

斜波中を航走する肥大船に働く波力について

正員 岩 下 英 嗣* 正員 伊 東 章 雄**
 正員 岡 田 哲 男*** 正員 大 楠 丹****
 正員 高 木 幹 雄* 正員 溝 口 純 敏**

Wave Forces Acting on a Blunt Ship with Forward Speed in Oblique Sea

by Hidetsugu Iwashita, *Member* Akio Ito, *Member*
 Tetsuo Okada, *Member* Makoto Ohkusu, *Member*
 Mikio Takaki, *Member* Sumitoshi Mizoguchi, *Member*

Summary

Results of numerical and experimental study are presented of the wave forces acting on a blunt ship advancing in oblique waves. A 3-D panel method using a new numerical scheme proposed one of the present authors⁹⁾ for evaluating the Green function was applied to numerical estimation of wave forces in short waves provided that the line integral and the steady disturbance on the body surface can be neglected, and the numerical results are compared with the experimental ones in full detail.

The effect of the number of discretized panels on the body surface is investigated by increasing the number of panels from about 400 to 1600 and it is confirmed that the number of panels affects significantly accuracy of computed second order steady forces but the effect is not so remarkable on the first order wave forces.

Two different descriptions of the wave term of the Green function, one is the monopole type and the other is the panel type obtained by integrating analytically the monopole over the panel, are also investigated. We confirm that as large number of panels as the monopole type is necessary to obtain the accurate solutions even if the panel type estimation is adopted.

The present study confirmed that 3-D panel method is useful to predict the wave forces comparatively in long waves, while in short waves it does not give such accurate solutions as be in good agreement with experiments even if the large number of panels is used.

1. 緒 言

近年、船の構造設計では、大規模な有限要素法による直接強度計算に基づく大骨形状や各種部材の寸法の決定が可能となって来ている。これらの部材の疲労解析、全体構造解析の解析精度は、この種の解析を行なう際の入力データとなる外力の推定精度に直接依存するため、解析精度を向上させるためには、向い波中はもちろんのこと斜波中、追い

波中などあらゆる条件下を航行する船の船体表面の圧力分布や波浪外力などを精度良く推定する必要がある。特にVLCCのように、航行中に会える波の波長が船体に対して相対的に短くなる大型の船舶では、短波長域での推定精度が要求される。

現在、この波浪外力や船体運動の推定には、既に多くの研究者により研究、開発がなされてきたストリップ法が主に使われており、実際の船の船体構造設計に実用化されている。ストリップ法は、船の横断面に作用する2次元流体力の推定に基づいて、船に作用する流体力や船体運動を比較的よく推定できる簡便な方法であるが、船の前進速度影響や3次元影響が十分に考慮されておらず、VLCCのような肥大船に作用する流体力を高い精度で推定するには十分でない。また、追い波中など低い動揺周波数域における適用にも自ずと限界がある。

* 広島大学工学部

** 石川島播磨重工業(株)技術研究所

*** 石川島播磨重工業(株)船舶海洋事業本部

**** 九州大学応用力学研究所

原稿受理 平成4年1月10日

春季講演会において講演 平成4年5月12, 13日

こうした問題を解決し、流体力をより精度良く推定するためには、問題を3次元的に取り扱う必要があり、近年そうした研究が積極的に行なわれて来つつある。その一つに、細長体理論に代表される摂導論的解法がある。この解法により流体力や2次の流体力である抵抗増加を比較的良く推定することができるが、船体周りの波動場など位相に関する推定に不十分な点がある。最近、Newman^{1),2)}によって展開され、柏木ら^{3),4)}により側壁影響の問題に適用された unified theory は、こうした位相に関する矛盾を生じず、しかも動揺周波数に仮定を設けない理論として期待されているが、船を細長体とする仮定に立脚する以上、船首尾などの船体形状が急激に変化する船型について3次元影響や船首尾側壁における反射波の影響を完全に考慮することは期待できない。

与えられた境界条件をより正確に満足させることにより、3次元特異点法の影響を結果に反映させ得る解法として3次元特異点法がある。この解法は、船体表面に吹き出しを分布させ、その強さを境界条件を満足するように数値的に決定する方法であり、先駆的には、Chang⁵⁾、小林⁶⁾、Inglis & Price⁷⁾らにより研究された。積分方程式の核関数の計算に膨大な計算時間を要することが、この方法の実用化を阻んで来たが、最近の計算機の高速化や核関数を高速に計算する手法の開発⁸⁾により、その実用化が期待されている。既に、没水体については3次元特異点法による詳細な計算が行なわれ、その有効性が明らかにされている⁹⁾。

一方で、3次元特異点法を水面貫通物体である一般船舶に適用する場合、Neuman-Kelvin 問題に起因する線積分の問題や船体表面の要素分割数と数値解の精度評価の問題など、未解決な問題点の多いことも事実であり実用化はそれほど容易ではない。しかし、船体構造設計などの基本設計における船の耐航性能の評価は、今後さらにその重要性を増すと考えられ、より精度の高い流体力や定常力の推定が要求されて来ることは明らかである。ある程度の計算時間で3次元特異点法を用いた数値計算が行なえるようになった今日、この方法を実船に適用した計算を組織的かつ大規模に行ない、この解法の有効性を明らかにすると同時に問題点を洗い出していくことが重要である。

本研究では、3次元特異点分布法を実船に適用する上での有効性と問題点を明らかにするため、運動を拘束されて規則波中を航行する船体に作用する波浪強制力、定常流体力について3次元特異点法による数値計算と詳細な水槽試験を行なった。特に、肥大船が実際の海象で頻繁に遭遇することから実用上重要となる短波長域および斜波中の問題について重点的に行なった。短波長域での問題はまた、要素分割数と数値解の精度などについて不明な点が多いことから、数値計算の観点からも重要である。数値計算については、積分方程式の核関数の計算法やパネル分割の違いによる数値計算精度についての考察も行なった。

2. 境界値問題の定式化

2.1 積分方程式

本論文では diffraction 問題を取り扱う。出会い角 χ で入射する規則波中を運動を拘束されて一定速度 U で前進する船を考え、Fig. 1 のように座標系をとる。入射波の円周波数、波数、波振幅をそれぞれ ω_0, K, A とし、出会い円周波数を $\omega_e (= \omega_0 - KU \cos \chi)$ とする。流体は非回転の理想流体とし線形理論で考える。なお法線は流体内向きを正としている。

Laplace 方程式を満足する流体の速度ポテンシャルを Φ とし、

$$\Phi(x, y, z; t) = U[-x + \phi_s(x, y, z)] + \text{Re}[\phi(x, y, z)e^{i\omega_e t}] \quad (1)$$

ただし、

$$\phi = \frac{gA}{\omega_0}(\phi_0 + \phi_7) \quad (2)$$

$$\phi_0 = ie^{Kz - iK(x \cos \chi + y \sin \chi)} \quad (3)$$

のように表わす。ここで ϕ_s は定常速度ポテンシャル、 ϕ は入射波 ϕ_0 および入射波の船体による攪乱 ϕ_7 を含む非常な速度ポテンシャルである。

ϕ_7 は次の線形自由表面条件、及び船体表面条件を満足しなくてはならない。

$$\left[\left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 + \mu \left(i\omega_e - U \frac{\partial}{\partial x} \right) + g \frac{\partial}{\partial z} \right] \phi_7 = 0 \quad \text{on } z=0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad \text{on } S_H \quad (5)$$

ここで(4)式中の μ は無限遠方での radiation 条件を満足させるために導入された Rayleigh の仮想摩擦係数である。(4)、(5)式ならびに無限水深での条件を満足する diffraction ポテンシャル ϕ_7 は、船体表面上に分布させた吹き出し分布 $\sigma_7(Q)$ を用いて

$$\phi_7(P) = - \iint_{S_H} \sigma_7(Q) G(P, Q) dS - \frac{1}{K_0} \oint_{C_H} \sigma_7(Q) G(P, Q) n'_x dy' \quad (6)$$

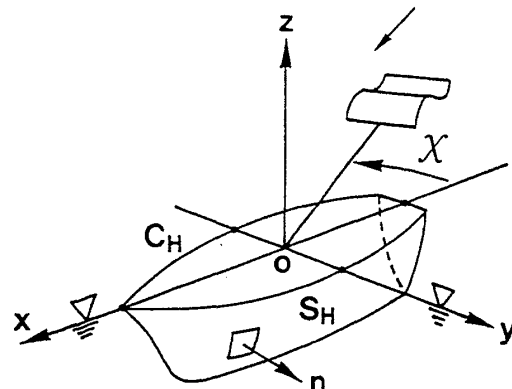


Fig. 1 Coordinate system

のように表わせる。(6)式の右辺第2項は、船体が(4)式を満足する自由表面を貫通することに起因して現われる線積分項である。この項は、一般に船が細長であれば寄与が小さいと考えられるが、一方では数値解の特異性や唯一性に関係して無視できないとする見方もあり^{9),10)}、現在のところその扱い方に関する結論は出ていない。本論文では、比較的細長い船型を取り扱うことから前者の立場に立ち線積分項を無視して計算を行なうことにし、以後の定式化においてもこの項に起因して現われる項を無視している。

(6)式の $G(P, Q)$ は、特異性 Laplace 方程式、(4)式と同様の線形自由表面条件、radiation 条件、および無限水深の条件を満足する Green 関数であり、別所¹¹⁾により求められた1重積分表示式を用いて次のように表わせる。

$$G(x, y, z; x', y', z') = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) - \frac{i}{2\pi} K_0 T(X, Y, Z) \quad (7)$$

ただし、

$$T(X, Y, Z) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{\sqrt{1+4\tau \cos \theta}} \times [k_2 e^{k_2 z w} - \operatorname{sgn}(\cos \theta) k_1 e^{k_1 w}] \quad (8)$$

$$\frac{r}{r'} = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z \mp z')^2},$$

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{1}{2 \cos^2 \theta} (1 + 2\tau \cos \theta \pm \sqrt{1+4\tau \cos \theta}),$$

$$\varphi = \cos^{-1} \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}}, \quad \varepsilon = \sinh^{-1} \frac{|Z|}{\sqrt{X^2 + Y^2}},$$

$$\alpha = \begin{cases} \cos^{-1} \frac{1}{4\tau} & (4\tau > 1) \\ -i \cosh^{-1} \frac{1}{4\tau} & (4\tau < 1) \end{cases},$$

$$w = Z + i(X \cos \theta + Y \sin \theta),$$

$$\tau = \frac{U \omega_e}{g}, \quad K_0 = \frac{g}{U^2},$$

$$X = K_0(x-x'), \quad Y = K_0|y-y'|, \quad Z = K_0(z+z')$$

(8)式およびその x, y, z に関する微分に関する数値計算は、岩下&大楠^{8),12)}の方法により、指定された要求精度に対して比較的高速に計算できる。その計算法は $z+z' \rightarrow 0$ の場合に対して特に有効である。

