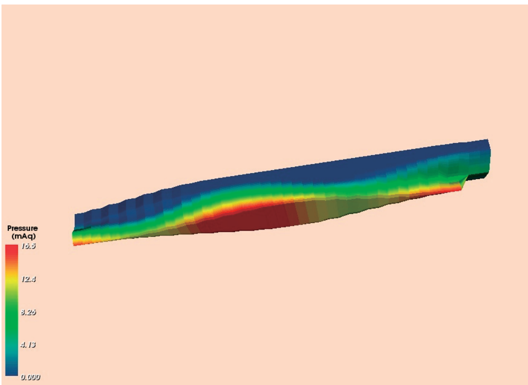
図－73　計算条件の入力画面



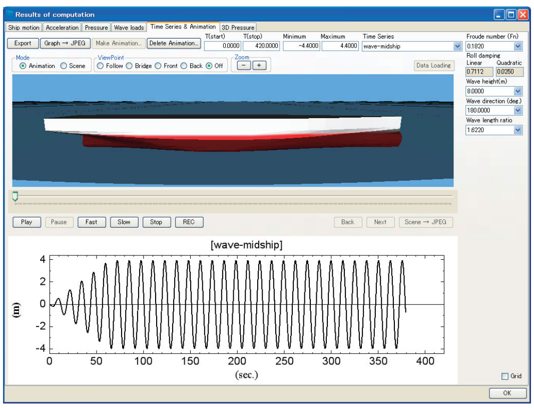
図－74　入力した船型データの 3D 表示

つぎに、周波数応答関数及び荷重分布ならびに船体表面水圧分布の表示を行えるポストシステムも開発した。図-75 に、船体表面水圧分布の表示例を示す。この船体表面水圧分布は、時系列の全計算ステップについて表示可能である。さらに、図-76 に示すとおり計算結果を直ぐ可視化できるようにアニメーション機能も開発した。

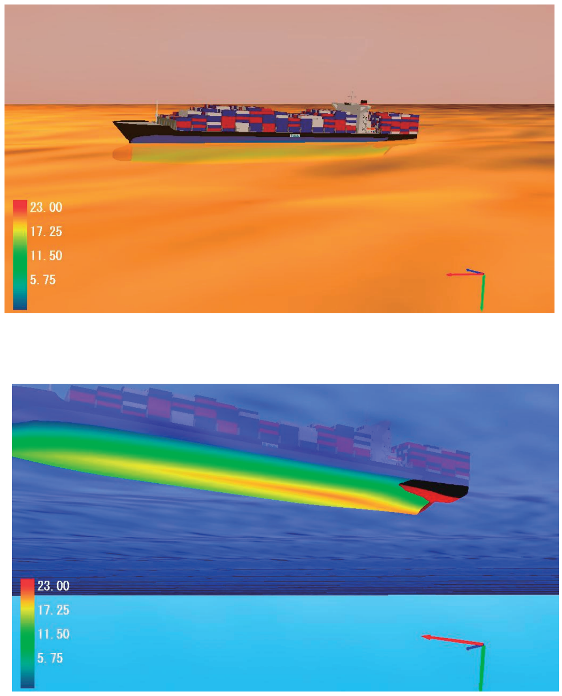
さらに、船体運動と船体表面水圧分布を詳細かつ同時に見るための、アニメーション機能も追加した。図-77 に示すように NMRIW の計算結果をそのまま表示することができる。



