

第 131 研 究 部 会

波浪外力に関する水槽試験

報 告 書

昭 和 5 0 年 3 月

社 団 法 人

日 本 造 船 研 究 協 会

は し が き

本報告書は、日本船舶振興会の昭和49年度補助事業「船体の構造計算方法の精密化に関する開発」の一部として、日本造船研究協会が第131研究部会においてとりまとめたものである。

第131研究部会委員名簿 (敬称略, 順不同)

部会長	元良誠三(東京大学)	
幹事	梶田悦司(石川島播磨重工業)	川上益男(広島大学)
	郷田国夫(船舶技術研究所)	新谷厚(防衛庁)
	菅井和夫(船舶技術研究所)	高木义男(日立造船)
	竹沢誠二(横浜国立大学)	田才福造(九州大学)
	寺沢一雄(大阪大学)	中村彰一(大阪大学)
	花岡達郎(船舶技術研究所)	姫野洋司(大阪府立大学)
	福田淳一(九州大学)	藤井齊(三菱重工業)
	藤野正隆(東京大学)	別所正利(防衛大学校)
	前田久明(東京大学)	
委員	会田長次郎(日本造船工業会)	安藤文隆(船舶技術研究所)
	安部光弘(三井造船)	植竹信次郎(日立造船)
	角本幸雄(笠戸船渠)	北川弘光(船舶技術研究所)
	滋野正昭(佐野安船渠)	鈴木勲(日本造船技術センター)
	小柳雅志郎(東京大学)	鈴木省輔(函館ドック)
	竹川正夫(東京大学)	立木正昭(佐世保重工業)
	富山毅(日本鋼管)	永井保(防衛庁)
	中野毅(三井造船)	永元隆一(三菱重工業)
	野本謙作(大阪大学)	浜本剛実(防衛庁)
	羽室英一(大阪造船所)	藤原芳夫(名村造船所)
	松井明男(住友重機械工業)	山内保文(三井造船)
	山本善之(東京大学)	由川博康(石川島播磨重工業)
	渡辺四郎(明石船型研究所)	

目 次

1. ま え が き	1
2. 船体運動および変動水圧に関する基礎研究	3
2.1 強制動揺法による横運動方程式の流体力係数の計測	3
2.2 大振幅強制動揺法による変動水圧の計測	23
2.3 船首部水面付近の変動水圧	43
2.4 変動水圧の計算と実験による比較	49
3. 波浪変動水圧に関する研究	60
3.1 軽荷状態における波浪変動圧の計測	60
3.2 波浪変動水圧の計算	64
3.2.1 波浪変動水圧の短期予測	64
3.2.2 波浪変動水圧の長期予測	83
4. 波浪中の船体加速度長期予測	102
5. 波浪衝撃水圧に関する研究	113
5.1 数値モデルによる水波の非線形挙動の計算	113
5.2 Freak Wave に関する実験的研究	121
5.3 着水衝撃	129
5.4 衝撃圧係数	135
5.5 波面の移動速度	143
5.6 碎波限界	149
5.7 軽荷状態における船首船底部衝撃圧の計測	152
5.8 大波高不規則波中の船首正面衝撃水圧	161
5.9 二方向不規則波中における模型実験	176
5.10 船首波干渉係数の計測	187
5.11 衝撃圧の統計的取扱い	189
5.12 衝撃圧の推定法(試案)	194
6. 甲板衝撃圧に関する研究	203
6.1 二次元模型の大振幅強制動揺試験による甲板水圧の計測	203
6.2 甲板衝撃圧の大きさについて	208
7. む す び	216

1. ま え が き

船体構造の計算を行なうには、苛酷な航海条件のもとで働らく波浪外力を知る必要があるが現在ではこれを推定する資料もなく、方法も確立されていない。また実船試験は実際就航中の船を供試船とするための制約があって、これのみによって任意の船に働らく波浪外力を推定するだけの資料や方法を求めることは不可能である。

本部会では、試験水槽における系統的な模型試験を行ない、これを理論計算および実船試験の結果と合わせて解析し、荒天中で船体に加わる波浪外力とその分布を求める方法を確立する目的で昭和46年4月より4年計画で研究を進めてきた。

波浪中で船体に加わる外圧は大別して1) 波浪変動圧、2) 波浪衝撃圧および3) 甲板衝撃圧に分けられると考えられる。

1) の波浪変動圧は主として砕けない波の中で、相対的に船が運動するときに生ずる圧力で時間的にはほぼ正弦的に変化する部分であり、

2) の波浪衝撃圧は、砕けた波又は非常に斜面の急な波に船体が打たれて生ずる衝撃的な圧力で、値は大きいかわりに継続時間は非常に短いものである。

3) の甲板衝撃圧は、甲板に打込む青波の量とその速度に左右される衝撃的な圧力である。

本部会ではこの3種の波浪による外圧の大きさの分布を推定する方法を確立するために大体次のような方針で研究を進めてきた。

1) 波浪変動圧

これは比較的理論的な計算が可能な部分であり、計算の方法はある程度確立されている。然しながら実験的な裏打ちはまだ充分行なわれていないのと、斜め波の中への拡張も緒についたばかりである。したがって本部会では種々の水槽試験により、理論計算を各段階でチェックし、修正を行いつつ最終的には任意の船型が任意の波の中で運航するときに船体に加わる波浪変動圧の大きさと分布を推定する標準的な計算プログラムを作製することを目標とする。

2) 波浪衝撃圧

波浪衝撃圧の生ずるメカニズムは現在ほとんど判っていない。従って研究の初期の努力は、衝撃圧発生メカニズムの解明に向けられる必要がある。何れにしてもこの現象は非線型であり、純理論的に取扱うことは先ず不可能であろう。

本部会では、波浪衝撃の生ずる条件(波高、波長、出会角度、船速及び波の不規則性)および発生する衝撃圧の大きさを推定する方法を模型実験を主とした実験式又は半実験式の形で求めようとするものである。

衝撃圧は全く同じ条件でも微妙な水面の形状の変化でその値が大きく変わるので、統計的な表わし方が必要であろう。

3) 甲板衝撃圧

甲板に打込む青波の量とその水頭として左右されると予想されるので、模型実験により修正された理論により打込み海水の水頭を推定し、半実験的に衝撃圧を推定する方法を確立することを目標とする。

本年度は4年計画の最終年度に当り、すべての研究は最終目標である(1)波浪変動水圧計算プログラムの作成、(2)波浪衝撃水圧の推定法の確立、(3)甲板衝撃水圧の推定法の確立、に向けて集約される予定であったが、(1)を除きまだ完全にまとめることができなかったため、本年度の報告書としては、本年度に行なった研究の項目別の報告に止め、(1)、(2)、(3)の取りまとめは50年度に行なって、計算法及び推定法について報告書を作成することになった。

本年度に行なった研究とその担当者は次のとおりである。

研 究 課 題

分担者(代表)

船体運動および変動水圧に関する基礎研究

強制動揺法による横運動方程式の流体力係数の計測

大振幅強制動揺法による変動水圧の計測

田 才 福 造(九 大)

郷 田 国 夫(船 研)

船首部水面付近の変動水圧	中 村 彰 一 (阪 大)
変動水圧の計算と実験値の比較	松 山 道 (三 菱 重 工)
波浪変動水圧に関する研究	
軽荷状態における波浪変動圧の計測	中 村 彰 一 (阪 大)
波浪変動水圧の計算 (短期及び長期予測)	{ 福 田 淳 一 (九 大)
	{ 藤 井 育 (三 菱 重 工)
	福 田 淳 一 (九 大)
波浪中の船体加速度の長期予測	
波浪衝撃水圧に関する研究	
数値モデルによる水波の非線形挙動の計算	姫 野 洋 司 (大 阪 府 大)
Freak Wave に関する実験的研究	野 本 謙 作 (阪 大)
着水衝撃	北 川 弘 光 (船 研)
衝撃圧係数の推定	前 田 久 明 (東 大)
波面の移動速度	平 山 次 清 (横 浜 国 大)
砕波限界	{ 竹 川 正 夫 (東 大)
	{ 小 柳 雅 志 郎 (東 大)
軽荷状態における船首船底衝撃圧の計測	中 村 彰 一 (阪 大)
大波高不規則波中の船首正面衝撃水圧	竹 沢 誠 二 (横 浜 国 大)
二方向不規則波中における模型実験	菅 井 和 夫 (船 研)
船首波干渉係数の計測	竹 川 正 夫 (東 大)
衝撃圧の統計的取扱い	高 木 又 男 (日 立 造 船)
衝撃圧の推定法の試案	{ 元 良 誠 三 (東 大)
	{ 竹 川 正 夫 (東 大)
甲板衝撃圧に関する研究	
二次元模型の大振幅強制動揺試験による甲板水圧の計測	郷 田 国 夫 (船 研)
甲板衝撃圧の推定	川 上 益 男 (広 島 大)

2. 船体運動および変動水圧に関する基礎研究

2.1 強制動揺法による横運動方程式の流体力係数の計測

2.1.1 供試模型および実験状態

昭和49年度では、コンテナ模型船（ $M=14000$, $L=3m$ ）を用いて横運動強制動揺試験を行い、横運動方程式の流体力係数を求めた。

模型船の実験状態はTable 2.1.1に示すとおりである。但し横環動半径 Kt は自由横揺れ固有周期を計画の値にあわせ、その状態の Kt を後から求めたので計画の Kt の値とは多少異なっている。

実験の種類はForced Sway, Forced Yaw, Forced Rollの三種類で、それぞれ前進速度を $Fn=0$, 0.15, 0.25, 0.275の四種類変えて行った。またForced Rollのみ振幅を $\phi_A=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ 変化させた。

2.1.2 実験結果の表示

Fig. 2.1.1の如く座標系をとると、船体運動Sway, Yaw およびRollの線型連成運動方程式は次のように書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} A_{22}\ddot{\eta} + B_{22}\dot{\eta} + A_{26}\ddot{\phi} + B_{26}\dot{\phi} + A_{24}\ddot{\psi} + B_{24}\dot{\psi} &= F\eta e \\ A_{66}\ddot{\phi} + B_{66}\dot{\phi} + A_{64}\ddot{\psi} + B_{64}\dot{\psi} + A_{62}\ddot{\eta} + B_{62}\dot{\eta} &= M\phi e \\ A_{44}\ddot{\psi} + B_{44}\dot{\psi} + C_{44}\ddot{\eta} + A_{42}\ddot{\eta} + B_{42}\dot{\eta} + A_{46}\ddot{\phi} + B_{46}\dot{\phi} &= M\psi e \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

この運動方程式の諸係数 A_{ij} , B_{ij} を無次元化し、無次元周波数（ $\hat{\omega}=\omega\sqrt{B/2g}$ ）を横軸にフルード数 Fn をパラメータとしてプロットし、New Strip Methodによる計算値と比較したものがFig. 2.1.2～Fig. 2.1.31である。

これらの無次元化方法は次の通りである。

$$\begin{aligned} \text{(a) Sway} \quad \hat{A}_{22} &= \frac{A_{22}}{\rho V}, \quad \hat{A}_{42} = \frac{A_{42}}{\rho VB}, \quad \hat{A}_{62} = \frac{A_{62}}{\rho VL}, \\ \hat{B}_{22} &= \frac{B_{22}}{\rho V} \sqrt{B/2g}, \quad \hat{B}_{42} = \frac{A_{42}}{\rho VB} \sqrt{B/2g}, \quad \hat{B}_{62} = \frac{A_{62}}{\rho VL} \sqrt{B/2g} \\ \text{(b) Yaw} \quad \hat{A}_{66} &= \frac{A_{66}}{\rho VL^2}, \quad \hat{A}_{26} = \frac{A_{26}}{\rho VL}, \quad \hat{A}_{46} = \frac{A_{46}}{\rho VB}, \\ \hat{B}_{66} &= \frac{B_{66}}{\rho VL^2} \sqrt{B/2g}, \quad \hat{B}_{26} = \frac{B_{26}}{\rho VL} \sqrt{B/2g}, \quad \hat{B}_{46} = \frac{B_{46}}{\rho VB} \sqrt{B/2g} \\ \text{(c) Roll} \quad \hat{A}_{44} &= \frac{A_{44}}{\rho VB^2}, \quad \hat{A}_{64} = \frac{A_{64}}{\rho VLB}, \quad \hat{A}_{24} = \frac{A_{24}}{\rho VB}, \\ \hat{B}_{44} &= \frac{B_{44}}{\rho VB^2} \sqrt{B/2g}, \quad \hat{B}_{64} = \frac{B_{64}}{\rho VLB} \sqrt{B/2g}, \quad \hat{B}_{24} = \frac{B_{24}}{\rho VB} \sqrt{B/2g} \end{aligned}$$

2.1.3 実験値と計算値の比較

(i) Swayの主要項

$\hat{A}_{22}$ の実験値は計算値とよく合っている（Fig. 2.1.2）。

$\hat{B}_{22}$ の実験値は前進速度の影響が現われている、 $Fn=0$ の実験値は計算値とよく合っている（Fig. 2.1.3）。

(ii) Yawの主要項

$\hat{A}_{66}$ の実験値は高周波側 ($\hat{\omega} \approx 1.0$ 以上) で計算値より高くなっている (Fig. 2.1.8)。

$\hat{B}_{66}$ の実験値は $Fn = 0$ で計算値とよく一致しているが、前進速度がある場合、計算値の傾向と合わなくなる (Fig. 2.1.9)。

(iii) Roll の主要項

$\hat{A}_{44}$ の実験値は非常によく計算値と一致している (Fig. 2.1.14, 2.1.20, 2.1.26)。

$\hat{B}_{44}$ の実験値ははっきりと前進速度の影響が現われ、その傾向は振幅に関係がない。また粘性の影響で計算値とは大きく異なっている (Fig. 2.1.15, 2.1.21, 2.1.27)。

(iv) 連成項

New Strip Method では前進速度 $V = 0$ の時 $\hat{A}_{26} = \hat{A}_{62}$, $\hat{B}_{26} = \hat{B}_{62}$, $\hat{A}_{46} = \hat{A}_{64}$, $\hat{B}_{46} = \hat{B}_{64}$

また、前進速度の有無にかかわらず $\hat{A}_{24} = \hat{A}_{42}$, $\hat{B}_{24} = \hat{B}_{42}$ の関係がある。

$\hat{A}_{26} = \hat{A}_{62}$ の関係は $Fn = 0$ ではほぼ満足されている。前進速度がある場合、 $\hat{A}_{26}$ の実験値は計算値の傾向によく似ている (Fig. 2.1.10), しかし $\hat{A}_{62}$ の実験値は計算値と全然合っていない (Fig. 2.1.6)。

$\hat{B}_{26} = \hat{B}_{62}$ の関係は低周波数領域では満足されているが、高周波数側では $\hat{B}_{26}$ が幾分小さくなっている。前進速度がある場合、 $\hat{B}_{26}$ の実験値は計算値とよく合っている (Fig. 2.1.11) が、 $\hat{B}_{62}$ の場合、傾向が全然異なっている (Fig. 2.1.7)。

$\hat{A}_{46} = \hat{A}_{64}$ の関係は $\hat{A}_{46}$ の実験値が小さく満足されていない。前進速度のある場合、 $\hat{A}_{46}$ の実験値は速度影響がほとんどあらわれない (Fig. 2.1.12) のに対し、 $\hat{A}_{64}$ の実験値にははっきりとあらわれている (Fig. 2.1.18, Fig. 2.1.24, Fig. 2.1.28)。

$\hat{B}_{46} = \hat{B}_{64}$ の関係は $\hat{B}_{46}$ の実験値が小さく満足されていない。前進速度がある場合、 $\hat{B}_{46}$ の実験値は速度影響が非常に小さい (Fig. 2.1.13)。 $\hat{B}_{64}$ の実験値にははっきりとその影響があらわれている、また振幅の影響はほとんどあらわれない (Fig. 2.1.19, Fig. 2.1.25, Fig. 2.1.29)。

$\hat{A}_{24} = \hat{A}_{42}$ の関係は $V = 0$ の場合はほぼ満足されている。前進速度がある場合、 $\hat{A}_{24}$ ははっきりと速度影響があらわれ、低周波数領域で計算値とは大きく異なる。 (Fig. 2.1.16, Fig. 2.1.22, Fig. 2.1.30)。 $\hat{A}_{42}$ の実験値は速度影響をあまり受けない (Fig. 2.1.4)。

$\hat{B}_{24} = \hat{B}_{42}$ の関係は $V = 0$ の場合はほぼ満足されている。前進速度のある場合、 $\hat{B}_{24}$ の実験値は多少速度影響が現われているが、傾向は計算値とよく合っている (Fig. 2.1.17, Fig. 2.1.23, Fig. 2.1.31)。 $\hat{B}_{42}$ の実験値は低周波数領域で計算値と傾向が異なり、不一致である (Fig. 2.1.5)。

2.1.4 横揺れ減衰係数の実験式

1)
先の強制動揺試験で求めた $\hat{B}_{44}$ の実験値を用いて船速および非線型を考慮した等価減衰係数の実験式を求めた。

減衰力を次のように仮定する。

$$B_{44} \dot{\phi} = B_1 \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}| + B_3 \dot{\phi}^3$$

線型化すると

$$\hat{B}_{44} = \hat{B}_1 + \frac{8}{3\pi} \hat{\omega} \phi_A \hat{B}_2 + \frac{3}{4} \hat{\omega}^2 \phi_A^2 \hat{B}_3 \quad (2)$$

$$\text{但し, } \hat{B}_1 = \frac{B_1}{\rho V B^2} \sqrt{B/2g}$$

$$\hat{B}_2 = \frac{B_2}{\rho V B^2}$$

$$\hat{B}_3 = \frac{B_3}{\rho V B^2 \sqrt{B/2g}}$$

ϕ_A : 横揺れ角, B : 船幅

ρ : 密度, g : 重力の加速度

$\hat{\omega} = \omega \sqrt{B/2g}$: 無次元円振動数

また二次式近似で求めると

$$\hat{B}_{44} = \hat{B}_1 + \frac{8}{3\pi} \hat{\omega} \phi_A \hat{B}_2 \quad (3)$$

となる。

先に求めた実験値を用いて最小自乗近似で(2)および(3)式の各係数を求めるとTable - 2.1.2 および Table-2.1.3 の如くなり, Fig. 2.1.3.2 ~ Fig. 2.1.3.6 に示されている。

参 考 文 献

- 1) 高木幹雄, 田才福造: "横運動方程式の流体力について", 西部造船会々報, 第46号, 昭和48年8月

Table 2.1.1

	実 船	使用模型船
Lpp(m)	175.00	3.00
B (m)	25.40	0.4354
D (m)	15.40	0.2640
d (m)	9.50	0.1628
Δ	24,119.27(m ³)	121,608(kg)
C _b	0.5717	0.5717
ℓ_{CB} (m)	1.417(%/Lpp)	0.0425
KG (m)	9.52	0.1632
GM (m)	1.00	0.0171
T ₀ (sec)	18.28	2.394(2.33)
K _l	0.239Lpp	0.239Lpp
K _t	0.382B	0.382B (0.3284B)

() 内は模型実験状態

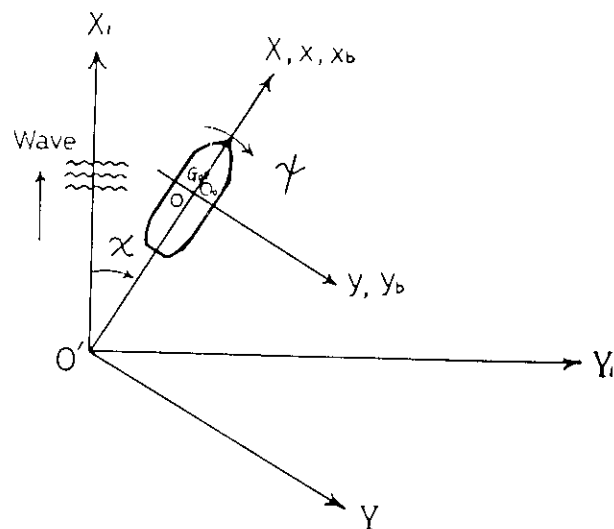


Table 2.1.2 三次式近似

	Fn=0	Fn=0.15	Fn=0.25	Fn=0.275
$\hat{B}_1$	0.00082	0.00374	0.00628	0.00671
$\hat{B}_2$	0.03690	0.02531	0.02125	0.01402
$\hat{B}_3$	0.08474	0.09835	0.03567	0.05097

Table 2.1.3 二次式近似

	Fn=0	Fn=0.15	Fn=0.25	Fn=0.275
$\hat{B}_1$	0.00006	0.00286	0.00571	0.00596
$\hat{B}_2$	0.05563	0.04702	0.03210	0.02851