速度ポテンシャルの表示式として(6)式を用いた場合、船体表面上の速度ポテンシャルに関する積分方程式は線積分を無視して次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi_\tau(P)}{\partial n} = \frac{\sigma_\tau(P)}{2} - \iint_{S_n} \sigma_\tau(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n} dS \quad (9)$$

船体表面を有限個の平面パネルに分割し、各パネル内で吹き出しの強さが一定であると仮定して(9)式を離散化すれば、(9)式は船体表面上の吹き出し分布を未知数とする連立方程式となりこれを数値的に解くことによって吹き出し分布を決定することができる。

2.2 流体力および定常力

線形化された非定常な圧力は、流体の密度を ρ として次式で表せる¹³⁾。

$$p(x, y, z) = -\rho(i\omega_e + UV \cdot \nabla) \phi \quad (10)$$

ただし、

$$(n_1, n_2, n_3) = \mathbf{n}; \text{ 流体内向き法線ベクトル,}$$

$$(n_4, n_5, n_6) = \mathbf{r} \times \mathbf{n},$$

$$(m_1, m_2, m_3) = -(\mathbf{n} \cdot \nabla) \mathbf{V},$$

$$(m_4, m_5, m_6) = -(\mathbf{n} \cdot \nabla)(\mathbf{r} \times \mathbf{V}),$$

$$\mathbf{V} = \nabla(-x + \phi_s),$$

$$\mathbf{r} = (x, y, z),$$

なお、非定常な流体運動に基づく諸量には $e^{i\omega_e t}$ を乗じてその実部をとることが了解されているとし、その記述を省略している。

(10)式に現れる m_j は物体表面条件における定常流場の影響を表した項であり、定常問題にける線形自由表面条件を満足する定常速度ポテンシャル ϕ_s を用いて計算される。最近の計算では、 ϕ_s が剛壁の自由表面条件を満足するものと仮定し、二重模型が無限流体中を定常前進する場合の解を用いて m_j を近似計算する例が多い^{4),8),12)}。しかし、こうした近似を導入したとしても一般船型についての m_j の計算は大変である。これまでの報告によると、 m_j は radiation 問題に対して寄与が大きく diffraction 問題に対しては寄与が小さい^{4),8),12)}。また、自由表面条件では考慮されていない ϕ_s の影響を、船体表面条件にのみ考慮することは理論的観点からむしろ合理的でない。そこで今回の計算においては、 $\phi_s = 0$ 、すなわち船体表面条件における定常攪乱の影響が無視できるとして計算することにした。

(10)式の非定常速度ポテンシャル ϕ として、入射波および diffraction ポテンシャルを考えると、 j 方向に作用する波浪強制力 E_j は次式で与えられる。

$$\left(-i \frac{\omega_0}{\omega_e}\right) \frac{E_j}{\rho g A} = \iint_{S_n} \left(1 - \frac{U}{i\omega_e} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\phi_0 + \phi_\tau) n_j dS \quad (11)$$

また入射波の速度ポテンシャルに起因する Froude-Krylov force を次式のように定義している。

$$\begin{aligned} \frac{E_j^{(FK)}}{\rho g A} &= i \frac{\omega_e}{\omega_0} \iint_{S_n} \left(1 - \frac{U}{i\omega_e} \frac{\partial}{\partial x}\right) \phi_0 n_j dS \\ &= i \iint_{S_n} \phi_0 n_j dS \end{aligned} \quad (12)$$

Diffraction 問題、すなわち物体が運動を拘束されて波浪中を航走する場合の抵抗増加および定常横力は次式により計算される¹⁴⁾。

$$\begin{aligned} &\frac{\{R_{AW}\}}{\rho g A^2 B^2 / L} \\ &= \frac{1}{8\pi K B^2 / L} \left[\int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} + \int_{-\frac{\pi}{2}}^{-\alpha_0} - \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot |H_7(K_1, \theta)|^2 \frac{K_1 \left(K_1 \begin{Bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{Bmatrix} - K \begin{Bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi \end{Bmatrix} \right)}{\sqrt{1-4\tau \cos \theta}} d\theta \\ & + \frac{1}{8\pi K B^2 |L|} \int_{\alpha_0}^{2\pi-\alpha_0} |H_7(K_2, \theta)|^2 \\ & \cdot \frac{K_2 \left(K_2 \begin{Bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{Bmatrix} - K \begin{Bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi \end{Bmatrix} \right)}{\sqrt{1-4\tau \cos \theta}} d\theta \end{aligned} \quad (13)$$

ただし,

$$H_7(K_j, \theta) = \iint_{S_H} \sigma_7(Q) e^{K_j [z' + i(x' \cos \theta + y' \sin \theta)]} dS \quad (j=1, 2) \quad (14)$$

$$K_j = K_0 k_j (\theta - \pi), \quad \alpha_0 = \begin{cases} \cos^{-1} \frac{1}{4\tau} & (4\tau > 1) \\ 0 & (4\tau < 1) \end{cases}$$

定常回頭モーメントの計算式は、柏木¹⁵⁾によって示されており次式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{N}}{\rho g A^2 B L} &= \frac{1}{4\pi K B L} \left[-\int_{-\infty}^{m_1} + \int_{m_2}^{m_3} + \int_{m_4}^{\infty} \right] \\ & \cdot \kappa \cdot \text{Re} [C'(m) S^*(m) - C^*(m) S'(m)] dm \\ & - \frac{\sin \chi}{2BL} \cdot \text{Re} \left[\frac{(\tau + \nu^2 \cos \chi)}{K} (C(m) \right. \\ & \left. + iS(m)) + C'(m) + iS'(m) \right]_{m=K \cos \chi} \end{aligned} \quad (15)$$

ただし,

$$\begin{Bmatrix} m_1 \\ m_2 \end{Bmatrix} = -\frac{K_0}{2} (1 + 2\tau \pm \sqrt{1+4\tau}),$$

$$\begin{Bmatrix} m_3 \\ m_4 \end{Bmatrix} = \frac{K_0}{2} (1 - 2\tau \pm \sqrt{1-4\tau}),$$

$$C(m) = \iint_{S_H} \sigma_7(Q) e^{\kappa z' + i m x'} \cos(y' \sqrt{\kappa^2 - m^2}) dS \quad (16)$$

$$S(m) = \iint_{S_H} \sigma_7(Q) e^{\kappa z' + i m x'} \sin(y' \sqrt{\kappa^2 - m^2}) dS \quad (17)$$

$$\kappa = \frac{1}{K_0} (m + K_0 \tau)^2, \quad \nu = \frac{U \omega_0}{g}$$

C^*, S^* は C, S の複素共役であり, C', S' は C, S の m に関する微分を表わしている。

2.3 波面上昇量

吹き出し分布 σ_7 を用いて, diffraction wave の波面上昇量は次式で計算できる。

$$\frac{\eta}{A} = i \frac{\tau}{\nu} \left(1 + \frac{i}{K_0 \tau} \right) \phi_7 \Big|_{z=0} dS \quad (18)$$

3. 数値計算の概略

3.1 船体表面の要素分割

本研究では、肥大船の斜波中、短波長域における流体力について重点的に調べるため、肥大船を供試船として数値計算および水槽実験を行なった。供試船の主要目を Table 1 に示す。

3次元特異点法を用いた数値計算を行なうために、まず船体表面を N 個の平面要素に分割する必要がある。要素分

Table 1 Principal dimensions of a model

Lpp (m)	3.1
B (m)	0.61
d (m)	0.2
L/B	5.1
B/d	3.1
Cb	0.81

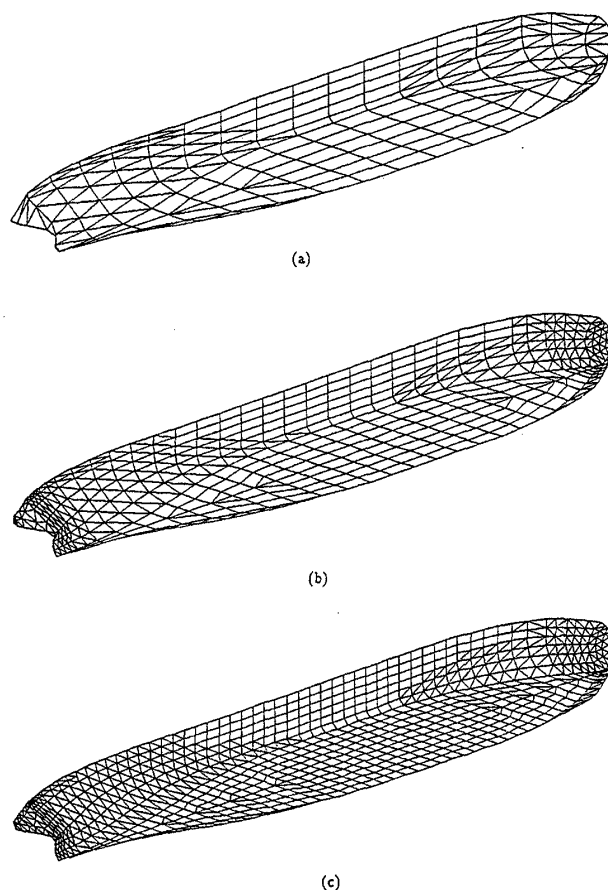


Fig. 2 Panel distribution on the body
[(a) : $N=396$, (b) : $N=994$, (c) : $N=1592$]

割の仕方が数値計算結果に与える影響については、現在のところ明らかでないが、経験的には船型の変化が急な箇所の分割を細かくし、波の長動を表現できる程度の要素分割とするのが一般的であろう。数種類の分割例に対する試計算を行なった結果、今回の計算を次の3種類の要素分割で行ない、特に短波長域での要素分割数と数値解についての検討を行なうことにした (Fig. 2)。

$N=396$ 分割 (船長方向 18 分割, 船幅方向 6 分割
吃水方向 5 分割)

$N=994$ 分割 (船長方向 34 分割, 船幅方向 8 分割,
吃水方向 6 分割)

$N=1592$ 分割 (船長方向 55 分割, 船幅方向 10 分割,
吃水方向 6 分割)

主計算は、 $N=396,994$ の要素分割について詳細に行なっている。いずれの分割数も、3次元特異点法を用いてこれまでなされた数値計算の中では最も多いものである^{5),6),7),16),17)}。

実際の船型は船尾近傍で wall side でないが、要素分割は wall side に近くなるように若干の補正を行なっている。これは、wall side でない場合に一般の境界要素法が不正確な計算結果を与えることがあることを考慮したものである。