図－75　船体表面水圧分布の表示例



図－76　計算結果のアニメーション表示



図－77　船体運動と船体表面水圧分布のアニメーション表示（上：船体上方から見た図、下：水中より船底を見た図）

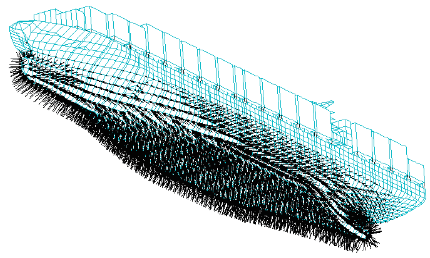
6. 荷重－構造一貫解析のための インターフェース開発

前章までに示した通り、本研究を通じて開発した手法により、従来以上に合理的な荷重推定を可能にした。今後の設計荷重の検討に、本手法が大きく貢献できると考えられる。

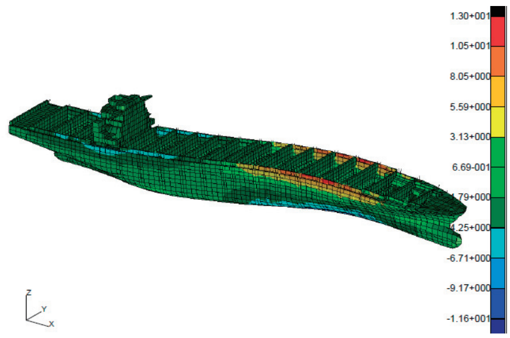
次の段階として、このような荷重を入力とした強度評価が重要になると考えられる。とりわけ、大型コンテナ船のよう実績と損傷事例が少ない船種については、計算を活用した荷重および構造応答特性を正確に評価することが重要となってくる。

一方、近年このような荷重－構造一貫解析は各所で行われているものの、上記検討を行う上で重要となる非線形荷重の取り扱いや計算結果の統計的な取り扱い等も含めて技術的に検討すべき点があると考えられる。

このような観点から、著者らは、荷重－構造一貫解析法のプロトタイプを開発し、検証を段階的に実施している。図-78 には FE モデル上での水圧分布、図-79 には当所で開発した荷重－構造一貫解析法による解析例を示す。ホイッピング振動が発生して大きな応力が発生する状況が再現出来ている事が分かる。入力となる水圧分布は、本研究で開発した NMRIW により計算した [16]。



図－78　船体表面の水圧分布



図－79　当所で開発した荷重－構造一貫解析法による解析例（正面向波，Fn=0.179，波長船長比 λ/L=0.8，波高 12m）

今後は、本解析法の検証を通じ、規則波中で計算した応力の応答関数をもとに求めた短期予測と不規則波中での直接計算の比較を通じて応力の統計値等についても検討を行う計画である。

7. まとめ

本研究では、強度評価の入力である波浪荷重の評価に焦点を集中した研究を行った。はじめに、波浪荷重・耐航性能評価手法 NMRIW（Nonlinear ship Motion in Regular and Irregular Waves）の開発を行った。検証の結果、本手法は波浪条件に関係なくロバストかつ精度よく計算できることを明らかにした。主な知見は以下のとおりである。

(1)波高の非線形影響を考慮した本手法による計算結果は、波向に関係なく実験結果をよく説明していることがわかった。一方、線形計算では、大波高中での船体応答と誤差が大きいことがわかった。これらのことから、荒天中での船体応答を評価するためには、本手法のように、波高の非線形性を考慮できる手法の活用が重要である。

(2)今回開発したバックボーンモデルは、縦曲げ及び横曲げだけでなく、捩りモーメントも適切に計測できることがわかった。このように精度よく計測された捩りモーメントと計算値の一致が良好であり、斜波中においても、本手法を用いることで精度よい推定が可能であることがわかった。

(3)時間毎の浸水面形状を考慮して波浪中復原力変動特性及びパラメトリック横揺れを推定する本手法は有用であることがわかった。

(4)船体構造設計の観点からは、船速及び針路一定で行った水槽試験や理論計算結果だけで判断するのではなく、実際の操船や運航状況を考慮した合理的な評価が必要である。

今後、このような荷重を入力とした強度評価がますます重要になると考えられる。とりわけ、大型コンテナ船のよう実績と損傷事例が少ない船種については、計算を活用した荷重および構造応答特性を正確に評価することが重要となってくる。これらの検証結果については、包括的な研究が終了してから発表することとし、今後の課題としたい。