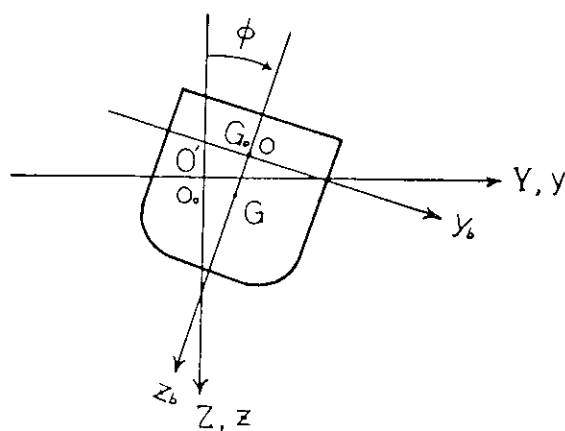


Fig. 2.1.1 System of co-ordinate

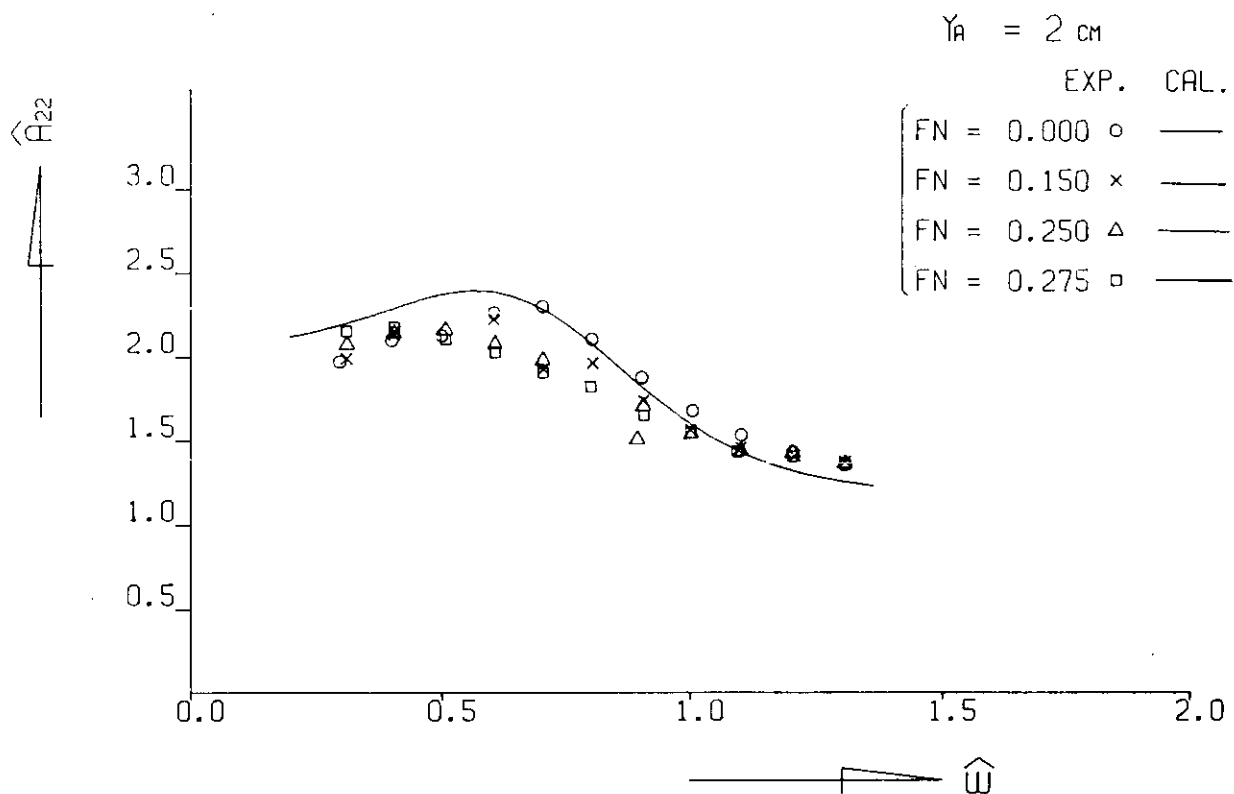


Fig. 2.1.2 $\hat{A}_{22}$ Virtual mass of sway

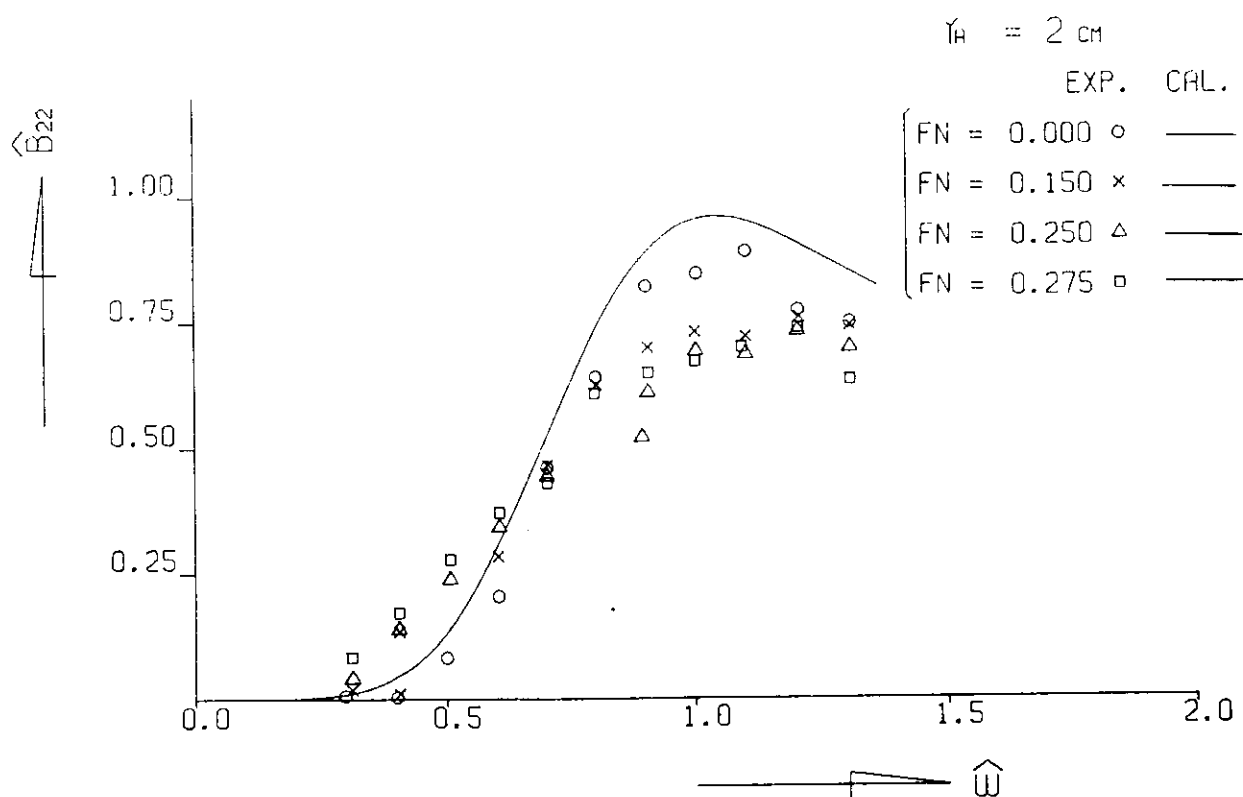


Fig. 2.1.3 $\hat{B}_{22}$ Damping coeff. of sway

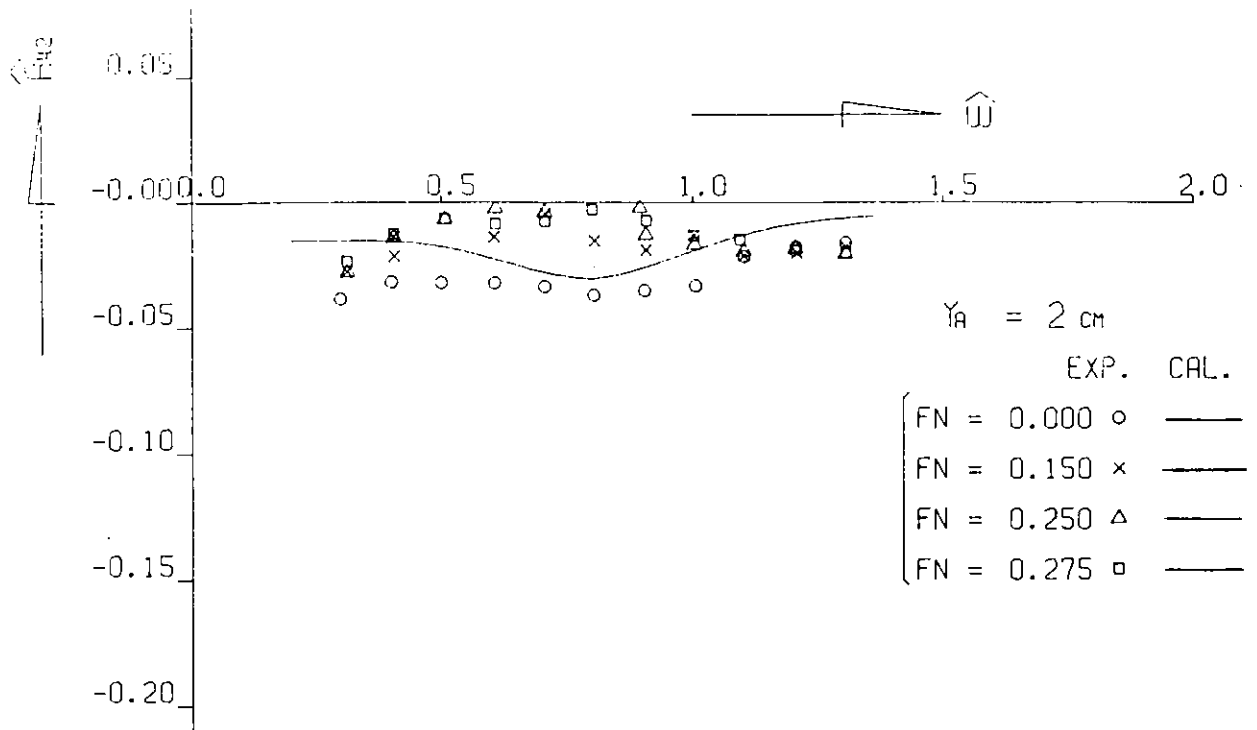


Fig.2.14 $\hat{A}_{42}$ Coupling moment coeff. of sway into roll

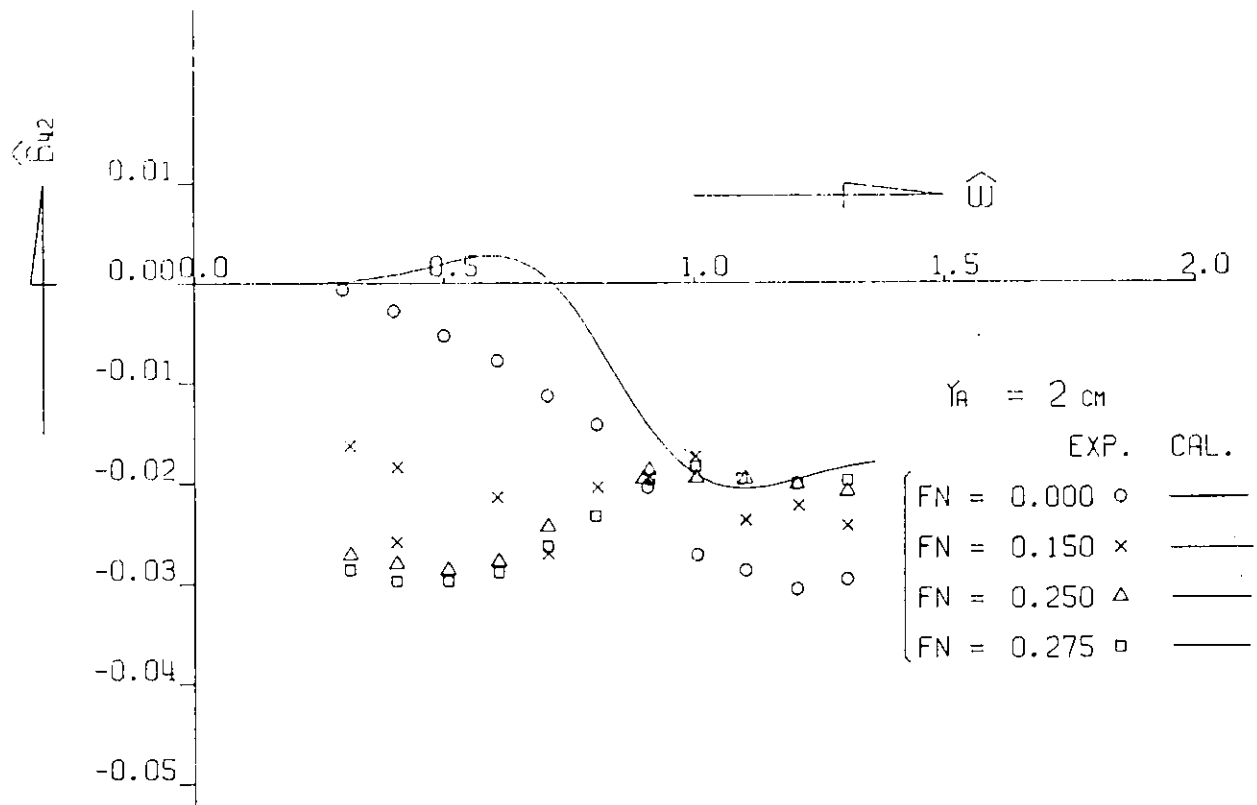


Fig.2.15 $\hat{B}_{42}$ Coupling moment coeff. of sway into roll

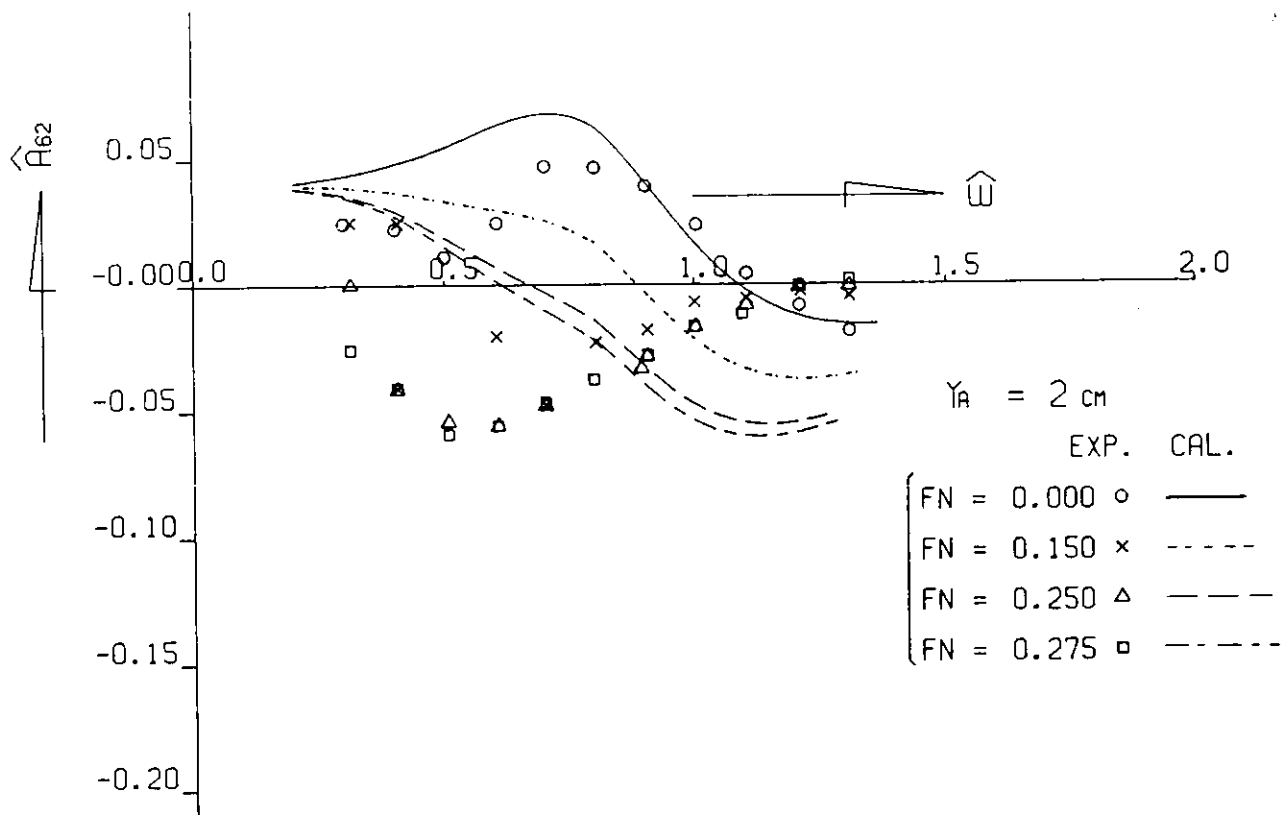


Fig 2.1.6 $\hat{A}_{62}$ Coupling moment coeff. of sway into yaw

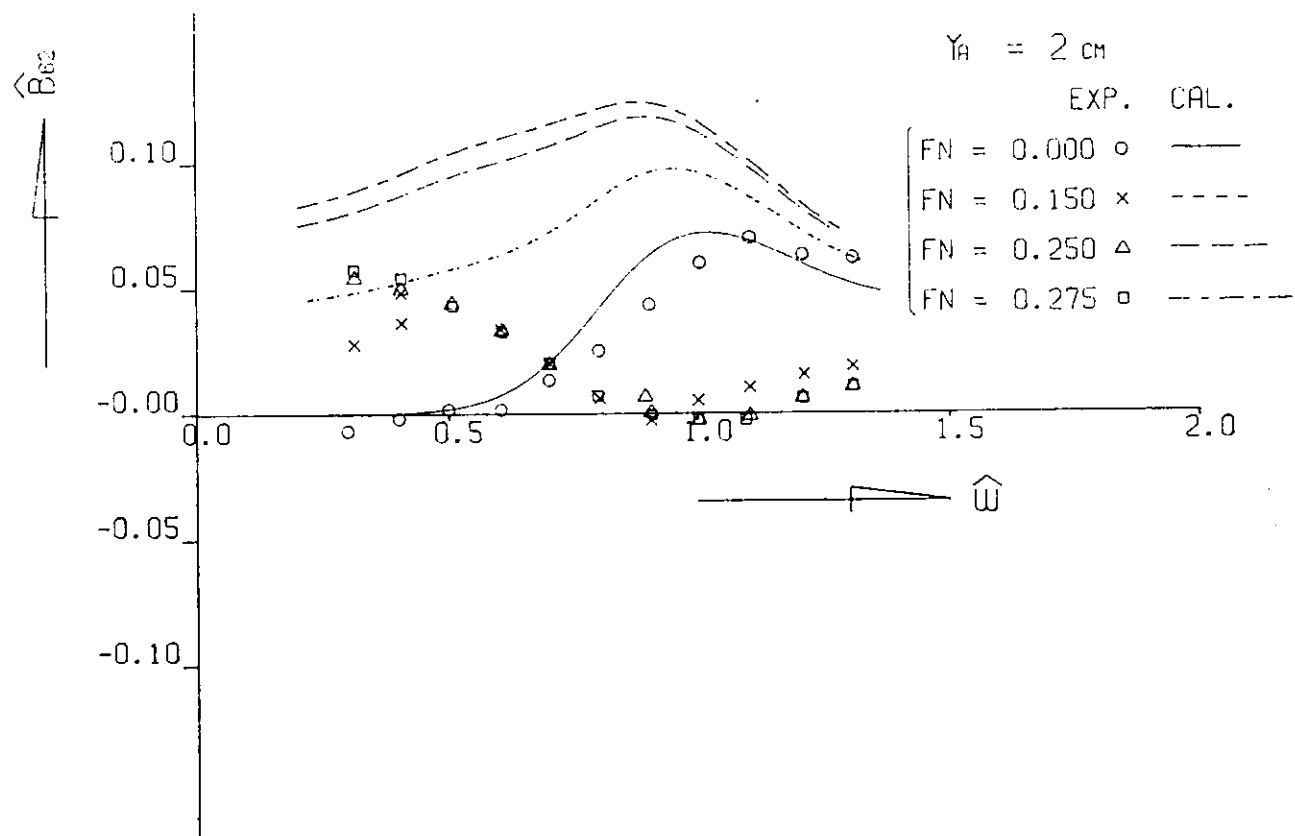


Fig. 2.1.7 $\hat{B}_{62}$ Coupling moment coeff. of sway into yaw

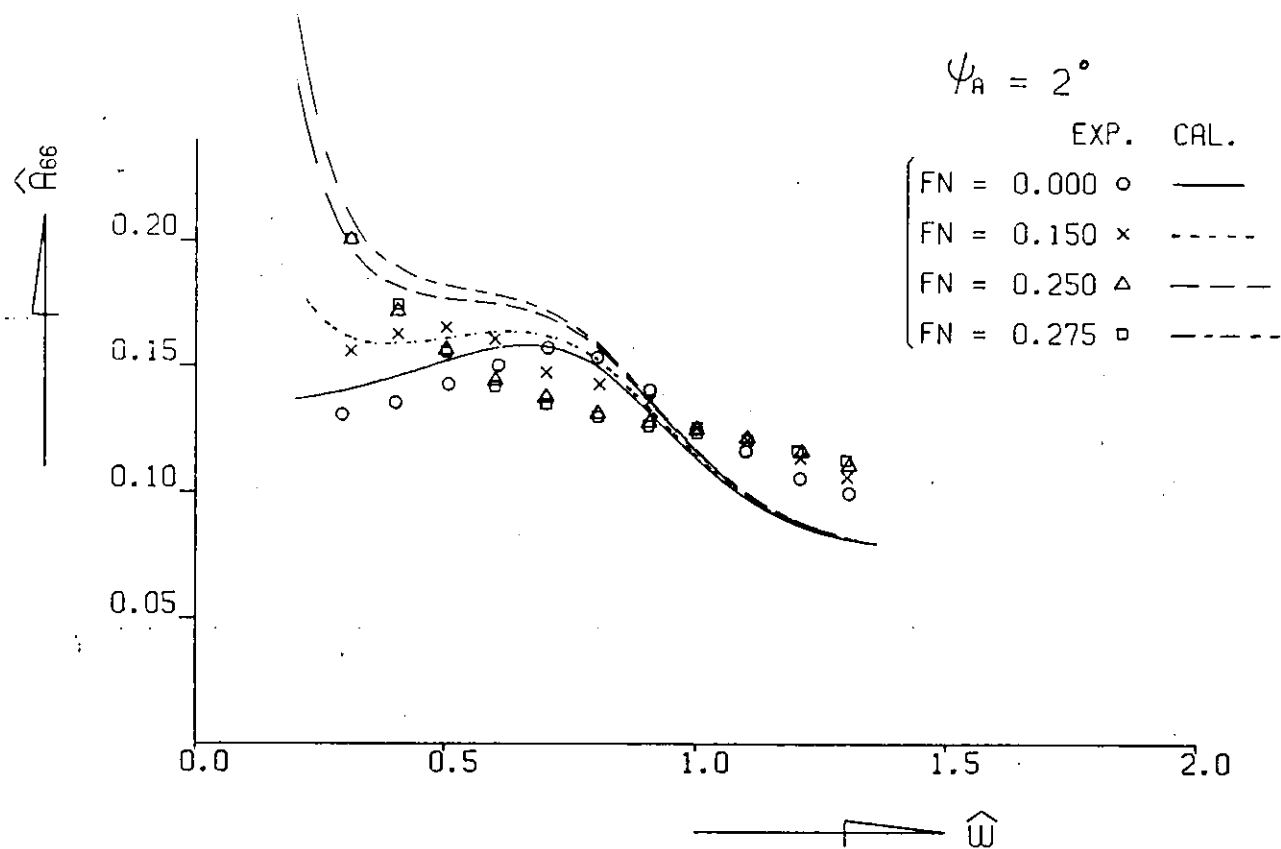


Fig. 2.18 $\hat{A}_{66}$ Virtual mass moment of inertia of yaw

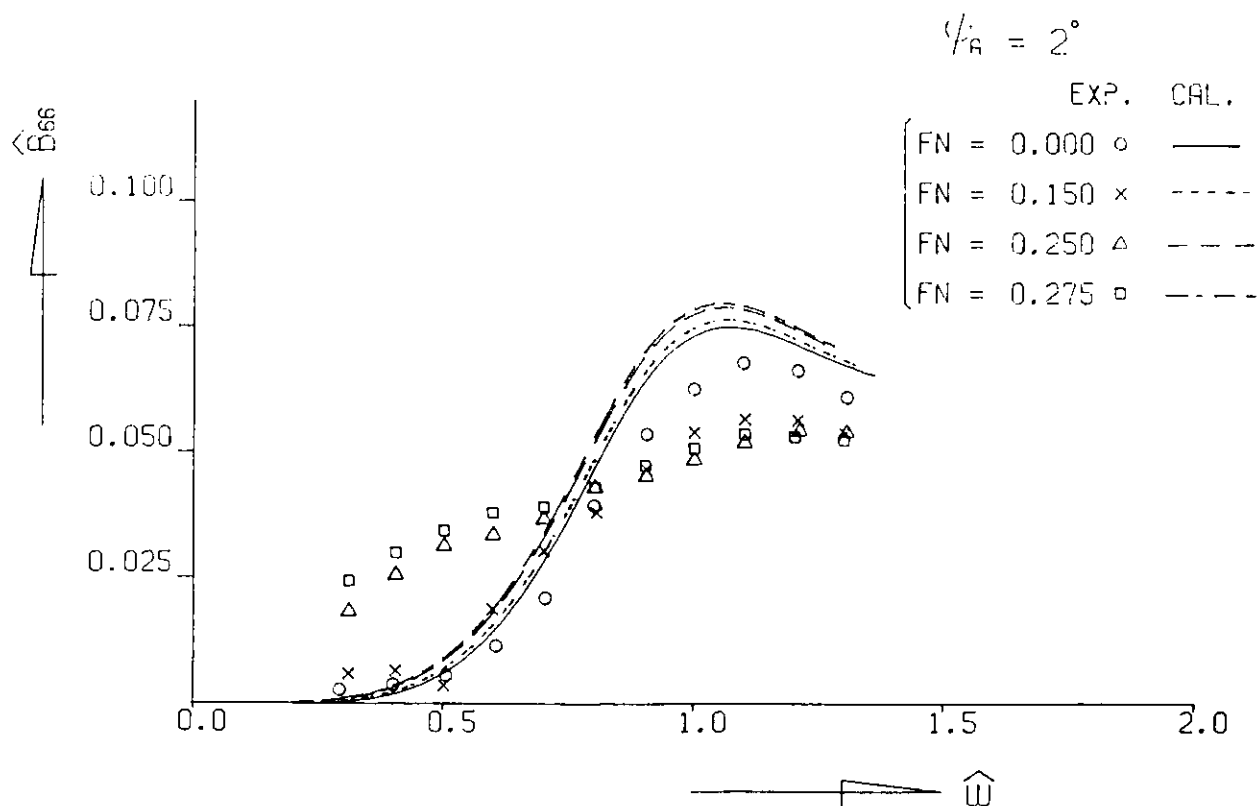


Fig. 2.19 $\hat{B}_{66}$ Damping moment coeff. of yaw

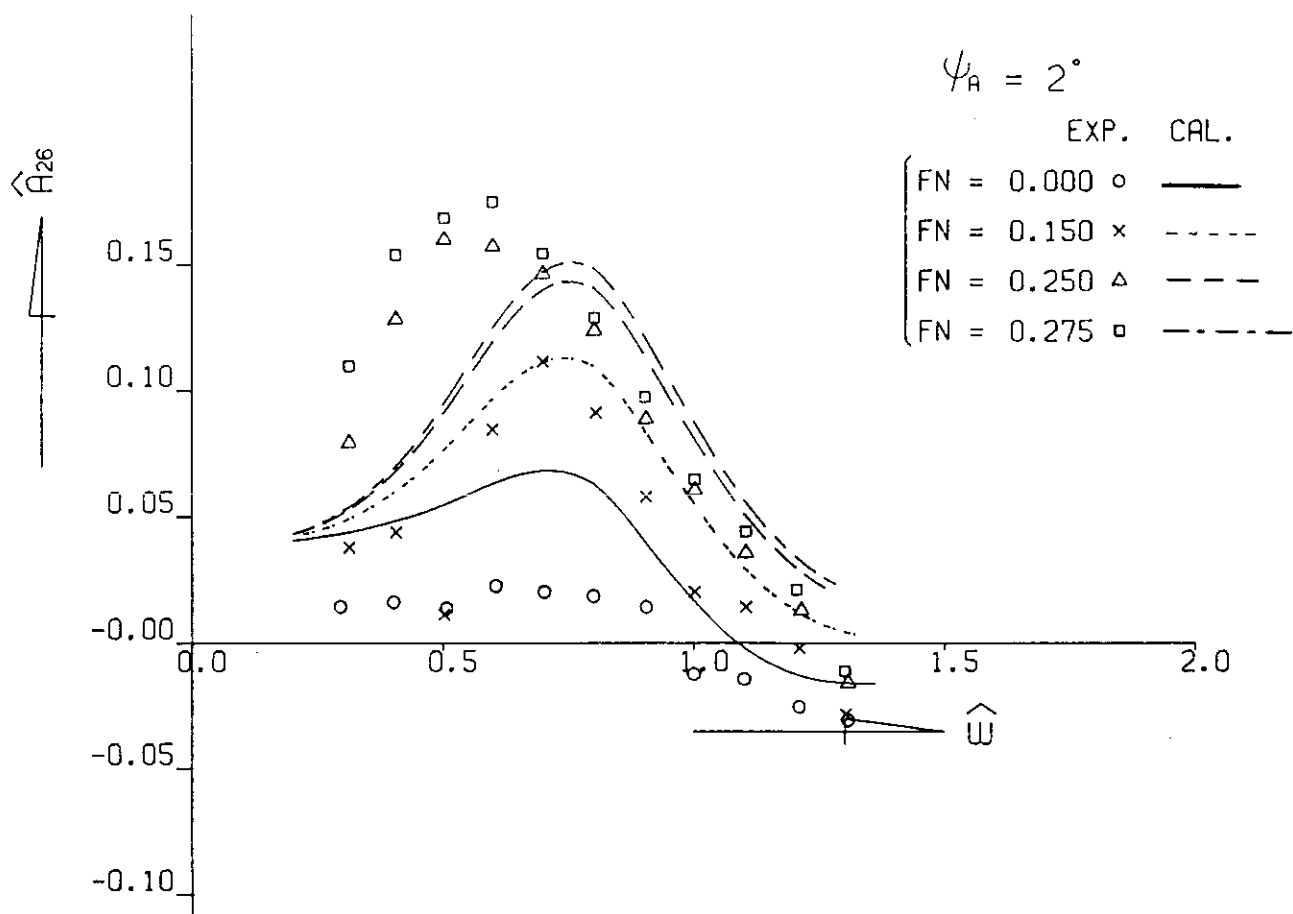


Fig. 2.1.10 $\hat{A}_{26}$ Coupling force coeff. of yaw into sway

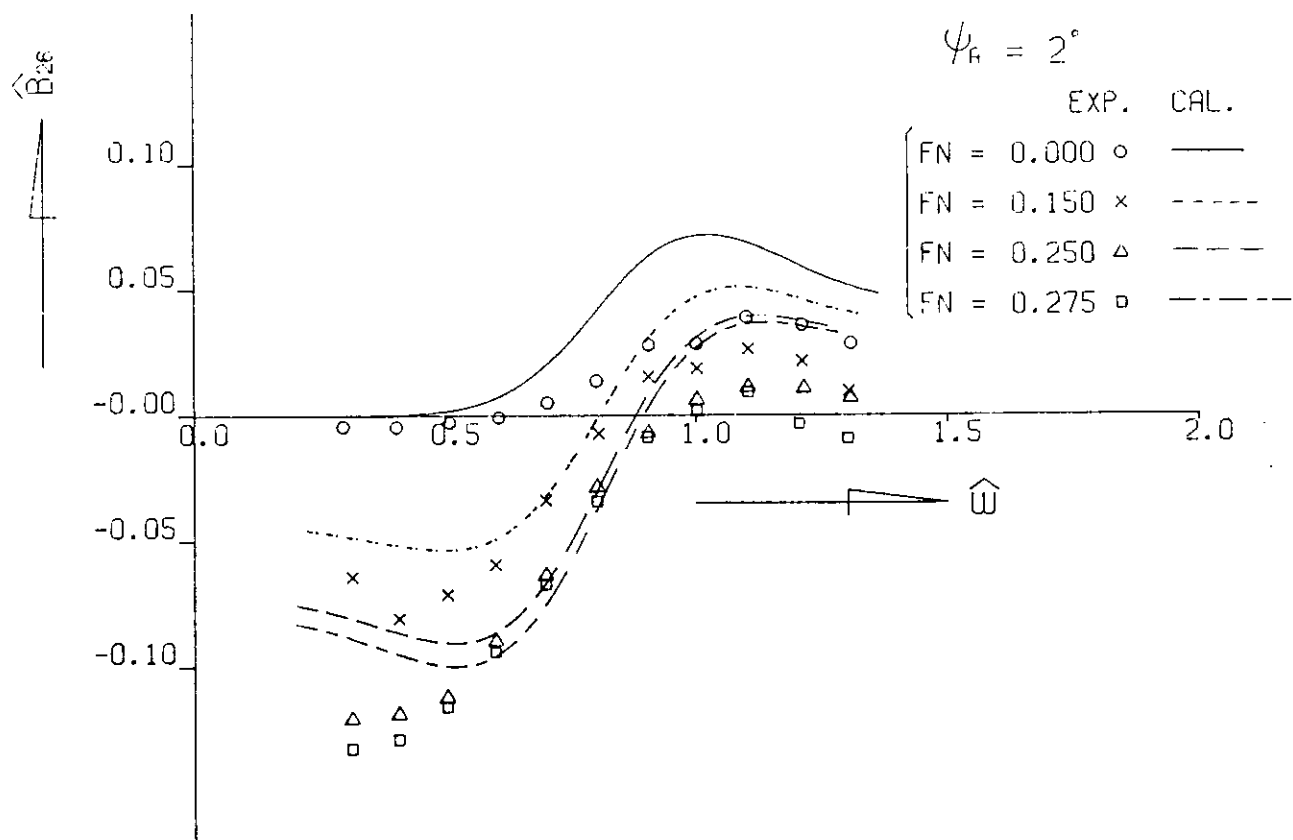


Fig. 2.1.11 $\hat{B}_{26}$ Coupling force coeff. of yaw into sway

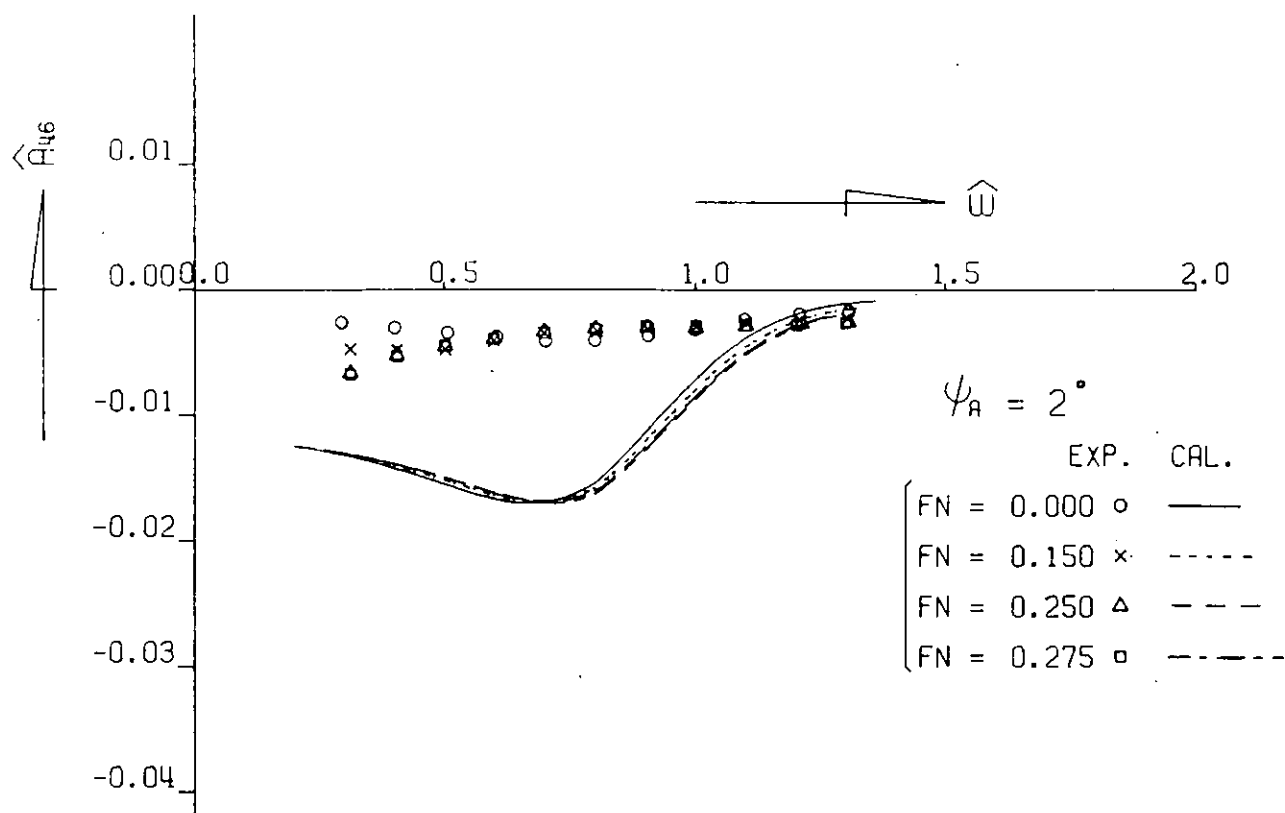


Fig.2.1.12 $\hat{A}_{46}$ Coupling moment coeff. of yaw into roll

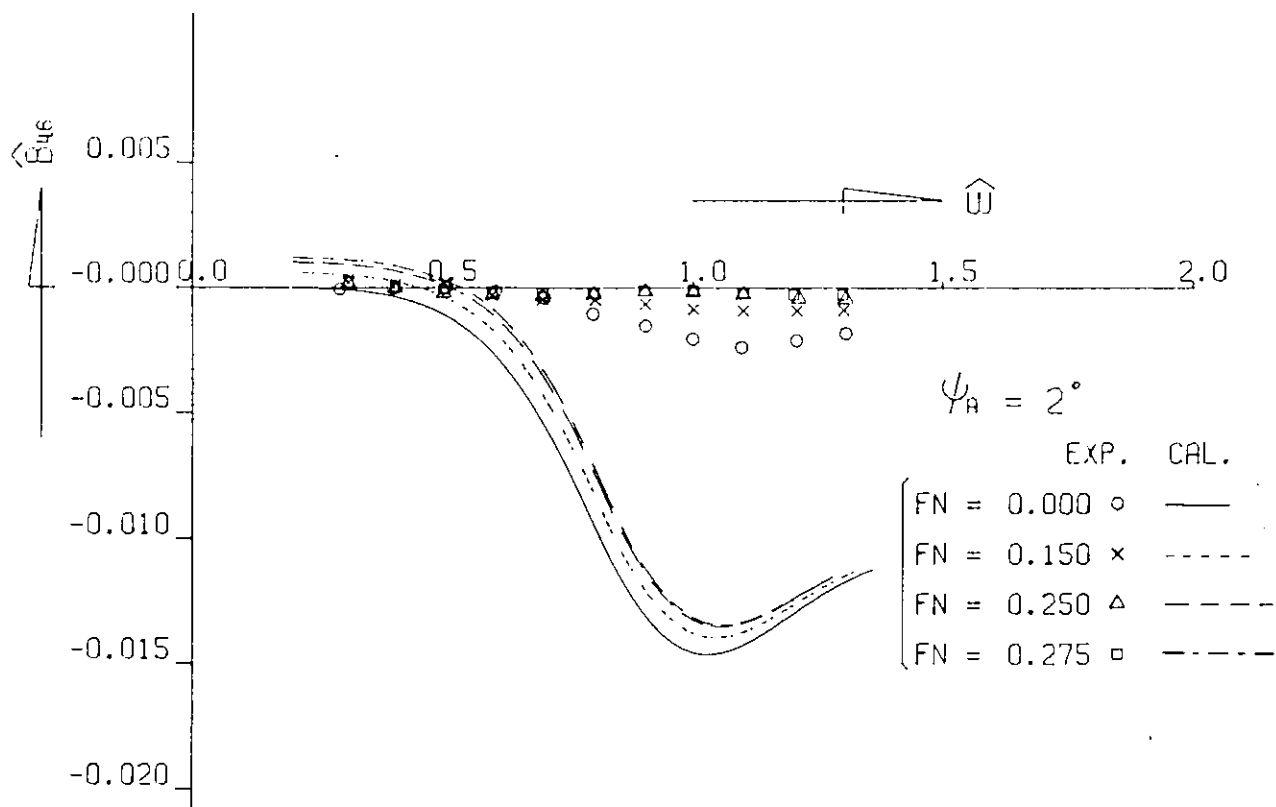


Fig.2.1.13 $\hat{B}_{46}$ Coupling moment coeff. of yaw into roll

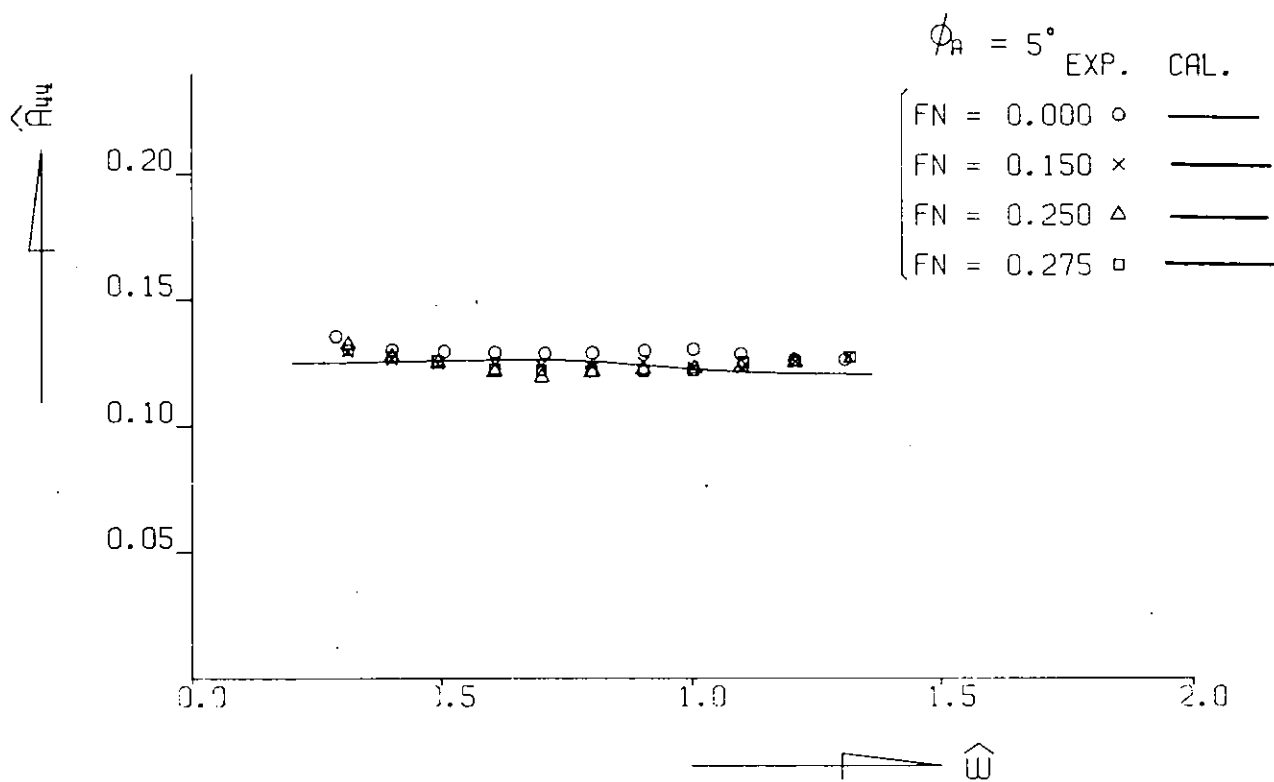


Fig.21.14 $\hat{A}_{44}$ Virtual mass moment of inertia of roll

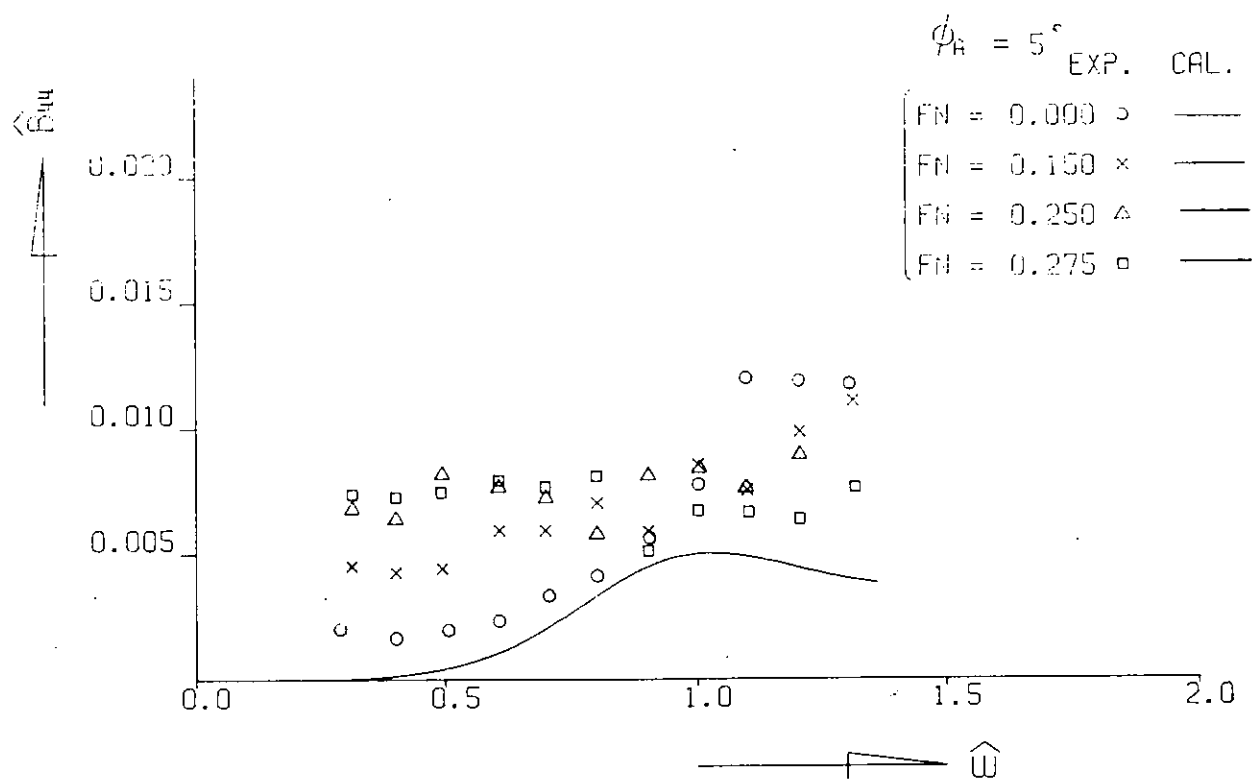


Fig. 21.15 $\hat{B}_{44}$ Damping moment coeff. of roll

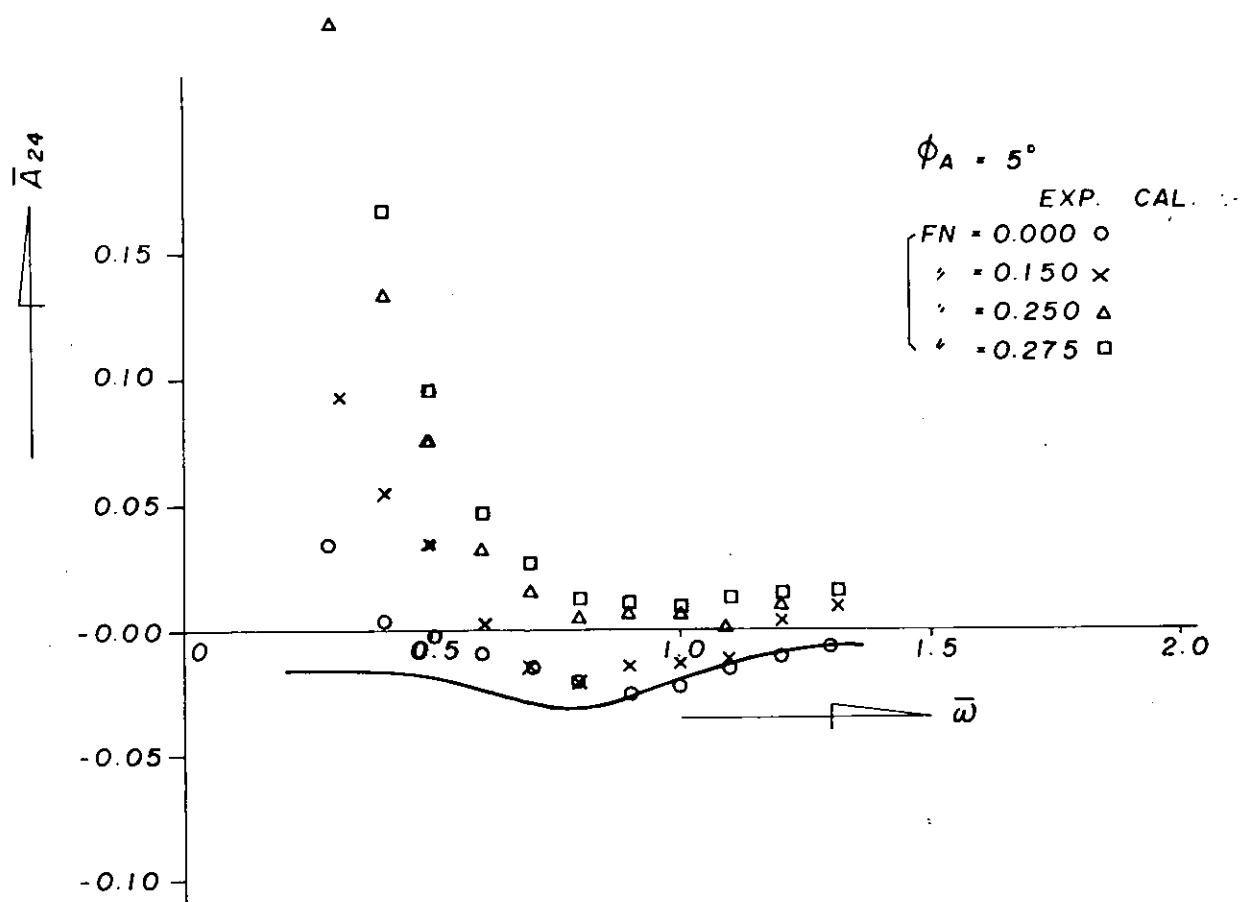


Fig. 2.1.16 $\hat{A}_{24}$ Coupling force coeff. roll into sway

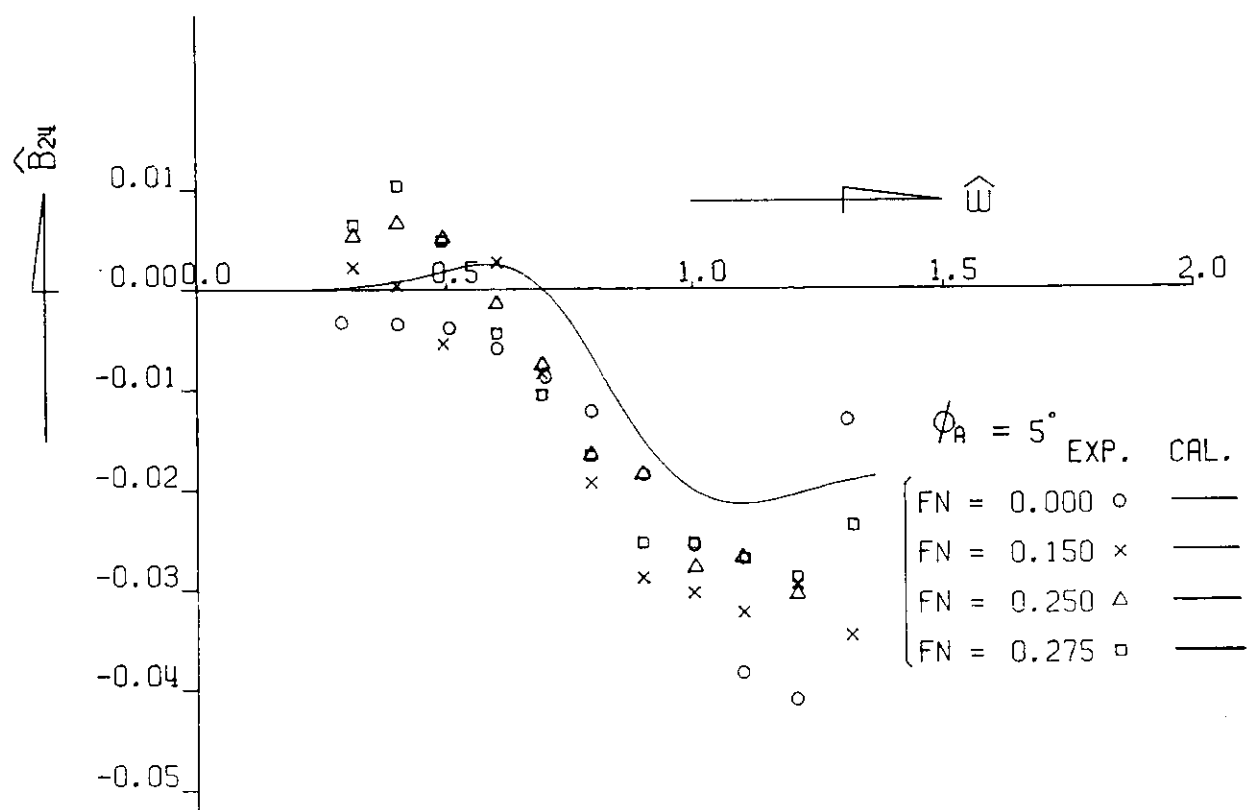


Fig. 2.1.17 $\hat{B}_{24}$ Coupling force coeff. of roll into sway

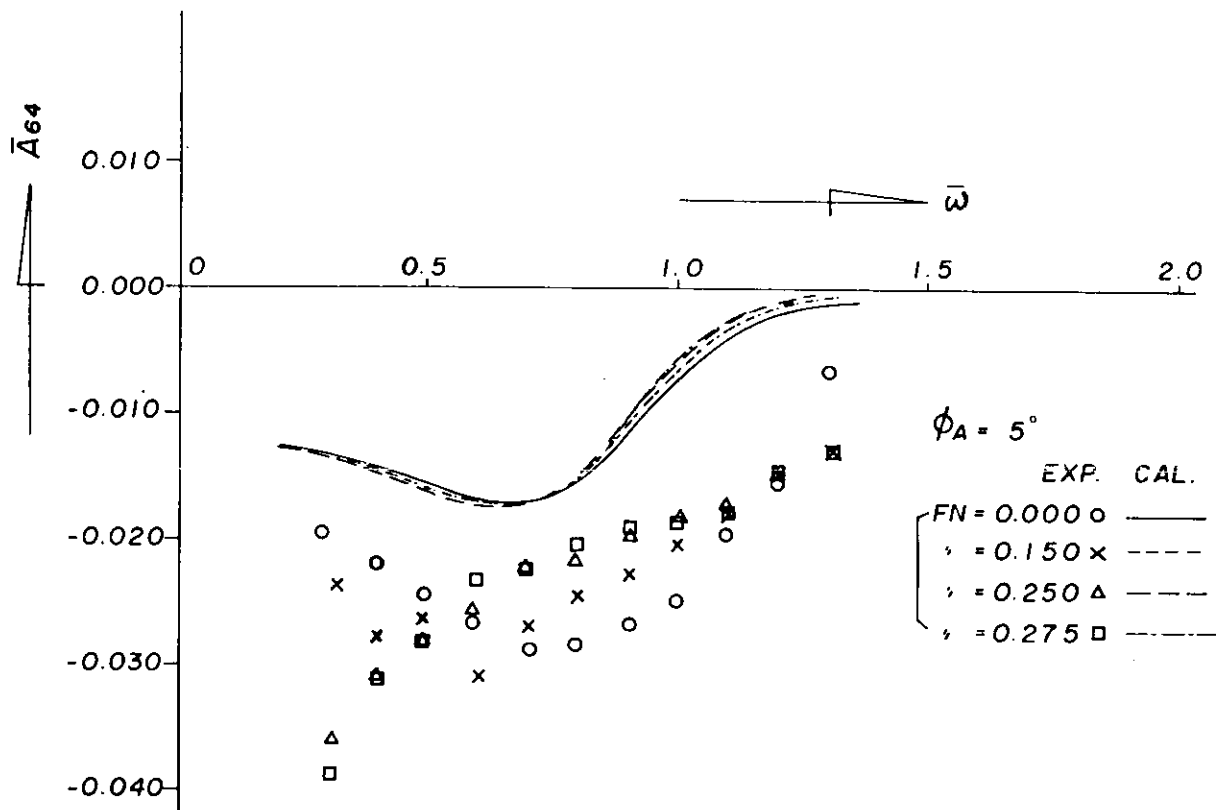


Fig. 2.1.18 $\hat{A}_{64}$ Coupling moment coeff. of roll into yaw

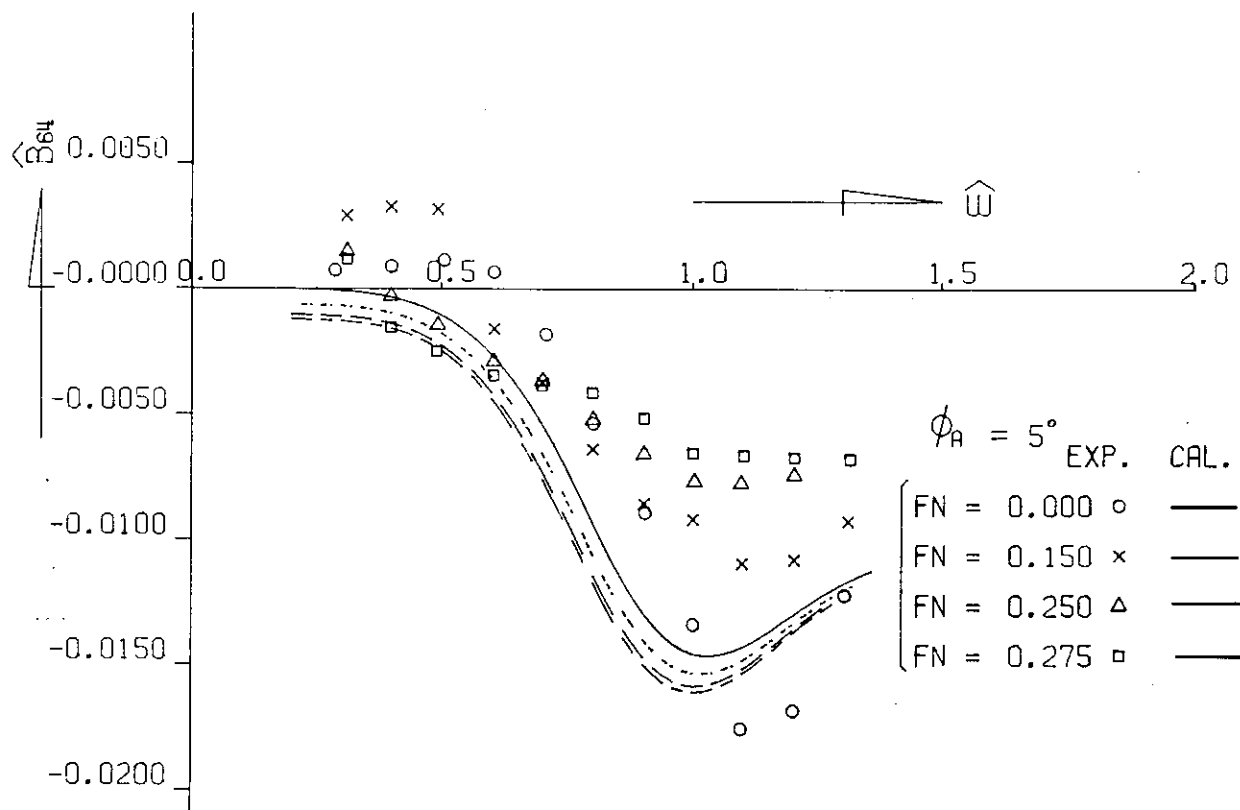


Fig. 2.1.19 $\hat{B}_{64}$ Coupling moment coeff. of roll into yaw

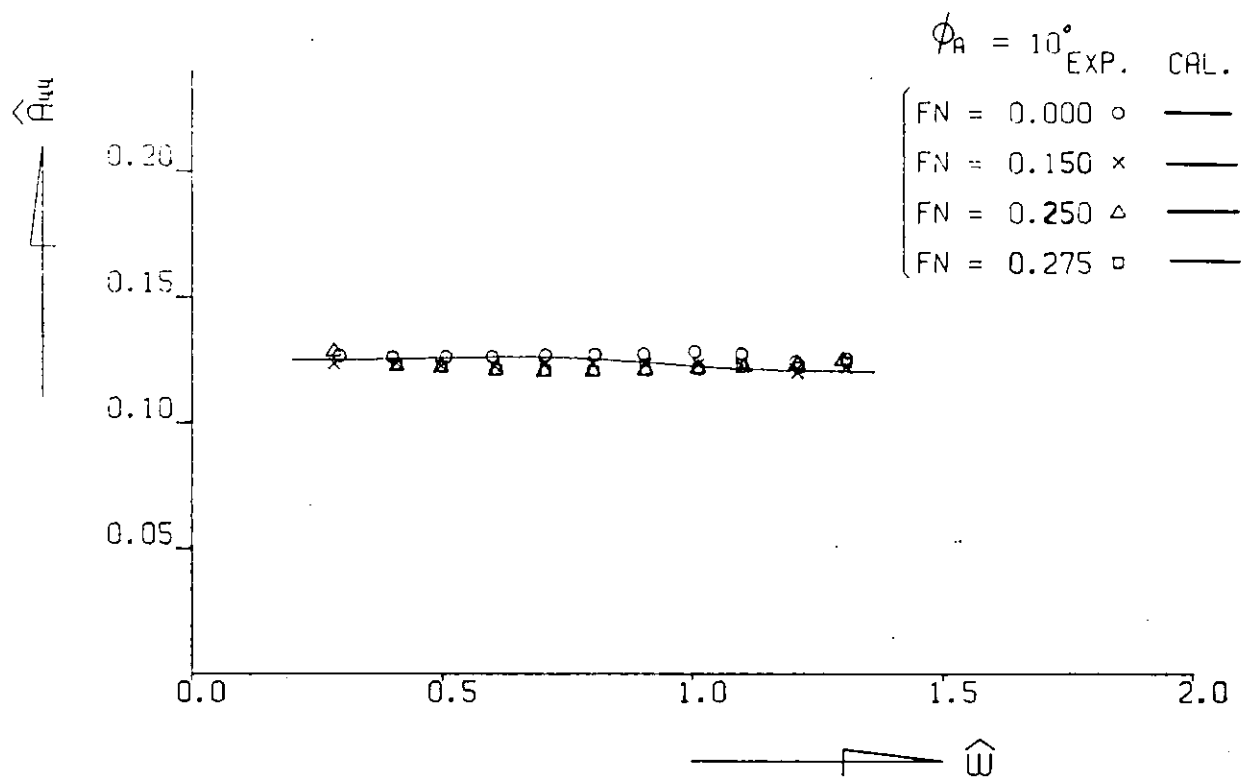


Fig. 2.1.20 $\hat{A}_{44}$ Virtual mass moment of inertia of roll

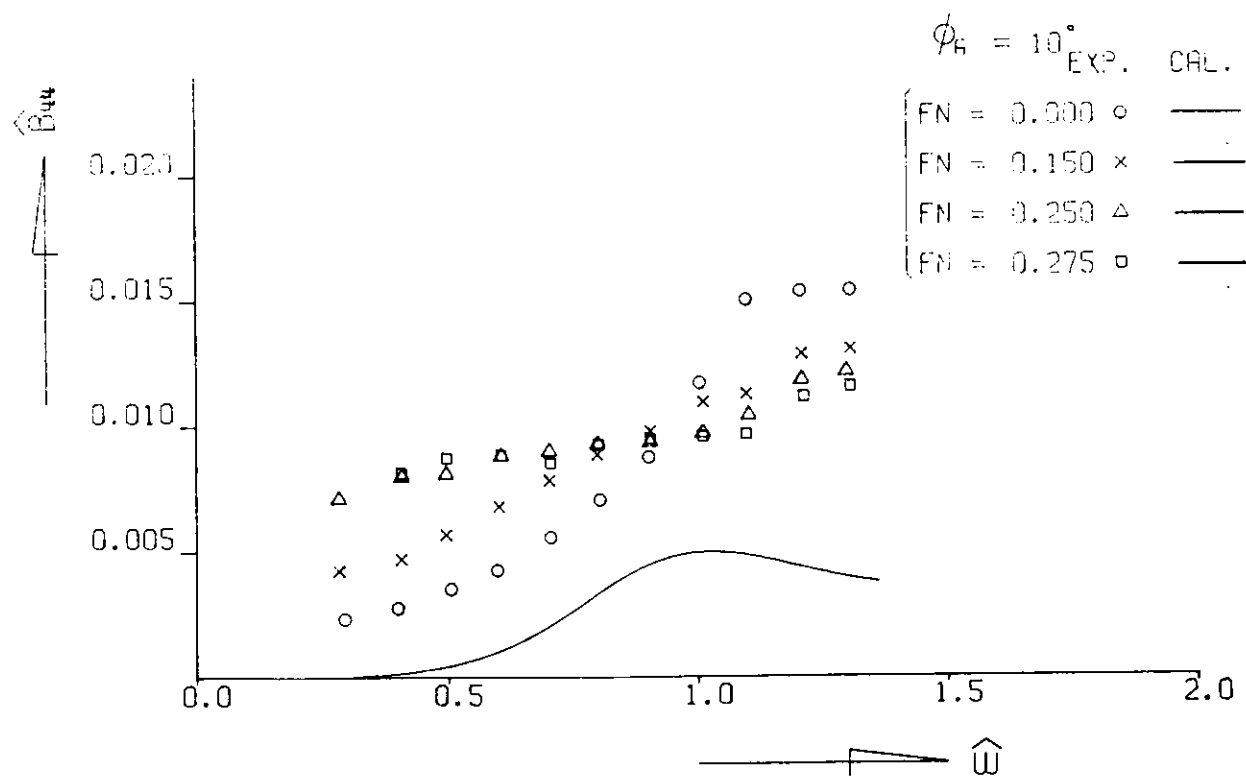


Fig. 2.1.21 $\hat{B}_{44}$ Damping moment coeff. of roll

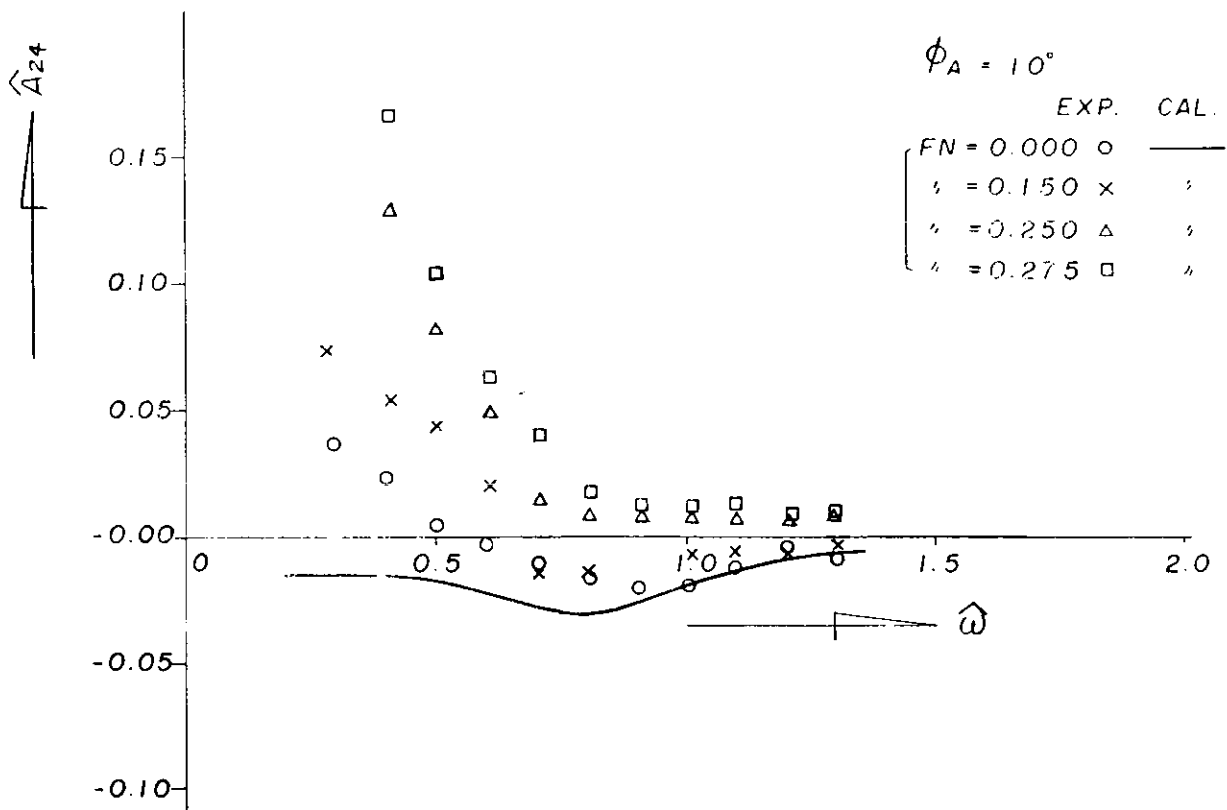


Fig. 2.1.22 $\hat{A}_{24}$ Coupling force coeff. roll into sway

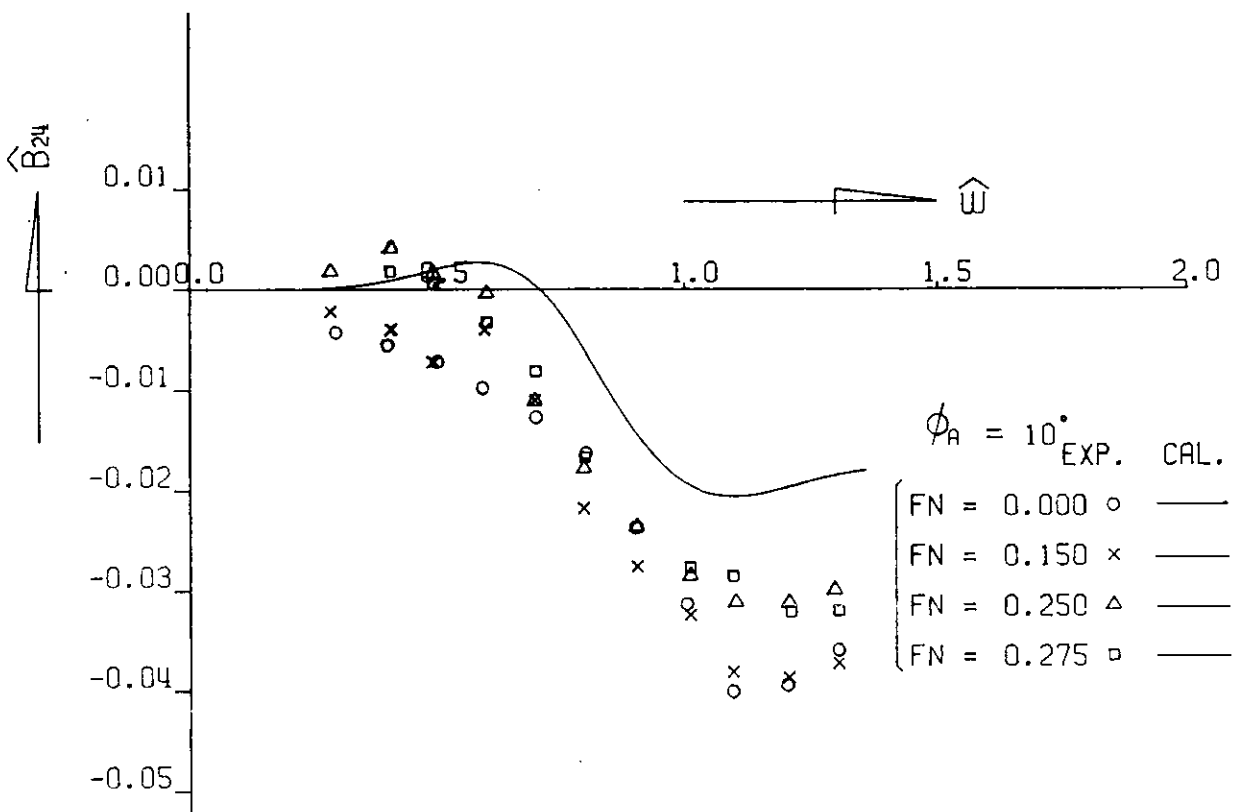


Fig. 2.1.23 $\hat{B}_{24}$ Coupling force coeff. of roll into sway

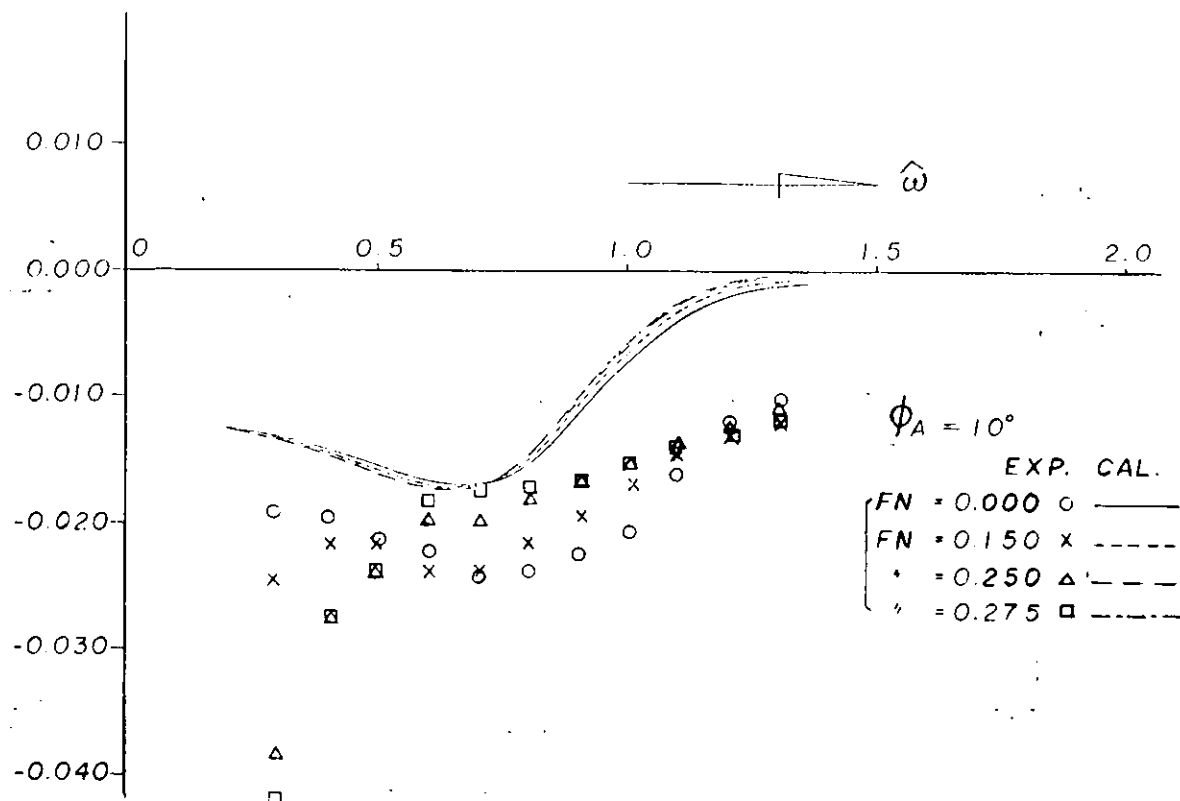


Fig. 2.124 $\hat{A}_{84}$ Coupling moment coeff. of roll into yaw

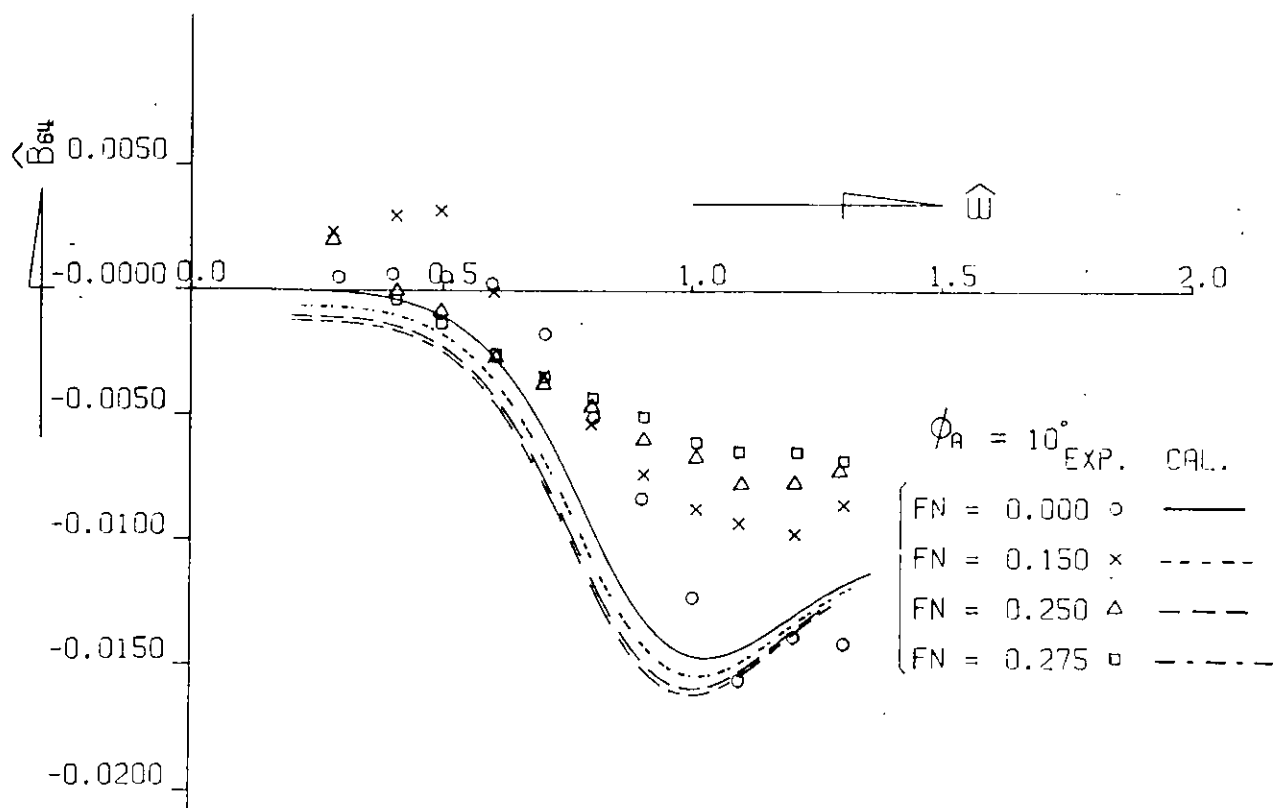


Fig. 2.125 $\hat{B}_{84}$ Coupling moment coeff. of roll into yaw

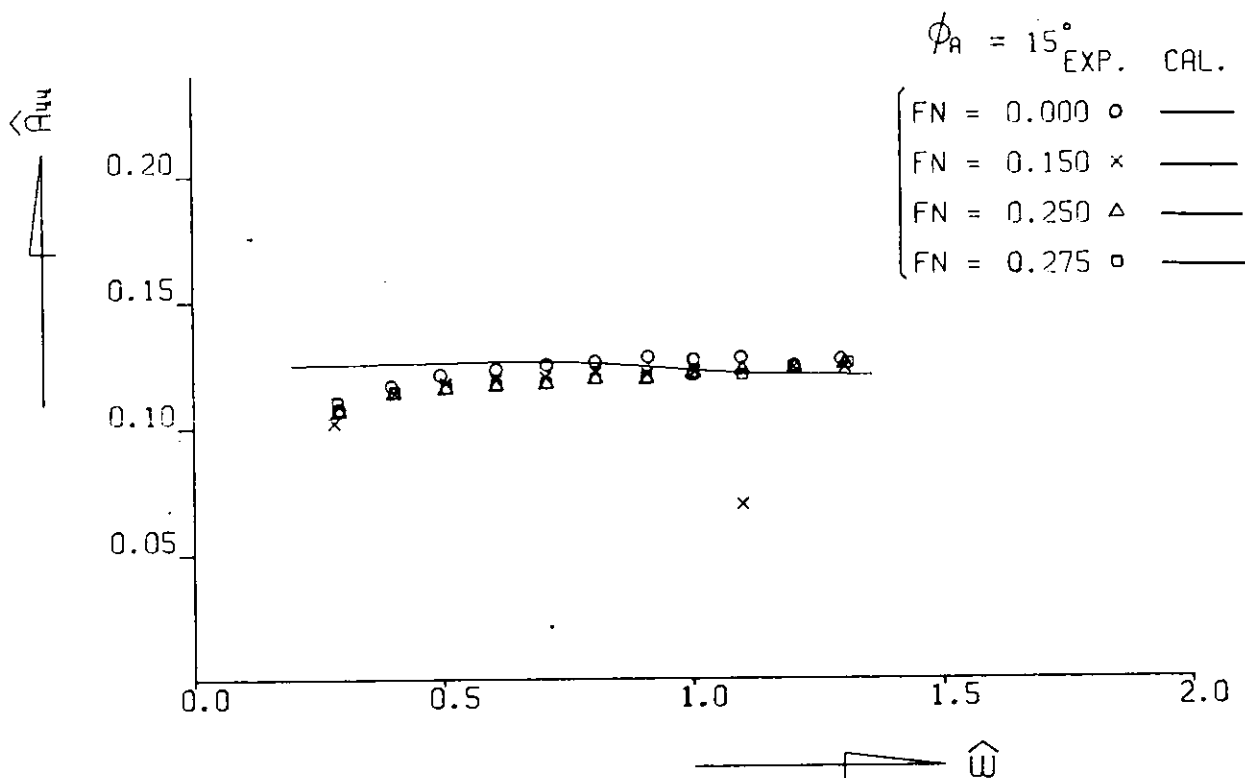


Fig. 2.126 $\hat{A}_{44}$ Virtual mass moment of inertia of roll

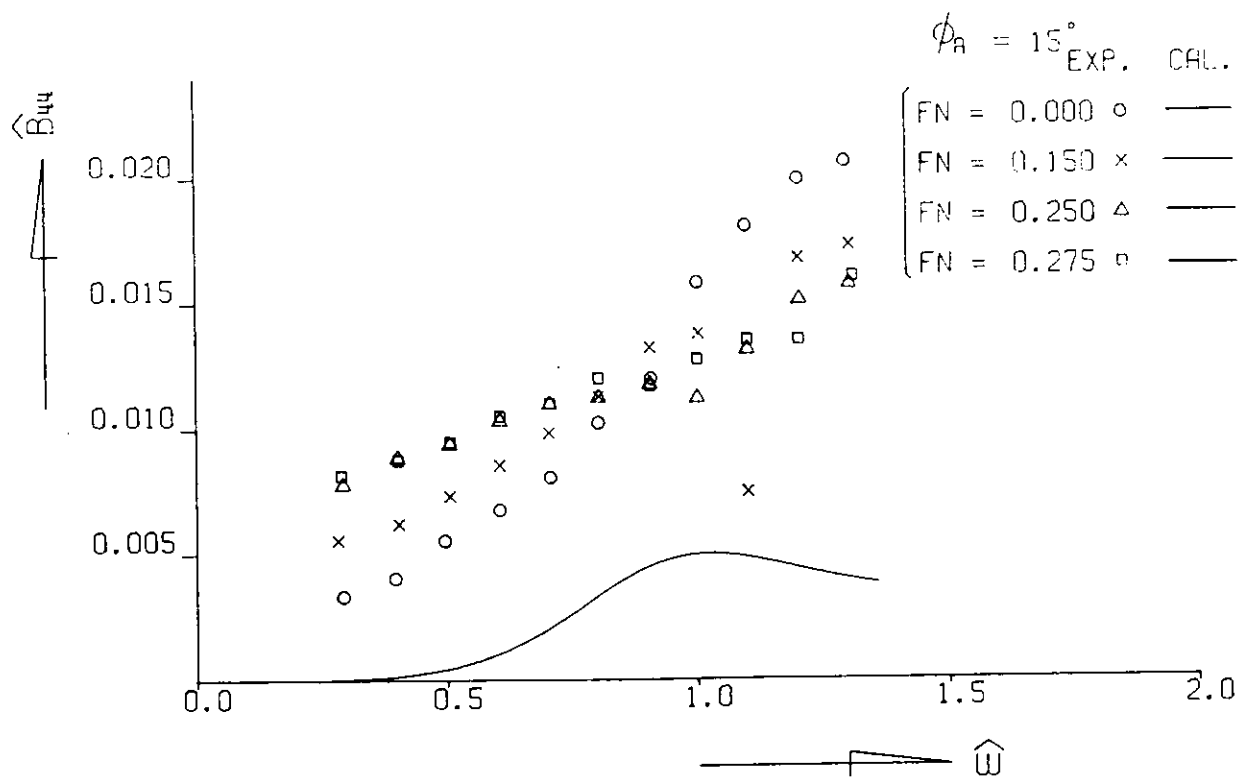


Fig. 2.127 $\hat{B}_{44}$ Damping moment coeff. of roll

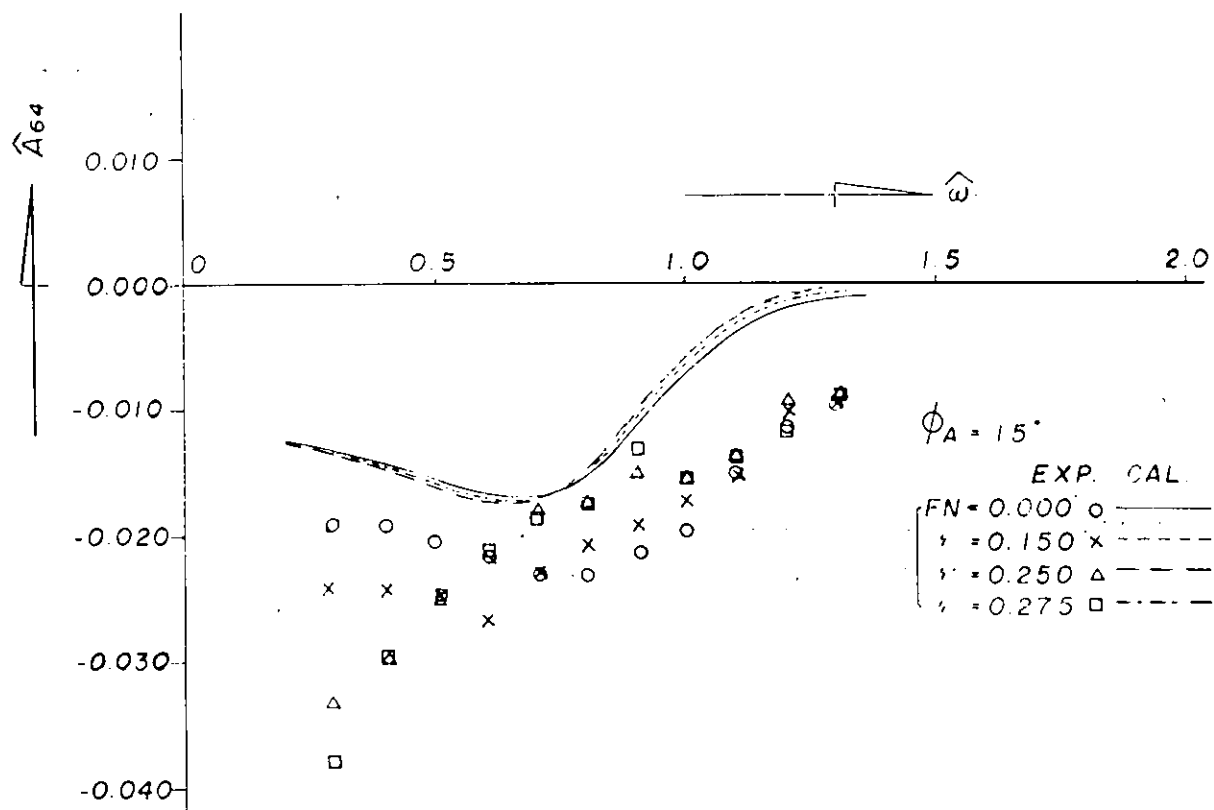


Fig. 2.1.28 $\hat{A}_{64}$ Coupling moment coeff. of roll into yaw

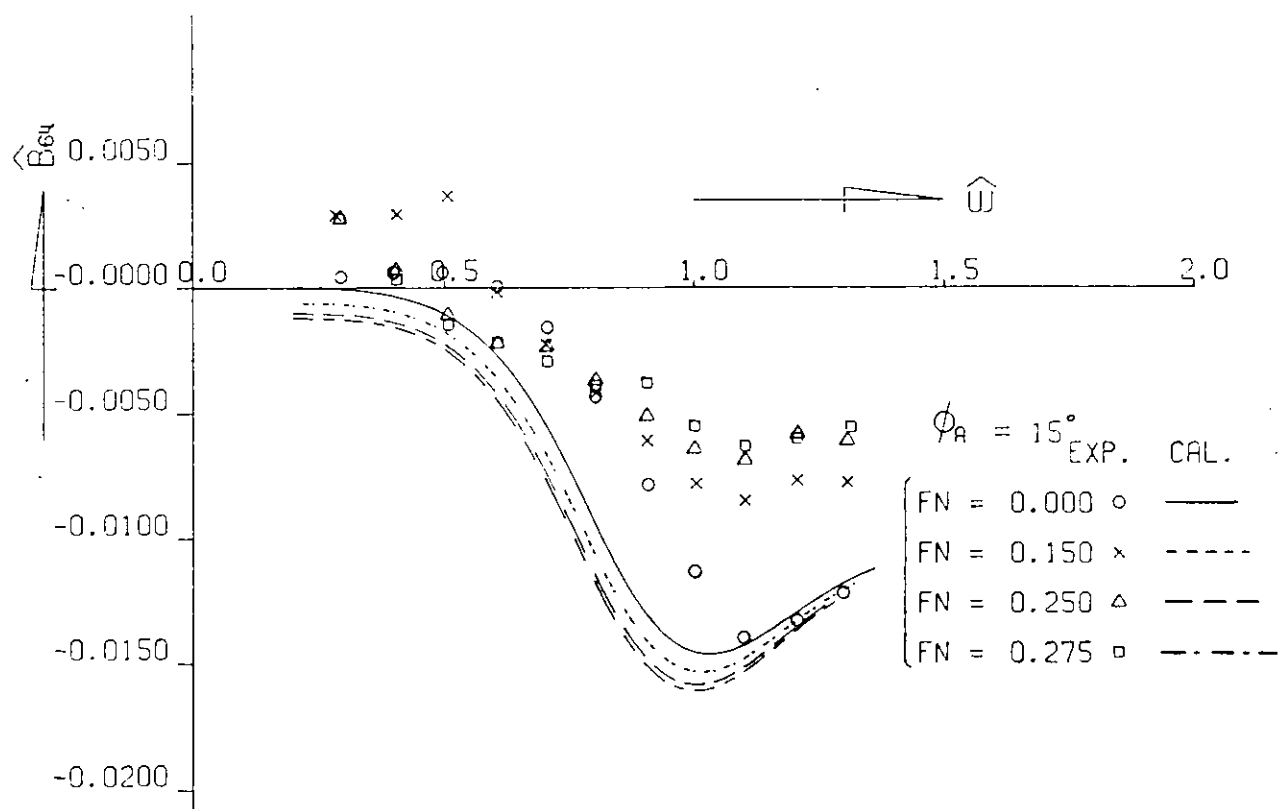


Fig. 2.1.29 $\hat{B}_{64}$ Coupling moment coeff. of roll into yaw

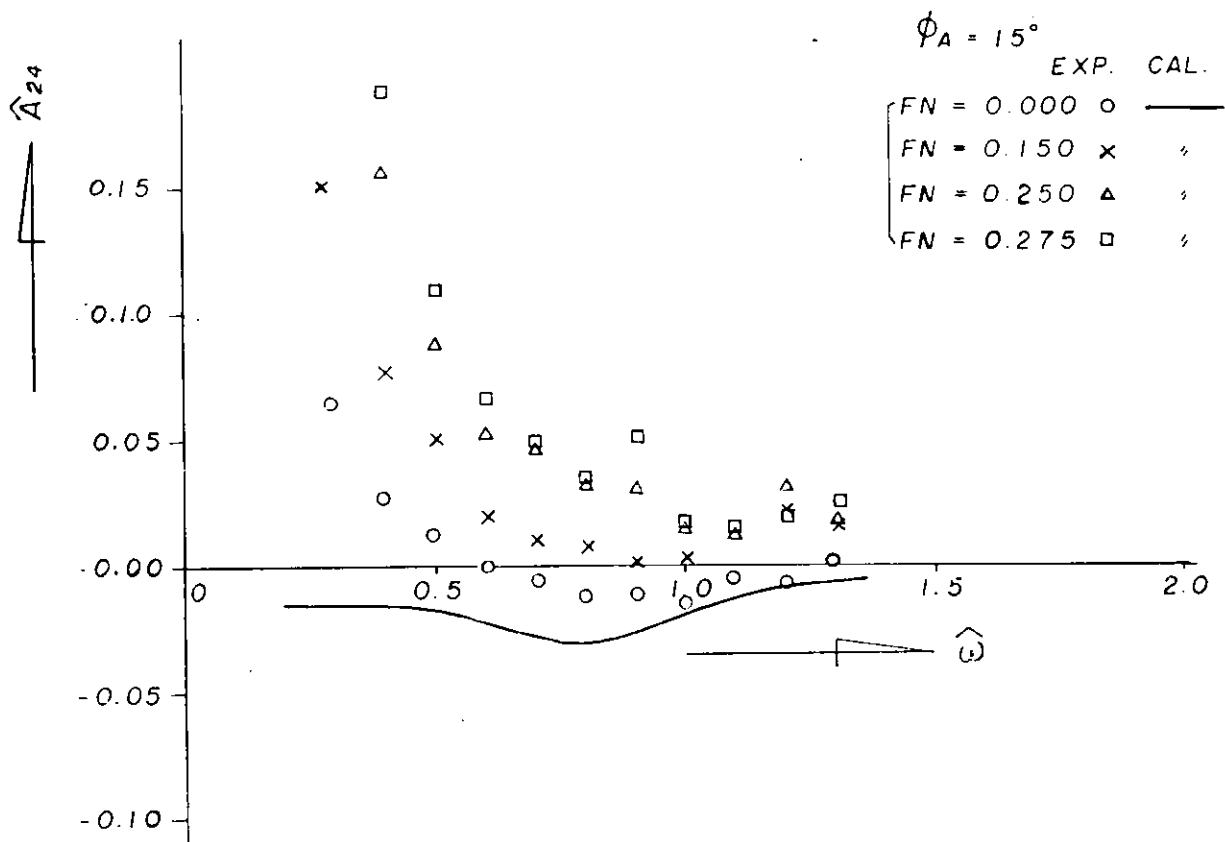


Fig. 2.1.30 $\hat{A}_{24}$ Coupling force coeff. roll into sway

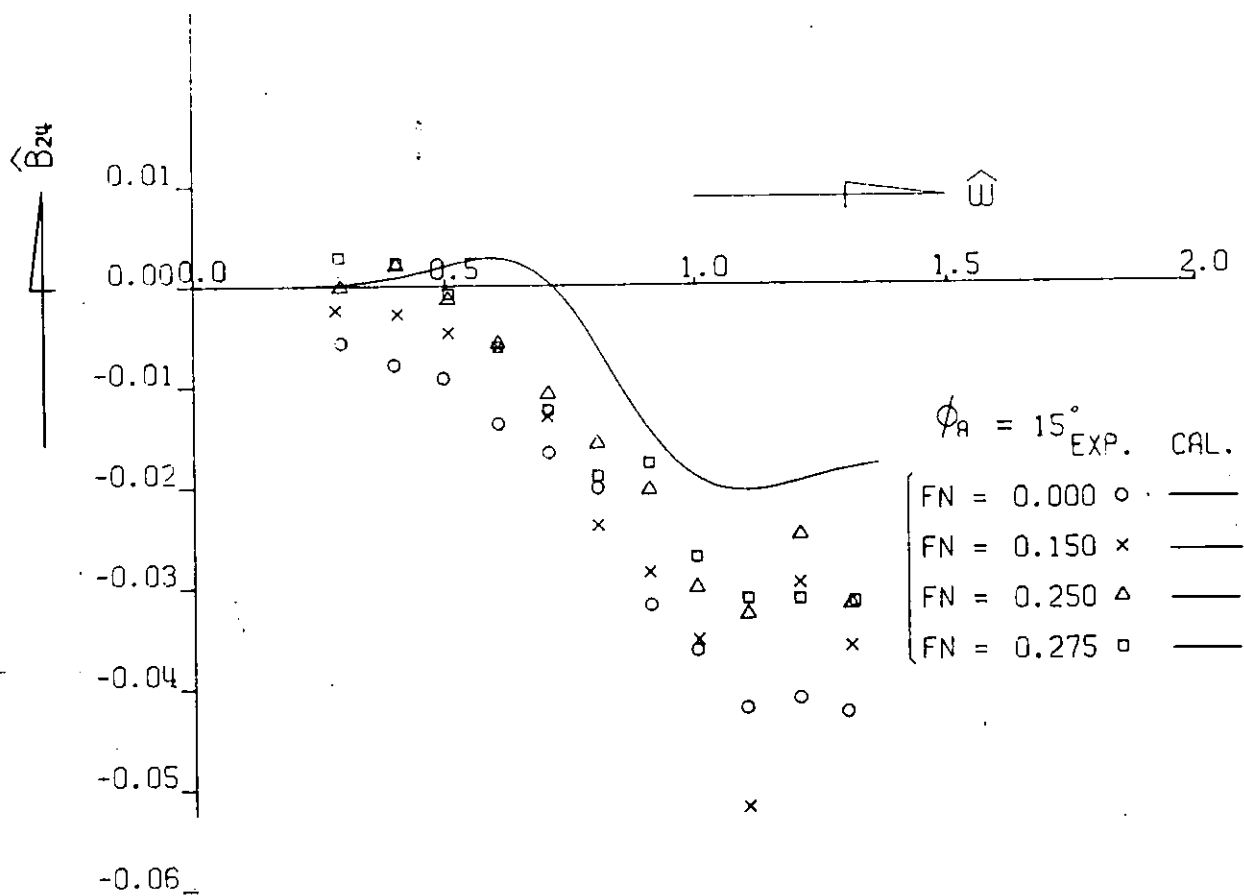


Fig. 2.1.31 $\hat{B}_{24}$ Coupling force coeff. of roll into sway

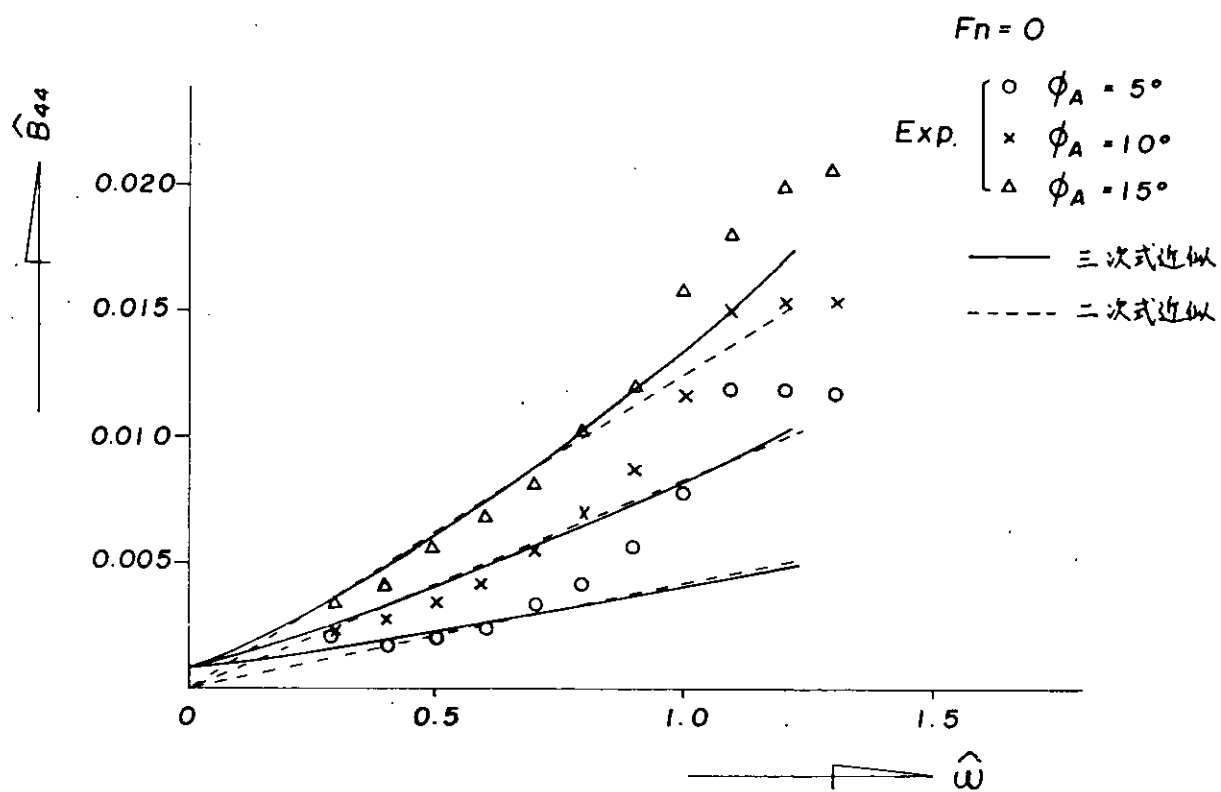


Fig. 2.1.32 横揺れ減衰係数 $F_n = 0$

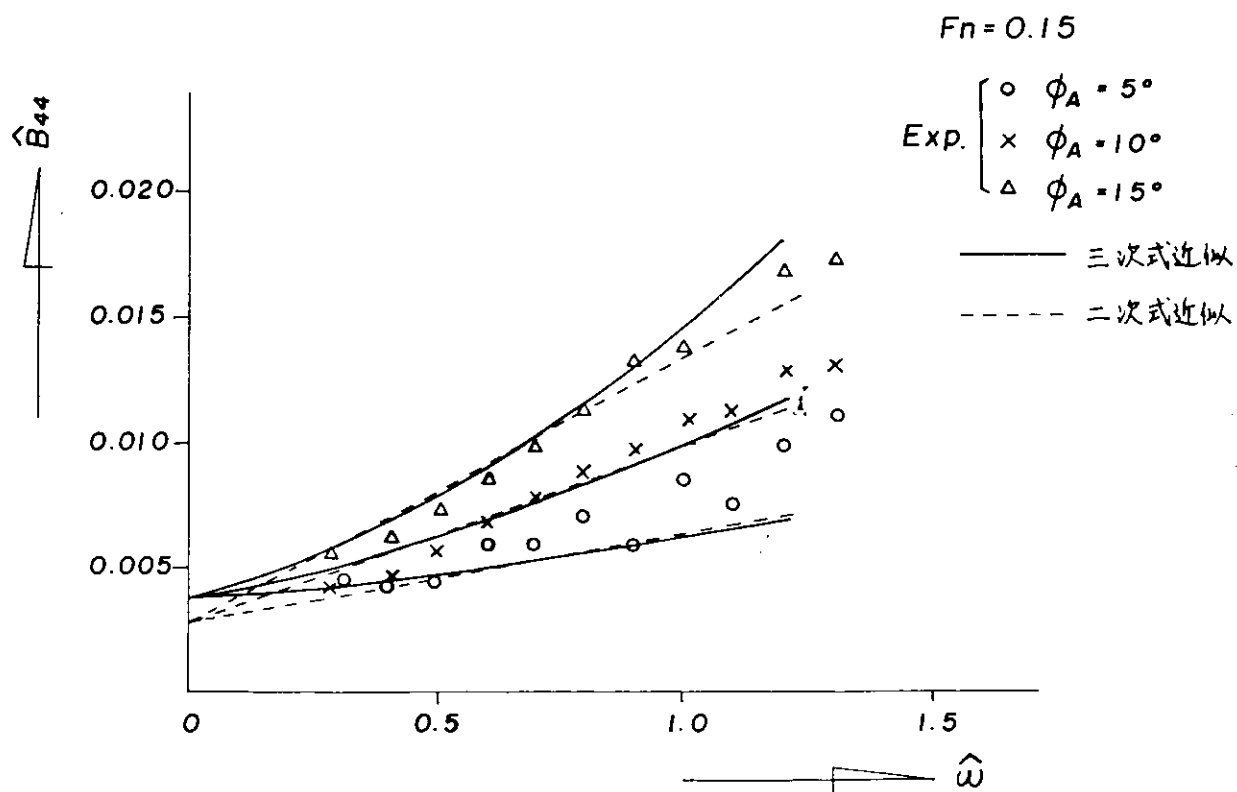


Fig. 2.1.33 横揺れ減衰係数 $F_n = 0.15$

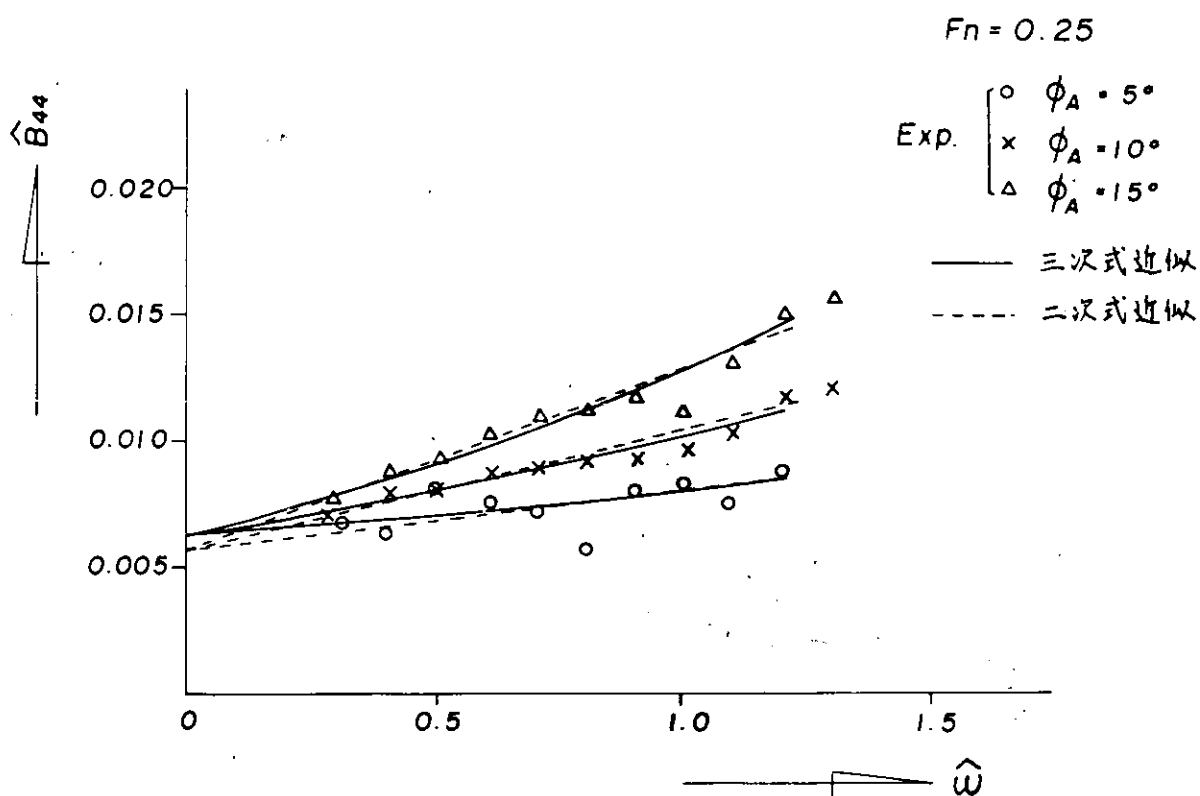


Fig. 2.1.34 横揺れ減衰係数 $Fn = 0.25$

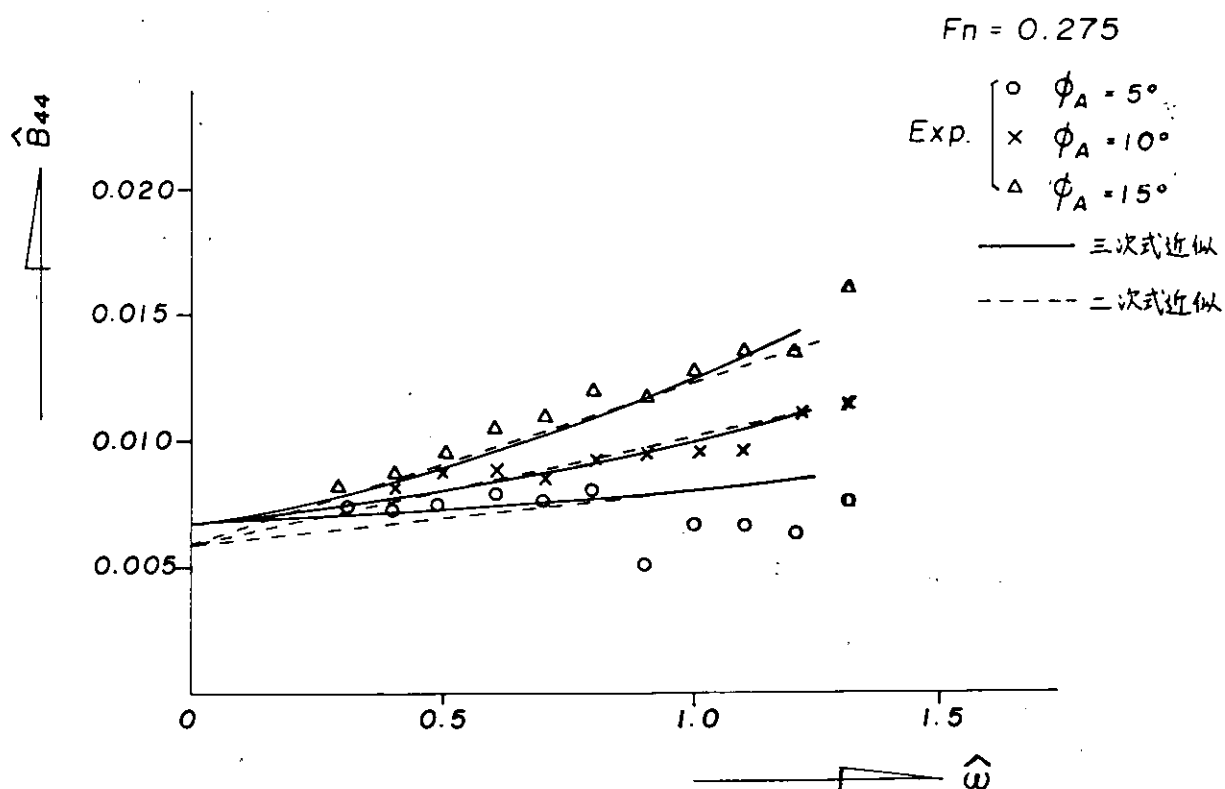


Fig. 2.1.35 横揺れ減衰係数 $Fn = 0.275$

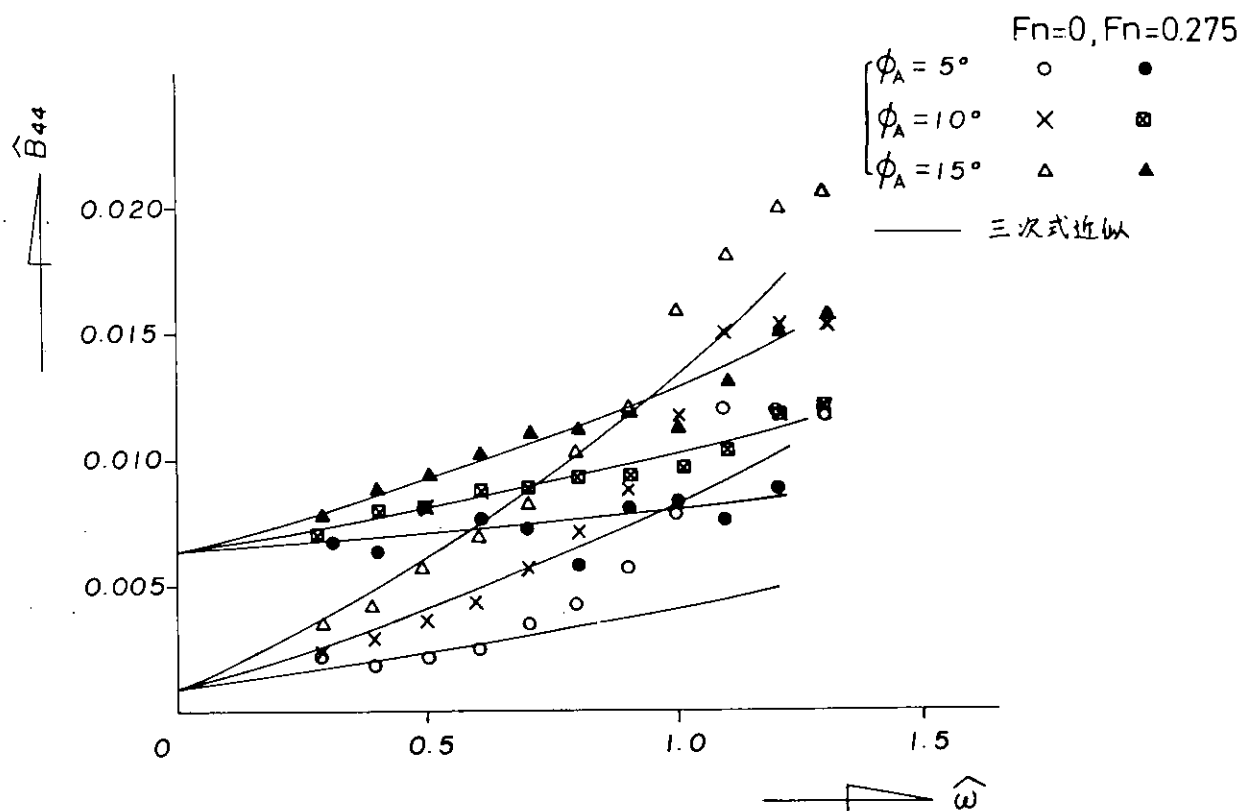


Fig. 2.1.36 横揺れ減衰係数の速度影響

2.2 大振幅強制動揺法による変動水圧の計測

2.2.1 まえがき

変動水圧の計算は、微小振幅の仮定に基づく線型理論、ストリップ法で行われている。これは船側の相対水位上昇がいくら大きくなっても乾舷がそれ以上に大きくて甲板上への海水打込みは起らないとしている。しかし、実船では乾舷は有限であり、大波高の波浪中では相対水位上昇は大きくなり海水打込みが起る。この海水打込みによる波面の攪乱によって船体表面に働く変動水圧がどのように変るかを調べることは変動水圧の推定法を確立するうえに必要なことである。このような目的をもって、前年度に、鉦石船「笠木山丸」のS.S. $8^{1/2}$ 断面をもつ二次元模型の大振幅上下揺実験を行いその結果を報告した¹⁾。それに引き続いて、本年度は横揺の場合の実験を行った。

なお、横揺の場合は上述の問題の他にビルジキールが問題となる。横揺の計算ではビルジキールの存在が考慮されているが、変動水圧の計算の段階では考慮されていない。したがって、ビルジキールの有無によって、変動水圧がどのくらい変化するかを調べる必要がある。

以上の問題を実験的に調べるために、二次元模型を用いて大振幅強制横揺試験を行った。

2.2.2 実験方法

(1) 供試模型

本実験に用いた模型は、鉦石運搬船笠木山丸のS.S.5の断面をもつ木製の二次元模型である。Table 2.2.1 に模型と実船の主要目を、模型の断面形状をFig. 2.2.1に示す。

(2) 実験状態

上記の模型をFig. 2.2.2に示すような二次元水槽²⁾において平水中で強制横揺させた。動揺のモードは正弦波であ

り、動揺の中心は平水中で満載吃水状態で静止した位置である。回転軸は空間に固定されていて、満載吃水線と船体中心線との交点である。模型は Fig. 2.2.3 に示すように二次元的現象となるようにフィンを取付け水槽壁に近い部分で実験された。

実験は Table 2.2.2 に示すような振幅と周期の組合せで行った。表中、丸印を記入してあるものが実験が行われた状態である。

このような振幅と周期の組合せで、模型は乾舷が実船と相似な状態及び附加乾舷を取付けて海水打込みを防いだ場合の 2 状態について実験に供された。また、ビルジキールの有無による影響を調べるために Table 2.2.2 の Remark 欄に示すように第Ⅲ、Ⅳの状態の実験が附加された。

動揺振幅は最大 28° までとし、周期は実船換算で 17.0 秒から 7.0 秒までとした。17.0 秒は波長が $1.82L$ (L は船長で $24.7m$)、7.0 秒は $0.31L$ の波長の波の周期に相当する。

変動水圧の計測位置は Fig. 2.2.1 に示す。

(3) 計測項目

船体表面に働く変動水圧、船側における相対水位、発散波の波高、強制横揺モーメント、動揺振幅、動揺周期を計測した。また、16mm シネカメラ、35mm カメラで模型の状態を記録した。

動揺は、強制横揺装置によって与えられる。駆動機はミニンヤモータである。ミニンヤモータの回転は低周波発信器の信号で所定の正弦運動が得られるように制御される。

2.2.3 実験結果とその考察

(1) 変動水圧に対する海水打込みの影響

変動水圧の振幅の実験値を横揺の振幅に対してプロットしたものが Fig. 2.2.6 ~ Fig. 2.2.18 である。ここでは、動揺周期として 14.5 秒、11.0³⁾ 秒、8.0 秒をとり、変動水圧計測位置として $\theta = 90^\circ, 70^\circ, 60^\circ, 40^\circ, 20^\circ$ における結果を代表例として示した。

記録された変動水圧、相対水位の波形には正弦波にある歪が加わったものがあった。その記録波形を Fig. 2.2.4 に示し、それを概念的に描いたものを Fig. 2.2.5 に示した。本報告では Fig. 2.2.5 に示すような波形として読み取り、解析を行った。すなわち、(a) のような半波型の場合は peak to peak 値から、平水中静止時の水面から水圧計測位置までの深さ Z に相当する静水圧を引いたものを振幅とし、(b) のような全波型の場合は peak to peak 値の $1/2$ を振幅とした。

この解析方法により求めた変動水圧振幅を Fig. 2.2.6 ~ 2.2.18 に示すが、これらの図で、ビルジキールなしで実船相似の乾舷をもつ時 (第Ⅰ状態) の実験値を○印で、ビルジキールなしで附加乾舷をつけた時 (第Ⅱ状態) の実験値を△印で、またビルジキールをつけて実船相似の乾舷と附加乾舷をつけた状態 (第Ⅲ、第Ⅳ状態) の時の実験値をそれぞれ●印、▲印で示した。○、●印は第Ⅰ、第Ⅲ状態において、相対水位の上昇が甲板縁まで達し、かつ甲板への海水打込みが起らないという critical な状態の時の変動水圧振幅である。

これらの結果を見ると、海水打込みを許した場合と防いだ場合の変動水圧の振幅の差はすべての場合においてほとんどないと言える。

次に、Fig. 2.2.19 にビルジキールがない場合の海水打込みの有る時と無い時の変動水圧に対する位相差を比較したものを示す。位相差は、考えている側の船側が降下する方向の回転を横揺 ϕ の正方向として、 $\phi = \phi_0 \cos \omega t$ で表わし、変動水圧 P はその増大を正とし $P = P_0 \cos(\omega t + \delta)$ で表わした時の δ で定義する。位相差の読み取りは、運動のピークと変動水圧のピークとの間の時間差で行った。これらの図を見ると、両者の差はほとんどないとしてよいであろう。

また、Fig. 2.2.20 ~ Fig. 2.2.22 に相対水位振幅を動揺振幅に対してプロットしたものを示したが第Ⅰ状態から第Ⅳ状態までの 4 状態の差は変動水圧振幅の場合と同程である。

(2) 変動水圧に対するビルジキールの影響

Fig. 2.2.6～Fig. 2.2.18 で第Ⅰ状態から第Ⅳ状態までを比較すればビルジキールの影響がわかる。これを見ると、 $\theta = 40^\circ$ の点でのみ差が見られ、他の点においてはほとんど差は見られない。

位相についてビルジキールの影響を示したものがFig. 2.2.23～Fig. 2.2.27 である。これを見ると横揺振幅が大きくなると、ビルジキールがある場合はない場合に比べて船側部では位相が遅れ、船底部では位相が進むことがわかる。

この位相の結果と前述の振幅の結果をビルジキール近傍の $\theta = 40^\circ$ と $\theta = 60^\circ$ について、ベクトルで表わすとFig. 2.2.28 のようになる。図中 ϕ は横揺のベクトル方向を、 $\dot{\phi}$ は横揺角速度のベクトル方向を示す。ビルジキールがある場合は角速度 $\dot{\phi}$ と同位相の成分の減衰力が増し、 ϕ と同位相の成分が減少している。このベクトル図をもとにして、変動水圧の瞬時値の分布を描いてみるとFig. 2.2.29 のようになる。実線が横揺最大の時刻におけるビルジキールが無い場合の瞬時値である。この場合、ガース沿いの各点間の位相差も小さいから、横揺最大の時刻に変動水圧もガース沿いに最大となり、横揺零の時刻には変動水圧も各点でほぼ零になる。これに対して、ビルジキールがある場合はFig. 2.2.23～Fig. 2.2.27 に見られるように、ガース沿いに位相差が生じるので、また振幅もビルジ近傍で小さくなるので、横揺最大の時刻の瞬時値は一点鎖線のようになり、ビルジキールのない場合に比べて小さくなる。横揺零の時刻では破線のような瞬時値の分布となる。

ビルジキールの存在によって、船体表面に働く外圧が小さくなり、ビルジキールがない場合より安全度が増すと単純に考えれば、ビルジキールがあることは安全側であると言えることができる。この瞬時値の分布から、ビルジキールの存在のため横揺角速度と同位相の圧力成分が増し、その分布の回転軸まわりのモーメントが減衰効果となっていることがわかる。⁴⁾

参 考 文 献

- 1) 日本造船研究協会第131研究部会：波浪外力に関する水槽試験報告書，日本造船研究協会研究資料，No.192，49.3.
- 2) 菅井和夫，北川弘光他：衝撃水圧試験装置の概要と一実験，第20回船研研究発表会講演概要，1972. 11.
- 3) 日本造船研究協会第131研究部会：波浪外力に関する水槽試験報告書，日本造船研究協会研究資料，No.163，1972. 3.
- 4) 田中紀夫：耐航性に関するシンポジウム，V. 動揺軽減法，44. 7.

2. 2. 大振幅強制動揺法による変動水圧の計測

Tables & Figures No	Caption
Table 2.2.1	Principal Particulars of Ship and Model
Table 2.2.2	Experimental Conditions in Rolling Motion
Fig. 2.2.1	Locations of Pressure Gauges
Fig. 2.2.2	Experimental Tank
Fig. 2.2.3	Model for Rolling Test
Fig. 2.2.4	An Example of Oscillogram of Hydrodynamic Pressures and Rolling Motion
Fig. 2.2.5	Definition of Hydrodynamic Pressure Amplitude.
Fig. 2.2.6	Hydrodynamic Pressure Amplitude in Rolling Motion $\theta = 90^\circ$, $T = 14.5 \text{ sec}$
Fig. 2.2.7	" " $\theta = 90^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.8	" " $\theta = 90^\circ$, $T = 8.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.9	" " $\theta = 70^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.10	" " $\theta = 60^\circ$, $T = 14.5 \text{ sec}$
Fig. 2.2.11	" " $\theta = 60^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.12	" " $\theta = 60^\circ$, $T = 8.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.13	" " $\theta = 40^\circ$, $T = 14.5 \text{ sec}$
Fig. 2.2.14	" " $\theta = 40^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.15	" " $\theta = 40^\circ$, $T = 8.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.16	" " $\theta = 20^\circ$, $T = 14.5 \text{ sec}$
Fig. 2.2.17	" " $\theta = 20^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.18	" " $\theta = 20^\circ$, $T = 8.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.19	Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure.
Fig. 2.2.20	Relative Water Elevation in Rolling Motion, $T = 14.5 \text{ sec}$

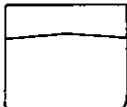
Fig. 2.2.21	Relative Water Elevation in Rolling Motion , $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.22	" , $T = 8.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.23	Effect of Bilge Keel on Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure. $\phi_0 = 20^\circ$, $T = 14.5 \text{ sec}$.
Fig. 2.2.24	" " $\phi_0 = 20^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.25	" " $\phi_0 = 20^\circ$, $T = 8.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.26	" " $\phi_0 = 12^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.27	" " $\phi_0 = 4^\circ$, $T = 11.0 \text{ sec}$
Fig. 2.2.28	Hydrodynamic Pressure Amplitude expressed in Vector Form at $\theta = 40^\circ$ and $\theta = 60^\circ$
Fig. 2.2.29	Instantaneous Hydrodynamic Pressure Distribution

Table 2.2.1 Principal Particulars of Ship and Model

ITEMS		SHIP	MODEL
			S.S.5
LENGTH, L		247.000 m	0.995 m
LOCAL BEAM, B		40.600 m	0.7397 m
DEPTH, D		23.000 m	0.4190 m
DRAUGHT, d		16.000 m	0.2915 m
$H_0 = B/2d$			1.269
$\sigma = S/B \cdot d^\dagger$			0.9975
BILGE KEEL	BREADTH	0.425 m	0.0077 m
	LENGTH	62.320 m	
	FROM $\bowtie$ FORE	38.320 m	
	FROM $\bowtie$ AFT	24.000 m	
SCALE RATIO, $1/a$			1/54.889

$^\dagger S$ is sectional area.

Table 2.2.2 Experimental Conditions in Rolling Motion

$\xi \frac{\omega^2 B}{2g}$	PERIOD OF ROLLING (sec.)	AMPLITUDE OF ROLLING (NOMINAL), (DEG.)																					
		4		8		12		16		20		24				26		28				CRITICAL	
		I	II	I	II	I	II	I	II	I	II	I	II	III	IV	I	II	I	II	III	IV	I	II
0.2830	2.295 (17.0)	○		○		○		○		○		○	○			○		○	○			○	
0.3889	1.956 (14.5)	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
0.5234	1.687 (12.5)	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
0.6758	1.485 (11.0)	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
0.8178	1.350 (10.0)	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
1.0096	1.215 (9.0)	○		○		○		○		○		○	○			○		○	○			○	
1.2778	1.080 (8.0)	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
1.6689	0.945 (7.0)	○		○		○		○		○		○	○			○		○	○			○	
REMARKS		I 		II 		III 		IV 															

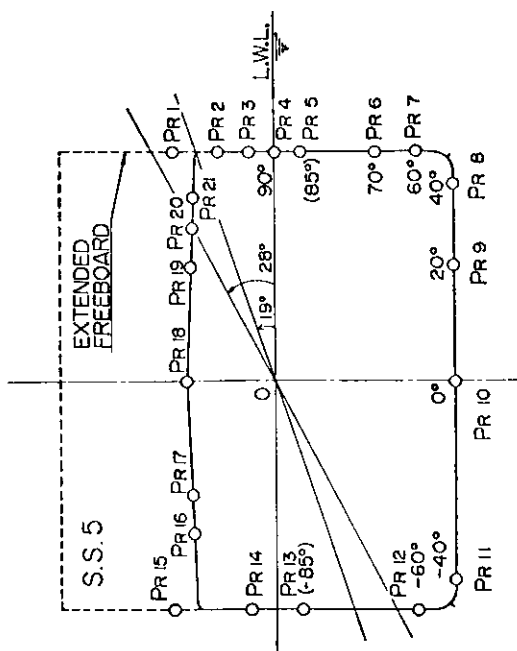


Fig. 2.2.1 Locations of Pressure Gauges

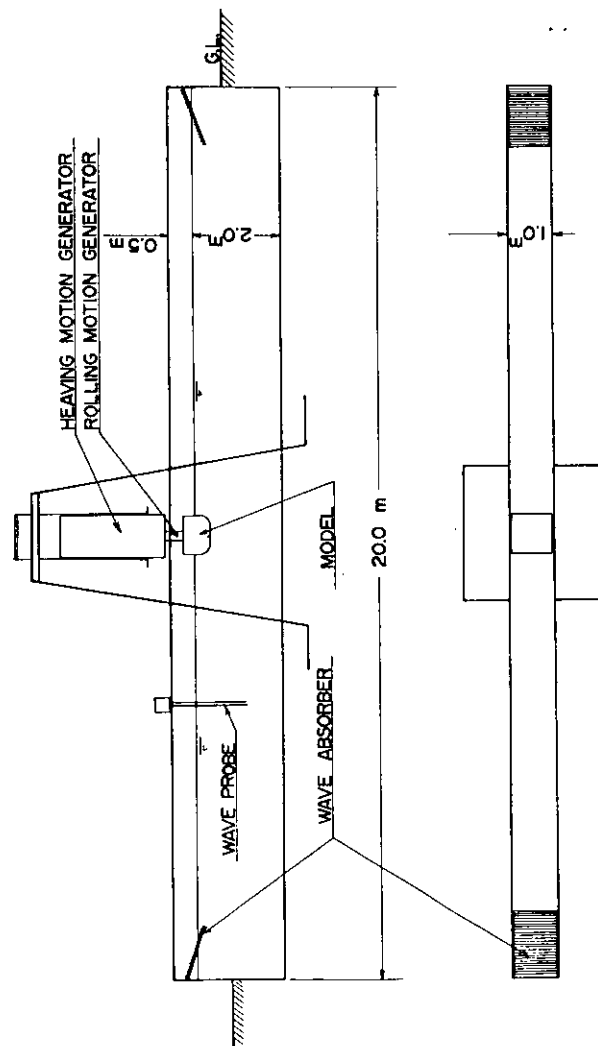


Fig. 2.2.2 Experimental Tank

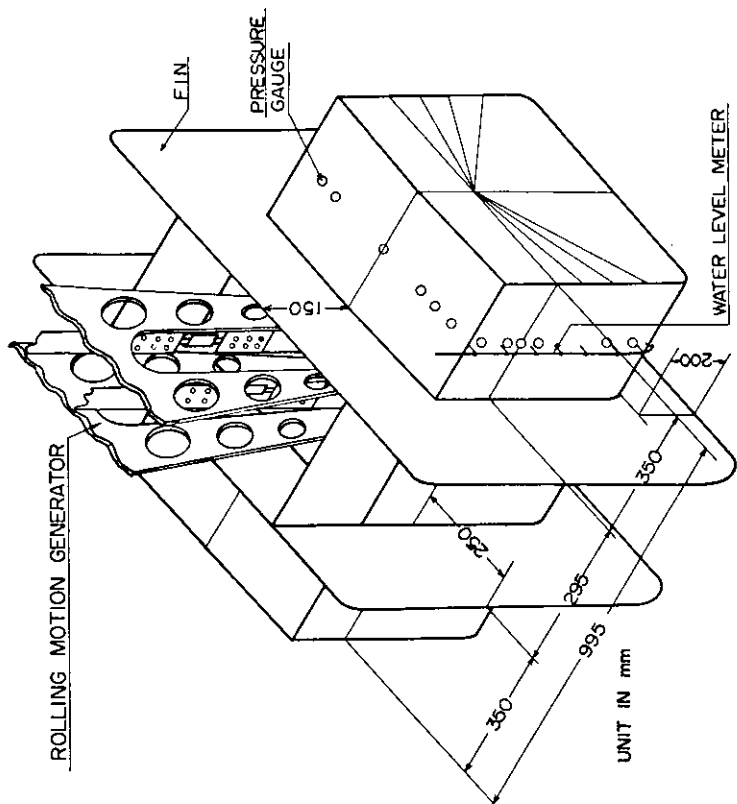


Fig. 2.2.3 Model for Rolling Test

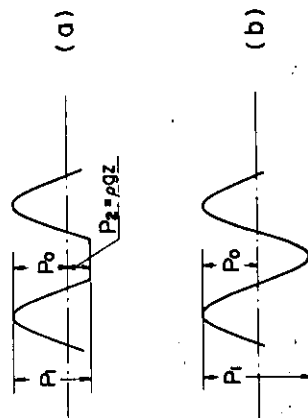


Fig. 2.2.5 Definition of Hydrodynamic Pressure Amplitude.

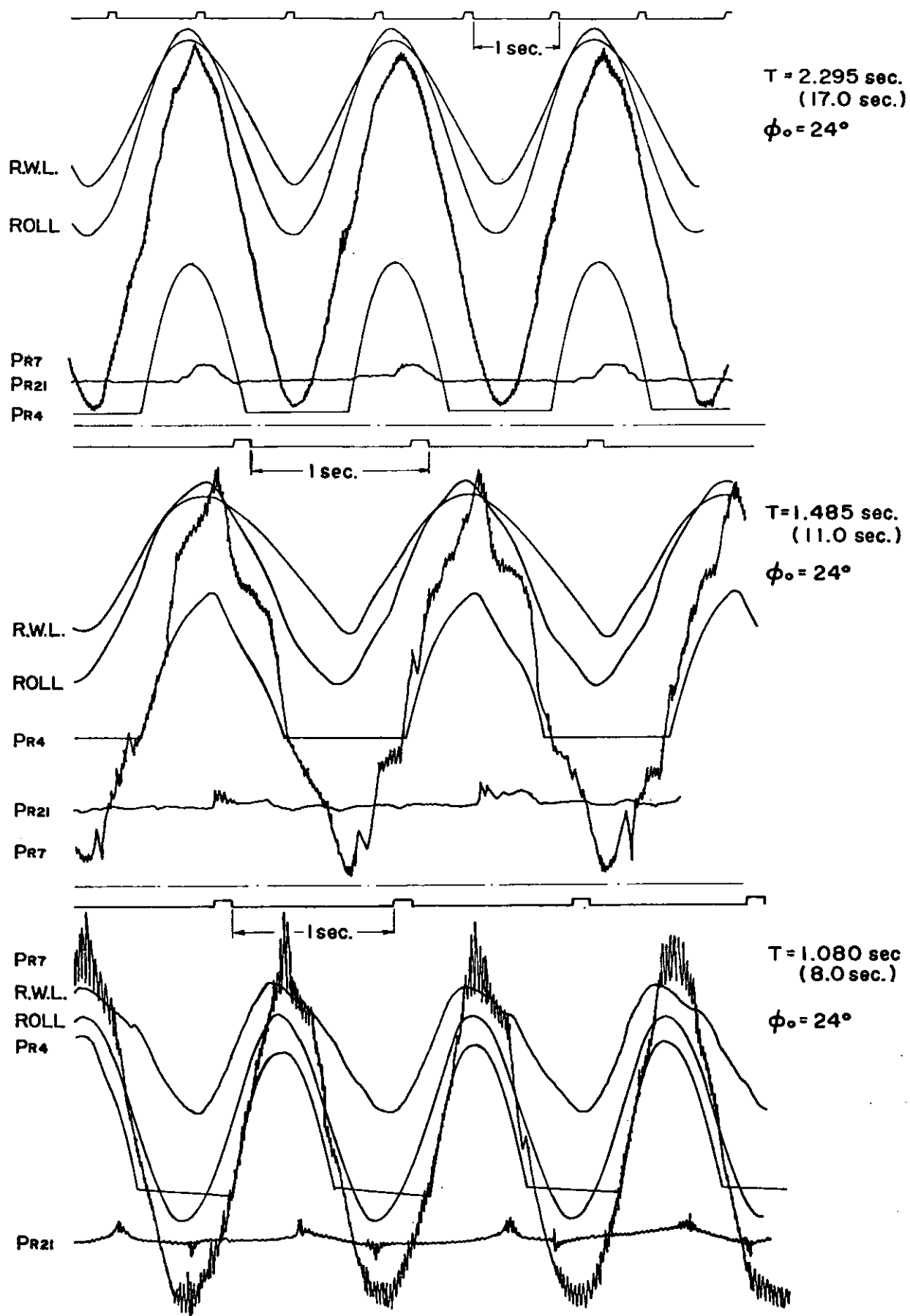


Fig.2.24 An Example of Oscillogram of
 Hydrodynamic Pressures and Rolling Motion

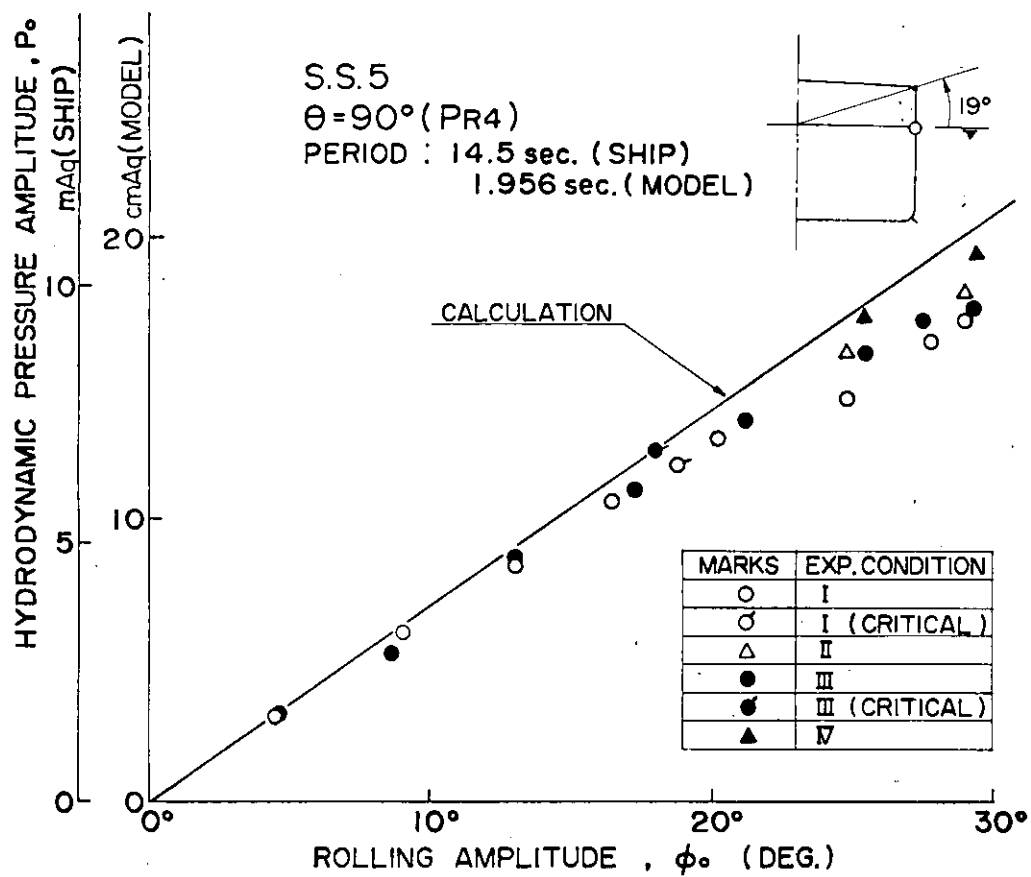


Fig. 2.26 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 90^\circ$, $T = 14.5$ sec

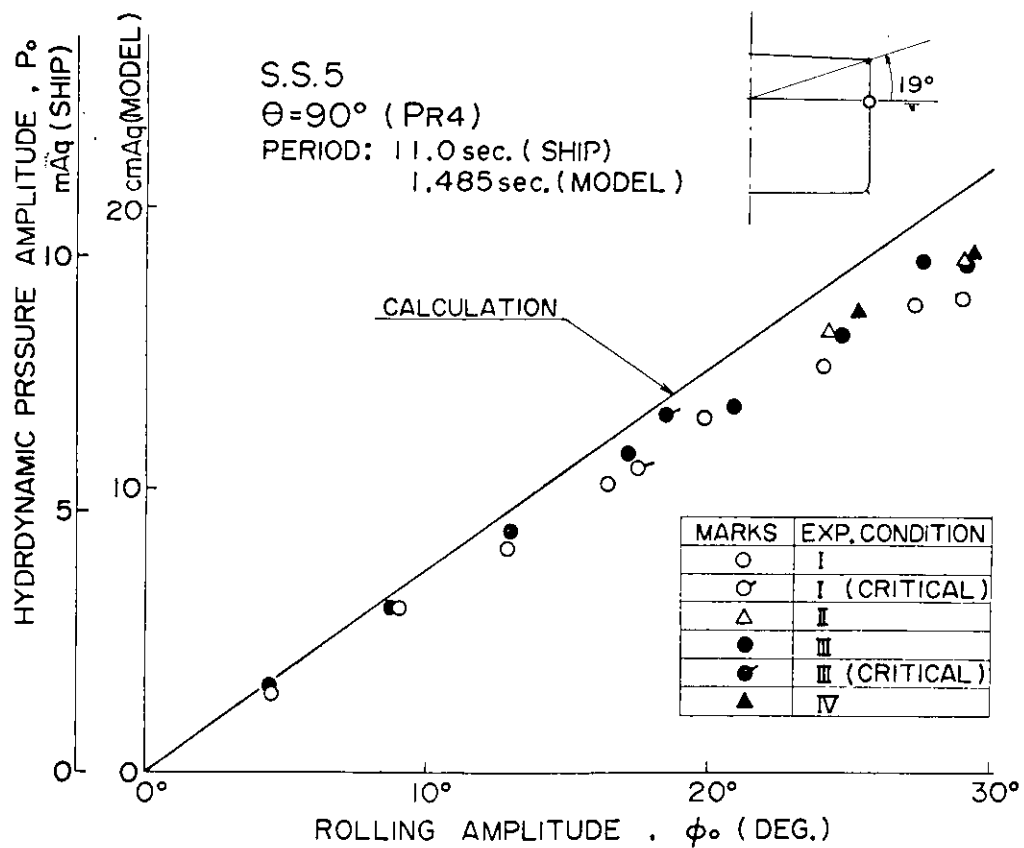


Fig. 2.27 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 90^\circ$, $T = 11.0$ sec

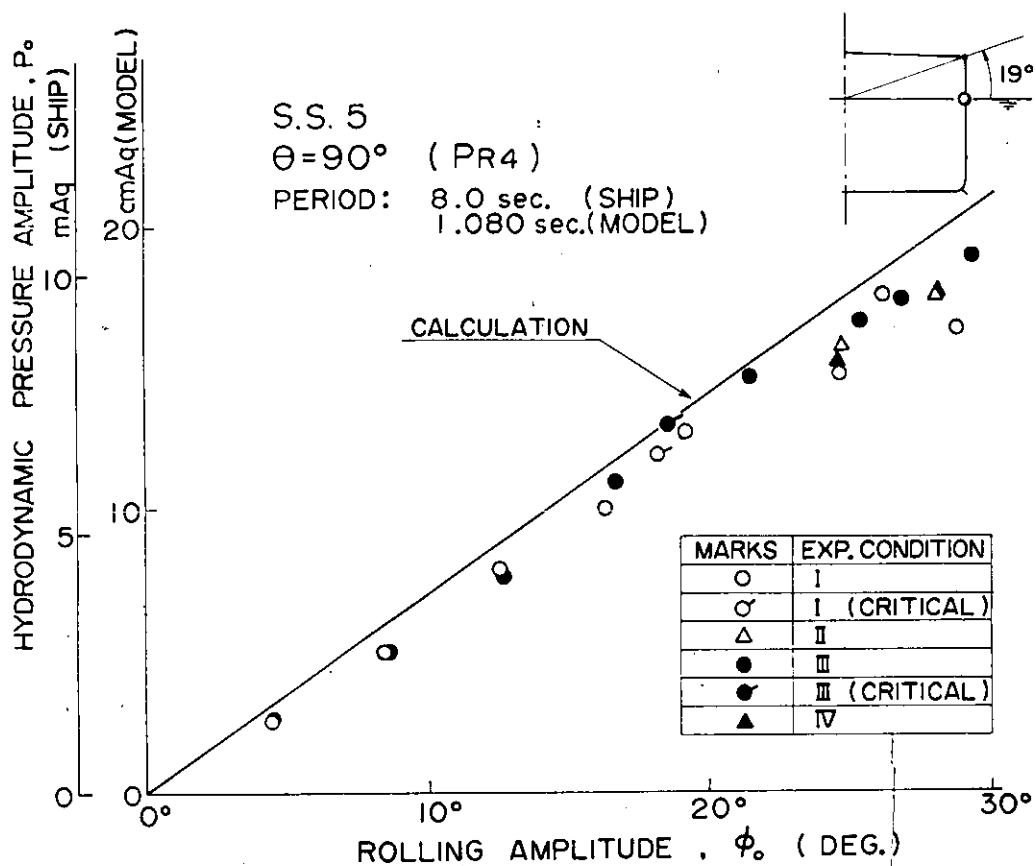


Fig. 2.28 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 90^\circ$, $T = 14.5$ sec

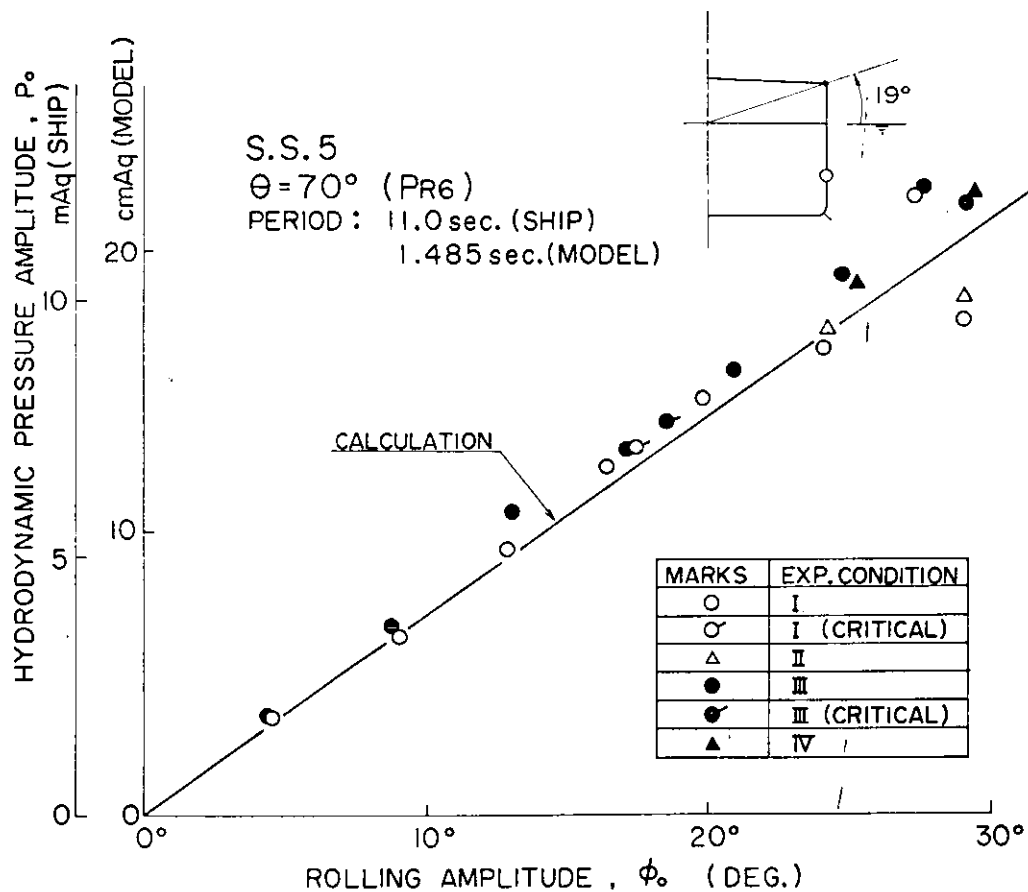


Fig. 2.29 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 70^\circ$, $T = 11.0$ sec

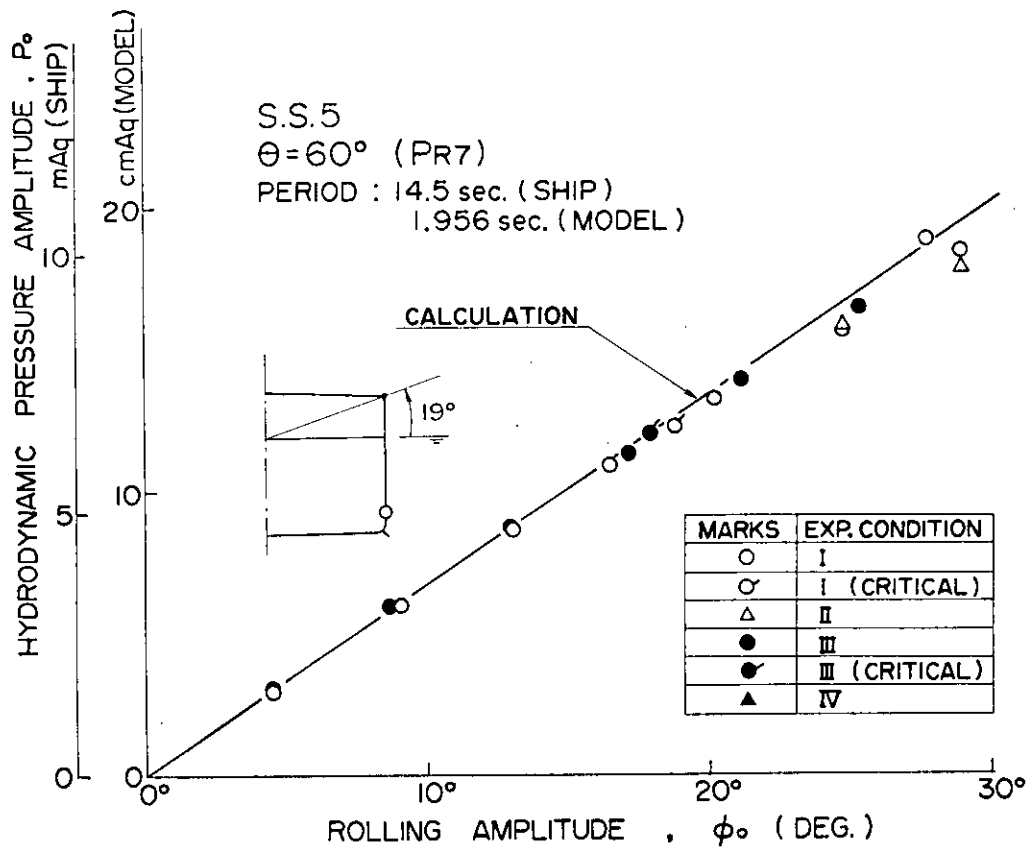


Fig. 2.2.10 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 60^\circ$, $T = 14.5$ sec

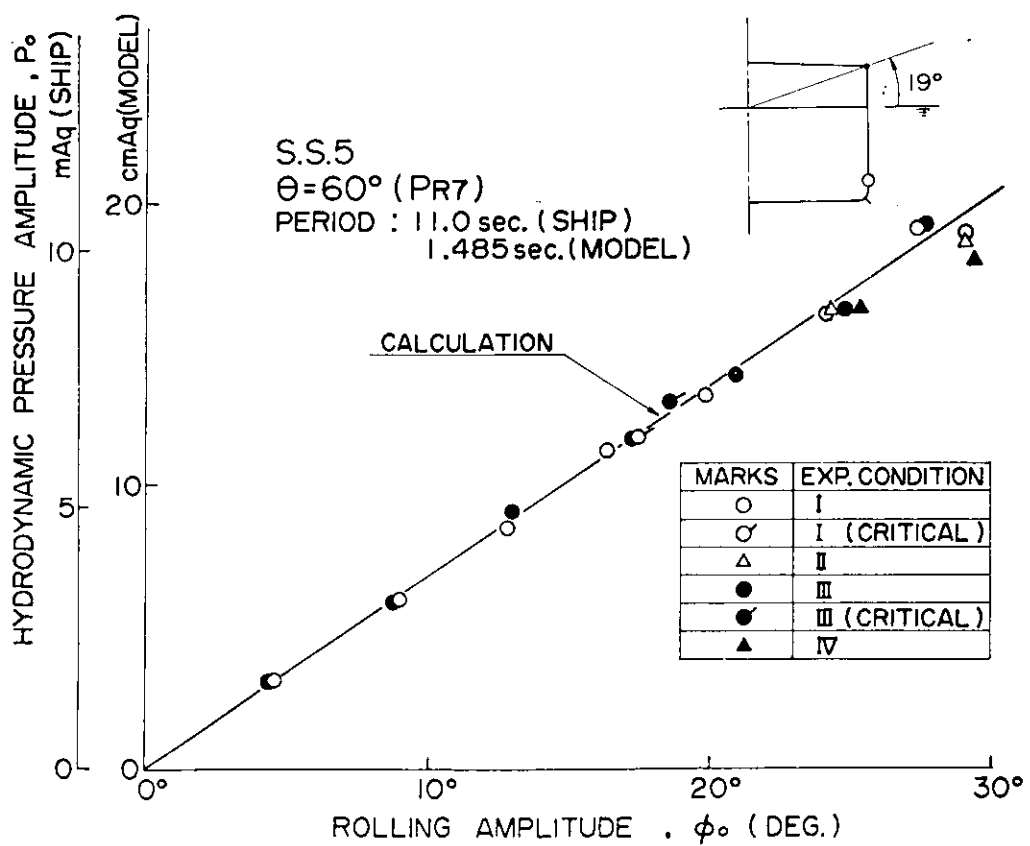


Fig. 2.2.11 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 60^\circ$, $T = 11.0$ sec

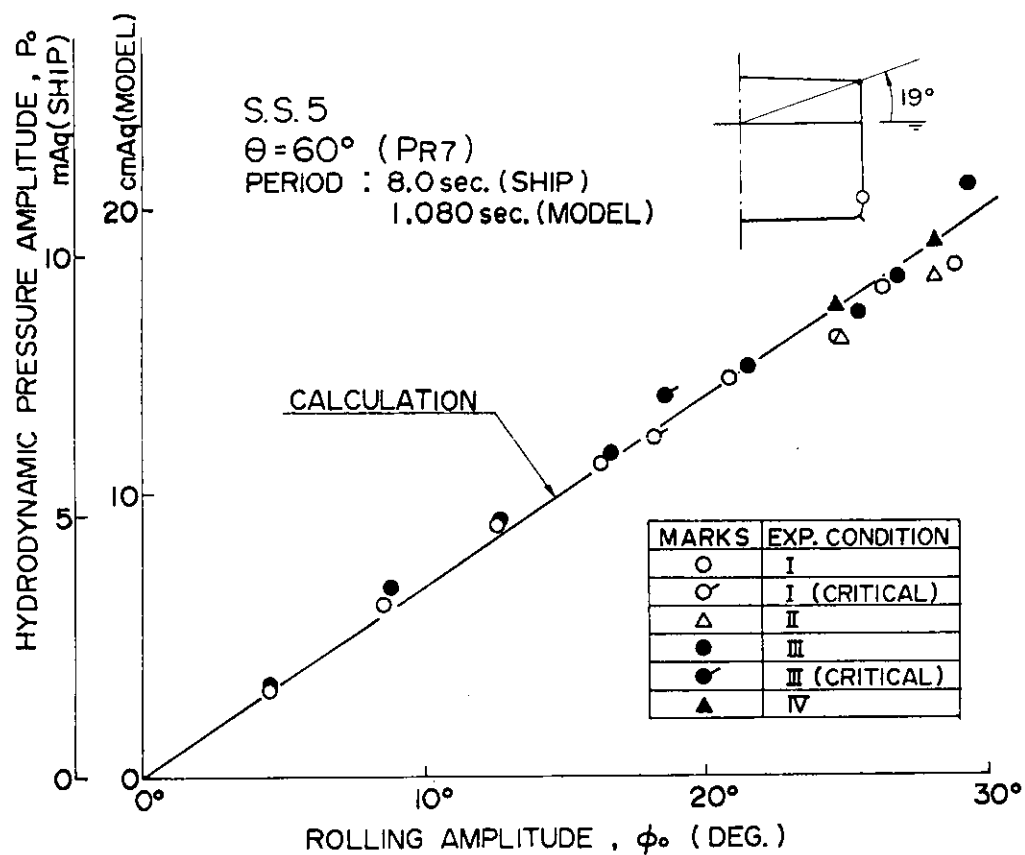


Fig. 2.212 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 60^\circ$, $T = 8.0$ sec

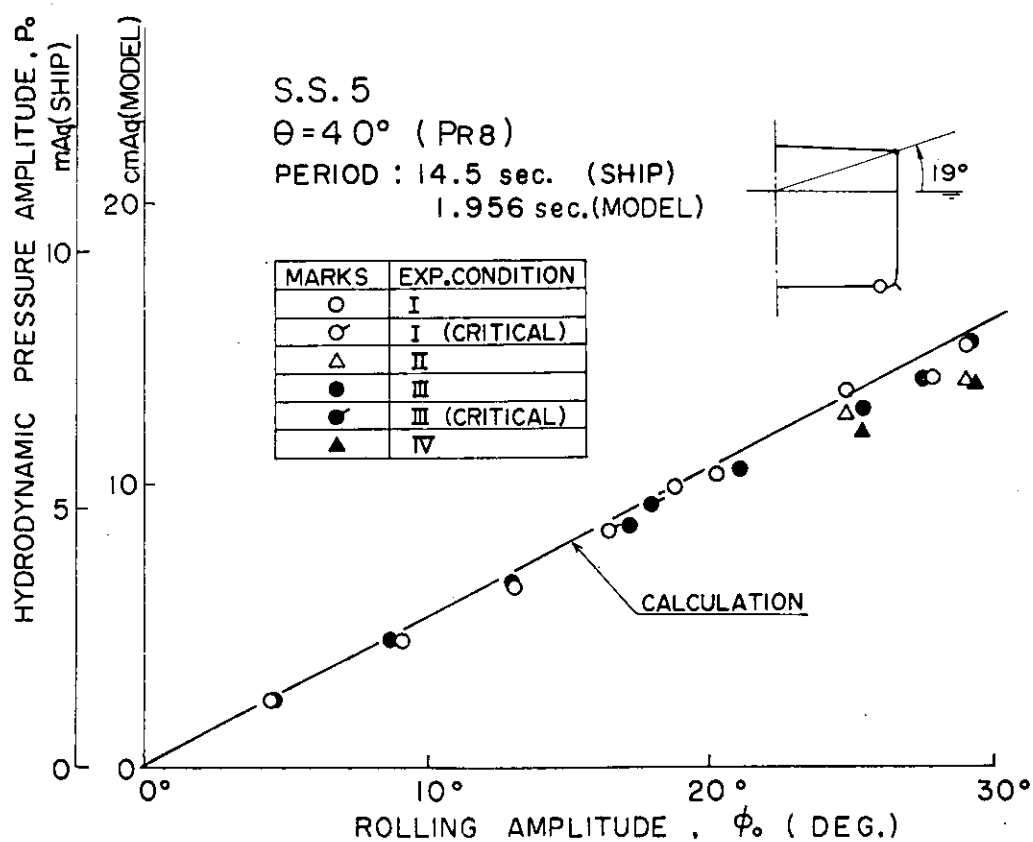


Fig. 2.213 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 40^\circ$, $T = 14.5$ sec

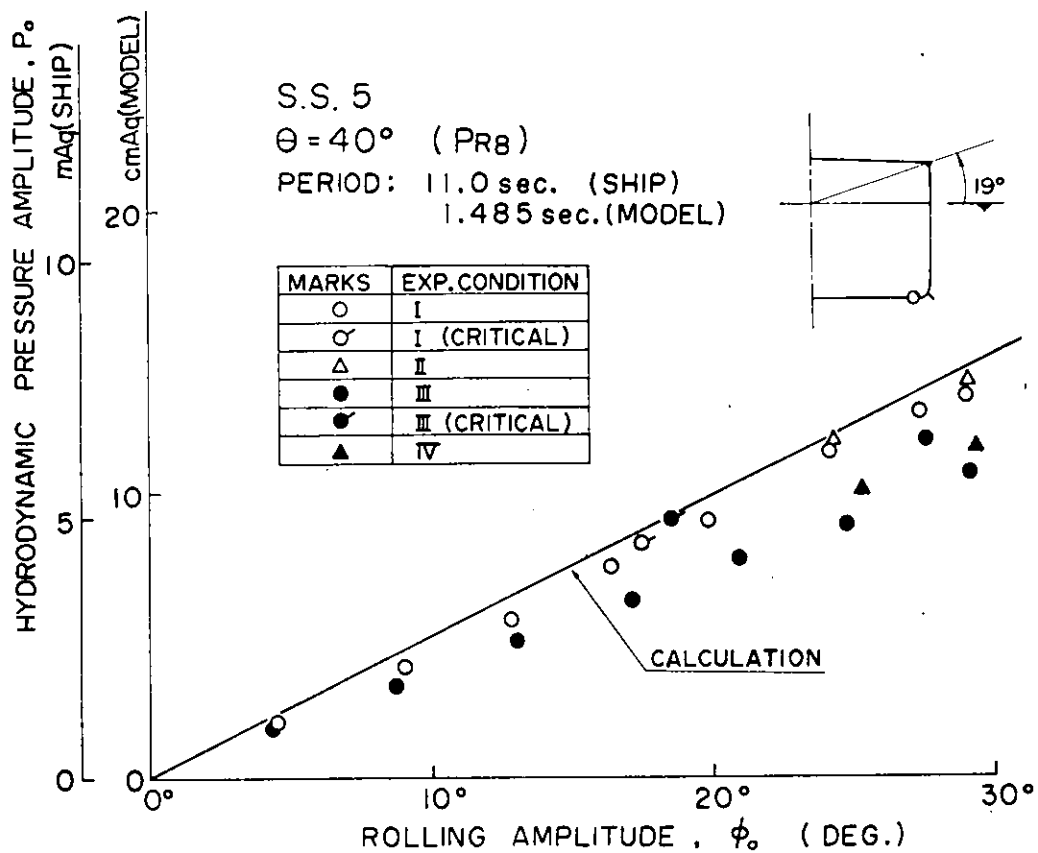


Fig. 2.2.14 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 40^\circ$, $T = 11.0$ sec

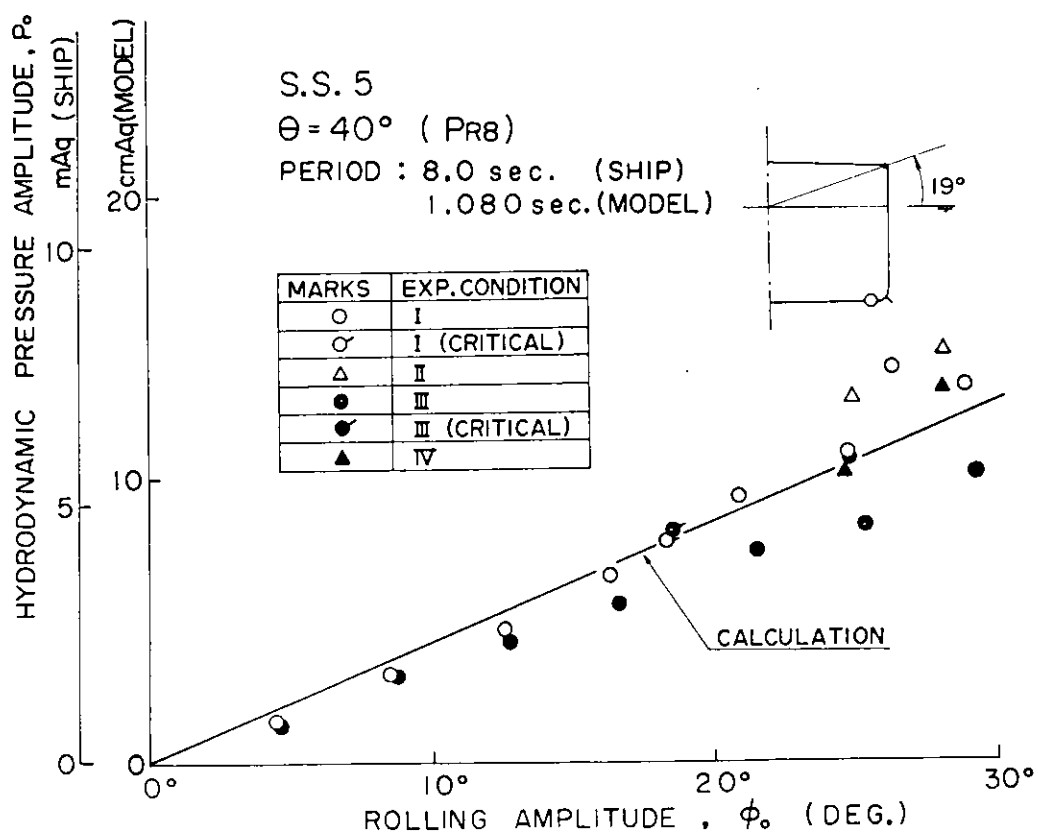


Fig. 2.2.15 Hydrodynamic Pressure Amplitude in
 Rolling Motion $\theta = 40^\circ$, $T = 8.0$ sec

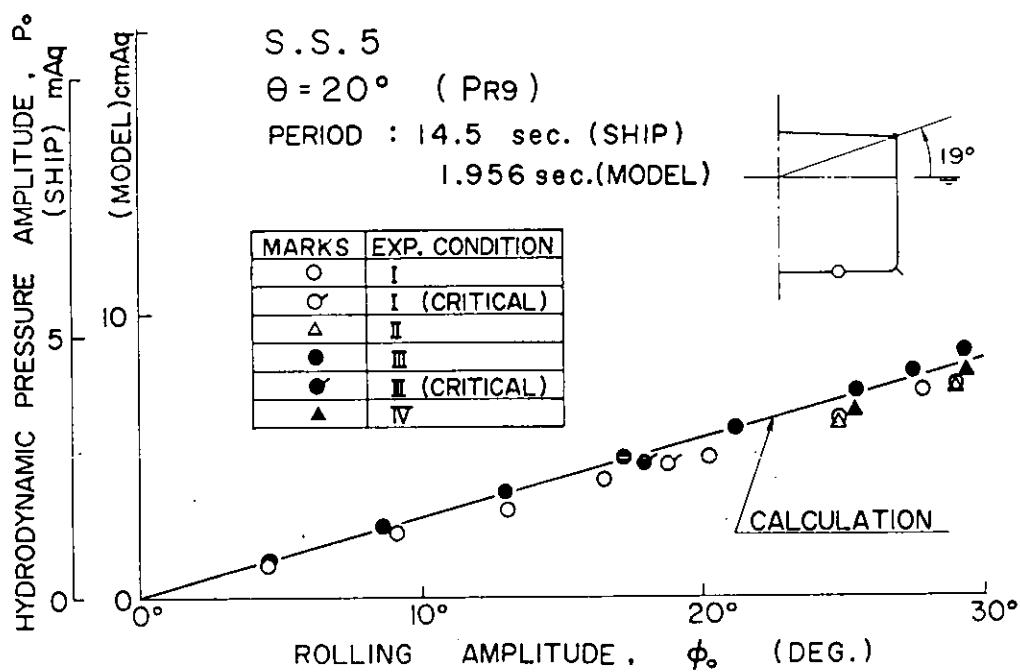


Fig. 2.2.16 Hydrodynamic Pressure Amplitude in Rolling Motion $\theta=20^\circ$, $T=14.5$ sec

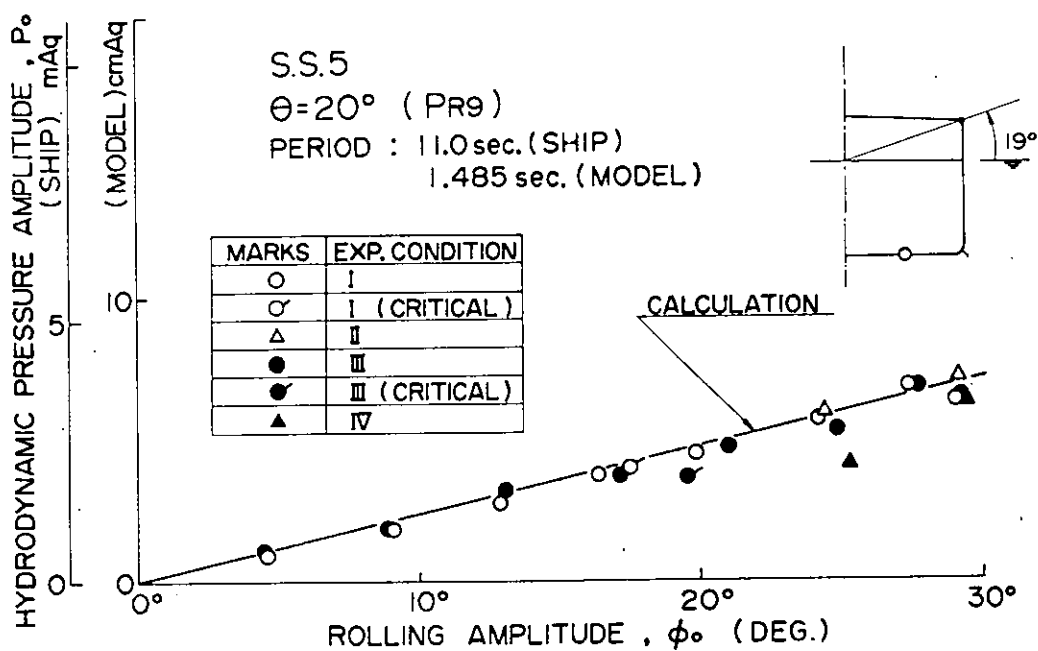


Fig. 2.2.17 Hydrodynamic Pressure Amplitude in Rolling Motion $\theta=20^\circ$, $T=11.0$ sec

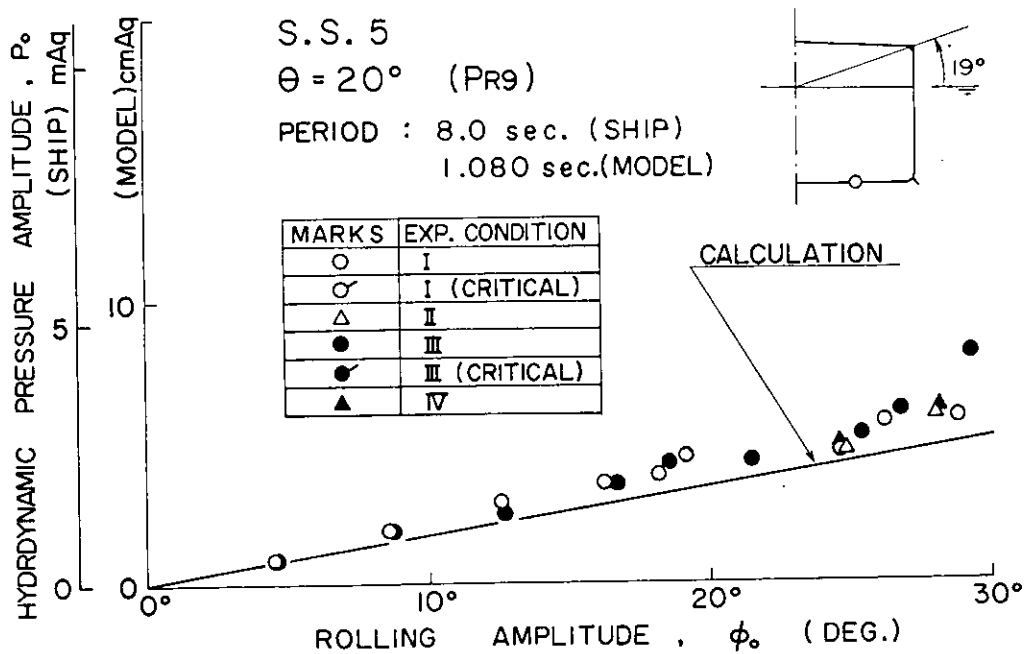


Fig. 2.2.18 Hydrodynamic Pressure Amplitude in Rolling Motion $\theta=20^\circ$, $T=8.0$ sec

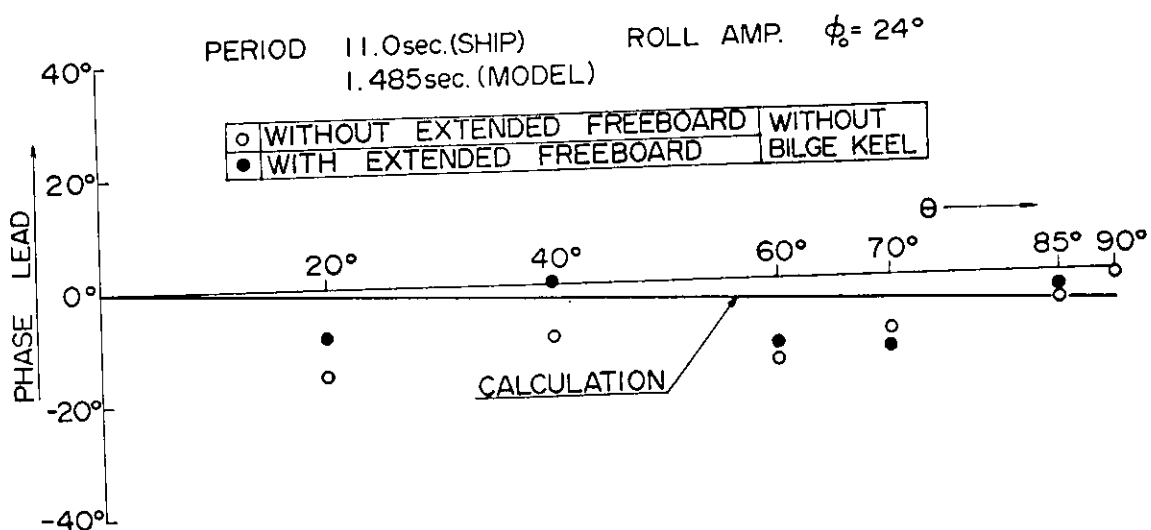


Fig. 2.2.19 Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure

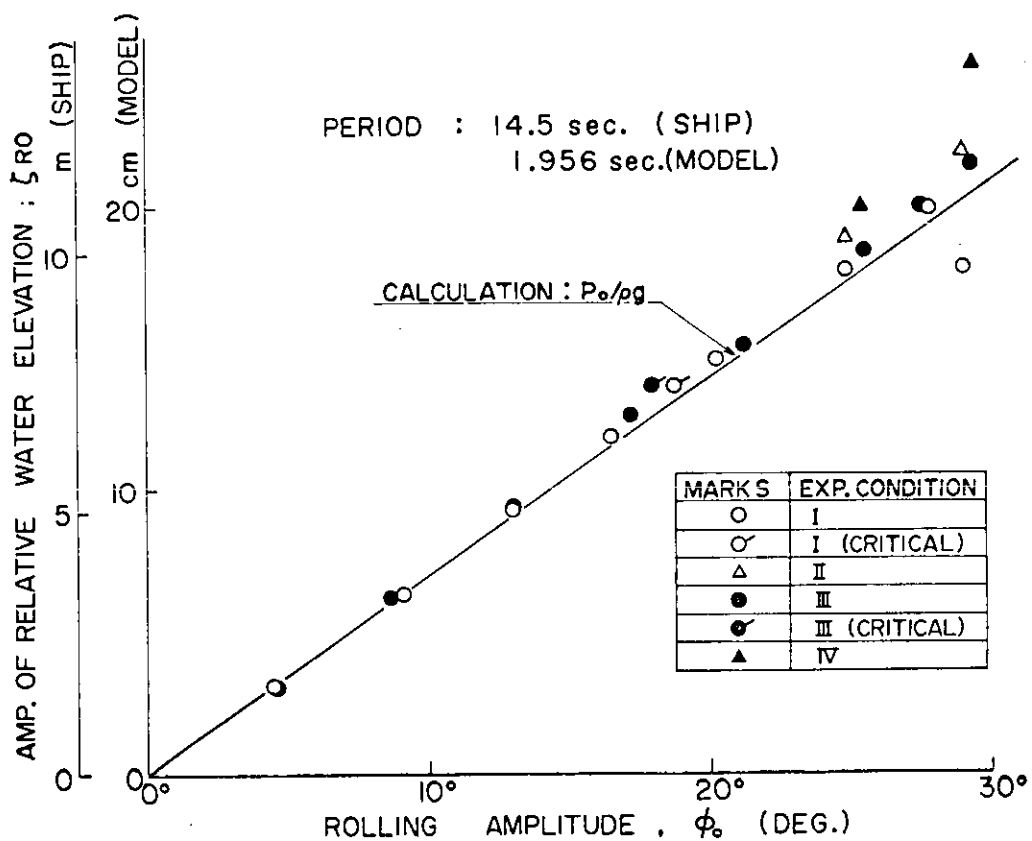


Fig. 2.220 Relative Water Elevation in Rolling Motion , $T=14.5$ sec

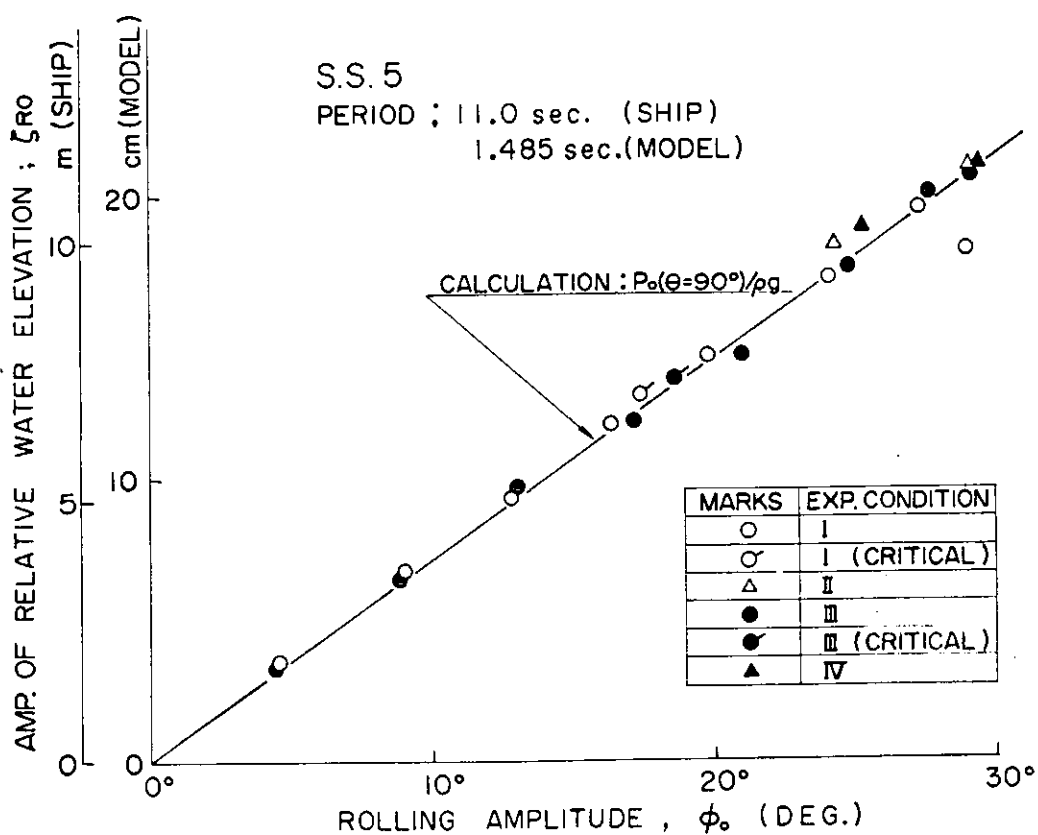


Fig. 2.221 Relative Water Elevation in Rolling Motion , $T=11.0$ sec

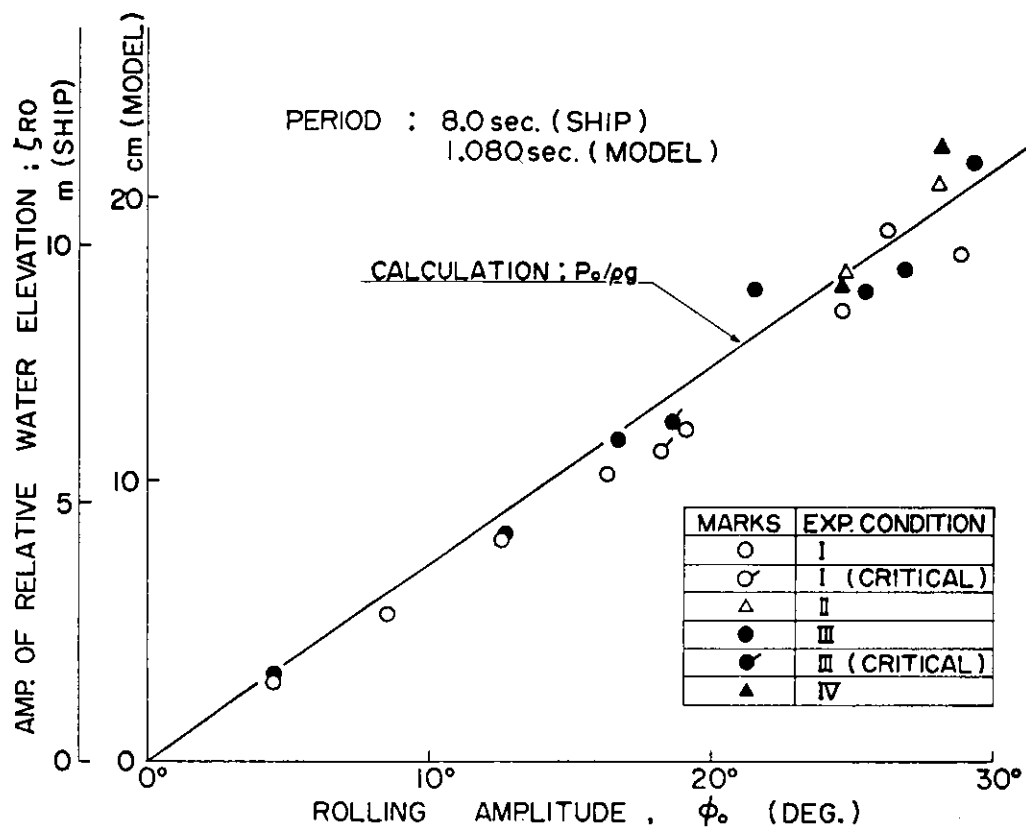


Fig. 2.2.2.2 Relative Water Elevation in Rolling Motion, $T=8.0$ sec

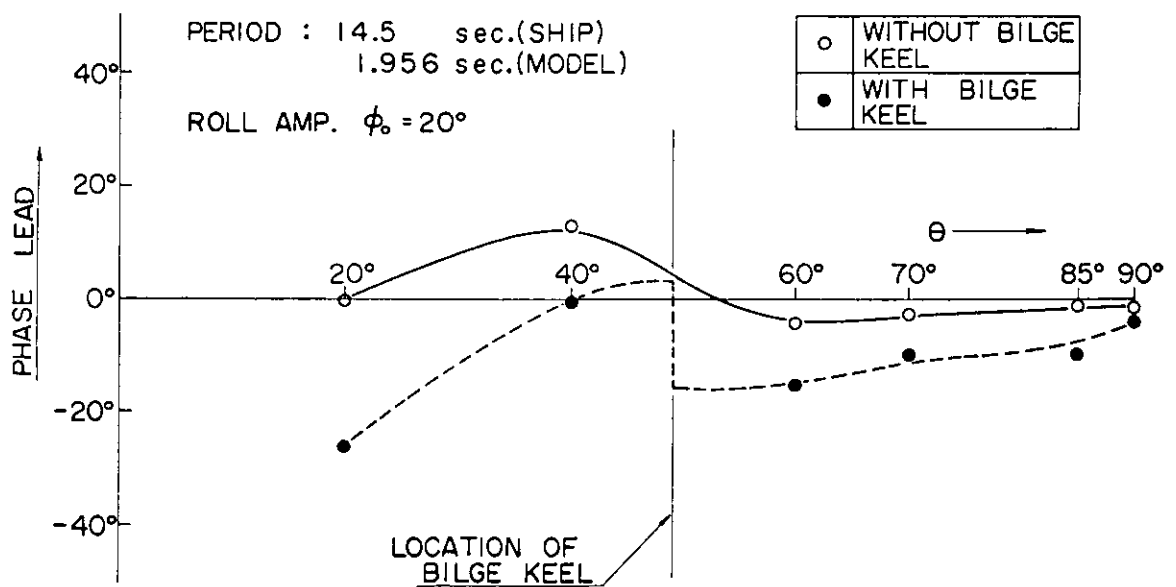


Fig. 2.2.2.3 Effect of Bilge Keel on Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure, $\phi_0 = 20^\circ$, $T=14.5$ sec

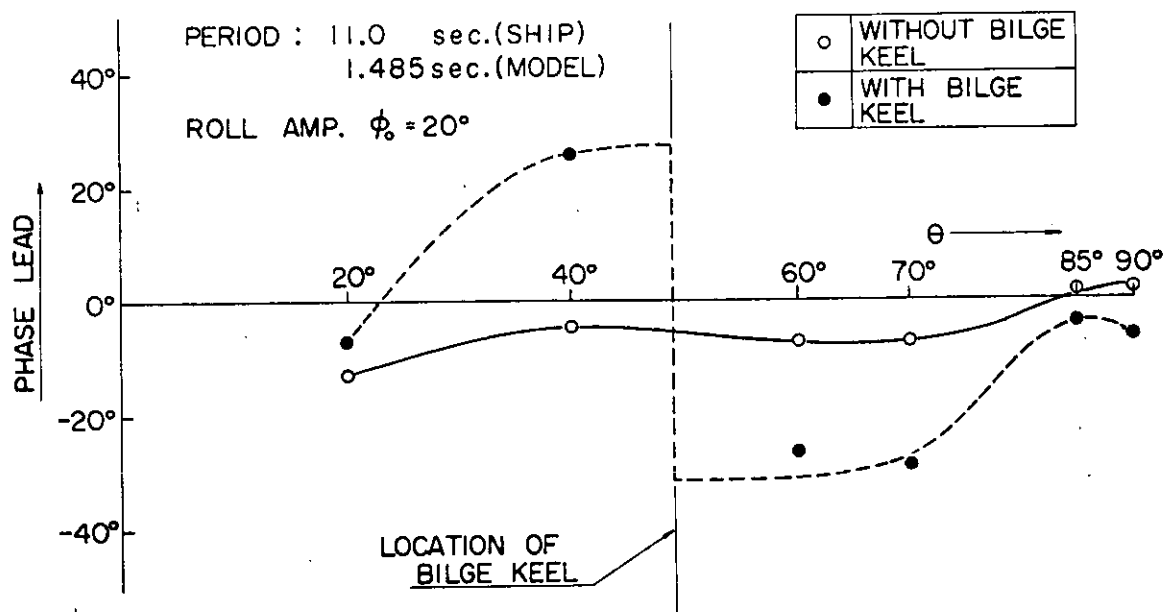


Fig. 2.2.24 Effect of Bilge Keel on Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure. $\phi_0 = 20^\circ$, $T=11.0$ sec

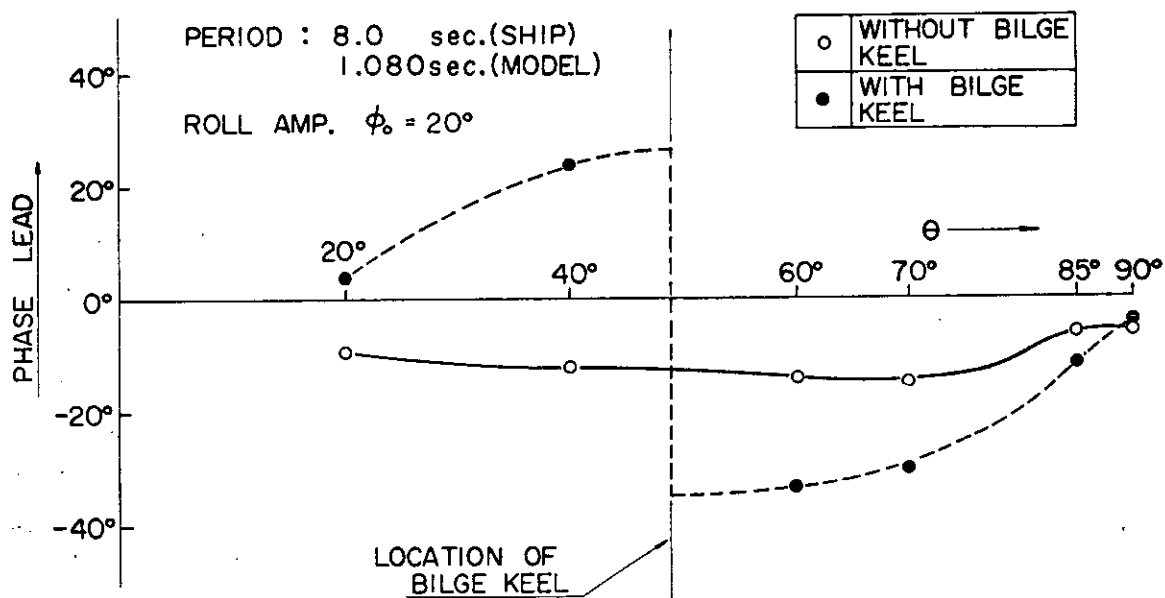


Fig. 2.2.25 Effect of Bilge Keel on Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure. $\phi_0 = 20^\circ$, $T=8.0$ sec

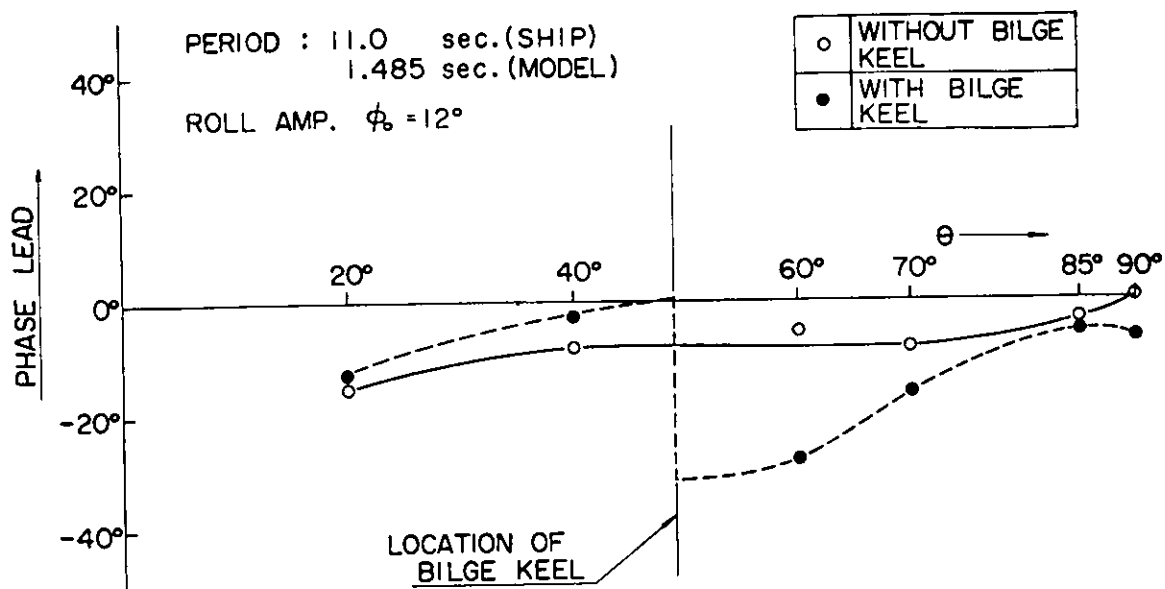


Fig. 2.2.26 Effect of Bilge Keel on Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure, $\phi_0 = 12^\circ$, $T = 11.0$ sec

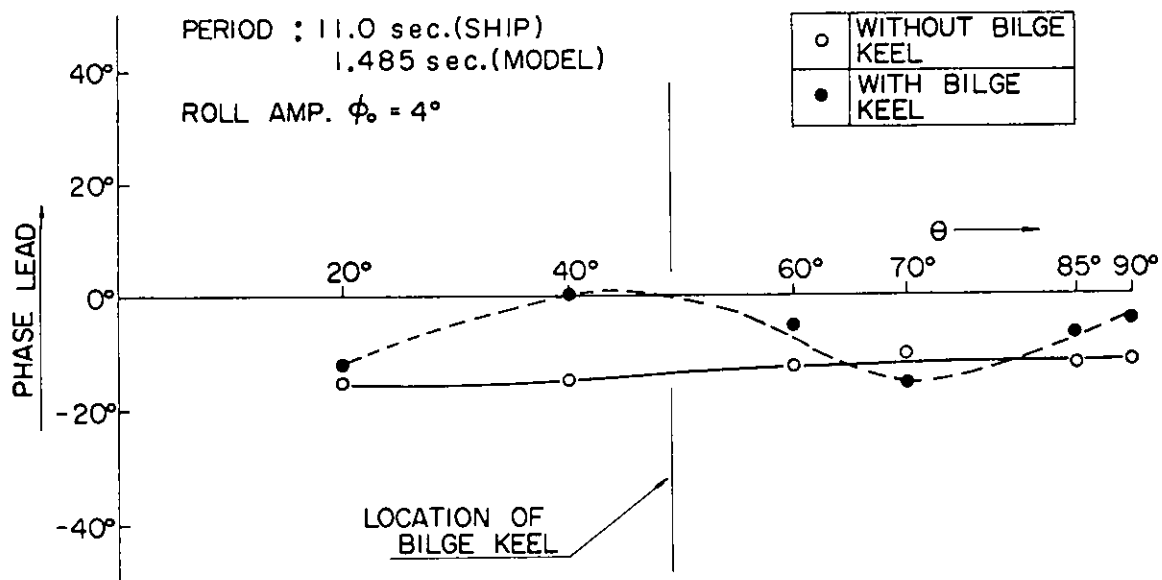


Fig. 2.2.27 Effect of Bilge Keel on Phase Difference between Rolling Motion and Hydrodynamic Pressure, $\phi_0 = 4^\circ$, $T = 11.0$ sec

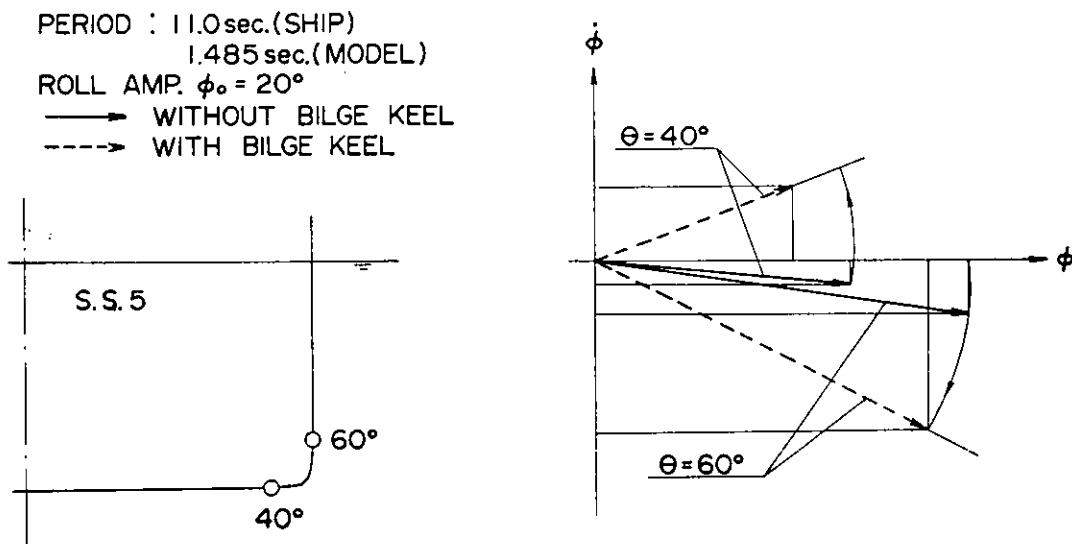


Fig. 2.2.28 Hydrodynamic Pressure Amplitude expressed in Vector Form at $\theta = 40^\circ$ and $\theta = 60^\circ$

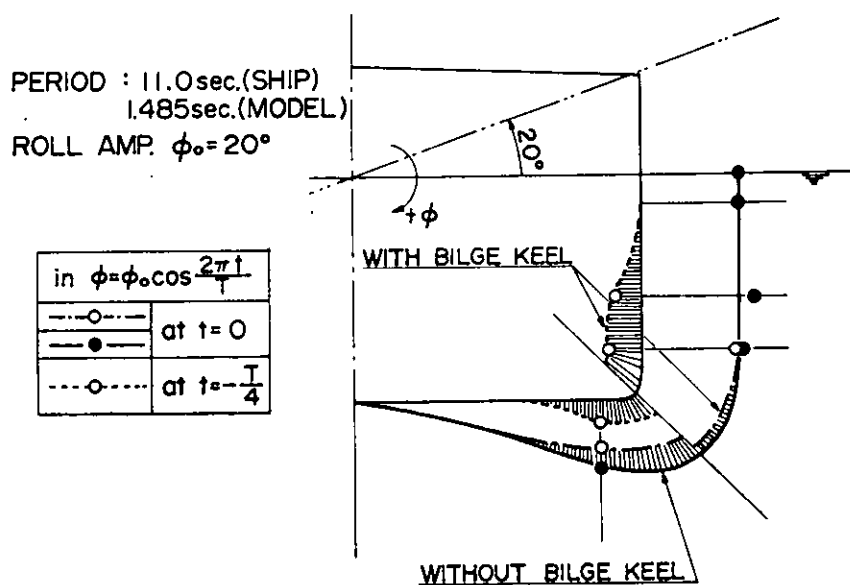


Fig. 2.2.29 Instantaneous Hydrodynamic Pressure Distribution

2.3 船首部水面付近の変動水圧

2.3.1 正面規則波中実験

水面付近では、船体運動により計測点が水面より出入する場合が多く、従ってその圧力波形は半波型となる。昨年度は、鉾石船笠木山丸の3m模型船により正面規則波中航走時における船首部水面付近の変動水圧を計測し、得られた圧力波形の記録を、次に示すような3つの方法で解析し、O.S.M.による計算結果と比較した。

- a) 半波型波形の全圧 $2P_A'$ を波の両振幅に相当する水頭 $2\rho g \zeta_A$ で無次元化する。

$$\bar{P}_A' = 2P_A' / 2\rho g \zeta_A = P_A' / \rho g \zeta_A$$

- b) 水面付近の変動圧も正弦状に変化するものと仮定して、半波型波形より仮想正弦波形の振幅 P_A を求め、これを波振幅に相当する水頭 $\rho g \zeta_A$ で無次元化する。

$$\bar{P}_A = P_A / \rho g \zeta_A$$

- c) 平水中航走時の圧力を基準にとり、半波型波形の全圧 $2P_A'$ を正圧 P_+ 及び負圧 P_- とに分け、それぞれを波の両振幅に相当する水頭 $2\rho g \zeta_A$ で無次元化する。

$$\bar{P}_+ = P_+ / 2\rho g \zeta_A, \quad \bar{P}_- = P_- / 2\rho g \zeta_A$$

以上のような解析方法による実験結果の一例をFig. 2.3.1 及びFig. 2.3.2 に示す。図中にO.S.M. による計算値が点線で示されているが、計算値は実験値 $\bar{P}_A'$ よりかなり高く、実験値 $\bar{P}_A$ との一致も必ずしもよくない。そこで、O.S.M. による計算値に修正係数を乗ずることにより半波型波形の大きさを推定することを試みた。すなわち、Fig. 2.3.3 に示すように、今考えている断面位置での相対水位 Z_r が圧力計測点の実質深さ Z_s' より下方にあるとき圧力計は空中に露出するものと考え、その高さと相対変位の振幅値との比 α より修正係数を求める。すなわち

$$\alpha = \frac{Z_{rA} + Z_{s'}}{2Z_{rA}}, \quad Z_{s'} = Z_s + Z_\zeta$$

ただし、 Z_s : 圧力計測点の静止時水線からの深さ(下方を+)

Z_ζ : 平水中航走時の水面の盛り上り(盛り上りを+)

この修正により求めた計算値が、Fig. 2.3.1 に破線で示されており、実験値 $\bar{P}_A'$ とはほぼ一致がみられる。

2.3.2 正面不規則波中実験

船首部水面付近では、不規則波中でも計測点が水面より出入することが多く、不規則な変動があるレベルで切れた形となって現われる。ここでは、このような圧力波形の確率密度関数を $Sq.St. 9^{1/2}/2$ について求め、規則波中応答関数との対応を調べた。

実験に使用した不規則波(W-4)の波スペクトラムはFig. 2.3.4 に示すとおりで、有義波高 8.76cm, 平均波周期 0.954sec である。

(1) 瞬時値の確率密度関数

実験時における出会波高の確率密度関数をFig. 2.3.5 に、水面付近の2点(Lewis断面の $\theta = 80^\circ, 90^\circ$ に対応)における変動圧の確率密度関数をFig. 2.3.6に示す。更に、Fig. 2.3.7, Fig. 2.3.8は波及び変動圧の実験データから累積度数を計算し、正規確率紙にプロットして正規性を調べたものである。またこれより平均値及び標準偏差も求められるが、変動圧に対するものは、特に $\theta = 90^\circ$ の場合正圧部分に偏り様に分布していない。ここでは、これを様に分布していると仮定して標準偏差 σ を求めた。Fig. 2.3.5, Fig. 2.3.6 の正規分布曲線はこの σ を用いて計算したものである。

波については、かなりよく正規分布に従っているが、変動圧に関しては、計測点が水中に没している間のデータは正規分布を示し、空中に露出した場合は圧力波形があるレベルで切れることになるので、その値以下の累積確率がすべてそこに集中し、確率密度関数はパルスとなって現われる。すなわち $\theta = 80^\circ$ ではほぼ正規分布を示すが、 $\theta = 90^\circ$ の場合は正圧部分のみが正規分布を示し、零点付近でパルスが現われる。

(2) 極値の確率密度関数

波及び Sq. St. $9\frac{1}{2}$ における $\theta = 80^\circ, 90^\circ$ の変動圧の極値を極大値と極小値に分けた場合の分布を Fig. 2.3.9, Fig. 2.3.10 に示す。図中の Rayleigh 分布曲線は(1)で求めた σ を用いて計算したものである。

波については Fig. 2.3.9 に示すように極大値も極小値も Rayleigh 分布によく一致しているが、変動圧については、Fig. 2.3.10 に示すように、極大値の分布は Rayleigh 分布にかなりよく一致しているが、極小値の分布は計測点が空中に露出するレベルに極値が集中する傾向が見られる。

(3) 変動圧の標準偏差の線形重ね合わせ理論による推定

上記のように不規則波中における変動圧の記録を解析し、正規分布表より求めた標準偏差 σ は正圧側の標準偏差を表すが、これを O.S.M. による応答関数と波スペクトラムとの線形重ね合わせ理論を用い、変動圧のスペクトラムの面積より求めた変動圧の片振幅の標準偏差とを比較すると Table 2.3.1. のとおりである。

	Sq. St. $9\frac{1}{2}$, $\theta=80^\circ$	Sq. St. $9\frac{1}{2}$, $\theta=90^\circ$
正規分布表から求めた σ	3.48 cm Aq	3.29 cm Aq
線形重ね合わせ理論による σ	3.86 cm Aq	3.89 cm Aq

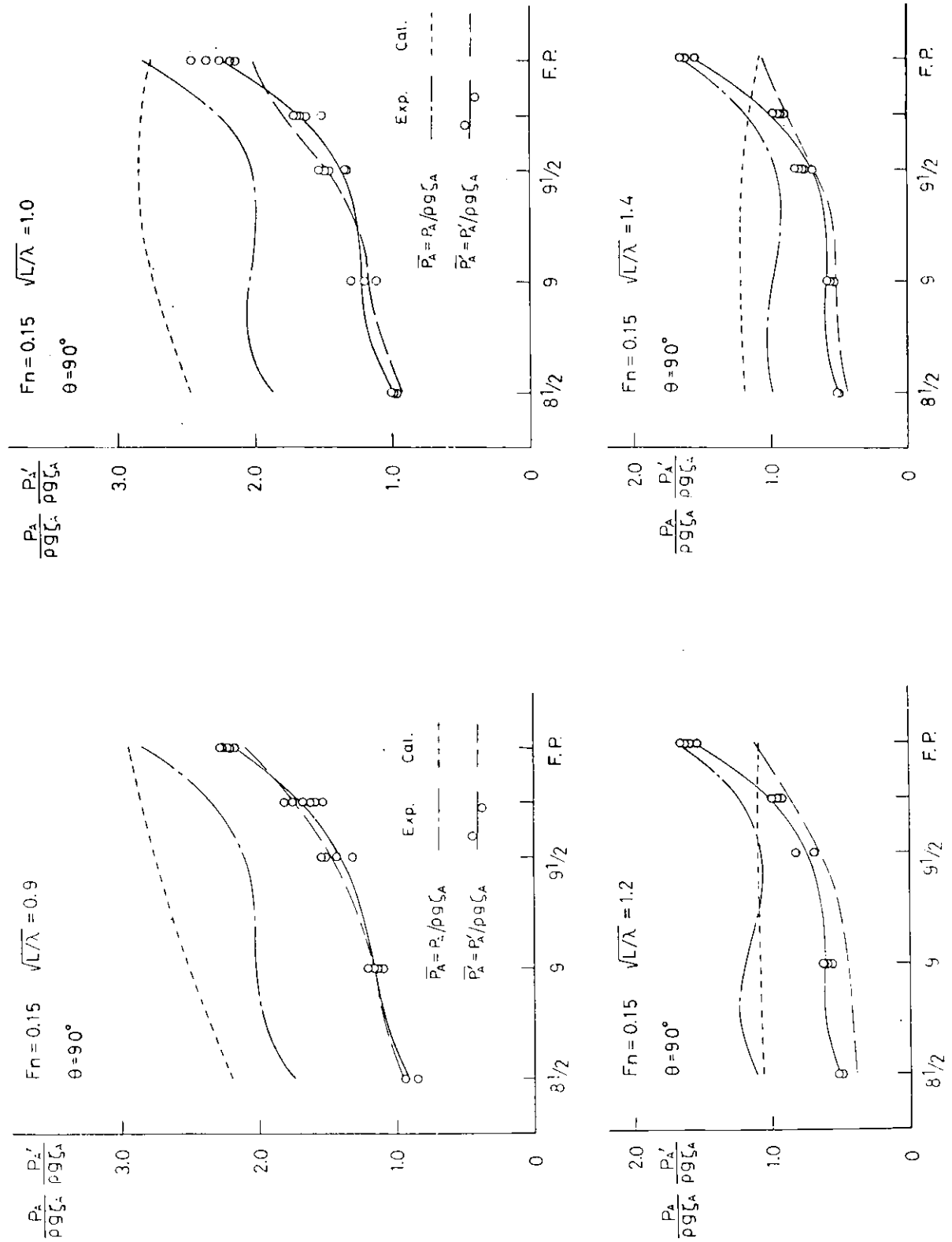


Fig.2.3.1 Amplitudes of hydrodynamic pressure at $F_n = 0.15$, $\theta = 90^\circ$

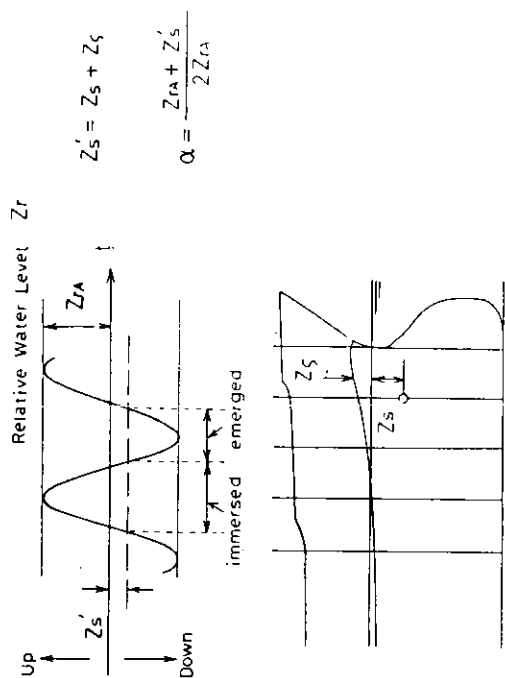


Fig. 2.3.3 Amplitude correction for emerged part hydrodynamic pressure.