3.2 数値計算における仮定

本論文では、既に述べたように線積分を無視するなど、数値計算を行なう際にいくつかの仮定を行なっている。それらを列挙すると次のようになる。

- 1) 線積分項が省略できるとする。これは計算する船体が $L/B=5.1$ の細長船であることを考慮すれば、摂動論的には不合理な近似ではないであろう。
- 2) 船体表面上の圧力積分に現われる m_j -term の計算において、定常攪乱による影響が無視できるとする。diffraction 問題においては、 m_j は圧力積分にのみ現われるためその寄与は一般に小さいと考えられる。また、自由表面条件としてその寄与が無視されたものを用いる以上、船体表面条件においてもその寄与を無視する方がむしろ合理的である。
- 3) 船体表面の要素分割の粗度に関係なく、積分方程式の核関数の計算や抵抗増加などの定常力を計算する際の Kochin 関数の計算は波長の短い波についても厳密に行なうこととする。本来は、分割された要素の大きさによる分解能を考慮して、波長の短い波を取り除いたような計算を行なうのが合理的であろうが本計算ではそれを行なわない。この仮定では、分割数が多くなればなるほど計算は妥当なものとなる。
- 4) 船体表面の分割された要素内で吹き出し強さが一定であるとする。これは、ゼロ次要素による計算を行なうことを意味する。

3.3 核の計算

3.2 節に述べた仮定 4) により、積分方程式 (9) 式を離散化すると次式のように表わせる。

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{\sigma_{7c}^*(k)}{\sigma_{7s}^*(k)} \right\} - \sum_{l=1}^{N/2} \left\{ \frac{\sigma_{7c}^*(l)}{\sigma_{7s}^*(l)} \right\} [n^*(l) \cdot \nabla \tilde{G}_{k,l} \pm n^*(-l) \cdot \nabla \tilde{G}_{k,-l}]$$

$$= \left\{ \frac{\partial \phi_{7c}^*(l)}{\partial n} \right\}, \quad (k=1 \sim N/2) \quad (19)$$

ただし、 $y>0$ の部分を $N/2$ 個の要素に分割し、その l 番目の要素と xz 面について対称な位置にある要素に $-l$ の番号を付けて表わしている。また、 ϕ_7 を y に関して対称な成分 ϕ_{7c} と反対称な成分 ϕ_{7s} に分けて境界値問題を扱ってお

り、(19)式中の複号は対称問題のとき上側の符号を反対称問題のとき下側の符号を取る。Asterisk を施した諸量は、分割された要素上の値であることを示す。

(19)式中の $\tilde{G}_{k,l}$, $\nabla \tilde{G}_{k,l}$ は (7) 式で表わされるグリーン関数の右辺第 1 項を $G^{(R)}(P, Q)$, 第 2 項を $G^{(T)}(P, Q)$ とおいて

$$G(P, Q) = G^{(R)}(P, Q) + G^{(T)}(P, Q) \quad (20)$$

のように記すとき次式を表わしている。

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{\nabla} \right] \tilde{G}_{k,l} &= \iint_{S^*(l)} \left[\frac{1}{\nabla} \right] G[r_c^*(k), r^*(l)] dS \\ &= \left[\frac{1}{\nabla} \right] \tilde{G}_{k,l}^{(R)} + \left[\frac{1}{\nabla} \right] \tilde{G}_{k,l}^{(T)} \end{aligned} \quad (21)$$

ただし、

$$\left[\frac{1}{\nabla} \right] \tilde{G}_{k,l}^{(R)} = \iint_{S^*(l)} \left[\frac{1}{\nabla} \right] G^{(R)}[r_c^*(k), r^*(l)] dS \quad (22)$$

$$\left[\frac{1}{\nabla} \right] \tilde{G}_{k,l}^{(T)} = \iint_{S^*(l)} \left[\frac{1}{\nabla} \right] G^{(T)}[r_c^*(k), r^*(l)] dS \quad (23)$$

$$\cong \left[\frac{1}{\nabla} \right] G^{(T)}[r_c^*(k), r_c^*(l)] \Delta S^*(l) \quad (24)$$

$\Delta S^*(l)$ は l 番目の要素の面積であり、 $r_c(k)$ は k 番目の要素の重心である。

(22)式の $G^{(R)}$ に関する積分を実施する場合は Webster の用いた方法¹⁸⁾により、各要素内の位置ベクトル $r^*(l)$ について厳密な積分を行なう。一方、 $G^{(T)}$ に関する (23)式の積分は $G^{(T)}$ として 1 重積分表示式を用いて (24)式のようにモノポール的に近似計算できるとする。なお、後述するパネル面で解析積分した Green 関数の計算とは、 $G^{(T)}$ に関する (23)式の積分を $G^{(R)}$ の項と同様に解析的に行なった計算を意味しており、具体的な計算は Appendix の式を用いて行なわれる。

3.4 ストリップ法による比較計算

今回の数値計算では、実用計算として用いられているストリップ法による計算も行なっている。ストリップ法の計算は N. S. M. をもとに行ない、2次元流体力は Close-Fit 法により求めた。また、縦運動成分の波浪強制力の計算は、出会い円周波数 ω_e の代わりに入射波の円周波数 ω_0 で計算する溝口らの方法^{19),20)}を用いた。

4. 水槽試験

4.1 試験方法

今回の実験に用いた肥大船供試模型は、長さ 3.14 m の木製模型船である。水槽試験は、斜波中の船体に働く 6 モードの波浪強制力を計測するため、IHI 運動性能水槽(長さ 70 m × 幅 30 m × 深さ 3 m)で行なった。波浪強制力は 2 組の 3 分力計で構成される 6 分力計を用いて計測し、波は造波機前方約 10 m の位置での定置波高、及び模型船による反射波がなるべく入らない位置で出会い波高を計測した。この実験の概略図を Fig. 3 に示す。この試験で計測された

力を調和解析し、これらの結果を船体中央中心線上の水面を原点とした6モードの波浪強制力に変換した。

4.2 試験条件

通常、肥大船が波浪中を航行するときの船速は $F_n=0.1$ 程度であるが、前進速度が流体力に及ぼす影響を明らかにするために、 $F_n=0.0$ と $F_n=0.2$ の場合について水槽実験を実施した。また、 $\lambda/L=0.5$ 以下の短波長域では波向きにより波浪強制力が大きく変化するので、波向きを 10 deg. 毎に変化させた波浪中の試験を $\lambda/L=0.3, 0.5, 1.0$ について実施した。この時用いた波高は、波浪中の試験で通常よく用

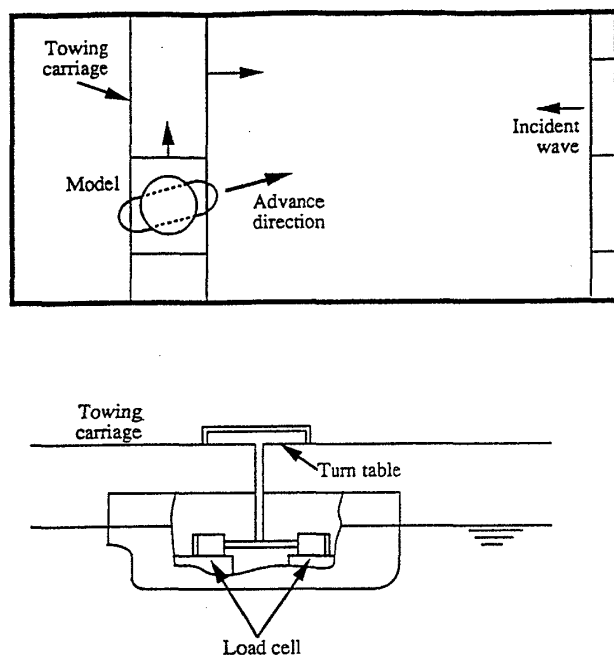


Fig. 3 Experiments of wave forces acting on a blunt ship in oblique waves

いられる $L/50=63\text{ mm}$ とし、波傾斜が高いところでは非線形波にならないように、これより小さくした。

5. 数値計算結果と実験結果の比較

5.1 波浪強制力

Figs. 4~9 は、 $\lambda/L=0.3, 0.5, 1.0$ の各波長の入射波に対する6モードの波浪強制力を出会い角ベースで示したものである。各図中には、 $F_n=0.0, 0.2$ の各場合に対して計算された3次元特異点法による結果とそれに対応する実験結果が示してあり、 $F_n=0.2$ についてはストリップ法の結果も示してある。3次元特異点法による計算結果において、 $F_n=0.0$ の強制力および Froude-Krylov force は $N=396$ の要素分割を用いて出会い角 3 deg. 刻みで計算されたものであり、 $F_n=0.2$ の強制力は $N=994$ の要素分割を用いて 10 deg. 刻みで計算されたものである。後者については、 $N=396$ 要素分割についても計算を行ない $N=994$ 分割の場合と比較してみたが、1次の流体力である強制力についてはほとんど差が見受けられなかったため分割数の多い $N=994$ 分割の結果のみを示すことにした。ただし、後述する2次の流体力である抵抗増加、定常横力、定常回頭モーメントについては、要素分割数の差が明らかに現われたため、計算したすべての要素分割に対する結果を示している。

前進速度がない場合、3次元特異点法による理論計算には線形の仮定内でなんら問題点のないことが知られているが、そのことは今回の計算結果と実験結果からも確認できる。短波長、長波長のいずれにおいても計算結果は実験結果とよく一致している。ただ、横波状態 ($\chi=90\text{ deg.}$) における $|E_2|$ や $|E_4|$ は、短波長になるほど実験結果との差が大きくなるようである。非線形影響、粘性影響なども考えられるが、特異点法を用いた数値計算においてビルジ部の要