謝　辞

本研究の一部は，日本財団の助成により（財）日本船舶技術研究協会が設立したプロジェクト2009年度及び2010年度「新世代復原性基準に関する調査研究」の一環として実施していることを付記し，関係各位に謝意を表します。

同じく本研究の一部は、日本海事協会、株式会社アイ・エイチ・アイ マリンユナイテッドとの共同研究により実施したものであることを付記し、関係各位に謝意を表します。

参考文献

1) Shi, B. et. al. : Overview of the development of ultra large container carriers: where next?, ABS Technical Papers 2006, 2005, pp.323-332.

2) Yamamoto, Y., Fujino, M. and Fukasawa, T., Motion and longitudinal strength of a ship in head seas and the effects of nonlinearities. Naval Architects and Ocean Engineering, Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol.18, 1980, pp.91-100.

3) Fujino, M, and Chiu, F., Vertical motions of high-speed boats in head sea and wave load. Journal of Society of Naval Architects, Japan, 1983, 154, 151–163.

4) Mikami, T., and Kashiwagi, M., Time-domain strip method with memory-effect function considering the body nonlinearity of ships in large waves (second report), Journal of Marine Science and Technology, 2009, pp.185-199.
5) Ogawa, Y.: A Study on Nonlinear Wave Loads of a Large Container Carrier in Rough Seas, Proceedings of the 10th International Symposium on Practical Design of Ships and other Floating Structures (PRADS2007), 2007, pp.132-140.
6) Ohmatsu, S (1975). “On the Irregular Frequencies in the Theory of Oscillating Bodies in a Free Surface,” Papers of Ship Res Inst, Tokyo, Vol 48, pp 1–13.
7) (社)日本造船学会海洋工学委員会性能部会、第 2 章　2 次元境界要素法、実践　浮体の流体力学　前編－動揺問題の数値計算法, 2003, pp.19-67
8) Ogawa, Y., Takagi, K.: An Examination of the Design Wave Loads of a Large Container Ship by Means of a Direct Computation in Irregular Waves with Long Duration, Proceedings of the 11th International Symposium on Practical Design of Ships and other Floating Structures (PRADS2010), 2010, pp.353-361.
9) Oka,M. et al, An experimental study on wave loads of a large container ship and its hydroelastic vibration. Proc. 4th Int. Conf.Hydroelasticity in Maritime Tech-nology, 2009, pp. 183-192
10) Guide to Ship Vibration, NIPPON KAIJI KYOKAI, 1981, pp. 39-40.
11) Ogawa, Y. et al, A prediction method of wave loads in rough seas taking hydroelastic vibration into account. Proc. 4th Int. Conf.Hydroelasticity in Maritime Technology, 2009, pp. 183-192
12) Hashimoto, H., Umeda, N., Ogawa, Y., Taguchi, H., Iseki, T., Bulian, G., Toki, N., Ishida, S., and Matsuda, A. : “Prediction methods for parametric rolling with forward velocity and their validation –Final report of SCAPE committee (part 2)-”, Conference Proceedings of The Sixth OSAKA COLLOQUIUM(OC2008) on Seakeeping and Stability of ships, 2006, B-2-2-2/1-11.
13) Ogawa, Y. : An examination for the numerical simulation of parametric roll in head and bow seas, Proceedings of the 9th International Ship Stability Workshop, Hamburg, 2007, pp. 4.2.1-4.2.8.
14) Japan: IMO/SLF52/11/2, 2010.
15) Japan: IMO/SLF52/INF3, 2010.
16) Ogawa, Y. : Utilization of a whole ship finite element analysis from wave loads to structural strength at real sea state for further consideration of the structural strength, Proceedings of 3rd International Conference on Marine Structures (MARSTRUCT2011), Hamburg, 2011, pp. 59-65.