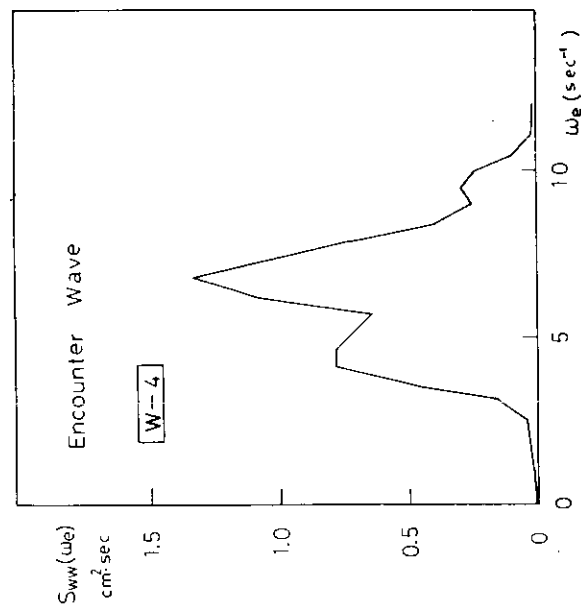


Fig. 2.3.4 Spectrum of encounter wave, (W-4).

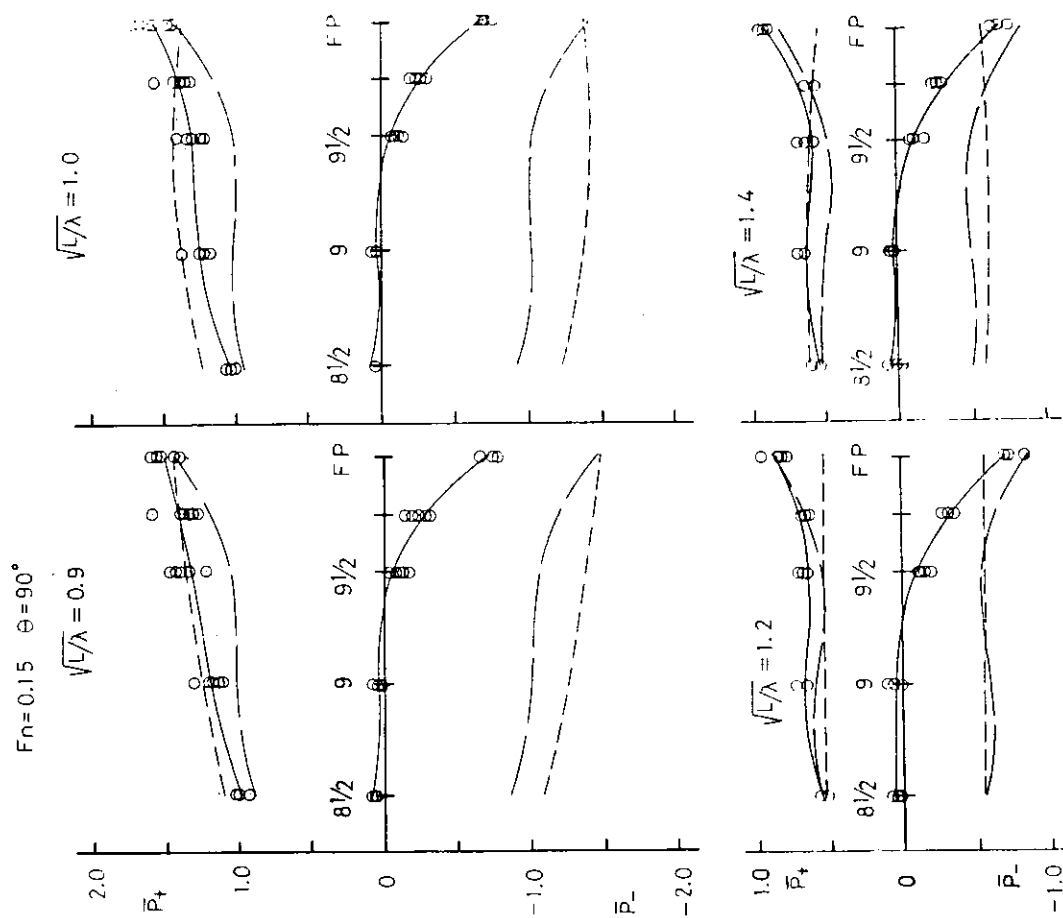


Fig. 2.3.2 Hydrodynamic pressure separated into positive and negative parts, $F_n = 0.15$, $\theta = 90^\circ$

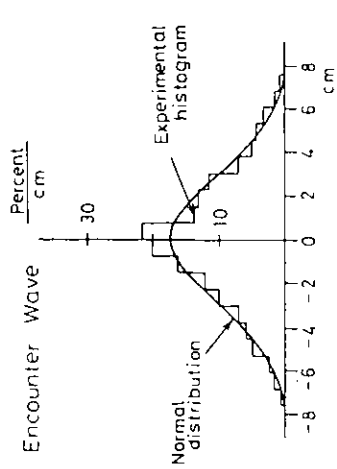


Fig. 2.3.5 Histogram and normal distribution for encounter wave.

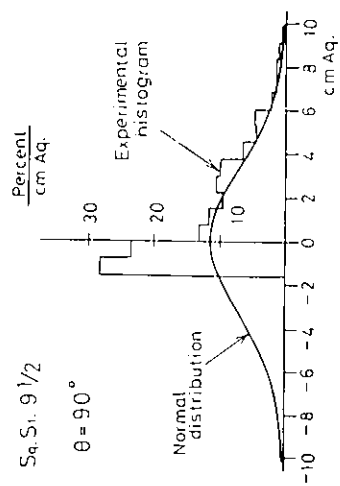
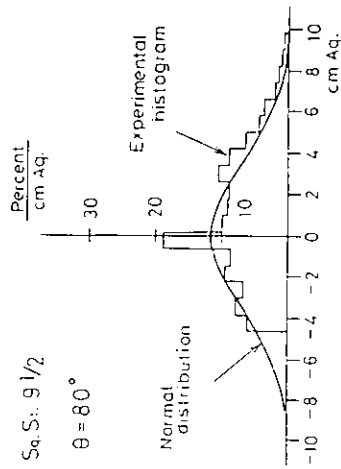


Fig. 2.3.6 Histogram and normal distribution for hydrodynamic pressure near waterline

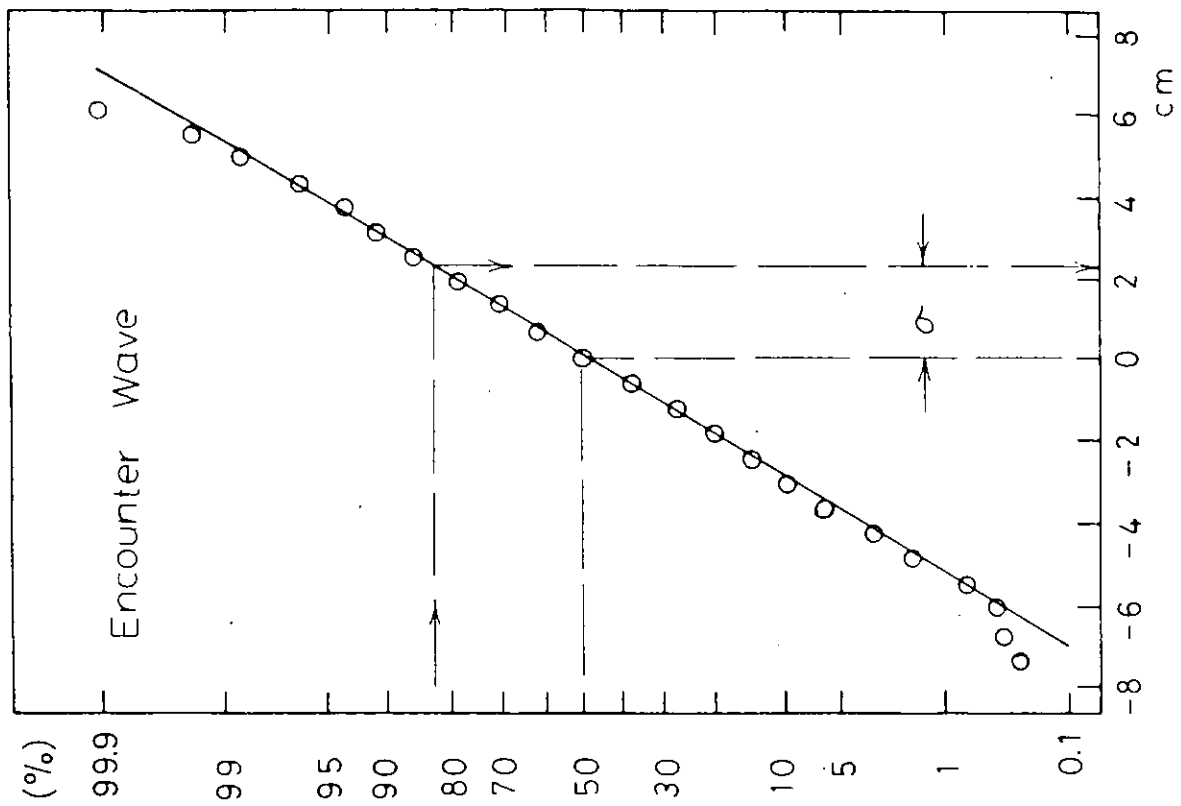


Fig. 2.3.7 Cumulative distribution for encounter wave.

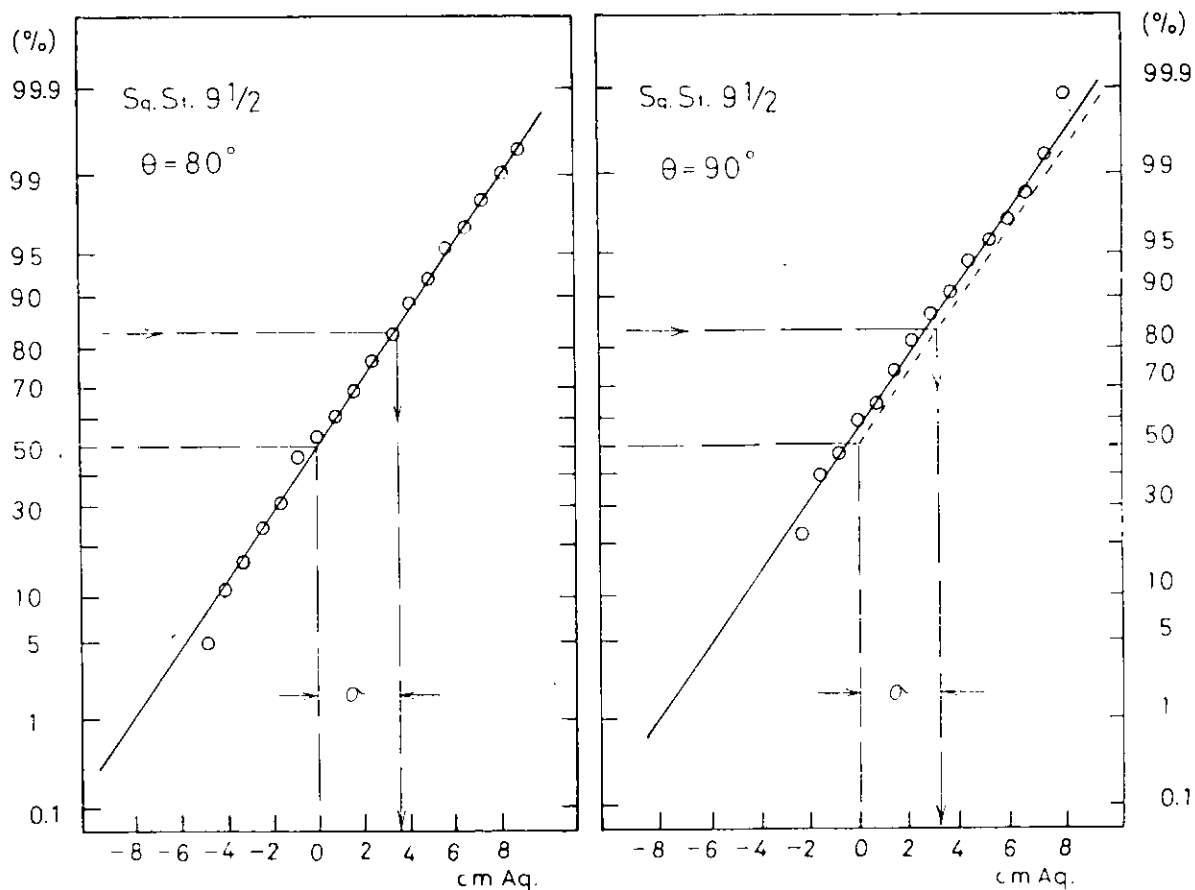


Fig.2.3.8 Cumulative distribution for hydrodynamic pressure near waterline.

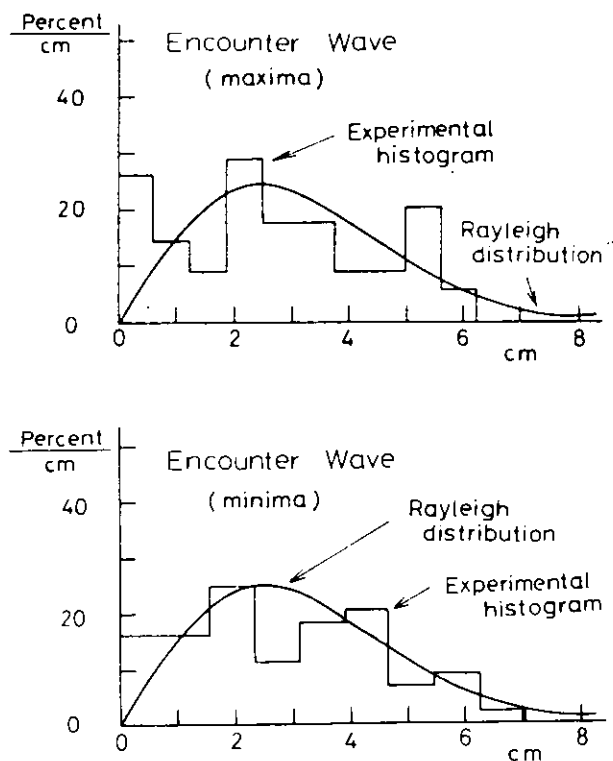


Fig. 2.3.9 Histogram and Rayleigh distribution for encounter wave.

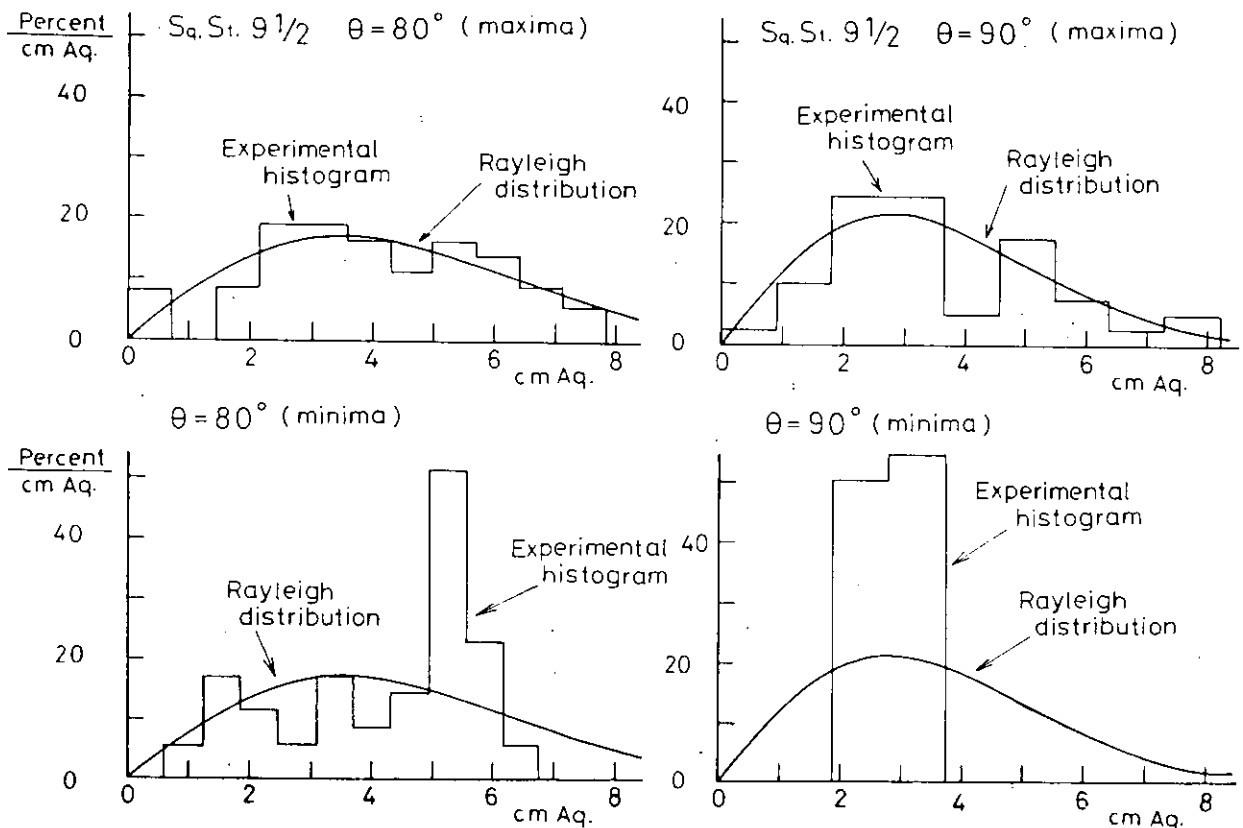


Fig. 2.3.10 Histogram and Rayleigh distribution for hydrodynamic pressure near waterline.

2.4 変動水圧の計算と実験による比較

2.4.1 まえがき

船体表面に働く変動水圧の推定精度を確認するために、運動方程式の係数の場合にならい、その成り立ちに従って成分ごとに調査が進められている。既に鉦石運搬船船型、タンカー船型について、(1) Radiation Pressure¹⁾、(2) 波浪変動水圧²⁾、(3) 全変動水圧³⁾の実験値と計算値との比較検討が行なわれている。ここでは鉦石運搬船“笠木山丸”について東大で実施された結果を前年度に続いて示す。

2.4.2 実験の概要

(1) 供試模型船

模型船は鉦石運搬船“笠木山丸”の長さ3mの木製模型で、その要目をTable 2.4.1に示した。変動水圧測定用の圧力計・取付位置などは前年度本委員会報告書に記載済みなので省略する。

(2) 実験の種類

出会角、運動の正方向等の定義をFig 2.4.1に示してある。

(i) 波浪中自由航走模型試験

全変動水圧を検討するために規則波中の船体運動と変動水圧を計測した。規則波の波高は一定(5cm)とし出会角は向波から追波まで45°おきに、波長は λ/L で0.5から1.5まで5種類行った。船速は $F_n = 0, 0.1$ の場合を行った。船速を一定に保つためにプロペラ回転数を調整しつつ実験を行った。

(ii) 静水中強制動揺模型試験

船体運動に基づく成分を検討するために静水中で船体に強制動揺を与え船体運動と変動水圧を計測した。振幅と

ともに位相差にも注意を払った。

(iii) 波浪中拘束模型試験

本項に関しては前年度報告書に記載済みなのでくわしい説明は省略する。

(iv) 波浪中強制動揺模型試験

全変動水圧が船体運動に基づく成分と、波浪に基づく成分との線形重ね合わせになっているかどうかを検討するために、横波中で波と同一周期・一定位相差をもった強制Rolling を船体に与えて変動水圧と船体運動を計測した。

(3) 実験値と計算値の比較

波浪に基づく変動水圧の計算法としては、O.S.M. と S.S.M.^{*} がある。以下の図中 S.S.M. とあるのは、波浪による成分を S.S.M. で求めたものである。O.S.M. とあるのは上記成分を O.S.M. (田才の方式) で求めたものである。運動に基づく成分は O.S.M. で求めた。各結果の表示は全て無次元化したものを用いる。

* : S.S.M. は Strict Strip Method の略で、境界条件を厳密に合わせて Diffraction 問題を取扱い、波浪による変動水圧を求めている。一方 O.S.M. は近似的取扱いにより Diffraction 問題を Radiation 問題に変換し、波浪による変動水圧を求めている。

波浪中自由航走模型試験における船体運動の実験結果と計算結果を Fig. 2.4.2.1 ~ Fig. 2.3.2.3 に示してある。結果は波振幅または最大波傾斜で無次元化してある。同じく変動水圧の実験結果と計算結果を断面分布として Fig. 2.4.3.1 ~ Fig. 2.4.3.2.2 に示す。縦軸は変動水圧の振幅を波振幅に相当する水頭で無次元化してある。横軸は、断面を Lewis Form 変換したときの単位円の角度を表わす。+側が Weather Side (今の場合 P.S.) を、-側が Lee Side (S.S.) を表わしている。波長変化を見たのが Fig. 2.4.4.1 ~ Fig. 2.4.4.4.である。

静水中強制動揺模型試験の変動水圧の実験結果と計算結果を断面分布の形で Fig. 2.4.5.1, Fig. 2.4.5.2 に示す。

V.M., H.M., R.M. はそれぞれ vertical motion, horizontal motion, rolling motion による変動水圧を表わしている。縦軸は各振幅をそれぞれ $\rho g \zeta_0$, $\rho g \eta_0$, $\rho g B/2 \theta_0$ で無次元化して示した。(ζ_0 , η_0 はそれぞれ上下方向変位, 左右方向変位振幅を θ_0 は rolling 振幅を表わす) 位相差は各運動を基準にとり進みを正とする。また周期の表示は強制動揺周期と同じ波周期をもつ波長の値 λ/L で行なった。

波浪中拘束模型試験の結果を波長変化の形で Fig. 2.4.6.1, Fig. 2.4.6.2 に示す。縦軸は変動水圧の振幅を波振幅で無次元化してある。位相差は波頂が midship center line 上に来た時を基準とし進みを正とする。断面分布の形では昨年度の本委員会本報告書に掲載済みなので、ここでは省いた。

波浪中強制動揺模型試験の変動水圧の実験結果と計算結果を断面分布の形で Fig. 2.4.7 に示す。縦軸は変動水圧の振幅を波振幅に相当する水頭で無次元化してある。位相差は波頂が center line 上に来た時を基準にとり、進みを + とする。計算結果は、いずれも波浪変動水圧を S.S.M. により求めてある。実線は波浪による成分と運動による成分を合成したものを表わす。破線は同一規則波中の拘束模型に働く波浪変動水圧を表わしている。

Fig. 2.4.8 には、Fig. 2.4.1.7 の $\theta = 80^\circ$ における変動水圧の計算値を成分に分解してベクトルとして表わしたものである。参考として同点の $\lambda/L = 1.5$ の場合も示してある。各成分の振幅を波振幅に相当する水頭で無次元化して同図には示してある。位相差は波頂が midship に来た時を基準とし進みを正とする。以上のように Fig. 2.4.2 ~ Fig. 2.4.8 に実験結果を計算結果とともに示したが、その結果をまとめると次のようである。

- (i) 静水中における船体強制動揺に基づく変動水圧は、O.S.M. による計算結果と実験結果で振幅・位相差ともよく合っている。
- (ii) 波浪中の拘束模型に働く変動水圧に関してみると、weather ride では O.S.M. と S.S.M. の間で計算値に大きな違いはないが、横波および斜波において船底から lee side にかけて計算値間に差が現われ、短波長域ほどそ

の差は顕著である。全般に両計算結果と実験結果は振幅・位相ともよく合っているが、lee ride ではS.S.M による計算結果のほうが、若干実験結果に近いようである。

(iii) 斜向波の水面付近における計算結果と実験結果の差は、波浪変動水圧の推定法に問題があるのではないかと言われていたが、むしろ船体運動の推定精度の悪さによるものと考えられる。したがって船体運動(特にRolling)を精度良く推定することが出来れば、ストリップ法により変動水圧を求めても実用上差し支えないものと考えられる。

以上まとめると変動水圧推定に対するストリップ法の有効性が実験的に確かめられたのではないかと思う。

参 考 文 献

- | | | | | |
|----|--------------------------------|--------------|---------|-----------------|
| 1) | 第 1 3 1 研究部会報告書：“波浪外力に関する水槽試験” | 日本造船研究協会研究資料 | № 1 6 3 | 1 9 7 2 |
| 2) | “ | “ | “ | № 1 7 6 1 9 7 3 |
| 3) | “ | “ | “ | № 1 9 2 1 9 7 4 |

Table 2.4.1 Principal Particulars

J I E M	SH I P	MODEL
Lpp (m)	247.000	30.00
B (m)	40.600	0.4932
D (m)	23.000	0.2794
α (m)	16.000	0.1943
W (ton)	135,950	0.2350
C _b	0.8243	0.8243
C	0.9975	0.9975
G (m)	fore 7.301	fore 0.089
KG (m)	12.280	0.1456
GM (m)	4.130	0.0537
K _l	0.2362Lpp	0.2409Lpp
K _t	0.2200B	
T ₀ (sec)	11.04	1.26
Kil ge Keel		
l _B (m)	63.320	0.758
b _B (m)	0.425	0.005

$$\begin{aligned}
 \text{WAVE} : & \quad \eta = \eta_0 \cos(kx \cos \chi - ky \sin \chi - \omega_e t) \\
 \text{HEAVE} : & \quad \zeta = \zeta_0 \cos(\omega_e t + \varepsilon_\zeta) \\
 \text{PITCH} : & \quad \phi = \phi_0 \cos(\omega_e t + \varepsilon_\phi) \\
 \text{SWAY} : & \quad \eta = \eta_0 \cos(\omega_e t + \varepsilon_\eta) \\
 \text{YAW} : & \quad \chi = \chi_0 \cos(\omega_e t + \varepsilon_\chi) \\
 \text{ROLL} : & \quad \theta = \theta_0 \cos(\omega_e t + \varepsilon_\theta)
 \end{aligned}$$

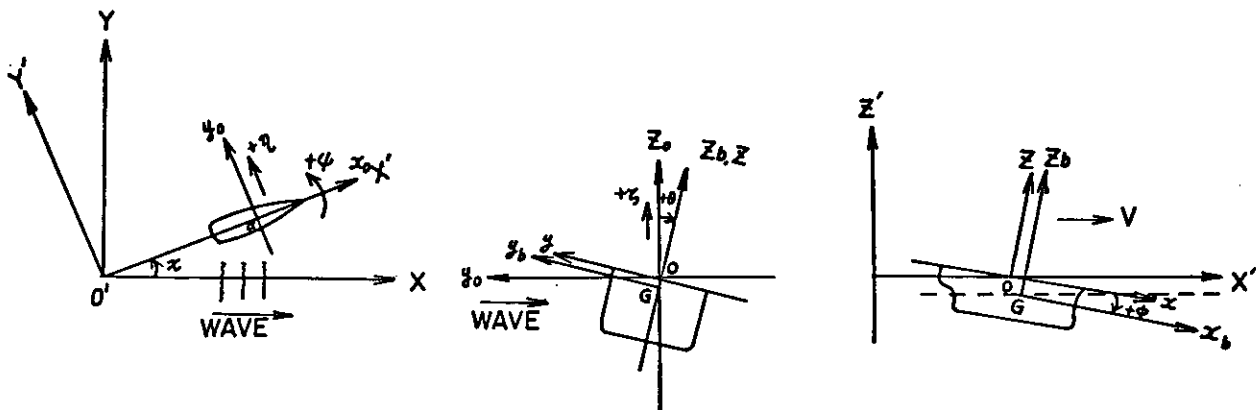


Fig. 2.4.1 Coordinate

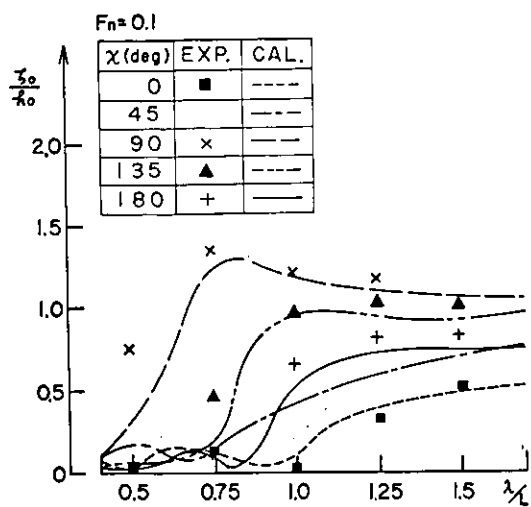


Fig. 2.4.2.1 Heaving

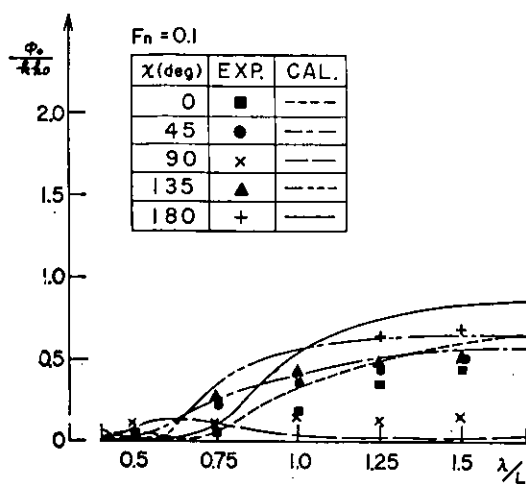


Fig. 2.4.2.2 Pitching

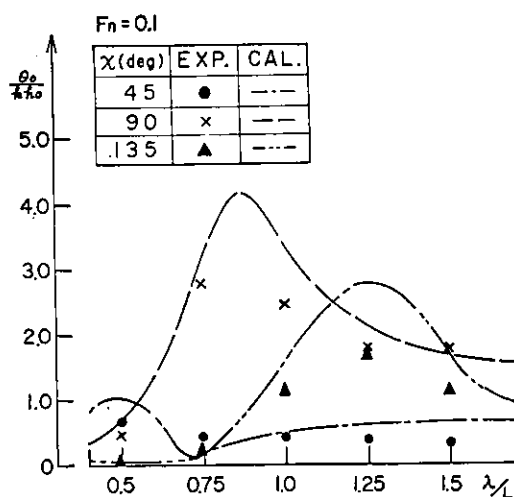


Fig. 2.4.2.3 Rolling

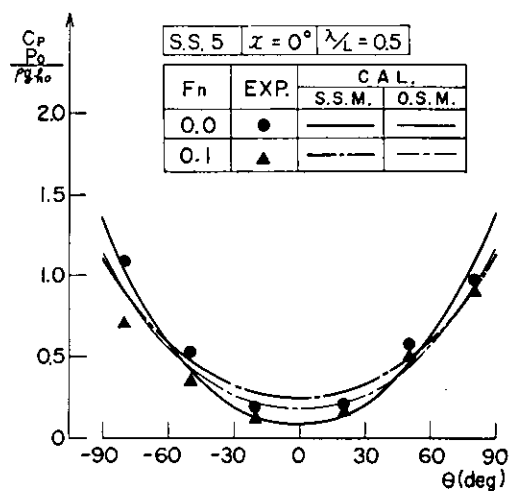


Fig. 2.4.3.1

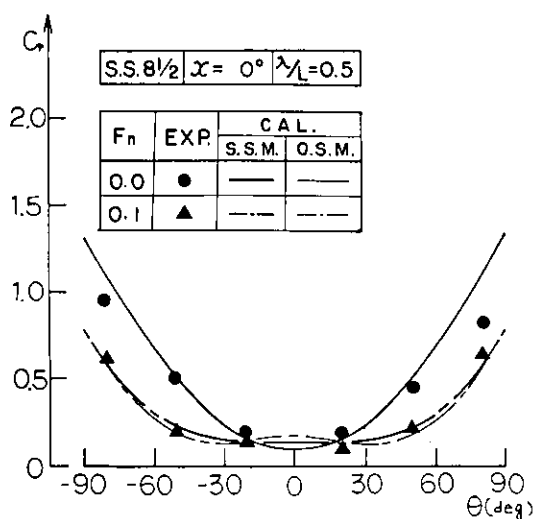


Fig. 2.4.3.2

Fig. 2.4.3 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

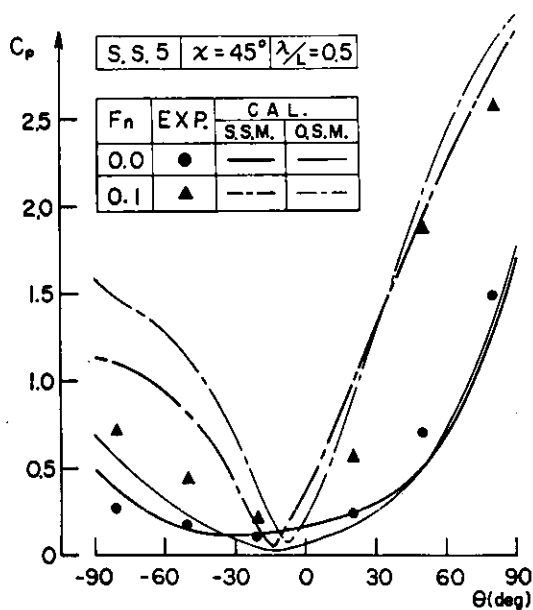


Fig. 2.4.3.3

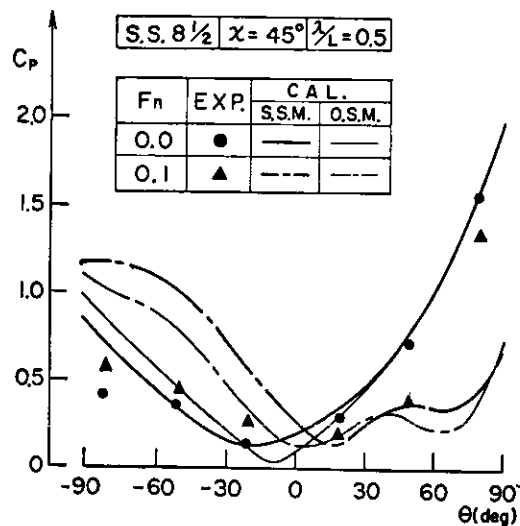


Fig. 2.4.3.4

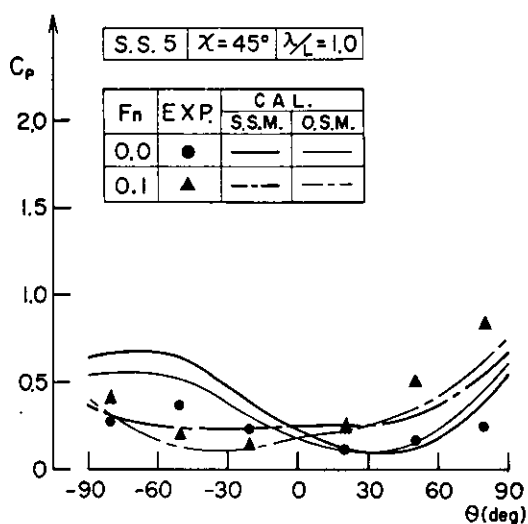


Fig. 2.4.3.5

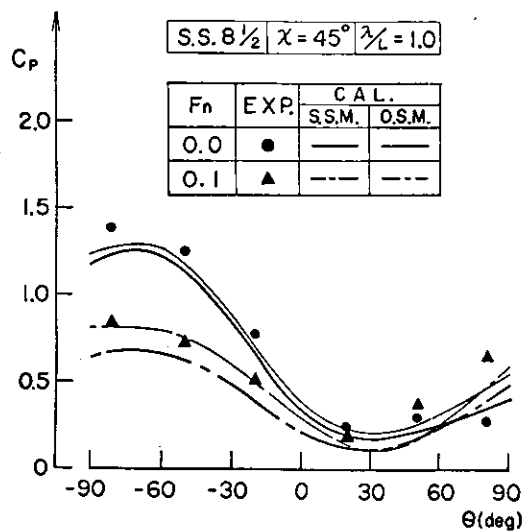


Fig. 2.4.3.6

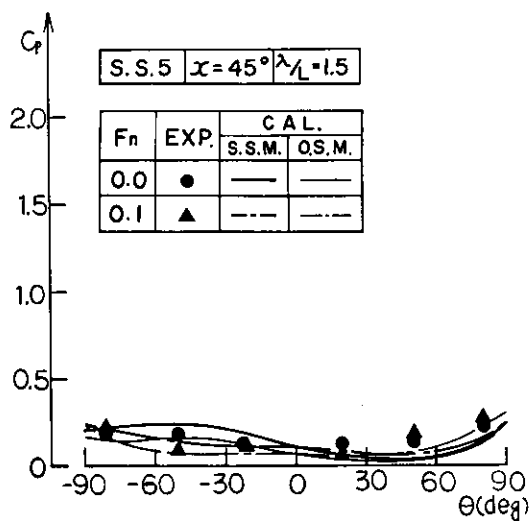


Fig. 2.4.3.7

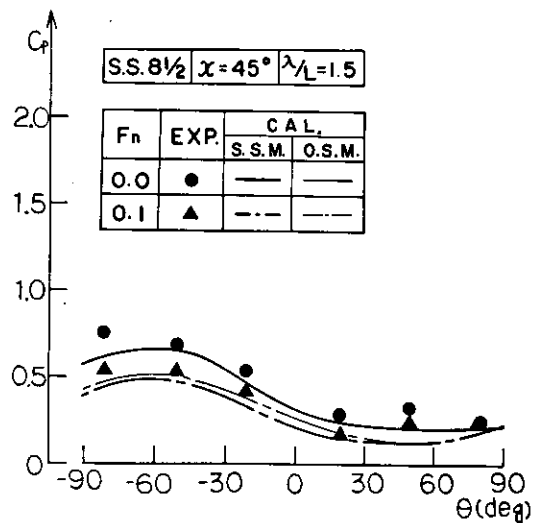


Fig. 2.4.3.8

Fig. 2.4.3 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

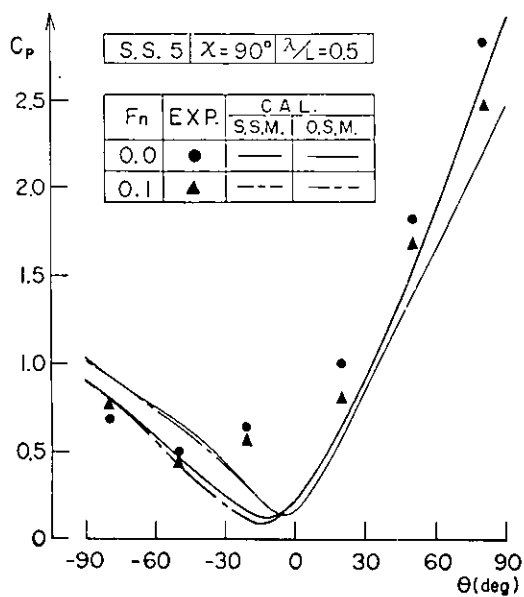


Fig. 2.4.3.9

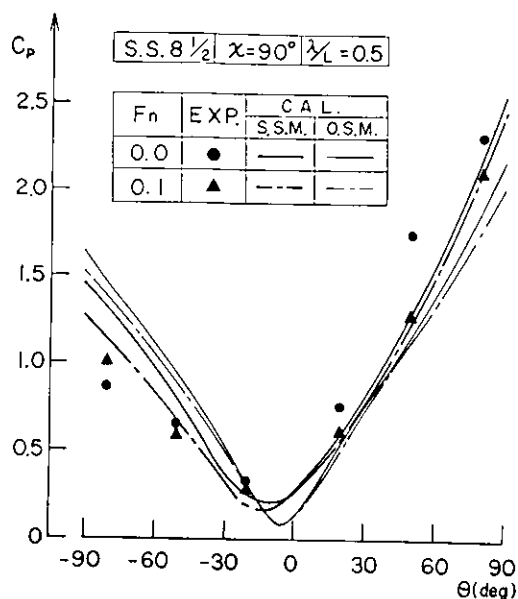


Fig. 2.4.3.10

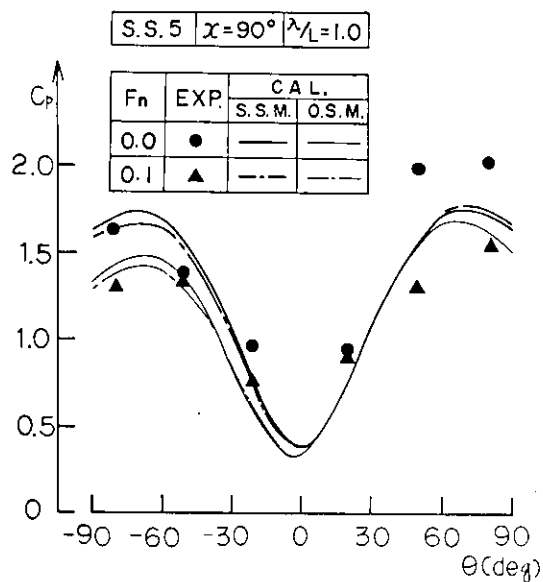


Fig. 2.4.3.11

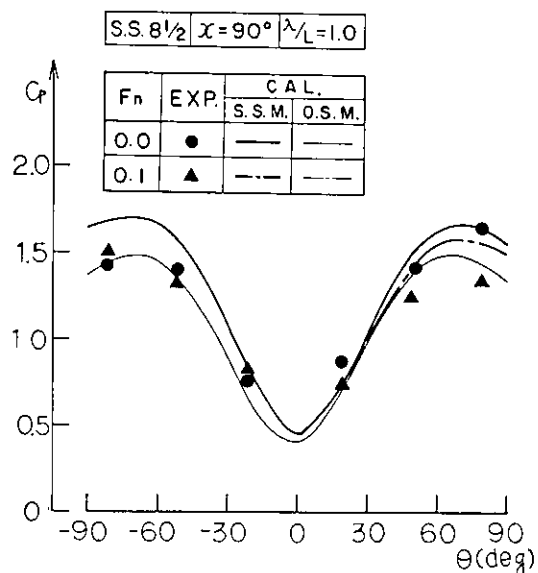


Fig. 2.4.3.12

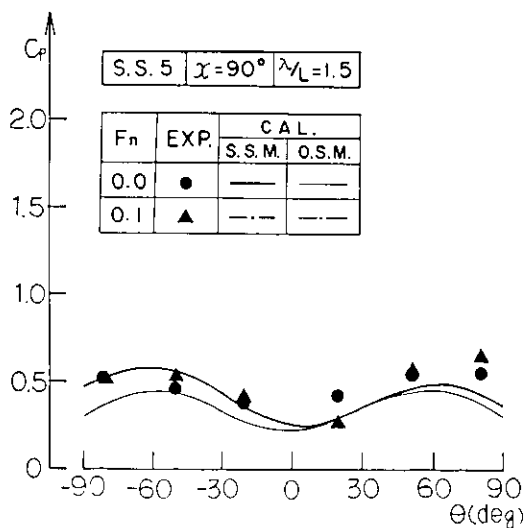


Fig. 2.4.3.13

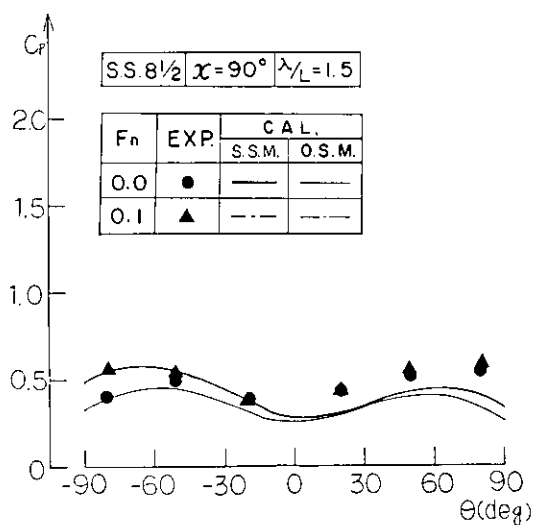


Fig. 2.4.3.14

Fig. 2.4.3 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

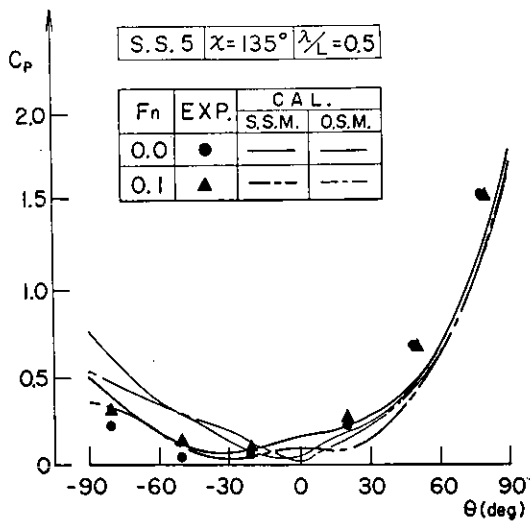


Fig. 2.4.3.15

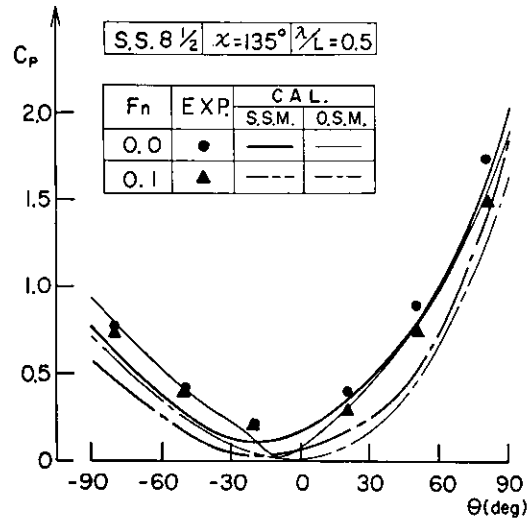


Fig. 2.4.3.16

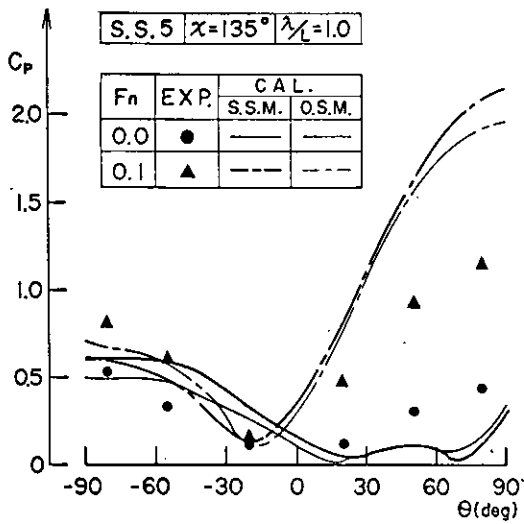


Fig. 2.4.3.17

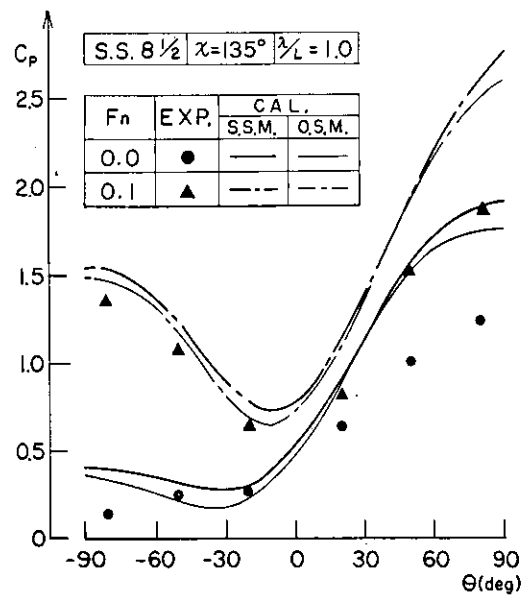


Fig. 2.4.3.18

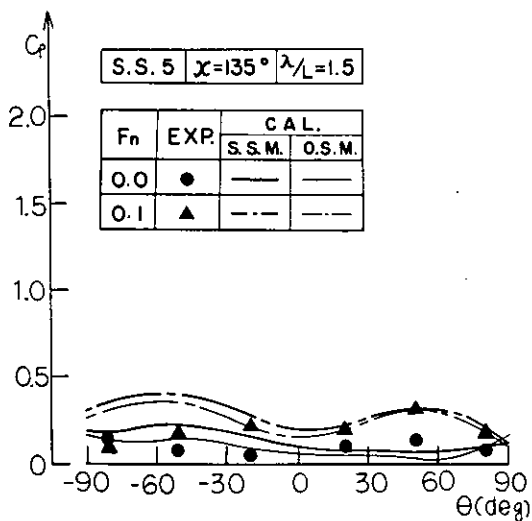


Fig. 2.4.3.19

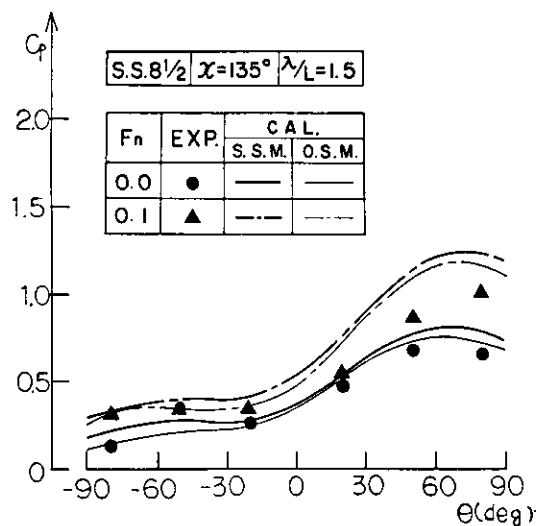


Fig. 2.4.3.20

Fig. 2.4.3 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

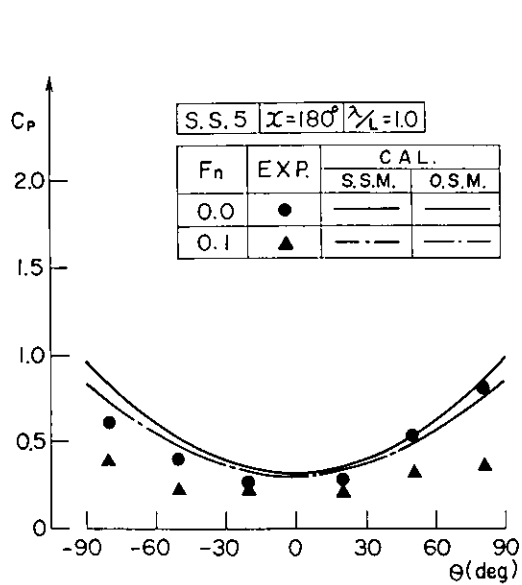


Fig. 2.4.3.21

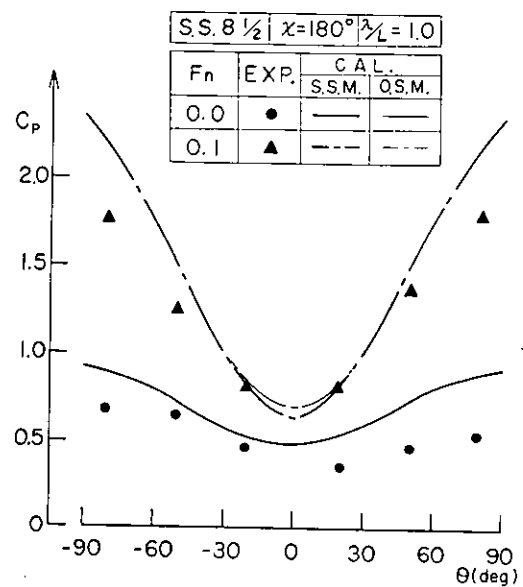


Fig. 2.4.3.22

Fig. 2.4.3. Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

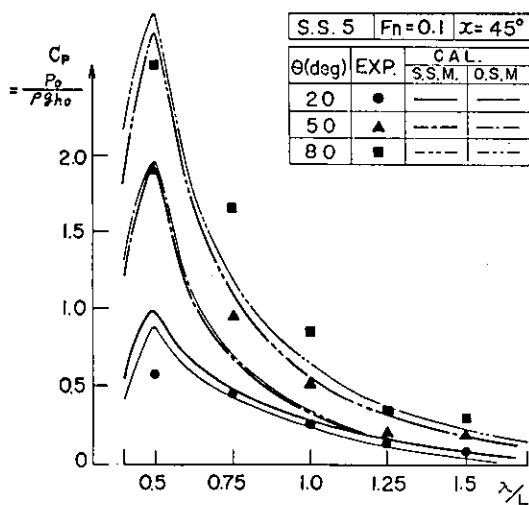


Fig. 2.4.4.1

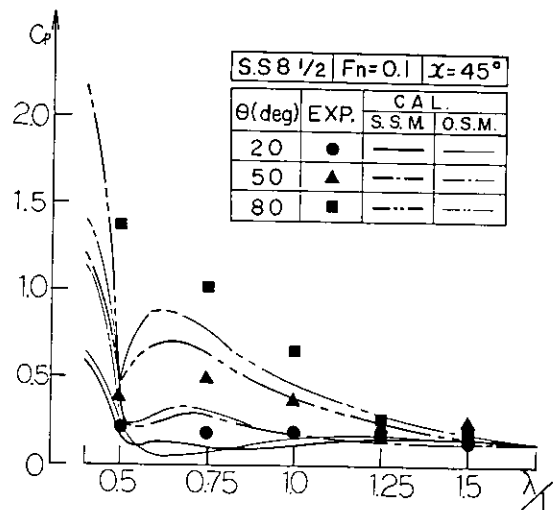


Fig. 2.4.4.2

Fig. 2.4.4. Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

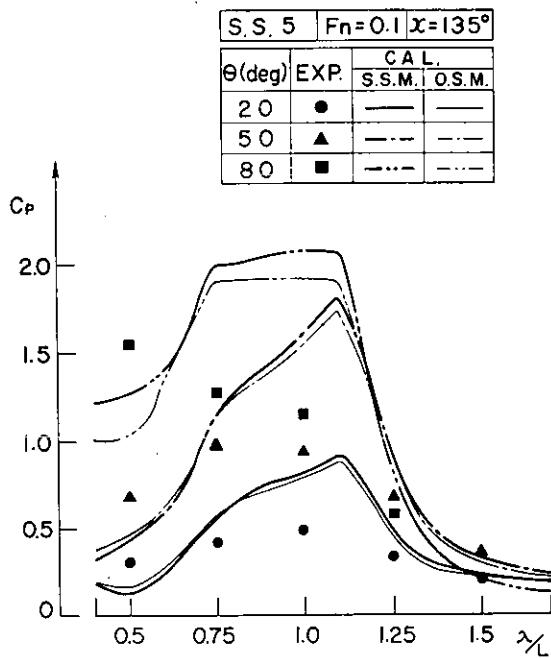


Fig. 2.4.4.3

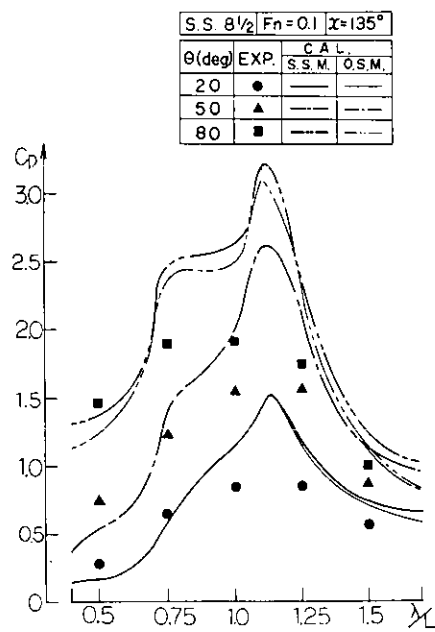


Fig. 2.4.4.4.

Fig. 2.4.4 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude

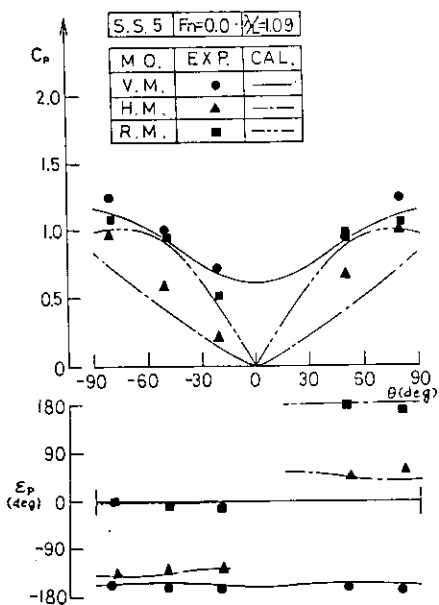


Fig. 2.4.5.1

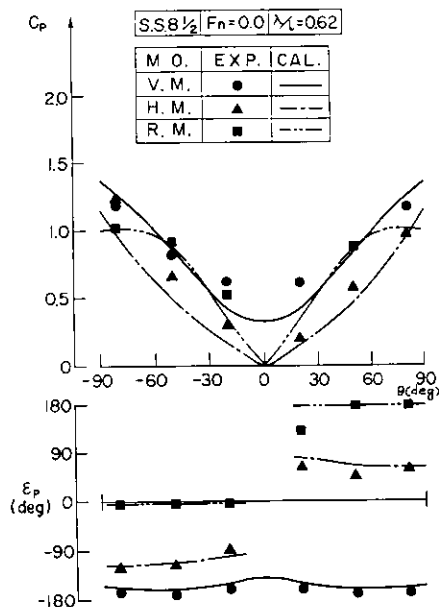


Fig. 2.4.5.2

Fig. 2.4.5 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude and Phase due to Motions

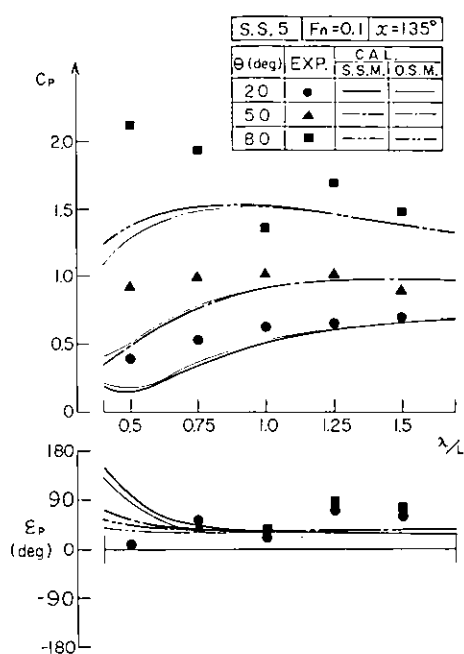


Fig. 2.4.6.1

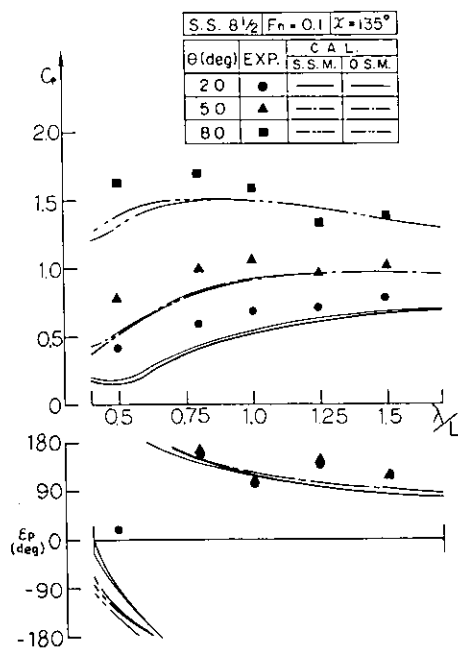


Fig. 2.4.6.2

Fig. 2.4.6 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude and Phase due to Wave

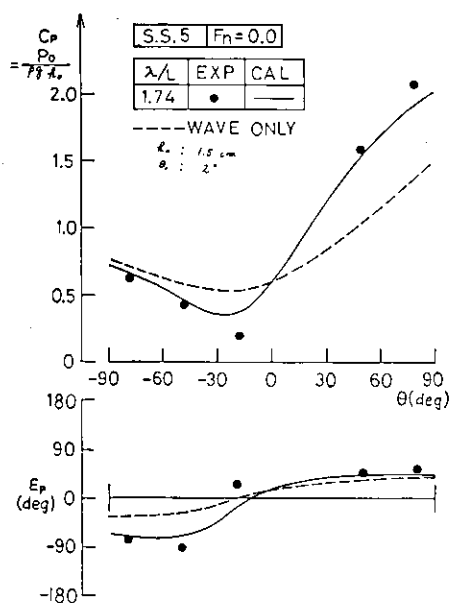


Fig. 2.4.7 Distribution of Hydrodynamic Pressure Amplitude and Phase due to Wave and Motion

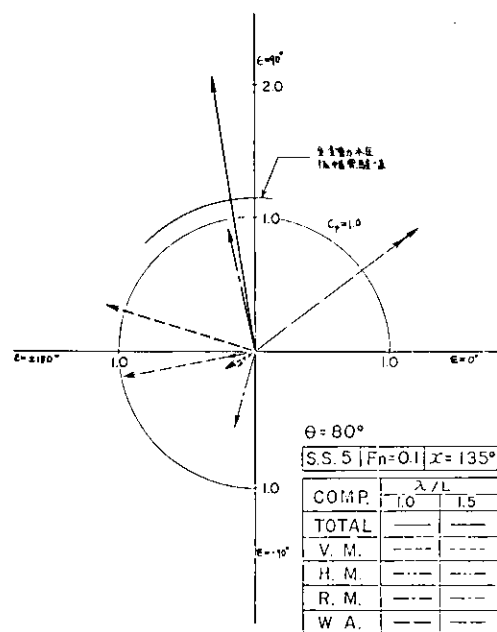


Fig. 2.4.8 Components of Hydrodynamic Pressure

3. 波浪変動水圧に関する研究

3.1 軽荷状態における波浪変動圧の計測

笠木山丸の軽荷状態における波浪変動圧の計測を下記の要領で実施し、O.S.M.による計算値と比較した。

3.1.1 実験方法

- (1) 実験に用いた模型船は鉾石船笠木山丸の長さ 3 m, FRP製で, その要目を Table 3.1.1 に示す。
- (2) 実験は船速及び波高を一定 ($F_n = 0.15$, $2.5\zeta_A \div 6\text{ cm}$) とし, 波長を変化させ, それぞれの応答関数を求めた。
その際, 模型船は前後揺を拘束して曳航した。
- (3) 変動圧は計測は $S_q.St. 2^{1/2}$, Midship, $S_q.St. 8^{1/2}$ の 3 断面について行った。圧力変換器の取付位置は, Fig. 3.1.1 に示すように満載状態の Lewis 断面と対応するようにした。すなわち, 各断面の船底, ビルジ及び船側部はそれぞれ満載状態におけるルイス断面の $\theta = 0^\circ, 50^\circ, 70^\circ$ に対応している。
- (4) 圧力変換器は豊田工機㈱の PMS 型半導体圧力変換器を用いた。

3.1.2 結果及び考察

満載及び軽荷の両状態に対し, 実験値と計算値とを比較した。

- (1) 船体運動: $F_n = 0.15$ の場合の上下揺, 縦揺の応答関数について実験値と計算値とを比較したものを Fig. 3.1.2 に示す。上下揺については, 軽荷状態では満載状態のように $\sqrt{L/\lambda} \div 1.0$ 付近の高いピークは見られず, 計算値との一致度は両状態ともよい。縦揺については, 両状態とも計算値はほとんど一致しているが, 実験値は軽荷状態では $\sqrt{L/\lambda}$ の小さいところで計算値より高く, 満載状態では逆に低目である。
- (2) 変動圧: 計測した変動圧は波振幅に相当する水頭 $\rho g \zeta_A$ で無次元化し, 計算値と比較したものを Fig. 3.1.3 ~ Fig. 3.1.5 に示す。船底部は満載, 軽荷状態ともいずれの断面においても実験値と計算値とはかなり良好な一致を示す。計算では満載と軽荷とで若干のずれがあるが, 実験値ではあまり明瞭ではない。

ビルジ部, 船側部とも計算値では満載と軽荷とでピークの位置がずれる傾向で, この点は実験値でも同じ傾向を示しているが, 計算値を比較すると, 軽荷状態では $S_q.St. 2^{1/2}$ 及び Midship で応答関数がピークを示す所で実験値の方が低く, 逆に $S_q.St. 8^{1/2}$ では, 実験値の方が高目となっている。

いずれにしても, 満載状態と軽荷状態とで, 変動圧の応答関数のピークがずれるが, 大きさは大差なく, 計算値との一致の程度も両状態であり差がないと言える。

Table 3.1.1 Principal particulars.

Item	Condition	
	Ballast	Full load
Length between perpendiculars L (m)	3.0000	
Breadth moulded B (m)	0.4931	
Depth moulded D (m)	0.2794	
Draught mean d (m)	0.1321	0.1943
fore d_f (m)	0.1231	0.1943
aft d_a (m)	0.1411	0.1943
Trim by stern t (m)	0.0180	0.0
Volume of displacement (m ³)	0.1491	0.2273
Block coefficient C_B	0.7750	0.8243
C.G. from midship $\bar{X}_G$ (m)	fore 0.1095	0.0887
Longitudinal radius of gyration K_{yy}/L	0.2628	0.2362

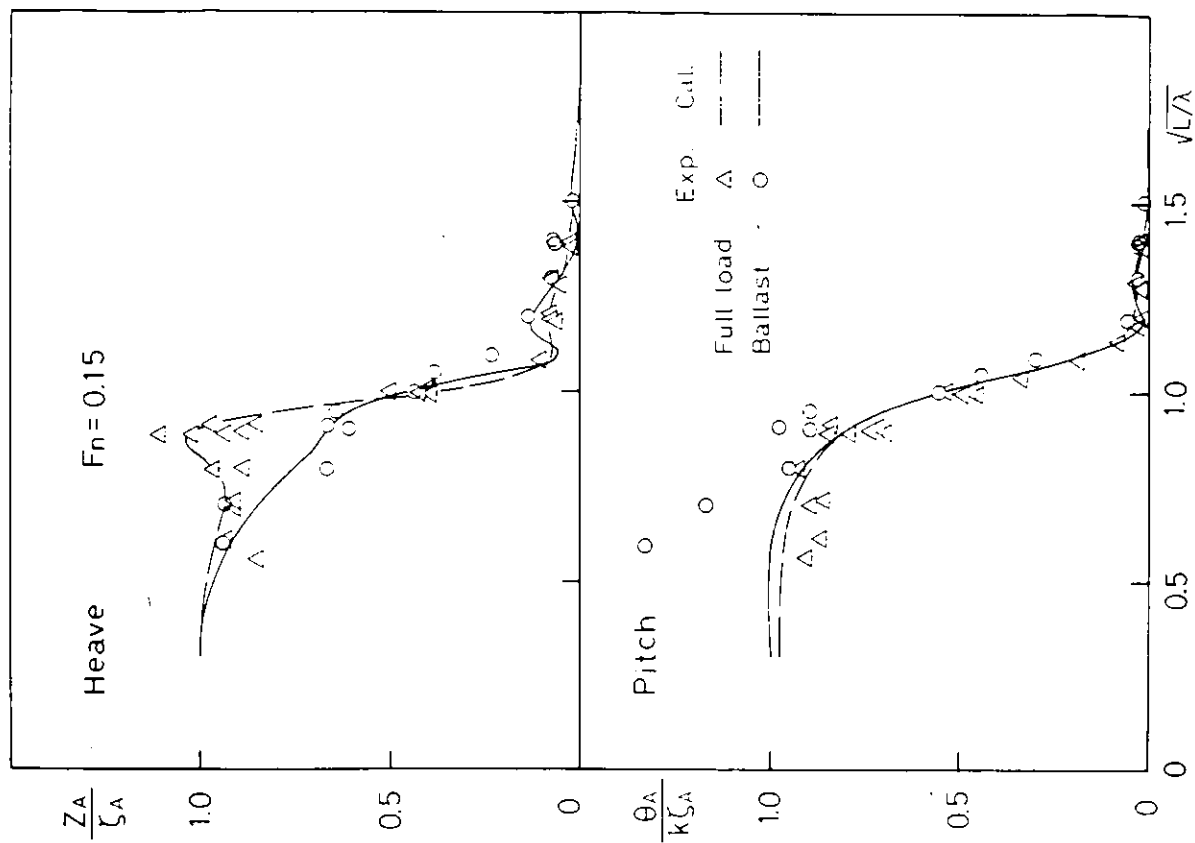


Fig. 3.1.2 Response operators of heave and pitch.

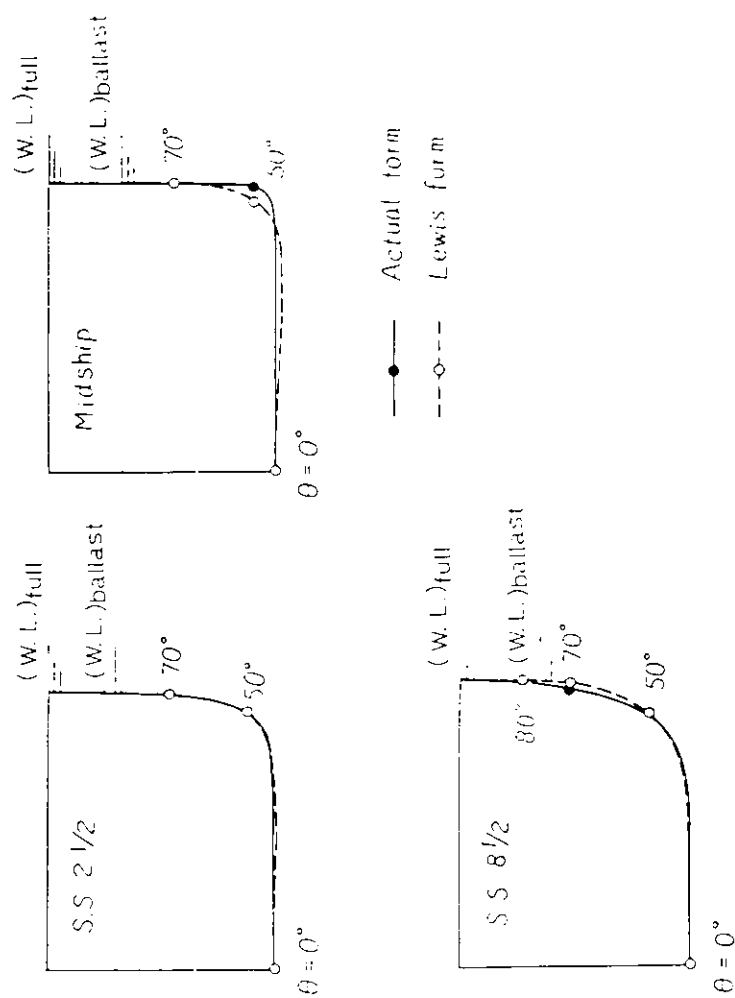


Fig. 3.1.1 Measuring sections and location of pressure gauge.

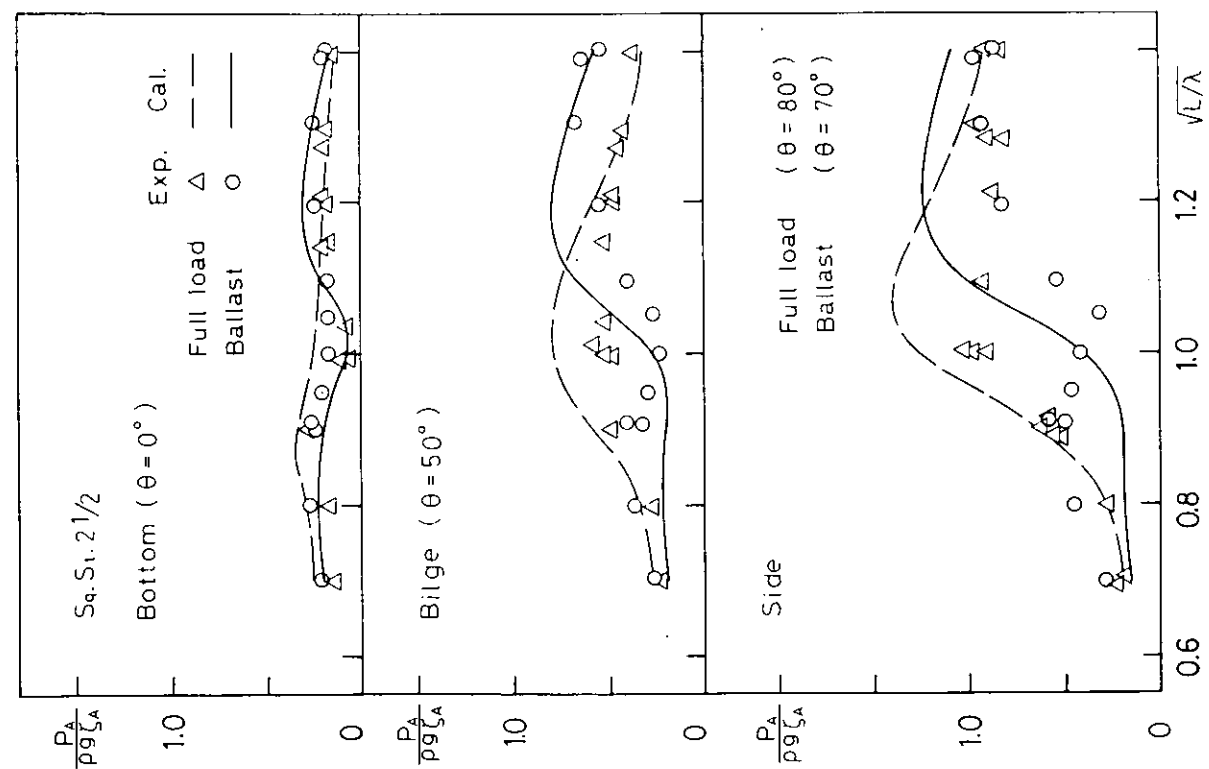


Fig. 3.13 Response operators of hydrodynamic pressure at Sq.St. 2 1/2.

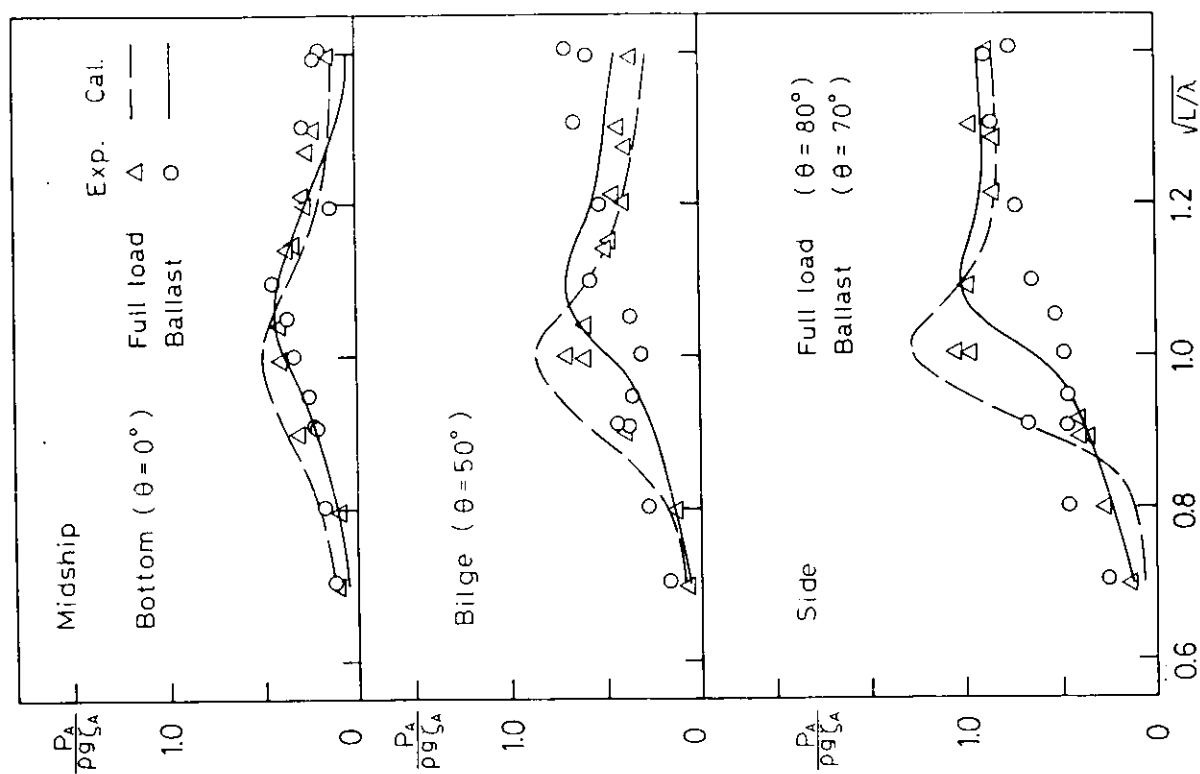


Fig 3.14 Response operators of hydrodynamic pressure at Midship.

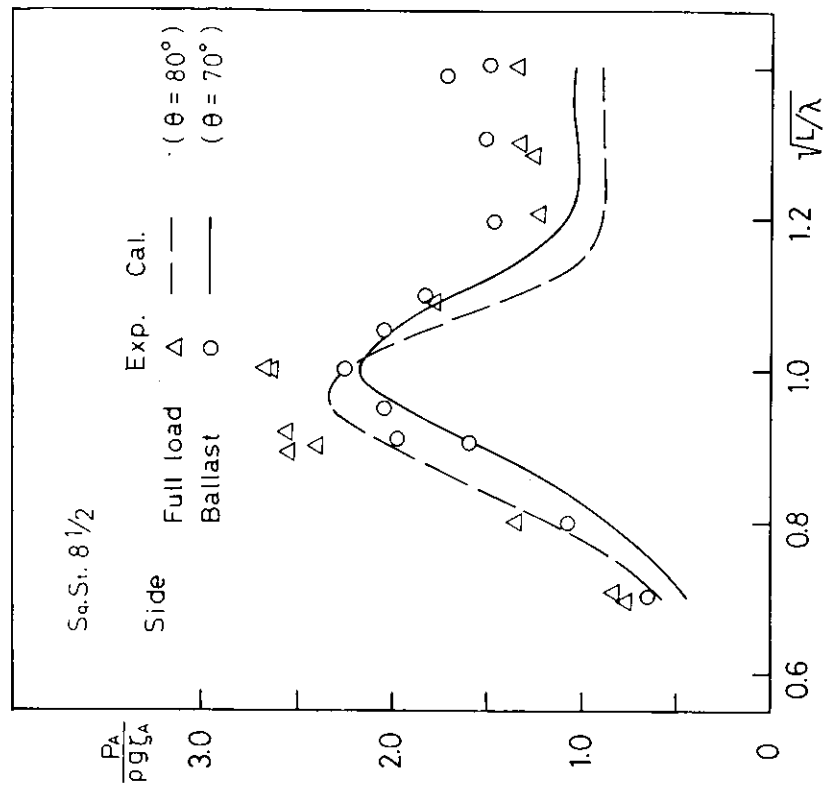
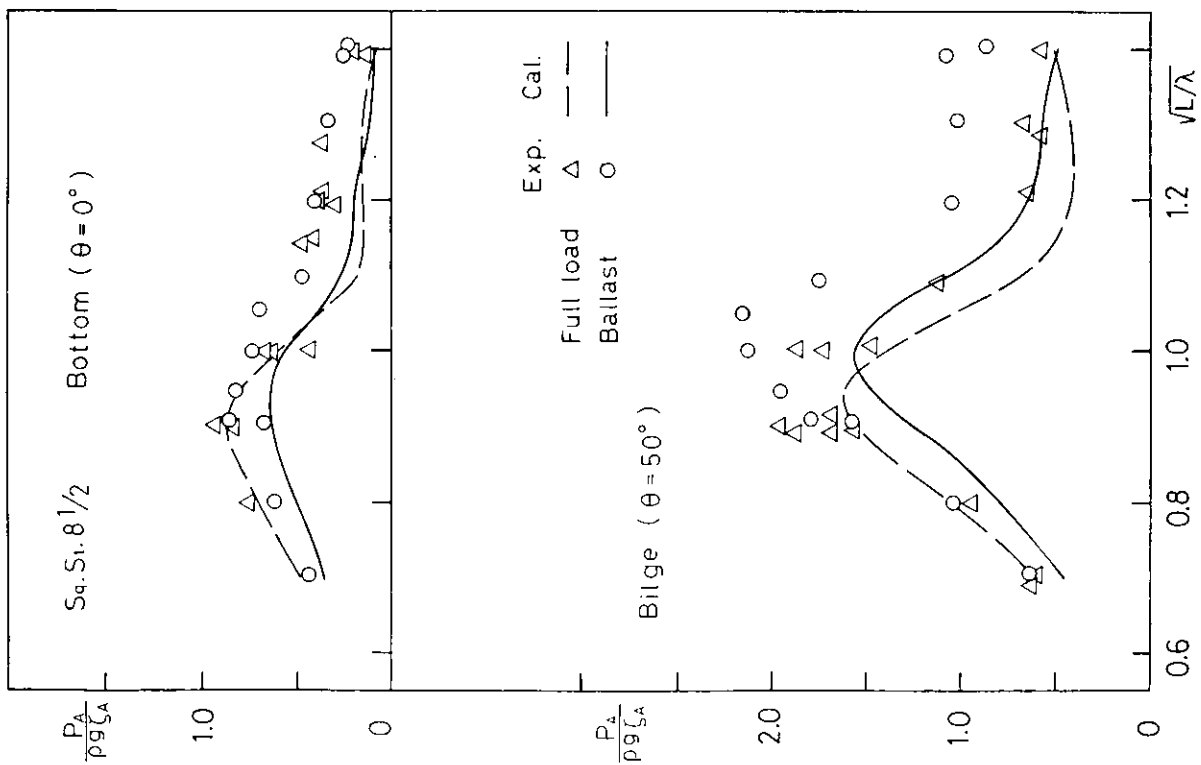


Fig. 3.1.5 Response operators of hydrodynamic pressure at Sq.St. 8 1/2 .

3.2 波浪変動水圧の計算

3.2.1 波浪変動水圧の短期予測

既に12万トン型鉱石運搬船々型、21万トン型タンカー船型、1軸コンテナ船型を対象船型として船体運動および波浪変動水圧の応答関数の計算を行ない、その主な計算結果を各年度報告¹⁾²⁾³⁾に示した。この波浪変動水圧の応答関数を用いて、不規則波中の船体表面に働く波浪変動水圧のエネルギースペクトルの計算を行なうことにより、波浪変動水圧の標準偏差を求めることができる。その結果を用いれば、任意の短期不規則波浪海面における波浪変動水圧の短期予測ができる。すでに、昭和48年度に、タンカー船型について、波浪変動水圧の標準偏差の計算を行ない、その計算法および計算結果の主要例を報告した。⁴⁾本年度は、鉱石運搬船々型および1軸コンテナ船型について、標準偏差の計算を行ない、3船型の間で、それらの計算結果の比較も行なった。本年度報告においては、鉱石運搬船々型に関する波浪変動水圧の標準偏差の計算結果の主要例を示し、さらに、3船型間の比較例を数例示す。なお、詳細な3船型間の比較検討結果は最終報告においてとりまとめることとする。

(1) 計算条件

これまでのシリーズ計算の対象船型となった3船型の主要目をまとめてTable 3.2.1.1に示す。計算条件は、さきに行なったタンカー船型の場合とほとんど同じで、次のような計算条件のもとに、短波頂不規則波中の船体表面に働く変動水圧の標準偏差を計算した。ただし、計算値は、 $R/\rho g H$ （ただしRは変動水圧の標準偏差、Hは有義波高）の形で求めた。また、変動水圧の等価応答関数は、波高10mの規則波中で計算された値を用いている。

a) 船速

フルード数 $F_r = 0, 0.05, 0.10, 0.15, (0.20), (0.25)$

() はコンテナ船型のみ。

b) 波に対する平均出会角

平均出会角 $\delta = 0, 22.5, 45, 67.5, 90, 112.5, 135, 157.5, 180^\circ$

c) 海面の平均波周期

平均波周期 $T = 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18^{\text{sec}}$

d) 変動水圧計算点

S.S.1, $2\frac{1}{2}$, 5, $7\frac{1}{2}$, $8\frac{1}{2}$, $9\frac{1}{2}$ の各断面における両舷の水線、両舷のビルジ部およびキール中心線

e) 波スペクトル

次式で与えられる ISSC-波スペクトルを用いた。

$$[f(\omega, \gamma)]^2 = (2/\pi) [f(\omega)]^2 \cos^2 \gamma : -\pi/2 < \gamma < \pi/2 = 0 : \text{elsewhere}$$

$$[f(\omega)]^2 = 0.11 H^2 \omega_0^{-1} (\omega/\omega_0)^{-5} \exp[-0.44 (\omega/\omega_0)^{-4}]$$

$$\omega_0 = 2\pi/T, \quad T: \text{average wave period}$$

H: significant wave height

(2) 計算法

標準偏差の計算法については、昭和48年度報告⁴⁾で説明してあるので、本報告では省略する。ただし、このような標準偏差計算を行なう際、船体応答のエネルギースペクトル数値積分に対する実用上十分な積分範囲をどのように定めるか、また、低周波数領域および高周波数領域の船体応答関数をどのように推定するかによって、船体応答標準偏差⁵⁾の計算値が若干異なる。本報告では、福田によって提案された方法によって数値計算を実施した。

(3) 計算結果

上記のような条件の下に、短波頂不規則波中の波浪変動水圧の標準偏差の計算を行なったが、鉱石運搬船に関する計算結果をFig. 3.2.1.1～3.2.1.16に、また、3船型の間の比較例をFig. 3.2.1.17～3.2.1.26に示す。なお、図において、使用されている記号は次の通りである。

- F_r : Froudes number
- g : acceleration of gravity
- H : significant wave height
- R : standard deviation of hydrodynamic pressure
- T : average wave period
- X : longitudinal distance from midship
- γ : angle between the average wave direction and a component wave direction
- δ : average heading angle against the average wave direction
- ρ : density of sea water

a) 鉱石運搬船々型に関する計算結果

Fig. 3.2.1.1～3.2.1.5には船速一定($F_r = 0.15$)の場合についてS.S. $8\frac{1}{2}$ にて両舷の水線とビルジ部およびキール中心線上の各点に働く波浪変動水圧の計算結果を波の平均進行方向に対する出会角をパラメータとして平均波周期をベースに表わしてある。また、Fig. 3.2.1.6～3.2.1.11にはS.S. $9\frac{1}{2}$, 5および1における両舷の水線に働く波浪変動水圧の計算結果を同様の表現法で図示してある。

最後にFig. 3.2.1.12～3.2.1.16の各図には、正面迎波および斜迎波の場合にS.S. $8\frac{1}{2}$ の両舷の水線、横波の場合にS.S. 5の両舷の水線、斜追波および追波の場合にS.S. 1の両舷の水線に働く波浪変動水圧の計算結果を、船速をパラメータとして図示してある。これらの図に示された結果より、短期不規則波中の船体に働く波浪変動水圧が、海面の平均波周期、波の平均進行方向に対する船の出会角、船速等によって、また、船体の前後方向の位置、水線下の位置、波に対する両舷側(Weather sideとLee side)等の相違によって、どのようにその大きさの程度が異なるかその大略の傾向を知ることができる。

b) 3船型間の比較

船体運動、波浪変動水圧のシリーズ計算の対象船型とした3船型の間で、船速 $F_r = 0.15$ の場合について、代表的なSquare station、波方向を数種選んで波浪変動水圧の標準偏差の比較を行なった。

Fig. 3.2.1.17～3.2.1.22にはS.S. $8\frac{1}{2}$ の両舷の水線とビルジ部およびキール中心線上における値を正面迎波および斜迎波の場合について比較した例を示してある。また、Fig. 3.2.1.23～3.2.1.26にはそれぞれS.S. $9\frac{1}{2}$, midship, S.S. 1の両舷の水線上での値の比較例を示している。

これらの比較例を見ると、S.S. $8\frac{1}{2}$, S.S. $9\frac{1}{2}$ において、コンテナ船型が、他の2船型よりかなり大きな値を示しており、特にビルジ部からキール中心線上へと、下方へ行くにしたがって、その傾向が著しくなっている。これは、コンテナ船型の場合、前年度報告²⁾³⁾に示したように船首付近の波に対する相対運動が、他の2船型に比べてかなり大きいこと、また、船首付近の断面形状が、他の2船型に比し極端なV型であることなどのためであると思われる。

他のSquare stationにおいては、船体運動の同調波周期の違いにより、標準偏差のピークの現われる波周期が多少異なる程度で、値そのものには著しい差異は見られない。

参 考 文 献

- 1) 第 1 3 1 研究部会報告書 : “ 波浪外力に関する水槽試験 ”
日本造船研究協会研究資料 No.163 , 1972, P.106~126
- 2) 第 1 3 1 研究部会報告書 : “ 波浪外力に関する水槽試験 ”
日本造船研究協会研究資料 No.176 , 1973, P.141~158
- 3) 第 1 3 1 研究部会報告書 : “ 波浪外力に関する水槽試験 ”
日本造船研究協会研究資料 No.192 , 1974, P.99~116
- 4) 第 1 3 1 研究部会報告書 : “ 波浪外力に関する水槽試験 ”
日本造船研究協会研究資料 No.192 , 1974, P.116~126
- 5) 福田 淳一 : “ 船体応答のエネルギースペクトル計算における数値積分法について ”
日本造船学会試験水槽委員会 第 2 部会資料 S K 38-10 , 1974.