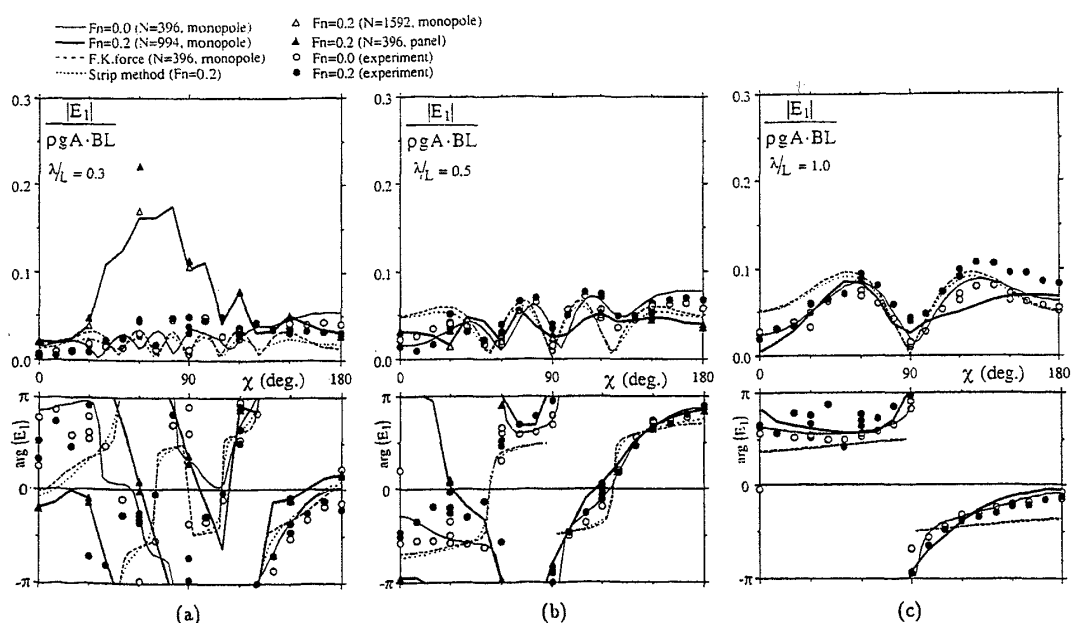
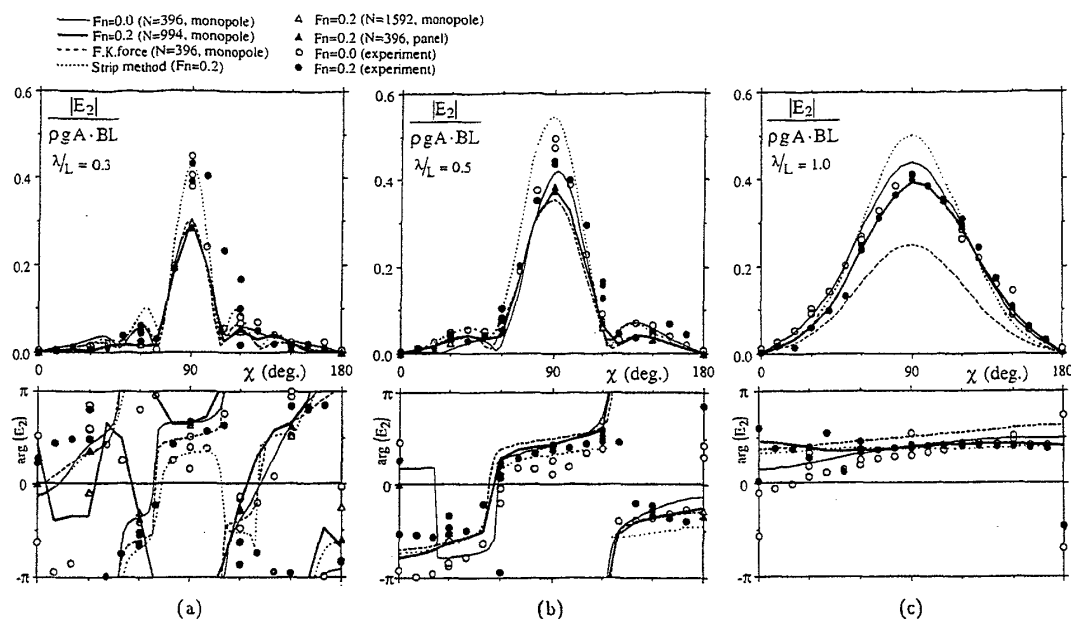
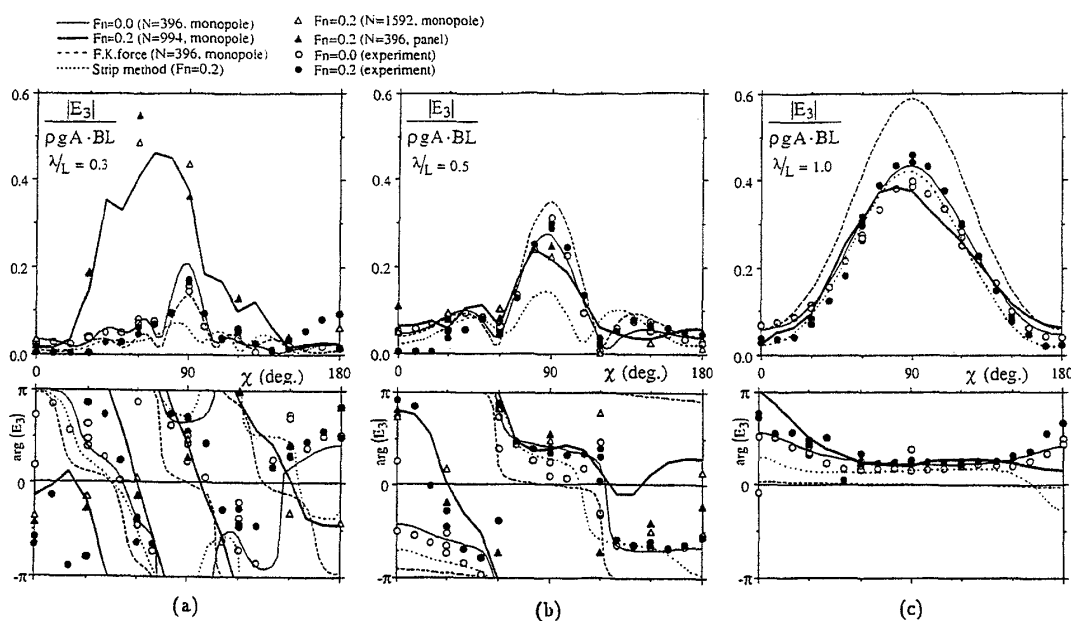


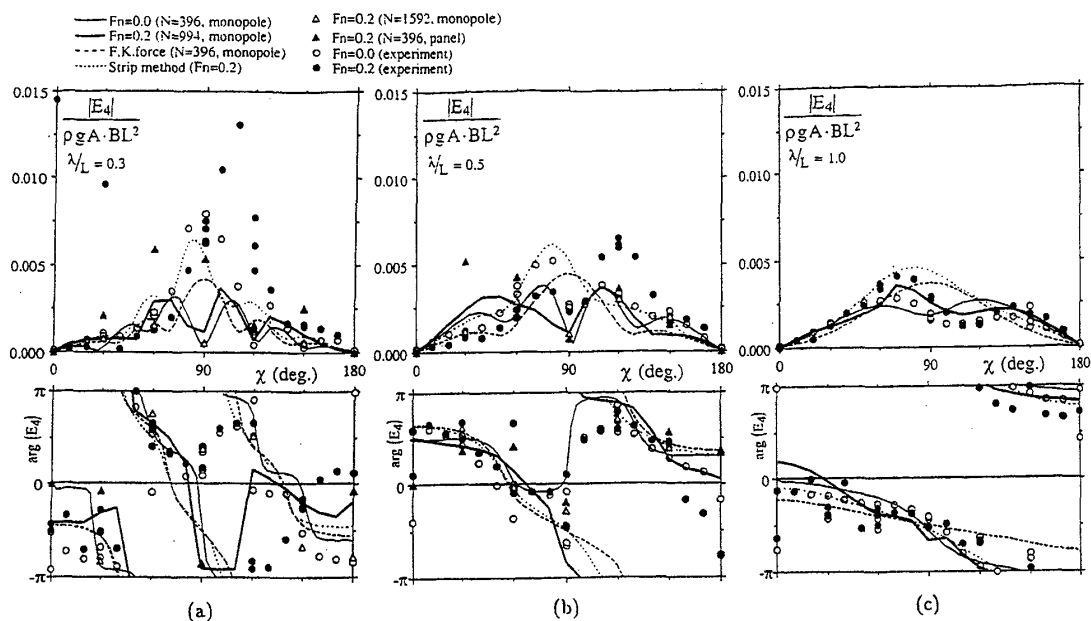
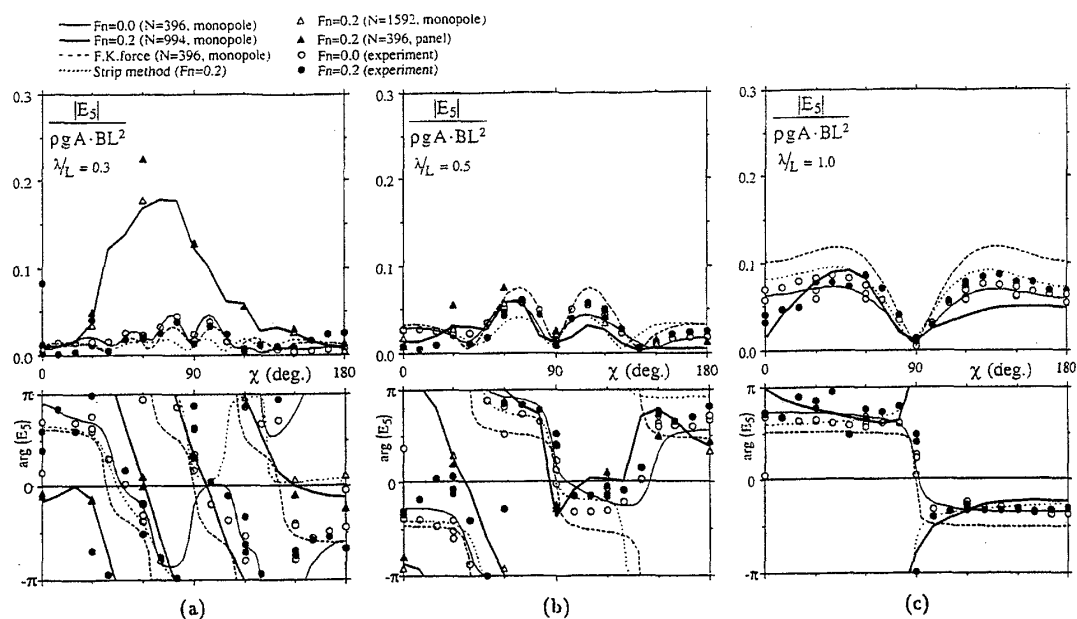
Fig. 4 Wave exciting force for surge in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]

Fig. 5 Wave exciting force for sway in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]Fig. 6 Wave exciting force for heave in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]

素分割が荒いことや横揺れモーメントレバーが小さいことにも起因していると思われる。

前進速度を有する場合、前進速度影響のそれほど顕著でない横モードの強制力、強制モーメントについては、3次元特異点法は実験結果を比較的よく説明している。ただし、上述の横波状態では前進速度のない場合と同様に、短波長での推定値が小さくなっている。この部分について、ストリップ法は短波長で実験結果に近い値を推定しているが、逆に長波長になると過大な推定値を与えている。radiation問題において、ストリップ法が高周波数域を適用範囲とすることと同様の理由に起因するものと考えられる。

縦モードの強制力については、 $\lambda/L=0.3$ を除いて特異点法による結果と実験結果はある程度よく一致している。 $\lambda/L=0.3$ において、実験結果には前進速度影響が少ししか現れないのに対して、計算値にはその影響がかなり大きく現われてる。前進速度を有する場合、船体まわりの流場には、無限小の波長を持った素成波から非常に波長の長い素成波まで様々な波長の波が存在することになるが、要素分割数が少ない場合、波長の短い波の影響を十分に捕らえきれていない可能性がある。そこで今回の計算では、船体表面の要素分割数を変えた計算を行ない、その数値計算結果に与える影響を調べてみた。Figs. 4~9の(a), (b)で、