LIST OF TABLE AND FIGURES

Table 3.2.1.1 Main Particulars

Fig. 3.2.1.1	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.8½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.2	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.8½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.3	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Bilge of S.S.8½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.4	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Bilge of S.S.8½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.5	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Keel Centre Line of S.S.8½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.6	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.9½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.7	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.9½ in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.8	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of Midship in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.9	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of Midship in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.10	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.1 in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.11	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.1 in Irregular Waves from Different Directions
Fig. 3.2.1.12	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.8½ in Head seas
Fig. 3.2.1.13	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.8½ in Bow Seas
Fig. 3.2.1.14	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of Midship in Beam Seas
Fig. 3.2.1.15	Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.1 in Quartering Seas

- Fig. 3.2.1.16 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.1 in Following Seas
- Fig. 3.2.1.17 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Head Seas
- Fig. 3.2.1.18 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Bilge of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Head Seas
- Fig. 3.2.1.19 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Keel Centre Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Head Seas
- Fig. 3.2.1.20 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas
- Fig. 3.2.1.21 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Bilge of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas
- Fig. 3.2.1.22 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Keel Centre Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas
- Fig. 3.2.1.23 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.9 $\frac{1}{2}$ in Head Seas
- Fig. 3.2.1.24 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of Midship in Beam Seas
- Fig. 3.2.1.25 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.1 in Quartering Seas
- Fig. 3.2.1.26 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.1 in Following Seas

Table 3.2.1.1 Main Particulars

	Tanker	Ore Carrier	Container Ship
Length between perpendiculars (L)	310.0 m	247.0 m	175.0 m
Breadth (B ₀)	48.71 m	40.6 m	25.4 m
Draught (d ₀)	19.0 m	16.0 m	9.5 m
Displacement (W)	250,540 t	135,666 t	24,742 t
Block Coefficient (C _b)	0.852	0.8249	0.572
Midship Coefficient (C _m)	0.995	0.9975	0.970
Water plane Coefficient (C _w)	0.903	0.8817	0.711
Centre of Gravity before Midship (X _G)	0.0331L (10.261 m)	0.0296L (7.301 m)	-0.0142L (-2.485 m)
Centre of Gravity below Water Line (Z _G)	0.2879d ₀ (5.470 m)	0.7675d ₀ (12.28 m)	0.0292d ₀ (0.277 m)
Metacentric Radius (GM)	0.3305d ₀ (6.280 m)	0.2581d ₀ (4.13 m)	0.1228d ₀ (1.167 m)
Longitudinal Gyradius (K _L)	0.2494L	0.2362L	0.24L
Transverse Gyradius (K _T)	0.3231B ₀	0.2200B ₀	0.33B ₀
Rolling Period (T _φ)	14.0 ^{sec}	11.04 ^{sec}	16.52 ^{sec}

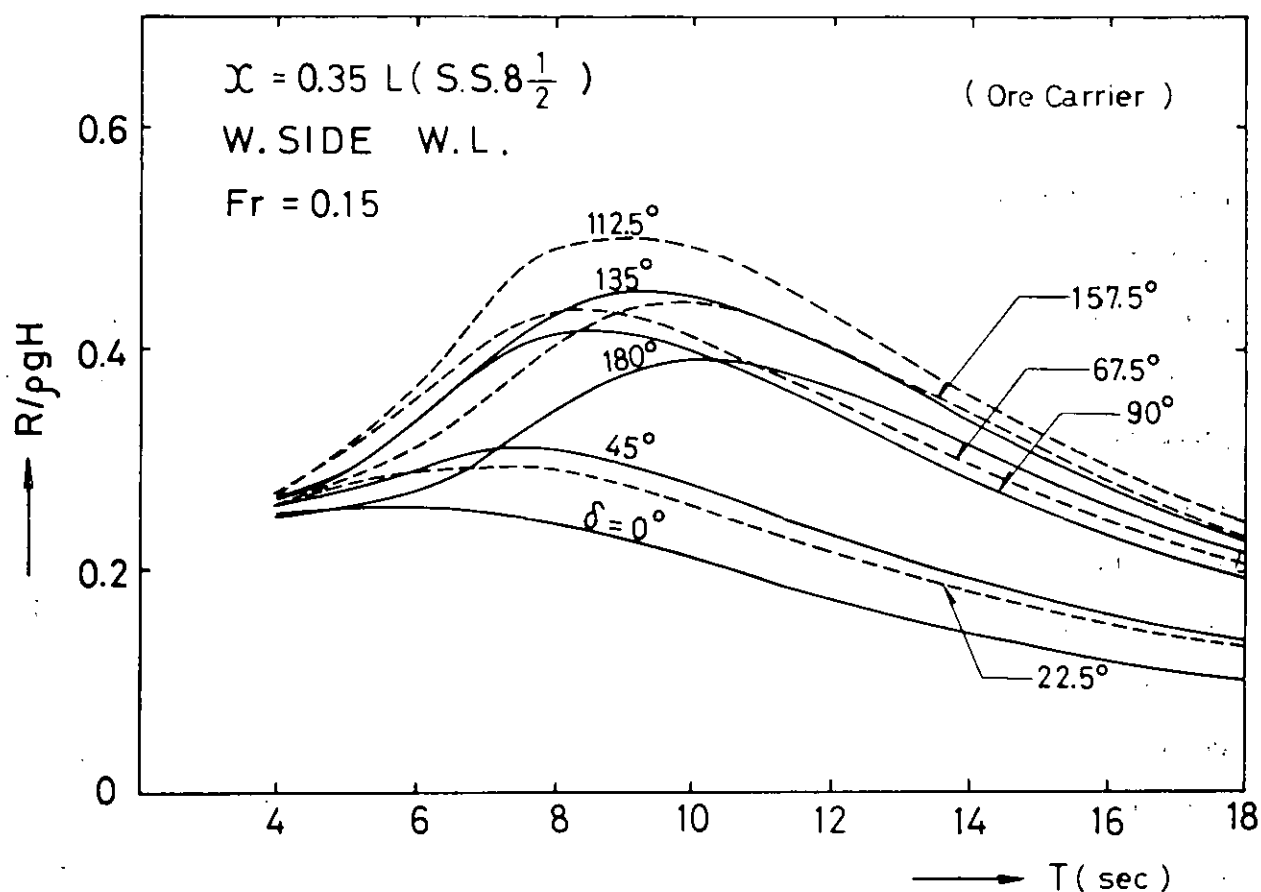


Fig. 3.2.1.1 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

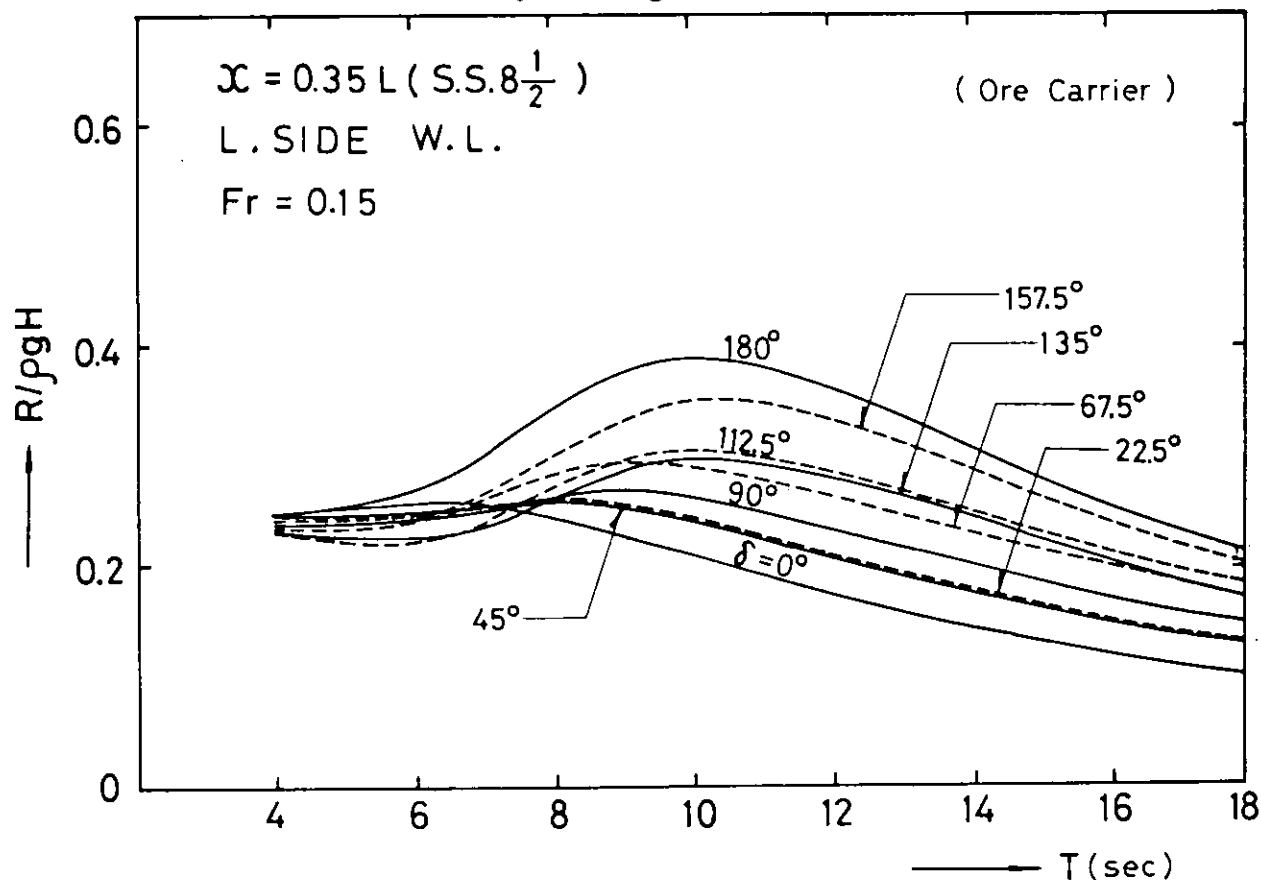


Fig. 3.2.1.2 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

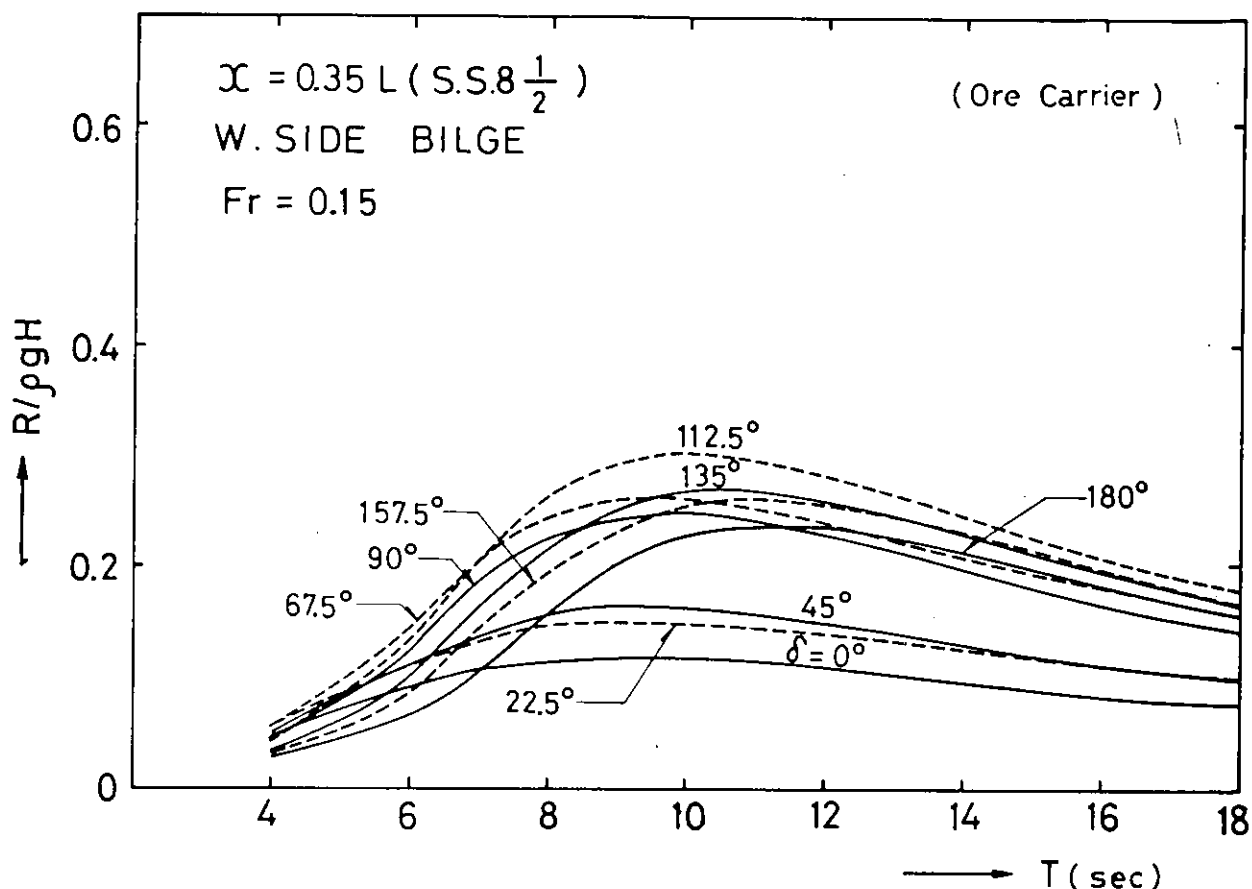


Fig. 3.2.1.3 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Bilge of S.S. 8 $\frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

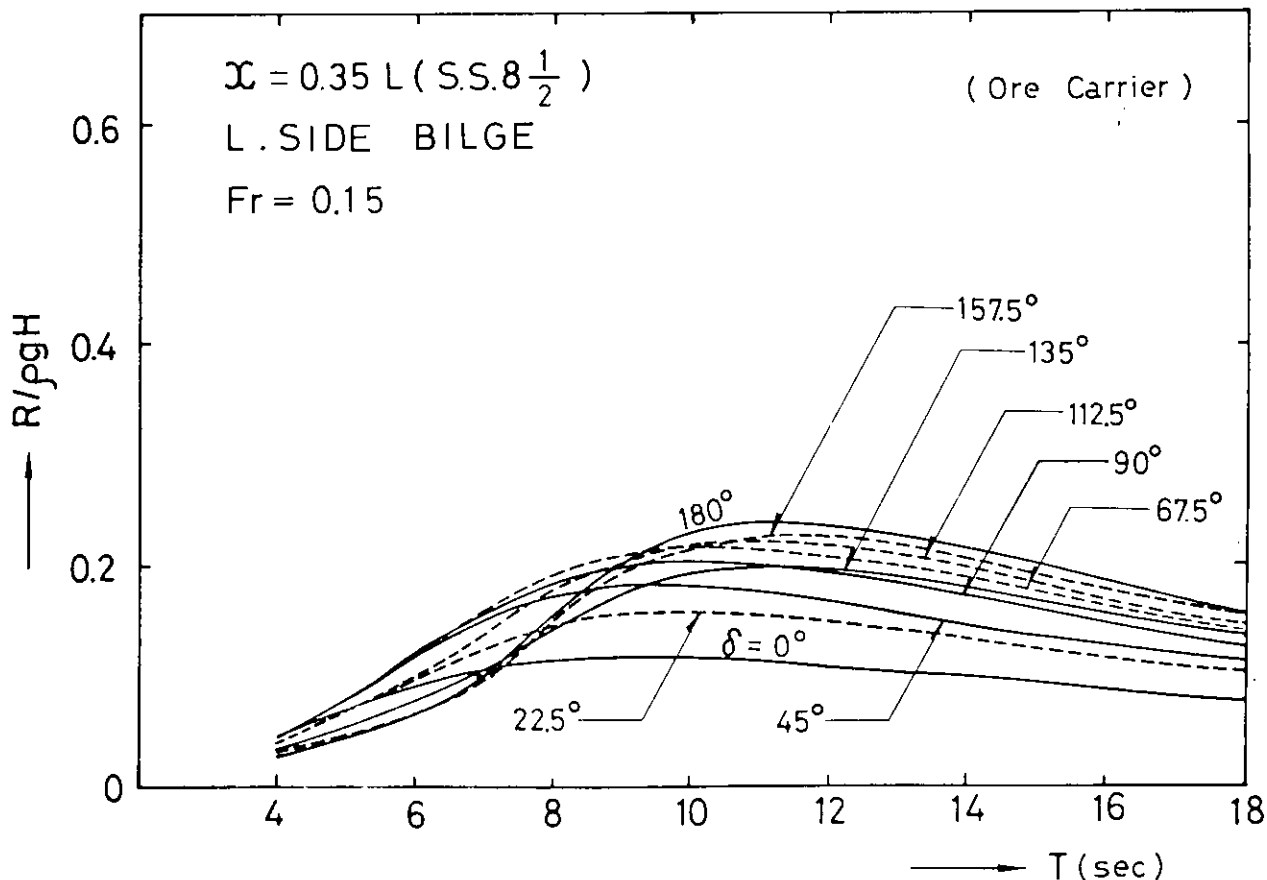


Fig. 3.2.1.4 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Bilge of S.S. 8 $\frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

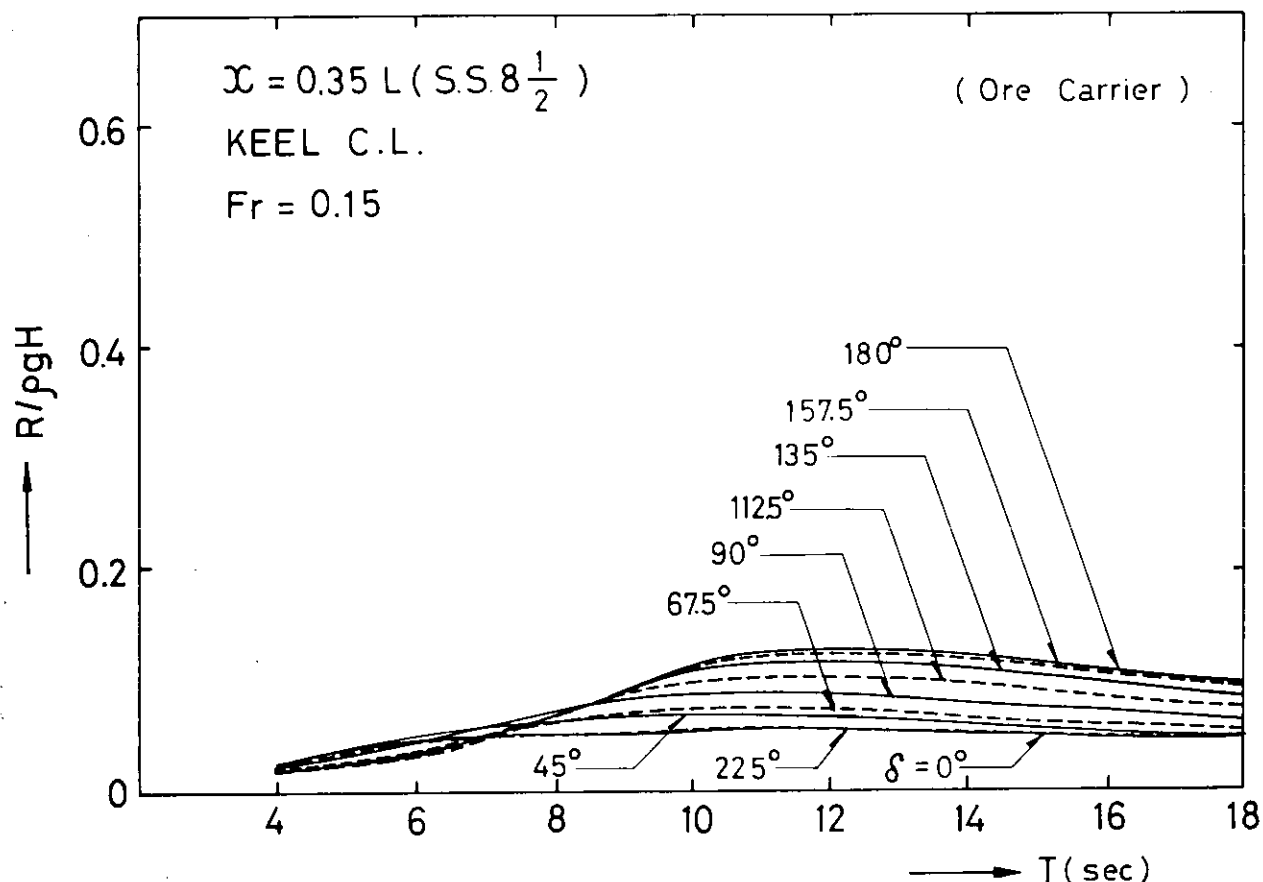


Fig. 3.2.1.5 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Keel Centre Line of S.S. $8 \frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

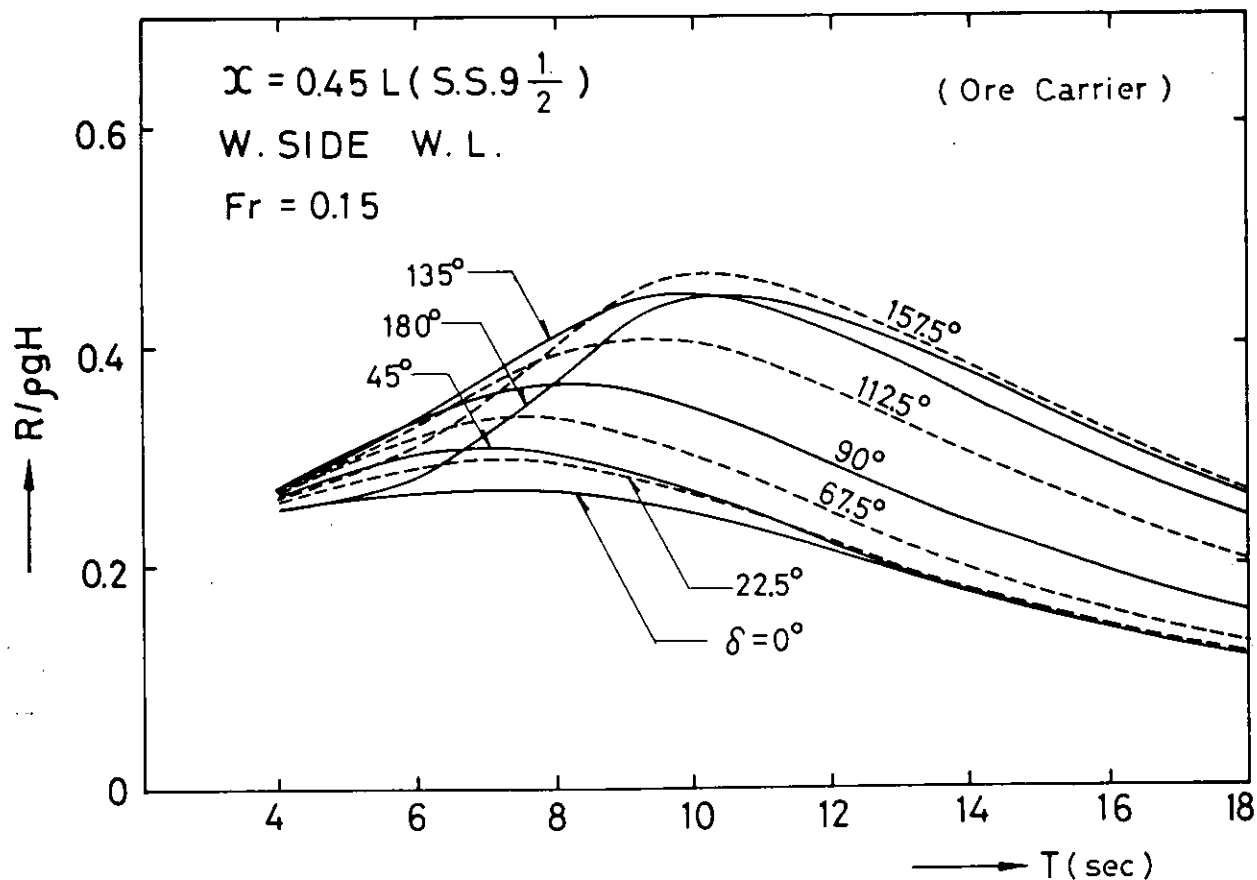


Fig. 3.2.1.6 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S. $9 \frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

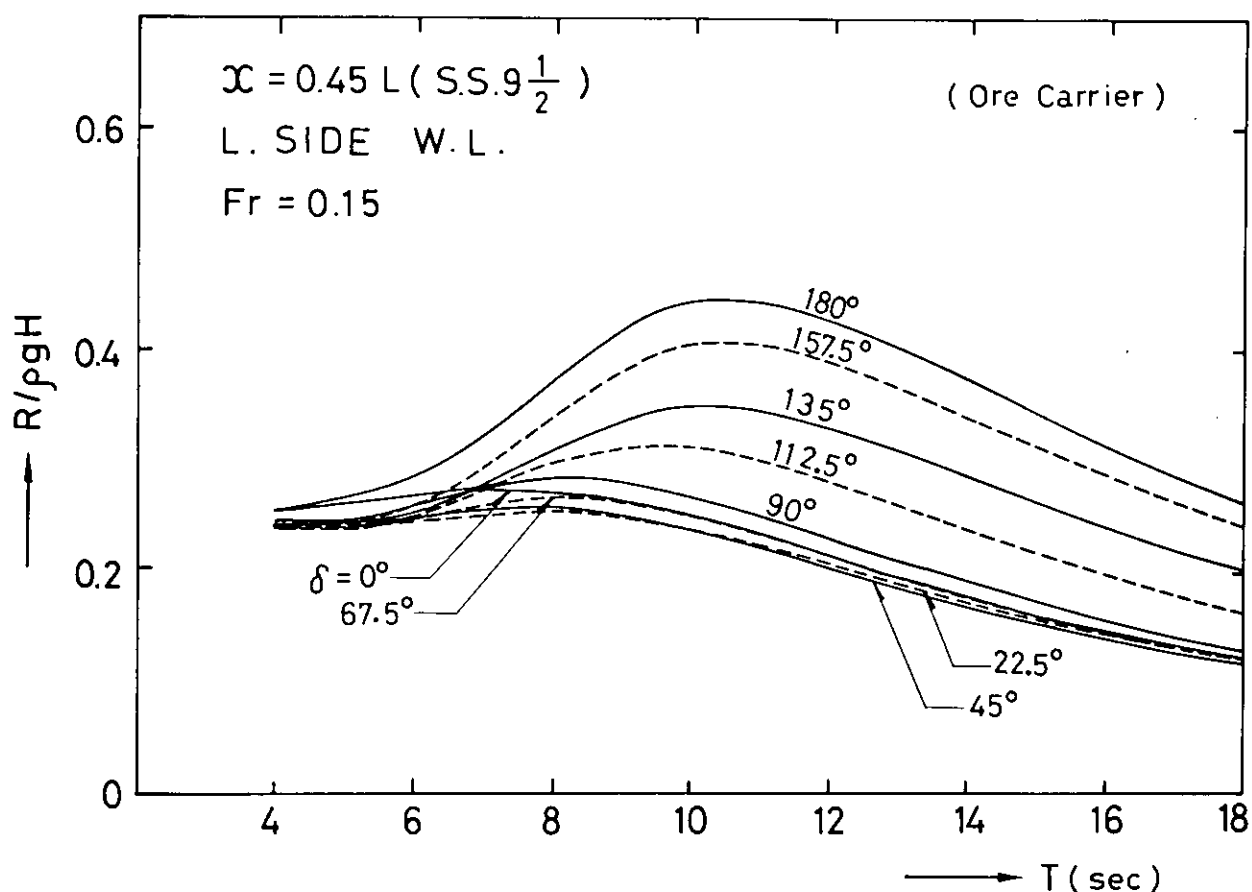


Fig. 3.2.1.7 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S. 9 $\frac{1}{2}$ in Irregular Waves from Different Directions

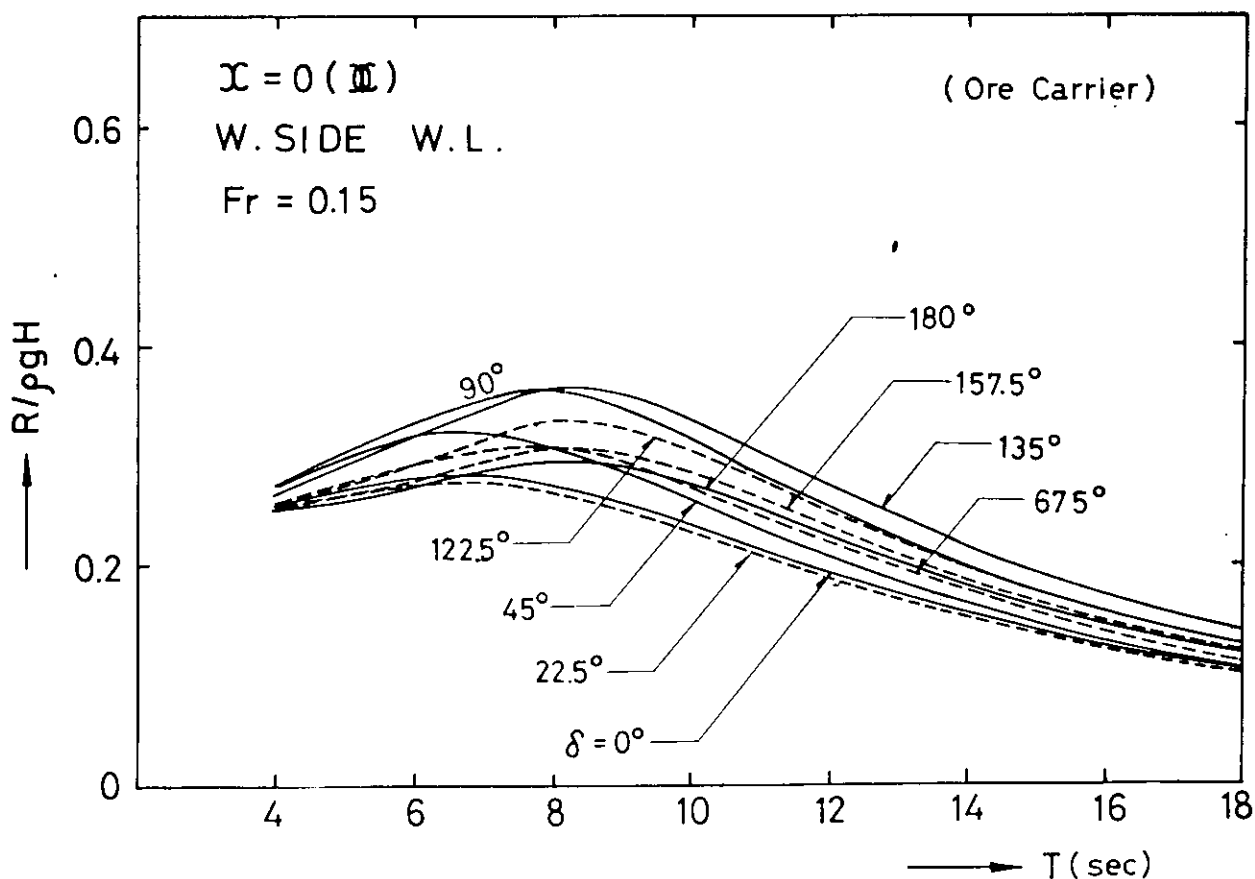


Fig. 3.2.1.8 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of Midship in Irregular Waves from Different Directions

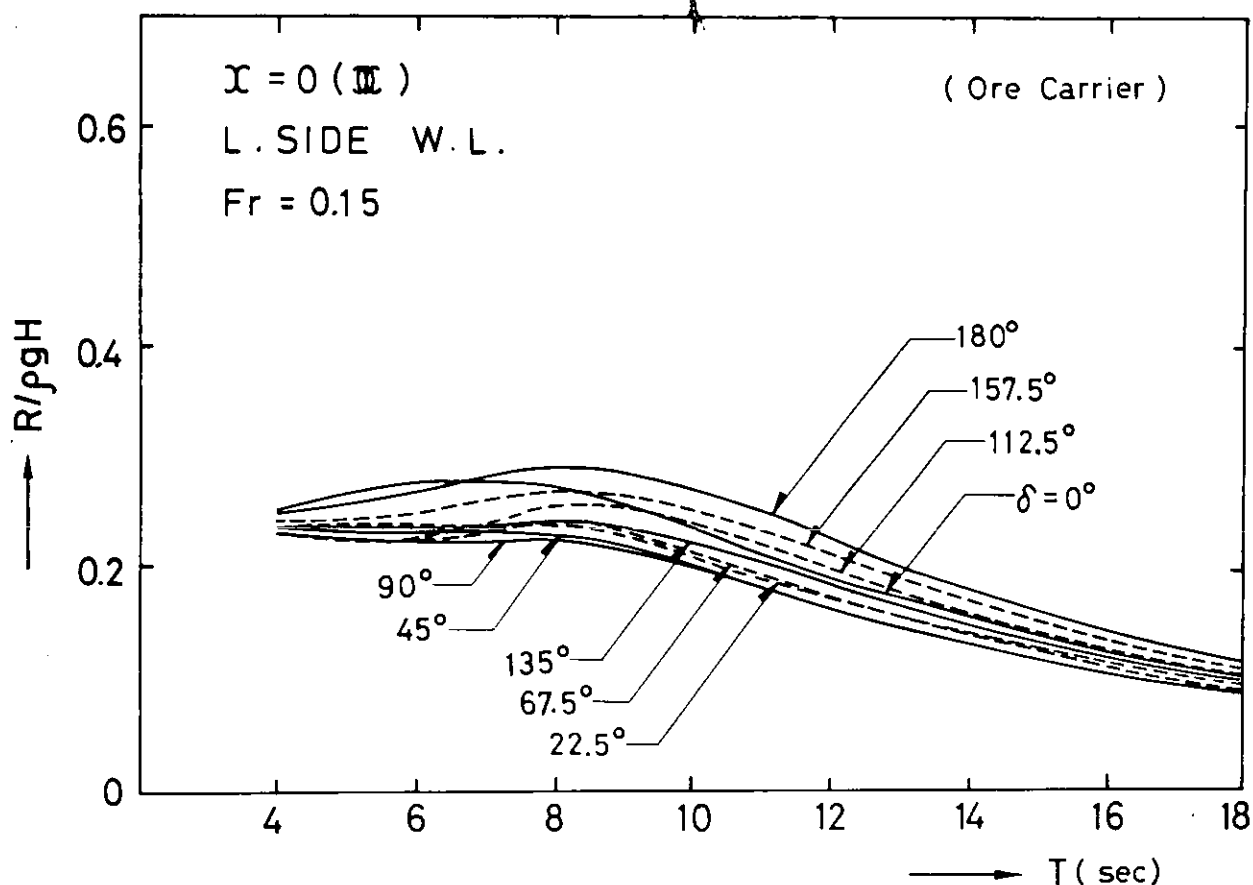


Fig. 3.2.1.9 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of Midship in Irregular Waves from Different Directions

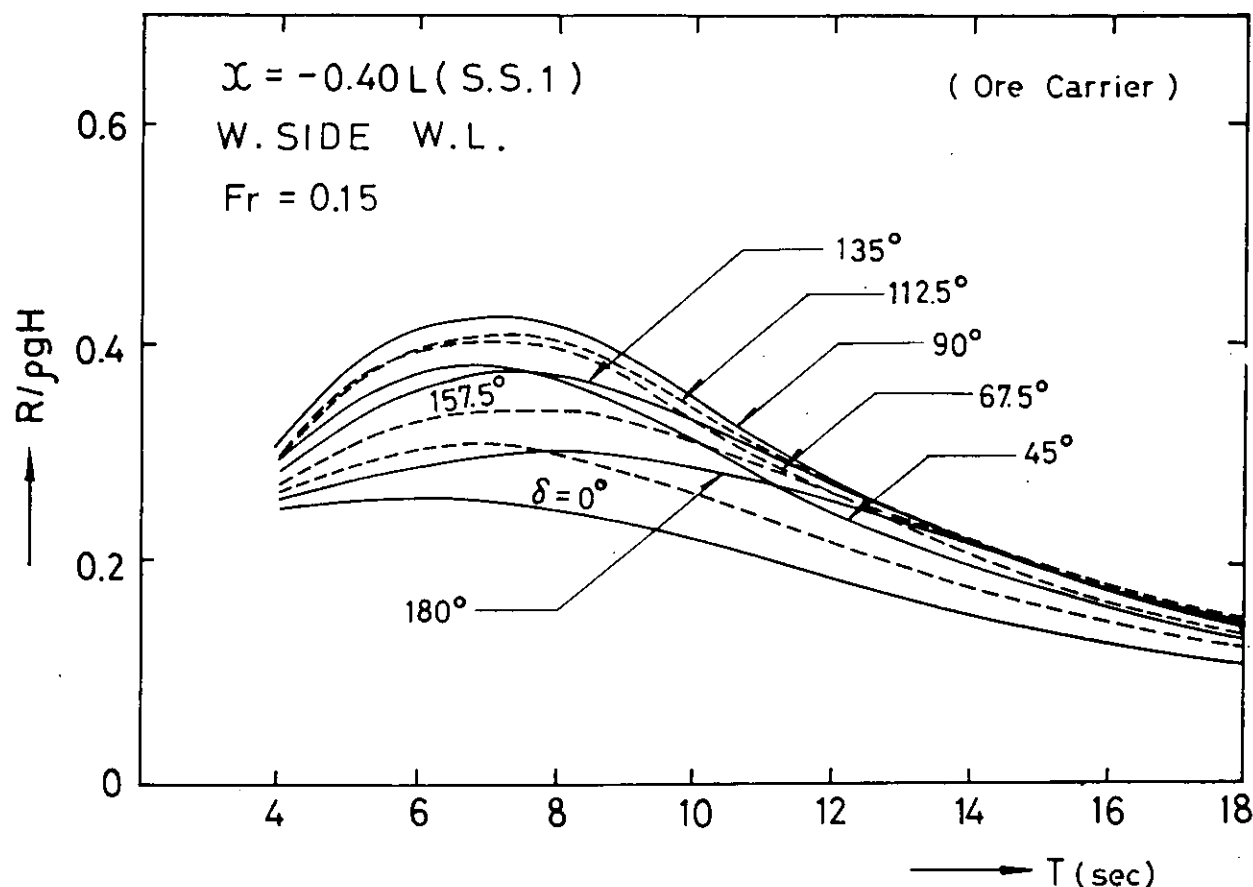


Fig. 3.2.1.10 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.1 in Irregular Waves from Different Directions

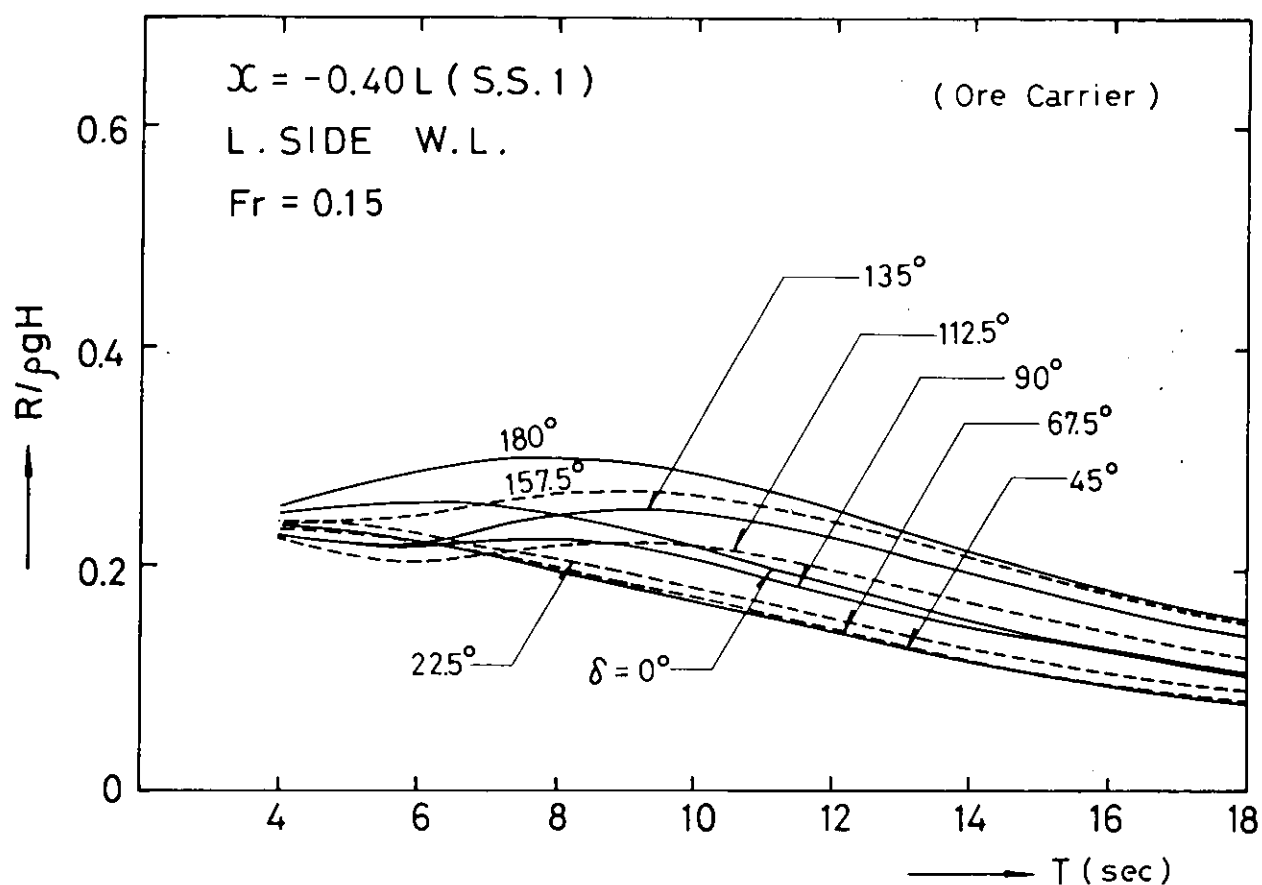


Fig. 3.2.1.11 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.1 in Irregular Waves from Different Directions

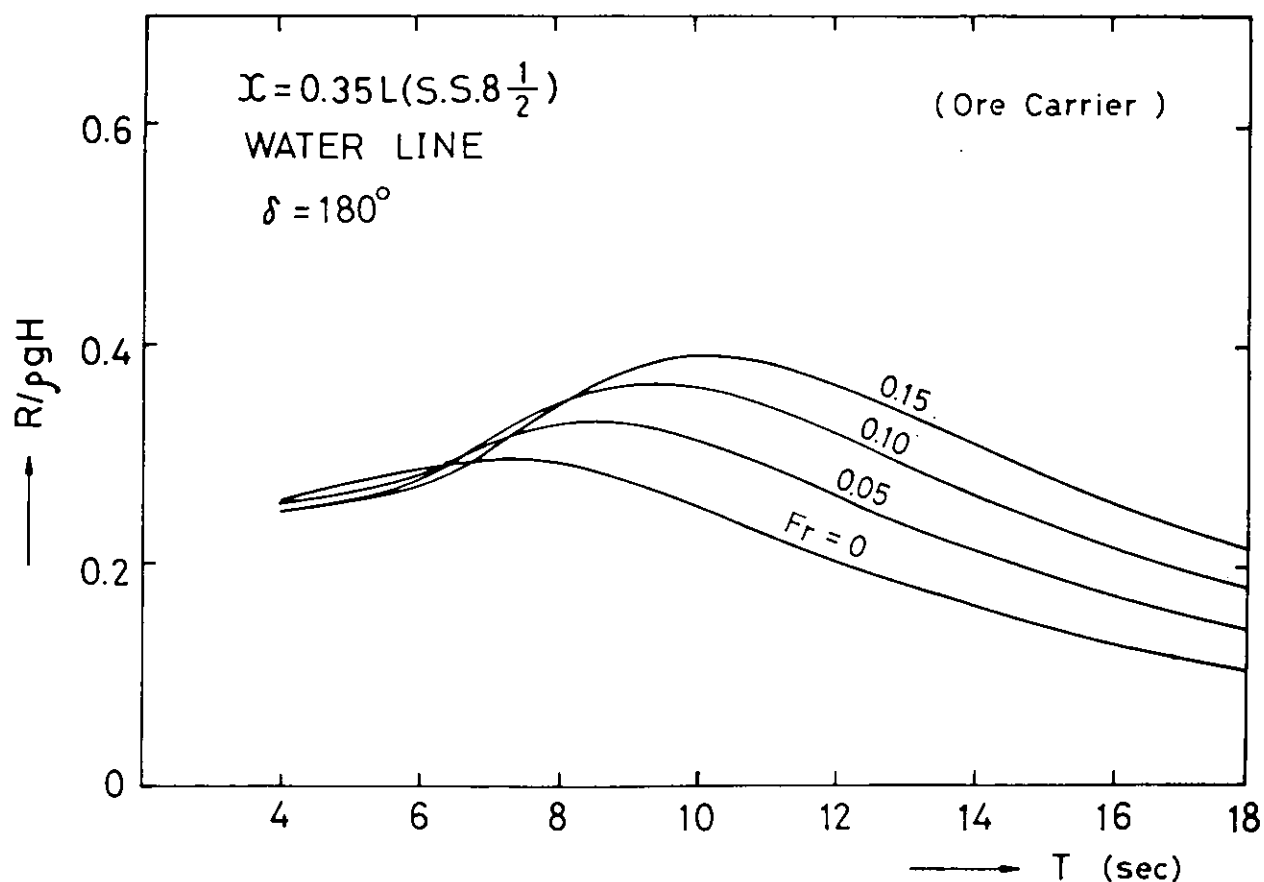


Fig. 3.2.1.12 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Head seas

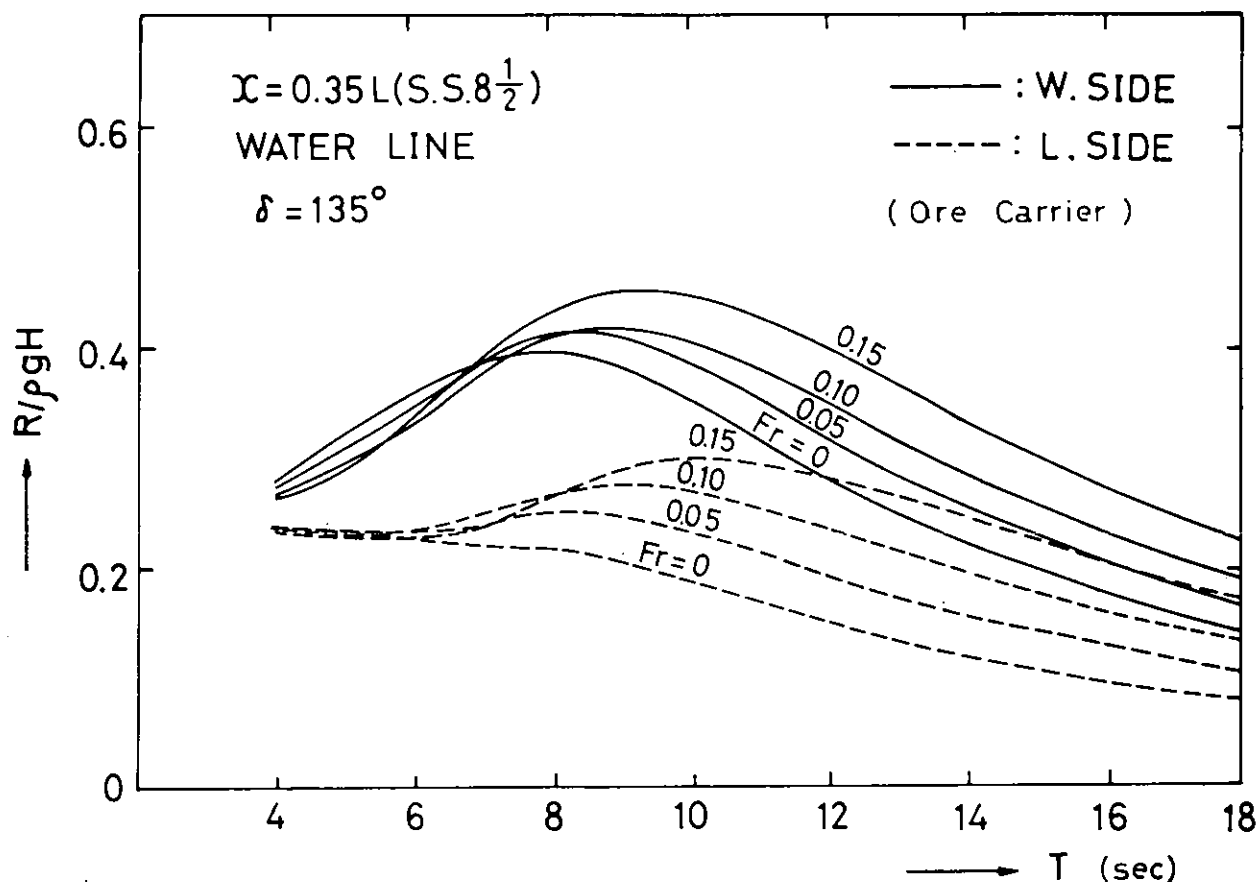


Fig. 3.2.1.13 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas

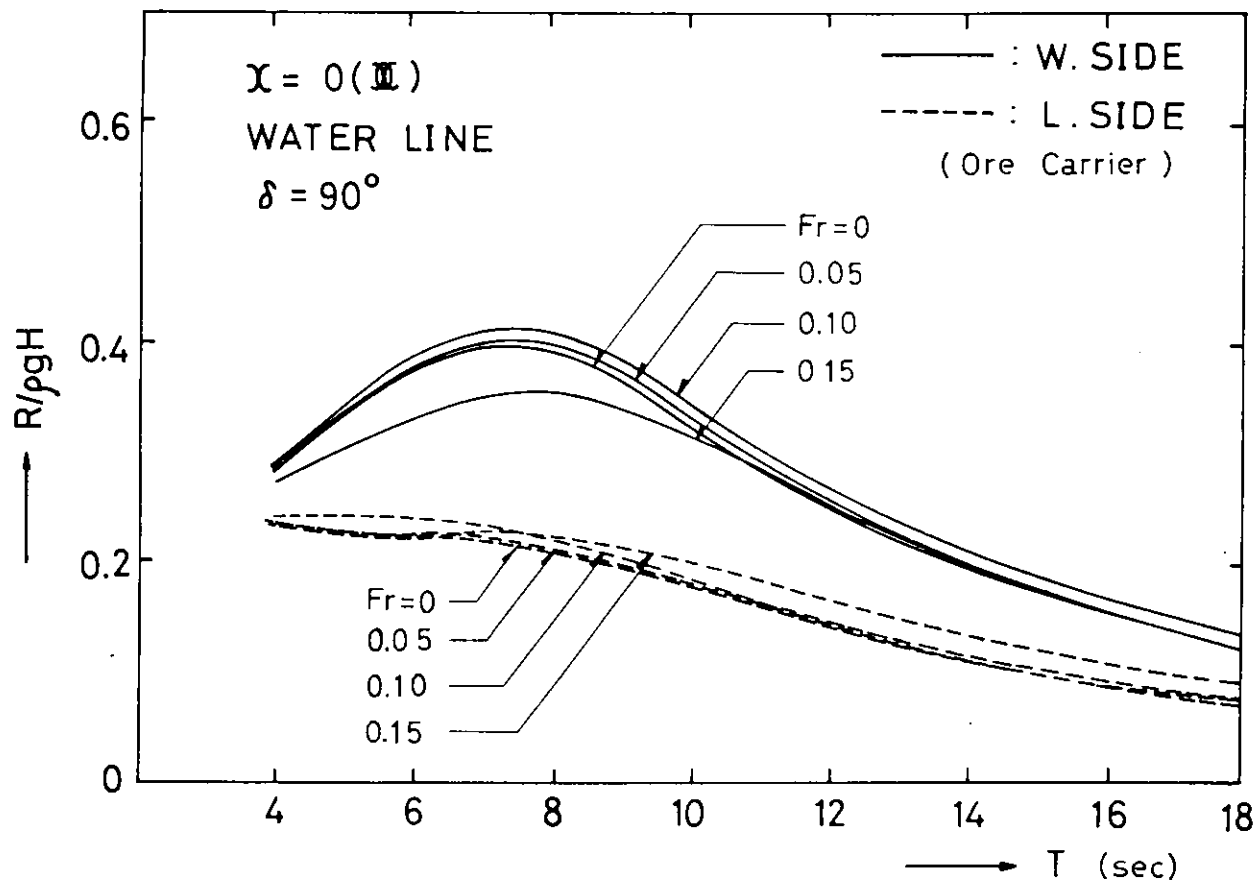


Fig. 3.2.1.14 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of Midship in Beam Seas

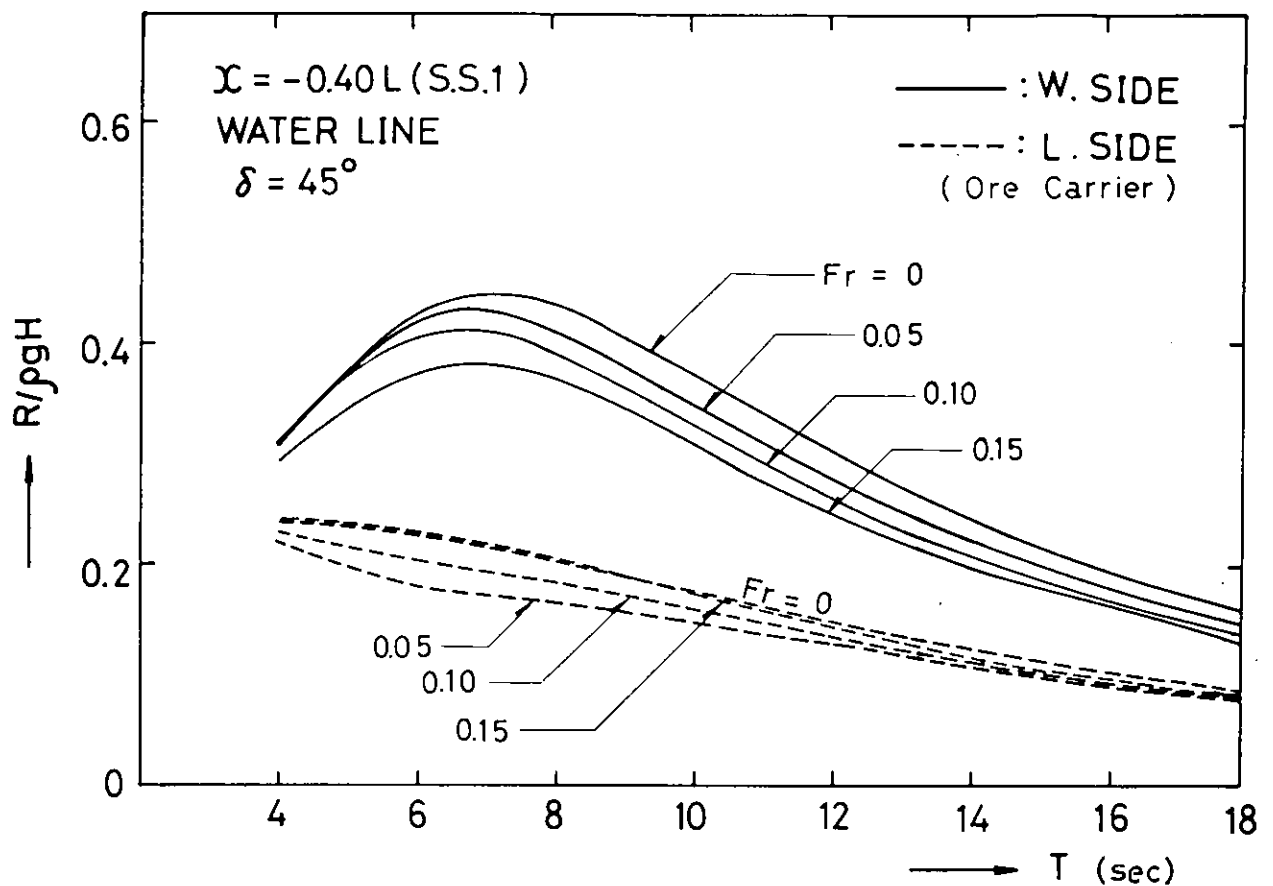


Fig. 3.2.1.15 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.1 in Quartering Seas

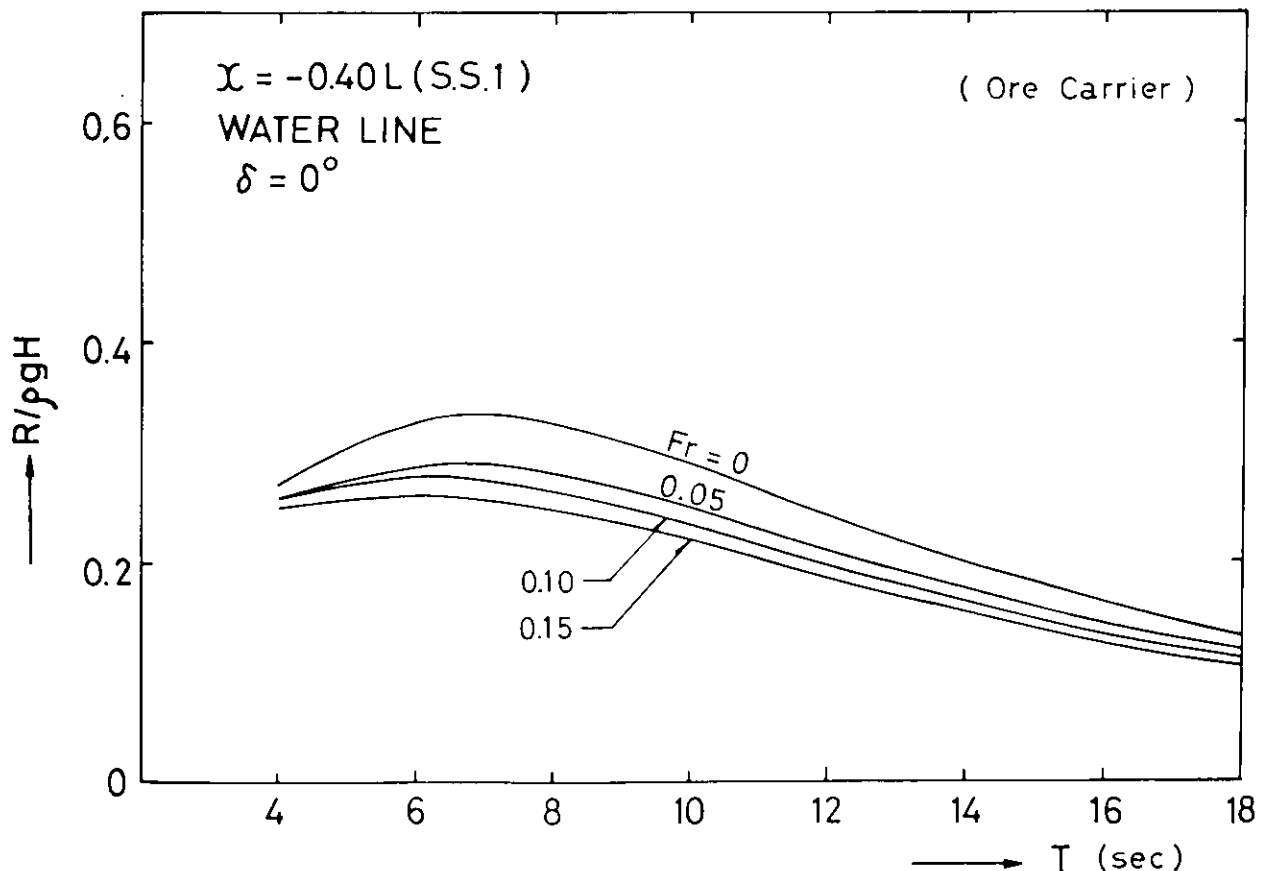


Fig. 3.2.1.16 Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Water Lines of S.S.1 in Following Seas

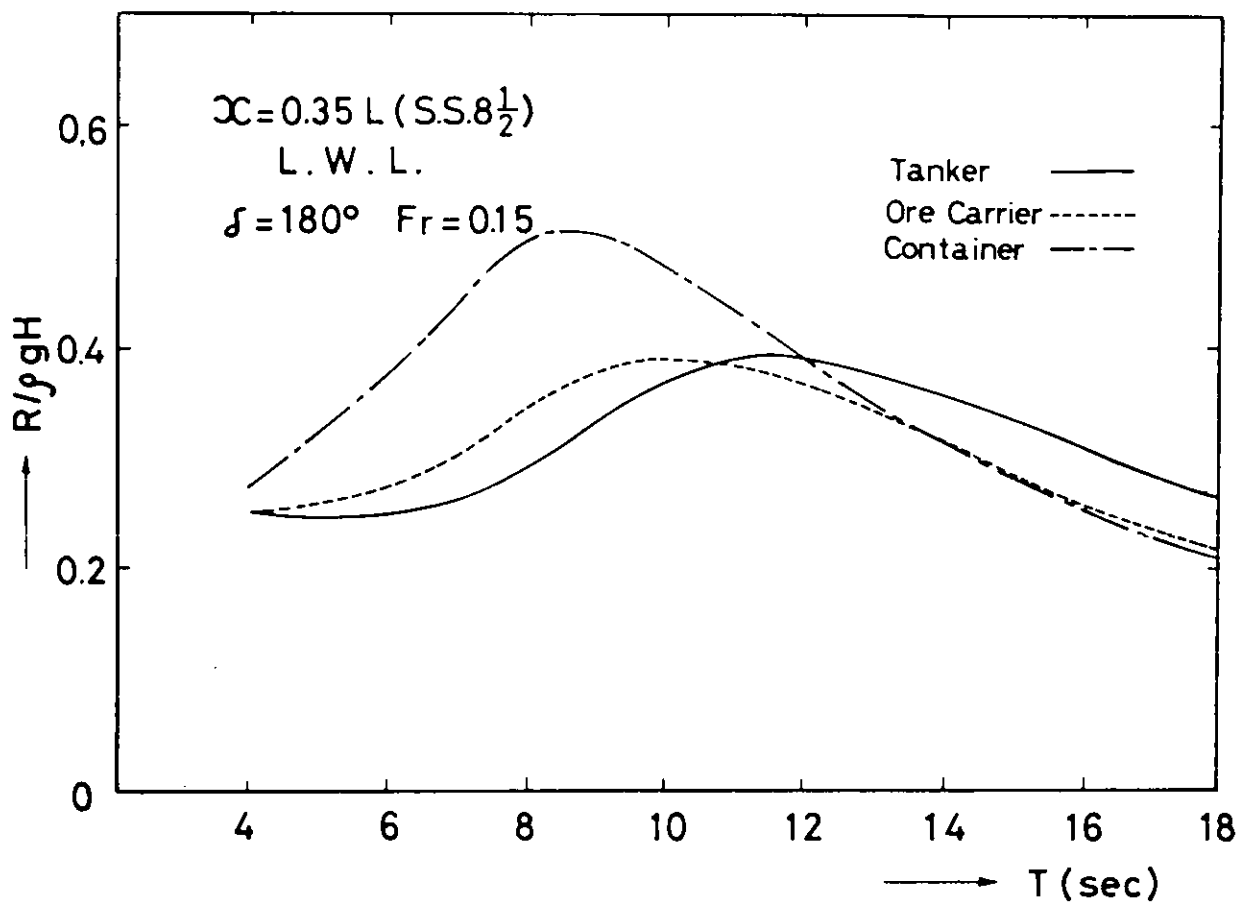


Fig. 3.2.1.17 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S. 8 $\frac{1}{2}$ in Head Seas

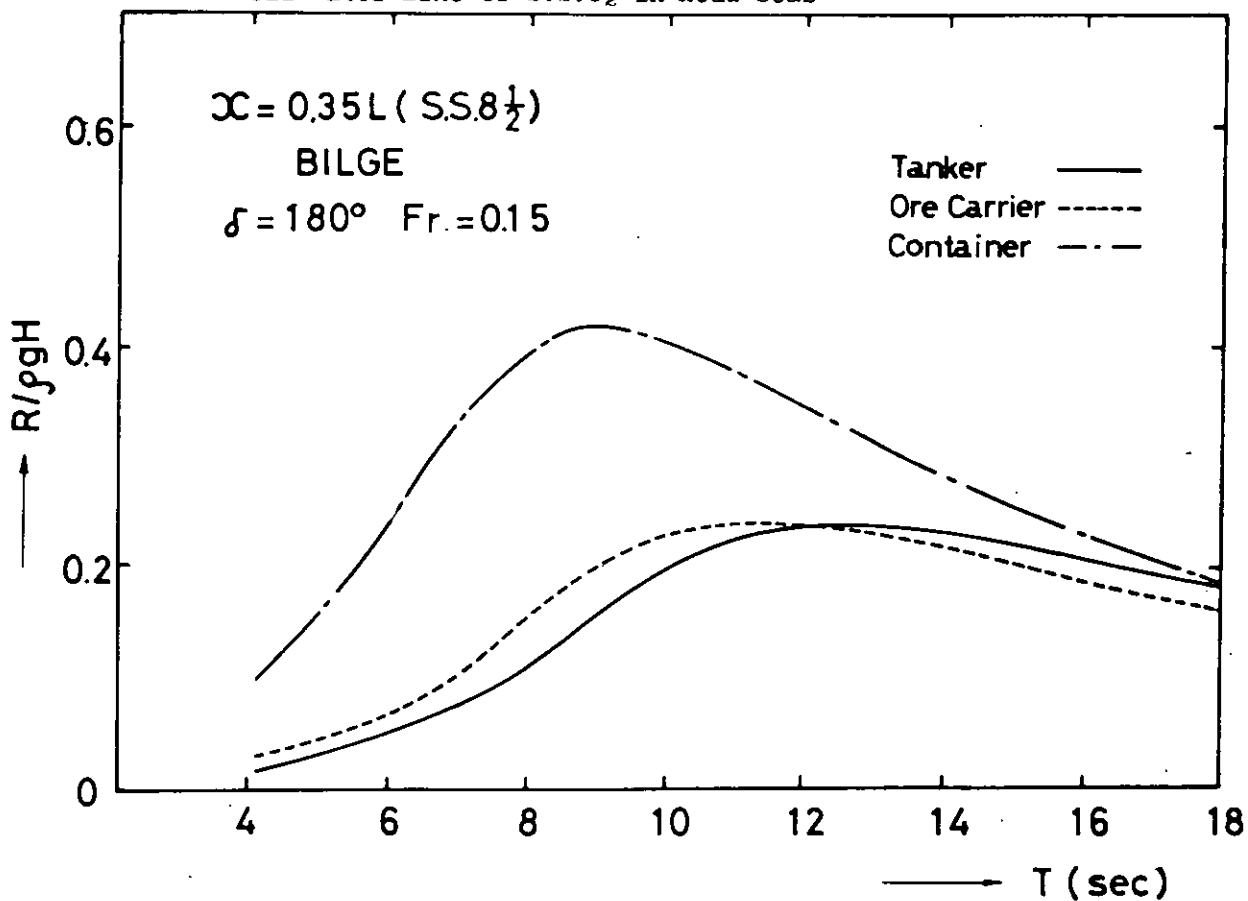


Fig. 3.2.1.18 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Bilge of S.S. 8 $\frac{1}{2}$ in Head Seas

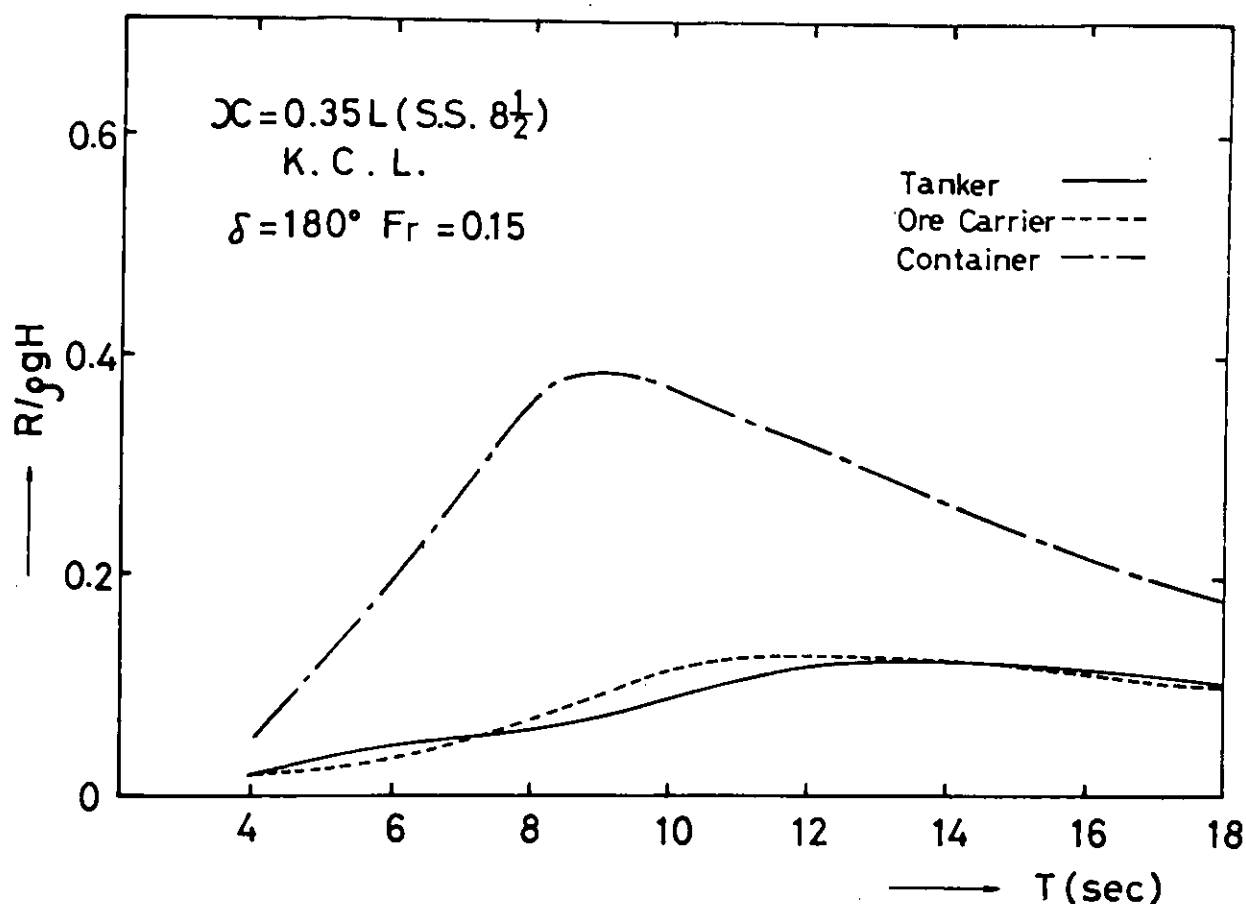


Fig. 3.2.1.19 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Keel Centre Line of S.S. 8 $\frac{1}{2}$ in Head Seas

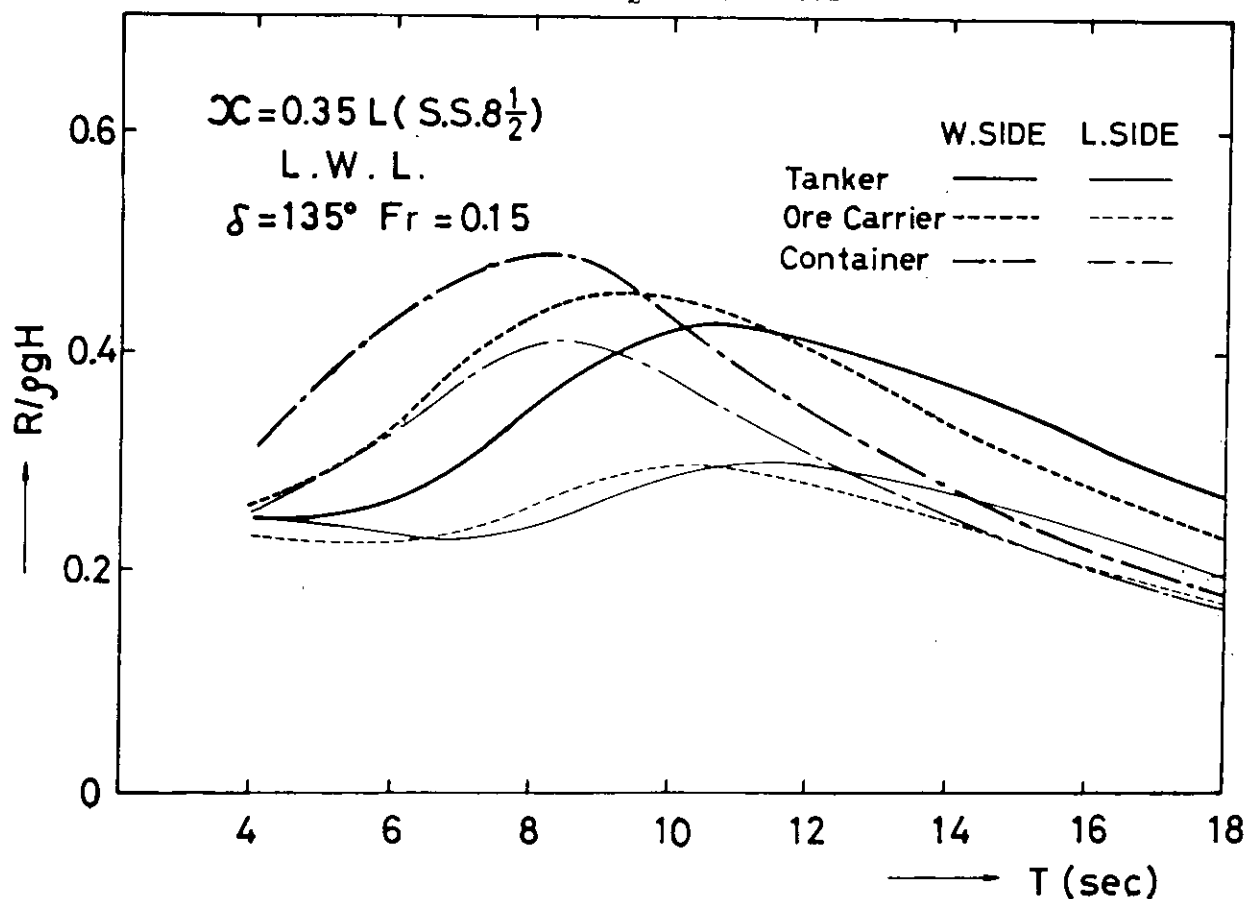


Fig. 3.2.1.20 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S. 8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas

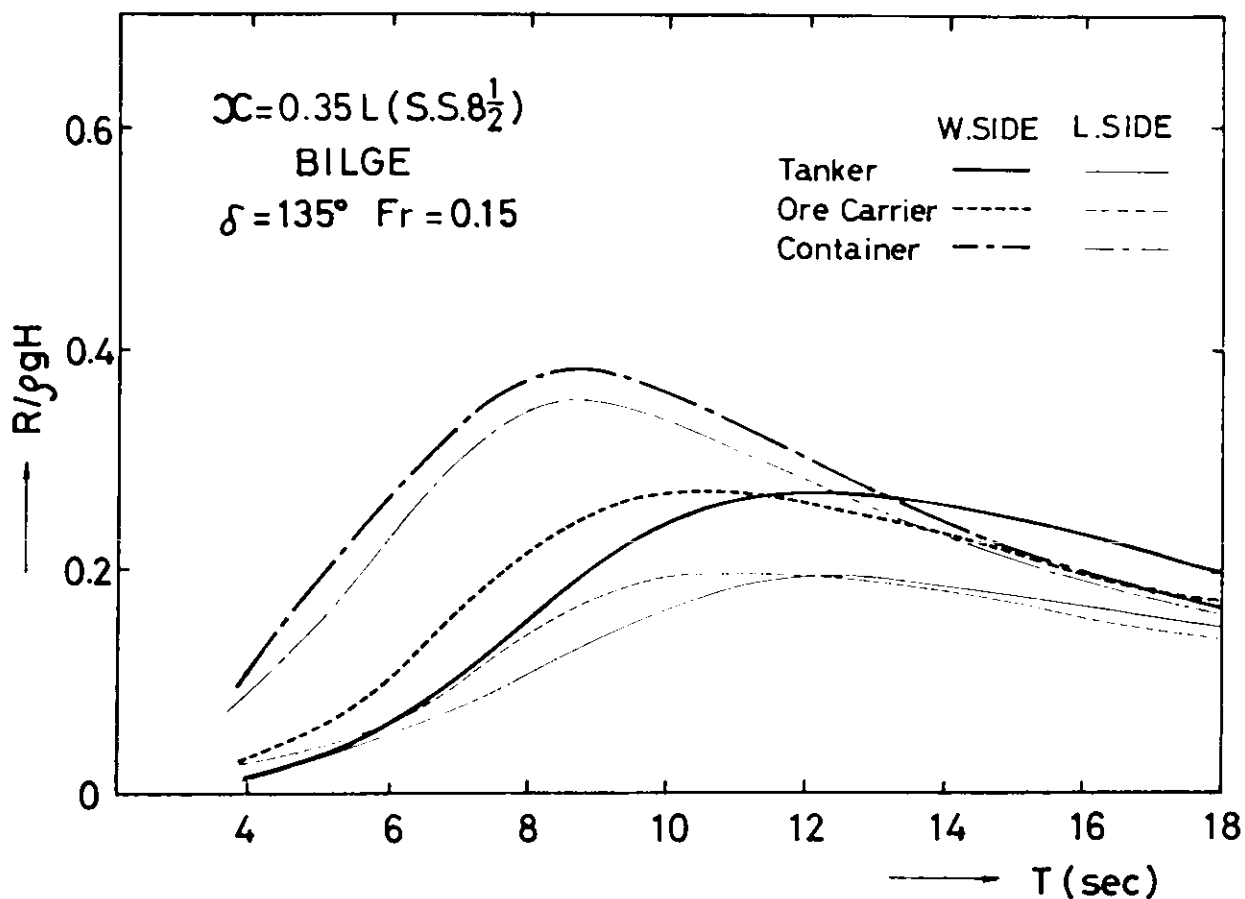


Fig. 3.2.1.21 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Bilge of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas

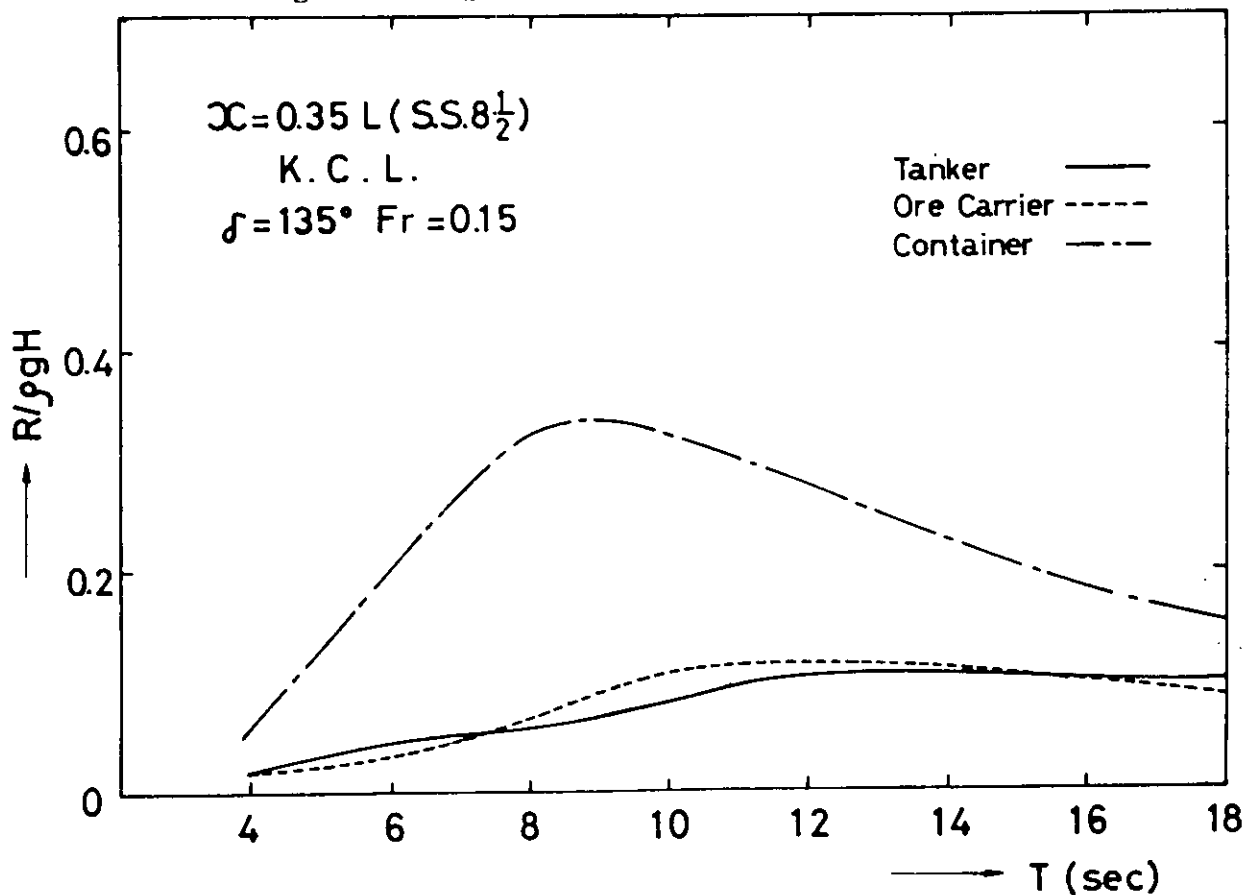


Fig. 3.2.1.22 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Keel Centre Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ in Bow Seas

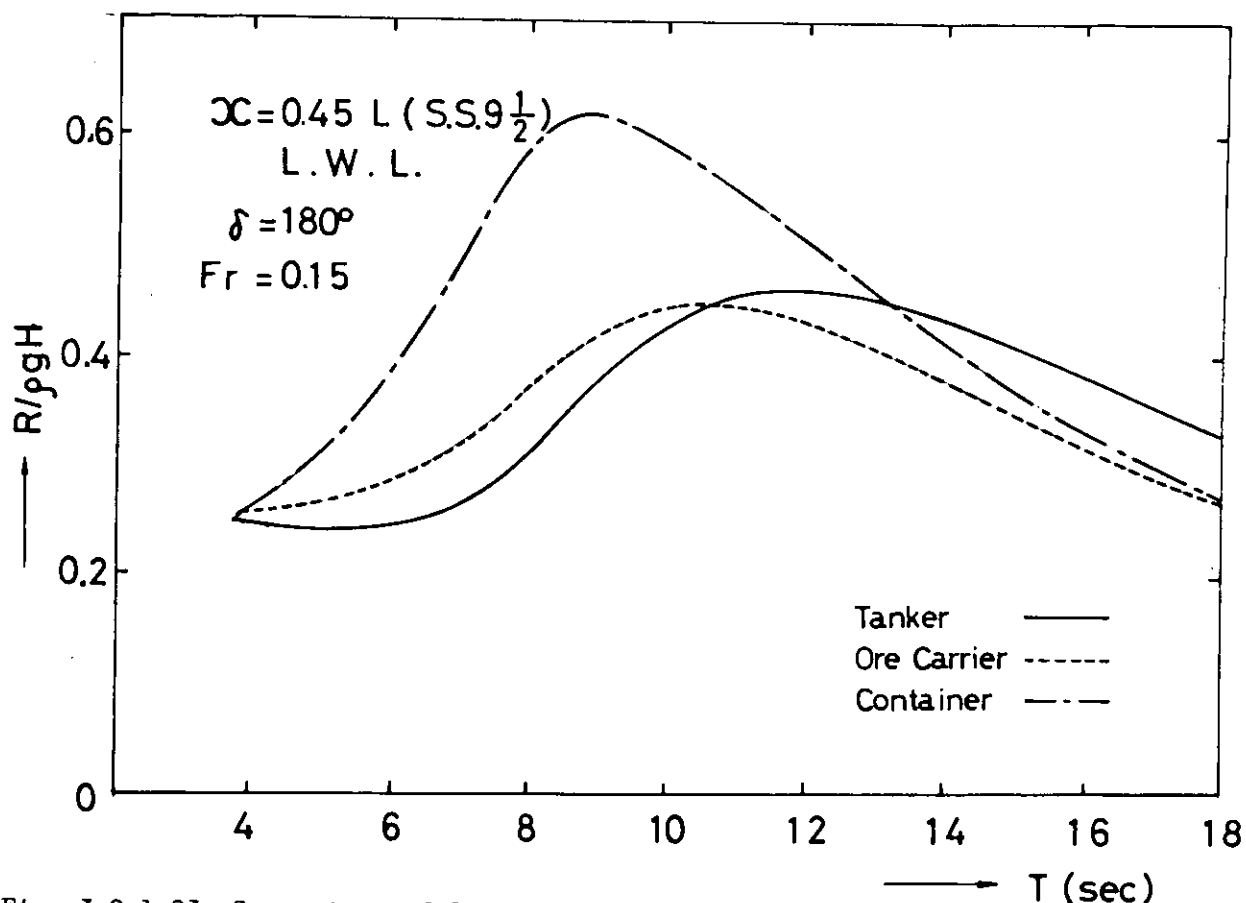


Fig. 3.2.1.23 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S. 9 $\frac{1}{2}$ in Head Seas

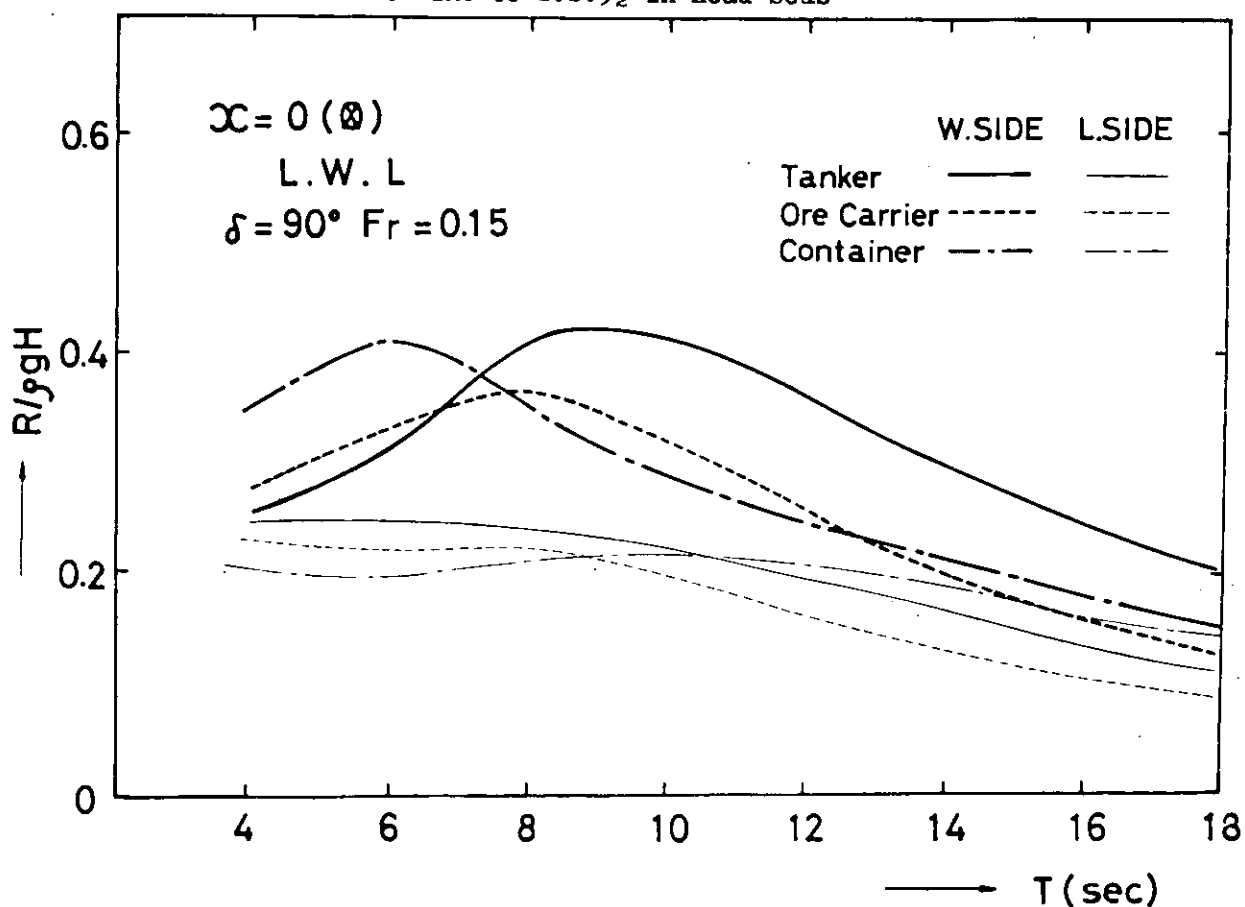


Fig. 3.2.1.24 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of Midship in Beam Seas

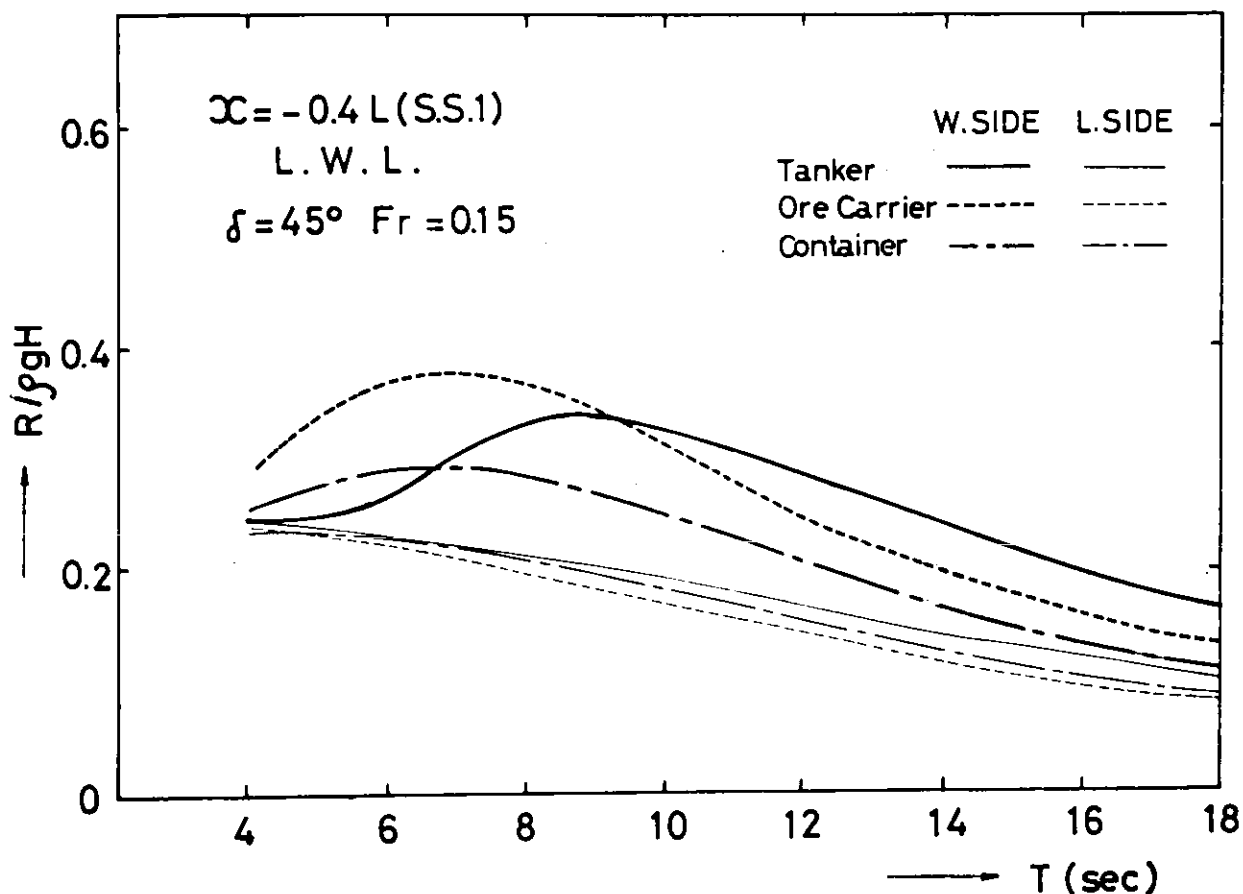


Fig. 3.2.1.25 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.1 in Quartering Seas

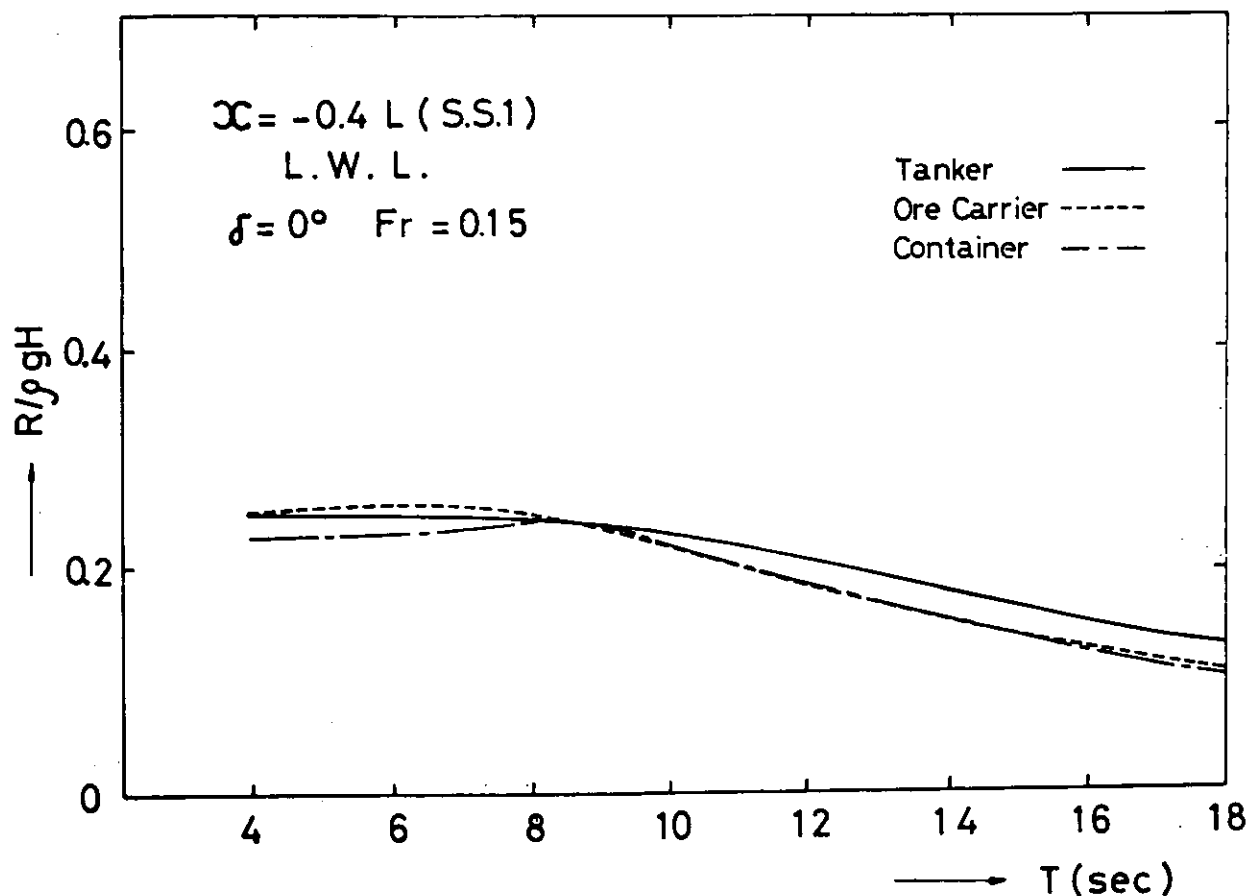


Fig. 3.2.1.26 Comparison of Standard Deviations of Hydrodynamic Pressure on the Load Water Line of S.S.1 in Following Seas

3.2.2 波浪変動水圧の長期予測

前節で求めた波浪変動水圧の標準偏差を用いれば、大洋の波浪の長期発現頻度資料を利用することにより、波浪変動水圧の長期予測を行なうこともできる。本年度は、鉱石運搬船々型とタンカー船型について、波浪変動水圧の長期予測計算を実施したので、その主要例を示す。

(1) 波浪変動水圧の長期予測計算法

短期不規則波浪海面において船が一定速度で、かつ、波の平均進行方向に対して一定の平均出会角を保ちつつ航行している場合、船体表面上の一点に働く波浪変動水圧の標準偏差が求められれば、変動水圧の極大値が任意の値 P_1 を越える確率は次式によって与えられる。¹⁾

$$\begin{aligned} q(P > P_1) &= \exp(-P_1^2 / 2R^2) \\ &= \exp[-P_1^2 / 2(R/\rho g H)^2 (\rho g H)^2] \end{aligned}$$

ただし

$q(P > P_1)$: expected exceeding probability for a level P_1 of hydrodynamic pressure in a short-term sea condition

したがって、ある海域の波浪の長期の発現確率密度関数 $P(H, T)$ が与えられれば、船がその海域において常に波に対して一定の平均出会角を保って航行している場合に波浪変動水圧の極大値が任意の値 P_1 を越える長期の累積確率は次式によって求められる。²⁾

$$\begin{aligned} Q(P > P_1) &= \int_0^\infty \int_0^\infty q(P > P_1) p(H, T) dH dT \\ &= \int_0^\infty \int_0^\infty \exp[-P_1^2 / 2(R/\rho g H)^2 (\rho g H)^2] p(H, T) dH dT \end{aligned}$$

ただし

$Q(P > P_1)$: long-term exceeding probability for a level P_1 of hydrodynamic pressure

$p(H, T)$: long-term probability of occurrence for the sea condition of the average wave height H and the average wave period T

船がある海域を長期間にわたって航行する場合に、波の平均進行方向に対する船の平均出会角の長期の確率密度関数 $p^*(\delta)$ が与えられれば、すべての針路を考慮した場合に、波浪変動水圧の極大値がある値 P_1 を越える長期の累積確率は次式によって求められる。

$$Q = \int_0^{2\pi} Q(\delta) p^*(\delta) d\delta$$

ただし

Q : long-term exceeding probability for a level P_1 of hydrodynamic pressure when all heading are considered

$p^*(\delta)$ が $0 \sim 2\pi$ の範囲で一様に分布していると仮定すれば、上式は次のように簡単化される。

$$Q = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Q(\delta) d\delta$$

(2) 計算条件

Table 3.2.1.1 にその主要目を示すような鉱石運搬船々型およびタンカー船型の満載状態について、波浪変動水圧の長期分布の計算を実施した。長期波浪発現頻度としては Walden が北大西洋に関してまとめた約 10 年間にわたる長期波浪資料を Bft³⁾ 6 ~ 10 の各風力階級別に整理した統計値を用いた。⁴⁾

(3) 計算結果

Fig. 3.2.2.1 ~ 3.2.2.2 に鉱石運搬船々型の S.S. $8\frac{1}{2}$ にて、両舷の水線上に働く波浪変動水圧の長期分布を $Bft < 8$ 、船速 $Fr = 0.15$ の場合について、波に対する船の平均出会角をパラメータとして示してある。このような長期分布計算結果より長期超過確率 $Q = 10^{-4}$ に対応する波浪変動水圧の期待値を求め、それらの期待値を波に対する船の平均出会角、風力階級等の関数として、Fig. 3.2.2.3 以下の図のように整理できる。

Fig. 3.2.2.3 ~ 3.2.2.7 には、両舷の水線上に働く波浪変動水圧の $Q = 10^{-4}$ 期待値の船長方向分布を、船速をパラメータとして示している。Fig. 3.2.2.8 ~ 3.2.2.13 には、それぞれの Square station の両舷の水線上に働く波浪変動水圧の $Q = 10^{-4}$ 期待値を、 Fr をパラメータとし、船と波との平均出会角の関数として示している。以上の図は、いずれも、鉱石運搬船々型に関する計算結果であるが、最後に、鉱石運搬船々型とタンカー船型に関する計算結果を比較する意味で、Fig. 3.2.2.14 ~ 3.2.2.25 には、両舷型の S.S. $8\frac{1}{2}$ および midship において、両舷の水線、ビルジ部およびギール中心線上に働く波浪変動水圧の $Q = 10^{-4}$ 期待値を風力の関数として示している。これらの図から明らかなように、波浪変動水圧の長期予測に関しては、両船型ともほとんど同じような傾向を示すようである。

最後に、本報告に示された図により、両船型の波浪変動水圧の長期予測に関して次のような傾向が見出される。

- a) 迎波状態では S.S. $7\frac{1}{2}$ 付近より前方の両舷、または weather side にかなり大きい波浪変動水圧が働くが、その値は Fr が小さくなるにしたがって減少しているので、船速を低下させることにより波浪変動水圧をある程度減小させることが期待できる。
- b) 横波状態では、船体のほぼ全長にわたって weather side にかなり大きい変動水圧が作用する。この値は Fr によってほとんど変化していないので、船速低下によりこれらの変動水圧を減小させることは期待できないし、場合によっては、かえって変動水圧を増加させる。
- c) 風力の関数としての変動水圧長期予測値は風力の増大とともに大きくなっている。

参 考 文 献

- 1) S.O.Rice : "Mathematical analysis of random noise"
The Bell System Technical Journal, Vol. 24, 1945
- 2) 福 田 淳 一 : " 長期の波浪曲げモーメント異常値の傾向について "
日本造船学会論文集 第 1 2 3 号 1968
- 3) H.Walden : "Die Eigenschaften der Meerswellen im Nordatlantischen Ozean"
Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt.
Einzerveröffentlichungen Nr. 41, Hamburg, 1964
- 4) 福 田 淳 一 : " 波浪中の船のDeck Wetnessに関する長期予測 "
日本造船学会論文集 第 1 2 4 号 1968

LIST OF FIGURES

- Fig. 3.2.2.1 Long-Term Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.8¹/₂ Predicted by Using the Wave Statistics of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.2 Long-Term Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.8¹/₂ Predicted by Using the Wave Statistics of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.3 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.4 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.5 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.6 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Quartering Seas of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.7 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Following Seas of Bft. 8
- Fig. 3.2.2.8 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.9¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading
- Fig. 3.2.2.9 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading
- Fig. 3.2.2.10 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.7¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading
- Fig. 3.2.2.11 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

- Fig. 3.2.2.12 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.2¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading
- Fig. 3.2.2.13 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.1, predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading
- Fig. 3.2.2.14 Hydrodynamic Pressures on S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)
- Fig. 3.2.2.15 Hydrodynamic Pressures on S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)
- Fig. 3.2.2.16 Hydrodynamic Pressures on S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)
- Fig. 3.2.2.17 Hydrodynamic Pressures on S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)
- Fig. 3.2.2.18 Hydrodynamic Pressures on the Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)
- Fig. 3.2.2.19 Hydrodynamic Pressures on the Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)
- Fig. 3.2.2.20 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)
- Fig. 3.2.2.21 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)
- Fig. 3.2.2.22 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8¹/₂, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

- Fig. 3.2.2.23 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)
- Fig. 3.2.2.24 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)
- Fig. 3.2.2.25 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

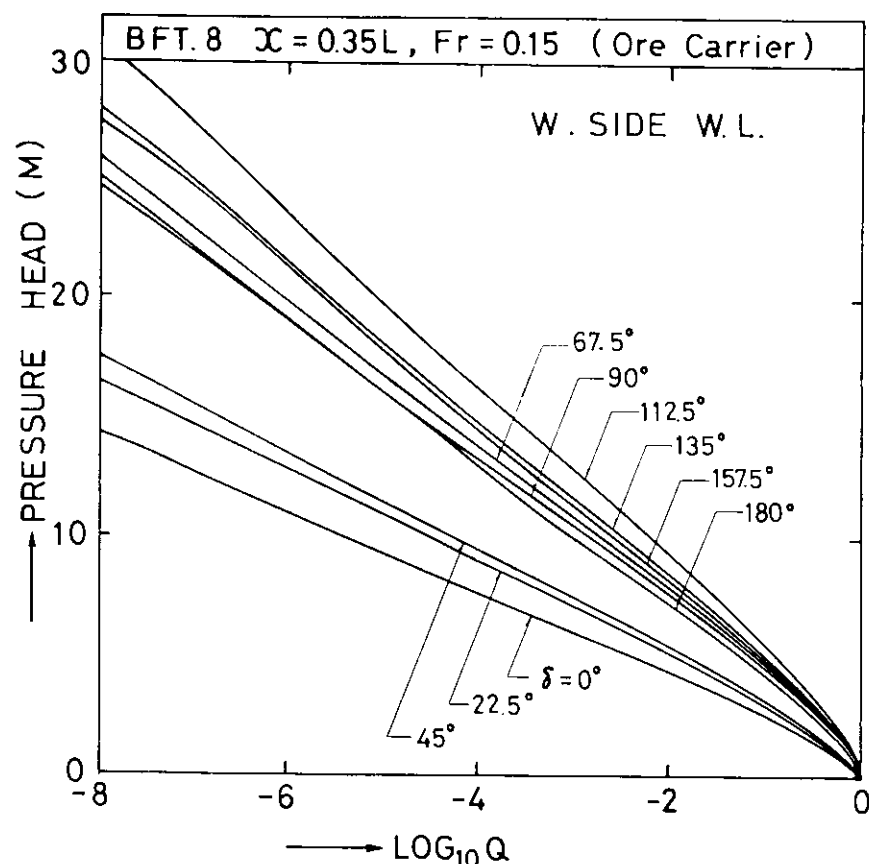


Fig. 3.2.2.1 Long-Term Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Weather Side Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ Predicted by Using the Wave Statistics of Bft. 8

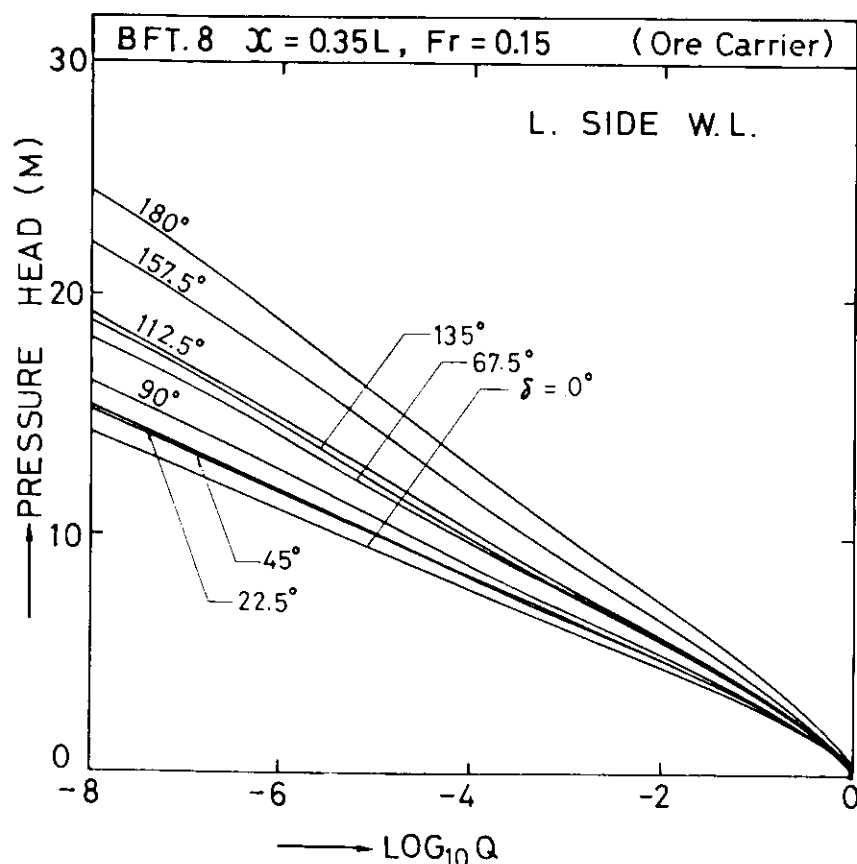


Fig. 3.2.2.2 Long-Term Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Leeward Side Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$ Predicted by Using the Wave Statistics of Bft. 8

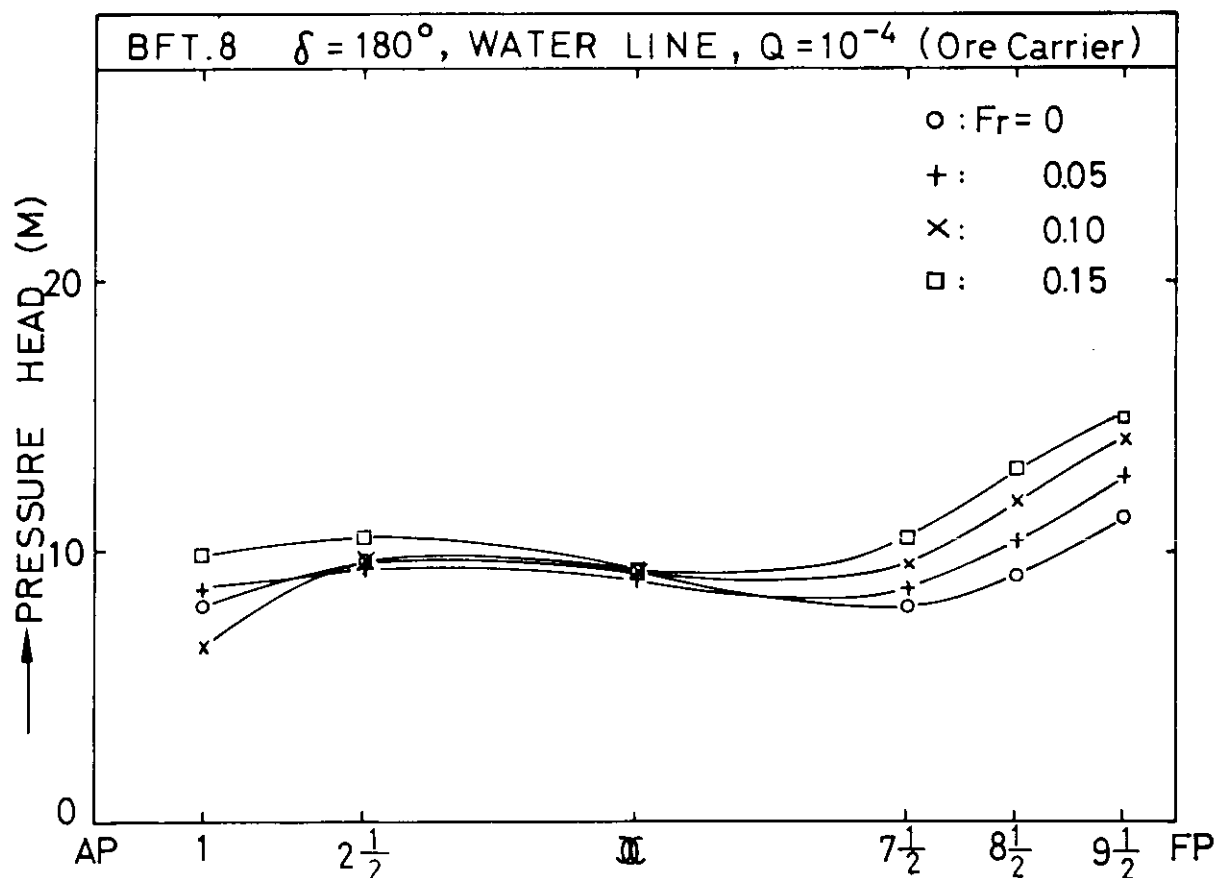


Fig. 3.2.2.3 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas of Bft. 8

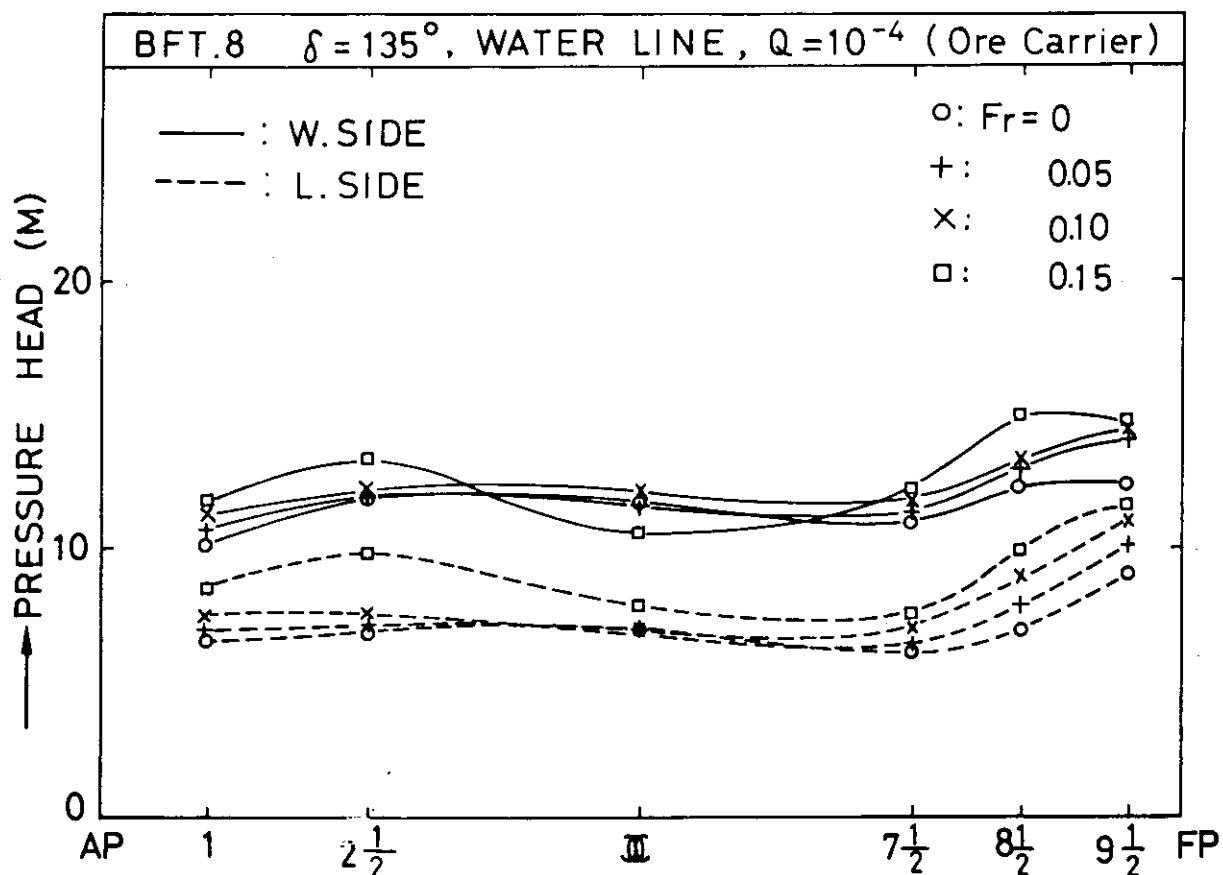


Fig. 3.2.2.4 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas of Bft. 8

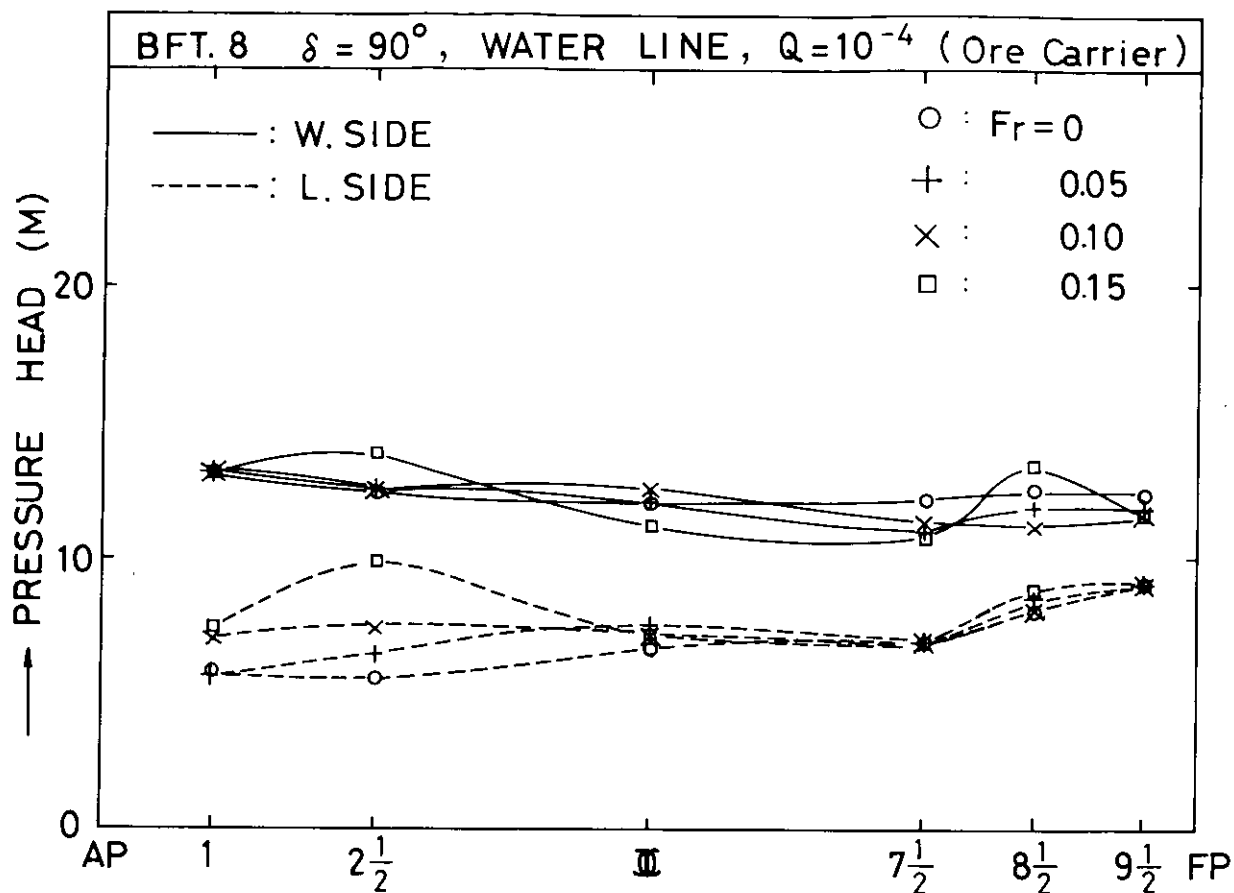


Fig. 3.2.2.5 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas of Bft. 8

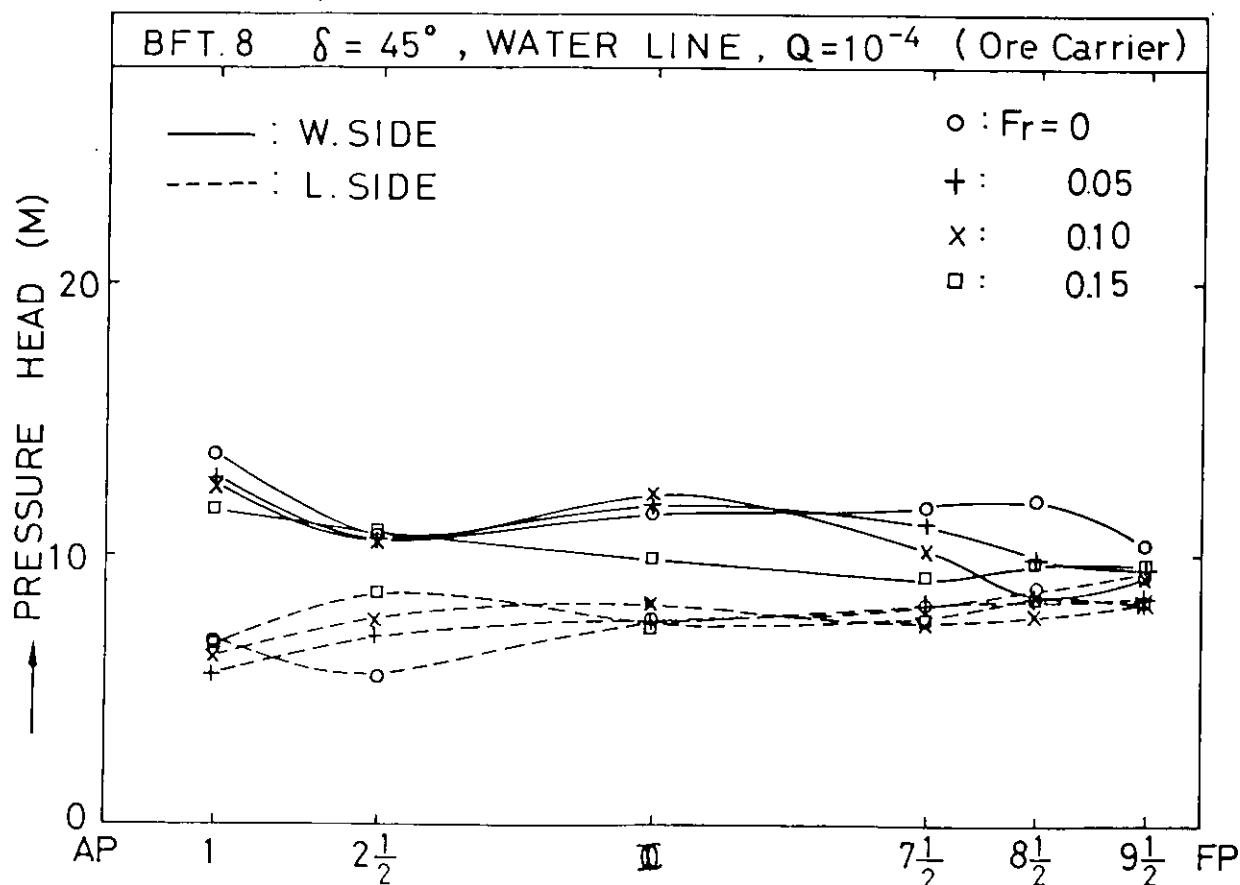


Fig. 3.2.2.6 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Quartering Seas of Bft. 8

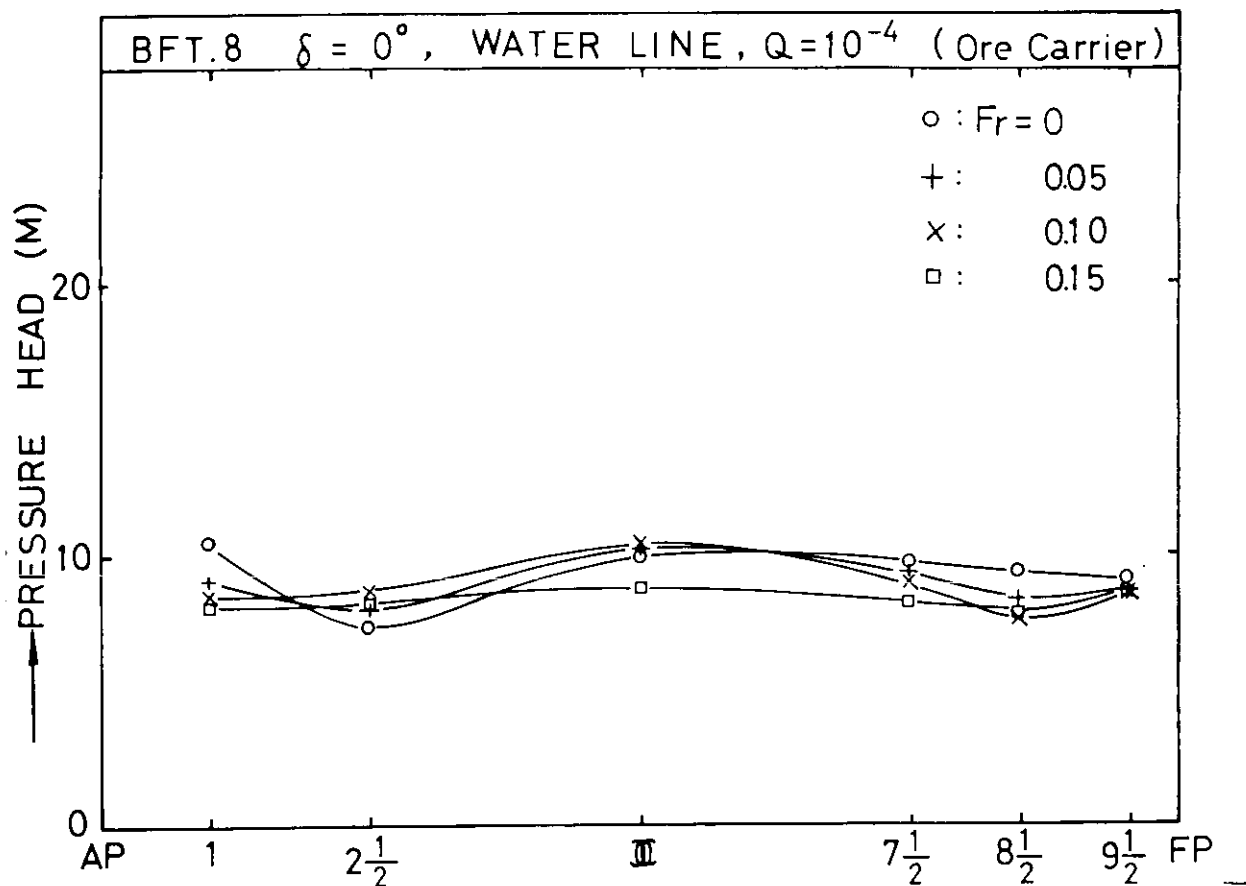


Fig. 3.2.2.7 Longitudinal Distributions of Hydrodynamic Pressure on the Water Line Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Following Seas of Bft. 8

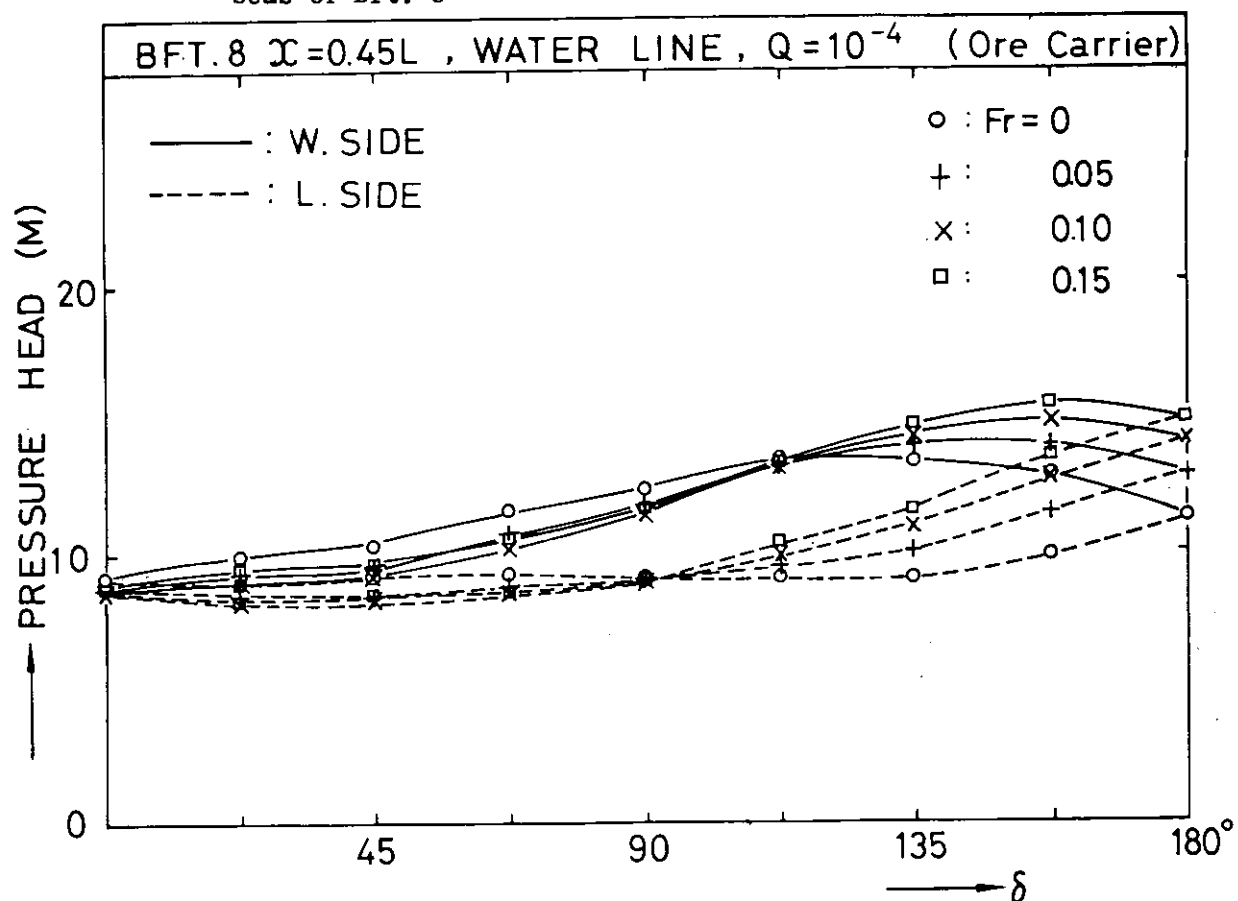


Fig. 3.2.2.8 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.9 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

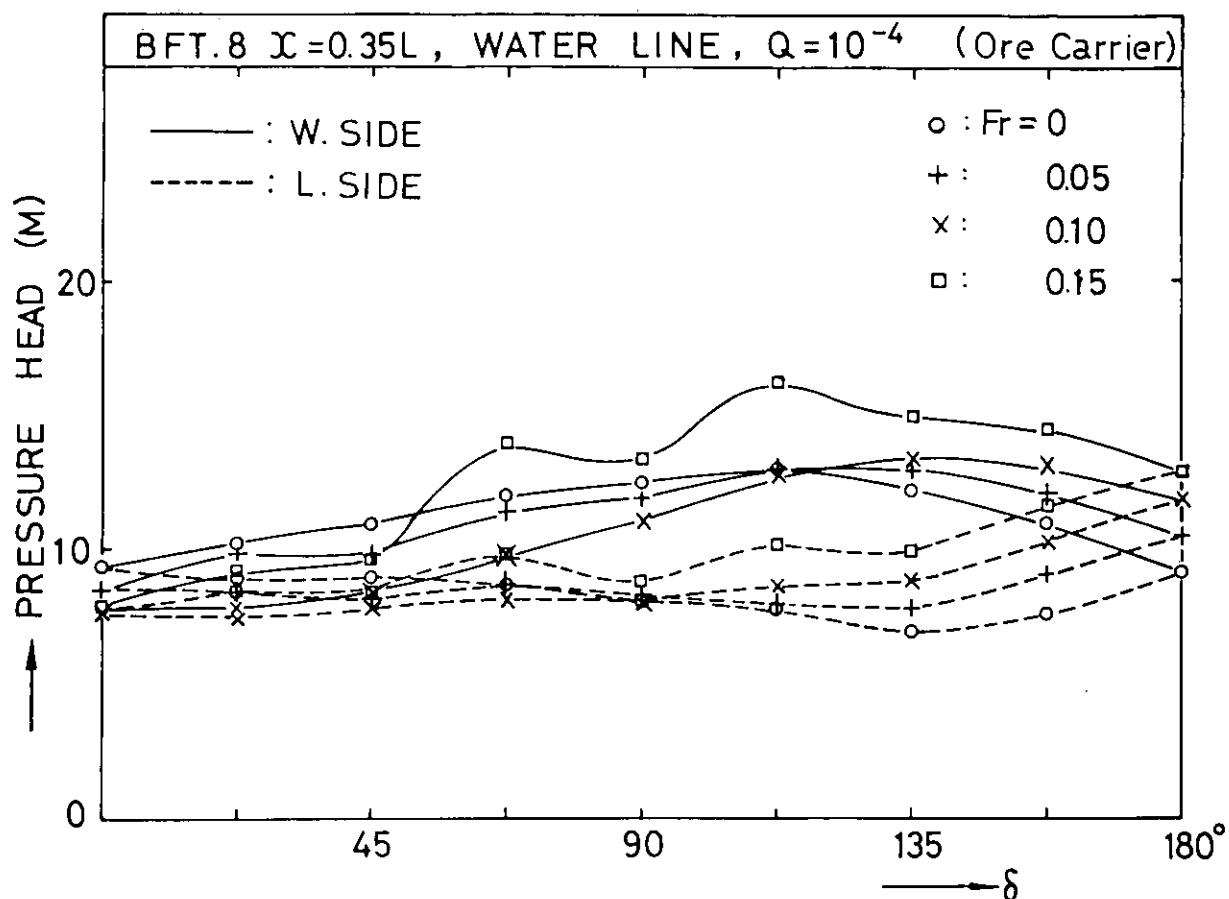


Fig. 3.2.2.9 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S. 8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

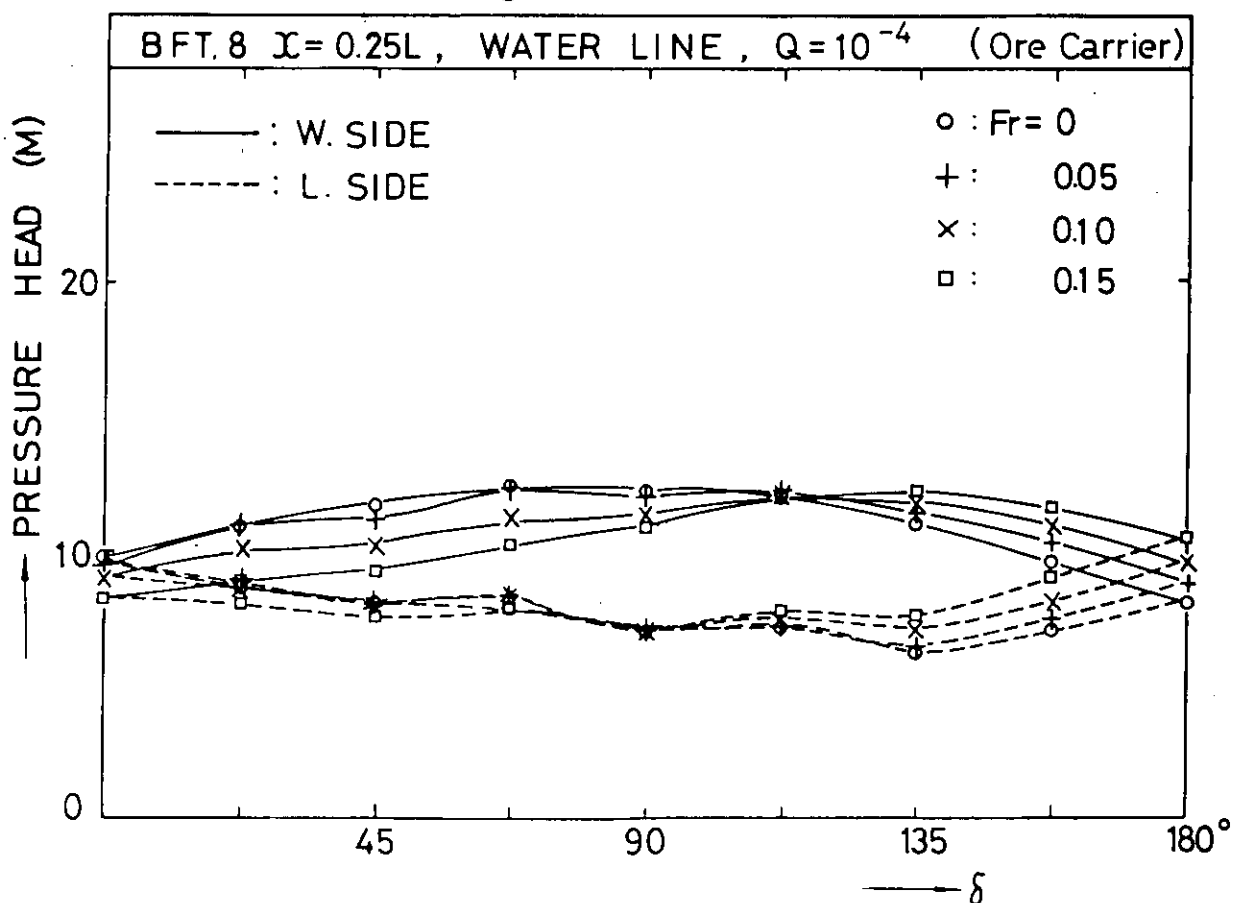


Fig. 3.2.2.10 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S. 7 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

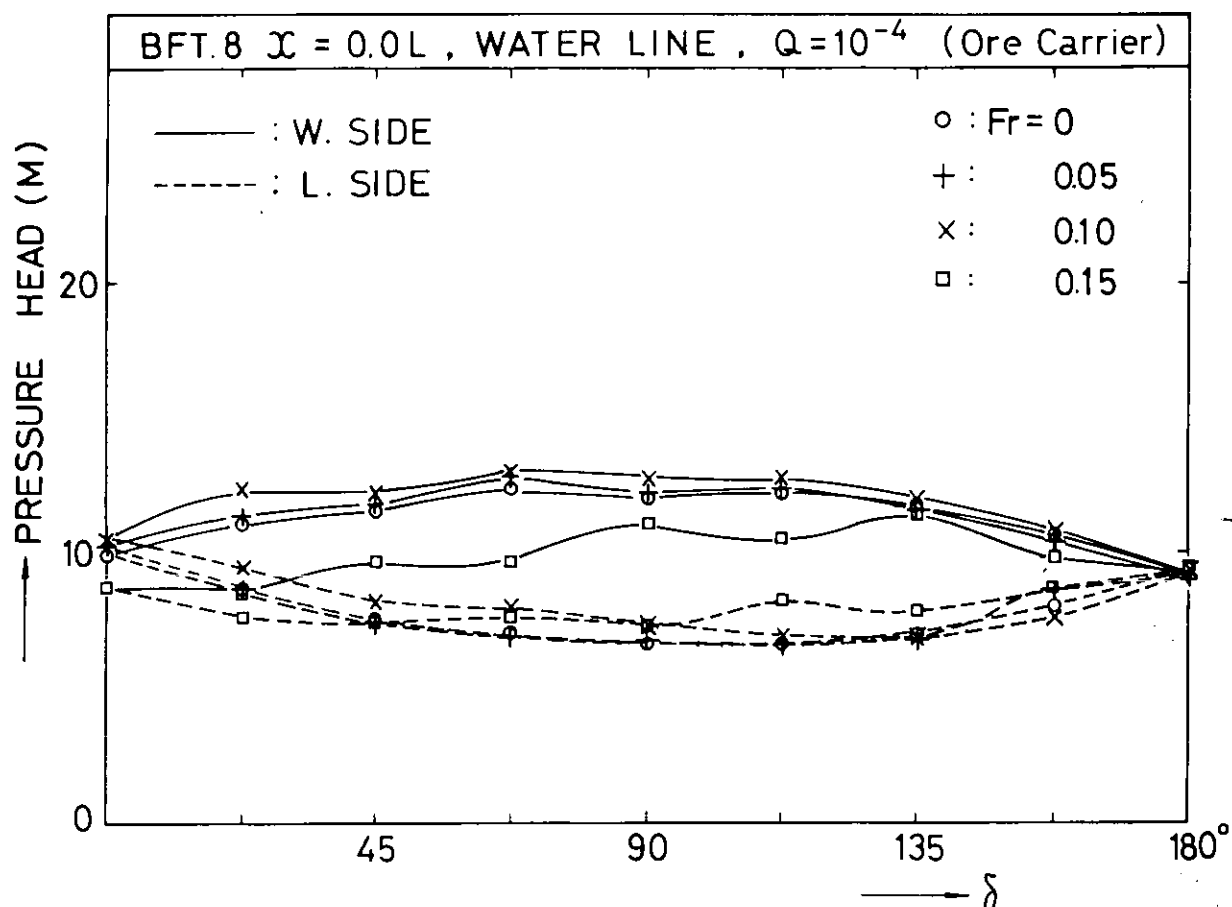


Fig. 3.2.2.11 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

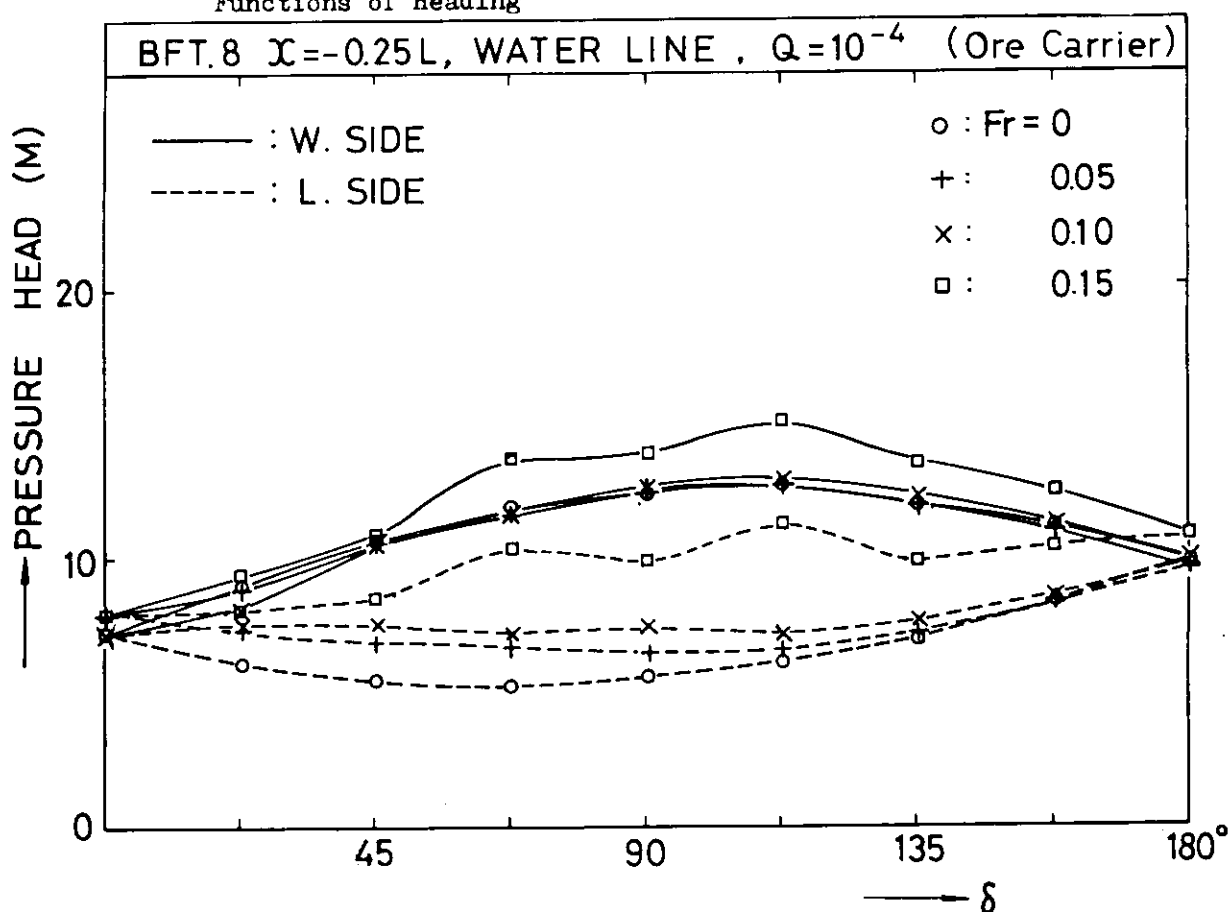


Fig. 3.2.2.12 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.2 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

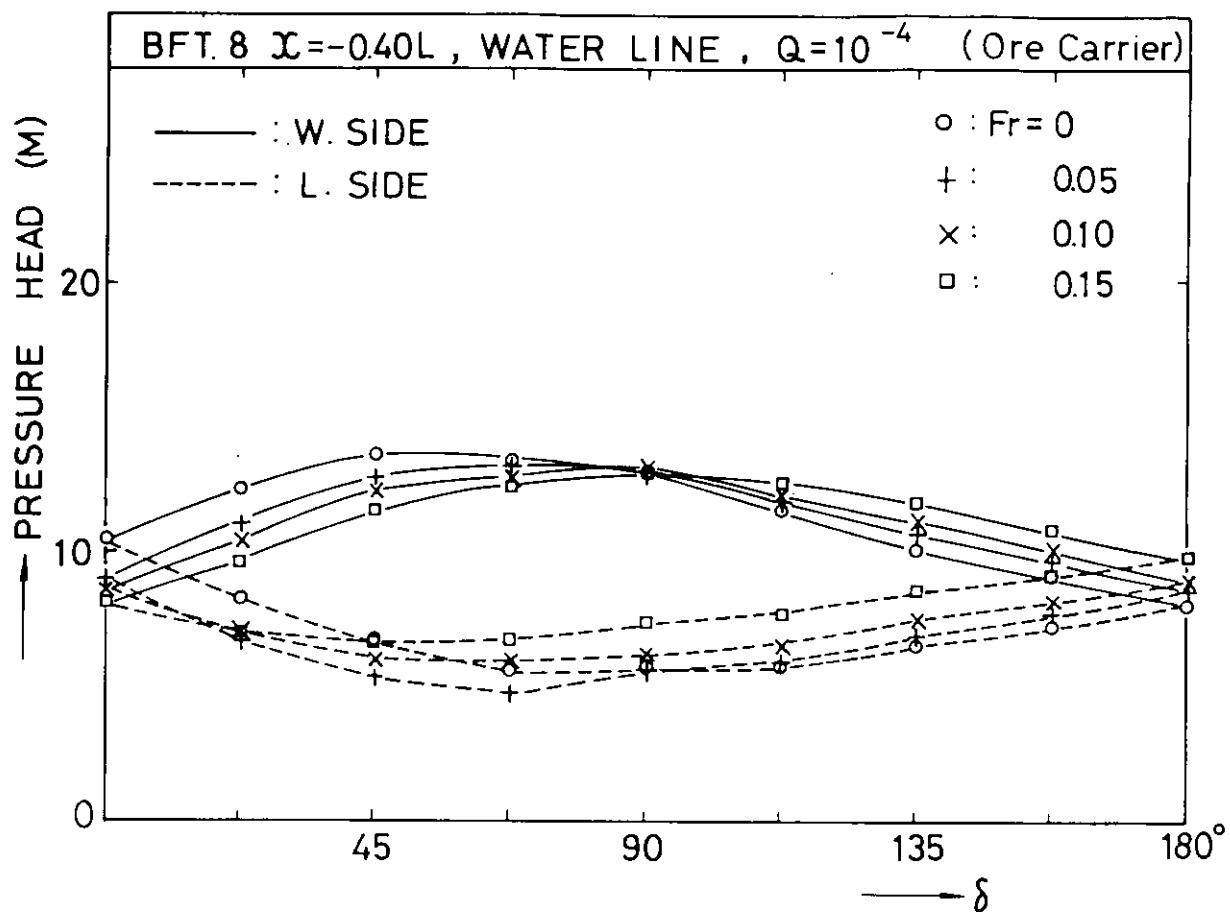


Fig. 3.2.2.13 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.1, predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Storm Seas of Bft. 8, as Functions of Heading

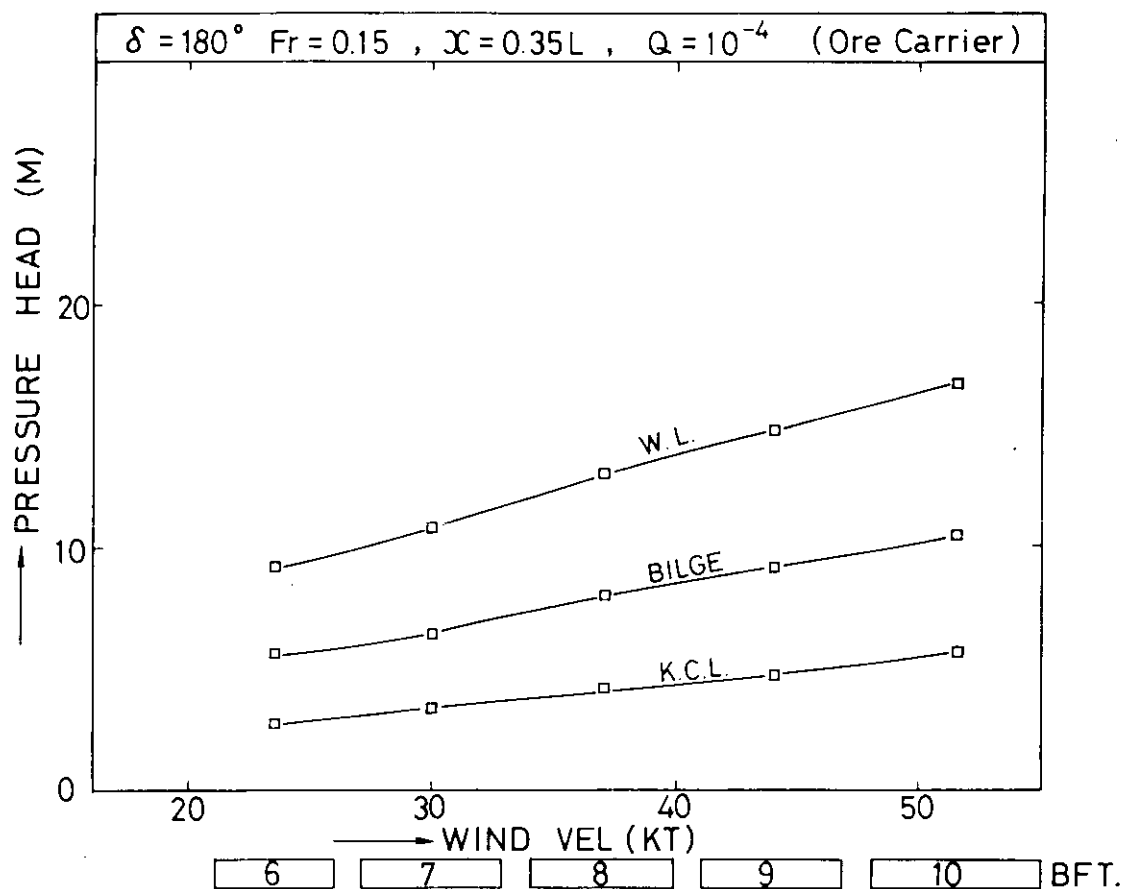


Fig. 3.2.2.14 Hydrodynamic Pressures on S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

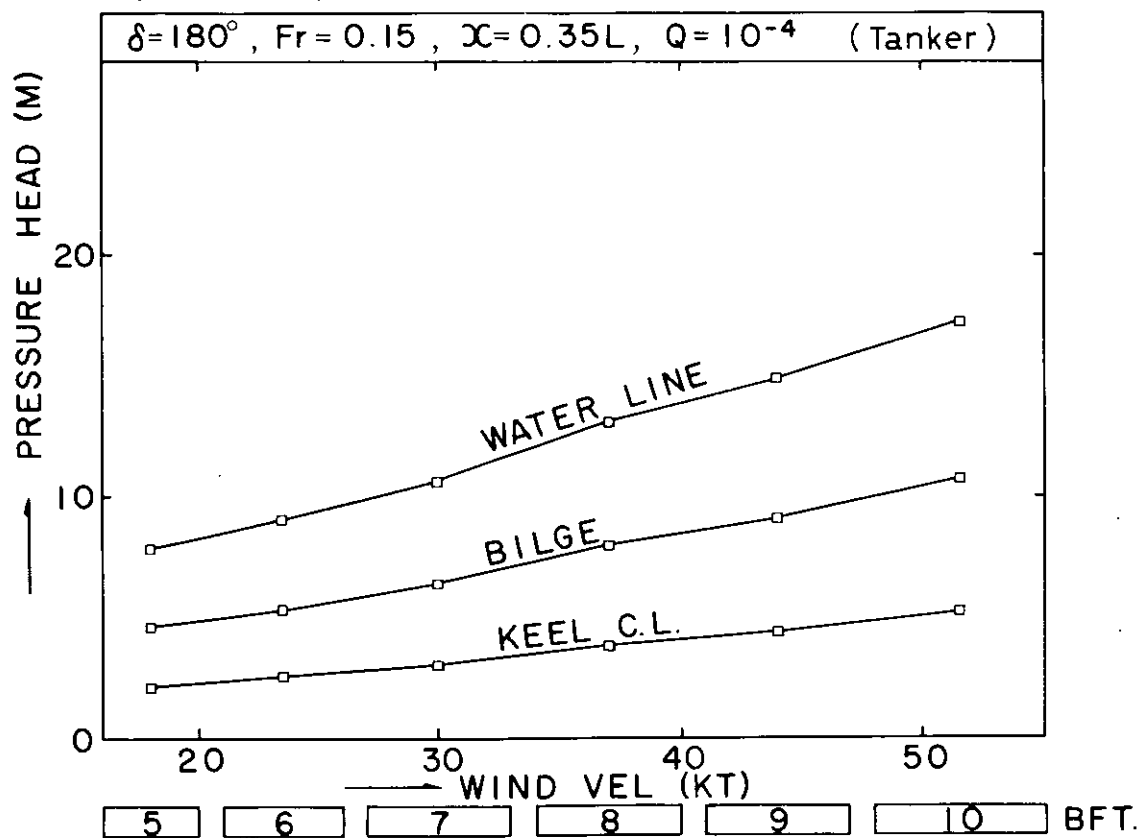


Fig. 3.2.2.15 Hydrodynamic Pressures on S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

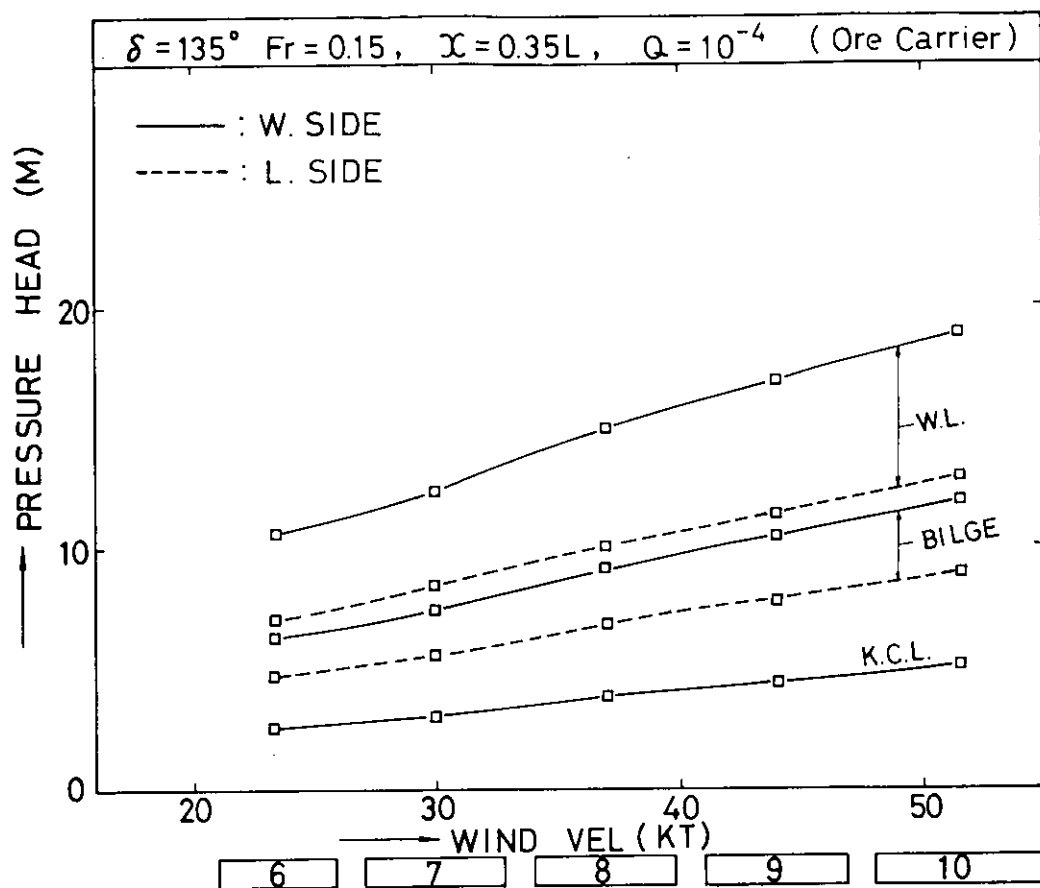


Fig. 3.2.2.16 Hydrodynamic Pressures on S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

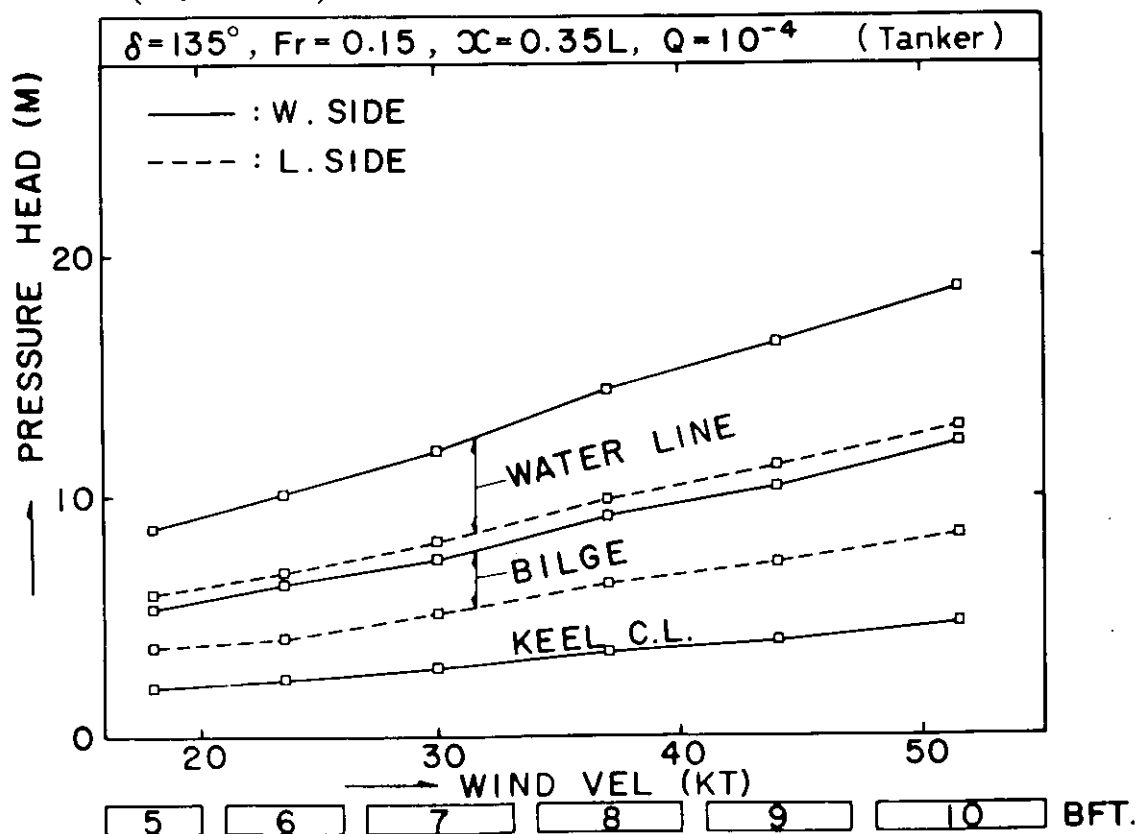


Fig. 3.2.2.17 Hydrodynamic Pressures on S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

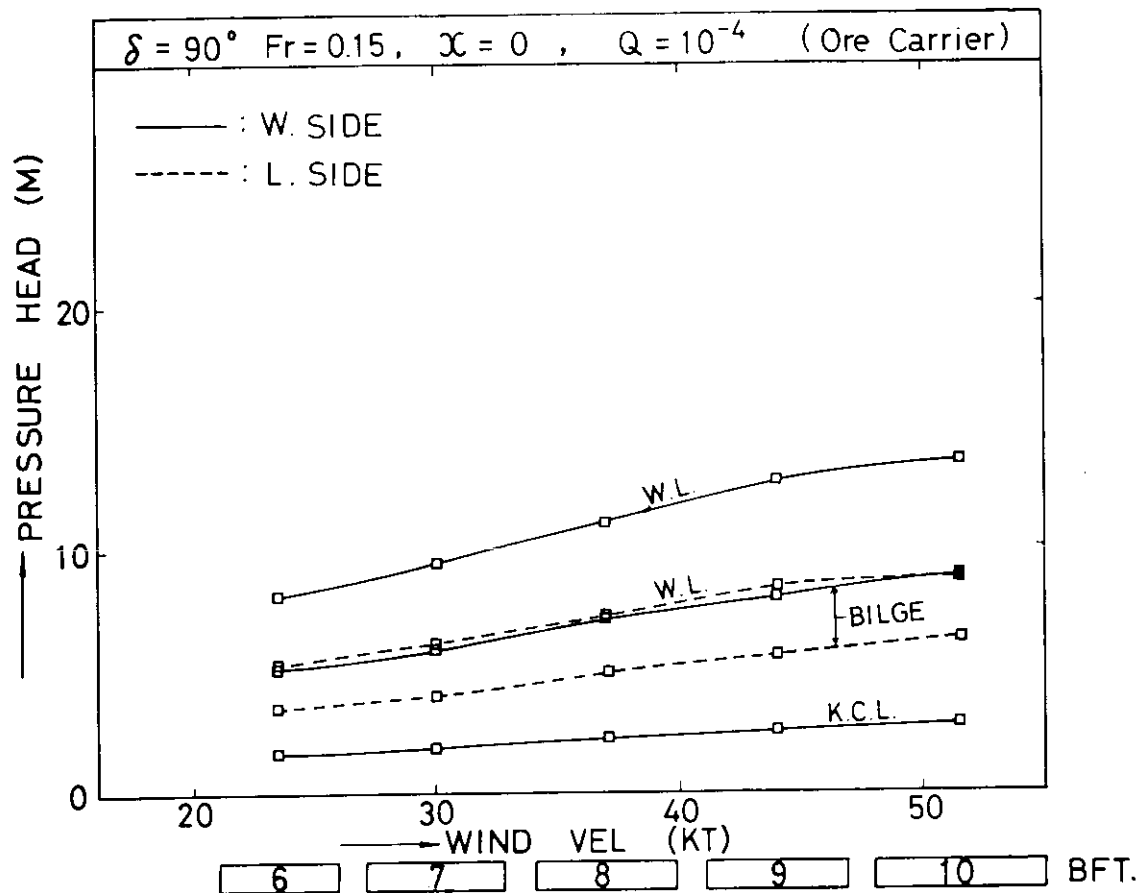


Fig. 3.2.2.18 Hydrodynamic Pressures on the Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

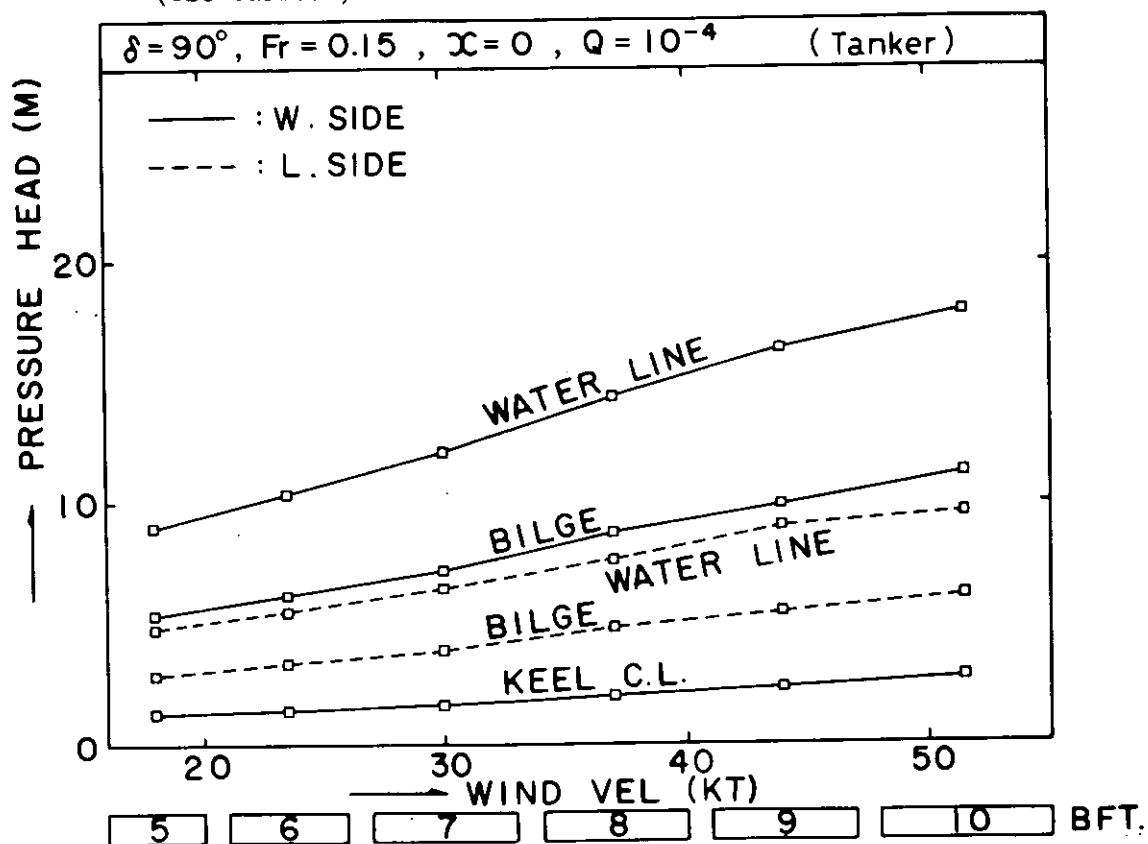


Fig. 3.2.2.19 Hydrodynamic Pressures on the Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

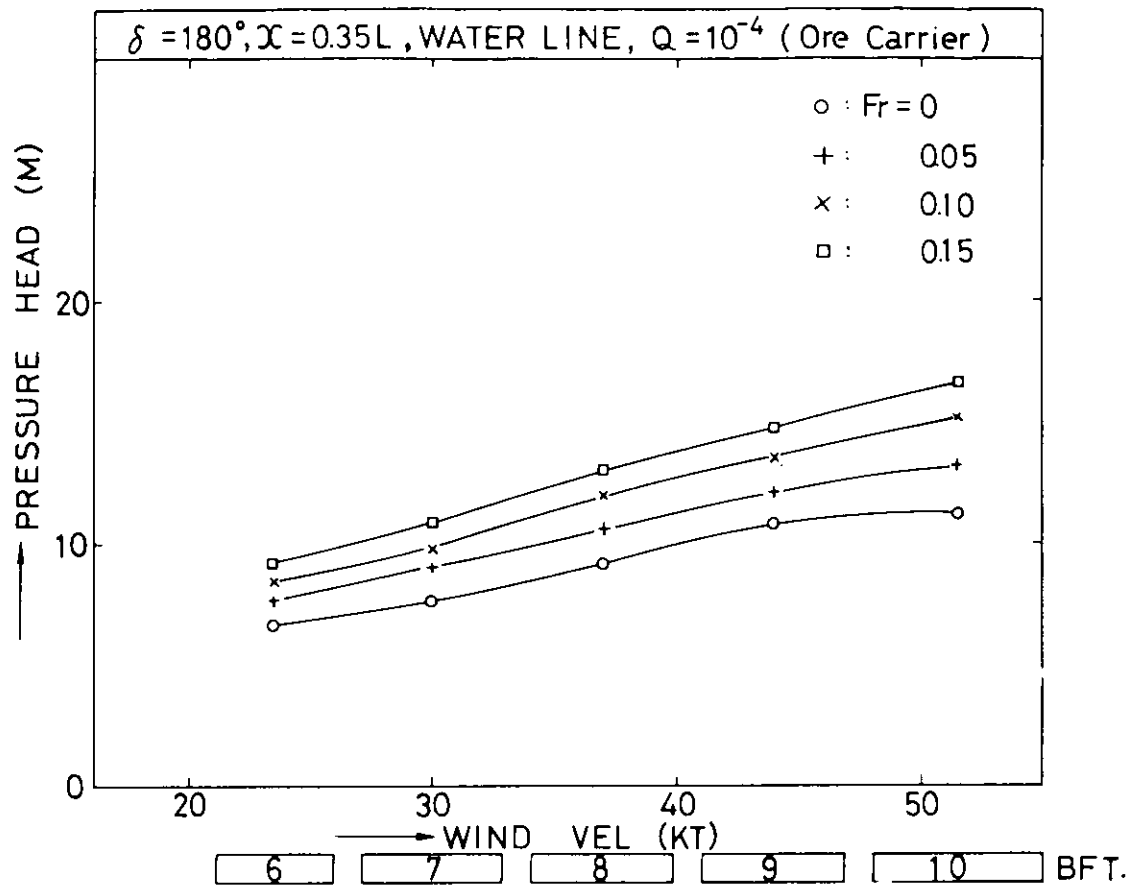


Fig. 3.2.2.20 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

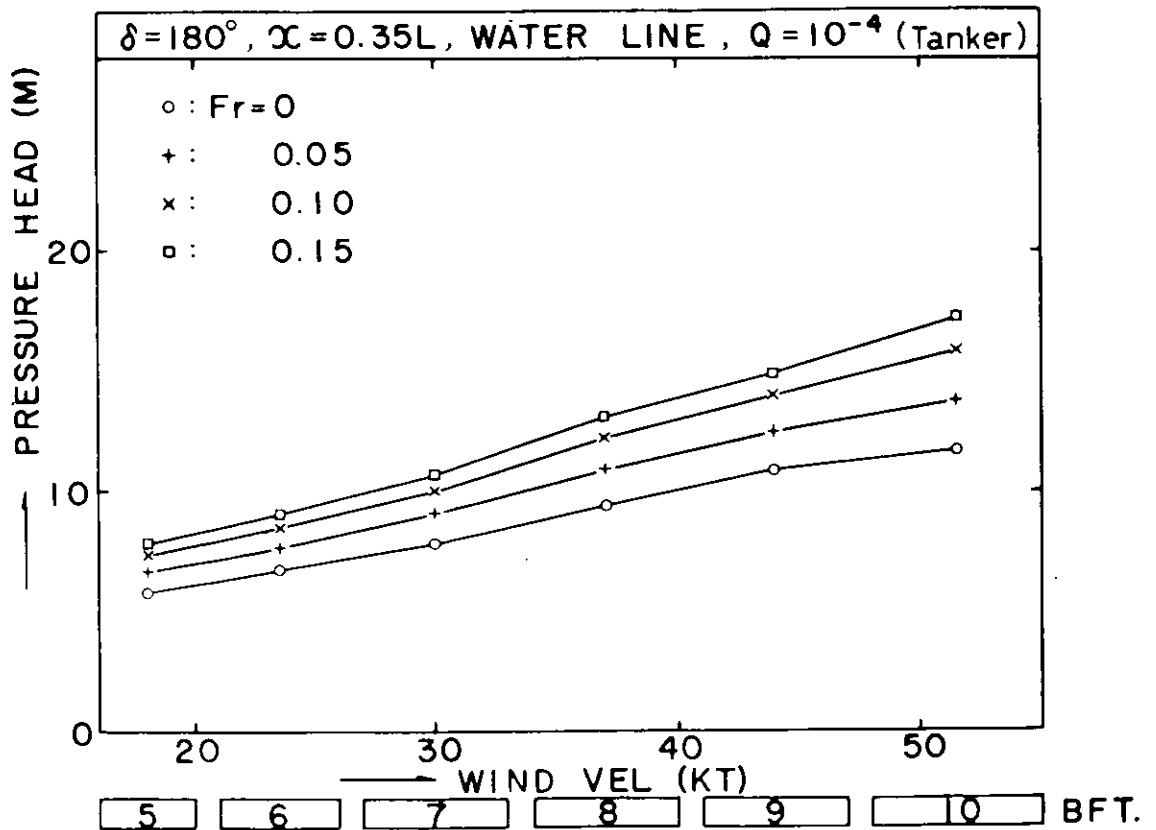


Fig. 3.2.2.21 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Head Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

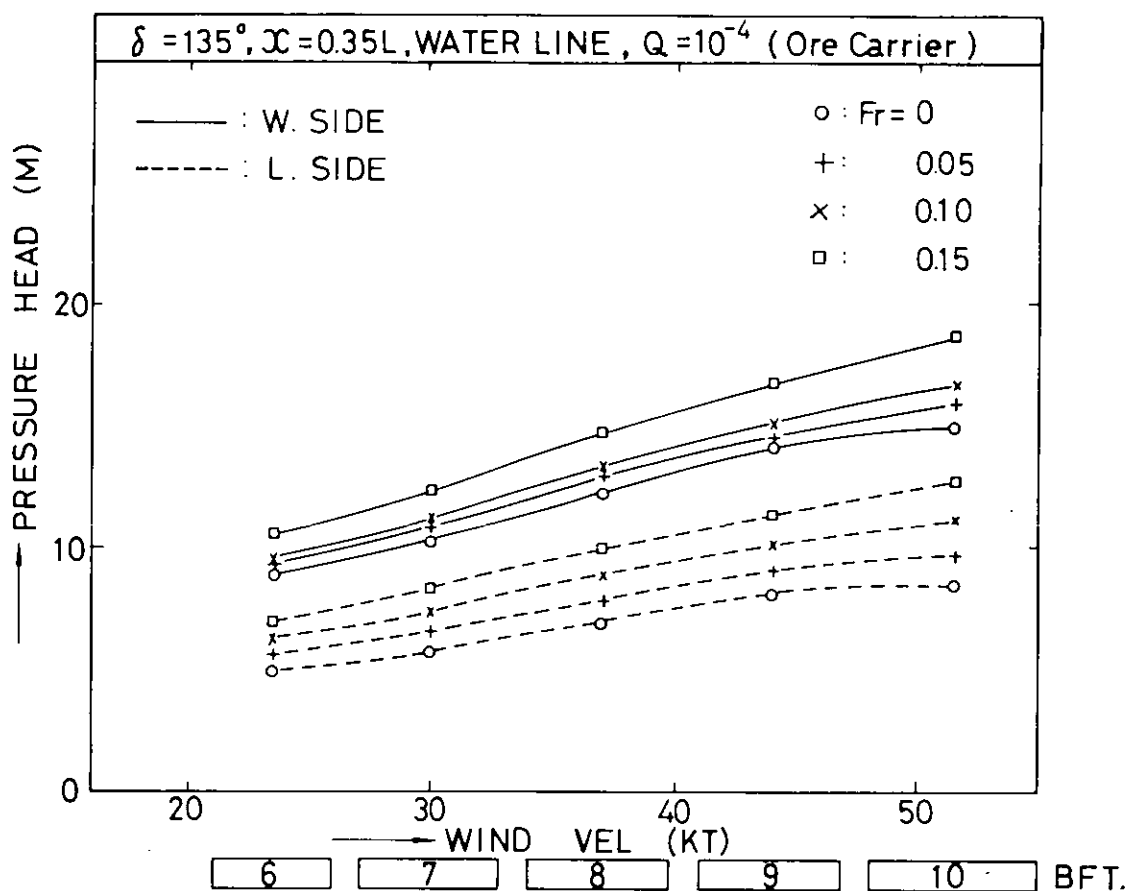


Fig. 3.2.2.22 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

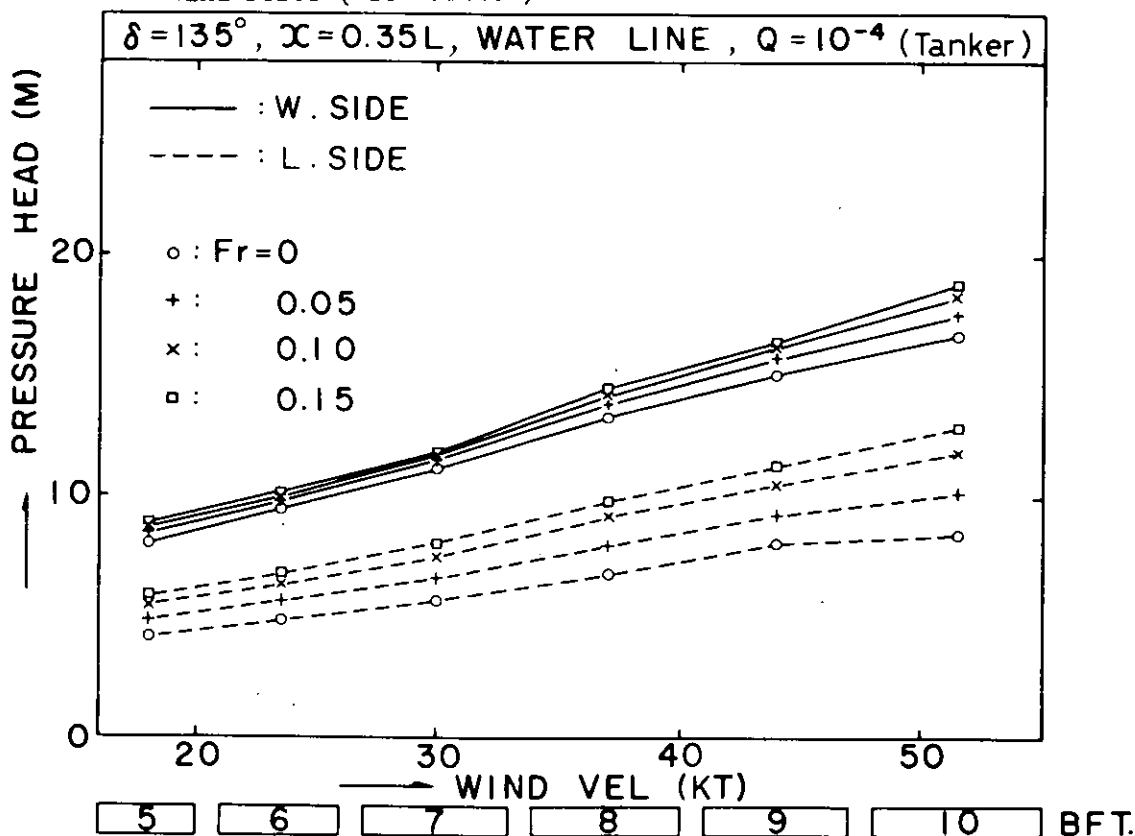


Fig. 3.2.2.23 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of S.S.8 $\frac{1}{2}$, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Bow Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

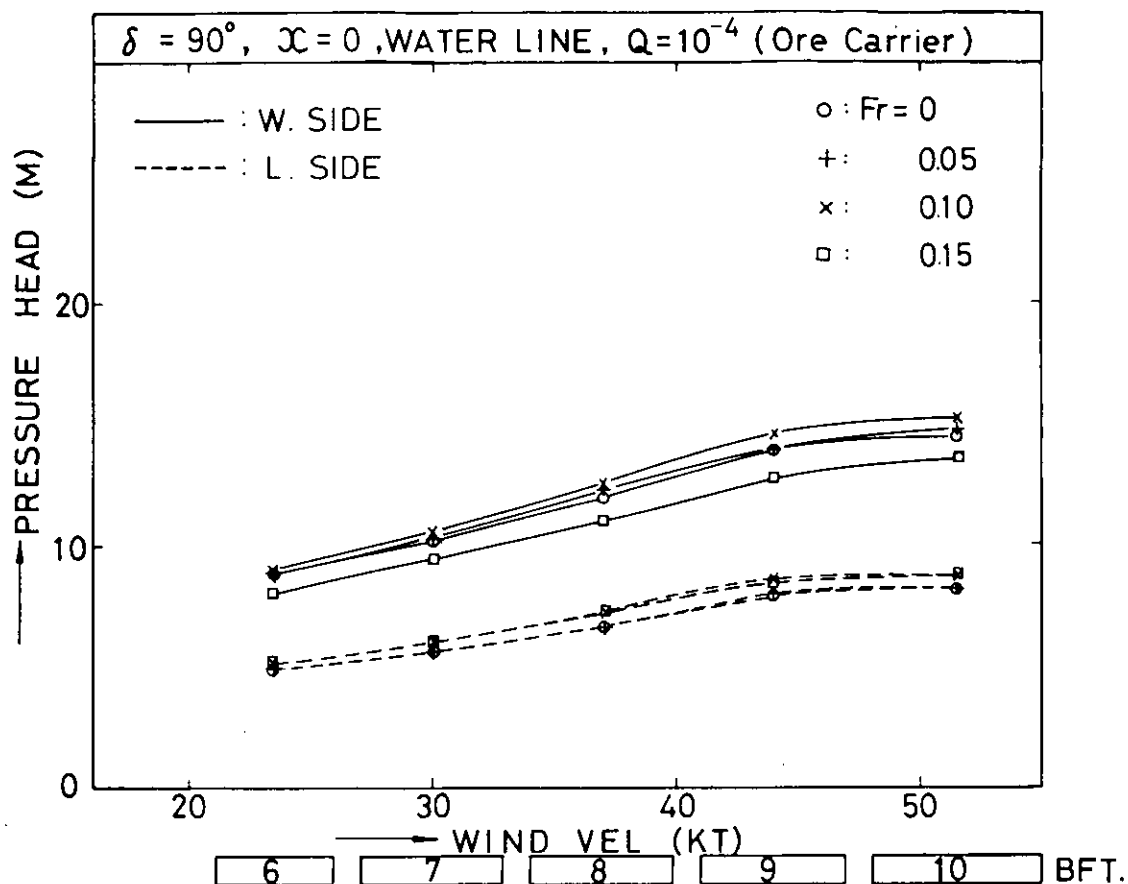


Fig. 3.2.2.24 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Ore Carrier)

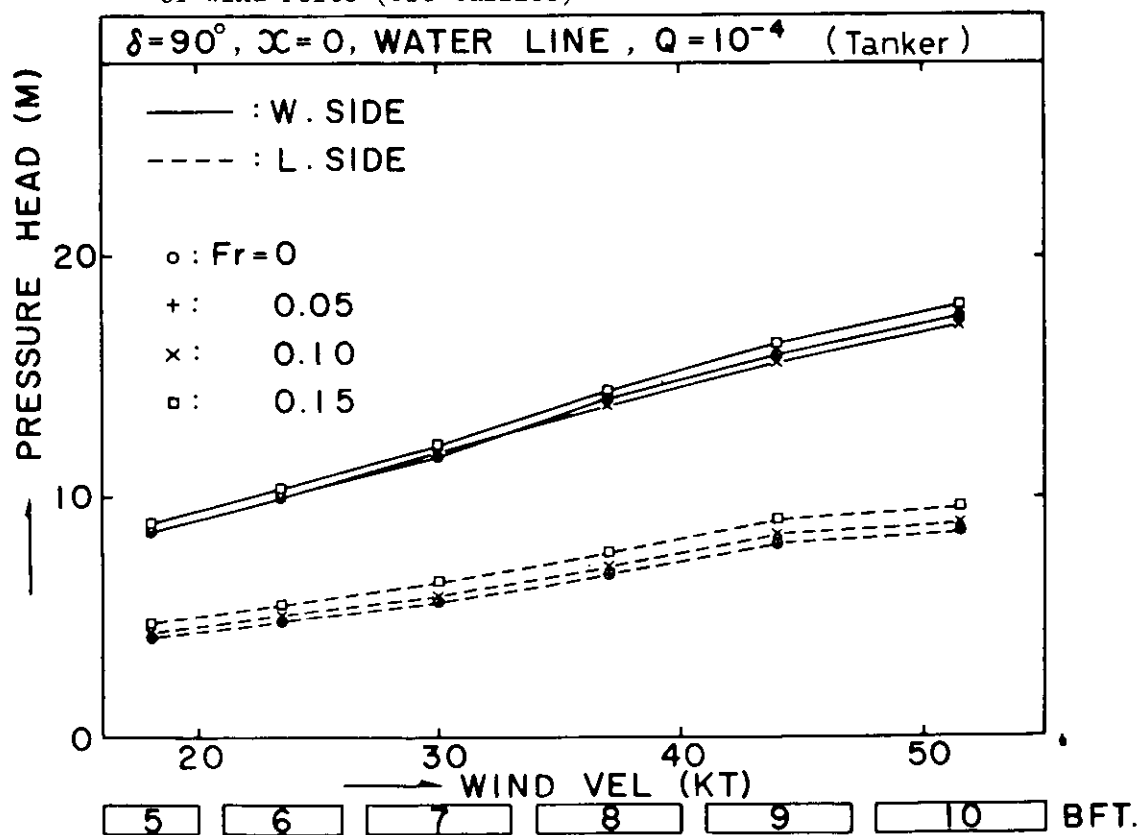


Fig. 3.2.2.25 Hydrodynamic Pressures on the Water Line of Midship, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-4} in Beam Seas, as Functions of Wind Force (Tanker)

4 波浪中の船体加速度長期予測

笠木山丸の規則波中船体運動の解¹⁾を用いて船体加速度の応答関数を計算した。この規則波中船体加速度の応答関数とI.S.S.C波スペクトルによって短期不規則波中の船体加速度の標準偏差を計算し、さらに、この結果と北大西洋の長期波浪発現頻度資料によって船体加速度の長期予測を行なった。

(a) 規則波中の船体加速度

昭和46年度報告書¹⁾に示したストリップ法に基く船体運動計算法によって、規則波中の上下揺(ζ)、縦揺(ϕ)、左右揺(η)、船首揺(ψ)及び横揺(θ)の解は次の形で求められる。

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \zeta_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_\zeta) = \zeta_c \cos \omega_e t + \zeta_s \sin \omega_e t \\ \phi &= \phi_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_\phi) = \phi_c \cos \omega_e t + \phi_s \sin \omega_e t \\ \eta &= \eta_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_\eta) = \eta_c \cos \omega_e t + \eta_s \sin \omega_e t \\ \psi &= \psi_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_\psi) = \psi_c \cos \omega_e t + \psi_s \sin \omega_e t \\ \theta &= \theta_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_\theta) = \theta_c \cos \omega_e t + \theta_s \sin \omega_e t \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \zeta_c &= \zeta_0 \cos \varepsilon_\zeta, & \zeta_s &= \zeta_0 \sin \varepsilon_\zeta \\ \phi_c &= \phi_0 \cos \varepsilon_\phi, & \phi_s &= \phi_0 \sin \varepsilon_\phi \\ \eta_c &= \eta_0 \cos \varepsilon_\eta, & \eta_s &= \eta_0 \sin \varepsilon_\eta \\ \psi_c &= \psi_0 \cos \varepsilon_\psi, & \psi_s &= \psi_0 \sin \varepsilon_\psi \\ \theta_c &= \theta_0 \cos \varepsilon_\theta, & \theta_s &= \theta_0 \sin \varepsilon_\theta \end{aligned}$$

これらの運動の解を用いて、船体の任意点p (x, y, z)の垂直方向運動(Z:下向きを正とする)及び水平方向運動(Y:右舷方向を正とする)は次の形で求められる。

$$\begin{aligned} Z &= \zeta - (x - x_G)\phi + y\theta \\ &= Z_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_Z) = Z_c \cos \omega_e t + Z_s \sin \omega_e t \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} Y &= \eta + (x - x_G)\psi - z\theta \\ &= Y_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_Y) = Y_c \cos \omega_e t + Y_s \sin \omega_e t \end{aligned} \quad (4.3)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} Z_c &= Z_0 \cos \varepsilon_Z = \zeta_c - (x - x_G)\phi_c + y\theta_c \\ Z_s &= Z_0 \sin \varepsilon_Z = \zeta_s - (x - x_G)\phi_s + y\theta_s \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

$$\left. \begin{aligned} Y_c &= Y_0 \cos \varepsilon_Y = \eta_c + (x - x_G)\psi_c - z\theta_c \\ Y_s &= Y_0 \sin \varepsilon_Y = \eta_s + (x - x_G)\psi_s - z\theta_s \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

従って、船体の任意の点p (x, y, z)の垂直方向速度($\dot{Z}$)と水平方向速度($\dot{Y}$)及び垂直方向加速度($\ddot{Z}$)と水平方向加速度($\ddot{Y}$)は次の形で求められる。

$$\dot{Z} = \omega_e Z_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_Z + \pi/2) \quad (4.6)$$

$$\dot{Y} = \omega_e Y_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_Y + \pi/2) \quad (4.7)$$

$$\ddot{Z} = \omega_e^2 Z_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_Z + \pi) \quad (4.8)$$

$$\ddot{Y} = \omega_e^2 Y_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_Y + \pi) \quad (4.9)$$

(b) 短期不規則波中の船体加速度

上に述べた方法により規則波中の船体加速度の応答関数を計算することができる。従って、短期不規則波浪海面をたとえばI.S.S.C.波スペクトルで表わすと、短期不規則波中の船体加速度の分散は線形重ね合わせの理論に基づいて次式によ

って計算することができる。

$$R^2 = (2/\pi) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty [f(\omega)]^2 [A(\omega, \varepsilon + \gamma)]^2 \cos^2 \gamma d\omega d\gamma \quad (4.10)$$

$$[f(\omega)]^2 = 0.11 H^2 \omega_T^{-1} (\omega/\omega_T)^{-5} \exp[-0.44 (\omega/\omega_T)^{-4}] \quad (4.11)$$

ただし、

R : standard deviation of a ship acceleration in short crested irregular waves from the the direction of δ
 $[f(\omega)]^2$: I.S.S.C. wave spectrum
 $[A(\omega, \delta + \gamma)]$: response amplitude of a ship acceleration in regular wave from the direction of $(\delta + \gamma)$
 ω : circular frequency of a component wave
 δ : average heading angle against the average wave direction
 γ : angle between the average wave direction and a component wave direction
 H : visual average wave height (significant wave height)
 $\omega_T = 2\pi/T$, T : visual average wave period

(4.10) 及び (4.11) によって任意の短期不規則波浪海面における船体加速度の分散 R_Z^2 が求められれば、船体加速度たとえば $\ddot{Z}$ の極大値がある値 α_1 を超える確率 (加速度の極大値が一定値 α_1 を超える回数と加速度の変動回数との比) は次式によって与えられる。

$$q(\ddot{Z} > \alpha_1) = \exp[-\alpha_1^2 / 2 R_Z^2] \quad (4.12)$$

ただし、

$q(\ddot{Z} > \alpha_1)$: expected exceeding probability for a level α_1 of a ship's vertical acceleration in a short term sea condition
 R_Z^2 : standard deviation of a ship's vertical acceleration in a short term sea condition

(c) 波浪中の船体加速度長期予測

(4.12) によって任意の短期不規則波浪海面における船体加速度の短期予測を行なうことができるから、船がある海域を長期にわたって航海している場合には次式によって波浪中船体加速度の長期予測を行なうことができる。

即ち、船の波に対する迎角が常に一定であると仮定した場合には、

$$Q(\delta) = \int_0^\infty \int_0^\infty \exp[-\alpha_1^2 / 2 R^2] p(H, T) dH dT \quad (4.13)$$

ただし、

$Q(\delta)$: long term exceeding probability for a level α_1 of a ship acceleration as a function of heading angle δ
 $p(H, T)$: long term probability of occurrence for the sea condition of the average wave height H and the average wave period T

によって、また、船の波に対する迎角の長期における確率密度関数が $0 \sim 2\pi$ の範囲に一様であると仮定した場合には、

$$Q = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} Q(\delta) d\delta \quad (4.14)$$

ただし、

Q: long term exceeding probability for a level α_1 of a ship
acceleration when all headings are considered

によって、波浪中船体加速度のあるレベル α_1 に対する長期累積超過確率が求められる。

(d) 鉾石船「笠木山丸」の船体加速度長期予測結果

以上に述べた方法によって鉾石船「笠木山丸」の計画満載状態について垂直方向加速度と水平方向加速度の長期予測を行なった。その主な結果を Figs. 1～8 に示す。

これらの図は船の重心を通る縦方向軸上の点の垂直加速度と水平加速度の計算結果を示し、垂直加速度は上下揺と縦揺に基くもの、水平加速度は左右揺と船首揺に基くものであって、何れも横揺の影響を含んでいない。

Fig. 1 及び 2 には、それぞれ短期不規則波中における垂直加速度及び水平加速度の標準偏差計算結果の例を示す。

Figs. 3～8 には、Walden²⁾による北大西洋の波浪発現頻度資料を用いて垂直加速度及び水平加速度の長期予測を行なった結果を示す。Figs. 3～7 は、それぞれ船の波に対する迎角が常に一定であると仮定して、長期超過確率 $Q=10^{-8}$ に対応する加速度の値の船長方向分布を表わす。Fig. 8 にはすべての迎角を考慮した場合について同様の表わし方をしている。

これらの図により、笠木山丸の波浪中垂直加速度及び水平加速度の短期及び長期予測値について、次のような傾向が見出される。

- 1) 一般に垂直加速度の方が水平加速度よりも大きい。
- 2) 垂直加速度及び水平加速度は何れも船首尾において最も大きく、船体中央付近において最も小さく、船首における値と船尾における値とはほぼ同程度である。
- 3) 垂直加速度は迎波状態において最も大きく、斜迎波、横波、斜追波、追波状態の順にその値は漸減する。また、迎波状態及びこれに近い状態では船速低下によりその値は減少するが、追波状態及びこれに近い状態では逆の傾向となる。
- 4) 水平加速度は横波状態において最も大きく、迎波及び追波状態において最も小さい。船速低下によりその値は減少する傾向を示すが、船速の影響は極く僅かである。
- 5) 垂直加速度は平均波周期 10～12 秒程度の波浪海面において極端に大きくなり、水平加速度は平均波周期 6～8 秒程度の波浪海面においてかなり大きくなる。

参 考 文 献

- 1) SR131 '波浪外力に関する水槽実験，波浪変動圧の計算法' 昭和46年度報告書，日本造船研究協会研究資料 163 (1972)
- 2) H.Walden: 'Die Eigenschaften der Meereswellen im Nord-Atlantischen Ozean' Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt, Einzerveröffentlichungen Nr. 41, Hamburg (1964)

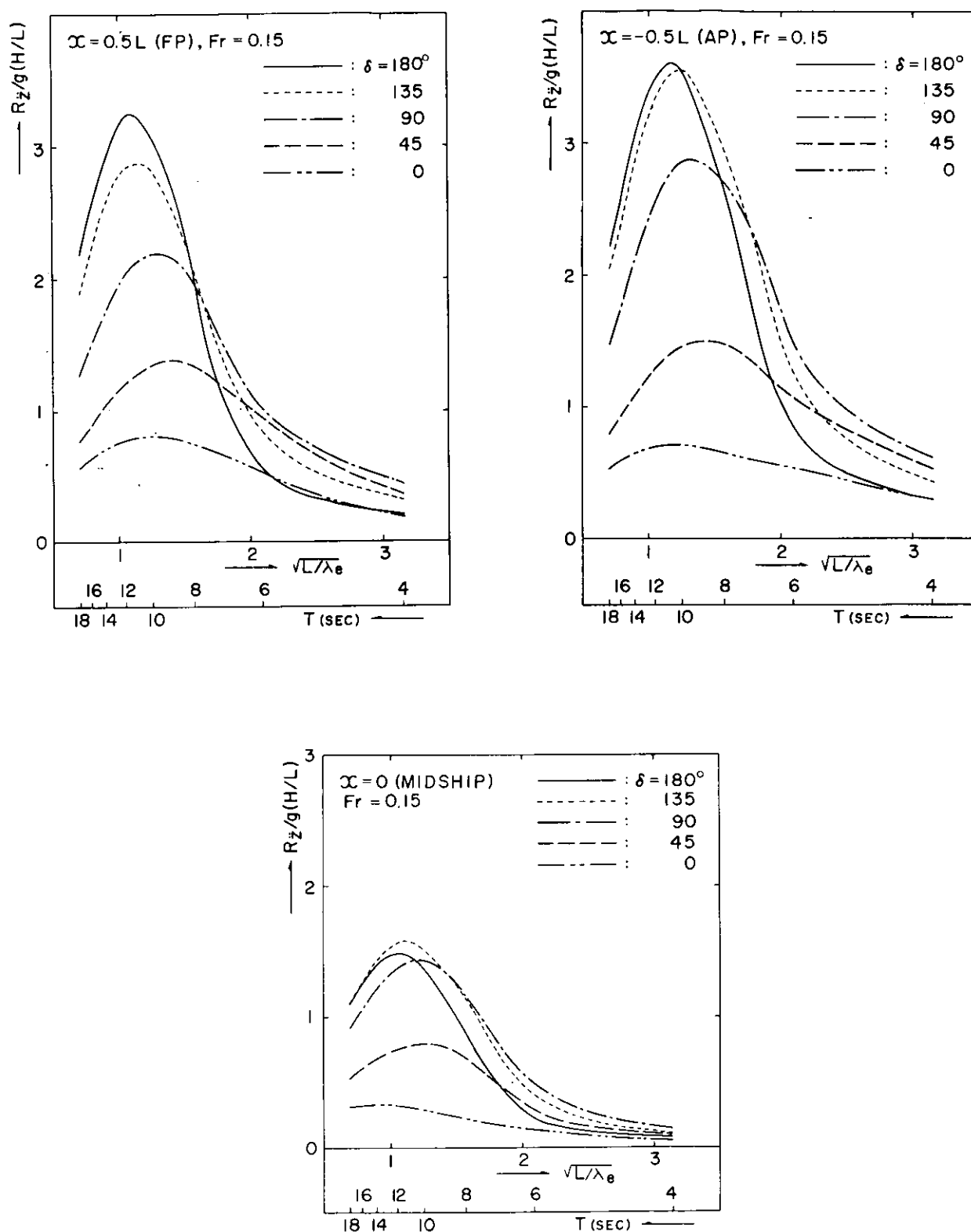


Fig. 4.1 Standard Deviations of Vertical Acceleration Induced on the Ship in Short Crested Irregular Seas

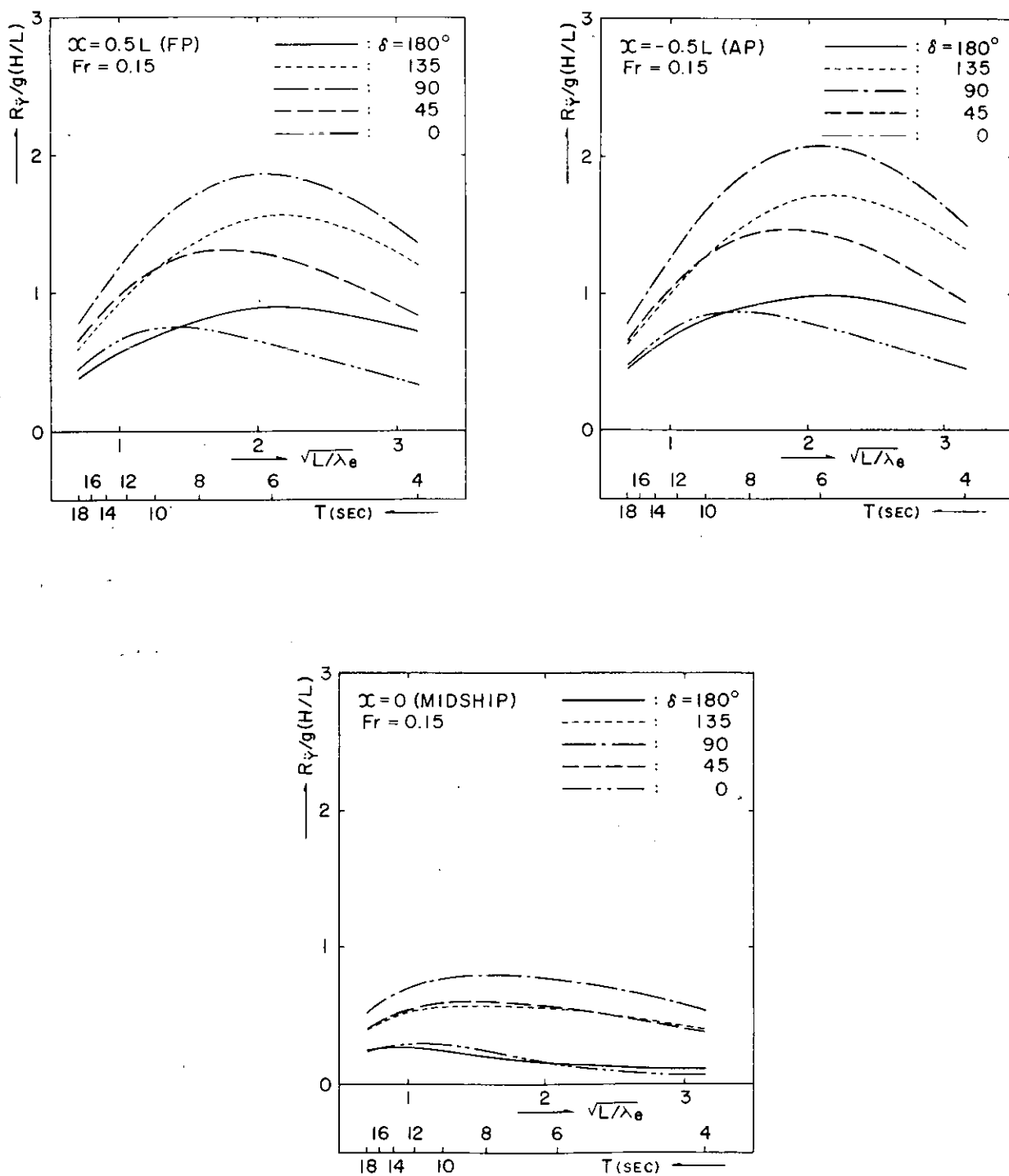


Fig. 4.2 Standard Deviations of Horizontal Acceleration Induced on the Ship in Short Crested Irregular Seas

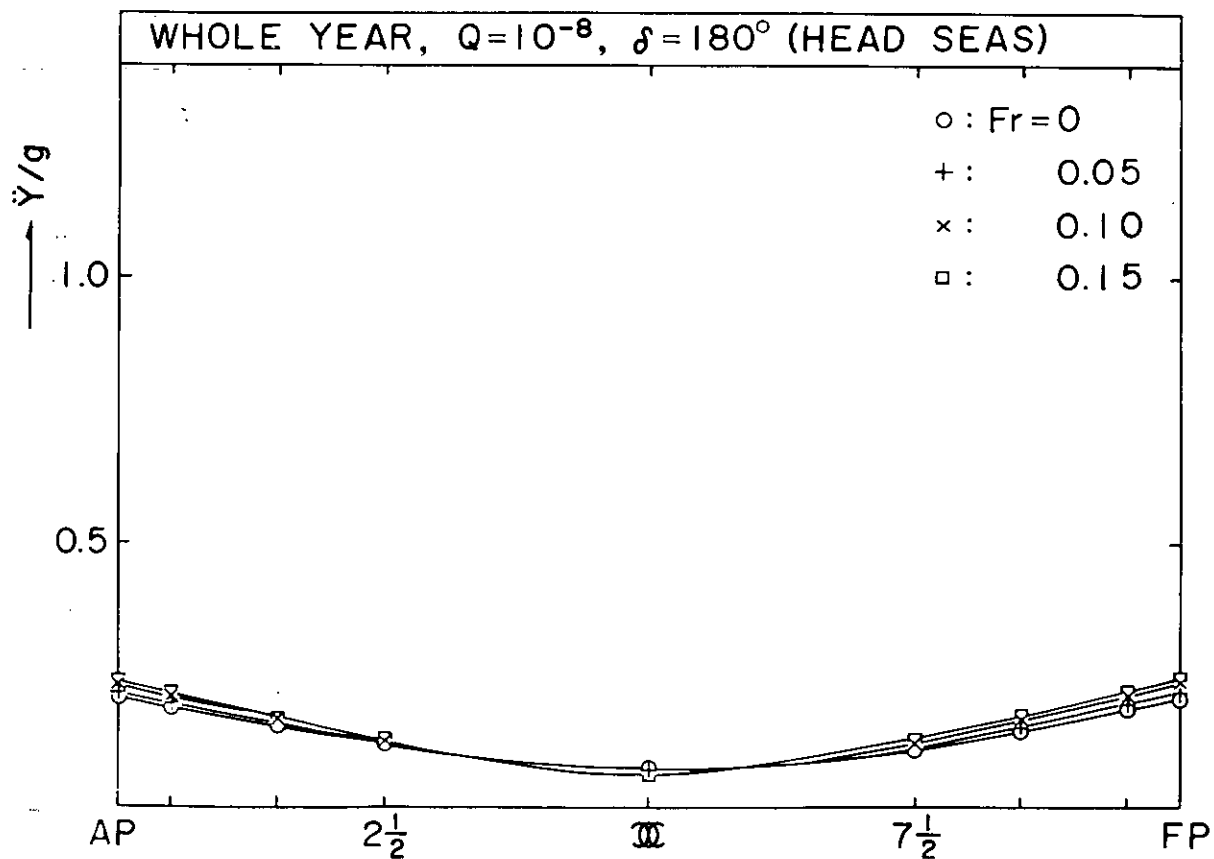
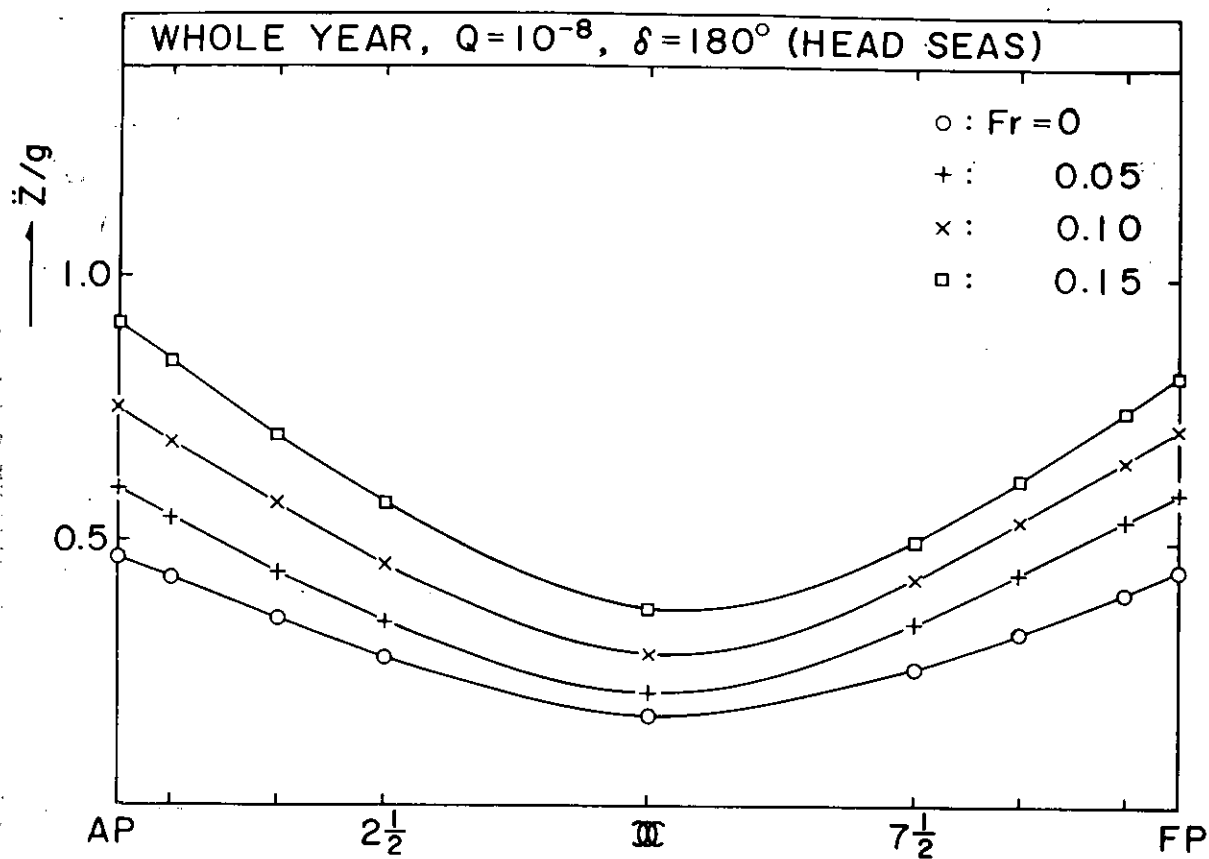


Fig. 4.3 Longitudinal Distributions of Vertical and Horizontal Acceleration, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-8} in the North Atlantic Ocean for Head Sea Condition

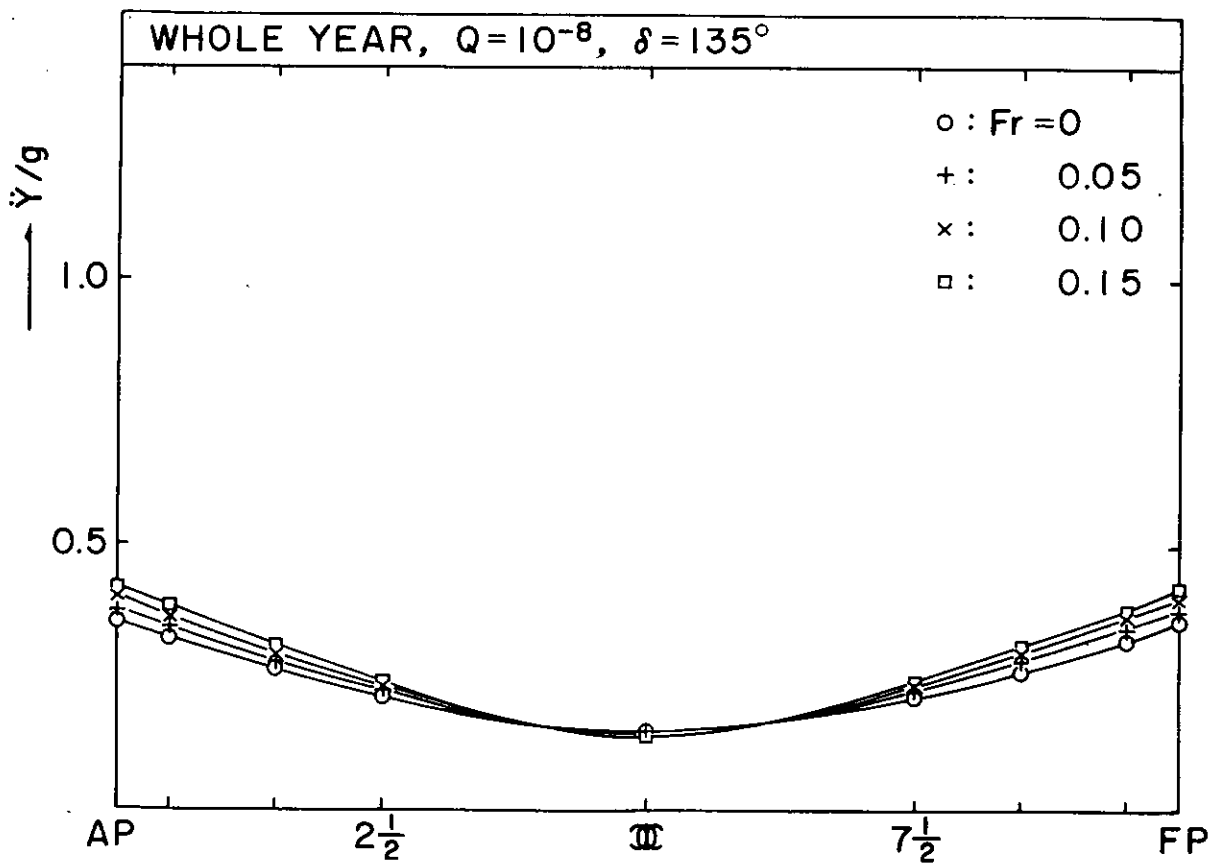
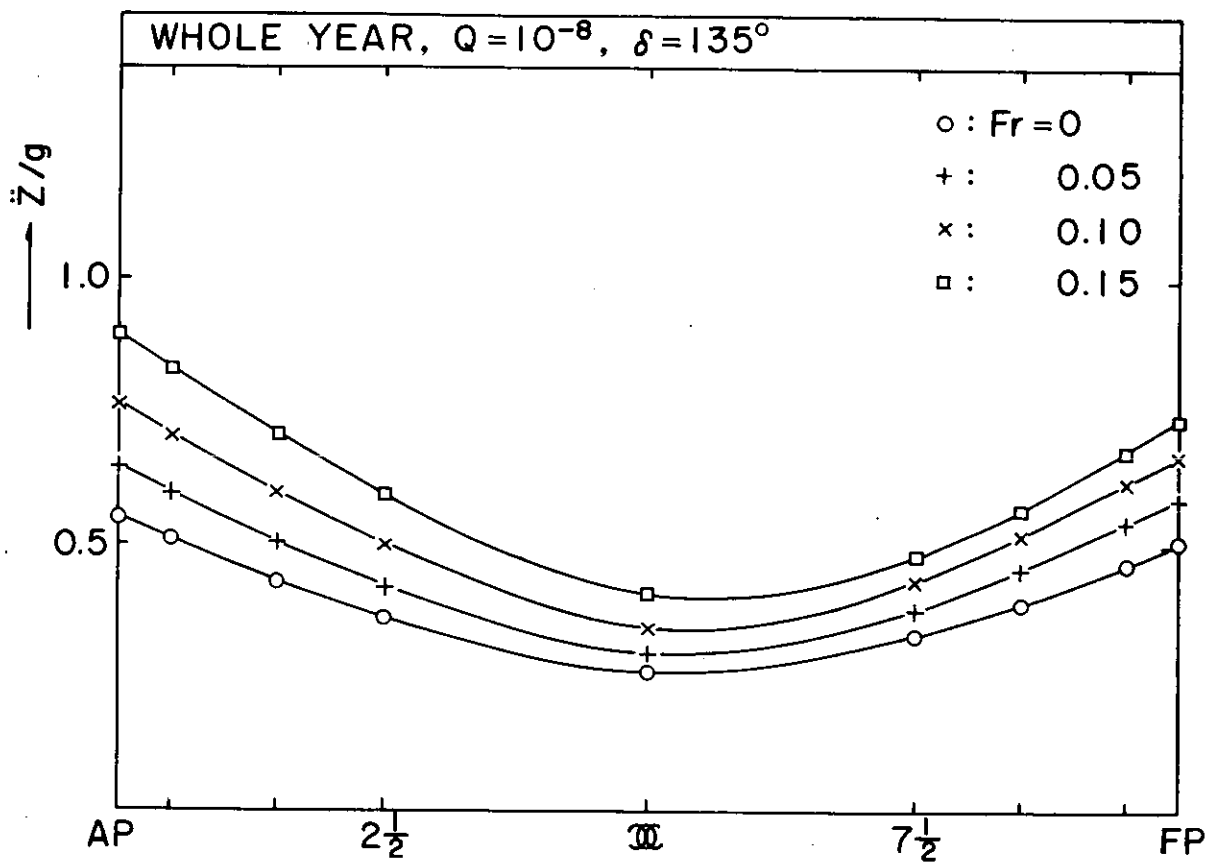


Fig. 4.4 Longitudinal Distributions of Vertical and Horizontal Acceleration, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-8} in the North Atlantic Ocean for Bow Sea Condition

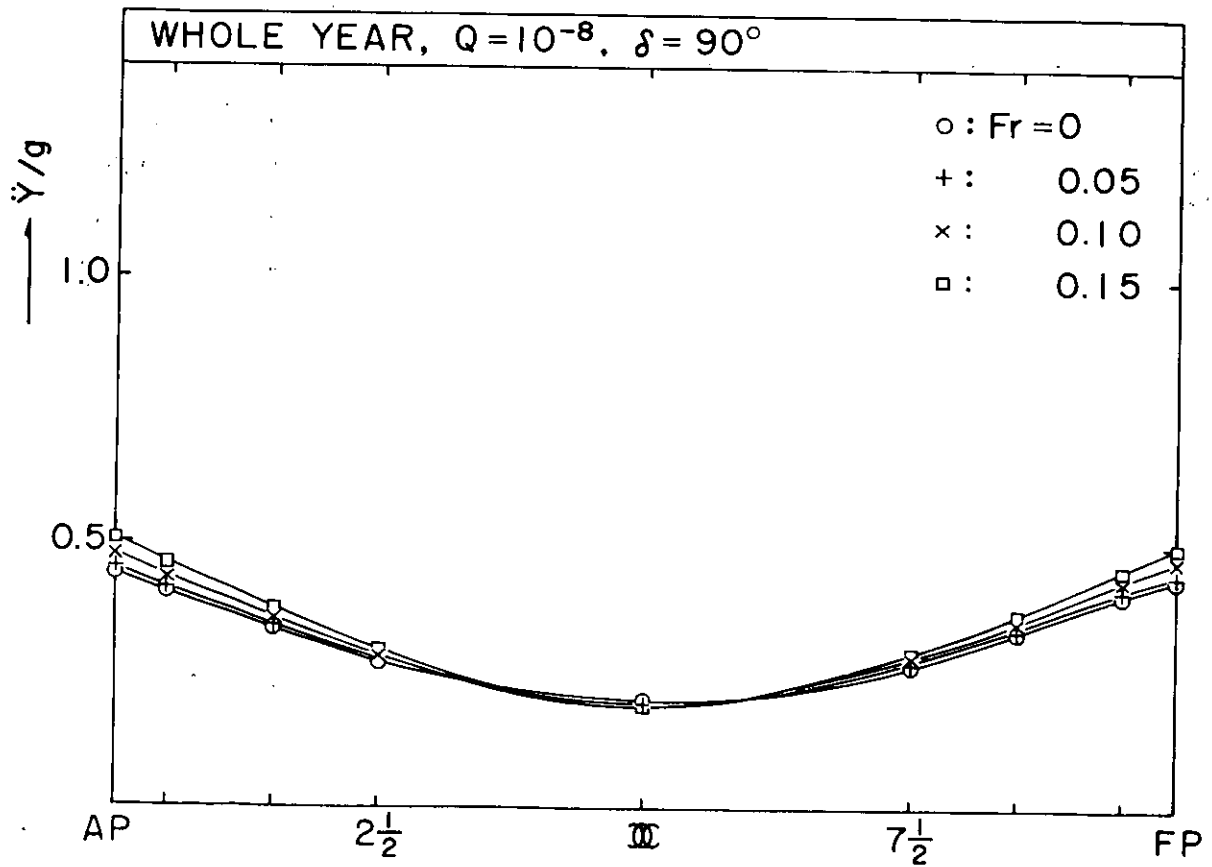
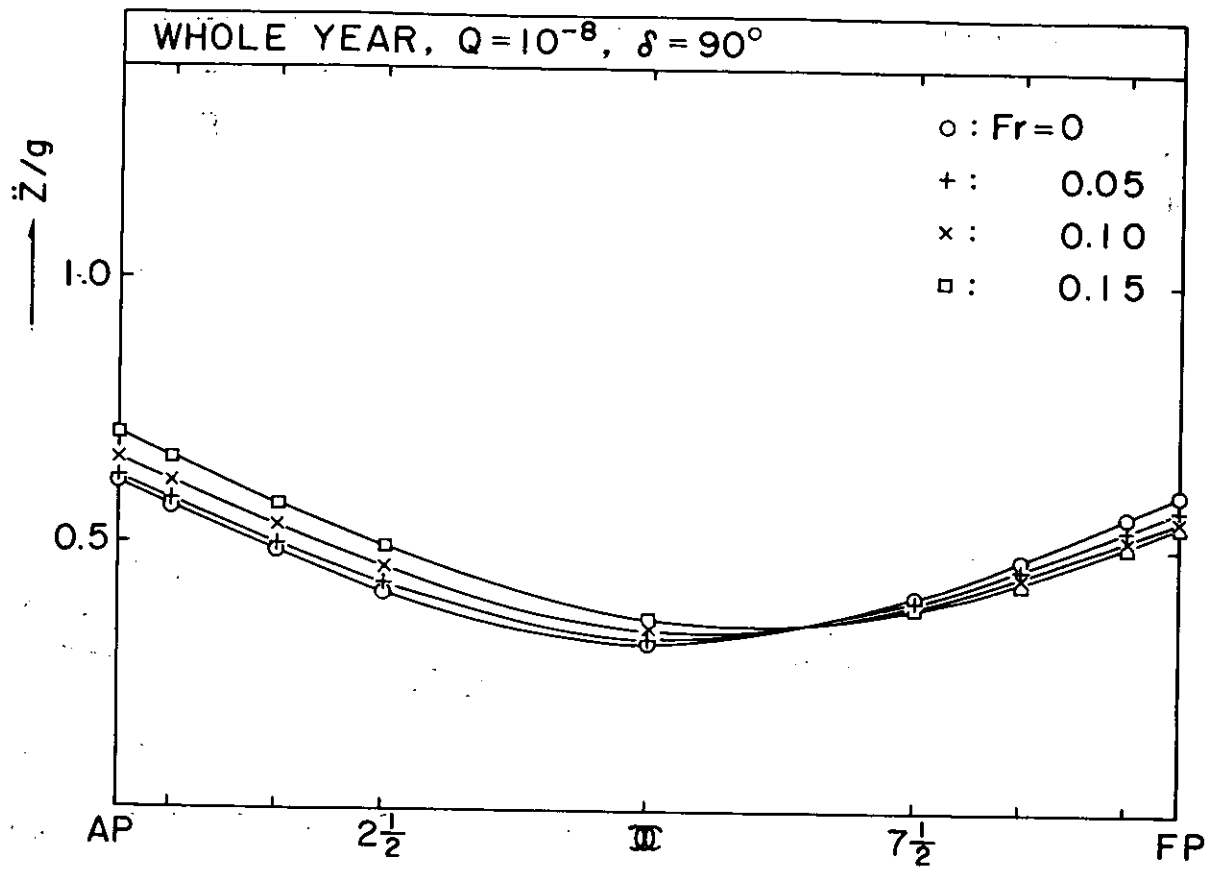