Fig. 7 Wave exciting moment for roll in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]Fig. 8 Wave exciting moment for pitch in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]

図中△で示した結果が、 $N=1592$ 要素分割により計算した結果である。前述のように、 $N=396$ 分割の結果は、図中太線で示された $N=994$ 分割による結果とほとんど変わらなかった。この要素分割数を変えて計算した結果を見ると、 $N=396, 994, 1592$ のいずれの要素分割を用いても強制力の計算結果はほとんど変化しないことが判る。

さらに、積分方程式を解く際の核関数の計算精度が最終結果に及ぼす影響を調べるために、核関数の波動部を(24)式のようにモノポール的に計算する(モノポール法)のではなく、(23)式のように要素面内で厳密に積分する方法(パネル法)でも計算を行い、前者の結果と比較してみた。そ

の結果を Figs. 4~9 の(a), (b)において、図中▲で示している。パネル法による計算は、モノポール法に比べて核関数の計算にかなりの時間を必要とするため、分割数の少ない $N=396$ 分割についてのみ行なっている。図中太線で示されたモノポール法による $N=994$ 分割の計算結果と、やはりモノポール法による $N=396$ 分割の結果は前述のようにほとんど差がなかったことから、図中の太線と▲の比較は、 $N=396$ 分割を用いたモノポール法とパネル法による計算結果の比較を示したものと考えてよい。計算結果を見るとその差はほとんどない。すなわち、核関数の波動部を厳密に計算してもモノポール的に近似計算しても、それ

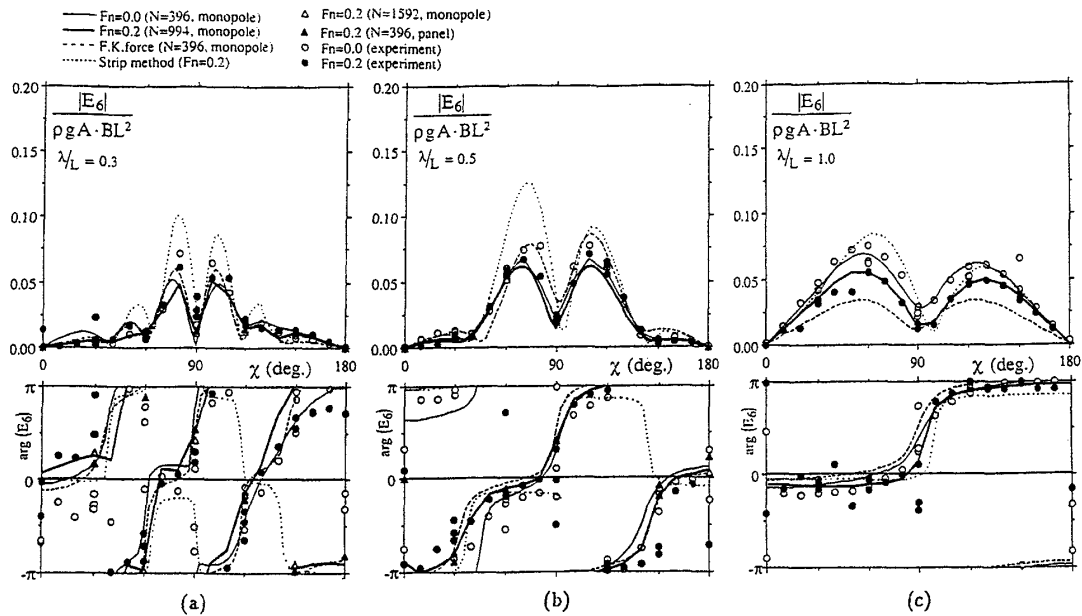


Fig. 9 Wave exciting moment for yaw in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]

が波浪強制力に与える影響はほとんどないと言える。この比較はまた、核関数の計算の validation を行なったことにもなる。2種類の異なる計算法で核関数を計算してその最終結果がほぼ一致したことから、両計算法による核関数の計算が各々正しく行なっていることを示している。

以上の比較計算から、 $\lambda/L=0.3$ において計算結果と実験結果が大きく異なる原因が、船体表面の要素分割数や核関数の計算精度に起因するものでないことが明らかとなった。その原因は、今回の数値計算を行なう際に設けた仮定1), 2)や、あるいは非線形、粘性影響など線形理論の枠を越えた部分にあると思われ、今後更に研究を行なう必要がある。

以上の結論は、これまで他の著者によりなされた3次元

特異点法による計算と実験の比較結果^{6),16),17)}と異なるように思えるが、その比較結果の多くは正面向い波中の λ/L ベースの比較であり、しかも $\lambda/L>0.5$ の長波長域での計算が多い。また、数値計算における船体表面の要素分割数もせいぜい100パネル前後である。 λ/L ベースでは、一般に $\lambda/L=0.5$ から $\lambda/L=1.0$ ぐらいにかけて強制力が大きく変化するため、強制力のカーブの λ/L に対する変化率が大きくなる。そのため、計算値と実験値の差が視覚的に顕著に現れにくい。そうしたことが、これまで特異点法による計算は実験値をよく説明すると考えられてきた理由であろう。

5.2 定常力

Figs. 10~12は、船体に作用する波浪中抵抗増加, 定常横力, 定常回頭モーメントなど2次の流体力の数値計算結果

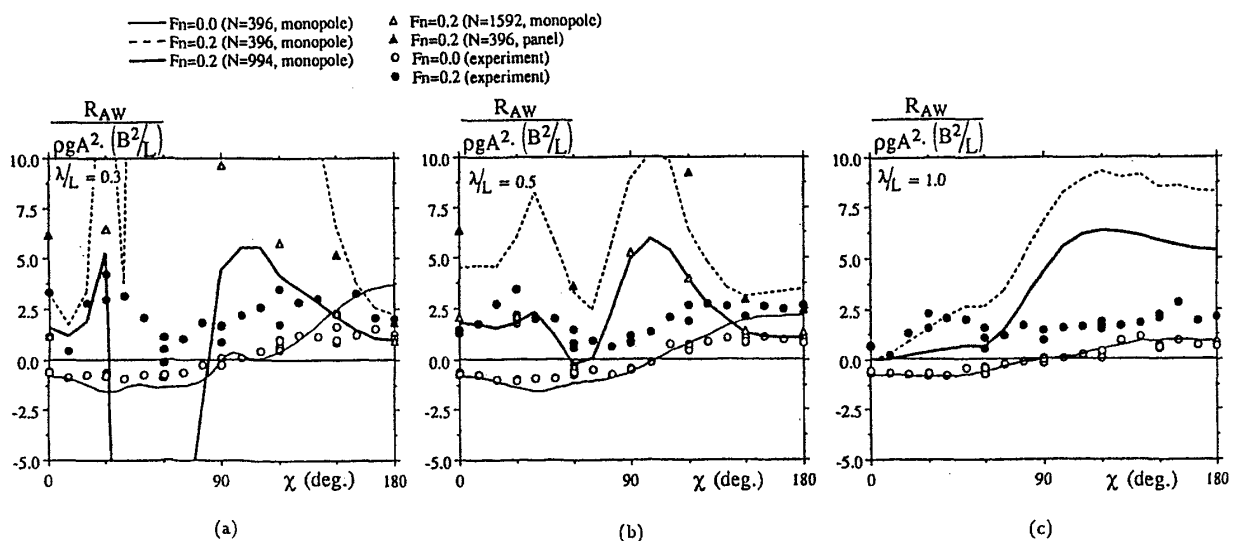
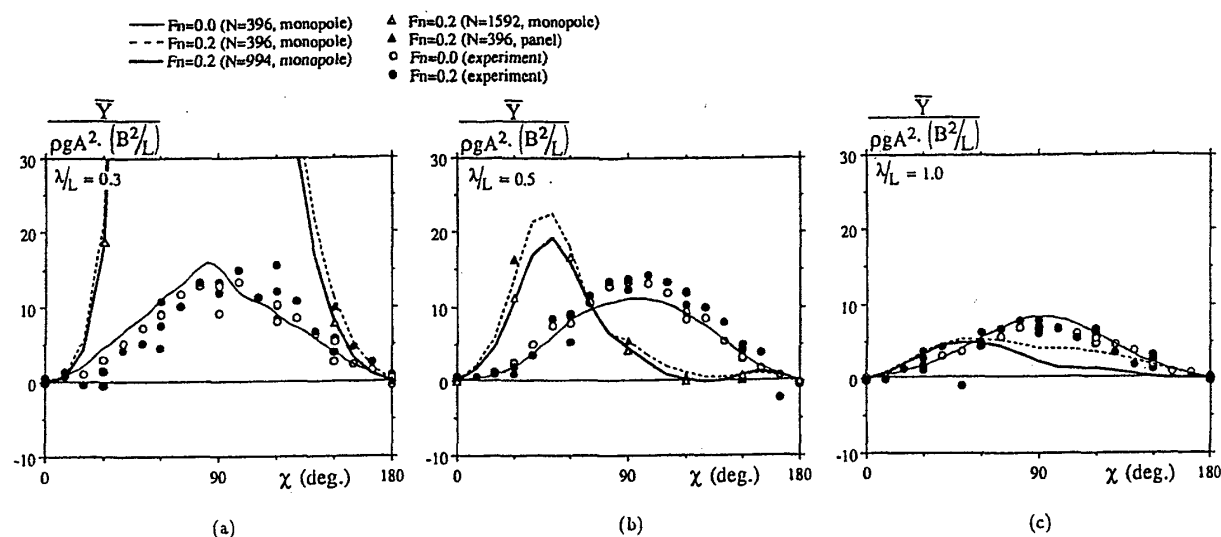
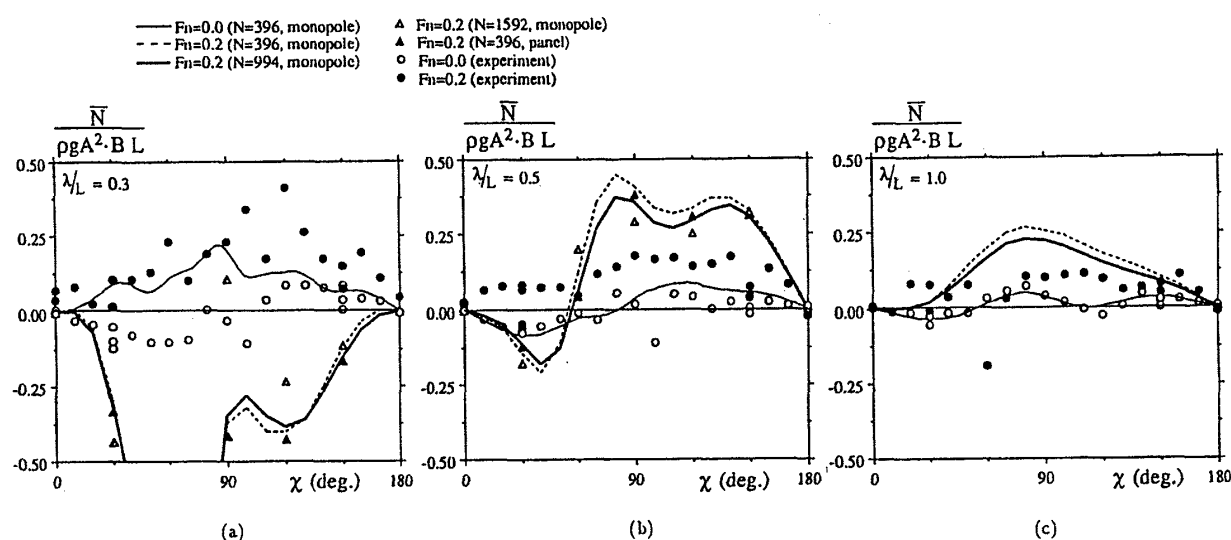