Fig. 4.5 Longitudinal Distributions of Vertical and Horizontal Acceleration, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-8} in the North Atlantic Ocean for Beam Sea Condition

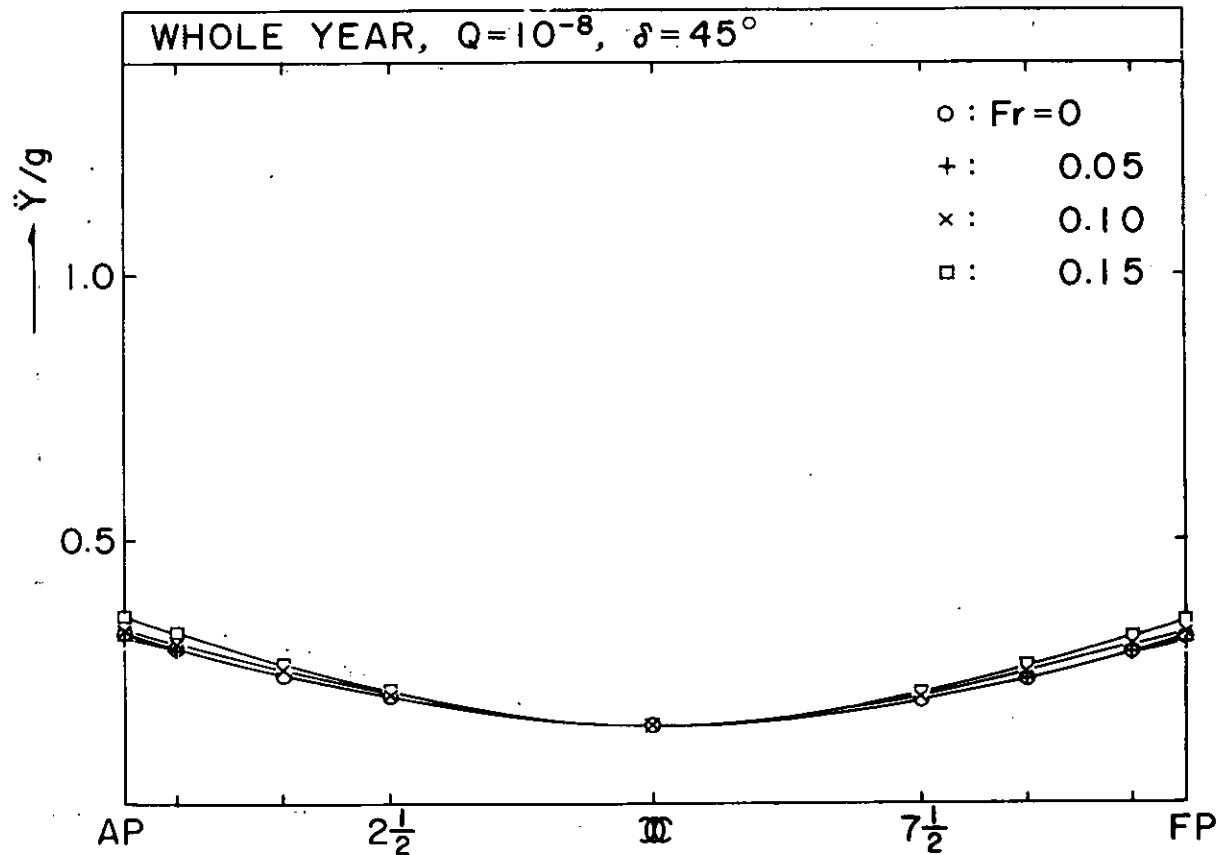
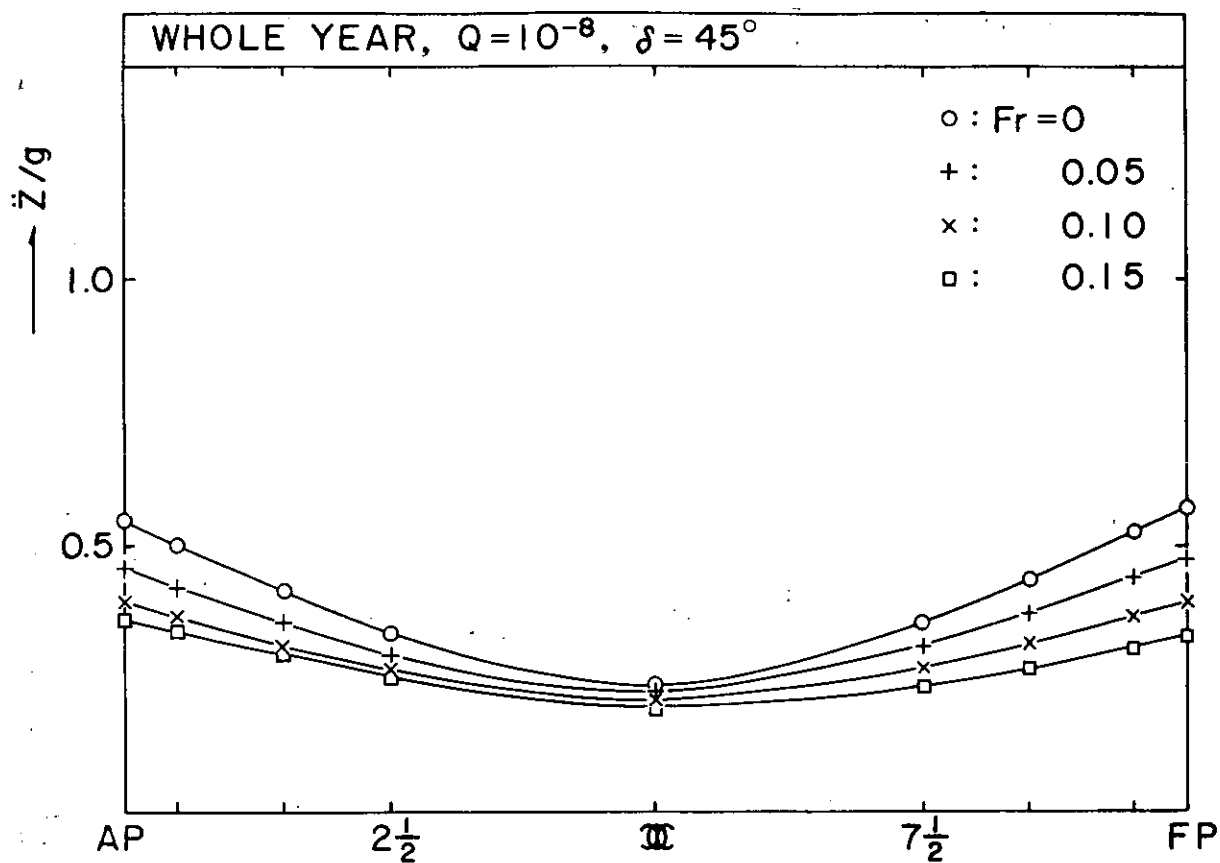


Fig. 4.6 Longitudinal Distributions of Vertical and Horizontal Acceleration, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-8} in the North Atlantic Ocean for Quartering Sea Condition

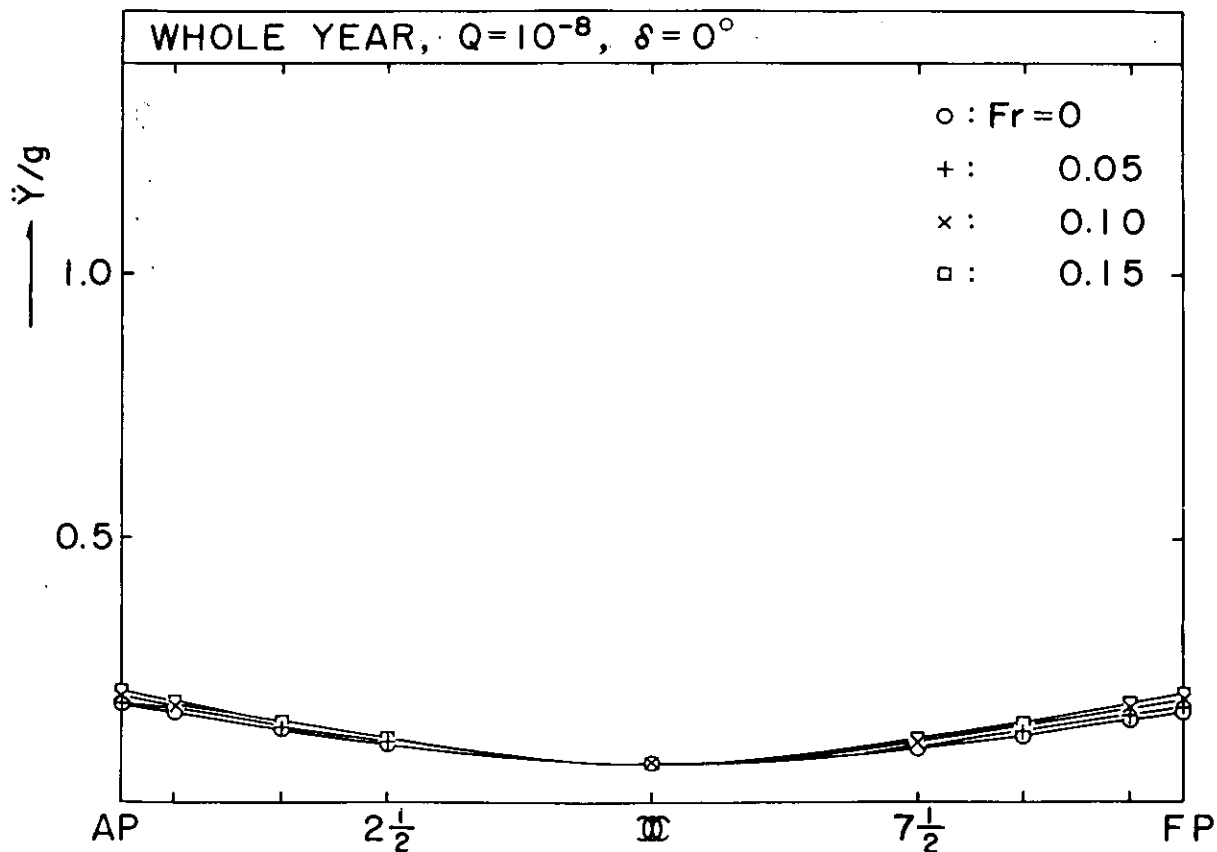
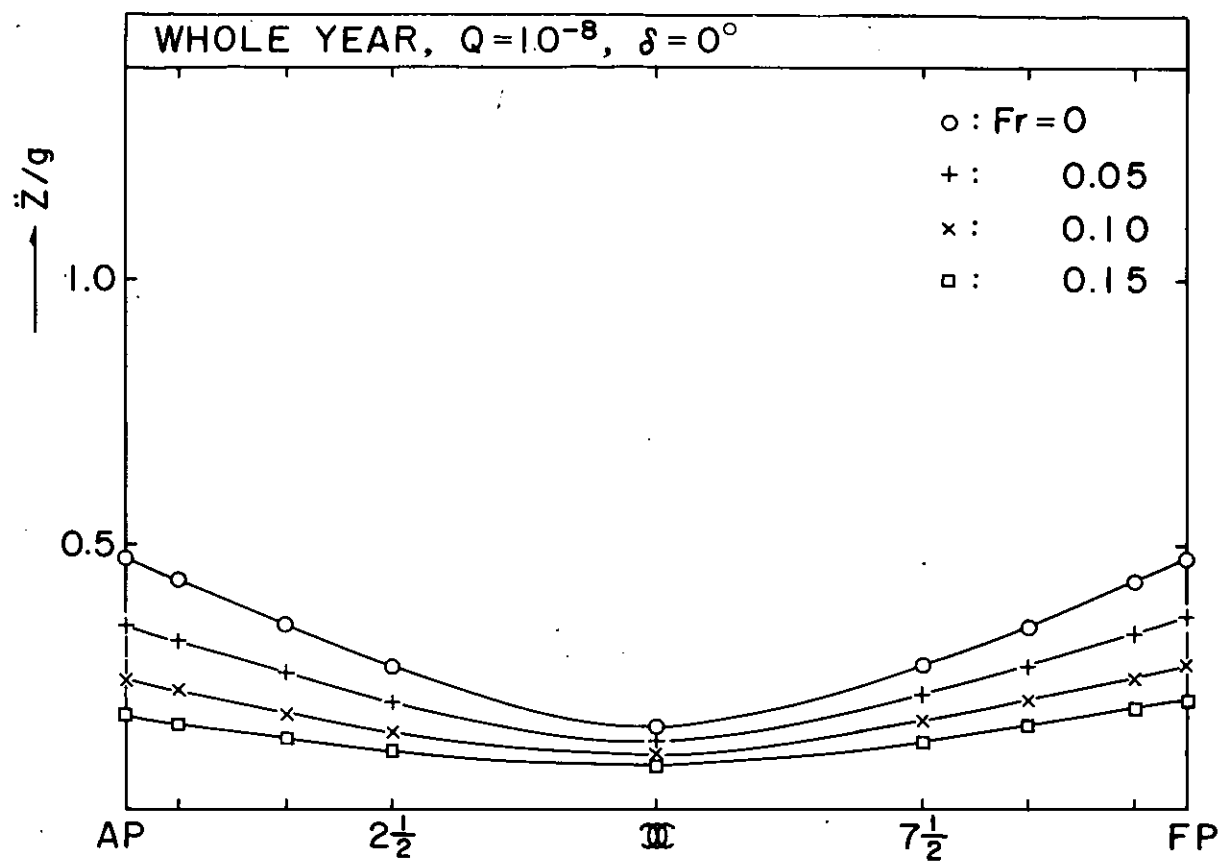


Fig. 4.7 Longitudinal Distributions of Vertical and Horizontal Acceleration, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-8} in the North Atlantic Ocean for Following Sea Condition

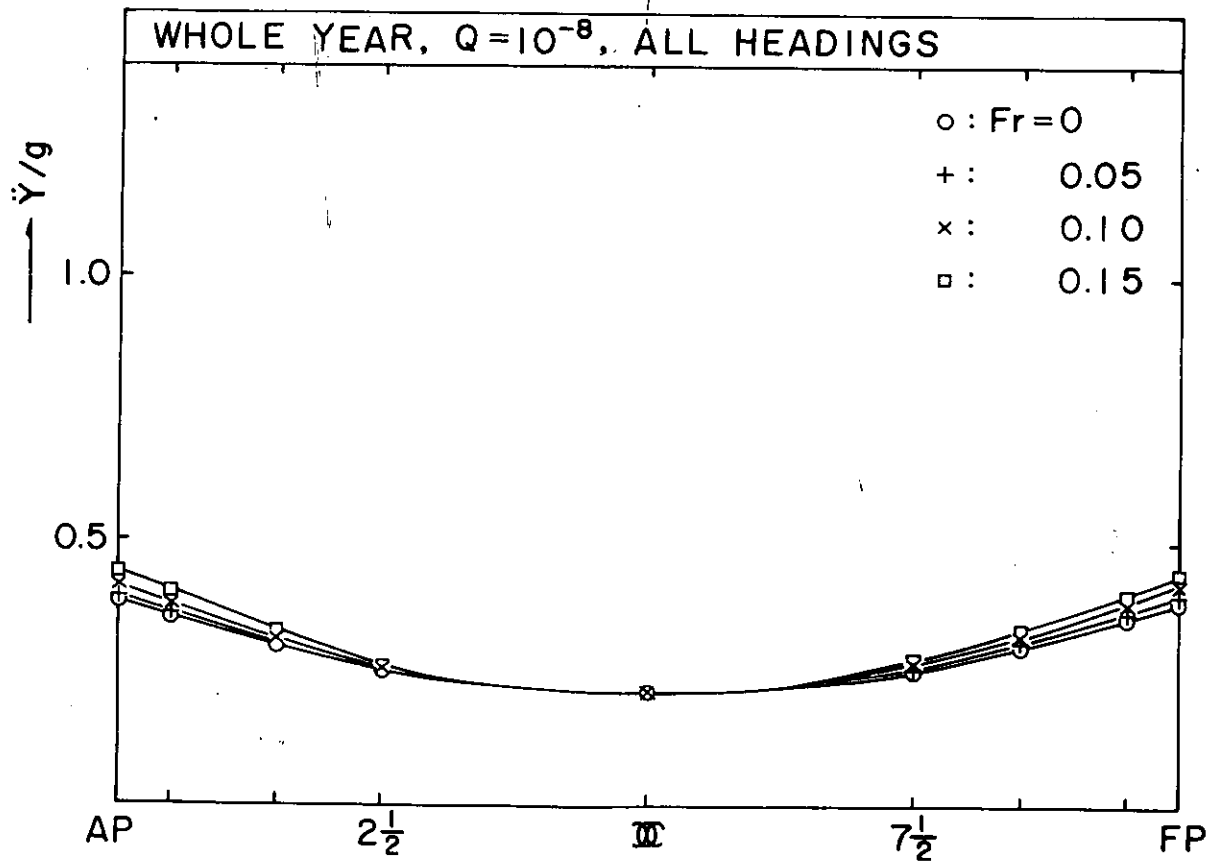
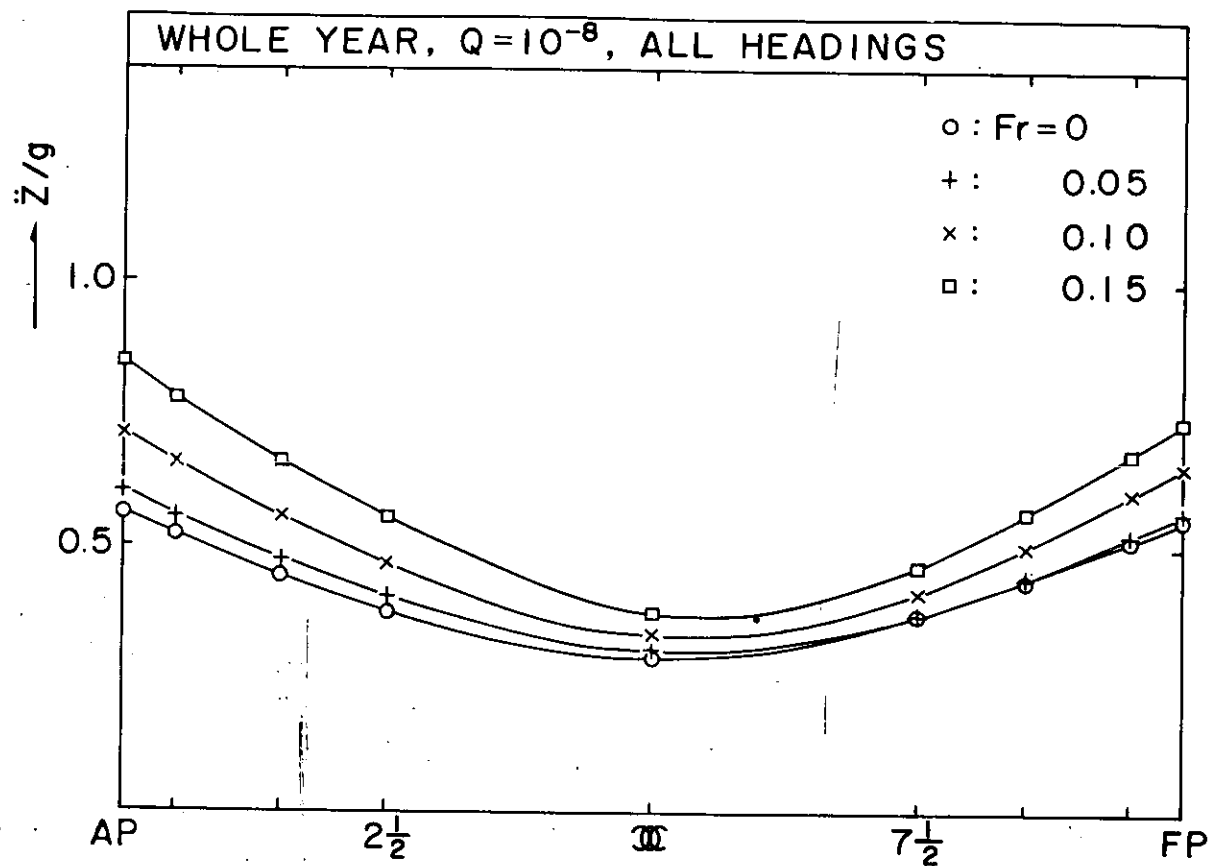


Fig. 4.8 Longitudinal Distributions of Vertical and Horizontal Acceleration, Predicted with the Exceeding Probability of 10^{-8} in the North Atlantic Ocean for All Headings

5. 波浪衝撃水圧に関する研究

5.1 数値モデルによる水波の非線形挙動の計算

5.1.1 結 言

昨年度は2次元水槽内の水波の運動を「ラグランジ法」⁽¹⁾を用いて求解した。本年度はこの方法によって、壁面での圧力分布を求めて、線形解との相違を論じると共に、MAC法 (Marker and Cell Method)⁽²⁾による計算も実施し、砕波現象などの水波の非線形挙動を調査した。

5.1.2 ラグランジ法による計算結果

Fig.5.1.1に示すような2次元水槽において、左壁を周期的に水平動させて水波を発生させる。その水波形状の計算結果の一例をFig.5.1.2に示す。これは左壁の振動振幅 $M = 0.5 D$ 、周期 $T = 10\sqrt{D/g}$ (g は重力加速度)、計算時間々隔 $\Delta t = T/20$ の場合について線形解と比較したものである。右壁に到達する時間は非線形計算値 (厳密解と称する)の方が短かいので、両者共、右壁に到達する時刻を基準にして水波形状がほぼ同位相となるような時刻を選び出して比較してある。厳密解の方が波振幅、波速共に大きいことは昨年度の結果と同じである。これらの時刻における右壁での圧力分布を示したのがFig.5.1.3である。線形解では静止水面より上方の圧力分布は直線と仮定した。両者で波高が異なるので、絶対値は比較できないが、変動圧力の分布形状は類似しているようである。右壁の最大水位上昇時 (この場合は $t = 2.3 \Delta t$)における圧力分布の傾斜は、線形解の 4.5° に比べて僅かに低い。この点是非線形性の特徴の一つであると思われるので、更に、周期 T を $6 \sim 10\sqrt{D/g}$ ($\omega^2 D/g = 0.4 \sim 1.0$)、左壁の振動振幅 M を $0 \sim 0.5 D$ と変化させた場合の計算結果をFig.5.1.4(a)に示す。図の縦軸は、右壁の最大水位上昇時における、静止水面位置での圧力を、水位上昇量で無次元化した値であり、線形解では1.0となる。横軸は、水槽の右壁における波形状から求めた岨度である。この計算は規則波をねらったものであるが、計算条件や時間の制約から、運動の初期の状態の解しか得られなかったで、波の状態を表わす目安として、右壁到達時の波岨度をとった。同図から壁面での圧力は水位より換算した値より低くなることが判る。Fig.5.1.4(b)~(d)は線形解との違いをみたもので、同じ入力条件 (左壁の振動振幅と周期)のもとで比較してある。(d)は、波の右壁到達時の岨度を比較したもので、両者はほぼ等しい。しかし水位上昇量は、Fig.5.1.4(b)に示すように、非線形値の方がかなり大きい。すなわち、非線形解では波高、波長が共に増大するのである (例えばFig.5.1.2)。同図(a), (b)から、静止水面位置における圧力について、線形解と非線形解を比較したのがFig.5.1.4(c)である。非線形解の方が水位上昇が高いために、圧力も非線形解の方が高くなる。

5.1.3 MAC法の概要

この方法は、流体内部に格子群と、粒子の位置を表わす粒子群とを別々に配置する方法である (ラグランジ法では両者の位置が同一であった)。格子群は固定されており、その位置で圧力や速度が定義され、求解される。一方、粒子群は水波の表面上や流体内部に任意に配置され、粒子の位置は、領域内の速度に従って時々刻々移動する。境界条件は境界上の速度、圧力で与えられるが、特に、水面上の一部に大気圧以外の圧力を付加すれば計算が容易である。計算は時間軸に沿って進行し、そして、ある時刻における計算過程は次の3段階に大別できる。

- i) 速度場を与えて圧力場を解く。
- ii) 速度及び圧力を与えて次の時刻における速度を求める。
- iii) 現時刻の速度を与えて流体粒子を移動させる。

i) および ii) は固定格子上で解かれる。 iii) は主に移動境界 (水面など)の形状を求めるために必要でその速度は固定格子点上の値から補間あるいは補外される。この補間が数値計算上かなり重要な位置を占めており、MAC法と呼ばれる種々の方法の相違は、ほとんど、速度や水面近くの圧力の補間の方法の違いに基づくものである。計算手順の詳細は省略する。

5.1.4 MAC法による計算結果

計算領域は昨年度と同じ2次元水槽 (Fig. 5.1.1) とし、水面の一部に変動圧力を与えて波を発生させる。計算条件は次のようにした。

- i) 水槽の長さ $L = 10 \text{ m}$, 深さ $D = 1.025 \text{ m}$
- ii) 格子の大きさ $\Delta x = 0.1 \text{ m}$ ($= L/100$), $\Delta y = 0.1 \text{ m}$
- iii) 重力加速度 $g = 9.8 \text{ m/sec}^2$, 動粘性係数 $\nu = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sec}$
- iv) 時間々隔 $\Delta t < 2 \Delta x \Delta y / (\Delta x + \Delta y) / c$, c は波速。
- v) 付加圧力 P_a は $0 \leq x \leq x_a$ の水面上に分布。

$$P_a = \bar{P}_a \cos^2(\pi x / 2x_a) \cos(2\pi t / T_w) \quad (5.1.1)$$

付加変動圧力の振幅 $\bar{P}_a$ は発生する波の波高に比例する。ここでは $0 \sim 2 \times \rho \text{ m}^2/\text{sec}^2$ 程度にとった (ρ は流体の密度)。圧力の分布長さ x_a は発生する波の半波長を標準とした。

規則波を発生させた場合の計算結果の一例を Fig. 5.1.5 ~ Fig. 5.1.7 に示す。同図は各時刻における水波の形状を示したもので、同一周期 ($T_w = 1.5 \text{ sec}$) において、水面の付加圧力の振幅を変えた場合の例である。 $\bar{P}_a / \rho = 2.0$ のときには (Fig. 5.1.5), 時刻 $t = 3 \text{ sec}$ 付近で砕波が発生している。ただし、砕波発生以後は波が前方に巻き込まないような計算方法にしてあるので、砕波後の砕波部分の形状についてはこの計算結果は正しくない。砕波直前の時刻 $t = 2.89 \text{ sec}$ において、波面はかなり急な勾配をもち、値は約 0.7 程度で限界値 $\pi/7$ よりはかなり大きい。波全体の粗度は約 0.15 で限界値 $1/7$ に近い。砕波部粒子の水平速度は約 $2.6 \sim 3.0 \text{ m/sec}$ で、変動圧力の周期から線形性を仮定して求めた位相速度 2.3 m/sec より若干速い。 $\bar{P}_a / \rho$ を 1.0 に下げた例では砕波は発生せず、第 1 波は進行し、壁に近づくにつれて波高が減少する。これは、波群が群速度で伝播するので当然のことである。したがって、第 1 波、第 2 波による右壁の最大水位上昇量は、この例では小さくなる。第 3 波による水位上昇量は、 $\bar{P}_a / \rho = 0.5 \text{ m}^2/\text{sec}^2$ の場合については (Fig. 5.1.7(e)), 静止水位から 0.25 m に達し、これは、この波の中央部付近の波振幅 (約 0.09 m) の約 2.8 倍にも達する。このことから類推すると、規則波が壁に当たって全反射する場合、壁面の水位上昇は波振幅の 2 倍以上になるものと思われる。同様の結果は、昨年度の計算結果、Chan-Street⁽²⁾ の孤立波の計算結果にも現われている。5.1.2 の結果と合わせ考えると、物体に波が当たる場合、物体表面での水位上昇量は線形理論値よりも大きくなり、このため静止水面付近の圧力は、Fig. 5.1.4 (a) の圧力減少効果を考慮しても、なお線形理論値よりも高くなるものと推定される。

つぎに、水面に付加する変動圧力の作用時間を $0 \leq t \leq T_w/4$ に制限した場合の結果について述べる (Fig. 5.1.8 ~ Fig. 5.1.10)。このような不規則波の場合には簡単に結論を導くことは困難であるが、波の粗度が大きい程、壁面での水位上昇量は大きいようである。また、 $T_w = 1.0 \text{ sec}$ の波群 (Fig. 5.1.8) による右壁の最大水位上昇時 ($t = 1.18 \text{ sec}$) と周期の遅い波群 (Fig. 5.1.9 と Fig. 5.1.10 に示す $T_w = 1.5$ と 2.0 sec の場合) による最大水位上昇時とが同時刻になるように、2 つの波群を重ね合わせた計算結果を Fig. 5.1.11 と Fig. 5.1.12 に示す。2 つの波群によって合成された波による最大水位上昇量は、各々の波群による効果から線形重ね合わせにより予測した値より数割程度大きい値となった。この傾向は粗度が高い程顕著である。

参 考 文 献

- (1) C. Brennen & A.K. Whitney, Proceedings, 8th Symposium on Naval Hydrodynamics (1970)
- (2) K.C. Chan & R.L. Street, Journal of Computational Physics, Vol 6 (1970)

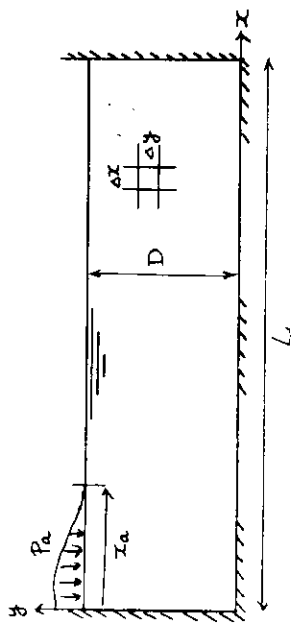


Fig. 5.1.1 計算領域と座標

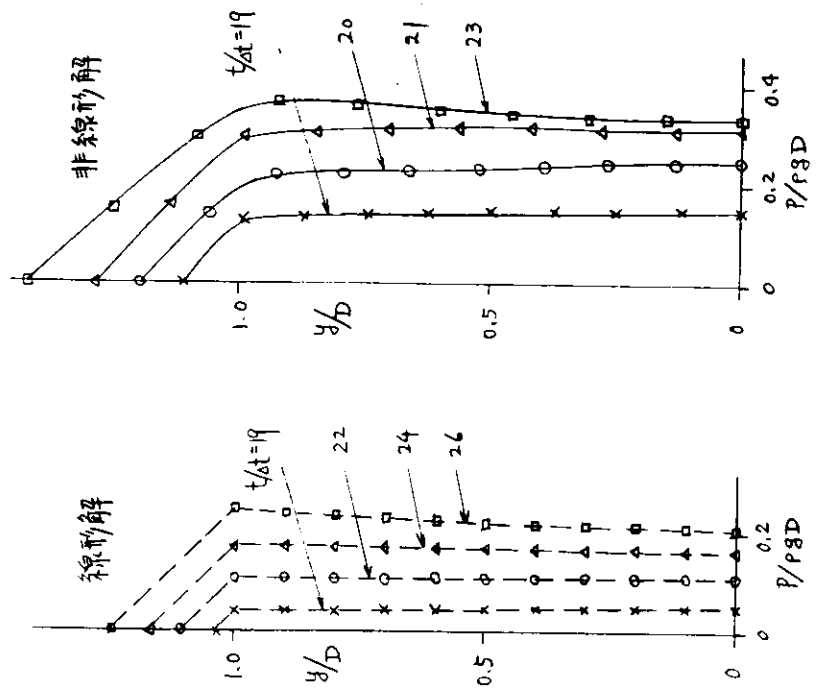


Fig. 5.1.3 右壁上の圧力分布

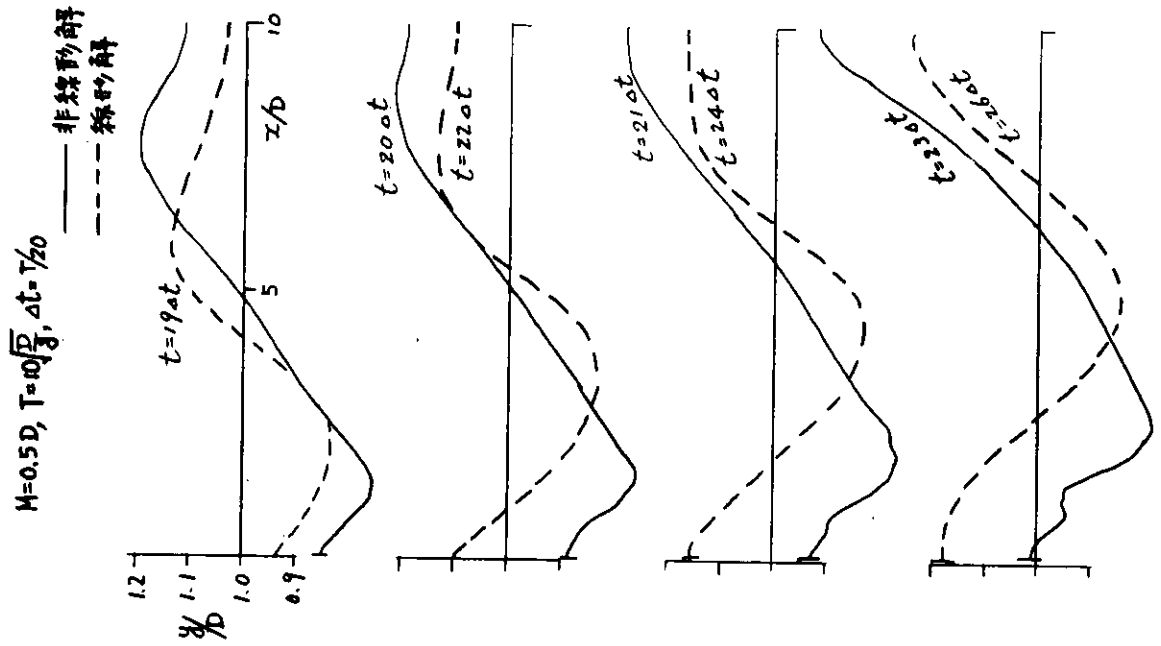


Fig. 5.1.2 ラグランジュ法による計算結果の一例

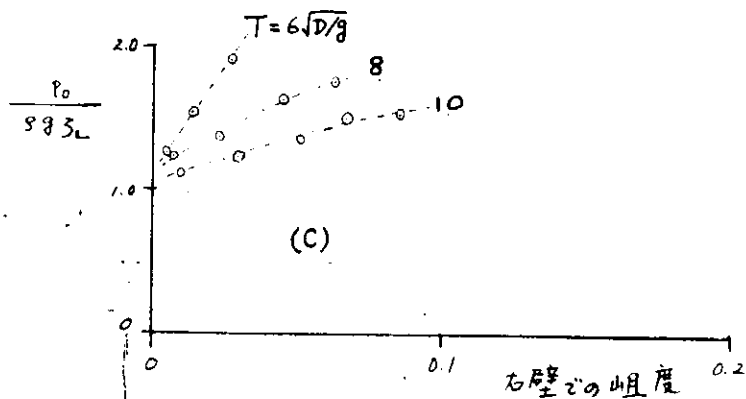
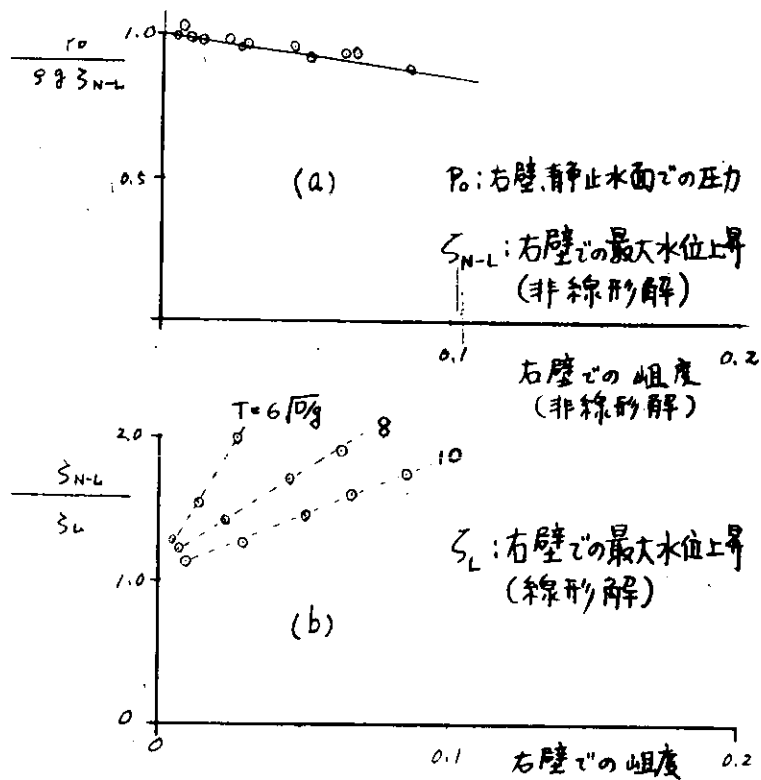


Fig. 5.1.4 (a)~(c)

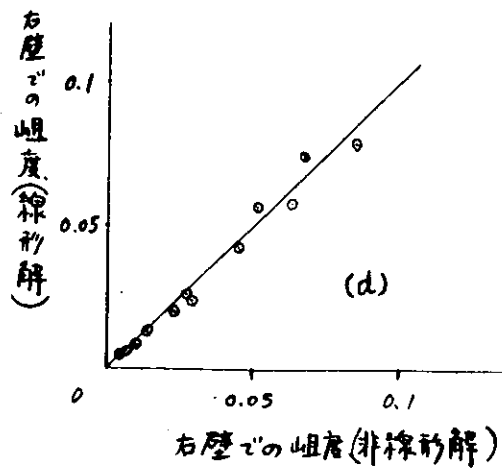


Fig. 5.1.4 (d)

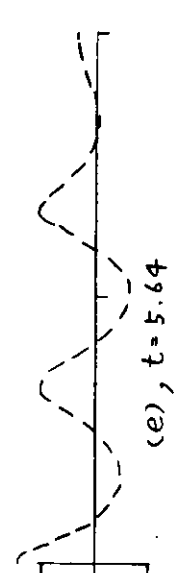
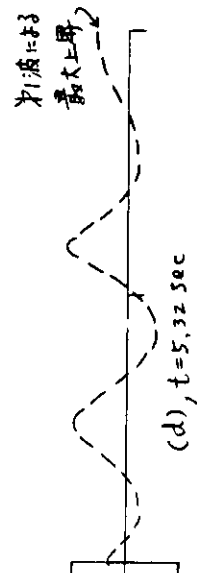
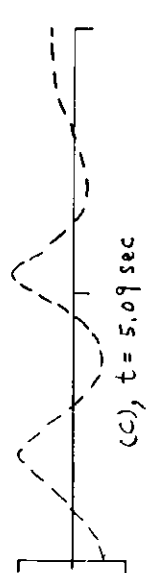
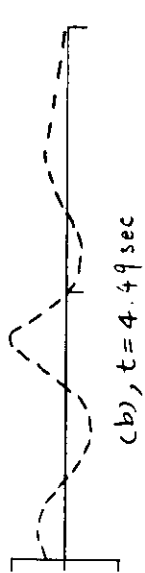
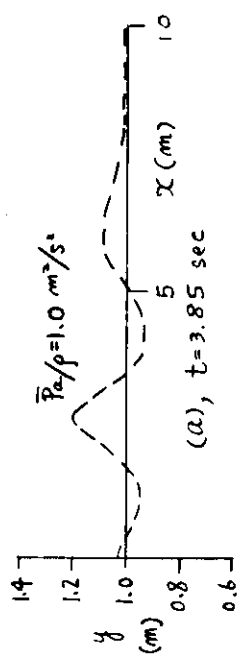
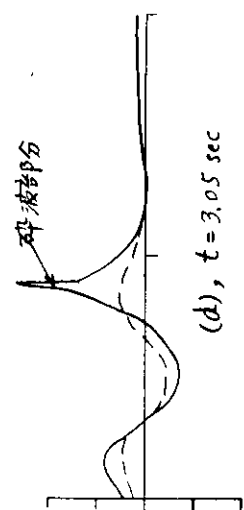
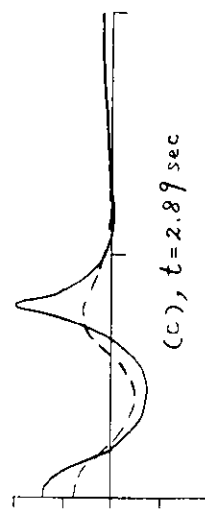
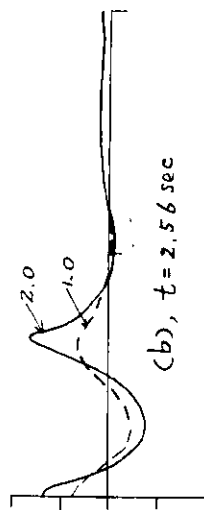
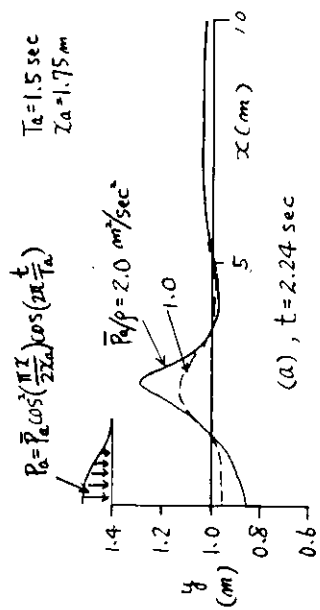


Fig. 5.1.5 MAC法による計算結果

Fig. 5.1.6

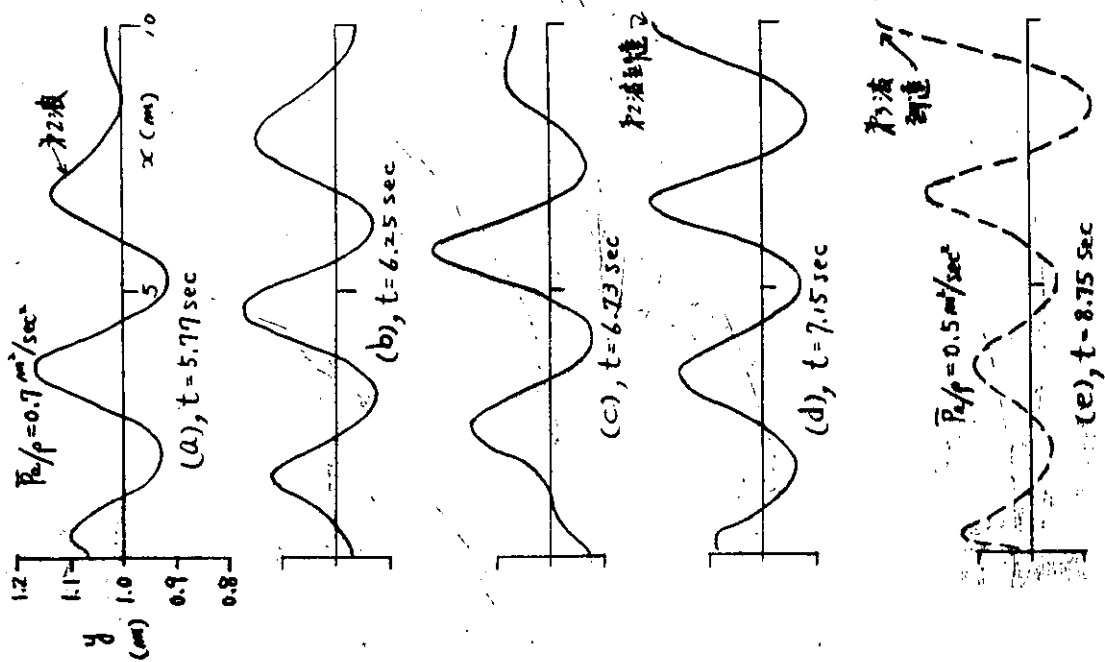


Fig-5.1.7

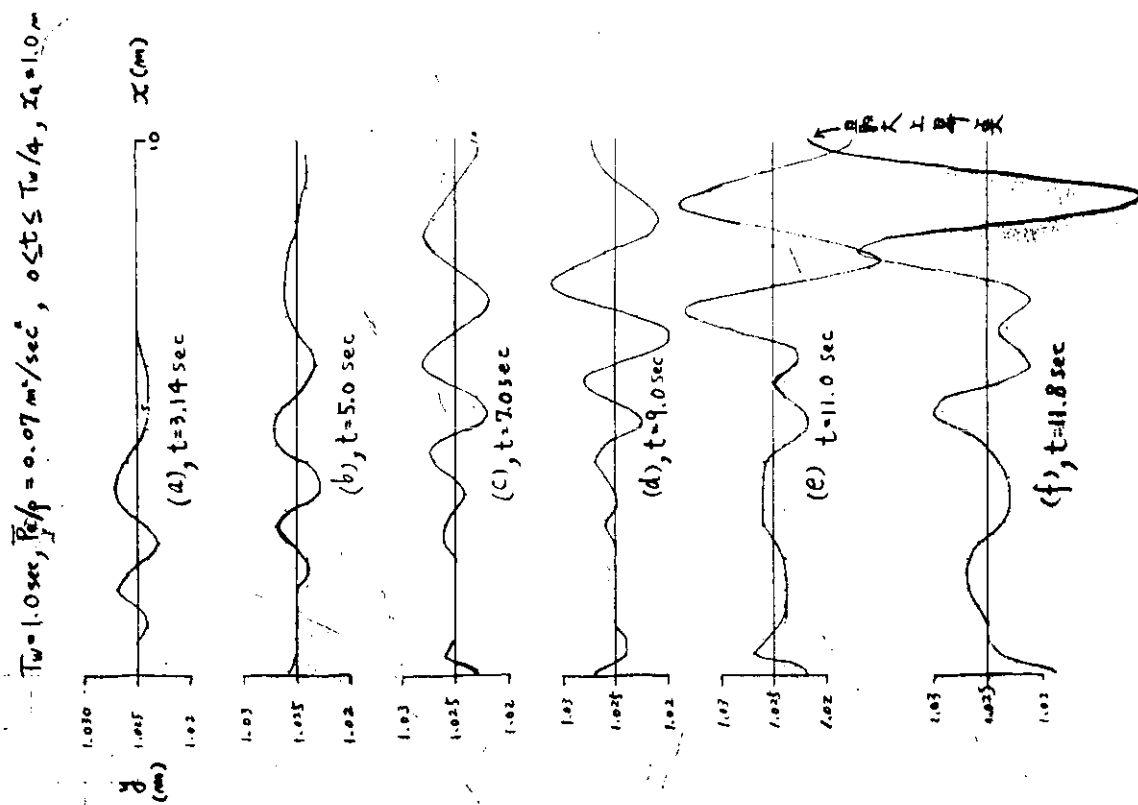


Fig-5.1.8

$T_w = 1.5 \text{ sec}$, $\bar{P}_a/\rho = 0.25 \text{ m}^2/\text{sec}^2$, $0 \leq t \leq T_w/4$, $x_a = 1.0 \text{ m}$

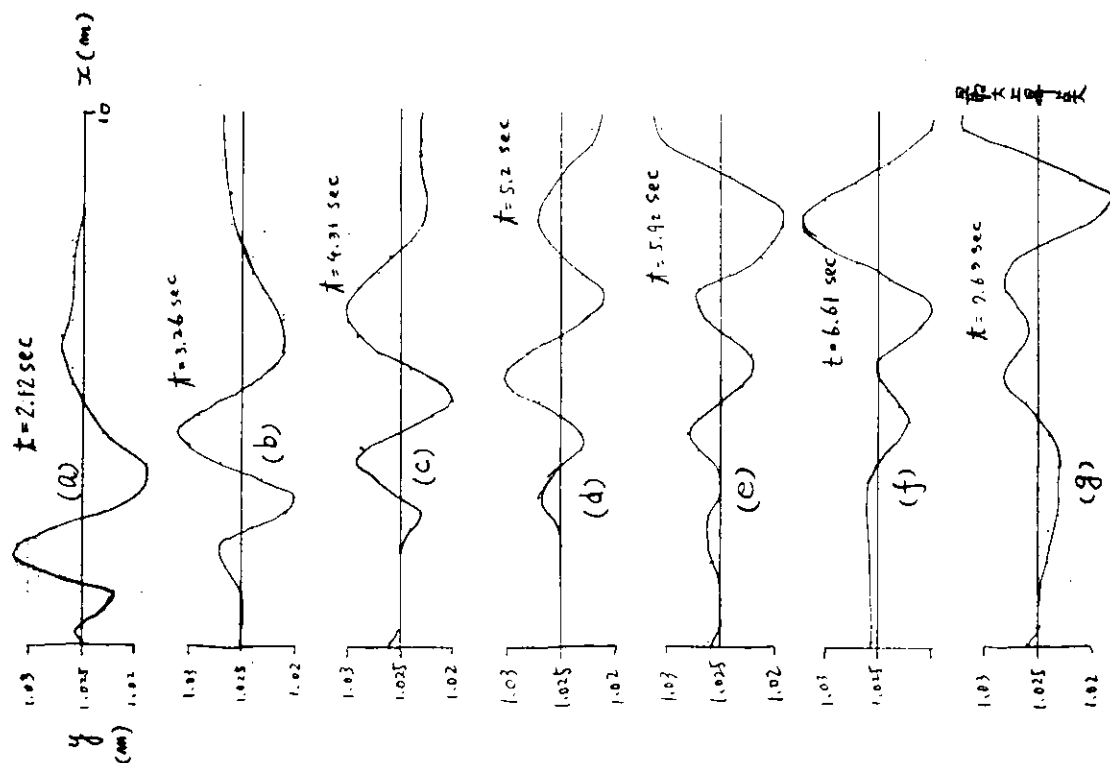


Fig. 5.1.9

$T_w = 2.0 \text{ sec}$, $\bar{P}_a/\rho = 0.5$, $0 \leq t \leq T_w/4$, $x_a = 1.0 \text{ m}$

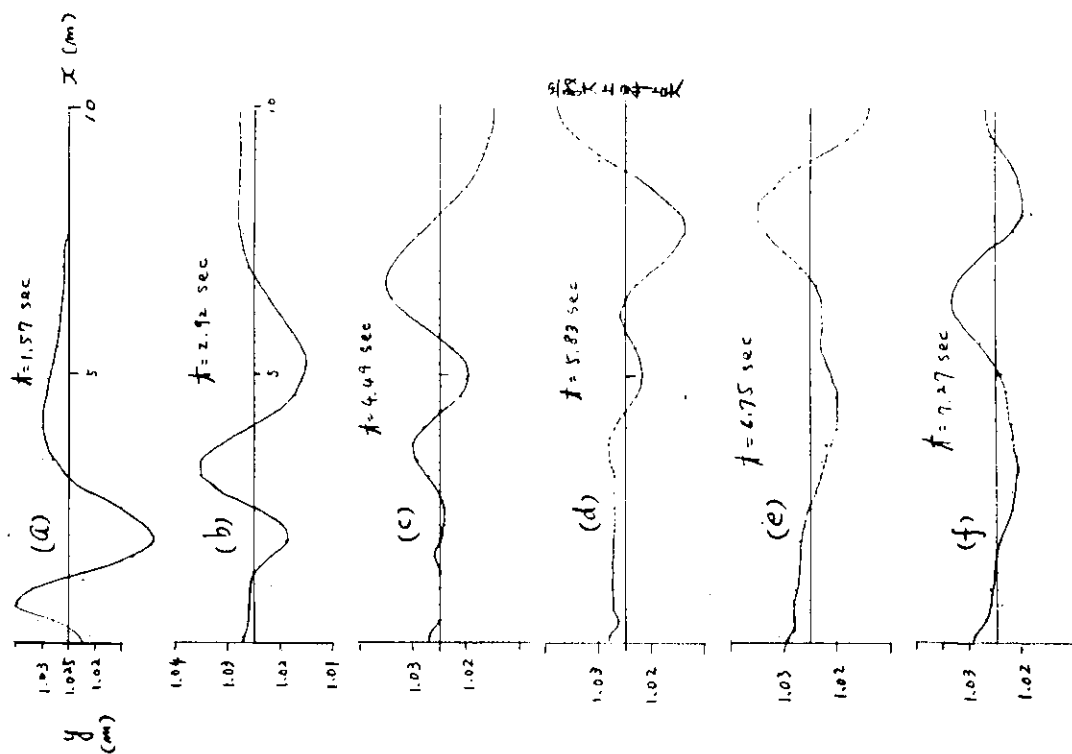


Fig. 5.1.10

複合波

$T_1 = 1.0$ $A_{mp} = 0.0475$ $0 \leq t \leq T_1/4$
 $T_2 = 1.5$ $A_{mp} = 0.125$ $4.7 \leq t \leq 9.35$

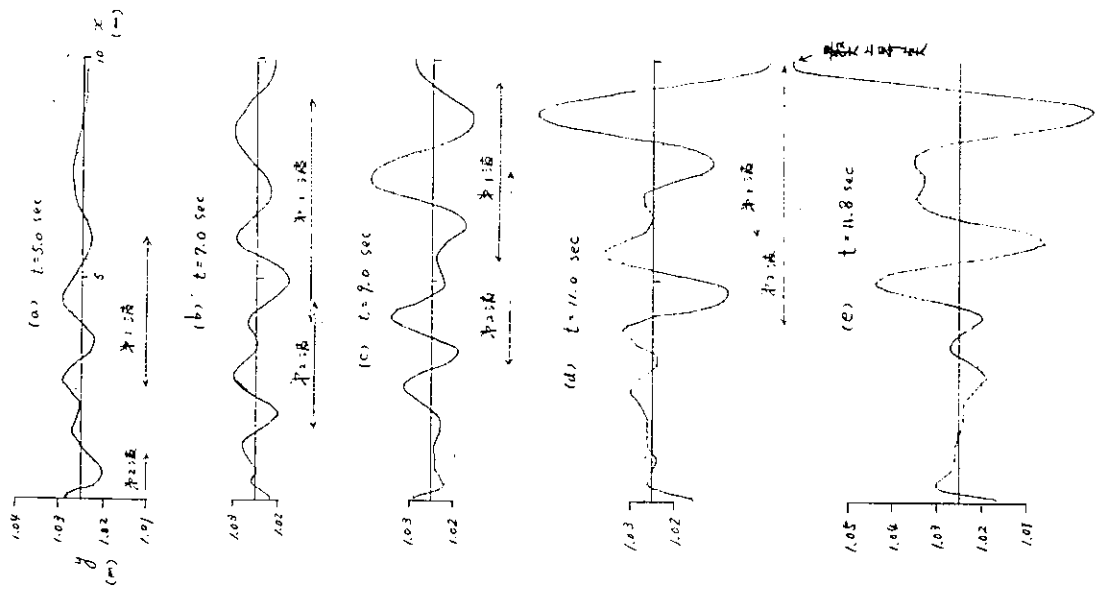


Fig. 5.1.1.1

複合波

$T_1 = 1.0$ $A_{mp} = 0.0875$ $0 \leq t \leq T_1/4$
 $T_2 = 2.0$ $A_{mp} = 0.125$ $1.9 \leq t \leq 6.09$

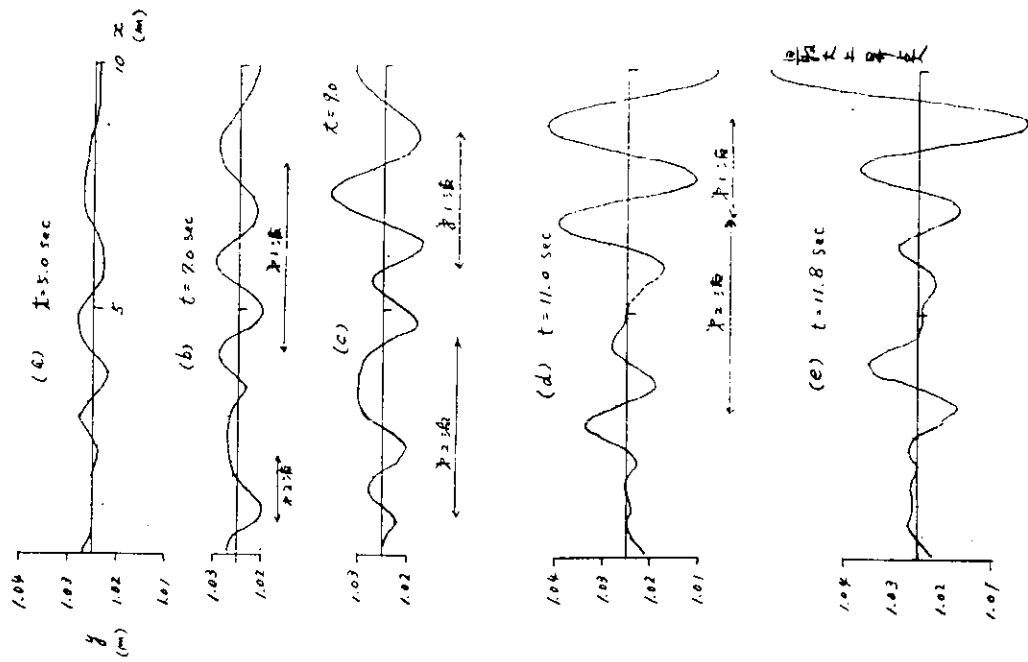


Fig. 5.1.1.2

5.2 Freak Waveに関する実験的研究

本節は波浪衝面圧に関連する一つの基礎的調査として、Freak Wave（いわゆる一発大波）を集中過渡水波でモデル化してその構造を調べたものである。なお実験データの全容は文献1に詳しい。

(1) Freak Waveと集中過渡水波

荒天の海面には大小さまざまな波が不規則に荒れ狂うが、時おり、きわ立って大きい波が頂部で烈しく砕けながら進行するのを見かける。このような波はその想像を絶する破壊力をもって知られ、古来船乗りの間に多くの物語を生んだ。

現在の海洋波に関するエネルギー・スペクトル理論からこのFreak Waveを解釈すると次のように考えることができる。

発生域の海面は多くの異なった周期の、進行方向も $\pm 45^\circ \sim 90^\circ$ くらいに分布する無数の規則波から構成されている。成分波の振幅は周期と進行方向によって決まっているが、位相関係は全くrandomである。その結果、より多くの成分波の山が一致したところでは水面はより高くもり上がり、成分波が互に打消し合うところでは平均水面に近くなる。この意味において発生域で観測される波形は流体力等で云う重力波の波形と直接の関係はないと云うべきである。

ところで、多くの成分波の位相が一致する確率は小さいから、非常に高い水面隆起が発生する確率は非常に小さい。しかし、このことは非常に小さい確率ではあるが、非常に高い波が発生することを意味する。こうして、Freak WaveはLonguet-HigginsのN回最高期待波高のN値の大変高いところに対応する波だと云うことになる。

このような波—あるいは水面隆起というべきかも知れないが—の構造を調査するに当って、いわゆる集中過渡水波をそのモデルと考えることは上記の解釈からして当を得たものであろう。

(2) Freak Waveと破波(breaker)

たくさんの成分波の位相がたまたま一致して高い水面隆起が現われると水面傾斜も亦、異常に大きくなる。それがある限度を越えると水はその物理的性質からしてsolidな流体の状態を保てなくなり、くずれおちる。Freak Waveと呼ばれるような特別大きい波の頂部がはげしく砕波しているのは、このためであろう。そして大規模な砕波が起ればもはや線型重ね合わせで波の構造を表現することはできなくなり、従って波が船に加える作用も亦、新しい視点から考えねばならない。そのためにはこのような波の構造を明らかにすることが先決であろう。

ついでながら、このような砕波は程度の差こそあれ、発生域の海面には普通に観測されるもので、その最も軽いものは風力3で既に現われる。Beaufort風力階級は風速計のない時代に、海面状態の観察から風力を推定するために作られたが、その海面状態の記述を引用すると

風力- 9. (strong Gale): High waves. Dense streaks of foam along the direction of the wind. Crests of waves begin to topple, tumble and roll over. Spray may affect visibility.

風力- 10. (Storm or Whole Gale): Very high waves with long overhanging crests. The resulting foam in great patches is blown in dense white streaks along the direction of the wind. On the whole the surface of the sea takes a white appearance. The tumbling of the sea becomes heavy and shocklike. Visibility affected.

これはもちろん浅水や海、潮流を考えない一般の外洋を対象とした記述であるが、大規模な砕波(breaker)が広汎に起っていることが明らかである。

(3) 実験装置と集中過渡水波の発生法

水 槽 0.5 m (幅) $\times$ 1.7 m (水深) $\times$ 20 m (長)

銅板溶接, 3ブロックに分け, フランジ・カプリング

観 測 窓 両側水面附近 $2\text{ m} \times 0.7\text{ m}$ (水面下 0.4 m) , 造波ブランジャ前面より $11\text{ m} \sim 13\text{ m}$

消 波 板 格子スロープ+金網状プラスチックを巻いたもの

造 波 機 ブランジャ型, ミナーシャモータ駆動

任意入力信号電圧に追従してブランジャ作動

$f = 0.4 \sim 1.5\text{ Hz}$ ブランジャ片振幅最大 50%

$f = 4\text{ Hz}$ " 15%

($1.5 \sim 4\text{ Hz}$ 間は最大振幅漸減)

波 高 計 抵抗型, 2ϕ ステンレス丸棒平行 1 KHz , 矩形波, ブリッジ結線

写真観測 図 示

データ処理 TEAC R200 + R410, TOSBAC3400 (広島大学計算センター)

集中過渡水波の発生法はもっぱら文献 2, 3 にならった。集中前に砕波の起らぬように高周波部の振幅を漸減してある。周波数範囲は $f = 0.5 \sim 2\text{ Hz}$ である。

(4) 時間波形のスペクトル分析とエネルギーの推移

造波ブランジャ前面より $6, 9, 11, 12, 12.5, 13, 14\text{ m}$ の位置で測った水面上下の時間波形 $\eta_j(t)$ を Fourier 変換としてその絶対値 $A_j(\omega)$ (振幅関数) をとる。すなわち

$$\int_0^\infty \eta_j(t) e^{-i\omega t} dt = A_j(\omega) e^{-i\phi_j(\omega)} \quad \dots\dots (5.2.1)$$

j は観測位置を示す。

Fig. 5.2.1 に一例を示す。集中前はほぼ $f_L = 0.5\text{ Hz}$ から $f_H = 2.0\text{ Hz}$ に対応する成分が一様に含まれているが、集中するあたりで高周波部分に大きい減少が見られる。集中と砕波に伴うエネルギーの放出に対応するものであろう。後述する波の構造の観測によると集中に伴ない水面に近い部分の水粒子が著しく大きい速度で波の進行方向に移動する。そして普通の orbital motion とは異なり、この移動は非保存的でこれらの粒子は原位置に復帰しない。Fig. 5.2.1 に見られる高周波部分のエネルギー放出はこの水面粒子の運動エネルギー増加に対応するものであろう。そして集中後は大部分は散逸してしまうものと考えられる。

なお集中後、低周波部分に少し増加が見られるが、これは他のデータにも共通しており、おそらく有意のものと考えられる。集中によって放出された高周波エネルギーの一部が長周期の新しい波を起こす形で低周波域に移ったものではないかと思う。しかし全体的に見れば大した量ではない。

(5) 波の構造の観察

水粒子の運動を追跡するためにいくつかの方法を試みた。

1. プラスティックストローの 3% 載片を螢光塗装 砕波の泡にまぎれて見えない
2. 夜釣用の螢光塗装浮子 表面流はかなりよく分かる
3. 発光粒子 (直径 $7 \sim 8\%$ の透明小球に化学的発光液クローライト注入) よく見分けられる (Fig. 5.2.3)
4. 製図用墨汁滴下 (Fig. 5.2.2) よろしい

また波形は波高計の他に観測窓に写る水面の像を利用する。尺度を決めるための格子を入れた。Figs. 5.2.2 ~ 5.2.3 に例を示す。得られた結論は

1. 集中に近づくと波形、特に前面が急峻になり頂部から前面にかけて砕波が起こる。特徴的なことは波形全体が進行しながら、従って砕波部分もほぼ波頭速度 — 見かけの波頭の移動する速度 — で進みながら砕波する。この点、浅水で起こる巻き波 (surf) とはつきり異なる。surf では進行する波が足を取られて下部が立ち止まり、上部が勢い余って前方へ投げ出される形になる。

この砕波前後の見かけ波形を見ると発生域の大波をほうふつさせるものがあり、集中過渡水波で風浪をモデル化することが感覚的にもうなずける。

2. 表面に近い水粒子は集中と共に orbital motion の上部四分円を大きく引き伸ばしたような軌跡を描いて波の進行方向に大きく移動する — Fig. 5.2.3。この移動は波系の通過後も原に復しない非保存的なものである。そして集中前後の短時間内に起こるので非常に大きい水粒子の速度が現われる。Fig. 5.2.3 に示す場合で、この速度は約 1.7 m/sec に達する。
3. この速度は空間波形観測から求めた波頭速度 1.6 m/s にほぼひとしい。又集中直後の空間波形の波高と半波長から等価正弦波を考えその orbital velocity と比較すると、前者はその 4~5 倍となる。このことから発生域の波の見かけの波長、波高に正弦波の式を適用して求めた orbital velocity は現実の水粒子の速度を著しく過少に評価することになりそうである。特に表面近くでそうである。
4. このように大きい速度が現われるのは水面下比較的浅い層に限られる。墨汁適下法観測結果によればこの層の厚さは見かけ波高の約 10 % 程度と見られる。そしてその下に当る、波高の 50 % 程度の厚さの層が表層の著しい水平運動と、下層水のもつ単なる orbital motion との移行領域をなし、この層の上部は波の進行方向に強く引きずられるようである。
5. 波頭部の表層に現われるこの大きい流速は波が船にあたえる作用に大きい影響をもつはずである。今後の研究が期待される。

- 文 献
1. 高浜秀正 Freak Wave に関する研究, 広島大学工学部修士論文 昭和 49 年 3 月
 2. 竹沢誠二 船型試験水槽で発生させた Transient
福原正彦 Water Wave の特性について
山下誠也 造船学会論文集 124 号 昭和 43 年 12 月
 3. 竹沢誠二 任意過渡水波の発生について
平山次清 造船学会論文集 129 号 昭和 46 年 6 月

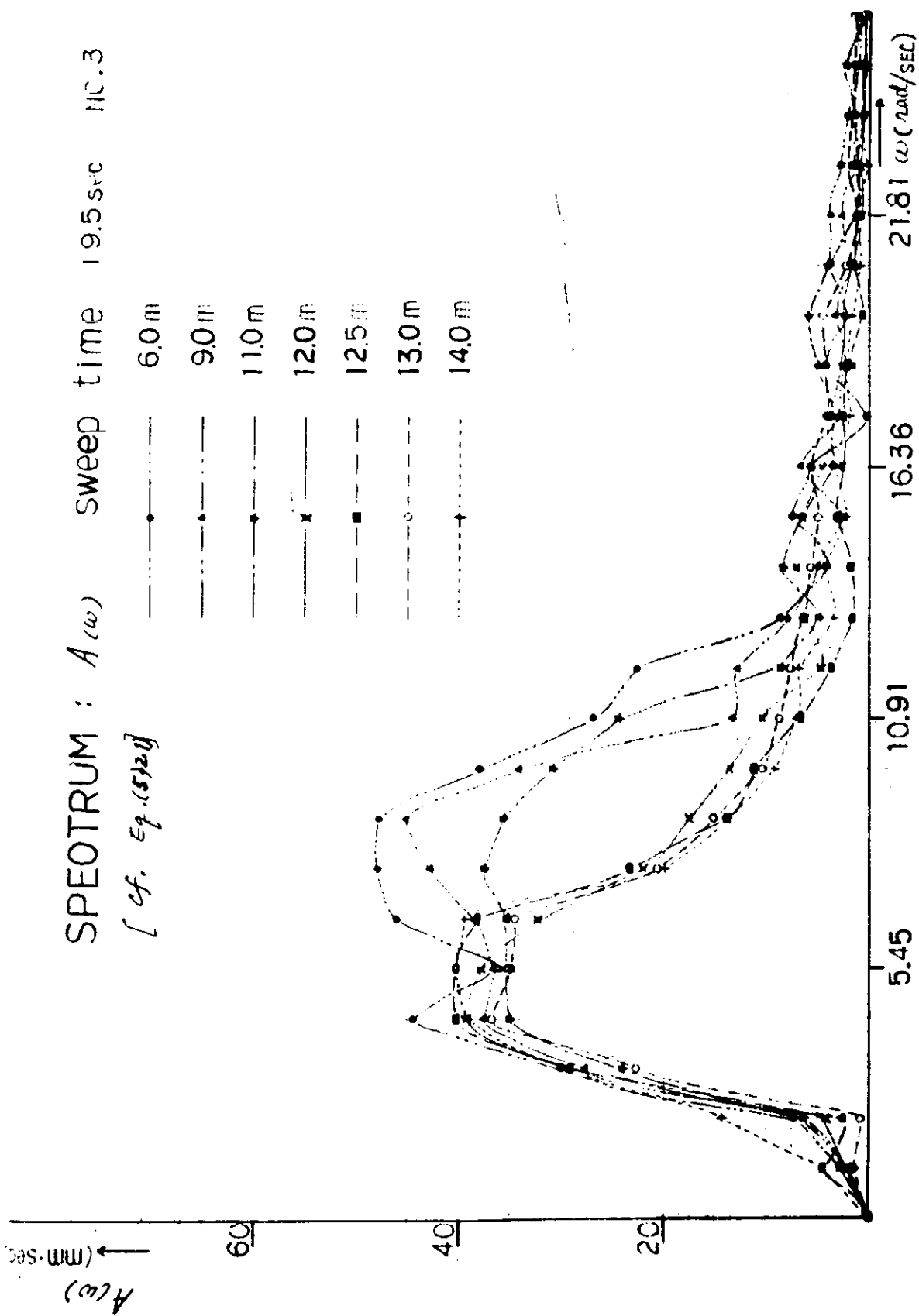


Fig. 5.2.1 時間波形のスペクトル解析

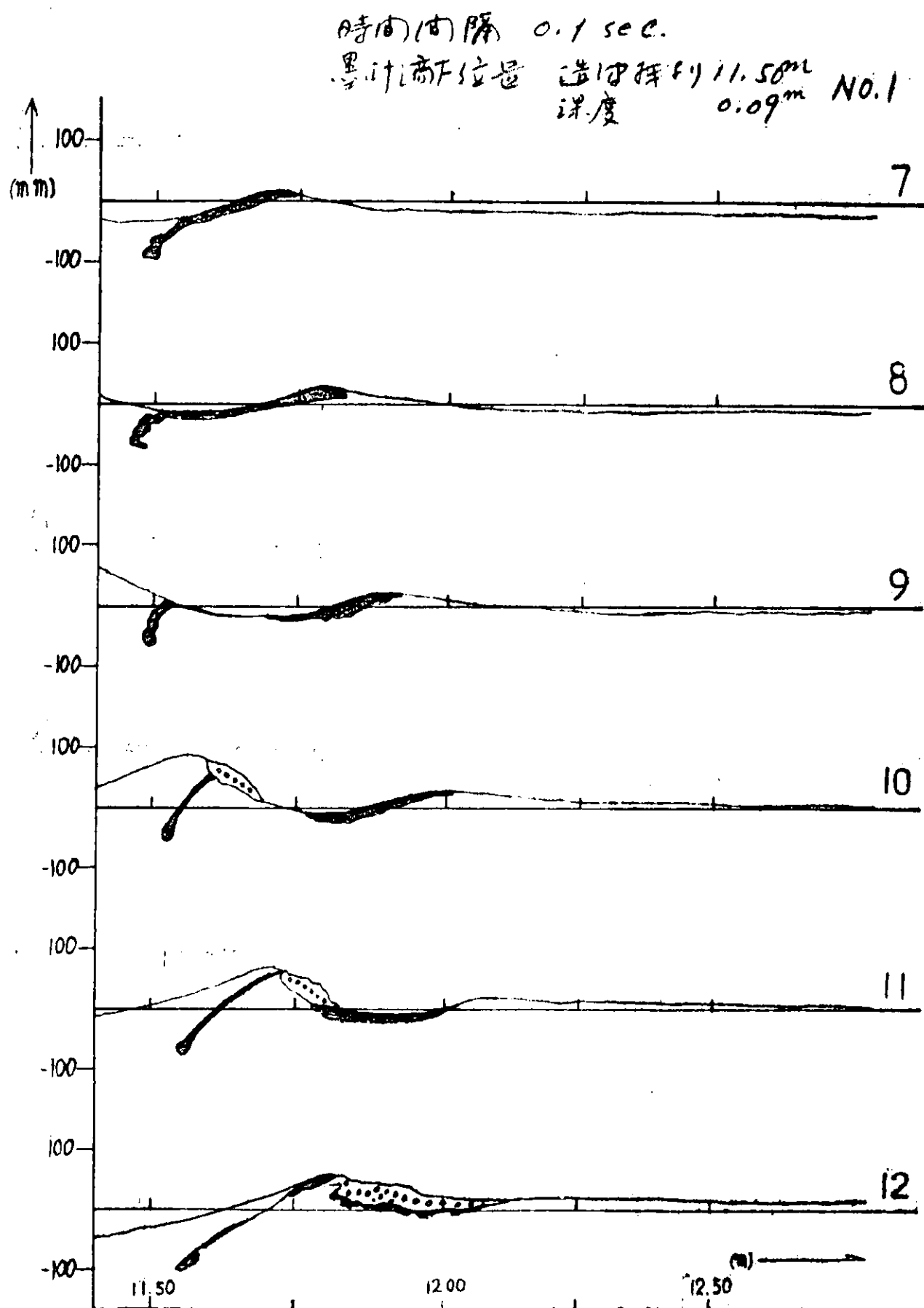


Fig. 5.2.2(a) 墨汁滴下写真観測結果

No. 1

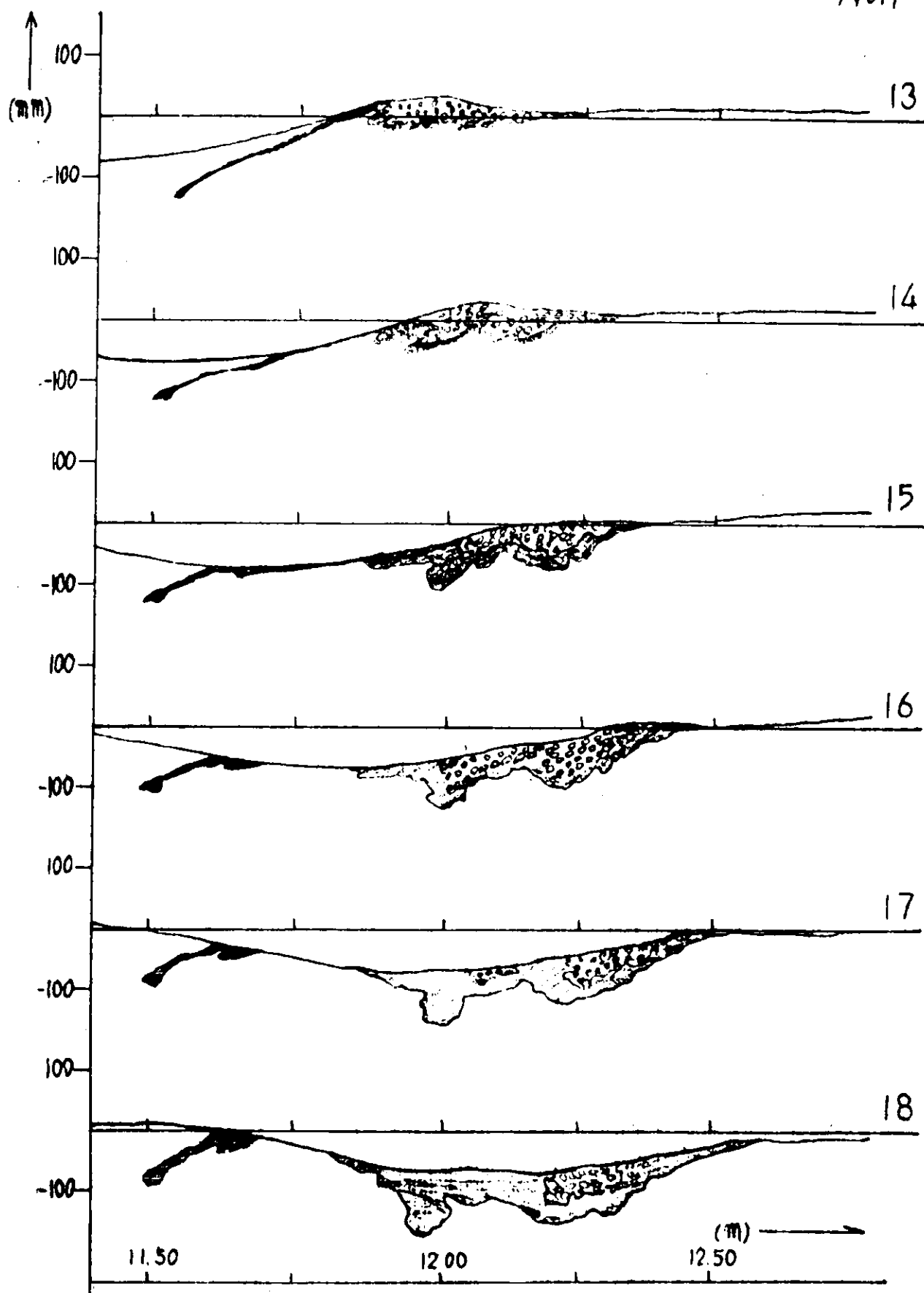


Fig. 5.2.2 (b)

粒子初期位置 送波長より 11.41 m
 時間間隔 0.15 sec.

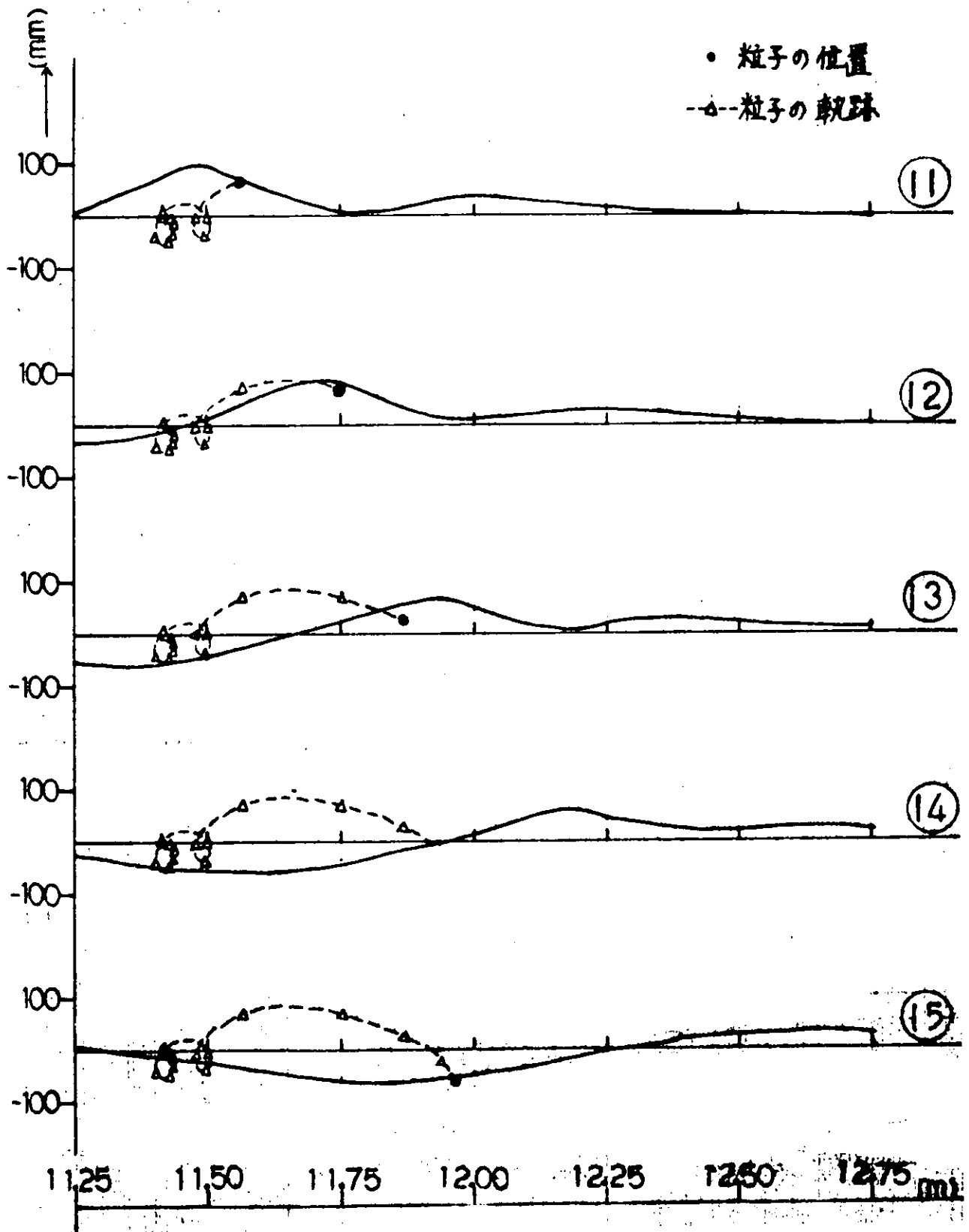


Fig. 5.2.3(a) 空間波形と水面粒子の運動波の条件 Fig. 5.2.2 と同じ

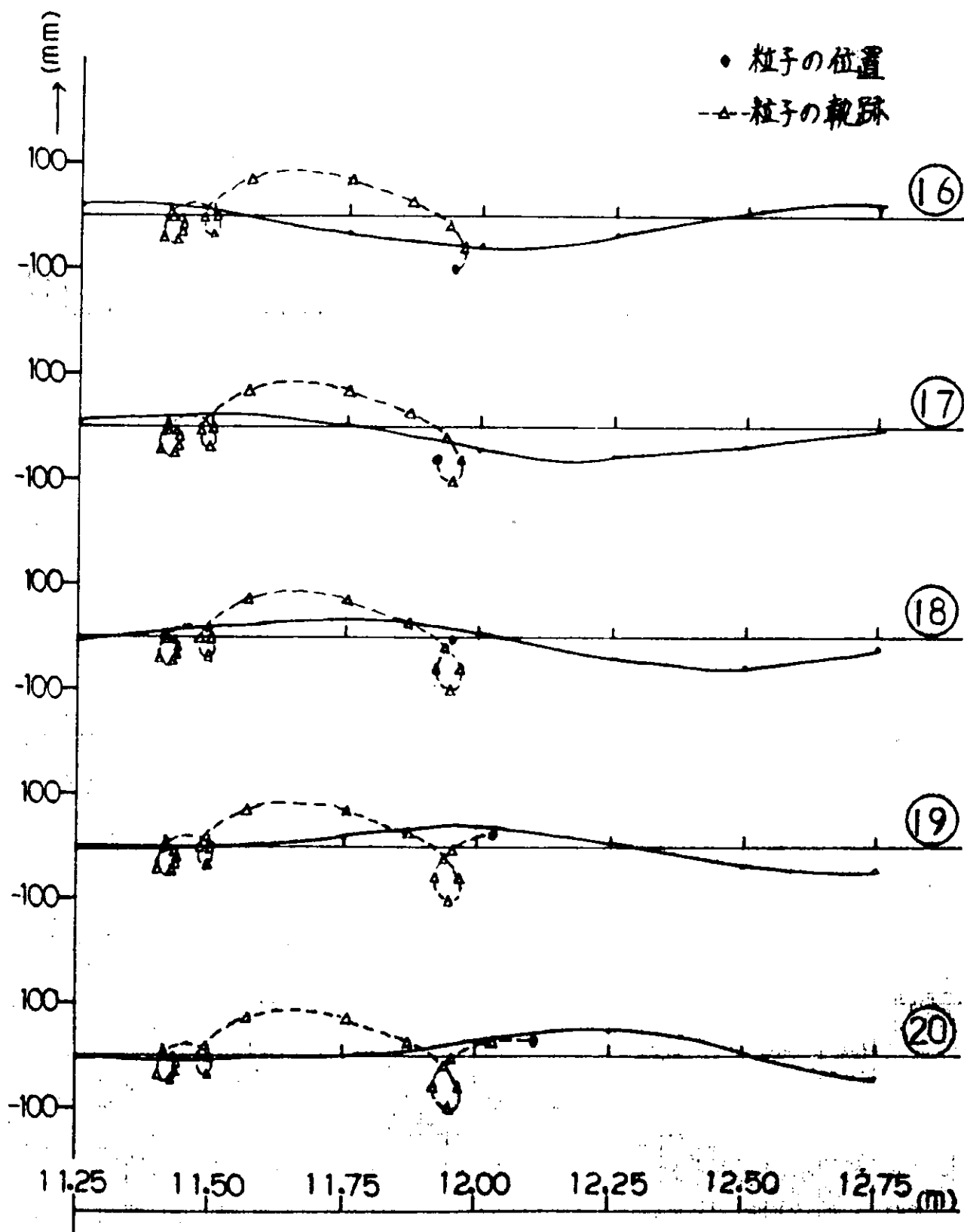


Fig. 5.2.3(b)

5.3 着水衝撃

波浪中の船体に作用する衝撃圧力の様態を解明する上に、物体が水面に落下着水する際に生ずる着水衝撃の問題は、最も基礎的な現象として重要であることは言うまでもない。2次元物体あるいは軸対称物体の着水衝撃に関しては、von Kármán 以後、多くの研究が重ねられ、衝撃発生メカニズムもかなり解明されている。しかし、着水衝撃に関する実験資料は、衝撃を検出する衝撃圧力計の開発の遅れなどもあって、信頼性に乏しいものも少なくない。

着水衝撃実験を考える際、2つの落下モードが考えられる。一つは、自由落下であり、他の一つは、強制落下である。自由落下モードでは、物体の重量、落下ガイドの摩擦などの影響があり、このモードによる実験結果はかなりのばらつきが見られるのが通例である。強制落下モードでは、近年急速に進歩した速度制御を行うのが一般で、船舶技術研究所所有の衝撃水圧試験装置も、駆動機として直流パワーサーボモータ J KMM-500SR、10 kWを用いた、落下速度制御型のものとなっている。

今回、木製2次元平底模型 (dead rise angle = 0°) に作用する着水時衝撃圧と加速度を計測し、また、底面の中央部を弾性板とした場合の影響を調査したので、その結果について報告する。

5.3.1 実験状態等

実験装置の概略〔1〕をFig.5.3.1に示す。着水速度は最高2 m/sまで可変であり、速度の検出は、強制落下の場合には20 cm間隔で設けられたシャッターとフォトランジスタによる光検出によった。又、自由落下時には、スプリング付ポテンショメータにより落下模型の高さをビシグラフに記録し、速度を算出する方法によった。

供試模型は、長さ968 mm、幅505 mm、高さ600 mmの木製箱型模型であり、充分の剛性を有する。圧力計は、TMP型圧力計 (豊田中央研究所製容量1 Kg/cm²) で、その配置をFig.5.3.2に示す。弾性板は、厚さ1 mmの燐青銅板で、中央部に容量型変位測定器を置き、Fig.5.3.2に示すように、圧力計P4を取付けた。この圧力計P4は、OT-08-1B型超小型圧力計 (豊田中央研究所製、1 Kg/cm²) で、受圧部の大きさは3 mm×4 mm、厚さ0.8 mmである。この圧力計を取付けた弾性板を頑丈な黄銅製の枠に取り付け、模型底面の中央部にはめ込んだ。

加速度計はAS-100型 (共和電業製100 g) である。記録器には、ウェーブメモリWM 812 (NF回路設計ブロック製)、メモリスコープMS5103 B型 (岩崎シンクロ製) を用いた。その他35 mmカメラ、モニターとしてビシグラフを使用した。

5.3.2 実験結果と考察

着水衝撃波形の一例として、着水速度0.875 m/sの場合の衝撃波形をFig.5.3.3および5.3.4に示す。位置の相違の影響は殆んどなく、又、衝撃波形の減衰振動部の周波数は、着水速度に無関係に約100 Hzである。

衝撃圧力と加速度との対応を示したのがFig.5.3.5(i)および(ii)である。Fig.5.3.5(ii)は、Fig.5.3.5(i)の時間軸を変え、減衰振動部分の様子を見たものであるが、この部分では、圧力と加速度との周期は全く一致している。

中央部に弾性板をはめ込んだ場合の影響を見た例がFig.5.3.6(i)(ii)である。図中d_zは弾性板中心での変位を表わすが、変位計の出力が非線型のため、波形の上部は下部に比してかなり拡大されていることを留意されたい。

Fig.5.3.7は、衝撃水圧波形の最大値P_{max}と着水速度Vとの関係を示したもので、剛体、弾性体いずれの場合にも、
$$P_{max} \propto V^2$$

である。なお図中参考のためchuangの自由落下モードでの実験結果〔2〕 (銅製箱型2次元模型、底部508 mm×673 mm×127 mm) を併記した。弾性体は、剛体模型に比してP_{max}は約40%高く、既に指摘されているように衝撃水圧の最大値に関して剛体模型による実験が必ずしも安全側とならないこともあると思われる〔3〕。

加速度の最大値と着水速度の関係を示したものがFig.5.3.8である。球状底面あるいは円錐状底面の最大加速度は、着水速度の自乗に比例することが検証されているが、今回の平底模型による実験結果は、むしろ着水速度に比例する傾向が見受けられる。しかし衝撃圧力の減衰部の挙動も含め、断定的結論を導くためには、供試模型の可撓性等につき詳細な検討を加える必要があると思われる。

参 考 文 献

- 1) 菅井和夫外, "衝撃水圧試験装置の概要と一実験", 船研研究発表会講演概要, 1972.
- 2) S.L.Chuang, "Experiments on flat bottom slamming", J.S.R., vol.10 no.1, 1966.
- 3) 平野陽一, "着水衝撃について", 日本航空宇宙学会誌, vol.19, 1971.