Fig. 10 Added wave resistance in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]

Fig. 11 Steady sway force in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]Fig. 12 Steady yaw moment in oblique waves [(a) : $\lambda/L=0.3$, (b) : $\lambda/L=0.5$, (c) : $\lambda/L=1.0$]

と実験値を示している。前進速度のない場合の計算は、 $N=396$ 要素分割を用いて行っており、前進速度のある場合の計算は、 $N=396, 994, 1592$ の 3 種類の要素分割に対して行っている。

前進速度のない場合は、 $N=396$ 程度の要素分割でもかなりよい精度で定常力を推定できることが判る。一方、前進速度のある場合には、定常力の計算結果が、船体表面の要素分割数に非常に大きく影響を受けることが判る。要素分割数が多くなると計算結果と実験結果との一致度はよくなる傾向にあり、また同じ分割数で比較すると短波長の場合に比べて長波長の場合の一致度がよい。1 次の流体力である強制力が、要素分割数にほとんど影響されないのに対して、2 次の流体力が要素分割数に大きく影響されることを示している。 $\lambda/L=0.5$ において、 $N=1592$ 要素分割による結果は $N=994$ 分割の結果とあまり変わらないが、このことは $N=994$ 分割程度において数値解が十分に収束して

いることを示していると言える。従って、それ以上要素分割数を増やしても、数値計算結果と実験値との一致度がよくなることは期待できない。ここで現われた計算結果と実験結果の相違が、線積分や定常攪乱の影響を無視して計算したこと起因するのかどうかは現段階では明らかでない。

核関数の計算法の違いによる影響を見ると、核関数をパネル法で計算しても、定常力の計算結果はモノポール法の場合とそれほど変わらず、推定精度の著しい向上は望めないようである。このことは、定常力の計算精度が、核関数の計算精度よりも要素分割数に強く依存することを示しており、たとえばパネル法を用いて核関数を精度よく計算しても、満足のいく結果を得るためには要素分割数を増やすことが必須である。特に短波長域での定常力を正しく推定するためには、かなり細かい要素分割が必要である。

定常力の計算では、3.2 節の仮定 3) で述べたように要素

分割の粗度に関係なく、波長の短い k_1 波の影響を含めた計算を行なっている。これは、後述の波形の計算例からも判るように、追い波中などで τ の値が比較的小さい場合には、船体まわりの波動場は、波長が短くしかも振幅の大きい k_1 波が支配的となるからである。要素分割の持つ分解能を考慮して波長の短い波を除いた計算を行なうことも可能であるが、その場合、本来波振幅として支配的な波が計算されないことになってしまい、正しい定常力の推定ができないことになる。

これらの結果から、定常力は船体表面の要素分割数に敏感であり、ある程度の精度でそれを見積るためには、船体全体で、少なくとも今回の計算に用いた 1600 程度の要素分割が必要であると推定される。また、2 次の流体力は、本計算では仮定 1) で無視することにした線積分の影響を大きく受けるとの報告もあり¹⁰⁾、理論的および数値計算的に未解決な問題を抱えている。この点に関して今後更に検討する必要がある。

5.3 吹き出し分布

Figs. 13~16 には、今回の数値計算により得られた船体表面の吹き出し分布を weather side から見て図示してい

る。図中の等高線が吹き出し分布の実部の等高値を示し、太線が正の値を、細線が負の値に相当する。要素分割数が増えるとともに吹き出し分布がなめらかに推定されることが判る。このことは、吹き出し分布を直接用いて計算される定常力の結果が、要素分割数の増加に伴って実験値に近付いていくこととも付随する。要素分割が細くなれば、粗い場合には捕らえきれなかった吹き出し分布の細かい変化が把握できるようになり、波長の短い波についての計算を無視せずに計算するという仮定に基づいた定常力の計算が合理的なものになるからであろう。

今回の計算では線積分を無視した計算を行なっているが、そのことに起因して吹き出し分布に特異性が現われるようなことはないようである。水面に近い部分においても、吹き出し分布は比較的なめらかに変化している。ただ、船尾の水面近傍において、吹き出し分布が急激に変化し絶対値も大きくなっている。この傾向は波長の短い場合に顕著となるが、それが線積分に起因するものであるかは明らかでない。船尾付近は、このように吹き出し分布の変化が大きいのみでなく、船型も大きく変化する箇所であるから、計算精度を向上させるためにはより細かい要素分割が必要

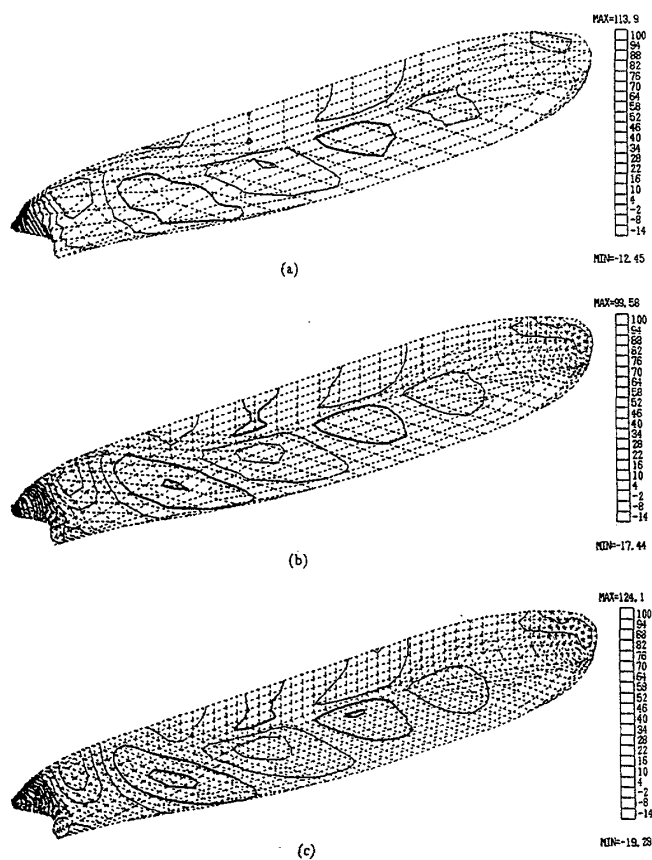


Fig. 13 Source distribution on the body (real part)
 $[F_n=0.2, \lambda/L=0.3, \chi=30 \text{ deg.}]$
 (a) : $N=396$, (b) : $N=994$, (c) : $N=1592$,
 bold line : positive, thin line : negative]

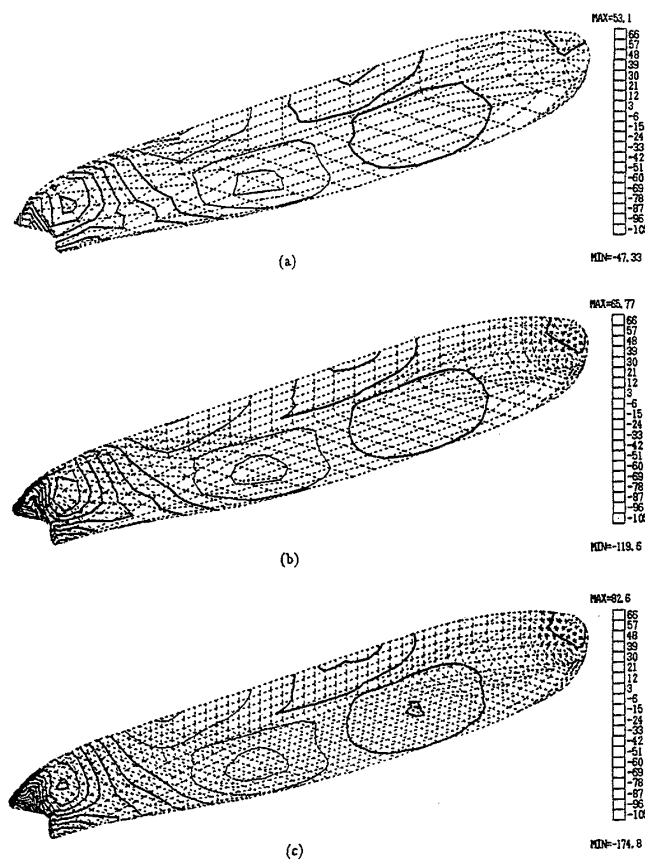


Fig. 14 Source distribution on the body (real part)
 $[F_n=0.2, \lambda/L=0.3, \chi=60 \text{ deg.}]$
 (a) : $N=396$, (b) : $N=994$, (c) : $N=1592$,
 bold line : positive, thin line : negative]

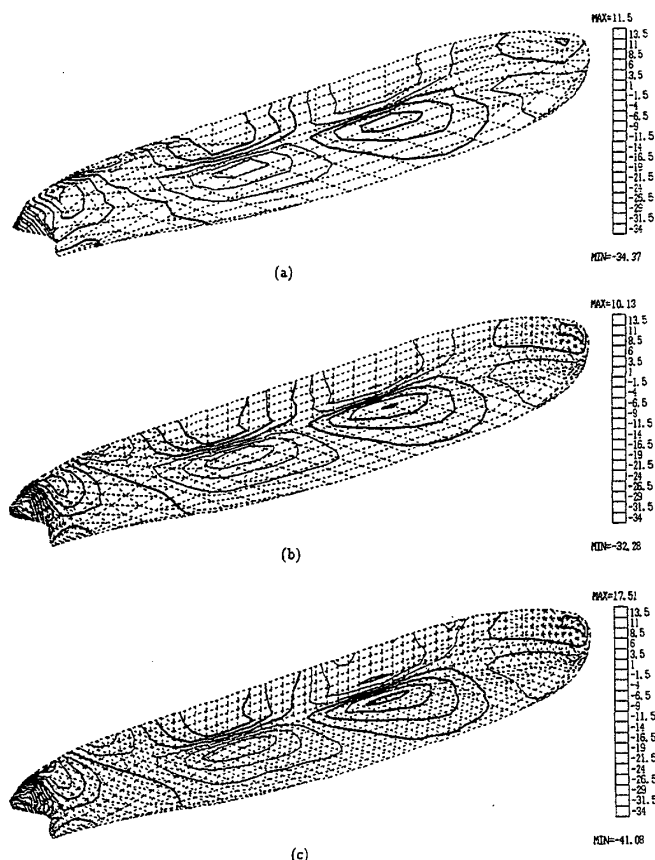


Fig. 15 Source distribution on the body (real part)
 $[F_n=0.2, \lambda/L=0.5, \chi=30 \text{ deg.}]$
 (a) : $N=396$, (b) : $N=994$, (c) : $N=1592$,
 bold line : positive, thin line : negative]

であろう。

5.4 船体まわりの波動場

船体に作用する流体力を理解する場合に、船体まわりの波動場の把握が重要になる場合がある。本計算では、定常力の計算において波長の短い k_1 波を無視せずに計算することにしたが、その理由も船体まわりの波動場の認識に基づいている。

diffraction ポテンシャルに基づく波面上昇量は、(18) 式から次のように計算できる。

$$\frac{\eta_T(\mathbf{r})}{A} = \frac{\eta_{7c}(\mathbf{r}^+)}{A} + \text{sgn}(y) \frac{\eta_{7s}(\mathbf{r}^+)}{A} \quad (25)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \eta_{7c}(\mathbf{r}^+)/A \\ \eta_{7s}(\mathbf{r}^+)/A \end{aligned} \right\} = i \frac{\tau}{\nu} \sum_{l=1}^{N/2} \left\{ \frac{\sigma_{7c}^*(l)}{\sigma_{7s}^*(l)} \right\} \left(1 + \frac{i}{K_0 \tau} \frac{\partial}{\partial x} \right) \cdot [G^{(7)}[\mathbf{r}^+, \mathbf{r}_c^*(l)] \pm G^{(7)}[\mathbf{r}^+, \mathbf{r}_c^*(-l)]] \Delta S^*(l) \quad (26)$$

$\mathbf{r}=(x, y, 0)$ は、field point の位置ベクトルを表わし、 $\mathbf{r}^+= (x, |y|, 0)$ である。

Figs. 17, 18 は、特異点法 ($N=396$) により得られた、向い波中および追い波中の diffraction wave の波紋を図示したものである。図は、波面上昇量の対称成分と反対称成

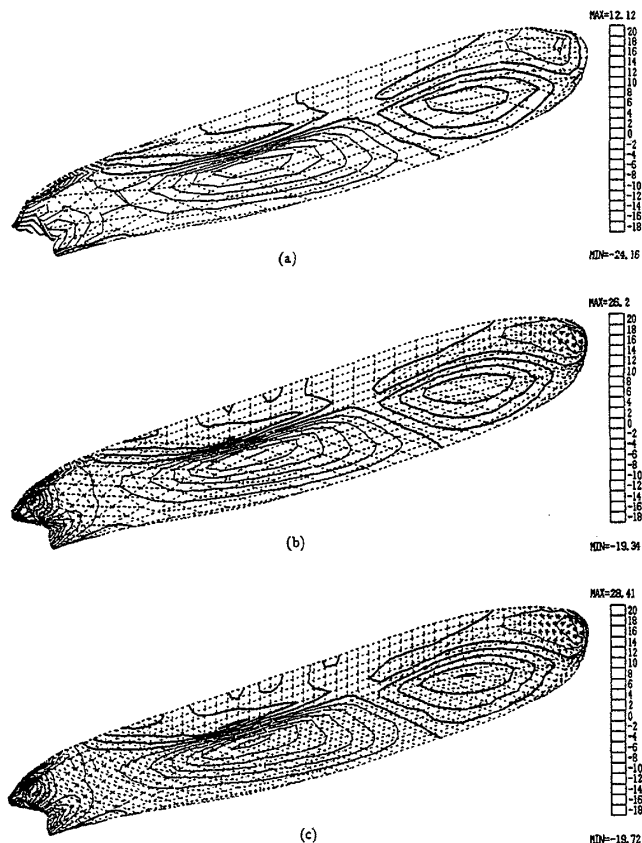
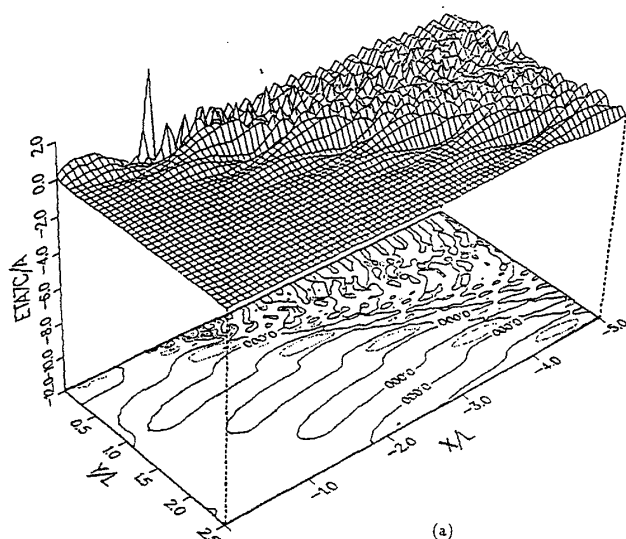


Fig. 16 Source distribution on the body (real part)
 $[F_n=0.2, \lambda/L=0.5, \chi=60 \text{ deg.}]$
 (a) : $N=396$, (b) : $N=994$, (c) : $N=1592$,
 bold line : positive, thin line : negative]

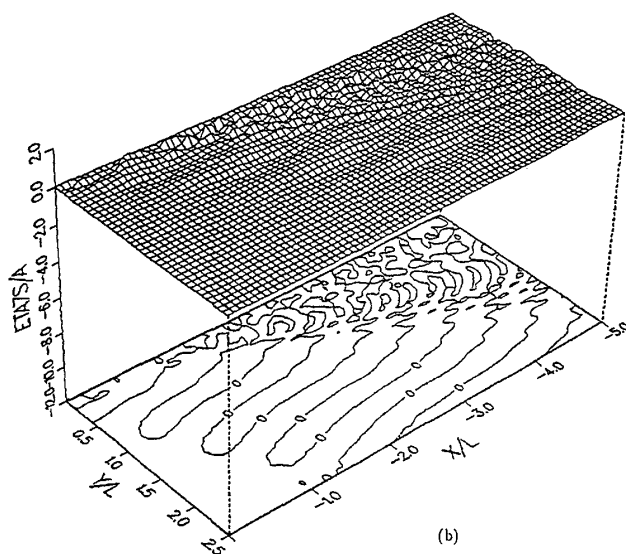
分とに分けて示しているが、実際の波面は、 $y > 0$ の領域で対称成分と反対称成分を加えたもの、 $y < 0$ の領域で対称成分から反対称成分を差し引いたものとなる。また、入射波の波頂が船首に到達した時刻を $t=0$ として $t=0$ の時刻の値を示している。図中、船首が $(x/L, y/L, z/L)=(0, 0, 0)$ に、船尾が $(x/L, y/L, z/L)=(-1, 0, 0)$ に位置し、縦軸はすべて同一の縮率で描いている。

同一の条件における対称成分と反対称成分は、波紋として同一の波系を成していることが判る。これは、波系が τ の値により支配されることから当然である。波振幅は、反対称成分に比べて対称成分が大きくなっているが、これは、計算した出会い角が $\chi=150, 30 \text{ deg.}$ のように対称問題 ($\chi=180, 0 \text{ deg.}$) に近い状態であることに起因して、対称成分が反対称成分に対して振幅の上で勝っているためである。

Fig. 17 の向い波状態では、波長の長い k_2 波のカブ近傍での波振幅が顕著に現われているのに対して、Fig. 18 の追い波状態では、波長の短い k_1 波の内 Kelvin 波系でない方の波系 (斜め前方に進む k_1 波系) の波振幅が顕著に現われている。追い波中で波長の短い k_1 波を無視して定常力を計算することができない理由が波動場の観点から把握できる。なお、Fig. 17 では船尾近傍で振幅の大きな波が現われ



(a)



(b)

Fig. 17 Perspective view of diffraction wave pattern around a ship

$[F_n=0.2, \lambda/L=1.0, \chi=150 \text{ deg.}, \tau=0.719,$

(a) : symmetric component η_{sc}/A ,

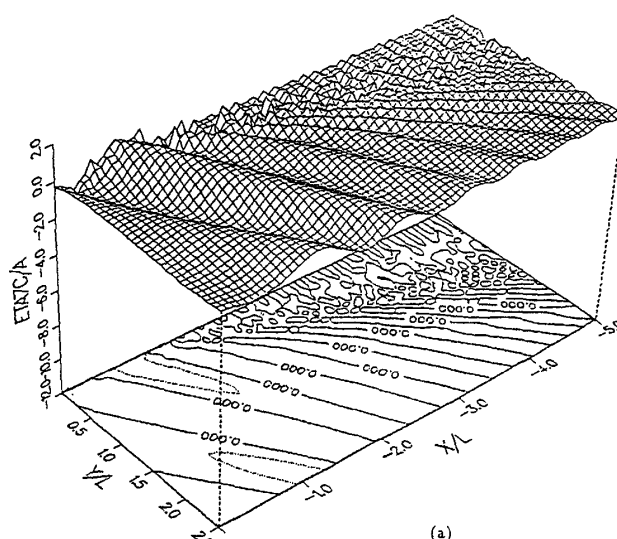
(b) : asymmetric component $\eta_{as}/A]$

ているが、これは船体内部の波であり、我々の目的とする波ではないことに注意する。

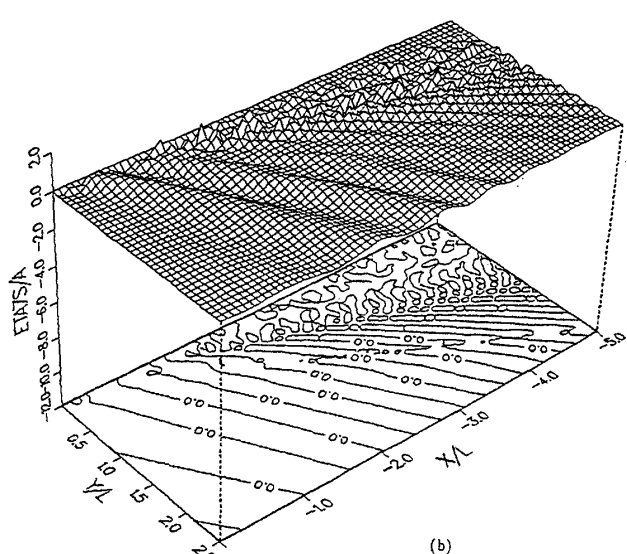
6. 結 言

本研究では、短波長規則波中を任意の出会い角で航走する肥大船に作用する波浪強制力や定常力について、3次元特異点法を用いた詳細な数値計算を実施し、実験結果や他の計算結果などとの比較を行なった。その結果、次の結論を得た。