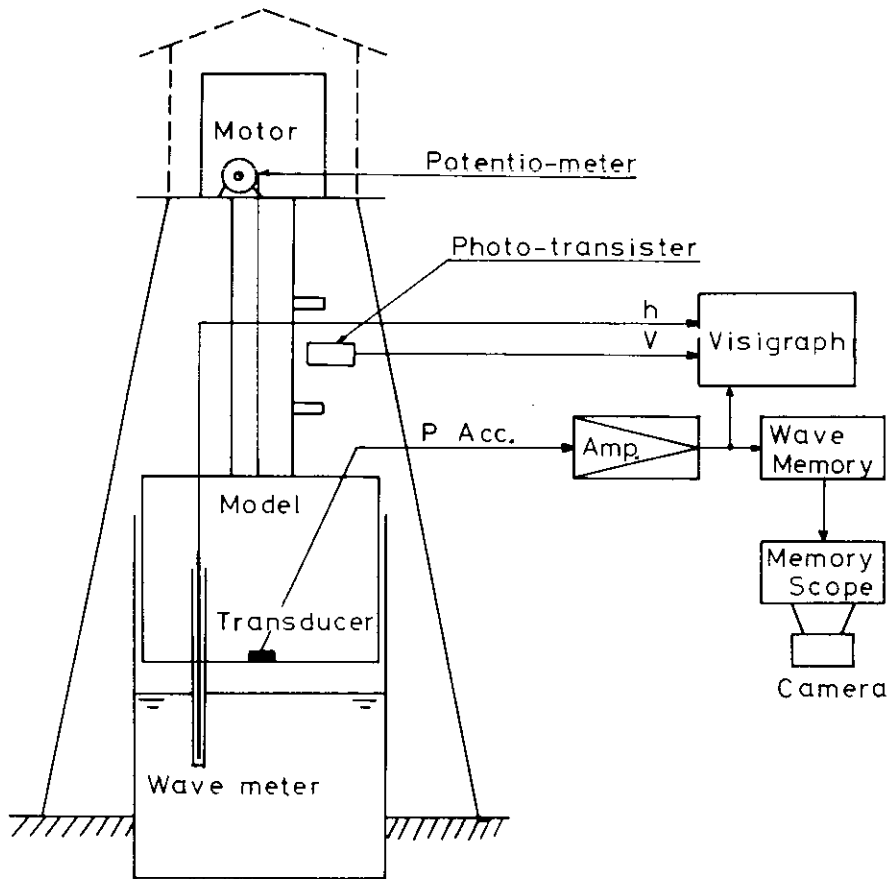


Fig. 5.3.1 実験装置

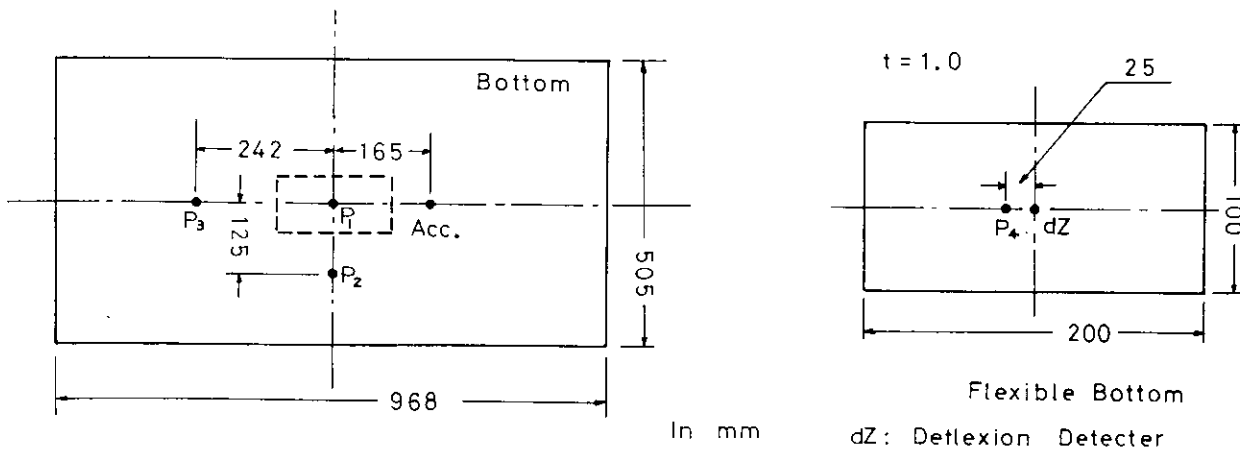


Fig. 5.3.2 供試模型

T. No. 46

P_1

$\square 0.178 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$
4 ms

P_2

$\square 0.170 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$
4 ms

$V = 0.875 \text{ m/s}$

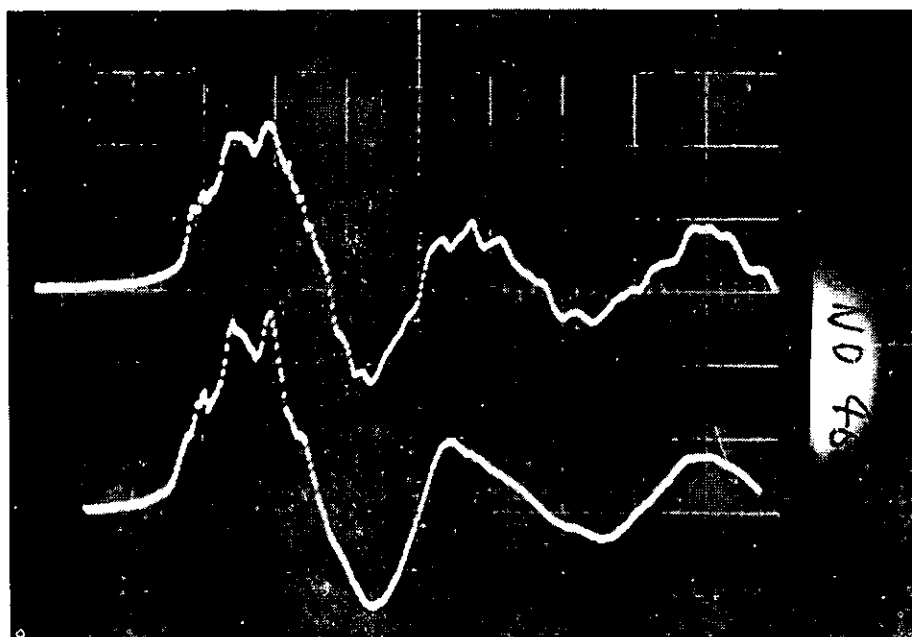


Fig. 5.3.3 衝擊压力波形(i)

T. No. 47

P_1

$\square 0.178 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$
4 ms

P_3

$\square 0.183 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$
4 ms

$V = 0.867 \text{ m/s}$

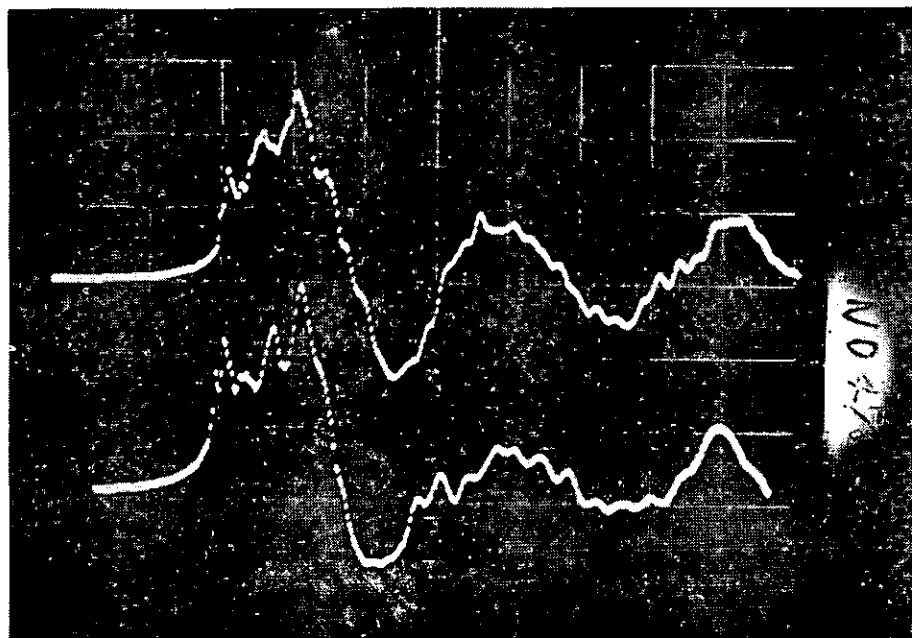


Fig. 5.3.4 衝擊压力波形(ii)

T.No.53

P_i
 $\square .091 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$
 4 ms

Acc.
 $\square 7.66 \text{ g}$
 4 ms

$V = 0.625 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

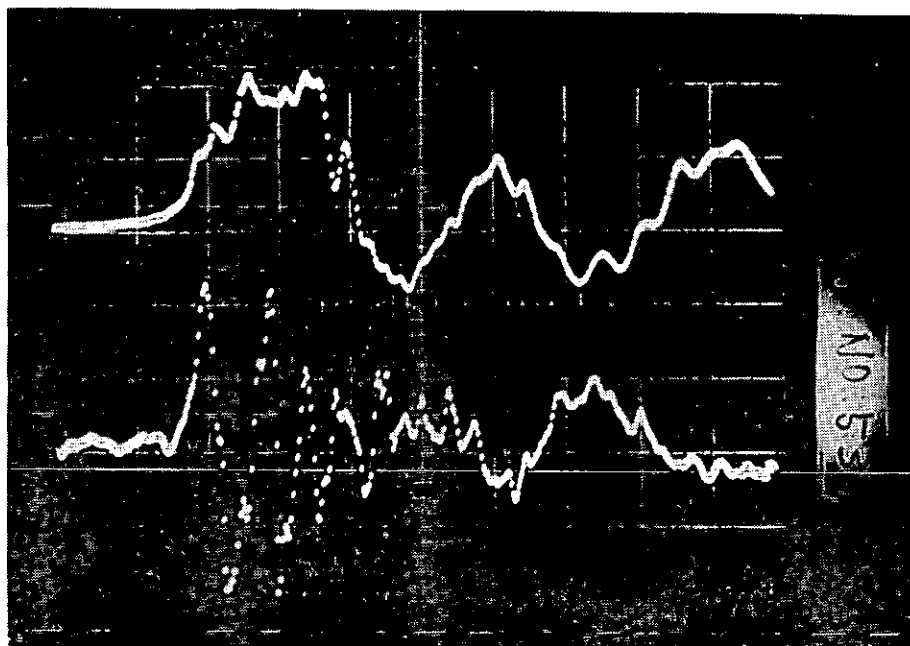


Fig. 5.3.5 (i) 衝撃圧力と加速度

T.No.53

P_i
 $\square .091 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$
 20 ms

Acc.
 $\square 7.66 \text{ g}$
 20 ms

$V = 0.625 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

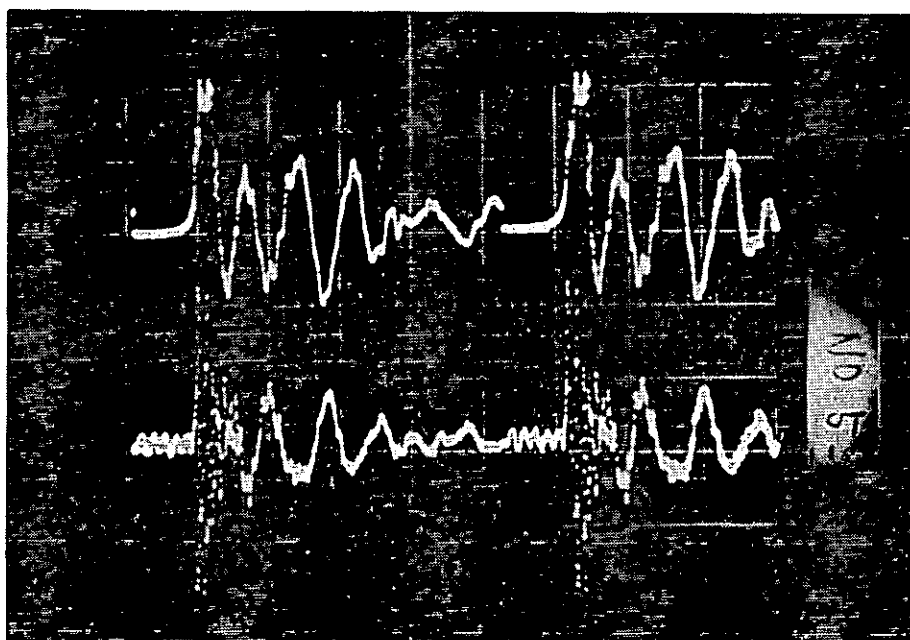


Fig. 5.3.5 (ii) 衝撃圧力と加速度 (圧縮図)

T. No. 113

$$P_2 = 0.167 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$$

4 ms

$$P_4 = 0.211 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$$

4 ms

$$V = 0.915 \text{ m/s}$$

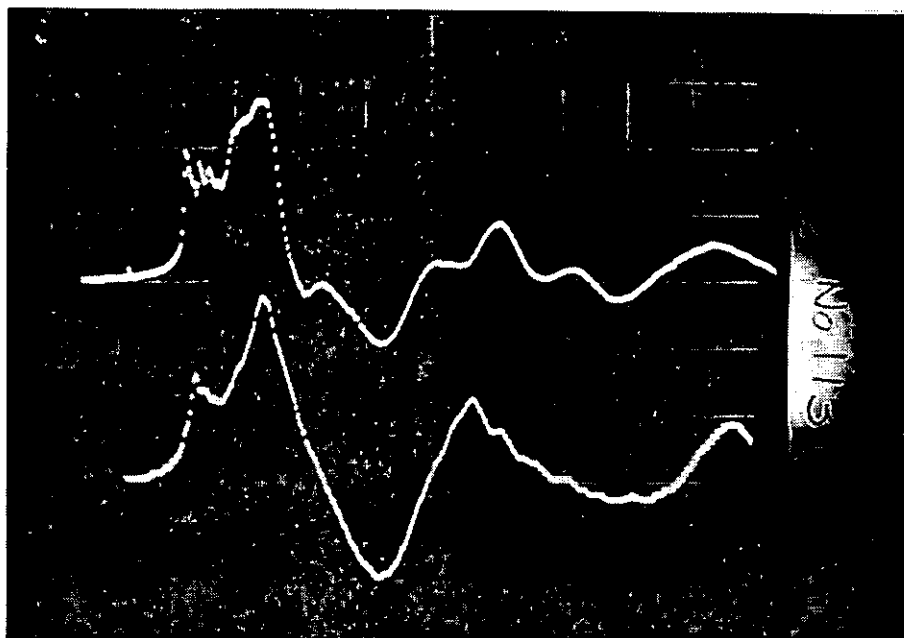


Fig. 5.3.6(i) 衝撃圧力 (剛体模型)

T. No. 123

$$dZ = 1.5 \text{ mm}$$

2.0 3.0 4.0

4 ms

$$P_4 = 0.426 \frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2}$$

4 ms

$$V = 1.013 \text{ m/s}$$

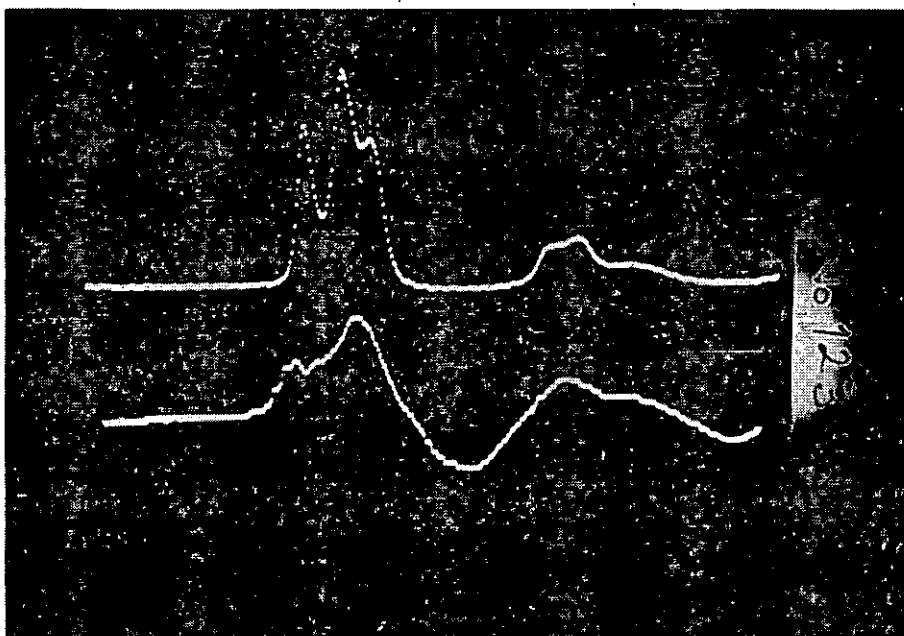


Fig. 5.3.6(ii) 衝撃圧力と変位 (弾性模型)

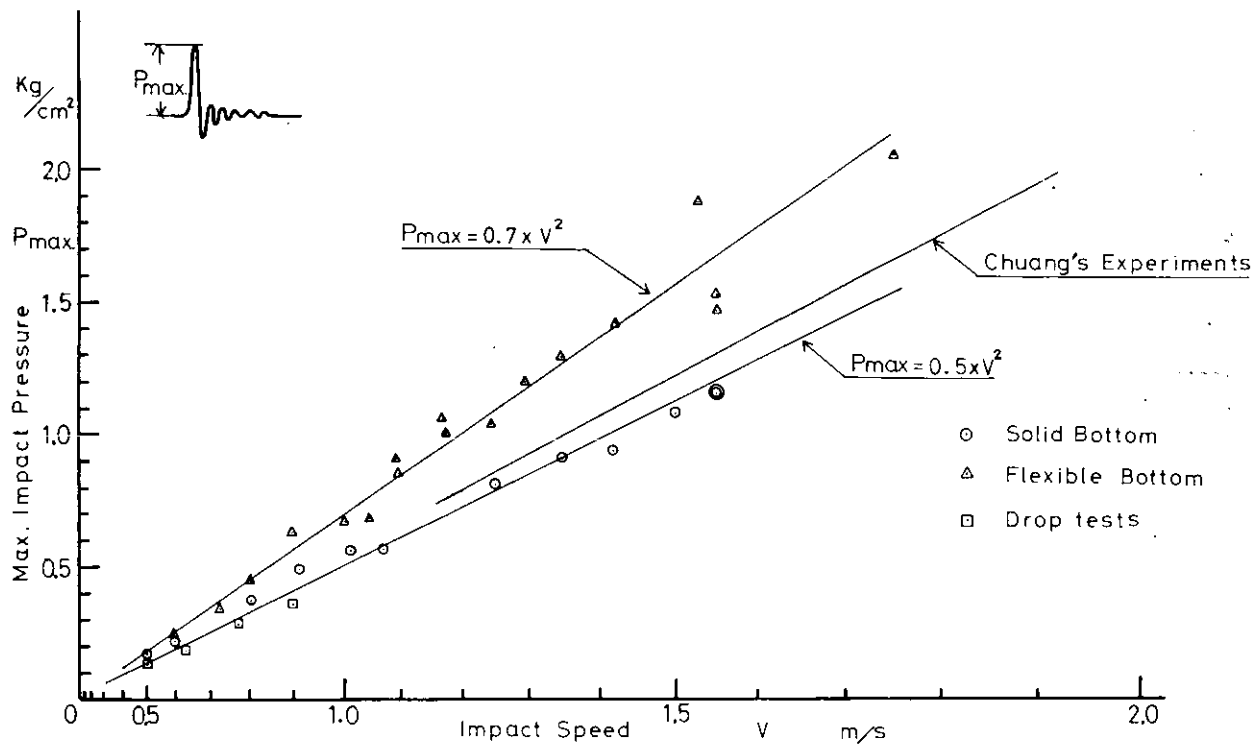


Fig. 5.3.7 最大衝撃圧力と着水速度

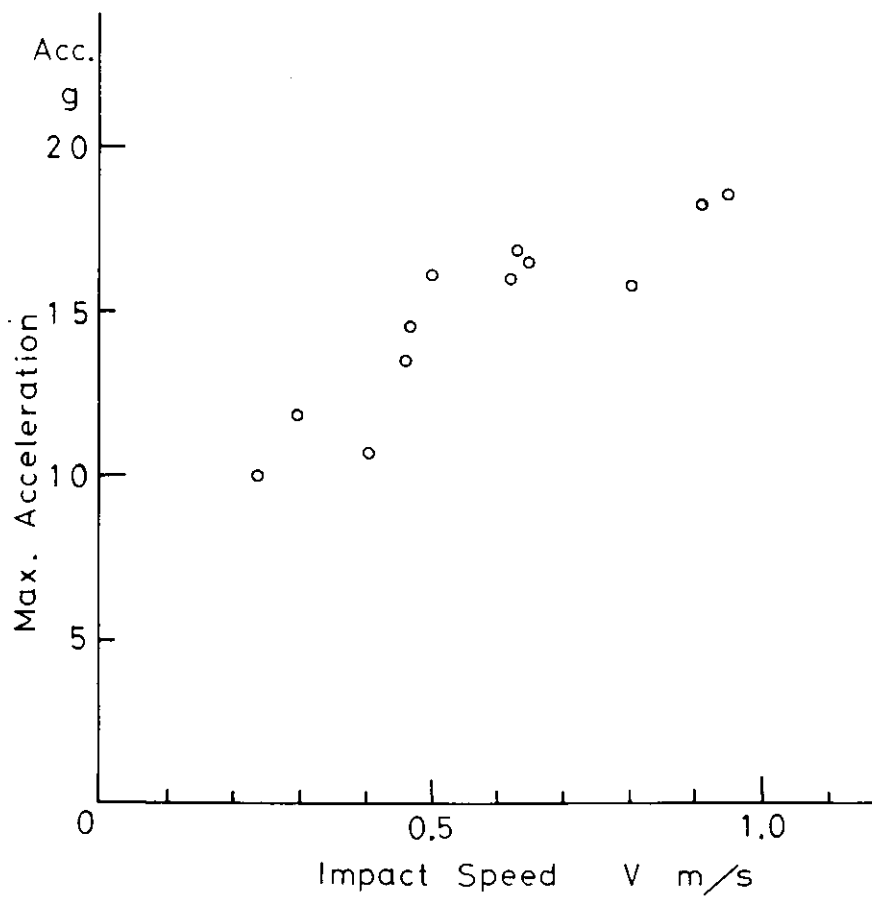


Fig. 5.3.8 最大加速度と着水速度

5.4 衝撃圧係数

流体力学的な衝撃圧が発生する条件を考えてみると、物体と流体との相対速度のうち、いま流体を止めて考えることにすると物体面に垂直な速度成分（ V_{ns} とおく）を有することが必要であることがわかる。なんとすれば、完全流体の仮定が成り立つならば、物体面上の接線方向の流体の速度成分によっては衝撃圧は発生しないからである¹⁾。物体面に垂直な方向の速度成分 V_{ns} によりもたらされる衝撃圧力も次のように分けて考えることができる。 V_{ns} のうち流体の境界面に垂直方向の速度成分を V_n とおき、流体の境界面の対応する位置での接線方向の速度成分を V_t とおくことにする。接線方向の速度成分 V_t により発生する圧力は、滑走板に生ずる圧力がそれであり¹⁾、渡辺の傾斜衝撃^{2) 3)}がこれに当る。この V_t により発生する圧力は、次に述べる流体の境界面に垂直な方向の速度成分 V_n により発生する圧力に比べて小さく、船体の振動などは除外して圧力値そのものを問題にする場合には無視して差支えないであろう^{1) 3)}。したがって波浪衝撃圧が発生するための必要条件は、物体面に垂直な方向の相対速度成分 V_{ns} のさらに水面に垂直な方向の速度成分 V_n が存在することである。 V_n により発生する衝撃圧もその発生機構により 2 つに大別することができる。衝撃圧が発生する時点において、物体と流体との間に空気が介在するかしないかによる分類である。空気が介在しそれが衝撃圧に影響をおよぼす場合を扱ったものがいわゆる Bagnold 理論^{4) 5)}であり、水面落下試験における平板の場合あるいは碎波衝撃圧、Bagnold 型衝撃⁶⁾といわれるものがこれに相当する。これに対して空気の影響を考えない場合を扱ったものがいわゆる Wagner 理論²⁾であり、くさび型の水面落下試験がこれに相当し、水面衝撃、Wagner 型衝撃あるいは正面衝撃³⁾とも呼ばれている。そのほか相対速度が非常に大きい場合には流体の圧縮性も考慮しなければならない^{7) 8)}。

ところで船舶に加わる波浪衝撃圧力は、衝撃圧の発生する場所により船底における slamming、船首船側における shadder、船首甲板における青波打込などの名称で衝撃圧力を発生させる現象として或る意味の分類が行なわれている。これらの衝撃圧力はいずれも基本的には Wagner 型か Bagnold 型に分類されるものである。しかし巨視的にみた物理的条件を同一にしたとしても、確率統計現象とみなした衝撃圧力の確率ならびにその大きさは、衝撃圧の発生する場所により違いがでることが予想される。

そこで衝撃圧の発生する場所による相違を調べるために、以下に述べる 3 種類のモデルを考え、これらに対応する実験を行ったのでここに報告する。

船底における slamming に対応するモデルとして、静止水面に物体を落下させるモデルを考え、この場合の衝撃現象を以下において水面落下衝撃型と呼ぶことにする。船首船側の衝撃現象は、船側に波の代りに水塊をぶつけるモデルでおきかえることにし、船側衝撃型と呼ぶことにする。船首甲板における青波打込に対しては、水塊を物体上に落下させるモデルでおきかえ、甲板衝撃型と呼ぶことにする。ただしこれらの波浪衝撃現象のモデルは実船におけるものに厳密に対応しているわけではなく、船体に対する水塊の衝突方向だけに着目して選んだモデルである。

衝撃圧の大きさは、最大衝撃圧を P_{max} 、相対速度のうちの V_n から逆算して求めた Wagner 理論における落下速度に対応する相対速度を V ¹⁾、流体の密度を ρ とおき

$$C(\beta) = P_{max} / \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (5.4.1)$$

なる無次元量の平均値で比較することにする。ただしこの係数 $C(\beta)$ は、衝撃圧発生時の物体表面と流体境界面のなす β の関数と考えられ、 $C(\beta)$ を衝撃圧係数、 β を衝撃角と呼ぶことにする。また衝撃圧の発現確率は、その平均値で無次元化した分布の密度ならびに標準偏差で比較することにする。

5.4.1 基礎的実験

i) 実験方法（船側衝撃型の場合）

アクリル製の小型水槽上に固定された水溜部の止水板の留金をはずすと水塊がダクト内を落下し、水溜部下部で 90° 方向が変えられて水塊が船側部の 2 次元模型に衝突する装置を用いた。（Fig. 5.4.1）ダクトより飛び出す水塊の前面の傾斜を高速度 16 mm フィルム（500 コマ/秒）で視察した結果、鉛直方向に対して約 30° であったので、この

水塊前面に対し、模型前面が 30° 、 25° 、 15° 、 0° の角度をとるように模型を前方に傾斜させて、横方向からの水塊に対する衝撃水圧を計測した。このとき水槽の水位は横方向ダクトの下端上面に合せ、2次元模型と横方向ダクトの先端との距離は10 cmとした。2次元模型の圧力取付位置は、ダクト中央線を延長させた位置に水圧計P 2を設け、ダクトの上下端に相当する ± 20 mmの位置に水圧計P 1、P 3を取り付けた。模型はP 2を中心に傾斜させた。

ii) 実験方法(甲板衝撃型の場合)

船側衝撃で用いた2次元模型を使って水塊の落下によって生ずる衝撃水圧を計測した。落下水塊の前面を平面とみなして、この面と水圧計を取付けた面の相対角度が 0° 、 5° 、 15° 、 30° の場合について実験を行った。装置についてはFig. 5.4.2に示す。

iii) 実験方法(水面落下衝撃型の場合)

Fig. 5.4.3に示す模型落下装置の4本柱にスライドベアリングを介して模型を設置するキャリッジを取り付けてある。装置の下部に水槽を置き、その水面との角度を 0° 、 5° 、 15° 、 30° とする4種のくさび型のアクリル製模型の底部に模型中心線を基準に3 cmの等間隔で水圧計P 1、P 2、P 3を取り付け、この模型を水面に落下させて発生した衝撃水圧を計測した。キャリッジと模型を合せた重量はほぼ10 Kgであった。

iv) 計測装置

計測項目ならびに使用した計測器はTable 5.4.1に示す通りである。計測系の周波数応答特性は仕様書通りとすれば10 KHzまでは保証されていることになる。しかし同様の計測系を用いて圧力計測系の周波数応答特性の検定を行った竹沢・長谷川の結果⁹⁾によれば1400 Hzで特性が少し落ちているのがみられる。本実験で得られた記録のうち水面落下衝撃では最大値をとる衝撃圧の継続時間が0.7 msのものもあり幾分低めの値を示している可能性はある。

波速計としては電気抵抗型の波高計を2台用いた。初め水塊の衝突速度と相対角度を求めようとしたが、水塊の面が2次元的な意味で均一ではなく飛沫が生じていることと、2台の波高計を極めて近接して取り付けたために電氣的に相互干渉が発生したことから、水塊の衝突速度のみを波高計の先端が水塊に接触する時刻差より算出した。波速計の取付位置と寸法をFig. 5.4.1に示す。

5.4.2 解析結果

計測点P 2を代表点に選びその点における最大衝撃圧力の平均値、最大値、標準偏差、さらに最大値、標準偏差と平均値の比を標本数と共にTable 5.4.2に示す。また船側衝撃型と甲板衝撃型に限ってP 2点における最大衝撃圧力の分布の密度を平均値で規格化してそれぞれFig. 5.4.4とFig. 5.4.5に示す。

(5.4.1)式を定義した衝撃圧係数を、衝撃時における物体表面と流体の境界面とのなす相対角としての衝撃角のに対してプロットしたものがFig. 5.4.6である。船側衝撃型と甲板衝撃型における衝撃圧係数は水面落下衝撃におけるものに比べてorderが小さいため、改めて $O(\beta)$ の小さい範囲を拡大してFig. 5.4.7に示す。なお甲板衝撃型と水面落下衝撃型のうちTable 5.4.2, Fig. 5.4.6, Fig. 5.4.7で()でくくったものは、得られた衝撃圧が使用した圧力計の仕様の範囲を越えているため実験値としての精度は低い。

5.4.3 考 察

i) 最大衝撃圧力の統計的ばらつきについて

P 2点を代表点として選び、最大衝撃圧力の標準偏差と平均値の比から実験値の統計的なばらつきについて調べてみる。標本数が約30ケと少ないため確定的なことは言えないが、次に述べる傾向がみられる。Table 5.4.2の最大衝撃圧力の標準偏差と平均値との比からわかるように、静止水面上にくさび型の模型を落下させる水面落下衝撃型の場合は実験値の再現性は極めて良好である。これに対して水塊を落下させる甲板衝撃型と水塊を船側に衝突させる船側衝撃型の場合には衝撃圧の実験値はばらつきが大きい。これは水塊がダクトを通過する際にすでに乱流状態となっており、衝突する時点での流体の境界面が乱れていることによると考えられる。また船側衝撃型と甲板衝撃型について実験値の分布の密度をとってみると、Fig. 5.4.4、5.4.5に合せて記入してあるRayleigh分布に近い形状

をもっているものがあることがわかる。しかし分布の密度の形状は水面落下衝撃型の場合には平均値のまわりに集中するので Rayleigh 分布とは著しく異った形となる。実船における船側衝撃現象は本実験における水面落下衝撃型から船側衝撃型のモデルにまでまたがるものと考えられる。したがって実船における衝撃圧の分布の密度は Rayleigh 分布から集中型にまでまたがるものと予想される。

ii) 衝撃圧係数 $C(\beta)$ について

Fig. 5.4.6, 5.4.7 からみて水面落下衝撃型の場合の $C(\beta)$ は船側衝撃型あるいは甲板衝撃型に比べて大きく、衝撃角 β が 15° より小さい範囲では order が一桁以上高くなっている。

船側衝撃型と甲板衝撃型の衝撃圧係数 $C(\beta)$ は、その平均値ではともに β の如何に拘らず 10 を越えることはなく、最大値では船側衝撃型より甲板衝撃型の方が大きい。 $C(\beta)$ の平均値でみる限り、船側衝撃型と甲板衝撃型の間に有意な差は認められない。栖原・肥山・古賀による水塊落下の実験⁽²⁾では $C(0^\circ) = 2.8$ が得られているのに対して、本実験では $C(0^\circ) = 4.3$ が得られており、order 的には妥当な値と考えられる。また衝撃角 β と衝撃圧係数 $C(\beta)$ との関係をみると、水面落下衝撃型では chuang の実験式に近い傾向を示しているのに対して、船側衝撃型、甲板衝撃型では Fig. 5.4.6 でみる限り $C(\beta)$ は衝撃角 β に強くは依存していないようである。

iii) 衝撃圧係数についての他の理論ならびに実験値との比較

Fig. 5.4.7 に他の理論値ならびに実験値を合せ記入してある。水面落下衝撃型の実験からは、chuang の 2 次元くさび型に対する経験式⁽¹⁰⁾に近い結果を得ている。また $\beta = 0^\circ$ における甲板衝撃型実験からは、栖原・肥山・古賀の実験値と order 的に近い値を得ている。衝撃角が $\beta = 0^\circ$ 付近における水面落下衝撃型の実験値として萩原・湯原は $C(0^\circ) = 400$ を得ており、chuang も $\beta = 1^\circ, 2^\circ$ 付近において三次元的船型平底模型による実験で $C(\beta) = 400$ を得ている。参考までに水面落下衝撃型に対する衝撃圧係数として衝撃角 30° 以下で、今までの実験値および理論値を含む形で

$$C(\beta) = 400 \exp \{-0.14 \beta\}$$

ただし、衝撃角 β は deg. でとるものとする。

なる曲線を記入してある。

参 考 文 献

- 1) chuang, S.L., "Slamming Tests of Three-Dimensional Models in Calm Water and Waves", NSRDC Report 4095, 1973
- 2) Wagner, H., "Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten", ZAMM 12, 1932
- 3) 渡辺憲弘, "船底衝撃の性質と, Whipping について", 西部造船会会報 32 号, 1966
- 4) Bagnold, R.A., "Interim Report on Wave-Pressure Research", J. Inst. Civil Eng., vol. 12, 1939
- 5) 日本造船研究協会 SR131 研究部会研究資料 No. 163, 1972
- 6) 西部造船会技術研究会構造部会, "船体の損傷に関する調査研究(4), 波浪による船首外板の損傷とその対策", 技術研究会報告第 16 号, 1974
- 7) Von Kármán, T., "The Impact on Seaplane Floats during Landing", NACA TM321, 1929
- 8) 萩原孝一, 湯原哲夫, "巨大船の船首波浪衝撃に対する強度", 三菱技報 vol. 11, No. 6, 1974

- 9) 竹沢誠二, 長谷川清一, “船体表面に働く波浪衝撃圧の特性について”, 日本造船学会論文集 135 号, 1974
- 10) Chuang, S.L. “Investigation of Impact of Rigid and Elastic Bodies with water”, NSRDC Report 3248, 1970
- 11) Verhagen, J.H.G. “The Impact of a Flat Plate on a Water Surface”, J. of Ship Research vol. 11, No. 4, 1967
- 12) 栖原寿郎, 肥山央, 古賀洋治, “水塊の衝突圧力と弾性板の応答”, 西部造船会会報第 46 号, 1973

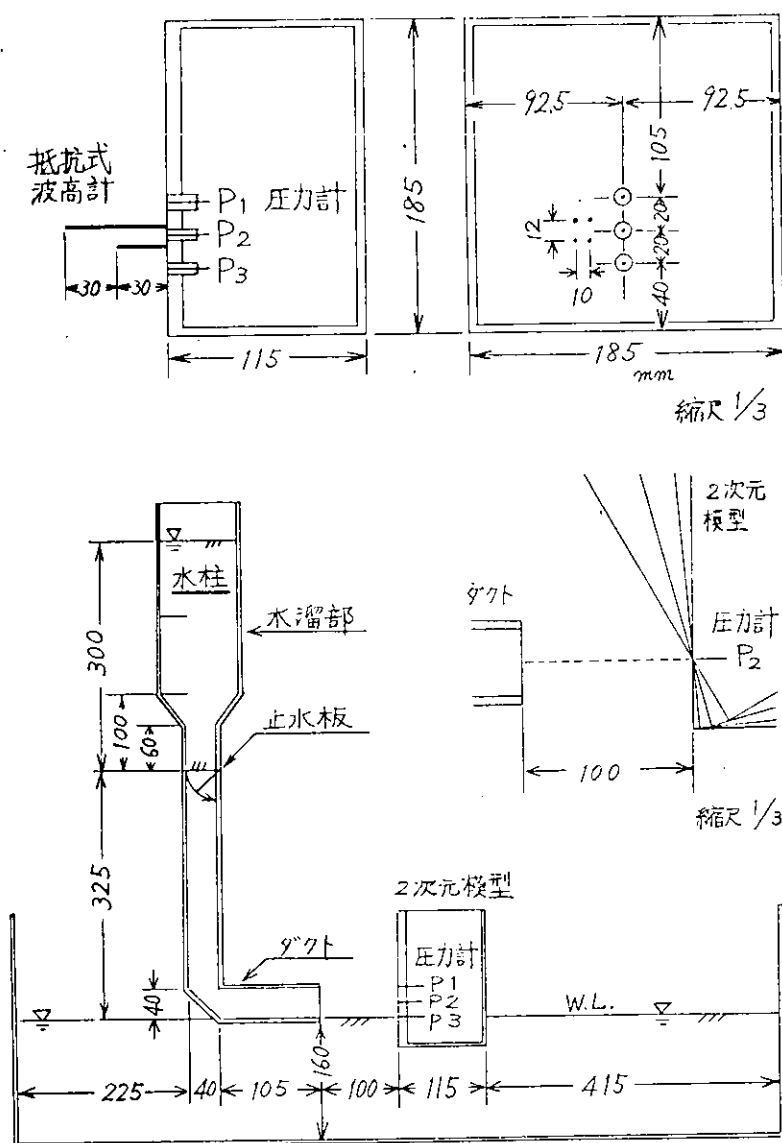


Fig. 5.4.1 船側衝撃実験装置

Table 5.4.1 計測装置

	計測項目	検出器	増幅器	記録器	再生記録
1	水圧1 (P1)	豊田工機 PMS 5-0.5 H 周波数特性 10 KHz	豊田工機 THA - 3 A 周波数特性 DC ~ 10 KHz	アナログデータ レコーダー 共和電業 RTP 110 A テープスピード 76 cm/sec	光学式電磁 オシログラフ 三栄測器 ビシグラフ FR 102
		2 (P2)	"	"	ガルバノメーター
		3 (P3)	"	周波数特性	G 1000
2	波速	抵抗型波高計	三栄測器 交流型歪増幅器 6 L 4 周波数特性 DC ~ 2 KHz	DC ~ 10 KHz	応答周波数 700 Hz 1/16 低速再生 時 11.2 KHz
3	落下速度	マイクロスイッチ			

Table 5.4.2 最大衝撃圧力 (計測点 P₂)

衝撃角 α		船側衝撃		甲板衝撃		水面落下衝撃	
		P ₂ Kg/cm ²	P ₂ $\sqrt{P_2}$	P ₂ Kg/cm ²	P ₂ $\sqrt{P_2}$	P ₂ Kg/cm ²	P ₂ $\sqrt{P_2}$
0°	標準偏差 σ	0.086	0.567	0.223	0.626	0.034	0.057
	max	0.410	2.709	(0.848)	2.382	0.678	1.163
	mean	0.151	1	0.356	1	0.583	1
	サンプル数 N	30		27		21	
5° (船側衝撃 の場合は 15°)	σ	0.072	0.461	0.160	0.449	0.104	0.101
	max	0.327	2.111	(0.697)	1.958	(1.144)	1.113
	mean	0.155	1	0.356	1	(1.028)	1
	N	28		32		21	
15° (船側衝撃 の場合は 25°)	σ	0.100	0.512	0.173	0.546	0.065	0.038
	max	0.403	2.061	(0.951)	3.000	(1.745)	1.020
	mean	0.196	1	0.317	1	(1.710)	
	N	30		30		20	
30°	σ	0.150	0.746	0.072	0.429	0.065	0.086
	max	0.495	2.459	0.353	2.101	(0.810)	1.067
	mean	0.201	1	0.168	1	(0.759)	1
	N	29		30		20	

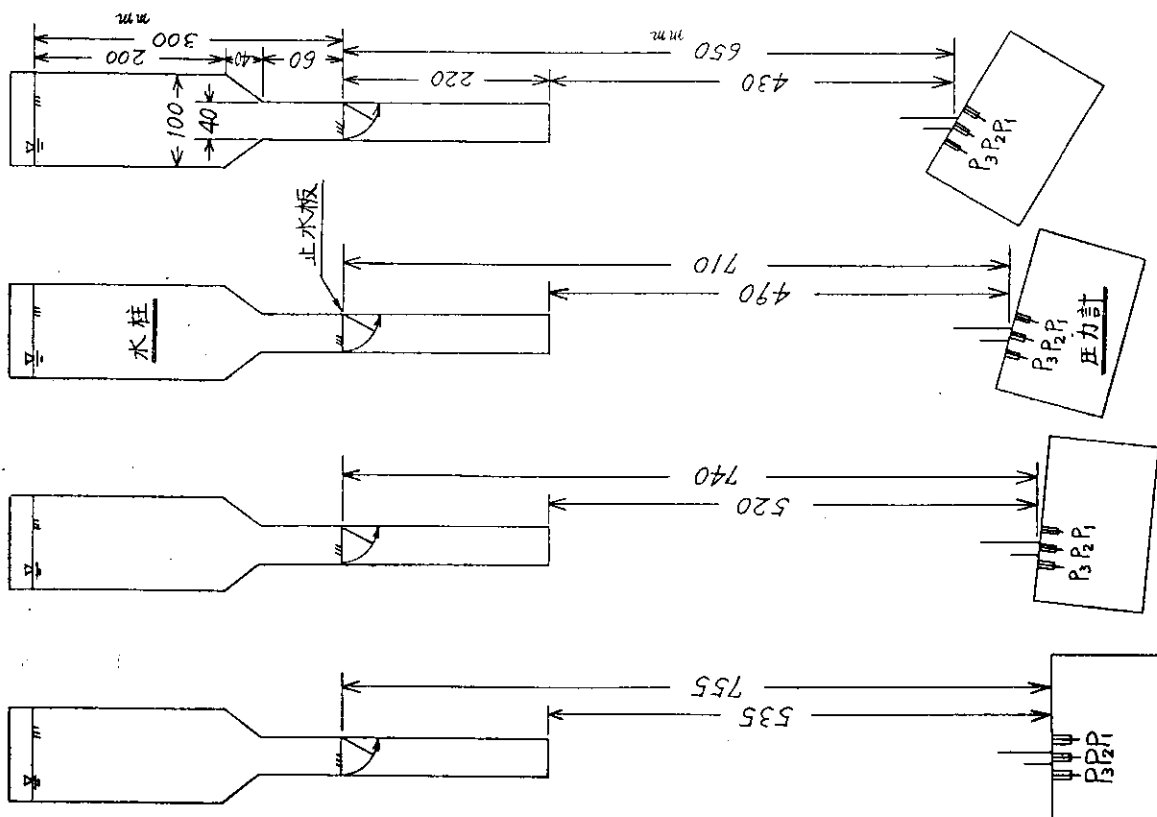


Fig. 5.4.2 甲板衝擊実験装置

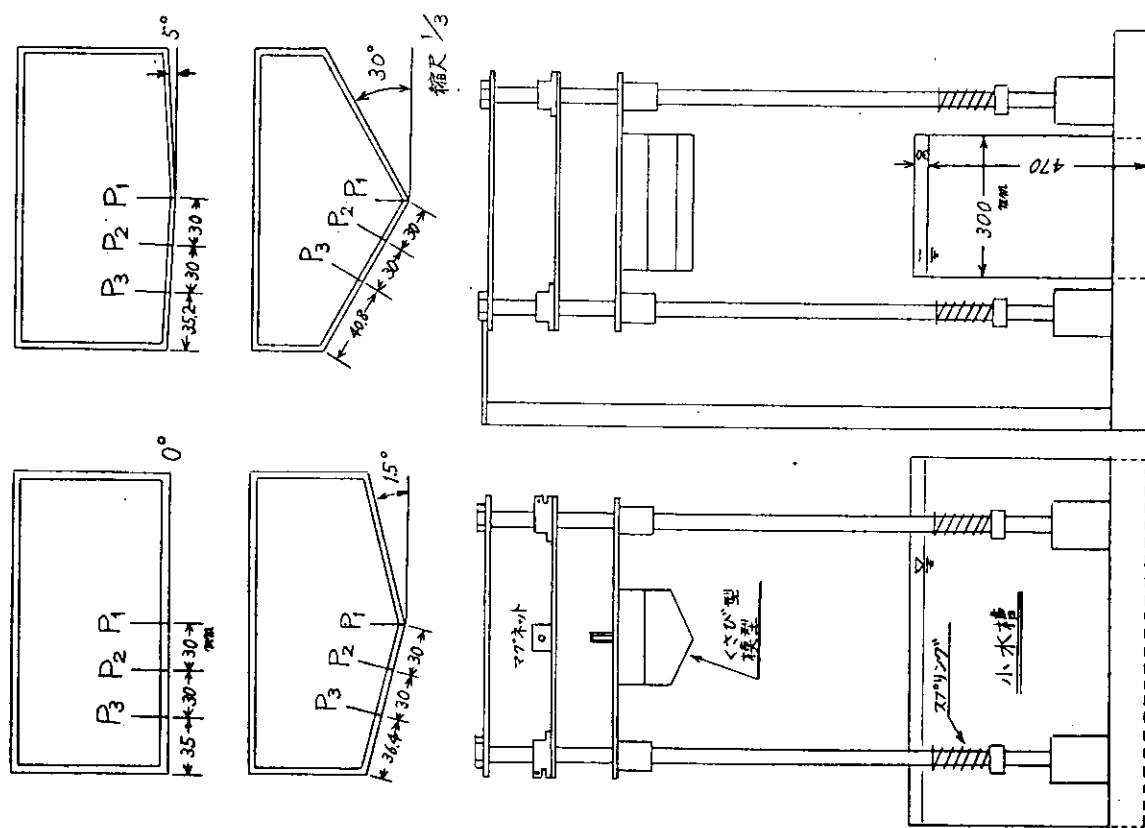


Fig. 5.4.3 水面落下衝擊実験装置

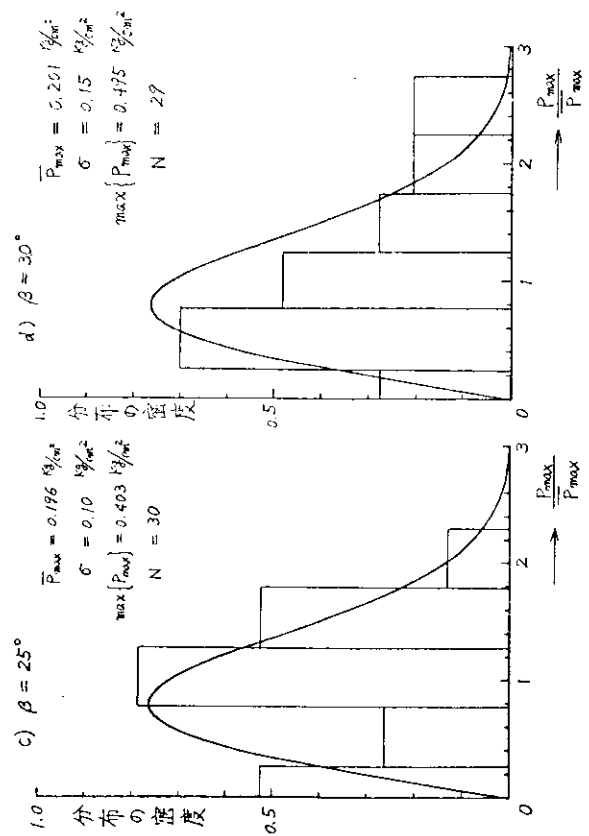
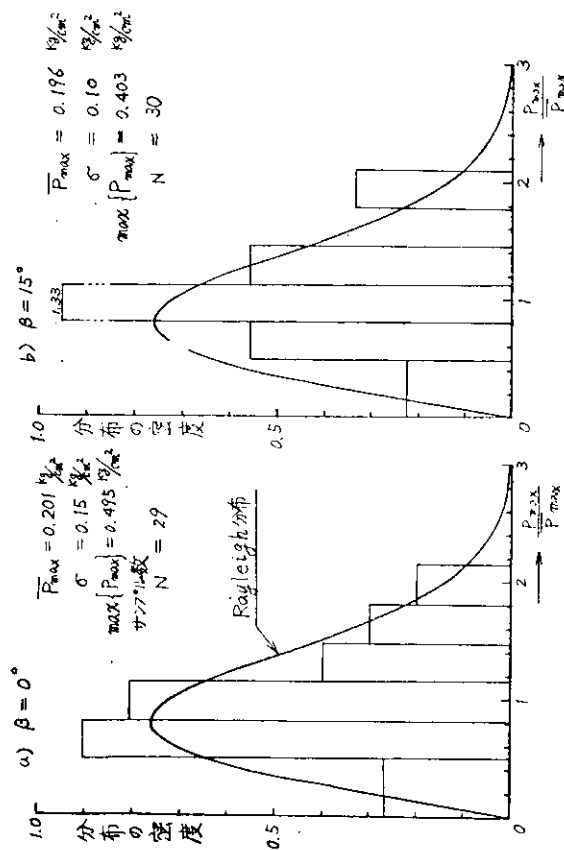


Fig. 5.4.4 最大衝撃圧力の分布密度 (船間衝突型)

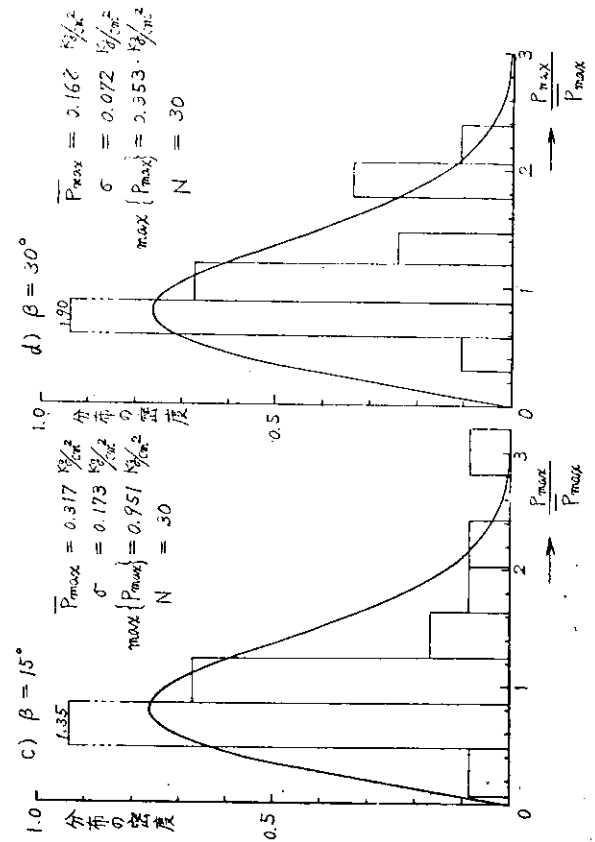
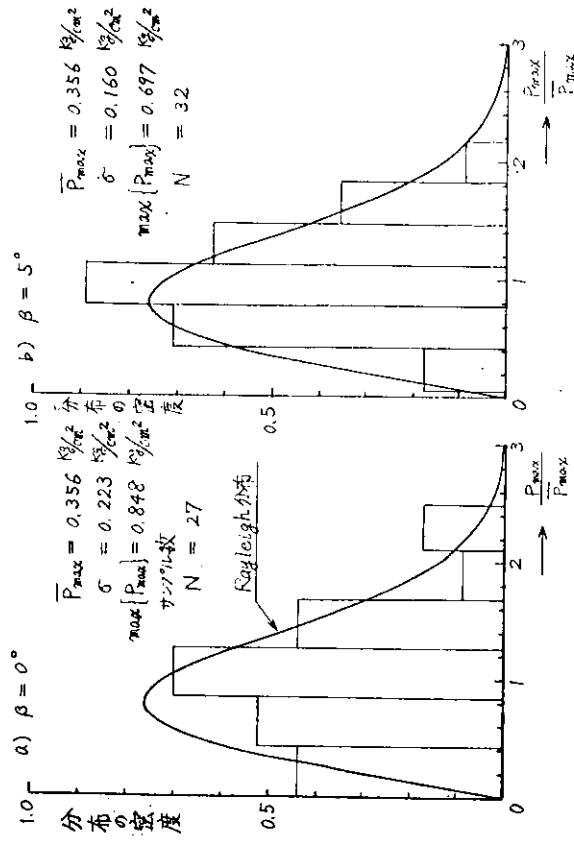


Fig. 5.4.5 最大衝撃圧力の分布の密度 (甲板衝突型)

$$C(\beta) = \frac{P_{max}}{\frac{1}{2} \rho V^2}$$

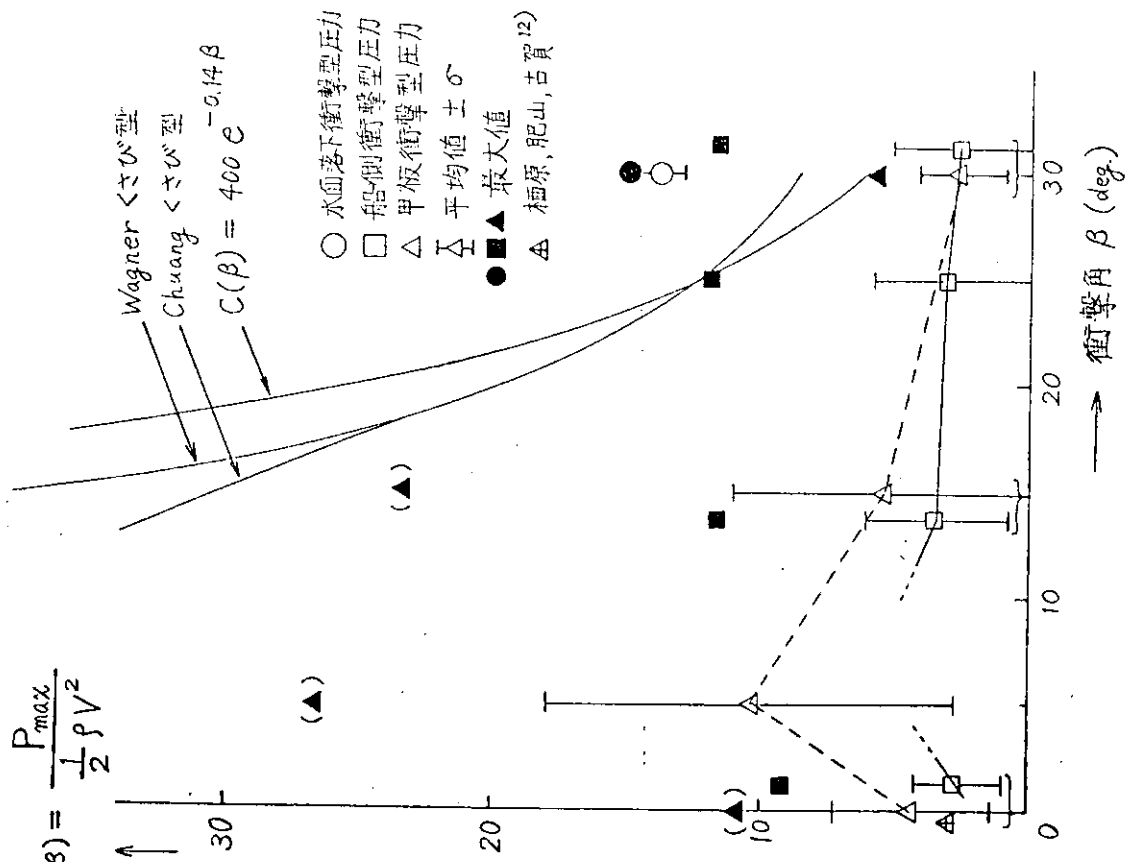


Fig. 5.4.6 衝撃圧力係数と衝撃角の関係

$$P_{max} = C(\beta) \cdot \frac{1}{2} \rho V^2$$

- 水面落下衝撃型圧力平均値
- 船側衝撃型圧力平均値
- △ 甲板衝撃型圧力平均値
- ▽ 平均値 ± σ
- ▲ 最大値
- ⊕ 萩原・湯原²⁾
- ▽ 東大⁵⁾
- ⊠ Verhagen¹¹⁾

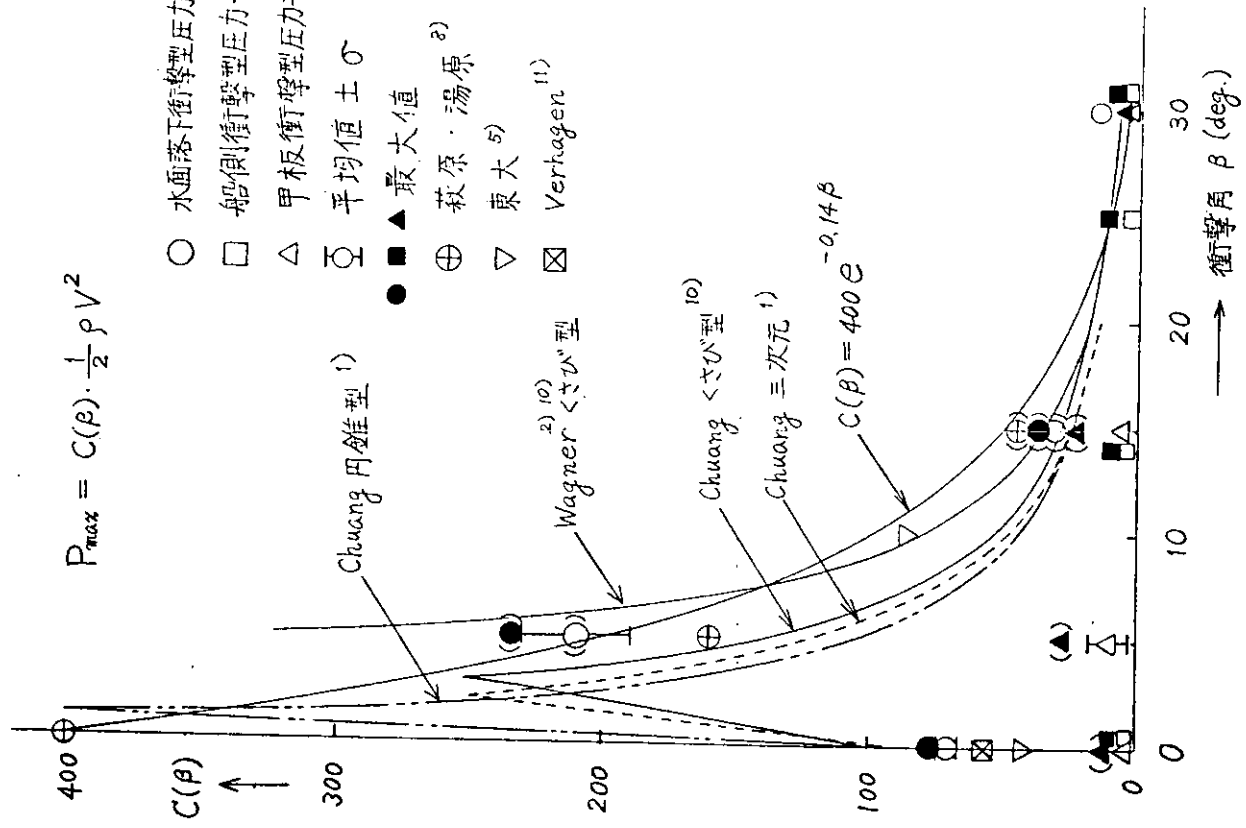


Fig. 5.4.7 衝撃圧力係数と衝撃角の関係

5.5 波面の移動速度

5.5.1 与えられた波面の移動速度

Fig. 5.5.1 の座標系に於いて、二次元波面が

$$z = \eta(x, t) \quad (5.5.1)$$

と与えられている場合の、波面の水平、鉛直、法線方向の移動速度 C_x , C_z , C_n は次の通りである。まず、 x , t の微小変化 Δx , Δt による z の変化 Δz は、

$$\Delta z = \eta_x \cdot \Delta x + \eta_t \cdot \Delta t \quad (5.5.2)$$

と表現出来る。但し η に関する Suffix は偏微分を表す。 C_x については (5.5.2) に於いて $\Delta z = 0$ とすれば、

$$C_x = \Delta x / \Delta t = -\eta_t / \eta_x \quad (5.5.3)$$

又、 C_z については $\Delta x = 0$ より 直ちに

$$C_z = \Delta z / \Delta t = \eta_t \quad (5.5.4)$$

を得る。(5.5.3) の C_x は規則波の位相速度に相当するものであって、任意波形の場合は局所位相速度を定義していると云える。次に C_n については、直交条件 $\eta_x \cdot \Delta z / \Delta x = -1$ 及び (5.5.2) より、 Δx , Δz を Δt で表現し、法線方向の移動量 Δn を求めれば、

$$\Delta n = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta z)^2} = \frac{\eta_t}{\sqrt{1 + \eta_x^2}} \cdot \Delta t \quad (5.5.5)$$

であるから

$$C_n = \Delta n / \Delta t = \frac{\eta_t}{\sqrt{1 + \eta_x^2}} \quad (5.5.6)$$

と表現される。以上の関係は波面の進行方向による違いをも表現している。式 (5.5.3), (5.5.6) より明らかに

$$|C_x| \geq |C_n| \quad (5.5.7)$$

であって、波面の傾きが大きなる $|\eta_x| \geq 1$ の時に

$$C_n \rightarrow \eta_t / |\eta_x| \quad (\text{即ち } |C_n| \rightarrow |C_x|) \quad (5.5.8)$$

となる。又 $|\eta_x| \ll 1$ の時には、当然の事ながら、

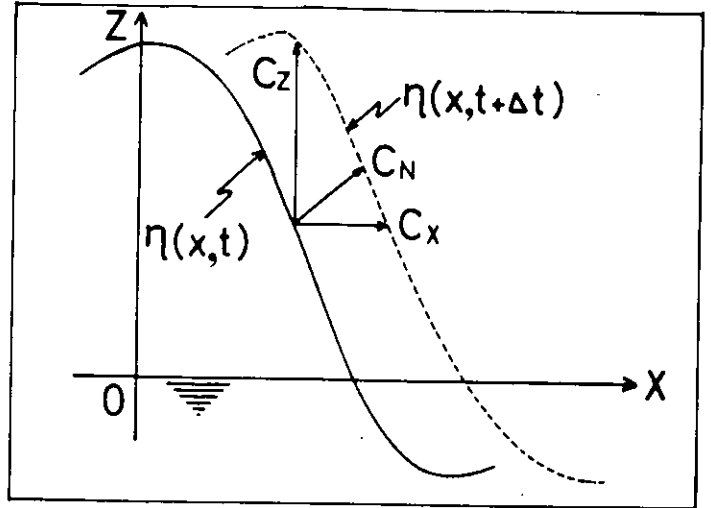


Fig. 5.5.1

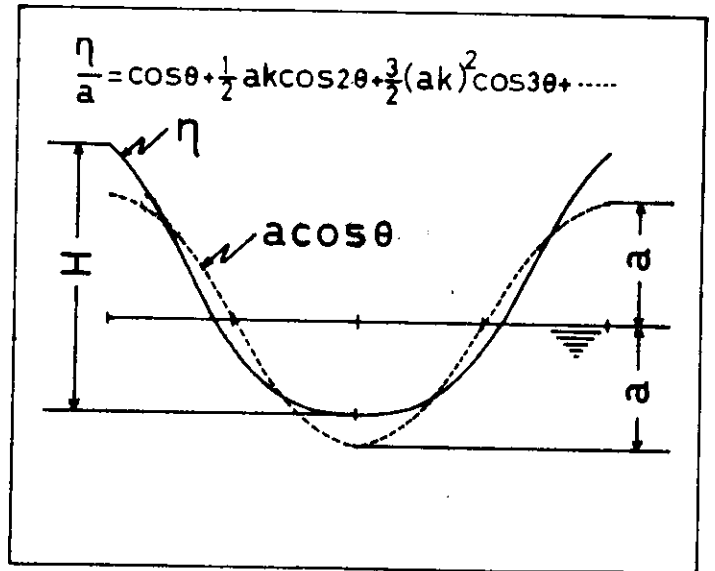


Fig. 5.5.2

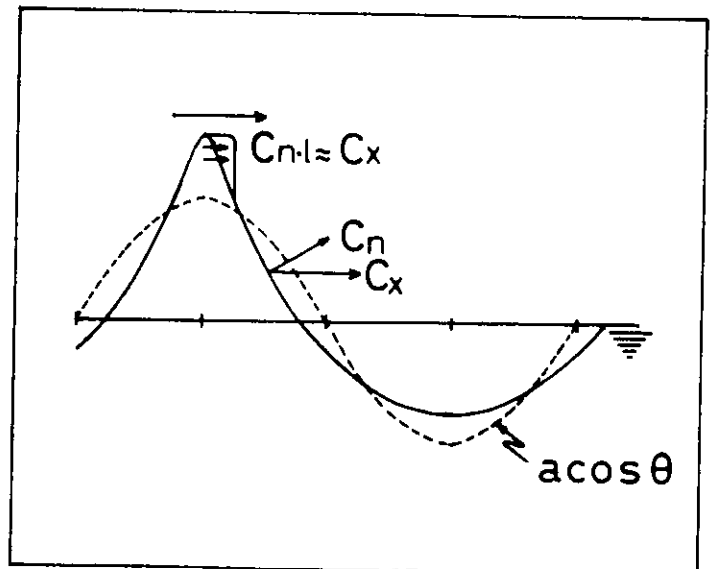


Fig. 5.5.3

$$C_n \rightarrow \eta_t (= C_z) \quad (5.5.9)$$

となる。

5.5.2 規則波の波面移動速度

具体例として正弦波

$$\eta(x, t) = a \cdot \cos \theta(x, t) \quad (\theta(x, t) = -\omega t + kx) \quad (5.5.10)$$

ω : 角周波数, k : 角波数

を考えれば, (5.5.3) より水平方向速度は

$$C_x = \omega / k \quad (5.5.11)$$

となり, 位相函数 θ に依存せず, 位相速度に等しい。(5.5.3) が局所位相速度と呼べる所以である。次に法線方向速度は (5.5.6) より

$$C_n = \frac{a\omega \cdot \sin \theta}{\sqrt{1 + a^2 k^2 \sin^2 \theta}} \quad (5.5.12)$$

又, C_n の最大値 $C_{n \cdot \max}$ は, 次式となる。

$$C_{n \cdot \max} = \frac{a\omega}{\sqrt{1 + a^2 k^2}} \quad (5.5.13)$$

所で, (5.5.10) で表現され得る水波は無限大水深に於ける微小振幅波であるので, $a \cdot k \ll 1$ なる条件の下では各々

$$C_n \approx a\omega \cdot \sin \theta \quad (a \cdot k \ll 1) \quad (5.5.14)$$

$$C_{n \cdot \max} \approx a\omega \quad (a \cdot k \ll 1) \quad (5.5.15)$$

と近似される。次に, 無限大水深に於ける有限振幅波の C_n の限界を考える。一定周波数 ω の波に注目すると, 半振幅 a の増大に従って, 波数 k は減少し, $ak = \frac{\pi}{7}$ を超える安定な規則波は存在し得ない事は良く知られている。この Criterion を用いて次の近似を考える。

まず, 無限大水深有限振幅波の摂動展開による第3近似に於いては波高を H , その時の一次近似に於る波高を $2a$ とすれば (Fig. 5.5.2), 波傾斜を $\beta (= ak)$ として,

$$\left(\frac{H}{2} \cdot k\right)^2 = (ak)^2 + O(\beta^4) \quad (5.5.16)$$

なる関係があるから, 位相速度

$$C = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \{1 + (ak)^2\}^{\frac{1}{2}}} \quad (5.5.17)$$

に於て, a の代わりに $H/2$ を用いる時は誤差は $O(\beta^4)$ の程度となる。従って, a として

$$a \approx H/2 \quad (5.5.18)$$

を用いる事にする。片振幅が a である様な波の存在限界は先にも述べた様に

$$ak \approx \frac{\pi}{7} \quad (5.5.19)$$

で与えられるから, 対応する k は

$$k \approx \frac{\pi}{7 \cdot a} = \frac{0.44880}{a} \quad (5.5.20)$$

(5.5.17) を用いれば

$$\omega \approx \sqrt{\frac{\pi g}{7a}} \left\{ 1 + \left(\frac{\pi}{7} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = 2.2987 \cdot \sqrt{\frac{1}{a}} \quad (5.5.21)$$

$$C \approx \sqrt{\frac{7ag}{\pi}} \left\{ 1 + \left(\frac{\pi}{7} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = 5.1219 \sqrt{a} \quad (5.5.22)$$

(5.5.20), (5.5.21) より

$$k \approx 0.084934 \cdot \omega^2 = 0.83235 \cdot \frac{\omega^2}{g} = 0.83235 k_0 \quad (5.5.23)$$

但し k_0 は線型理論に於ける波数である。

次に Fig. 5.5.2 中に示すような Stokes 展開に於いて

$$\eta_1/a = f(\beta, \theta) \cdot \omega \quad \text{但し } \beta = ak, \quad \theta = kx - \omega t \quad (5.5.24)$$

なる $f(\beta, \theta)$ を考えると

$$\eta_x/a = -f(\beta, \theta) \cdot k \quad (5.5.25)$$

と書く事が出来る。3次近似では

$$f(\beta, \theta) = \sin \theta + \beta \sin 2\theta + \frac{9}{8} \beta^2 \sin^3 \theta \quad (5.5.26)$$

である。(5.5.24, 25) を (5.5.6) に代入すれば

$$C_n = \text{sgn}(f) \cdot \frac{a\omega}{\sqrt{1/f^2 + (ak)^2}} \quad (5.5.27)$$

であるが、 f の最大値 $f_{\max}$ は 1 以上の値となるから $C_n \cdot \max$ について、次の不等式

$$C_n \cdot \max = \frac{a\omega}{\sqrt{1/f_{\max}^2 + (ak)^2}} > \frac{a\omega}{\sqrt{1 + (ak)^2}} = \begin{pmatrix} 0.9123 a\omega \\ \text{但し } ak = \frac{\pi}{7} \\ \text{の時} \end{pmatrix} \quad (5.5.28)$$

が成立する。ここで不等式の右边は (5.5.13) であって、当然の事ながら、 $C_n \cdot \max$ は正弦波で置換えて求めた値より大きくなる事を示している。一方、有限振幅波が限界に達して波崩れを生じ始めた時の局所的な波面法線速度 (Fig. 5.5.3) $C_n \cdot l$ は位相速度 (5.5.22) と同程度と考えられるから、(5.5.28) と合わせて

$$0.9123 a\omega = 2.0971 \cdot \sqrt{a} < C_n \cdot \max < 5.1219 \cdot \sqrt{a} \quad (\text{単位MKS}) \quad (5.5.29)$$

なる不等式が、極限波形に対して成立するものと考えられる。(5.5.29) 式は、ミクロ的な最大波面法線速度が、マクロ的な視点から求めたそれよりも、2.5 倍程度大きくなり得る事を示している。具体例として $a = 0.15 \text{ (m)}$ とすると、 $k = 2.992 \text{ (rad/m)}$, $\lambda = 2.099 \text{ (m)}$, $\omega = 5.1401 \text{ (rad/s)}$, $C = 2.291 \text{ (m/s)}$ であって

$$0.9379 < C_n \cdot \max < 2.291 \text{ (m/s)}$$

となる。以上の事は、巻き波的崩れの生じ難い海洋波についても大略適用し得ると考えられるが、過渡水波の集中の如き現象が生じた場合については、別に考慮する必要がある。

5.5.3. 過渡水波の波面移動速度

ここではいわゆる、集中性の過渡水波について考える事にする。まず、 $x = 0$ で集中する微小振幅過渡水波について

は、分散関係 $k = \omega^2/g$ を用いればフーリエ・スペクトルは $A(\omega) \cdot e^{-i \frac{\omega^2}{g} x}$ と表現出来るから、 η は

$$\eta(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty A(\omega) \cdot \cos \theta d\omega \quad (5.5.30)$$

$$\text{但し } \theta = \omega t - \frac{\omega^2}{g} x$$

と書かれる。これより C_x, C_n を (5.5.3), (5.5.6) により求めれば、

$$C_x = \frac{\int_0^\infty A \cdot \omega \sin \theta d\omega}{\int_0^\infty A \cdot \frac{\omega^2}{g} \sin \theta d\omega} \quad (5.5.31)$$

$$C_n = \frac{-\frac{1}{\pi} \int_0^\infty A \cdot \omega \sin \theta d\omega}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\pi} \int_0^\infty A \cdot \frac{\omega^2}{g} \sin \theta d\omega \right)^2}} \quad (5.5.32)$$

$$\approx -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty A \cdot \omega \sin \theta d\omega \quad (\text{微小振巾}) \quad (5.5.33)$$

を得る。具体的な $A(\omega)$ として、

$$A(\omega) = \begin{cases} d\omega & \omega_1 \leq \omega \leq \omega_2 \\ 0 & \omega < \omega_1, \omega > \omega_2 \end{cases} \quad (5.5.34)$$

なる形を考えれば、集中に於ける頂点の $C_x(x, t)$ は、 $\sin \theta(0, \Delta t) \approx \omega \Delta t$ より

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} C_x(0, \Delta t) = \frac{\alpha(\omega_2^{n+3} - \omega_1^{n+3}) / (n+3)}{\alpha(\omega_2^{n+4} - \omega_1^{n+4}) / g(n+4)} = \frac{g(n+4)}{n+3} \cdot \frac{\omega_2^{n+2} + \dots + \omega_1^{n+2}}{\omega_2^{n+3} + \dots + \omega_1^{n+3}} \quad (5.5.35)$$

$$\text{但し } n \neq -3, -4$$

となる。

$n = -2$ の時は、次式となる。

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} C_x(0, \Delta t) = \frac{g}{\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}} = \frac{g}{\omega_c} \quad \left(\omega_c = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \right) \quad (5.5.56)$$

これは $A = \alpha/\omega^2$ 形スペクトルの時は、集中に於ける頂点の水平方向移動速度が中心周波数 ω_c の正弦波の位相速度に等しくなる事を意味する。又、 $n = 0$ の場合は、

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} C_x(0, \Delta t) = \frac{4g}{3} \frac{1}{\omega_1 + \omega_2} \left\{ 1 + \frac{\omega_2 \omega_1}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right\} \leq \frac{g}{\omega_c} \quad (5.5.37)$$

(等号は $\omega_1 \approx \omega_2$ の時)

であって中心周波数に対応する位相速度より小さい。なお振幅一定で、しかも周波数帯域が狭い場合は位相分布を直線近似する事により

$$\eta(x, t) \approx a \frac{\sin \{ k(x - \frac{1}{2}t) \}}{K(x - \frac{1}{2}Ct)} \cos \{ k(x - ct) \} \quad (5.5.38)$$

なる表現が可能である。ここで k, K, C, a は

$$a = \frac{\Delta\omega}{\pi} \Lambda(\omega), \quad k = \frac{1}{g} \omega_c^2, \quad C = \frac{\omega_c}{k}, \quad K = \frac{\omega_c}{g} \Delta\omega \quad (\text{但し } \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1)$$

である。

5.5.4 合成波の波面移動速度

波形として次式が与えられている場合を考える。

$$\eta(x, t) = \eta_1 + \eta_2 \quad (5.5.39)$$

$$\text{但し} \begin{cases} \eta_1 = a_1 \cos \theta_1 & \theta_1 = k_1 x - \omega_1 t + \varepsilon_1 \\ \eta_2 = a_2 \cos \theta_2 & \theta_2 = k_2 x - \omega_2 t + \varepsilon_2 \end{cases} \quad (5.5.40)$$

正弦波の合成は微小振幅線型波を仮定した事と同等であって、相互作用による位相速度変化（即ち波数の変化）は考慮されていない。（5.5.6）より、 $k_1 > 0, k_2 > 0$ （即ち同一方向進行）として、

$$C_n = \frac{a_1 \omega_1 \sin \theta_1 + a_2 \omega_2 \sin \theta_2}{\sqrt{1 + (a_1 k_1 \sin \theta_1 + a_2 k_2 \sin \theta_2)^2}} \approx a_1 \omega_1 \sin \theta_1 + a_2 \omega_2 \sin \theta_2 \quad (5.5.41)$$

$$C_n \cdot \max = \frac{a_1 \omega_1 + a_2 \omega_2}{\sqrt{1 + (a_1 k_1 + a_2 k_2)^2}} \approx a_1 \omega_1 + a_2 \omega_2 \quad (5.5.42)$$

但し右辺第2項は微小振幅波の場合である。互に逆行する場合は、 $k_2 < 0$ とすればよいから、 $C_n \cdot \max$ としては、次の範囲にある。

$$C_n \cdot \max \leq a_1 \omega_1 + a_2 \omega_2 \quad (5.5.43)$$

いづれにしても、過大評価を採用すれば $C_n \cdot \max = a_1 \omega_1 + a_2 \omega_2$ でよい。又、有限振幅波に於ける第一次近似を（5.5.40）とし、一次近似のみで $C_n \cdot \max$ を計算する場合には、（5.5.42）に於いて、 $k_1 \rightarrow \alpha_1 k_1, k_2 \rightarrow \alpha_2 k_2$ （但し $1 > \alpha_1 > 0.1 > \alpha_2 > 0$ ）と置き換えればよいから、 $C_n \cdot \max$ は若干大きくなるが限界値は失張り $a_1 \omega_1 + a_2 \omega_2$ である。

5.5.5 砕波の波面速度

1) 緒言 砕波による衝撃、いわゆる Bagnold type の衝撃による水圧を推定するためには、砕波の前面の波面速度を推定する必要がある。単一の規則波の場合には、Stokes 波の砕波限界で波頂の粒子速度が位相速度に等しくなり、限界を超えた砕波の粒子速度は位相速度に等しくなることは理論的に証明されている。

ところが、重畳波である不規則波の場合、崩れた波の粒子速度はその部分の局所的な位相速度に近いことは想像されるが、局所的な位相速度を求めるのは困難である。

海面がスペクトラムを持っている場合、その中心周波数（スペクトラムが最大となる周波数）に対応する波長の波が海面に卓越した波としてよく考えられるが、砕波の場合、卓越した波に乗った短い波が崩れ、その時の砕波の速度は卓越した波の位相速度より遙かに遅くて、自波が後にとり残されるのは屢々経験する所である。

従って局所的に砕波を構成している素成波と関連づけて考える必要がある。

筆者は先に砕波の粒子速度は、合成された orbital vel. のオーダーであると推定することを提案したが、其後簡単な2素子の複合波で観測した例でも又、野本等の実験（SR131. 14. 3）でも合成された orbital vel. よりかなり速いことが認められた。そこで砕波速度を合成された orbital vel. の f 倍であると仮定して、 f の値を推定してみる。

$$C = f \cdot v_{\omega_0} \quad (5.5.44)$$

但し, C は (砕) 波の位相速度

$v_{\omega 0}$ は合成された orbital vel.

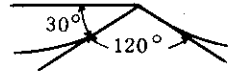
2) Stokes wave の orbital vel. と位相速度の関係

単純な正弦波の場合, orbital vel. と位相速度の関係は,

$$C = \frac{v_{\omega 0}}{\sin \theta \omega} \quad (5.5.45)$$

で厳密に与えられる。ここに $\theta \omega$ は最大波傾斜である。

次に stokes wave の砕波限界を考えてみよう。stokes wave の砕波限界組度は $\frac{1}{7}$ で、波頂の角度は正確に 120° である。従って波傾斜は 30° である。この時は勿論非線型であるがオーダーチェックのため線型として考えてみる。



先づ orbital vel. は

$$v_{\omega 0} = \frac{H}{2} \cdot \omega = \frac{\lambda}{14} \omega \quad (5.5.46)$$

位相速度は

$$C = \frac{g}{\omega} \quad (5.5.47)$$

正弦波と analogous に orbital vel. は最大波傾斜面で波面に垂直であるとする

$$C' = \frac{v_{\omega 0}}{\sin \theta \omega} = 2 v_{\omega 0} = \frac{2\pi}{7} \frac{g}{\omega} \quad (5.5.48)$$

(5.5.42) と (5.5.43) を比較するとほぼ同じオーダーであることが判る。実際は非線型であって位相速度も (5.5.42) と異なり、又、orbital vel. も輸送速度が加わるので正確には今のところ判らないが、オーダー的には次の事が言えよう。

$$\left. \begin{aligned} C &= f \cdot v_{\omega 0} \\ f &= \frac{1}{\sin \theta \omega} = 2 \end{aligned} \right\} \quad (5.5.49)$$

3) 砕波の波面法線速度

実測によると砕波の波型の移動速度は、その波長の波の位相速度にほぼ等しいことが判っている。従って波面の法線速度は波傾斜如何に拘らず近似的に次式で与えられると考えてよい。

$$V_n = C \sin \theta \omega \quad (5.5.50)$$

但し, C は位相速度

砕波限界以下の波では, $V_n = C \sin \theta \omega = v_{\omega 0}$ となることは前節に述べた通りであるが、この式は砕波限界を超えても近似的に成り立ち、 $\theta \omega = \frac{\pi}{2}$ となれば波面法線速度はほぼ位相速度に等しくなるわけである。これは実測結果と一致する。

4) 不規則波

不規則波の場合にも, C を局所的な位相速度と考えれば (5.5.45) 式が成り立つと考えられる。そこで局所的な位相速度を求める必要がある。局所的な位相速度を C , その波の合成 orbital vel. を $v_{\omega 0}$ とすると (5.5.44) と同じ式が成立すると仮定してみる。

$$C = f \sqrt{\omega_0}$$

$$f = \frac{1}{\sin \theta \omega} \approx 2$$

$$\sqrt{\omega_0} = C(n) \sqrt{\int_0^{\infty} \frac{3}{2} S(\omega) \omega^2 d\omega}$$

$C(n)$ は Longuet-Higgins の係数

$S(\omega)$ は海面のスペクトラム

例として風速 25m/sec の ITTC のスペクトラムを取り $n = 1.0000$ とすると $\sqrt{\omega_0} = 5.21 \text{ m/sec}$, $C = 10.42 \text{ m/sec}$ となる。

以上の関係は 2 素子の複合波では必ず成り立つようであるが、今後更に実験的な検証が必要である。

5.6 砕波限界

船体表面近くの波は、入射波、反射波、船体運動による radiation wave 等の重畳によって、波傾斜を大きくする為、船体表面と波面との相対角度は小さくなり、いわゆる、wagner 型衝撃が発生する。この重畳波の波傾斜には、ある限界が存在し、(限界波傾斜と言うことにする。)この限界を越えると砕波となり、多くの空気を内部に含んだ状態で、船体表面に衝突する Bagnold 型衝撃となる。この様に衝撃圧は、砕波が起こるか否かを境にし、基本的には 2 種に大別されているのが現状である。そこで、ここでは、実用的な砕波限界をいかに設定すべきか簡単に述べてみる。

Stokes 波の場合、波組度 H/λ が $1/7$ を越えると砕波することが判っているので、重畳波に対する砕波限界としては、ある時刻の空間波形において、ある点での波面の傾斜 δ が $\pi/7$ より大きくなると砕波すると仮定する。

重畳波を

$$\eta = \sum_{i=1}^N a_i \cos(\omega_i t + k_i x + \epsilon_i) \quad (5.6.1)$$

とすると、波傾斜は

$$\delta = \frac{dn}{dx} = - \sum_{i=1}^N a_i k_i \sin(\omega_i t + k_i x + \epsilon_i) \quad (5.6.2)$$

となり、また、最大波傾斜は

$$\delta_{\max} = \sum_{i=1}^N a_i k_i = \sum_{i=1}^N \pi \cdot \frac{H_i}{\lambda_i} \quad (5.6.3)$$

となるので、重畳波存在限界(砕波限界)は

$$\sum_{i=1}^N \frac{H_i}{\lambda_i} < \frac{1}{7} \quad (5.6.4)$$

となる。

この仮定では、波傾斜 dn/dx が $\pi/7$ を越えると波頂でなくとも波が崩れることになり、実際の現象とは異なる様に思われるので、別な視点から考えてみる。

Stokes 波の存在限界の条件である水粒子の垂直方向の加速度が $g/2$ を越えると砕波するという Criterion を応用すると、(5.6.1)式で表わされる重畳波の上下加速度 Acc は

$$\begin{aligned} \text{Acc} &= - \sum_{i=1}^N a_i \omega_i^2 \cos(\omega_i t + k_i x + \epsilon_i) \\ &= - \sum_{i=1}^N \pi g \frac{H_i}{\lambda_i} \cos(\omega_i t + k_i x + \epsilon_i) \end{aligned} \quad (5.6.5)$$

であるので存在限界は、

$$\sum_{i=1}^N \frac{H_i}{\lambda_i} < \frac{1}{2\pi} \quad (5.6.6)$$

となる。(5.6.5)と(5.6.6)式を比較すると、(5.6.5)式の方が砕波しやすい条件となっているので、本稿では、(5.6.5)式を砕波限界として採用することにする。

いま、簡単の為、2成分波重畳の場合を考えてみる。

$$\eta = a_1 \cos(\omega_1 t + k_1 x + \epsilon_1) + a_2 \cos(\omega_2 t + k_2 x + \epsilon_2) \quad (5.6.7)$$

$$\begin{aligned} \delta &= -(a_1 k_1 \sin(\omega_1 t + k_1 x + \epsilon_1) + a_2 k_2 \sin(\omega_2 t + k_2 x + \epsilon_2)) \\ &\leq a_1 k_1 + a_2 k_2 = \pi \left(\frac{H_1}{\lambda_1} + \frac{H_2}{\lambda_2} \right) \end{aligned} \quad (5.6.8)$$

従って、単独では崩れない波が重畳されて砕波する場合

$$\frac{H_1}{\lambda_1} + \frac{H_2}{\lambda_2} \geq \frac{1}{7} \text{ かつ } \frac{H_1}{\lambda_1}, \frac{H_2}{\lambda_2} < \frac{1}{7} \quad (5.6.9)$$

を満足していると考えるのである。

上記仮定が成立するか調べる為、主として、波傾斜の大きい短い波(λ_1)と、ゆるやかな長い波(λ_2)を組み合わせた重畳波を起こし、そのビートの山で崩れる所を観測することにした。

また、波の重畳の方法として、短波長の波を適当な時間発生させた後に波速の速い長波長の波を起こし、重ね合わせて砕波限界を観察する方法(実験1)と、最初からアナログ的に重畳された入力信号で、重畳波を発生させる方法(実験2)との2種が考えられる。

前者の場合、簡単な方法であるが、波自身の拡散現象ばかりでなく、波長の組み合わせ、及び、水槽の長さの制限から、真に重畳している部分が、長波長の2～3周期分しかない場合もあり、また、目視観察という主観的計測である為、判断に苦しむ場合が多々ある。後者の場合、不規則波発生装置(15成分分割方式)を有する東大千葉水槽では、容易に実施することができたが、本方法の場合も、短波長の波の粗度は比較的大きいので、造波板から遠くなると波頂線が崩れ二次的拡散現象を呈していた。また実験での砕波状態は波頂での砕波であった。

実験結果を、Fig. 5.6.1.2にまとめて示した。定量的に結論づけ可能なデータが得られたわけではないが、砕波限界粗度は、大略1/7～1/10程度と言えよう。

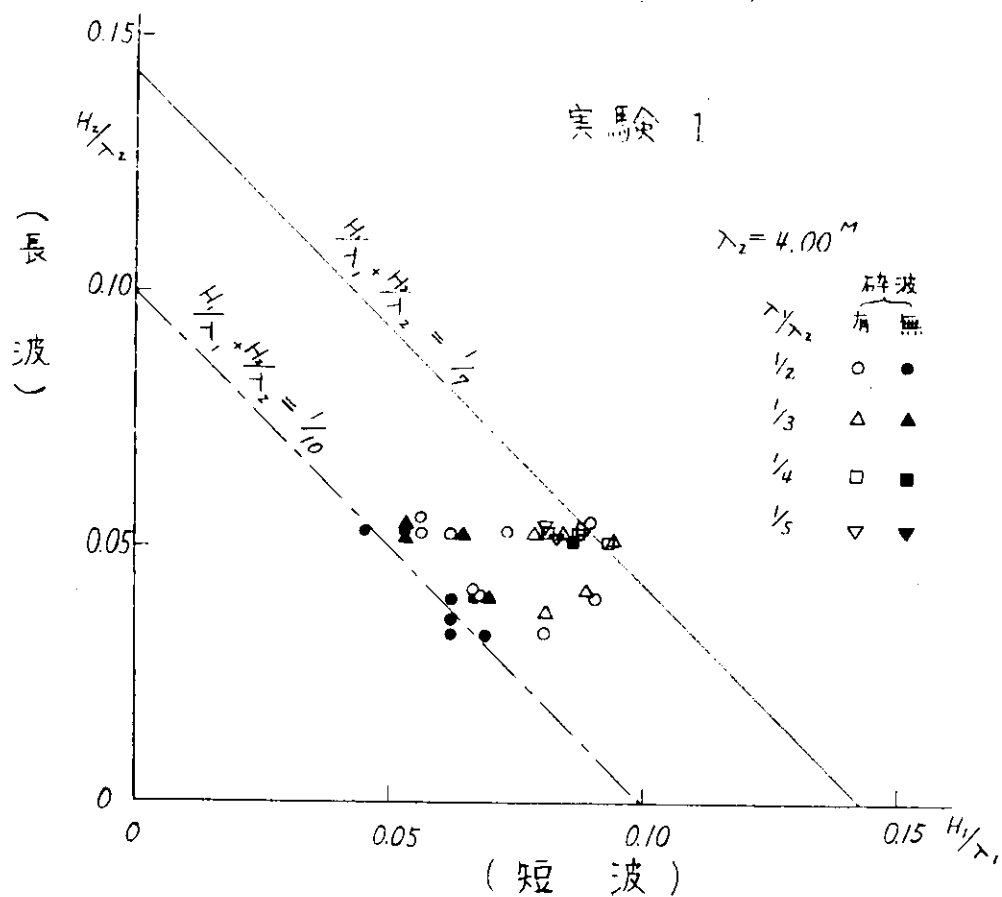


Fig. 5.6.1

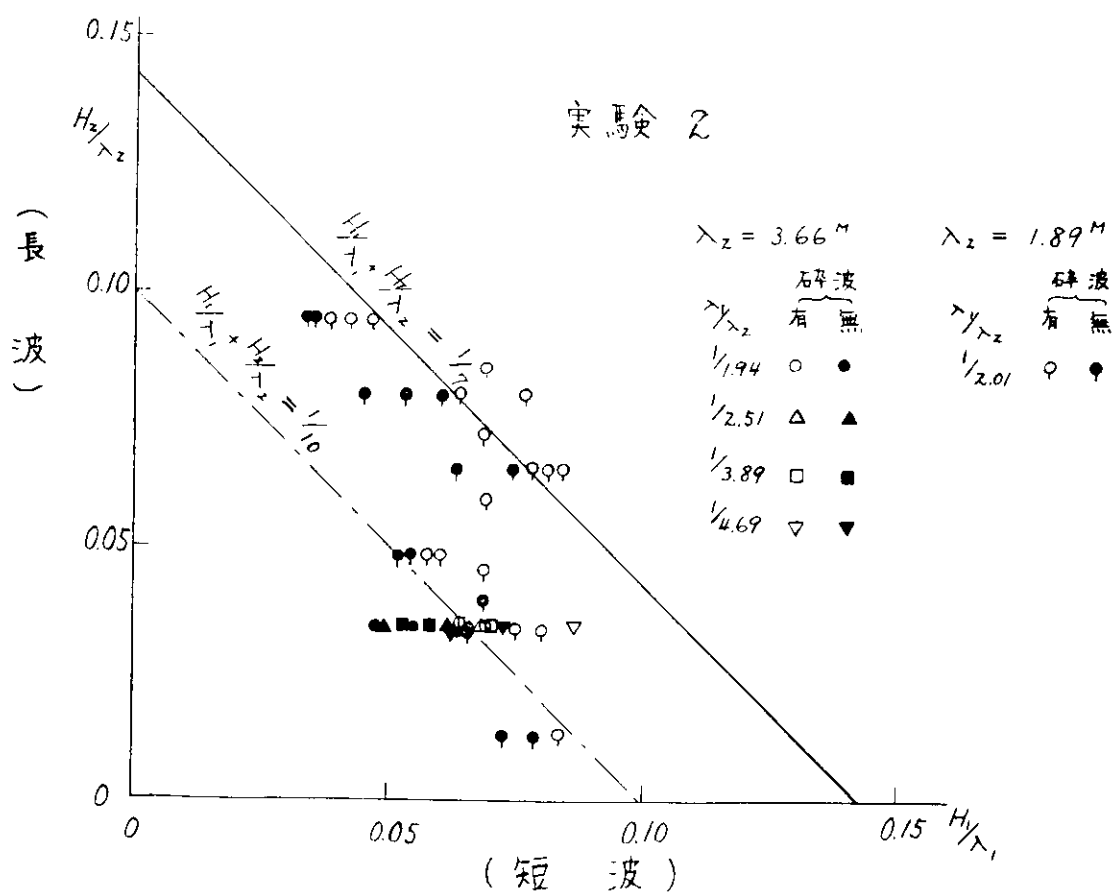


Fig. 5.6.2

5.7 軽荷状態における船首船底部衝撃圧の計測

笠木山丸の軽荷状態における船首船底部衝撃圧の大きさ及びその発生条件を調べるため下記実験を実施した。

5.7.1 実験方法

- (1) 実験に用いた模型船は鉾石船、笠木山丸の長さ3m、F.R.P.製で、その要目はTable 3.1.1に示すとおりである。
- (2) 衝撃圧の計測は模型船を水面に対し既知の速度及び傾斜角で落下させた場合、正面規則波中及び正面不規則波中航走させた場合について行った。波浪中実験では3.1と同様前後揺を拘束した。また、使用した圧力変換器は共和電業㈱のPML-500GCである。
- (3) 計測断面はSq. St. $9\frac{3}{4}$, $9\frac{1}{2}$, $9\frac{1}{4}$, 9の4断面で、船体中心線上に圧力変換器を取付けた。
- (4) 模型船落下実験 Fig. 5.7.1に示すような落下装置を作製し衝撃圧と落下速度の関係を調べた。なお、設定傾斜角は水準器型傾斜計、落下速度はフォトスイッチにより計測した。
- (5) 正面規則波中及び不規則波中実験 船首船底部衝撃圧と波面に対する船底部及び衝撃角の関係を調べるため、竹沢^{※)}が考案した波高計を船底部に取付けた。規則波中実験では波長、船速及び波高を、不規則波中実験では1種類の波スペクトラムで船速を変化させて行った。

5.7.2 結果及び考察

- (1) 計測は上記4断面に対して行ったが、ここではSq. St. $9\frac{3}{4}$ に対する結果だけを示す。
- (2) 模型船落下実験によって得られた落下速度 V_p と衝撃圧 P_I の関係をFig. 5.7.2に示す。図中、直線は実験点から $P_I = C + \rho V^2$ として求めたもので、圧力係数 C 値も図中に示している。

ここで、設定傾斜角 β_0 は船尾トリムを正としている。実験点が少ないので十分な考察はできないが、圧力係数 C 値は船底の水面に対する傾斜角 β_0 によってかなり変化し、正の角度の方が水平の場合より小さい。また、これらを後述の波浪中実験の C 値と比較すると、かなり対応していると思われる。

- (3) 波浪中で波面に対する船底部衝撃速度 V_I 及び衝撃角 β を計測するため、模型船落下実験において、前述の船底波高計で計測した V_I 及び β をフォトスイッチで検出した速度 V_p 及び設定傾斜角 β_0 と比較した。 V_I と V_p との対応はFig. 5.7.3に示すとおりである。角度についてはFig. 5.7.4に波高計から読みとった β の分布を示すが、データも少なく、また傾斜させた場合は船尾部の影響がかなりあると思われるのでさらに詳細に検討する必要がある。
- (4) Fig. 5.7.5は規則波中実験で得られた衝撃速度 V_I と衝撃圧 P_I の関係を、波高、波長及び船速を変化させた場合について示している。図中、直線は前述の関係式から求めたもので、圧力係数 C 値も示している。Fig. 5.7.6～Fig. 5.7.8は規則波中実験で得られた衝撃圧 P_I 、衝撃速度 V_I 及び衝撃角度 β の頻度分布を波高、波長及び船速を変化させた場合について示している。Fig. 5.7.9は衝撃圧 P_I 、衝撃速度 V_I の最大値及び平均値を、衝撃角度 β については最小値及び平均値を示したものである。

これらの結果から次のことが推察できる。

- (i) 波高及び波長の変化に対し衝撃量（衝撃圧、衝撃速度、衝撃角）の平均値はほとんど変化しないが、衝撃圧 P_I の最大値は波高とともに増大する傾向にあり、また $\sqrt{L/\lambda} = 1.0$ 付近で大きい値をもつ。
 - (ii) 船速の変化に対し衝撃圧 P_I は増大し、衝撃速度 V_I 、衝撃角 β は逆に小さくなる。このことからスラミングを評価するとき、衝撃速度だけでなく衝撃角も考慮しなければならないことを示している。
- (5) 不規則波中実験のものについてはデータが十分解析されておらずFig. 5.7.10に $F_n = 0.15$ における衝撃量の頻度分布の一例を示すにとどめる。

※竹沢誠二他：船体表面に働く波浪衝撃圧の特性について、日本造船学会論文集第135号（昭49。）

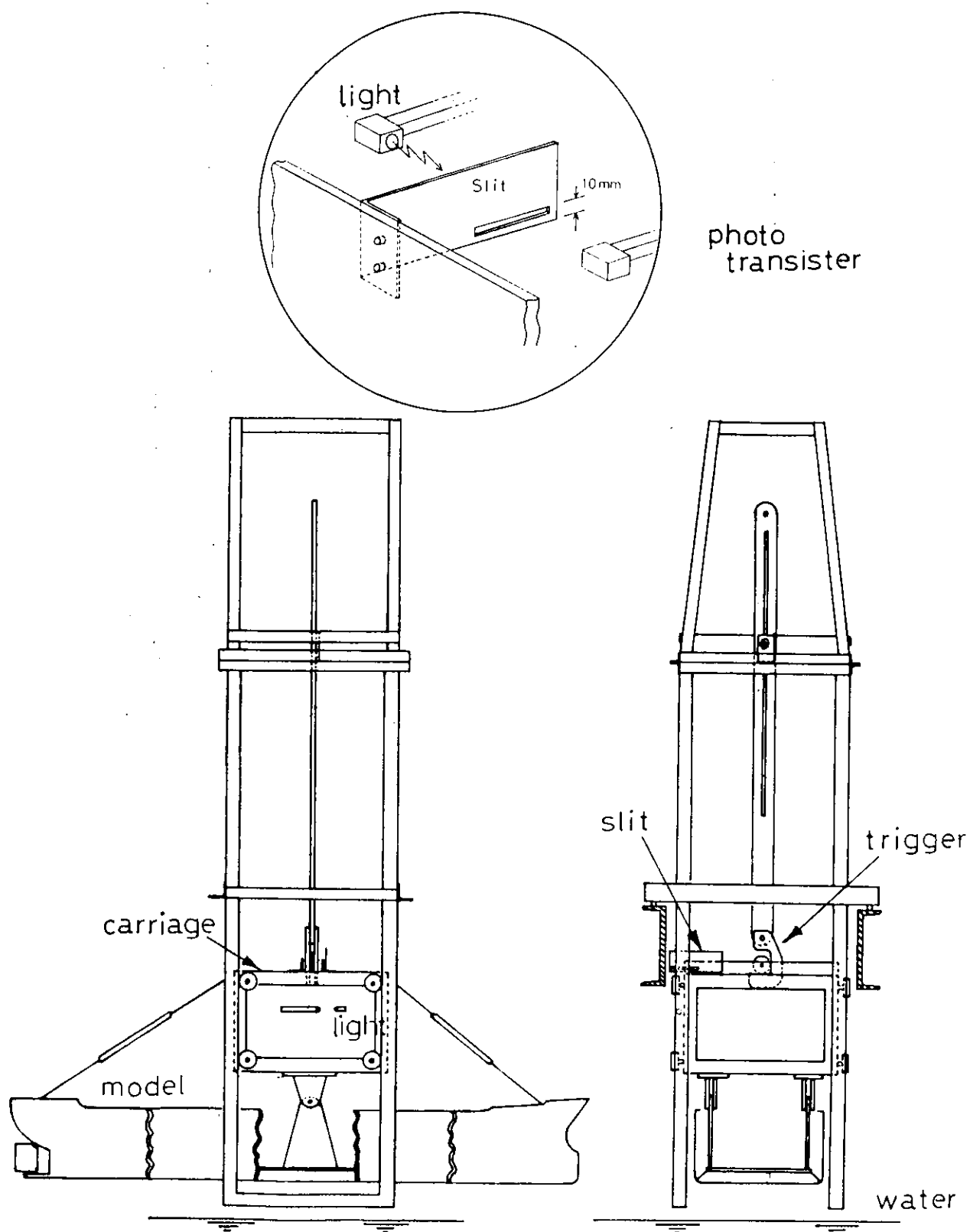


Fig. 5.7.1 Arrangement for drop test of ship model.

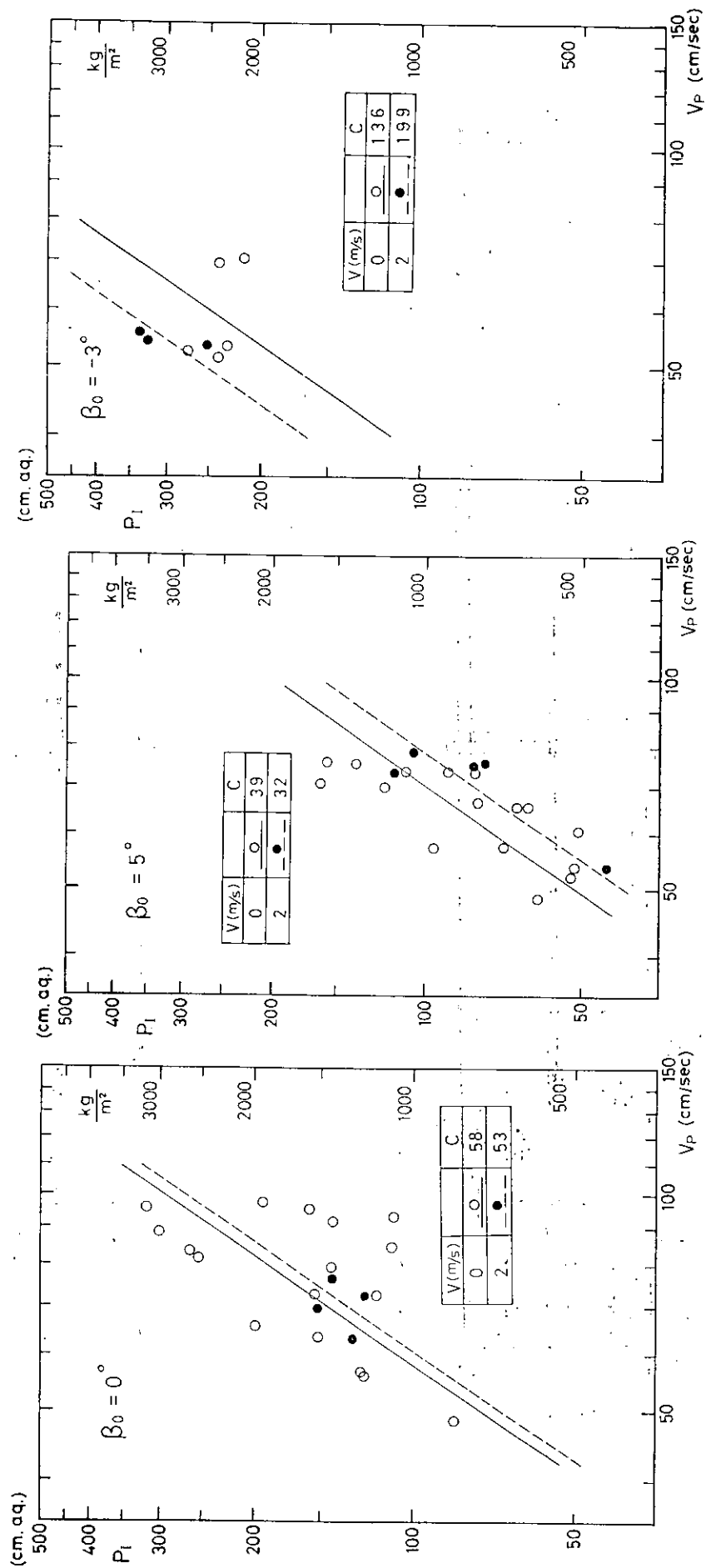


Fig. 5.7.2 Relations between impact pressure and speed at Sq-St. 9 3/4 from drop test

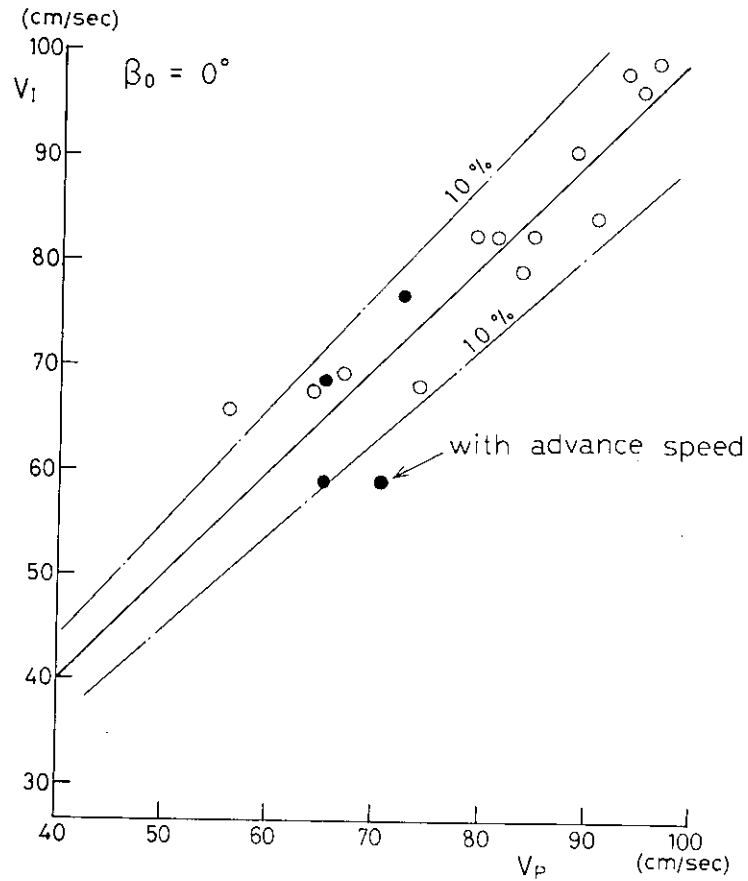


Fig. 5.7.3 Relations between impact velocity obtained by photo transistor and detector attached to ship model.

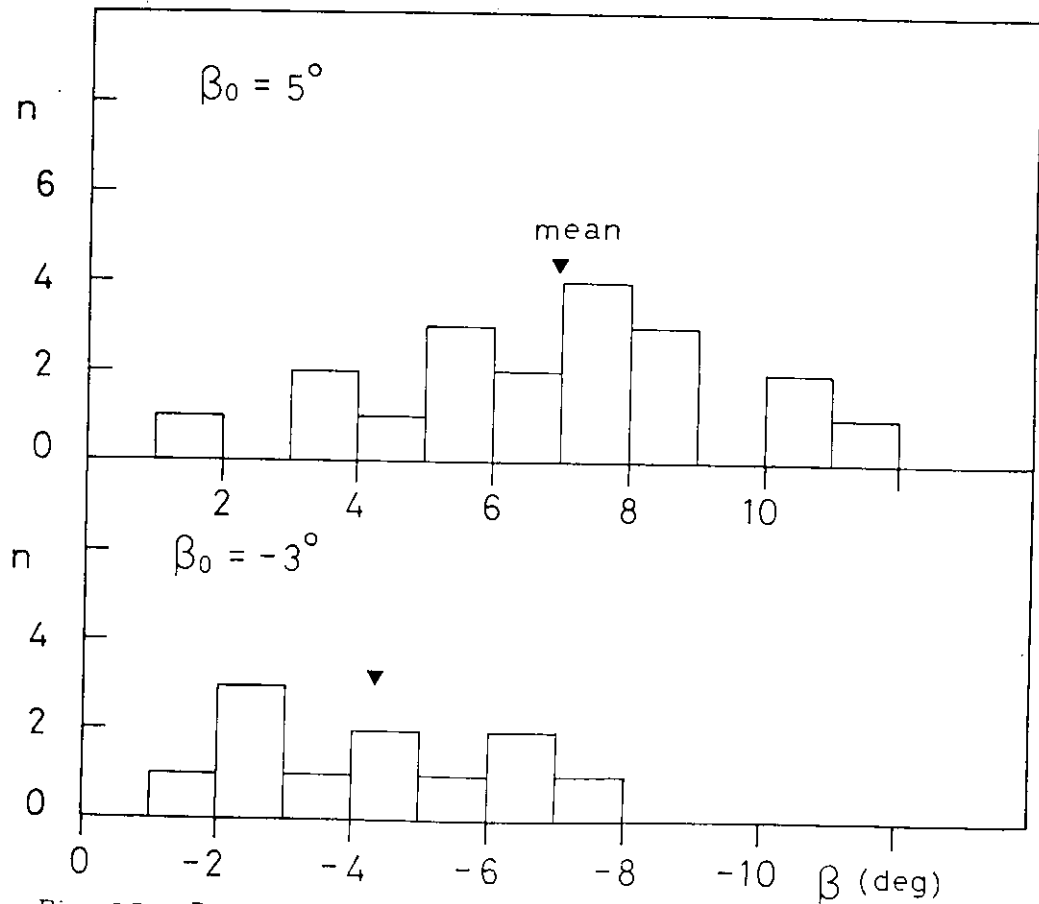


Fig. 5.7.4 Distributions of impact angle obtained by detector attached to ship model.

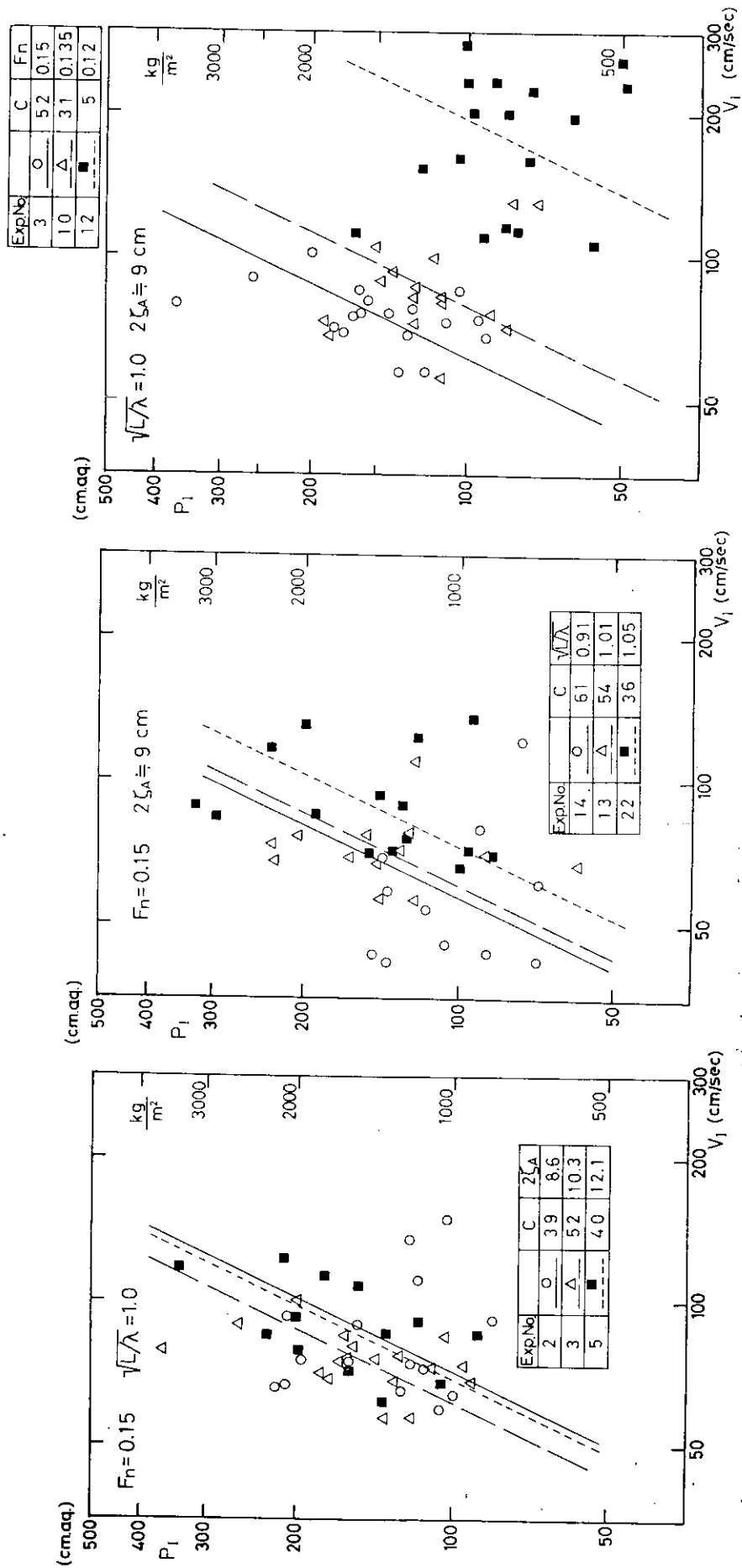


Fig. 5.7.5 Relations between impact pressure and speed at Sq. St. 9 3/4 in regular waves.

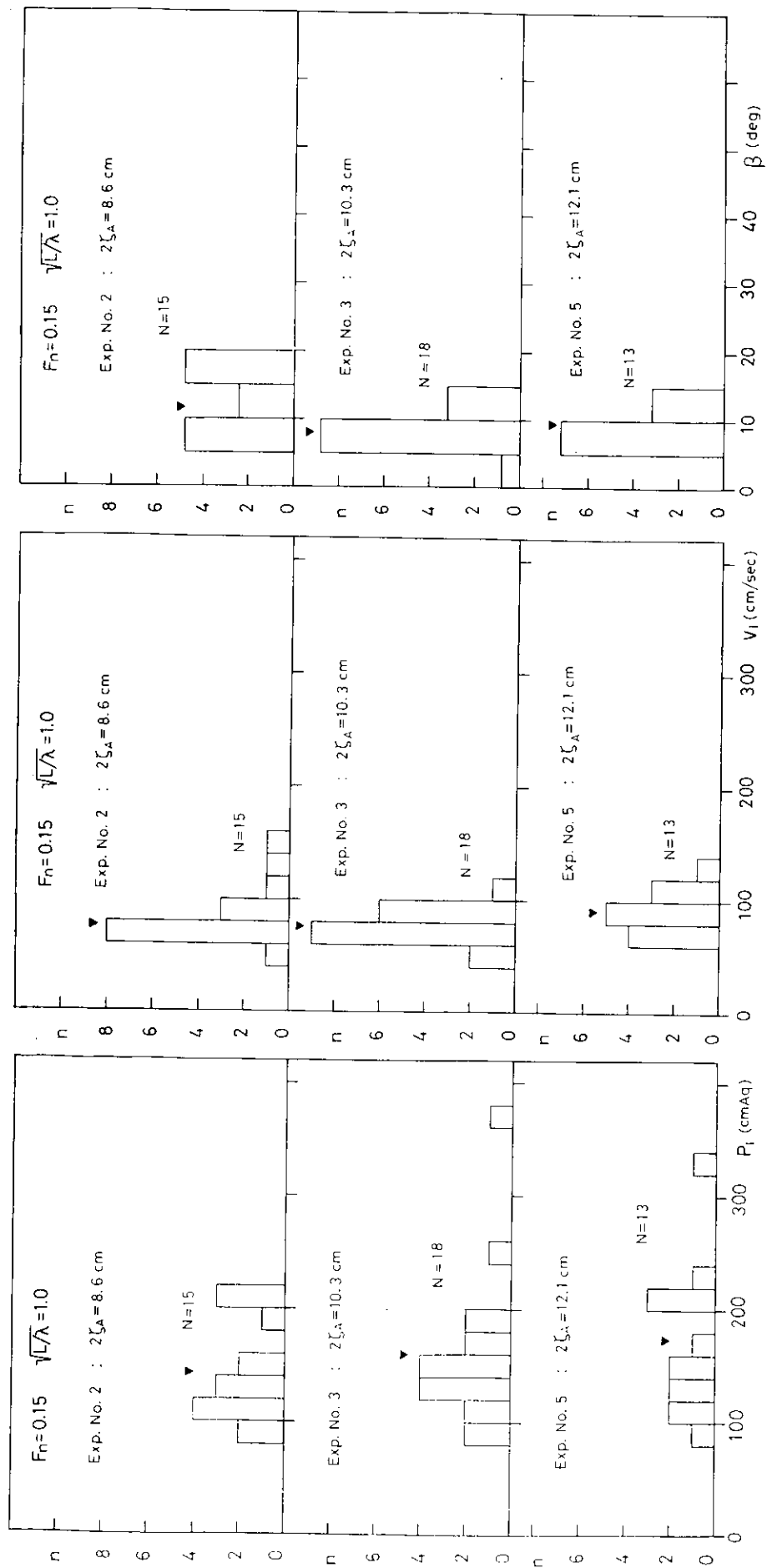


Fig. 5.7.6 Distributions of impacts for different wave heights in regular waves.

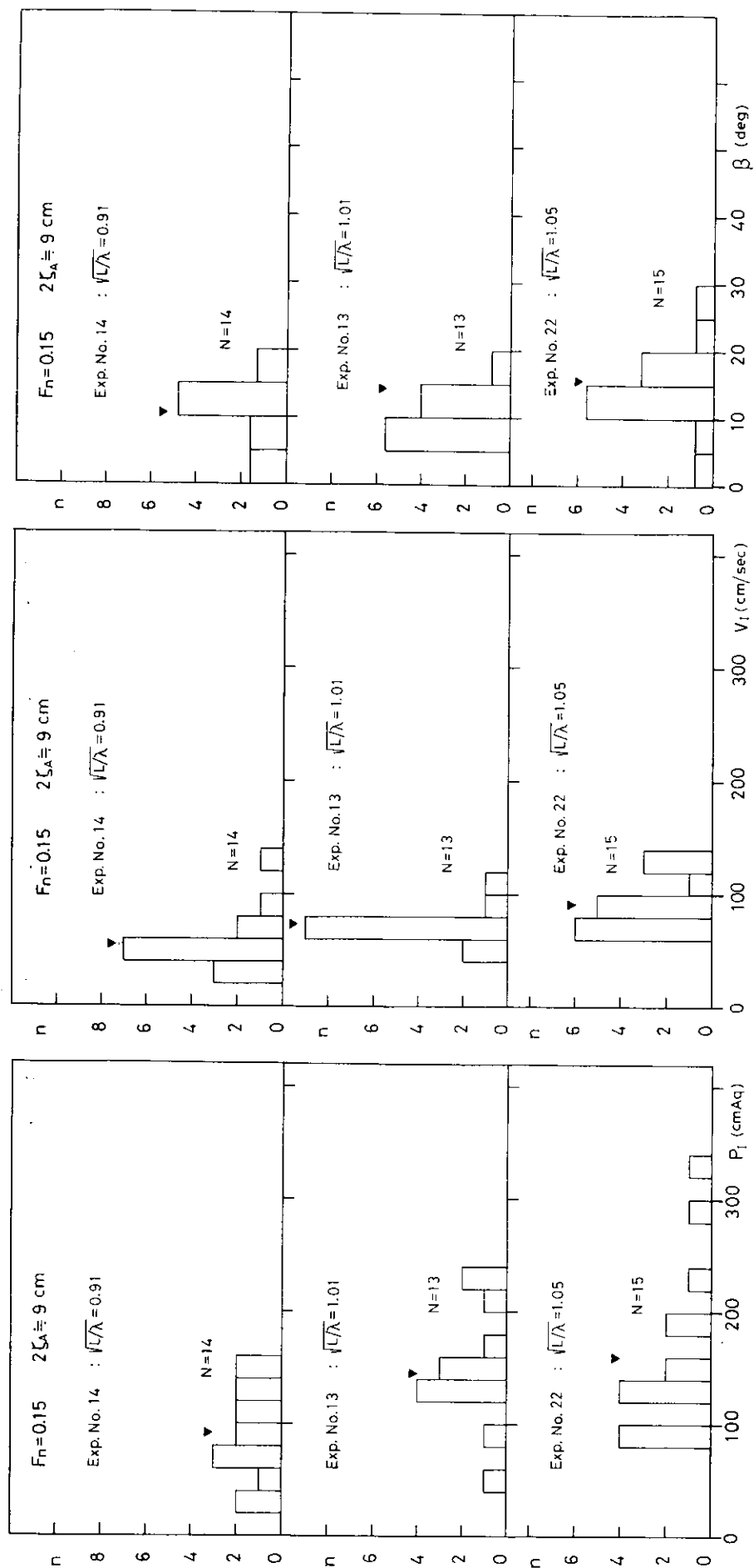


Fig. 5.7.7 Distributions of number of impacts for different wave lengths in regular waves.