(1) 1次の流体力である波浪強制力については、 $\lambda/L=0.3$ などかなり波長の短い場合を除いて、3次元特異点法は比較的よく実験結果を説明している。短波長域の特に横波状態において、3次元特異点法は前進速度影響を過大に評価する傾向にある。



(a)



(b)

Fig. 18 Perspective view of diffraction wave pattern around a ship

$[F_n=0.2, \lambda/L=1.0, \chi=30 \text{ deg.}, \tau=0.284,$

(a) : symmetric component η_{sc}/A ,

(b) : asymmetric component $\eta_{as}/A]$

(2) 船体表面の要素分割数が3次元特異点法を用いた数値計算結果に及ぼす影響を調べるために、396, 994, 1592の3種類の要素分割数に対する詳細な数値計算を実施した。その結果、1次の流体力は要素分割数によりほとんど影響を受けないが、2次の流体力である定常力は要素分割数に極めて敏感であることが判った。抵抗増加などの定常力を実用的な精度で推定するには、船体全体で1600分割程度以上の要素が必要である。

(3) 積分方程式の核関数の計算精度が3次元特異点法による数値計算結果に与える影響を調べるために、核関数の波動部をモノポールの計算する通常の方法に加えて、波動部を要素面内で解析積分して計算する方法によっても数値計算を実施した。その結果、

1次の流体力についても2次の流体力についてもその影響がほとんどないことが判った。たとえ核関数を精度のよい方法で計算しても、2次の流体力レベルで精度のよい数値解を得るためには、要素分割数を増やすことが必須である。

- (4) $\lambda/L=0.3$ などの短波長域については、1次、2次いずれの流体力についても、3次元特異点法の結果と実験結果との相違は大きく、たとえ要素分割数を増やしてもその差は改善される傾向にない。今回の数値計算で無視した線積分や圧力積分における定常攪乱項の影響について、今後検討する必要がある。
- (5) 船体表面の要素分割数の増加に伴って、船体表面の吹き出し分布が連続的になり、短い波長を有する吹き出し分布が把握できるようになる。このことが、2次の流体力が分割数の増加に伴い実験値に近付いていく傾向にあることを説明している。
- (6) 追い波中における2次の流体力を吹き出し分布から計算する場合、船体表面の要素分割の粗度に関係なく、波長の短い k_1 波を含めた計算を行なう必要がある。特に追い波中では、波長が短くても振幅の大きな波が存在するからであり、そのことは今回実施した波動場の数値計算結果からも確認できる。

これまで3次元特異点法は、あらゆる条件下で実験結果をかなりよく説明できる計算法であると考えられてきた。しかし、今回の、特に斜波中短波長域を重点とした特異点法による詳細な数値計算と実験との比較により、この方法により精度のよい推定結果を得るには、これから解決しなくてはならない不明瞭で不十分な点があることが示されたことになる。

最後に、本研究の遂行にあたり、多大な御援助をいただいた石川島播磨重工業(株)船舶海洋事業本部高度解析技術部杉田英二部長、笹島洋副部長、技術研究所藤井克哉副所長、堤孝行部長および実験、解析に御協力いただいた船舶海洋開発部の方々に心より感謝の意を表します。なお、本研究の数値計算は、九州大学大型計算機センター FACOM M780/20, 九州大学応用力学研究所 EWS HP720, IHI EWS HP720, TITAN3000, SPARC station を用いて行なったことを付記し、関係各位に謝意を表わします。

参 考 文 献

- 1) Newman, J. N.: The Theory of Ship Motions, Adv. Appl. Mech., Vol. 18(1978), pp. 221~283.
- 2) Newman, J. N. & Sclavounos, P.: The Unified Theory of Ship Motions, Proc. of 13th Symp. on Naval Hydrodyn. in Tokyo, Vol. 4(1980).
- 3) 柏木 正, 大楠 丹: 細長船理論による船の付加質量, 減衰力係数に対する水路の側壁影響の研究, 日本造船学会論文集, 第165号(1989), pp. 153~162.
- 4) 柏木 正, 大楠 丹, 稲田 勝: 波浪中を前進する

船に働く流体力への水路側壁影響の研究, 日本造船学会論文集, 第168号(1990), pp. 227~242.

- 5) Chang, M. S.: Computations of Three-Dimensional Ship Motions with Forward Speed, Proc. 2nd Int. Conf. Num. Ship Hydrodyn., Berkeley (1977).
- 6) 小林正典: 前進速度を有する任意形状の3次元物体に働く流体力について, 日本造船学会論文集, 第150号(1981), pp. 175~189.
- 7) Inglis, R. B. and Price, W. G.: A Three Dimensional Ship Motion Theory; Comparison between Theoretical Predictions and Experimental Data of the Hydrodynamic Coefficients with Forward Speed, Trans. RINA (1981).
- 8) 岩下英嗣, 大楠 丹: 特異点法による波浪中を航走する船に作用する流体力の研究, 日本造船学会論文集, 第166号, pp. 187~205.
- 9) 柏木 正: 前進しながら動揺する船の流体力学における二, 三の問題点, 九州大学応用力学研究所所報, 第65号, pp. 133~150.
- 10) 肥後 靖, 河 文根: 前進速度を有する物体の動揺問題における線積分に関する一考察, 関西造船協会誌, 第215号(1991), pp. 89~95.
- 11) Bessho, M.: On the Fundamental Singularity in a Theory of Motions in a Seaway, Memoirs of the Defense Academy Japan, Vol. XVII, No. 8 (1977).
- 12) 岩下英嗣: 波浪中を航走する船舶に作用する流体力の数値計算法に関する研究, 九州大学博士論文(1989).
- 13) Newman, J. N.: The Damping and Wave Resistance of a Pitching and Heaving Ship, J. S. R., Vol. 3, No. 1 (1959), pp. 1~19.
- 14) Maruo, H.: Wave Resistance of a Ship in Regular Head Seas, Bulletin of the Faculty of Eng., Yokohama National Univ., Vol. 9(1960), pp. 73~91.
- 15) Kashiwagi, M.: Calculation Formulas for the Wave-Induced Steady Horizontal Force and Yaw Moment on a Ship with Forward Speed, Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Vol. XXXVII, No. 107(1991).
- 16) 井上義行, 牧野有紀: 3次元特異点法による流体力の前進速度影響, 日本造船学会論文集, 第166号, pp. 207~216.
- 17) 門松浩司, 井上義行, 宝田直之助: 低速域における波浪中抵抗増加と船速低下について, 日本造船学会論文集, 第166号, pp. 217~223.
- 18) Webster, W. C.: The Flow about Arbitrary, Three-Dimensional Smooth Bodies, J. S. R., Vol. 19, No. 4(1975).
- 19) 溝口純敏: 高速コンテナ船の斜波中波浪強制力について—ストリップ法による波浪強制力計算における周波数の取り方—, 関西造船協会誌, 第187号(1983).
- 20) 溝口純敏, 平山次清: ストリップ法の改良計算法, 縦運動と波浪荷重, 運動性能委員会, 第一回シンポ

ジウム (1984)。

- 21) Doctors, L. J. and Beck, R. F.: Numerical Aspects of the Neuman-Kelvin Problem, J. S. R., Vol. 31, No. 1 (1987), pp. 1~13.

Appendix

パネル吹き出し関数は、定常問題で Doctors & Beck²¹⁾ が用いた方法を非定常な問題へ拡張することにより求められる。Green 関数を

$$G(x, y, z; x', y', z') = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) - \frac{1}{4\pi^2} T(x, y, z; x', y', z') \quad (\text{A } 1)$$

のように表わすとき、波動部を吹き出し点について $N_0 (= 3, 4)$ 角形パネル面内で解析的に積分すると最終的に次式を得ることができる¹²⁾。

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{r} \right] \iint_{S_{N_0}} T dS &\equiv \left[\frac{1}{r} \right] T^{(P)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{N_0}) \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sum_{j=1}^4 (-1)^{j-1} \frac{\left[\frac{1}{r} \right] I_j^{(P)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{N_0}; \theta)}{\sqrt{1+4\tau\alpha\cos\theta}} d\theta \end{aligned} \quad (\text{A } 2)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= (x, y, z), \quad \mathbf{r}_l = (x_l, y_l, z_l) \quad (l=1 \sim N_0), \\ I_j^{(P)} &= \frac{1}{K_j} \sum_{l=1}^{N_0} 2S_l \frac{F_0(K_j w_l) + \log w_l}{(Q_{l+N_0-1} - Q_l)(Q_{l+1} - Q_l)} \quad (\text{A } 3) \\ \nabla I_j^{(P)} &= \begin{bmatrix} i\alpha \cos \theta \\ i\alpha \sin \theta \\ 1 \end{bmatrix} \sum_{l=1}^{N_0} 2S_l \frac{F_0(K_j w_l)}{(Q_{l+N_0-1} - Q_l)(Q_{l+1} - Q_l)} \end{aligned} \quad (\text{A } 4)$$

$$F_0(Z) \equiv e^Z [E_1(Z) + 2\pi i \beta \cdot H[\beta \text{Im}(Z)] \cdot H[-\text{Re}(Z)]],$$

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{K_0}{2 \cos^2 \theta} (1 + 2\tau \cos \theta \pm \sqrt{1 + 4\tau \cos \theta}),$$

$$\frac{K_3}{K_4} = \frac{K_0}{2 \cos^2 \theta} (1 - 2\tau \cos \theta \pm \sqrt{1 - 4\tau \cos \theta}),$$

$$w_l = P + Q_l, \quad P = z + i\alpha(x \cos \theta + y \sin \theta),$$

$$Q_l = z_l - i\alpha(x_l \cos \theta + y_l \sin \theta),$$

$$Q_{N_0+l} = Q_l \quad (l=1 \sim N_0),$$

$$\alpha = \begin{cases} 1 & (j=1, 2) \\ -1 & (j=3, 4) \end{cases}, \quad \beta = \begin{cases} 1 & (j=3) \\ -1 & (j \neq 3) \end{cases},$$

$$H(t) = \begin{cases} 1 & (t > 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases}, \quad E_1(Z) = \int_Z^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt,$$

$$K_0 = \frac{g}{U^2}, \quad \tau = \frac{U \omega_e}{g}$$