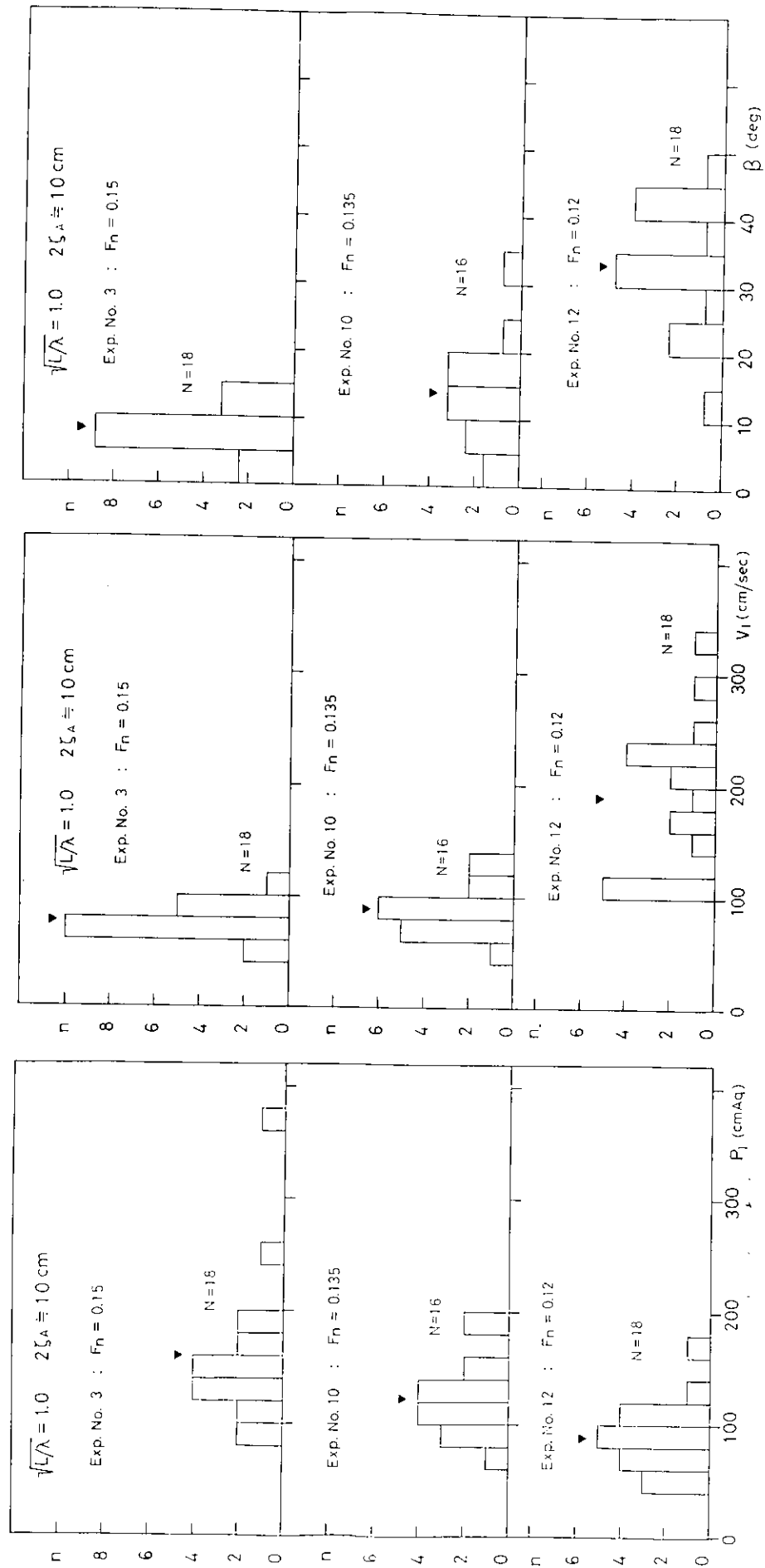


Fig. 5.7.8 Distributions of number of impacts for different advance speeds in regular waves.

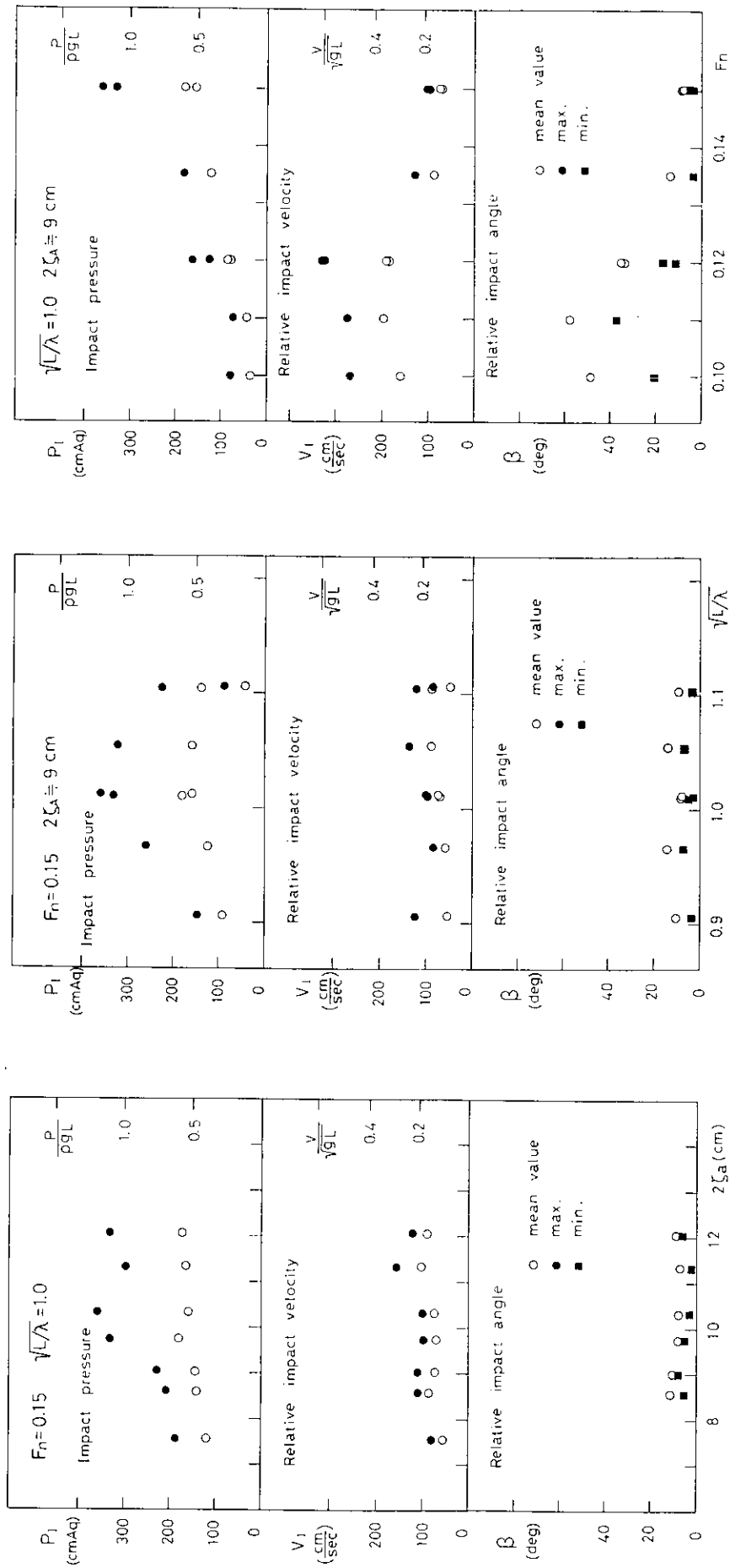
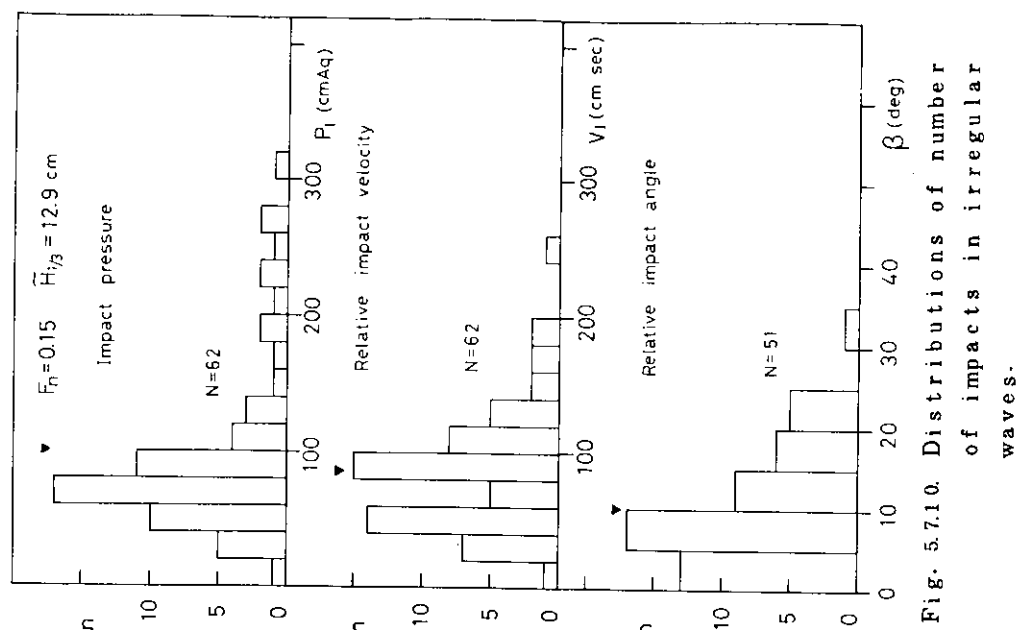


Fig. 5.7.9 Distributions of mean, maximum and minimum values of impacts in regular waves.



5.8 大波高不規則波中の船首正面衝撃水圧

5.8.1 ま え が き

ピーク水頭値が船長オーダに達するような真に衝撃的な大波浪衝撃圧が、大波高の過渡水波中航走時に船首正面に生ずる事を、前年および前々年の研究報告（研究資料Ⅱ 192, Ⅱ 176）に示した。

今年度の研究では、そのような真に衝撃的な波浪衝撃圧を、なかなか発生しないと言われている不規則波中航走時に発生させる事を第1目的にして実験をスタートした。

通常のステム形状、通常の不規則波、通常の船速では、このような圧力は正面向い波中、満載状態でステム上には発生しない事が予備実験からわかっているため、以上の3条件を大衝撃圧が発生しやすい方向へ変化させて実験を行なった。すなわち、船首ステムの傾斜角を変えた船型についても実験をする。大波高の不規則波中で実験を行なうが、特に周期の短い成分のパワーが優勢な波スペクトラム中の実験に主眼を置き、船体運動が比較的小なる時に、大波高の短い波が船体に衝突するような状況に陥り易いようにする。さらに以上のような状況下を非現実的な高速で航走し、相対衝突速度を高め何が何でも不規則波中で大波浪衝撃圧を発生させようというわけである。

このような意図のもとに実験を実施した結果、ほぼ目標通りの大衝撃圧を不規則波中でも測定し得たので、以下にその概要を報告する。

5.8.2 供試船首形状

使用模型は笠木山丸の2mモデルで、船首部が3種ある。Fig. 5.8.1に示したように船首ステム形状のみを変化させた。“原型”は笠木山丸と全く同じ形状を持つモデルである。図中で改1型と記されている“改悪型”はステムのFPからの張り出しを原型の1.5倍にした形で、ステムと水面とのなす角は56度が46度へと10度減少しているため、波面とステムとの衝突角が小になり、大衝撃圧の発生が期待される型である。図に改2型と書かれている“改良型”はステムのFPからの張り出しをゼロにしたモデルで、ステム上の衝撃圧に関しては発生頻度が小になる事が期待されるが、一方、本モデルでは甲板上での発生水圧には配慮がなされていないので、甲板水圧に関しては逆に改悪型になる可能性があるが、今回の実験テーマを主に考え“改良型”と呼んでおく。

模型はFRP製で、SS 7 1/2までの主船体1ケと、3ケの船首部模型よりなる。L.W.L.以下の形状は全く同じで、図に示したステム附近の水線上部分の形のみが異なるが、原型の特色を出来るだけ変化させないように配慮した。20m

WLのステム附近の形状をFig. 5.8.2に示す。模型船の状態は笠木山丸の満載状態に対応しており、Table 5.8.1に示した通りである。

各モデルともステム正面での圧力測定点は、20mWL上の点のみとし、18mWLおよび22mWLの位置から、ステムに直角に相対波面計を突出した。

使用した圧力計、増幅器、記録器、再生用記録器は前報（研究資料No192）と全く同じものである。

Table 5.8.1 Principal Particulars of Tested Model

Items	Ship	Model
Length betw. P. P. (m)	247.0	2.000
Breadth (m)	40.6	0.329
Depth (m)	23.0	0.186
Draft (m)	16.0	0.130
Displacement (m ³)	132,634	0.07041
Block Coefficient	0.8243	0.8243
Midship Coefficient	0.9975	0.9975
C. G. from Midship (m)	fore 7.301	fore 0.059
C. G. from Keel (m)	12.280	0.099
Longitudinal Gyradius	0.2362 Lpp	0.2363 Lpp
Heaveの固有周期 (sec)	10.924	0.983
Pitchの固有周期 (sec)	9.779	0.880
Scale	1	1/1235

5.8.3 使用不規則波

北大西洋のビューフォート階級5, 6, 7, 8, 9, 10, 11の平均海象に対応する平均波周期と有義波高を持つPierson-Moskowitz型のエネルギー・スペクトルを算出し、本学の造波装置の特性を乗じて、不規則波発生用の造波信号を作製した。これらの信号は長時間にわたり作製されており、航走ごとに異なる部分の時系列を使用する事にした。

初めに予想された事であるが、この造波信号が発生する不規則波中、すなわち、北大西洋の平均海象に対応する不規則波中ではビューフォート階級11でも、望むような大衝撃は発生しなかった。

そこで、同じ造波信号を使用し、波高を上げる事にした。具体的には造波装置に入れる前に造波信号を増幅し、造波プランジャのストロークを大にするわけである。このような操作によってスペクトラムで見ると周波数分布が同じで縦軸のエネルギーのみが元のスペクトラムの一定倍になったような不規則波が発生するはずである。ただし、造波装置の能力からストロークを大きくできる範囲は制限される。また、ストロークが大になっても、高周波数域では波崩れが生じ、実際の発生波は高周波数域では希望した波スペクトルよりエネルギーの小なる波となり、元の波スペクトラムの一定倍の波スペクトラムにはならない。

一方、短波長で大波高の不規則波中で大衝撃圧発生が期待できるので、短い平均周期を持つ造波信号を使用する事とし、ビューフォート階級6, 8に対応する信号をもとにして造波装置のストロークを大にした。

その結果得られた波が、Fig. 5.8.3, 4にスペクトラムを示したWAVE-AおよびBである。これらの波の中では、後記するように大波高過渡水波中で得られたと同様な真に衝撃的な大衝撃圧を測定できた。

WAVE-AはFig. 5.8.3に記入されているように、ゼロクロス平均周期(T_0)が10.9sec., 有義波高($H_{1/3}$)が11.1mである。ただし、 T_0 は図示されている範囲のスペクトラムの m_0 と m_2 から算出された値の平均値である、

同様に $H_{1/3}$ も m_0 から求めた値の平均値である。なお、実線のスペクトラムは原型モデルの約 20 航走の平均スペクトラムで、点線のスペクトラムは改 1 型モデル試験時の 7 航走の平均値であり、これらの各々のスペクトラムから得られる T_0 , $H_{1/3}$ の全体の平均値が WAVE-A の値として前述した数値である。

これらの元になっている造波信号は、平均周期 (T_W) と平均波高 (H_W) を与えて算出される P-M 型のスペクトラム、いわゆる ISSC 型のスペクトラムであるから、それらを一定倍したに過ぎない。したがってこれらの波も ISSC スペクトラムに近いはずである。ところが、Fig. 5.8.3 に記入しておいたように、WAVE-A の T_0 , $H_{1/3}$ を T_W , H_W とする ISSC スペクトラムは WAVE-A の現実のスペクトラムと大きく異なる。厳密には T_0 は m_2 から算出された値 T_2 であるので、ISSC の T_W すなわち m_0 と m_1 から算出される平均周期と対応させるため、WAVE-A のスペクトラムから $T_1 = 2\pi (m_0/m_1)$ を求めて、 T_W に対応させなければならない。しかし、 $T_2 < T_1$ 、すなわち、この記号では $T_0 < T_1$ であるので T_W として T_1 を代入した場合には図示の ISSC スペクトラムよりさらに低周波数域へ広がり、WAVE-A のスペクトラムとの差はさらに大になる傾向にある。

ISSC すなわち P-M 型と WAVE-A の差は周波数 $0.08 \text{ Hz} \sim 0.1 \text{ Hz}$ すなわち波周期で $12.5 \text{ sec} \sim 9 \text{ sec}$ の間で著しい。このような中間周波数域で高エネルギーを持つ波は、大風速の不完全発達波である事が予想されるが、Fig. 5.8.3 には P. N. J 法による Neumann の不完全発達スペクトラムを WAVE-A の場合にあてはめた例を記入しておいた。ここには記入していないが、P-M 型の不完全発達波（井上の方法）ではあてはめがあまりうまくいかないようである。P. N. J 法を信用すると 30 m/sec の風が 16 時間吹き続いた時にほぼ WAVE-A の状況になる事になるが、現実の海況として全くあり得ない場合ではなからう。

Fig. 5.8.4 に示した WAVE-B は WAVE-A よりやや長い平均周期を持つ造波信号を元にして発生させた波であるが、 T_0 は WAVE-A とほぼ等しく、 $H_{1/3}$ は 1.6 m 小である。しかし、スペクトラムの型を比較すると、WAVE-A よりやや低周波域が優勢である事がわかる。ISSC スペクトラムとの差は WAVE-A の傾向と似ている。P. N. J 法によると大約、風速 22 m/sec 吹続時間 28 時間の不完全発達波に相当し、この状態もあり有な海況とは言えない。

一方、北大西洋の weathership A ~ M の観測データ表の WAVE-A に対応する場合を見ると波高 1.1 m で波周期 $9 \sim 11$ 秒の観測例は 0%， $1.1 \sim 1.3$ 秒は 0.01% となっている。また WAVE-B に相当する波高 9.5 m の場合は $1.1 \sim 1.3$ 秒の波は 0.1% 観測された事になっている。このように、大衝撃圧を測定し得た不規則波は推測されたように、全く有り得ない海況ではないが、めったに遭遇しない海況である事が実測データにも示されていた。

5.8.4 衝撃圧と船体運動

Fig. 5.8.5, 6 に WAVE-A 中をクルード数 (F_n) 0.2 で航走した場合のピッチ角およびヒープ量の頻度分布を示した。

この航走状況下では次節に示すように、大衝撃圧の発生を見たのであるが、これらの図に示されているように、船体運動は特に大ではない。図中、 N は出会いの山の数、 $H \cdot \text{VAR}$ は両振幅の VARIANCE (分散)、 $H(1.)$ は高い方から $1/10$ の平均値、 $H(.3)$ は高い方から $1/3$ の平均値すなわち有義値、 $H(1.)$ は両振幅の平均値、 $T \cdot \text{ZCR}$ はゼロクロス（平均周期）、 $T \cdot \text{PTP}$ はピークトゥピークの平均周期を意味している。これらの値は生の時系列から直接求めた値であって、スペクトラムからの計算値ではない。この場合、周期は出会い周期になっている事に注意されたい。

ピッチ角の両振幅の有義値は約 5 度、ヒープの有義値は約 2.5 cm (有義波高の約 $1/4$) で、また原型、改 1 モデル間に差は認められない。すなわち、船体運動が余り大でない状況で、かつ大波高の場合に衝撃圧が発生し易い事の実例が示されたと言える。

5.8.5 衝撃圧とステム形状

実測された衝撃圧の波形を分類して Fig. 5.8.7 のように、(i), (ii), (iii), (iv) 類に区分した。

本研究で主対象にした真に衝撃的な水圧は (i), (ii) 類に属し、(iii), (iv) 類に入るものは変形変動圧とも見なされる水圧でその値は小で、殆んどの場合に水頭値で 20 cm (船長の 10%) 以下であった。

Fig. 5.8.8, 9, 10にWAVE-A中を $F_n = 0.2$, すなわち19Ktで航走した場合の衝撃水圧の発生頻度分布を原型, 改悪型, 改良型の順に示す。ただし, 改良型の場合は有義波高が前二者の約85%と低くなっている。

図中に, 総出会波数に対する総圧力発生回数のパーセンテージ, 総圧力発生回数に対する各分類の発生割合および(i), (ii)の合計である真に衝撃的な衝撃圧の発生割合, (iii), (iv)の合計である変動水圧的な圧力の割合が記入されている。

総圧力発生回数は出会数の約90%で各船型間に差がないのが目立つ。(i), (ii)の合計の発生頻度について見ると, 改悪型で39.8%, 原型24.5%, 改良型で3.1%も予想された順になっており, 大衝撃圧の発生は特に改悪型に多い事がヒストグラムからわかる。改良型では(i)(ii)類の衝撃圧がほとんどない。

現実にはこのような海況があったとしても, この船型が19knotで航走する事は不可能であるから, この実験のようになる事はあり得ないわけであるが, ステム形状の性能比較のデータとしては実用的な価値を認めてもよいであろう。

Fig. 5.8.11, 12, 13には, WAVE-B中を同様に非現実的な高速19ktsで航走した場合の発生頻度を3種のステム形状について示しておいた。

これらの図から読み取れる特性は上記のFig. 5.8.8, 9, 10のWAVE-A中の場合と全く同様である。

各ステム形状についてWAVE-AとBの場合を比較すると, 例えばFig. 5.8.9と12の改悪型どうしを見ると40cm水頭(水頭値が船長の20%)を越えるような大衝撃水圧は短波長成分の波高が高いWAVE-Aの場合の方が多いことがわかる。

以上の6枚の図から, 不規則波中でも船型, 船速, 波の3条件をそろえてやれば, 水頭値が船長オーダーにもなる真に衝撃的な衝撃水圧が発生する事が実証されたと言えよう。

5.8.6 衝撃水圧と船速

やや現実的な船速14.3ktで航走した場合の衝撃水圧の発生状況を説明するために, Fig. 5.8.14, 15, 16, 17の4枚の図を用意した。

これらの実験で使用した不規則波は平均値で $T_0 = 10.5 \text{ sec}$, $H_{1/3} = 9.2 \text{ m}$ であるWAVE-Cである。スペクトラムの図は省略したが, WAVE-Aに似ており, 波高がやや低い場合である。この波の発生頻度は前記の観測資料によると0.07%という事になっていて, 相変らず稀な海況である。

Fig. 5.8.14と15の原型の場合を比較すると, 19Ktと14Ktでは圧力発生回数が約90%と約80%と10%の差がある事が目立つ。この数値はFig. 5.8.16, 17の改1(改悪)型の場合でもほぼ同じである。そして(i)(ii)の合計である衝撃的な圧力の発生割合は特に小なる原型の14Ktの場合を除き, 約30%であり一定している。しかし, 発生している圧力のピーク値は2形状とも19Ktの方が大なる場合が多いのが目につく。すなわち, 大衝撃圧をさけるのに減速の効果は大である事が明白に示されている。特に, 原型の14Ktの場合には水頭値で0.2Lを越える圧力は発生してなく, (i)(ii)の合計の発生頻度も14%に過ぎない。

WAVE-Cはまだまれな大波浪に属しており, またこのような海況中を14Ktで走る事もまだ非現実の部類に属すると思われるので, 現実的な問題として笠木山丸の原型が船首ステム上に真に衝撃的な大衝撃圧を受ける事は極めて稀な場合であると言えよう。

5.8.7 不規則波中で得られた大衝撃水圧の特性

前報と同様に40cmAq. (船長の20%の水頭値)以上の P_1 (衝撃圧のピーク値)についての V_n (相対波面計から求めた相対衝突速度)との関係をFig. 5.8.18に示した。

▲印が前報(研究資料No192)のFig. 4.5.8に示されている大波高過渡水波中で得られた値である。それに対し, +印は原型, ○印は改1(改悪)型の不規則波中実験時に今年度に得られた値である。今回の実験では V_n の小なる所で大なる P_1 が得られており, 結果的には $40 \times \frac{1}{2} \cdot \rho V_n^2$ なる限界線を記入しておいたが, 前報に記入した過渡水波中の限界線の係数17の2倍以上の係数となっている。

Fig. 5.8.19には前報と同様に衝突角度 β と衝撃圧力係数 $C = P_1 / \frac{1}{2} \rho V_n^2$ の関係をプロットした。前図と同じく

▲印は前年度実験から得られた過渡水波中の値である。今回の実験では β の小なる所で大きな係数が得られているのが特色である。前報ではWagnerの理論 $\times 0.65$ 線を限界線の目安として入れておいたが、今回のデータはこの線からはみ出すので $\times 1$ の線を追加してみた。

生の記録から β および Vn を決定する作業に個人差が入るのは避けられないので、これらの図の精度にも自から限界があるが、当然の事であるが不規則波中で得られた衝撃圧もWagnerの理論などでほぼ説明でき、本質的には過渡水波中で得られた衝撃圧と同一のものである事が確認できた。Fig. 5.8.20として得られた衝撃圧の波形の例を掲げておいたが、過渡水波中で得られた波形と同様である事がわかう。前報のFig. 4.5.6でA型と称した振動的な波型がステム上でもたびたび得られた事が今回の実験での特色であった。その1例をFig. 5.8.20にも示しておいた。

5.8.8 む す び

本実験の成果を要約して以下に記す。

- (1) 不規則波中でもステム形状、船速、不規則波のスペクトラムの3条件を揃えてやれば、船首正面にピーク値が船長オーダーの水頭値を持つ真に衝撃的な大波浪衝撃圧を発生させる事が出来る。
- (2) しかし、このような大衝撃圧が発生するような不規則波が実海面に発生する機会は極めて稀であり、もしこのような海況が出現したとしても通常の航海速力での発生頻度は小であり、さらにこのような大波浪を正面に受けて突走する事は考えられないので、常識的な操船方法がとられている場合には真に衝撃的な衝撃圧は、ステム上にはほとんど起る可能性はないと言えよう。
- (3) 大衝撃圧発生回避の手段として減速の効果は大である。
- (4) ステムは立っている程、大衝撃圧が発生しない傾向にある。

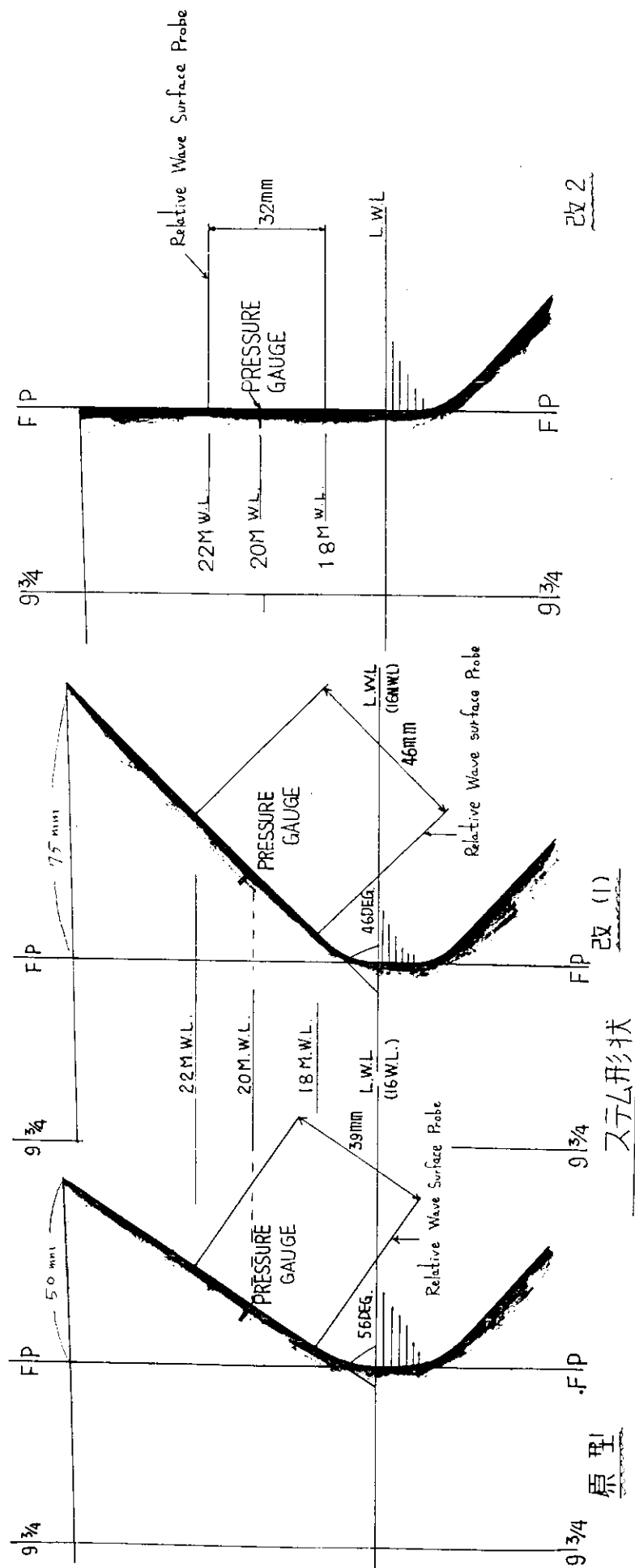


Fig. 5.8.1 スチーム形状 (側面図)

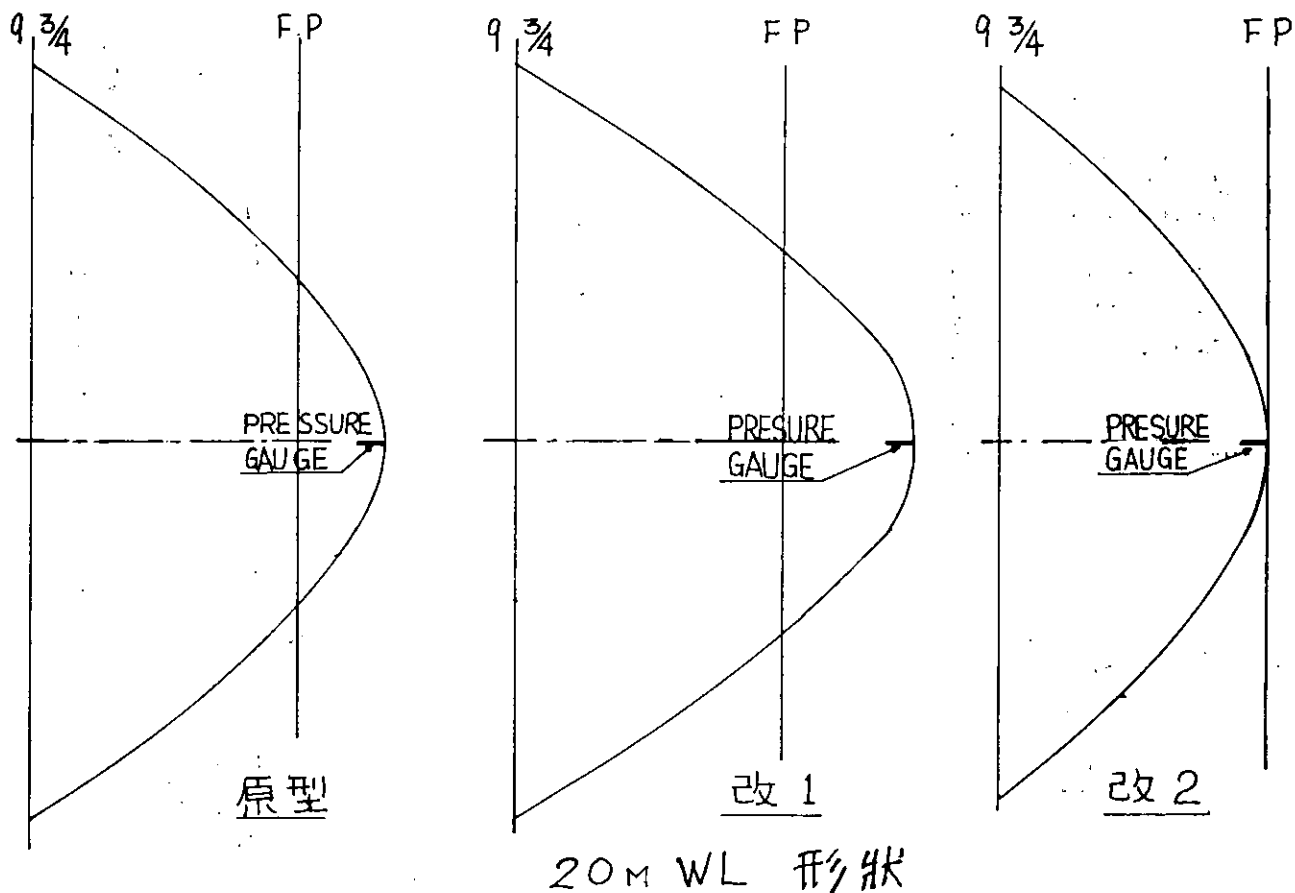


Fig. 5.8.2 ステム形状 (平面図)

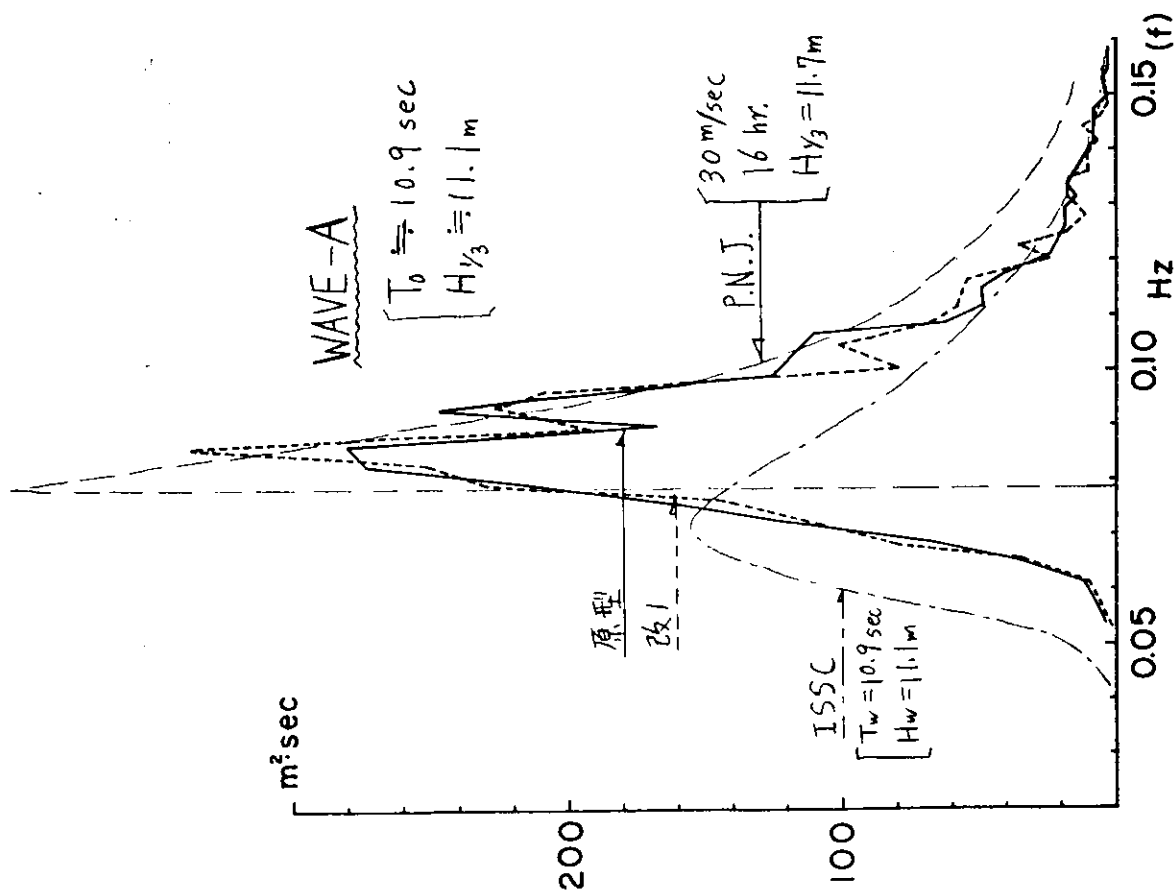
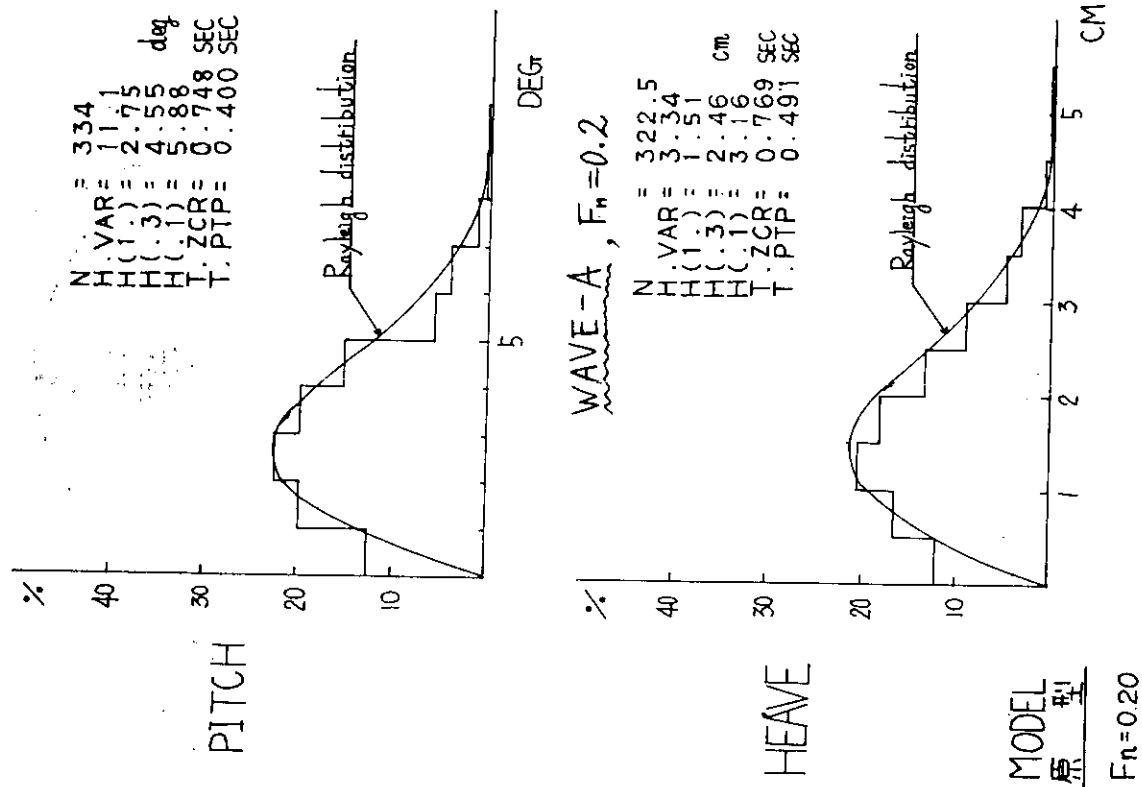


Fig. 5.8.3 使用した不規則波のスペクトル (WAVE A)



(MODEL SCALE)

Fig. 5.8.5 WAVE-A 中での原型モデルの運動

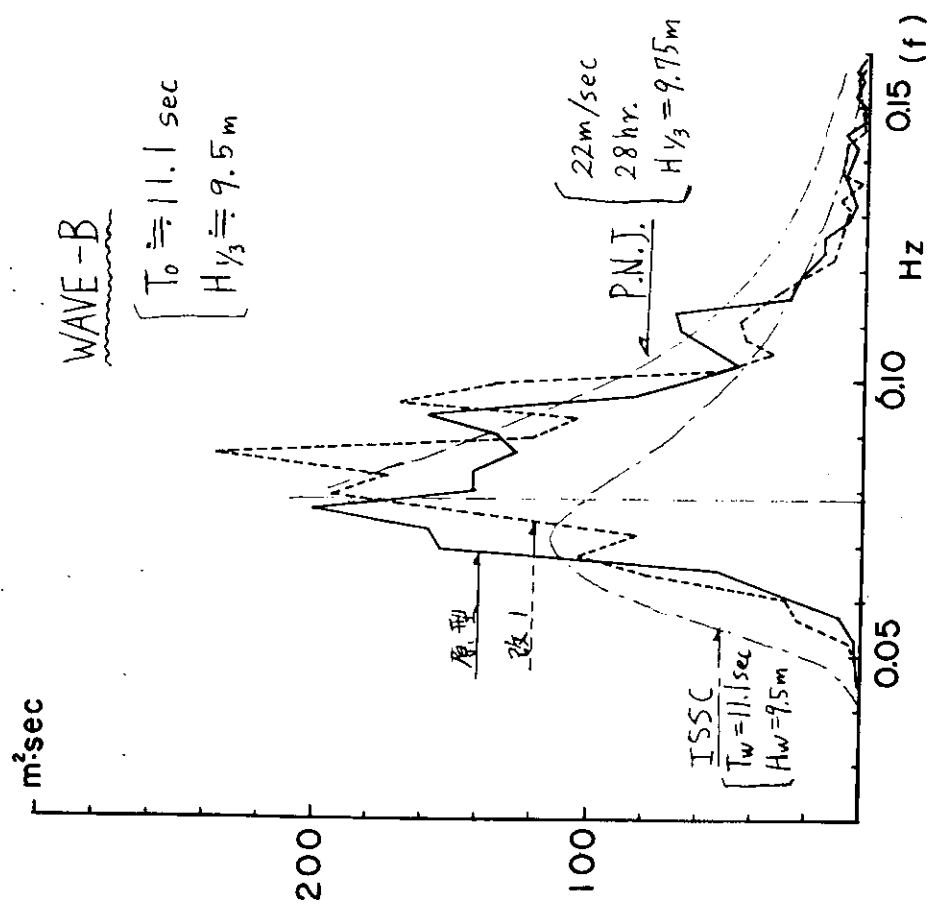


Fig. 5.8.4 使用した不規則波のスペクトル (WAVE B)

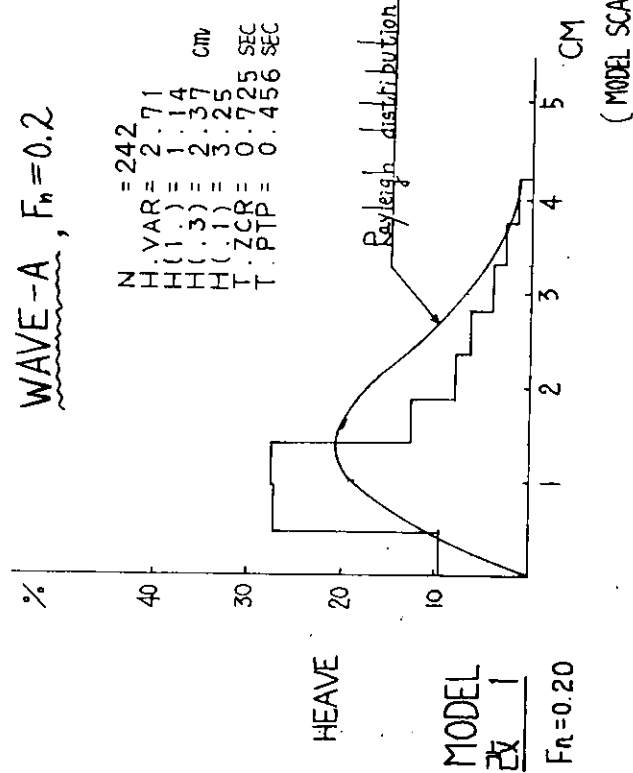
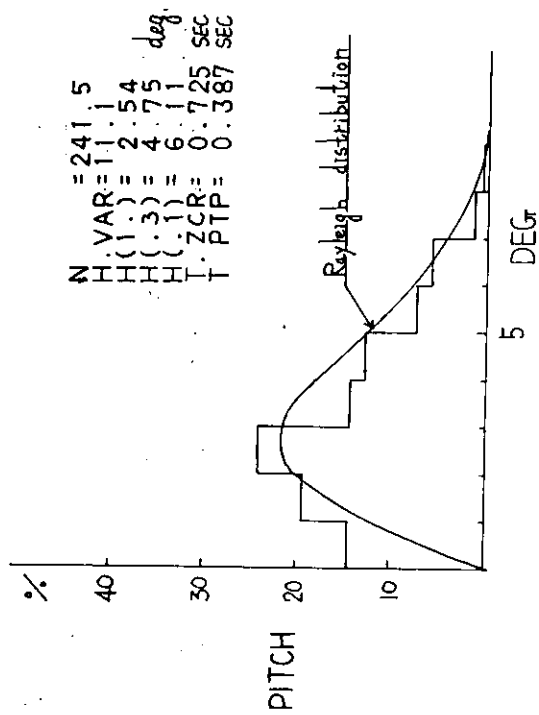


Fig. 5.8.6 WAVE-A 中での改1モデルの運動

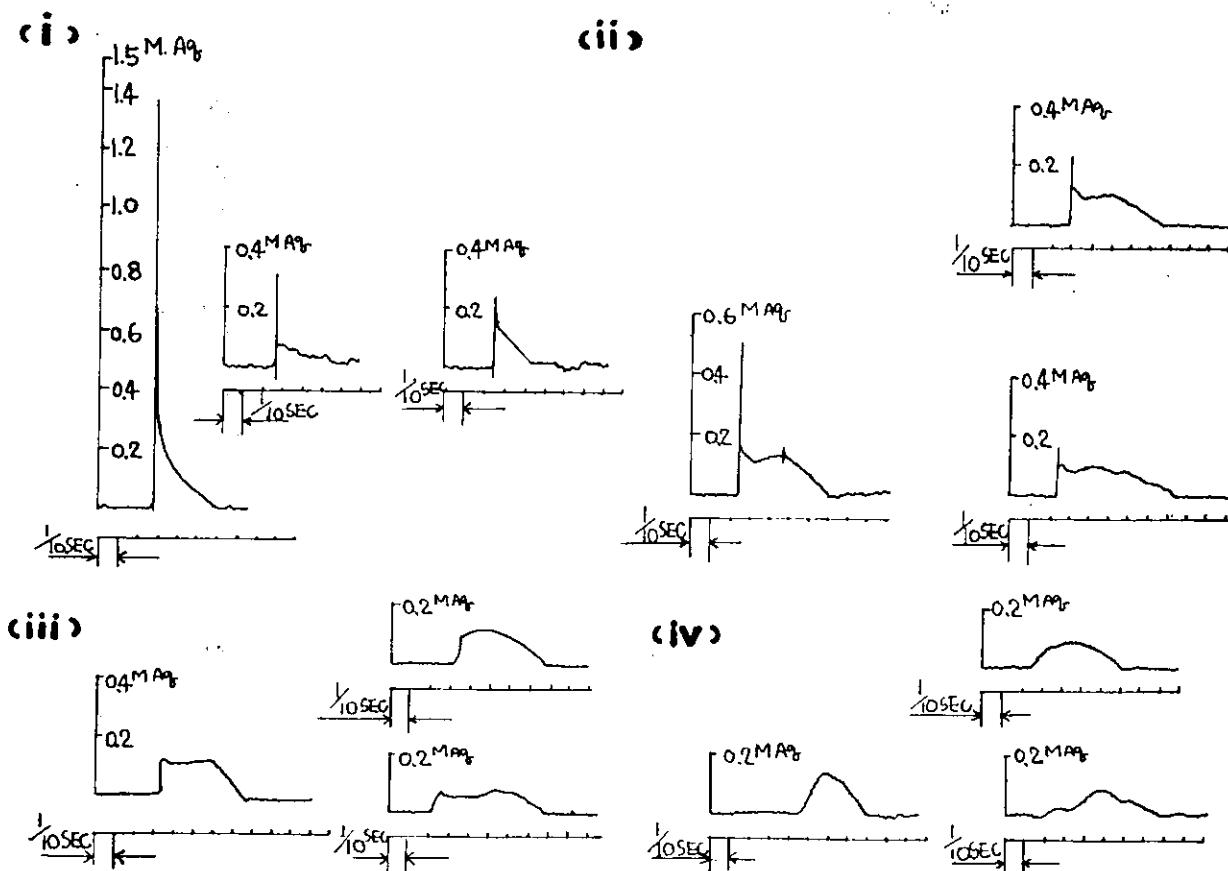


Fig. 5.8.7 船首圧力波型の分類とその例

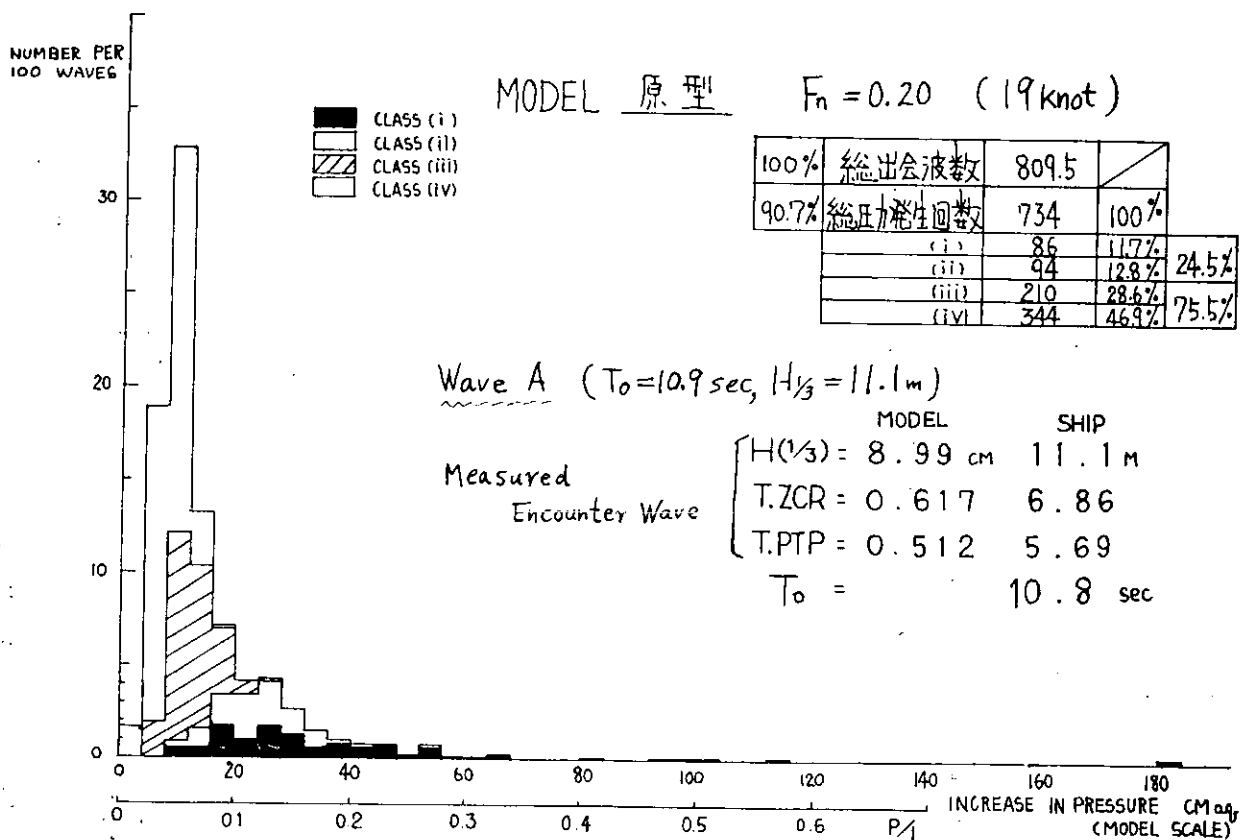


Fig. 5.8.8 WAVE-A中を19 Knotで航走した場合(原型)

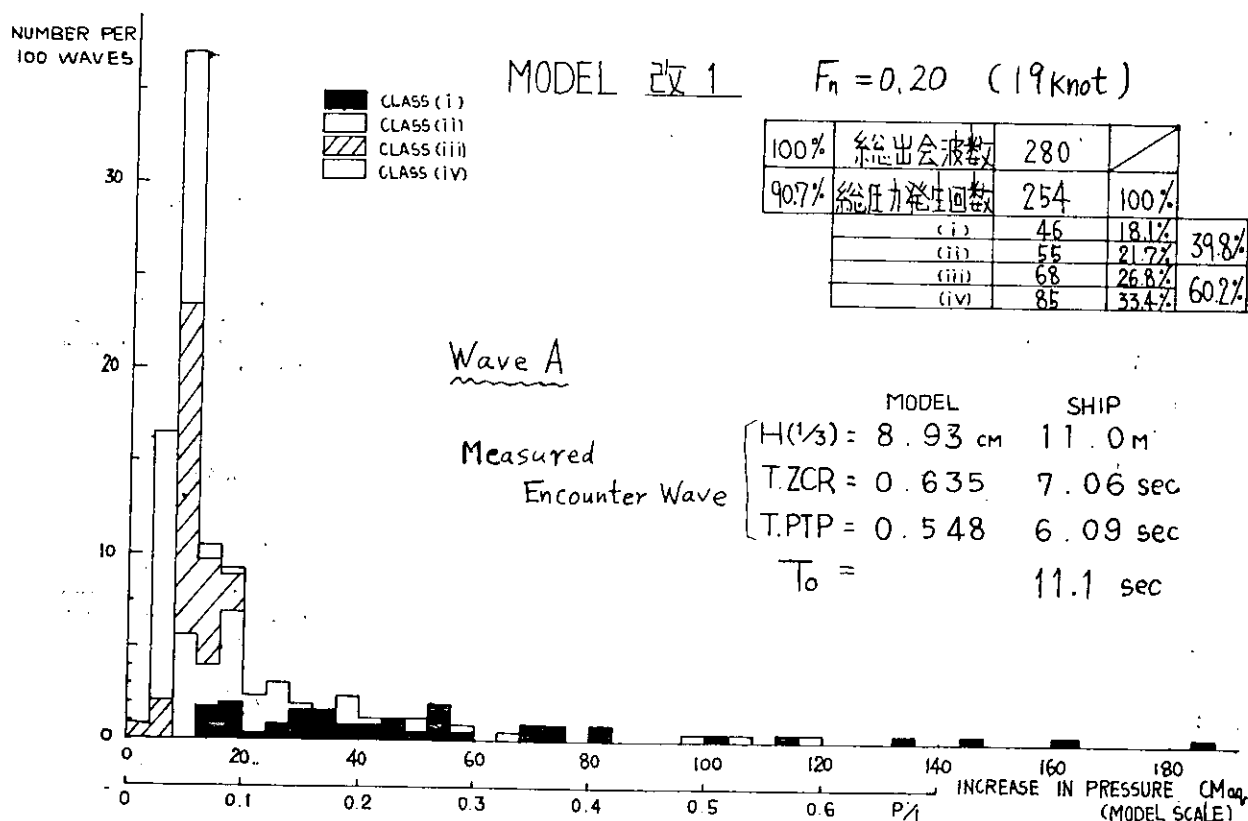


Fig. 5.8.9 WAVE-A中を19 Knotで航走した場合(改1, 改悪型)

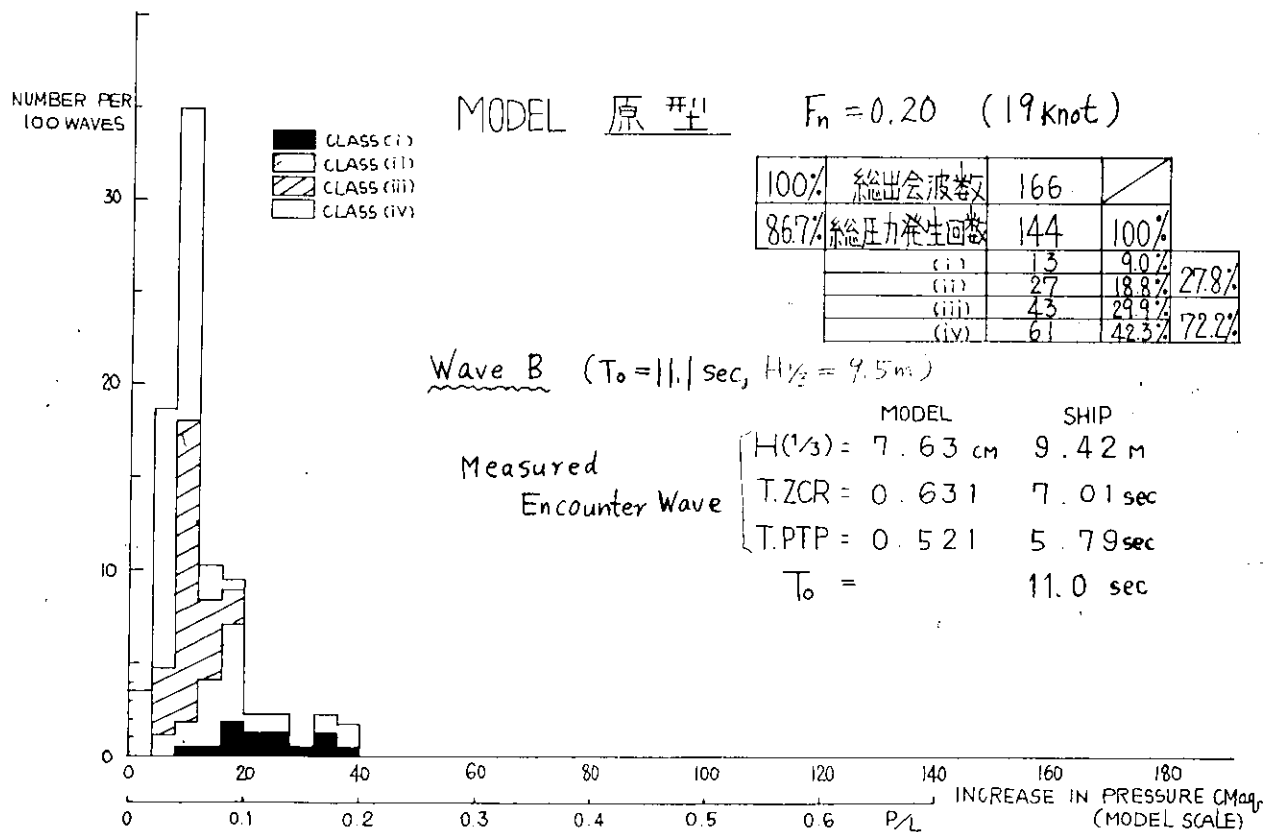


Fig. 5.8.11 WAVE-B中を19Knotで航走した場合 (原型)

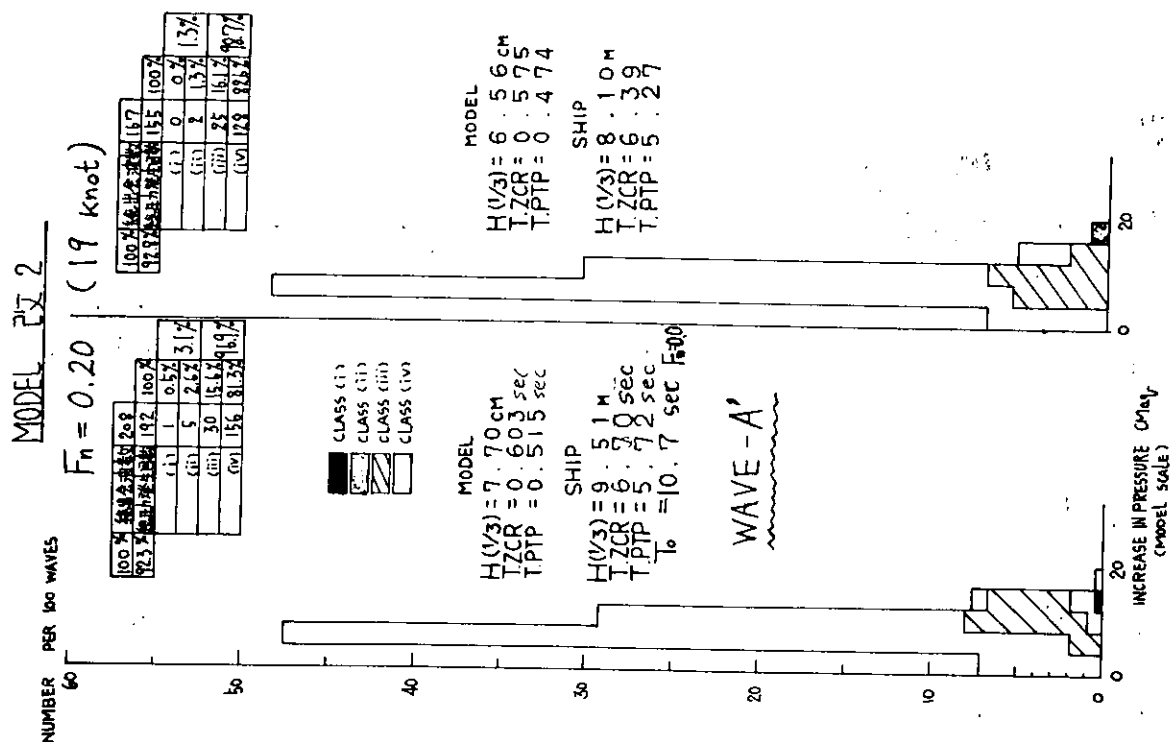


Fig. 5.8.10 ほぼWAVE-A'に対応する波の中を19Knotで航走した場合 (改2, 改良型)

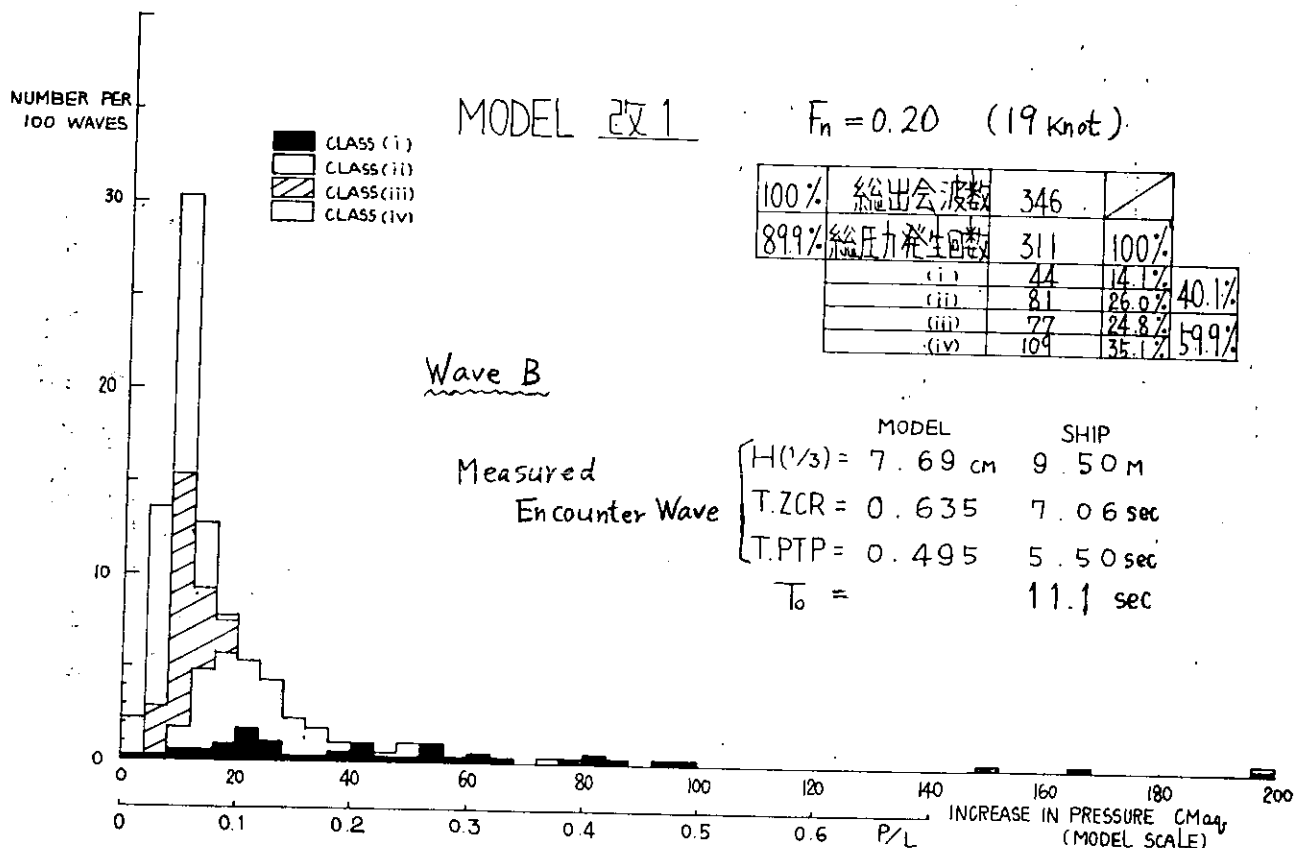


Fig. 5.8.12 WAVE-B中を19Knotで航走した場合(改1, 改悪型)

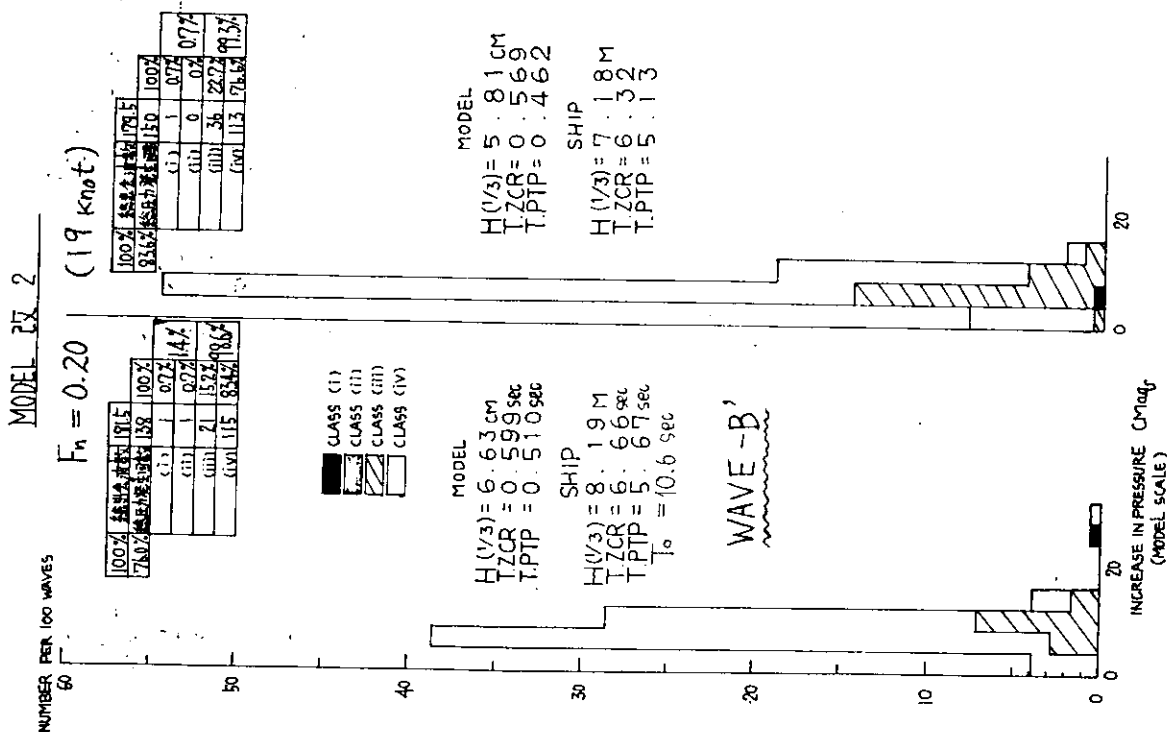


Fig. 5.8.13 改悪WAVE-Bに対応する波の中を19 Knotで航走した場合(改2, 改良型)

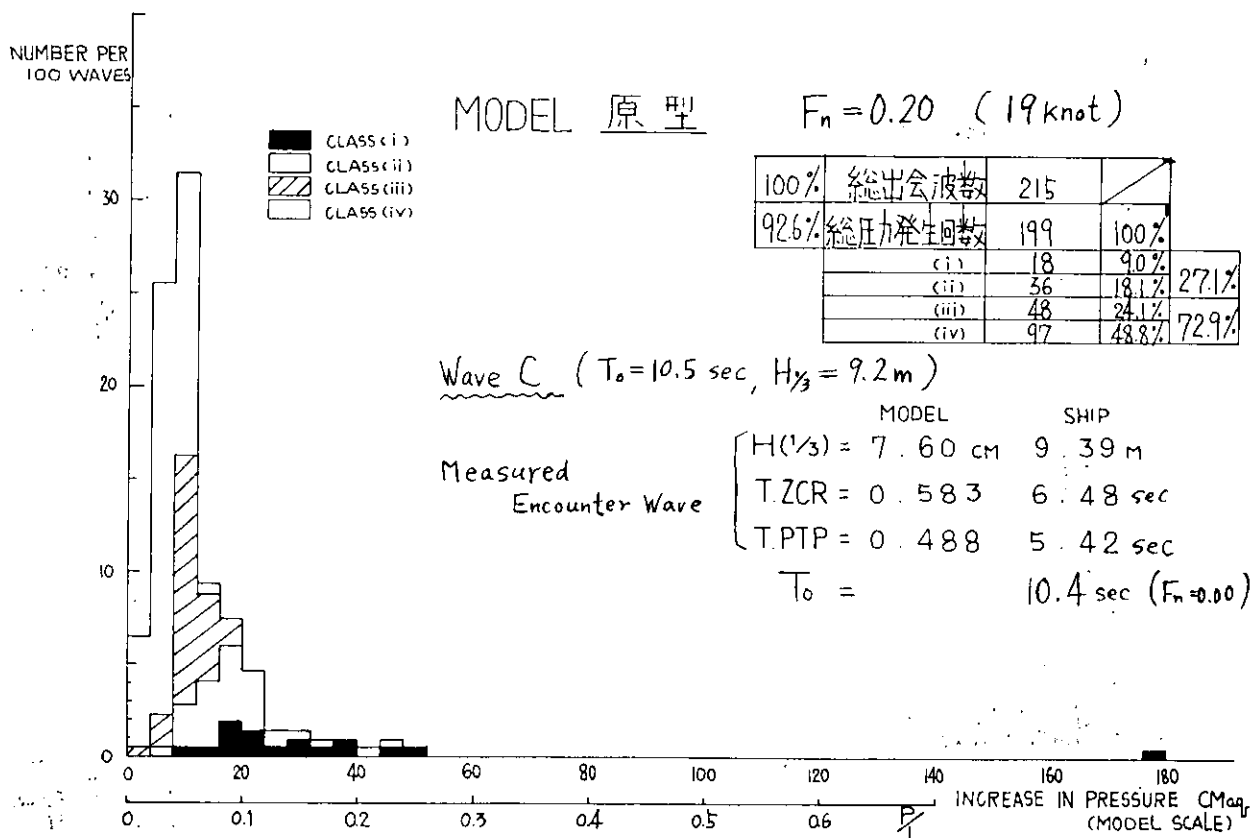


Fig. 5.8.14 WAVE-C中を19Knotで航走した場合 (原型)

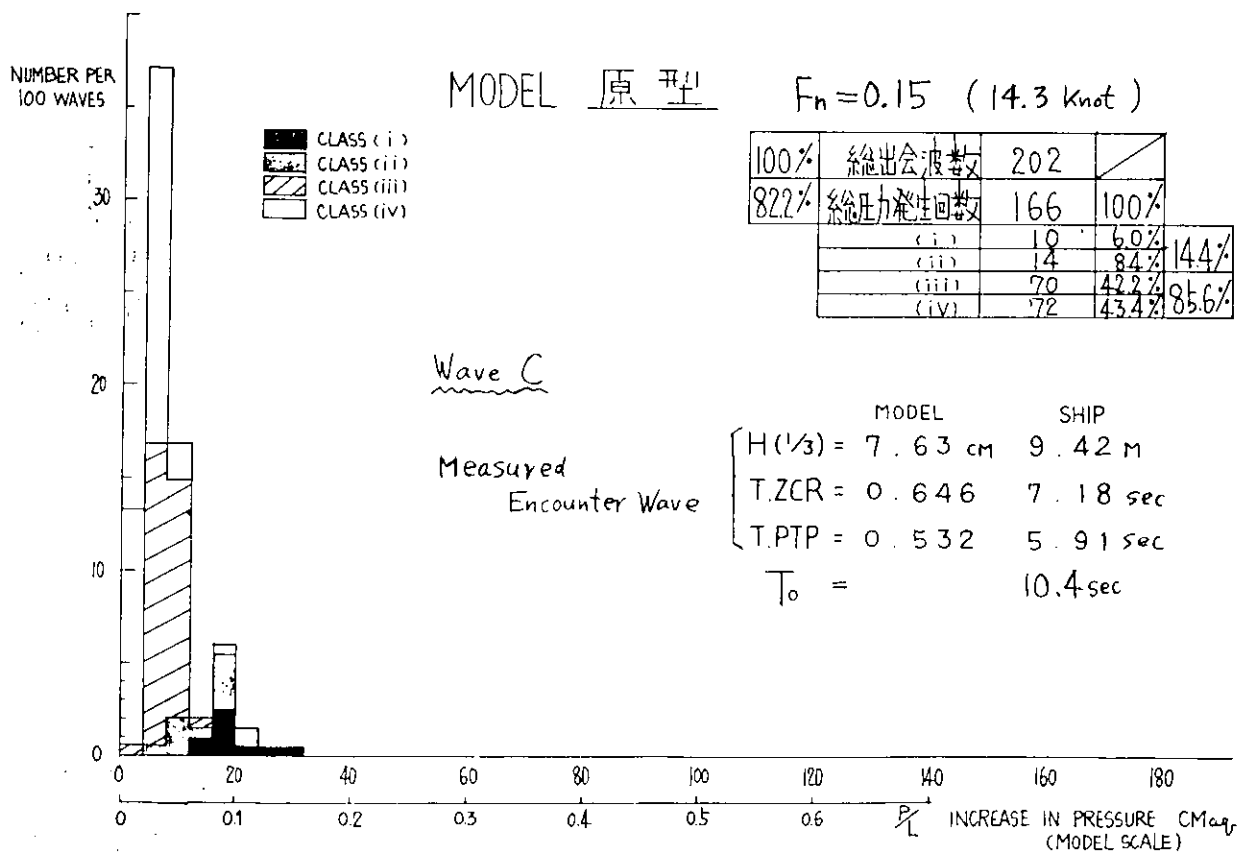


Fig. 5.8.15 WAVE-C中を14Knotで航走した場合 (原型)

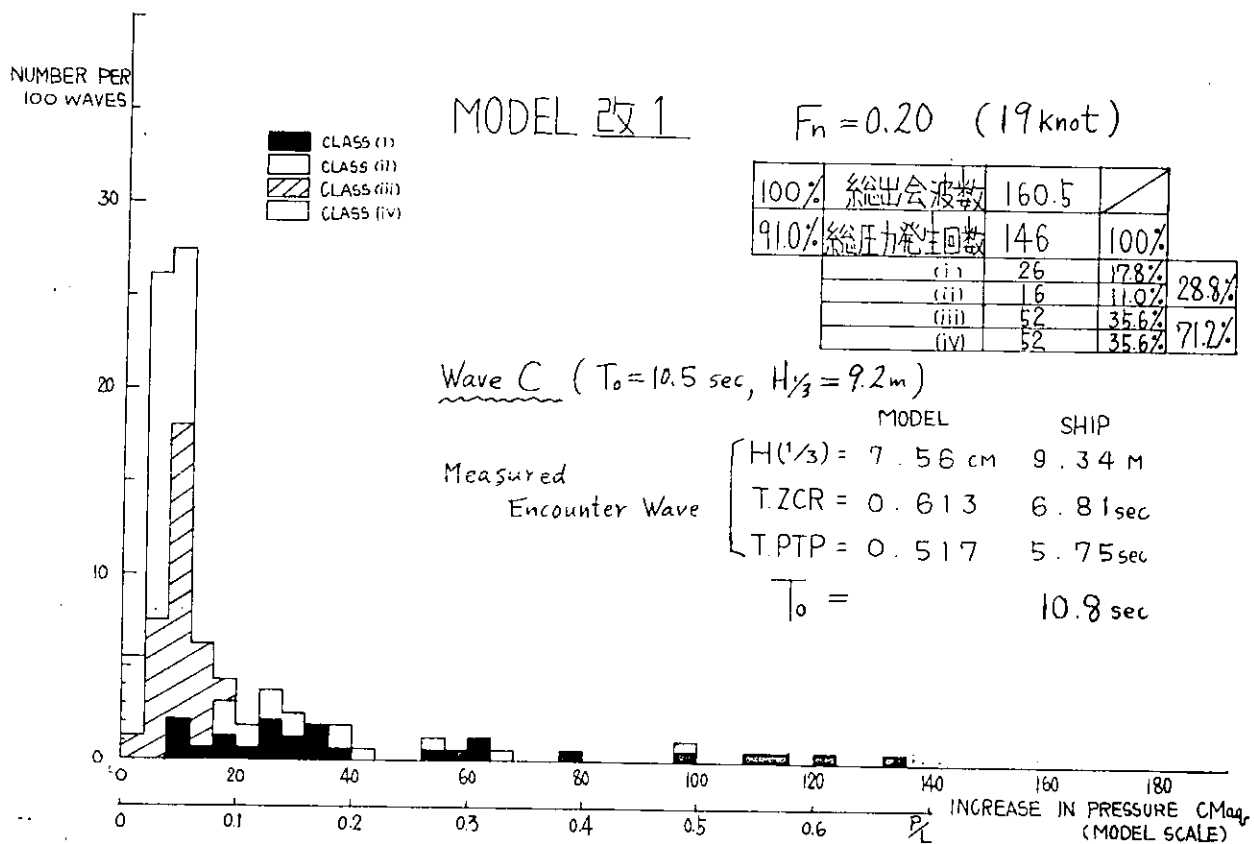


Fig. 5.8.16 WAVE-C中を19Knotで航走した場合(改1, 改悪型)

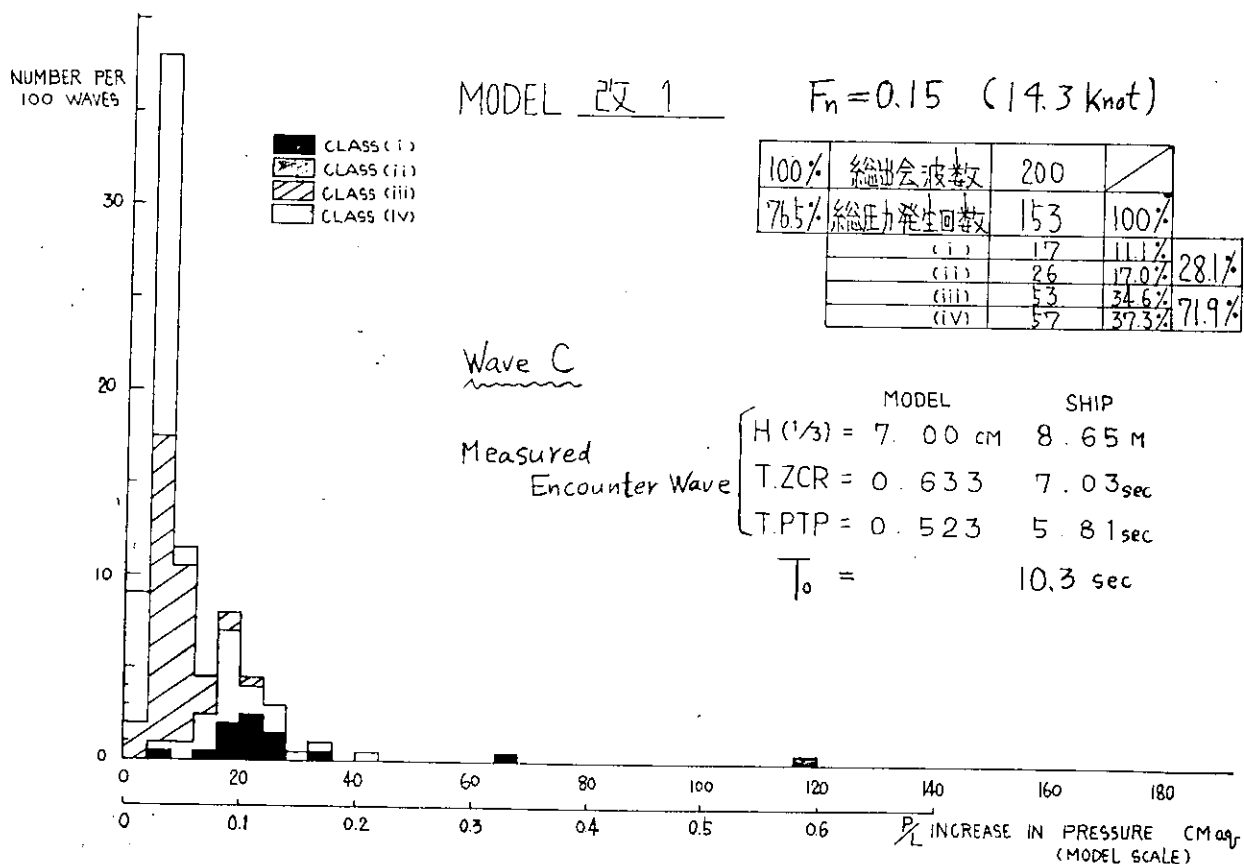
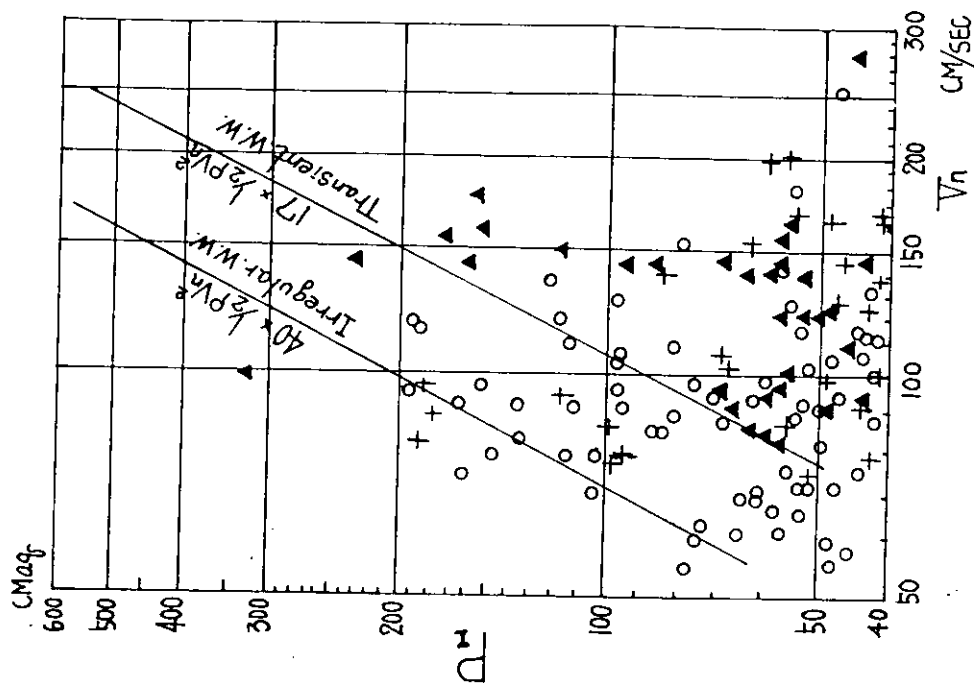


Fig. 5.8.17 WAVE-C中を14Knotで航走した場合(改1, 改悪型)



- + — Irregular W. Wave $F_n = 0.20$ (原型)
- — Irregular W. Wave $F_n = 0.20$ (改1)
- ▲ — Transient W. Wave $F_n = 0.15$ (原型)

Fig. 5.8.18 衝撃圧のピーク値, P_1 (ステム, 20mWL)

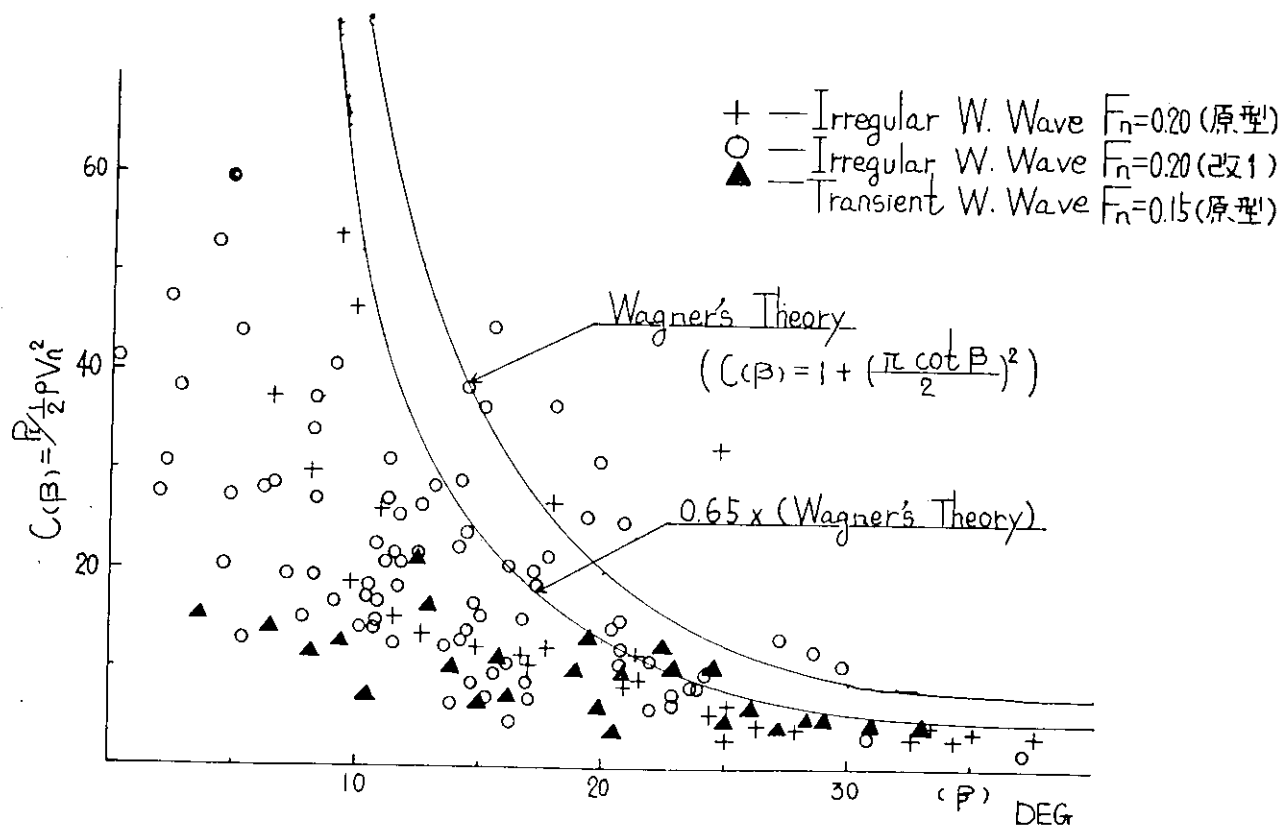


Fig. 5.8.19 衝撃角度(β)と衝撃圧力係数(C)の関係

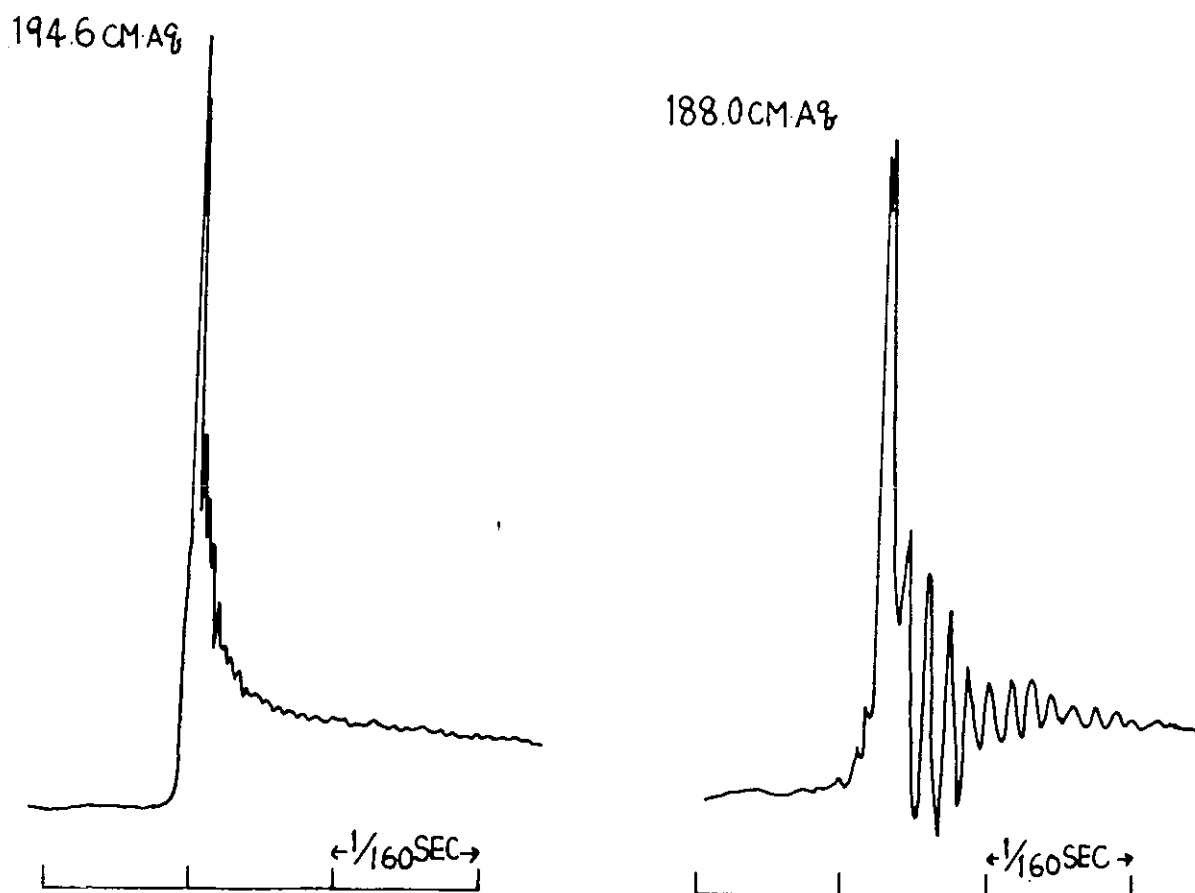


Fig. 5.8.20 衝撃圧波型例

5.9 二方向、不規則波中における模型実験

5.9.1 ま え が き

波浪衝撃水圧を自航模型船上で実際に計測してみようということを主目的に笠木山丸第3次模型実験を角水槽で実施したことは、昭和48年度中間報告でも述べた通りである。¹⁾その結果、2方向波中では船側衝撃水圧も含めて波浪衝撃水圧がいかなる条件のもとに、いかなる船体表面上の範囲に発生するかを自航模型船を用いて実験的にしらべることが可能であることがわかった。²⁾また、同時に衝撃値について若干の定量的解析を加えた結果、波浪衝撃現象がもともとバラツキの多いものでその整理には統計論的手法を必要とするが、そのためには前回のような2方向規則波中のものだけでは不十分で、どうしても不規則波成分を加えた波の中で実験することが必要であることがわかった。

今回の実験（笠木山丸第4次実験）では、上述の実験的経験にもとづき、1方向または2方向不規則波中で波浪衝撃水圧を計測することにした。実験の主なる目的は、波浪衝撃がそのピーク値のいろいろなレベルに対してどのような発生頻度分布を持つかをしらべるとともに、その特性が船速や波の性質などの因子とどのような関係にあるかを統計論的に明らかにすることにある。

波浪変動水圧、衝撃水圧ともに船速に影響されるが、とくに後者において直接的である。波浪中における船速低下を精度良く推定することは難しく、とくに不規則波中では不明の点が多い。不規則波中における船速低下を模型試験からしらべてみようというのが、今回の実験の第二の目的である。

角水槽における実験はすべて終了しているが、そのデータ解析は現在進行中である。ここでは、いままでは解析を終わったものの中から主なものをピックアップして中間報告とする。

5.9.2 実験方法

(1) 供試模型船とその状態

実験に用いた模型船は、従来通り大型鉱石専用船笠木丸の 4.5m 木製模型である。実船および模型船の主要目等は、前回の報告（研究資料Ⅲ 192）に示した通りである。実験時の船の状態は実船と相似にしたが、なかには実験技術上、相似にできないものもあり、それらについてはなるべく第 3 次の実験状態に合わせるように努めた。

(2) 計測項目と計測法

今回の実験における計測項目ならびにその計測方法は、前回の笠木丸第 3 次実験のときと殆んど同じである。すなわち、波浪衝撃水圧の計測を主目的にはしているが、これと関連する沢山の項目も同時に計測することにより、その特性を総合的に把握できることを狙いとしている。

衝撃圧の計測方法は、前回の実験で確定された手法によっているが、同時測定可能なチャンネル数は 8 チャンネルに増加した。その船体表面上の配置は、Fig. 5.9.1 に示す通りである。

(3) 実験方法と実験状態

実験は、船舶技術研究所の三鷹第一船舶試験水槽（通称角水槽）において行なわれた。

実験を行った種類、ケースを Table 5.9.1 に示す。波浪の種類は、一方向または二方向を不規則波としたいろいろな組合せのものを起している。不規則波のタイプとしては、ISSC 型のものを採用し、その平均周波数をいろいろに変化している。波高としては、各素成波とも有義波高で $L/50$ のものを標準とした。また、Beaufort Scale に対応する平均周期、有義波高のある組合せを持った一方向不規則波も何種類か作って実験している。

2 方向不規則波中で波に対する船の向い角を定義することは難しいが、¹⁾ 船の方位としては、各素成波の平均的波周期を持った波により合成された 3 角波の主なる進行方向に対して真向いないしは斜め波になるものを主に選んで実験している。

航走方法は、いままでの角水槽における模型実験と同様に、自航模型船に自動操縦を加え、またプロペラ軸駆動モータの電圧は一定値に保ったまま航走させるものとした。船速としては、上記方法で平水中速力 14.8 節に相当するものを標準とした。

不規則波中の実験データを統計論的に見て意味があるようにするには、各実験ケースとも唯一度の航走では角水槽は狭過ぎる。そこで、各々のケースにつき、不規則波の発生信号をずらしながら、3 航走づつすることにした。こうして得られたデータを合せて統計論的に処理した結果は、実船に直して約 30 分間の航走に相当し、短期分布を求めるには充分である。

5.9.3 不規則波の計測結果

不規則波の発生方法は、第 1 面造波装置（フラップ・タイプ）に関しては従来通りとしたが、第 2 面造波装置（プランジャー・タイプ）に関しては、新しいインパルス応答法によることにした。その詳細については文献⁴⁾を参照されたい。

波高の計測は水没型超音波式波高計⁵⁾によった。計測データをスペクトラム解析した結果の二三を Fig. 5.9.2 ～ 5.9.4 に例示する。これらはいずれも第 2 面造波装置による素成波について、これを単独に起して計測・解析したものである。図中には目標としたスペクトラムが実線で書入れられてあるが、およそ目標の不規則波が起せたと考えてよいことがわかる。周波数の高い成分まできれいに裾野をひいているのは、第 2 面造波装置の応答の良さを物語っている。しかしながら、低周波成分の方で相違が大きく、かなり大きなエネルギーが存在しているのは、第 2 面造波装置の対辺の消波装置が低周波成分の波の吸収に効果的でないための反射波の影響と考えられる。

2 方向複合波の計測も行なっているが、解析方法が難しいため作業は進んでいない。現段階では、各素成波ごとに解析を行ない、複合波はそれらが線型に合成されたものと考えておく程度に止めることにする。

5.9.4 不規則波中における船速低下の計測結果

波浪変動水圧も衝撃水圧もともに船速に影響されるところが大きい。変動水圧が影響を受けるのは、船速により船体運動が変えることに主な原因があると考えられる。これに対して、衝撃水圧ではその大きさが大風速度の自乗に比例する

ものと考えられ、そこでは速度影響はもっと直接的である。

波浪中における船速低下の原因としては、いわゆる抵抗増加の成分と漂流による成分と2つのものが考えられる。このうち、漂流による成分が大型鉱石専用船の場合には支配的であるとされている。

規則波中における船速低下の特性は、笠木山丸第1次、第2次模型実験で大体把握することができたが、⁶⁾実際の不規則波中における船速低下となるとその推定法も確定しておらず、模型実験の資料も少ない。

今回の実験では、不規則波中で大型鉱石専用船がどのような船速低下を来すかを模型試験でしらべてみることも一つの目的とされた。もとより、波浪中の船速低下を模型試験により求めることは技術的に解決している訳ではない。尺度影響からエンジン・シミュレーションに至るまでいろいろな問題点があるであろう。今回の実験でも、従来通り平水中で所定の速度が出るようにプロペラ軸駆動モータの電圧を調整し、そのまゝの電圧で波浪中を走らせて船速が自然に下るようにした。このような模型試験方法から直ちに実船の速度低下を推定することには多少無理があることは否めないが、大要を把握する上では意味なしとしない。

実験はかなり多くの不規則波の組合せについて行なわれたが、ここでは Beaufort Scale に対してある特定の対応特性を持つ一方不規則波中における実験結果を例示することにする。すなわち、不規則波のタイプは、次式で示すようないわゆる ISSC 型のスペクトラムを有するものとする。

$$[\gamma(\omega)]^2 = 0.11 H_v^2 \frac{T_v}{2\pi} \left(\frac{T_v \omega}{2\pi} \right)^{-5} \exp \left\{ -0.44 \left(\frac{T_v \omega}{2\pi} \right)^{-4} \right\} \quad (5.9.1)$$

そして、有義波高 H_v と平均波周期 T_v との組合せは風力の Beaufort Scale に対応して Fig. 5.9.5 の右上の表のように特定されるものとした。これは風力階級の平均風速を用い、第12回 ITTC の勧告に示される風速と有義波高との関係、波高と波周期との関係などから求められたものである。これを北太平洋の一海域で観測された値と比較した結果、もっとも発現頻度の高い代表的な海象を表わしていることが確められている。⁷⁾

Fig. 5.9.5 は上述のような Beaufort Scale に対応した不規則波中における船速低下を示したものである。横軸には Beaufort Scale に対応した有義波高も並べて目盛ってあるが、これらの変化は同時に平均周期もある対応で変化していることに注意しなければならない。この図から、向い波から斜め波にかけては、船速低下は Beaufort Scale 7 以上から顕著になり始め、8 から 9 にかけて甚しくなるが、10 付近では再び変化が少ないものになることがわかる。これは船速低下が有義波高だけでなく平均周期にも大きく支配されるためで、その傾向は、たとえば $\lambda/L = 0.75$ 附近の波の中で船速低下が大きくなるなどの規則波中における船速低下の特性⁶⁾から説明することはできる。しかしながら、不規則波中における船速低下の値は、規則波中のそのようにある周期の波に対してドラスチックなものになることはなく、多分に周期に対する特性がならされた形のものになるようである。

波との出会い角の影響は、真向い 180° から斜め 135° にかけてはあまり変化がなく、横波 90° になると船速低下は急に小さくなることがわかる。

波浪外力を考える場合、船速低下をどのような形でとり入れるかは議論の余地があるところであろう。一方、船速を精度良く推定できるかどうかにも問題があり、また船速低下に関しては変動水圧と衝撃水圧とで相異なる観点から眺めなければならないものかも知れない。このような難しい問題に対する結論は先にゆずるとして、ここでは単に Beaufort Scale に対応させたある平均的な不規則波中における船速低下の様子を資料として提示するに止める。

なお、前にも述べたように船速低下を模型試験から求める手法が確定している訳でもなく、また模型船の自航のさせ方にもラフなところがないでもないので、プロペラ軸の回転数とスラストの計測値も同時に示して資料性を高めることにした。これらを Fig. 5.9.6 に示す。

5.9.5 波浪衝撃水圧の波型の推移

前回の笠木山丸第3次模型実験においては、波浪衝撃水圧波形のピーク値や持続時間などを詳しく検討するため、ウ

ューブメモリによる計測が行なわれた。その結果、衝撃水圧の波形の検討やピーク値を求めるためならば、電磁オシロの記録でも充分役に立つことが確認されている。今回の実験では、船体前半部に合計 8 個の衝撃圧力計を配置し、電磁オシロ上に同時記録することにより、船体表面上の位置による衝撃発生の際の時間的關係ならびに衝撃波形変化の推移などをしらべることとする。

Fig. 5.9.7 に電磁オシロ上に記録された波浪衝撃水圧の中で、波形の推移がよくわかる代表的な例を示す。実験ケースとしては、波は 2 方向不規則波とともに ISSC 型、有義波高 $1/50$ 、平均周期に相当する波長 $\lambda^*/L = 0.5$ のもの、船速は平水中速力で 14.8 節相当のもの、船首方向は 2 方向波の主たる進行方向に対して真向いのものである。時間は 1 秒毎（模型船スケールで）にマークが入れてあり、その進行方向は右から左へ向っている。衝撃水圧計の記録は 8 チャンネルが同時になされてあり、夫々の取付け位置は図中に書入れてある。（残念ながら多少記録位置の順番に不揃いがある。）ほかに、船首甲板後端における海水打込水量を示す記録も入れてある。

衝撃の記録波形については、前回の実験でもいろいろなものが見つかり、これらを一応便宜的に分類しているが、今回の実験でもどのような衝撃波形が Wagner 型であるか、あるいは Bagnold 型であるかといったような対応がまだはっきりしていない段階なので、便宜的な分類に止める。すなわち、最初のいわゆる平手打部が非常に高くその後急速に圧力が低下するいわば三角型の波浪衝撃に始まり、それから次第に平手打部のピーク値が下るとともにいわゆる腰掛部が現れるようになり従来いわれて来た典型的な衝撃波型となる。さらに平手打部のピーク値が下ると、同時に先端も鈍化して丸くなる。ついには、ピークもあまりはっきりしなくなって来て衝撃水圧と変動水圧との中間的ないわゆる変形波型に転化して行く。

まず、記録波形の時間的推移について眺めてみよう。Fig. 5.9.7 で、船は 2 方向波の主なる成分が進行して行く方向に対して真向いに走っているのであるから、到来波は大部分船首から船尾の方へ通過して行くことになる。したがって、一旦船首に衝撃波形が現れると時間的経過とともに次第に後方にその波形が移って行く場合が多い。一方、船の長手方向には同一で高さだけが上下に異なる位置にある圧力計の記録に関しては、衝撃の発生が殆んど同時に起っているのがわかる。

ついで、衝撃波型の推移について考えてみる。前述の三角型から変形波型に至る衝撃波型の分類を衝撃的色彩の強いものからより変動水圧的色彩の強いものへと転化して行く一過程を示しているものと解釈するならば、船首から船体平行部へと衝撃波型が推移して行く有様は正しくそうした経過そのものと見ることが出来る。すなわち、Fig. 5.9.7 の A に示すごとく、船首で三角型の大きな衝撃波形が現れたものが、後方の船体平行部へ移行するに従い次第に衝撃的色彩を消失して行くのがよくわかる。また、B に示すごとく船首ですでにあまり大きくない衝撃波形であったものは、船首のごく近傍を除くとすぐに変動水圧型に推移してしまう。不規則波の中には、船首方向に対して斜めから来る成分もあり、そのような波に対しては C に示すごとくまず最初に船首フレア部に衝撃水圧を発生するものもある。しかしながら、そのようなケースは頻度も少なく、ピーク値のレベルも低いようである。

5.9.6 波浪衝撃水圧のヒストグラム

波浪衝撃水圧の計測値はもともバラツキが多くその整理には統計論的手法を必要とするが、真にその統計論的特性を明かにするには、前回のような規則波だけを素成波とする 2 方向波では不十分で、どうしても不規則波成分を加えてやる必要がある。今回の実験では、いろいろな不規則波の中での実験を行ない、しかも 1 ケースにつき 3 航走繰返すことにより統計論的解析を行なうに充分なだけのデータ長さを確保している。ここでは、その中の代表的な例について速報的な解説を試みたい。図はすべてヒストグラムの形をとっているが、現時点における解析の進み具合によりサンプル数は平均 2 航走分だけをとっている。

まず、Fig. 5.9.8 は衝撃水圧のヒストグラムが船体表面上の位置によりどのように変るかを示したものである。この図から、向い波中では船首ステムにおける衝撃水圧が頻度もピーク値もともに格段に高いことがわかる。

Fig. 5.9.9 は、衝撃水圧のヒストグラムが船速によりどのように変るかを示したものである。水圧計の位置はすべ

て船首ステムにおけるものであるが、船速の増加とともに衝撃水圧の頻度、ピークともに急激に増大して行く様子がよくわかる。

Fig. 5.9.10 は、衝撃水圧のヒストグラムが船首の波に対する方向によりどのように変わるかを示したものである。ここで水圧計の位置はすべて船首ステムのものである。2方向波の主なる進行方向に対して真向いから斜め向い波にかけては衝撃水圧の頻度、ピーク値ともにあまり大きな差のないことがわかる。

Fig. 5.9.11 は、衝撃水圧のヒストグラムが波の性質によりどのように変わるかを示したものである。2方向不規則波は、どちらの素成波も同じ性質のものとし、その平均波周期だけを波長に換算して $\lambda^*/L = 0.5, 0.75, 1.0$ の3種に変えた。水圧計の位置はすべて船首ステムのものである。結果は、衝撃水圧の発生頻度だけは $\lambda^*/L = 0.5$ のものだけ大きく、ほかは皆低いが、ピーク値の高いものについてはあまり変わらず、かえって $\lambda^*/L = 1.0$ の方が高目のものが現れている。

以上、いずれのヒストグラムもまだサンプル数が少々足りないようではあるが、一応頻度分布形として眺めたとき統計的性質を知る手掛りとはなり得るであろう。

参 考 文 献

- 1) 日本造船研究協会「第131研究部会「波浪外力に関する水槽試験」報告書」,研究資料No.192, (1974)
- 2) 菅井和夫, 郷田国夫, 北川弘光ほか, "2方向波中の船体に働く波浪衝撃水圧に関する模型実験" 造船学会論文集第135号, (1974)
- 3) 北川弘光, 大松重雄: "2方向波中の船体運動に関する一実験" 造船学会論文集第135号, (1974)
- 4) 北川弘光, 角川明: "第2面造波装置による不規則波の発生について" 第24回船研研究発表会講演集, (1974)
- 5) 松元尚義, 菅井和夫, 北川弘光: "複合波の計測例" 第22回船研研究発表会講演集, (1973)
- 6) 菅井和夫, 郷田国夫, 北川弘光ほか: "斜め波中の船体に働く波浪変動水圧に関する模型実験" 造船学会論文集, 第133号, (1973)
- 7) 高石敬史, 吉野泰平, 高木又男, 斉藤公男: "一軸高速コンテナ船の斜め波中における動揺特性" 造船学会論文集, 第129号, (1971)

Table 5.9.1

No.1 WAVE MAKER			No.2 WAVE MAKER			SHIPS HEADING TO No.1 WAVE χ					REMARKS
TYPE	λ^*/L	H 1/3	TYPE	λ^*/L	H 1/3	180°	157.5°	135°	112.5°	90°	
			ISSC	1.0	L/50	○	○	○	○	○	NEARLY B. S. 7
			"	0.75	"	○	○	○	○	○	
			"	0.5	"	○	○	○	○	○	
REGULAR	1.0	L/50	ISSC	1.0	L/50	○	○	○			
"	0.75	"	"	0.75	"	○	○	○			
"	0.5	"	"	0.5	"	○	○	○			
ISSC	1.0	L/50	ISSC	1.0	L/50	○	○	○			
"	0.75	"	"	0.75	"	○	○	○			
"	0.5	"	"	0.5	"	○	○	⊙			

No.1 WAVE MAKER			No.2 WAVE MAKER			SHIPS HEADING TO No.1 WAVE χ					REMARKS
TYPE	λ^*/L	H 1/3	TYPE	λ^*/L	H 1/3	180°	210°	225°	240°	270°	
ISSC	0.67	L/35				○	○	○	○	○	B. S. 8
"	0.87	L/27				○	○	○	○	○	B. S. 9
"	1.08	L/21				○	○	○	○	○	B. S. 10

REMARKS :

No.1 WAVE MAKER IS THE FLAP TYPE

No.2 " " THE PLUNGER TYPE

No.1 WAVE AND No.2 WAVE ARE CROSSING AT 90°

 λ^* WAVE LENGTH WITH THE MEAN PERIOD

H 1/3 1/3 SIGNIFICANT WAVE HEIGHT

B. S. CORRESPONDING TO BEAUFORT SCALE

○ 14.8 KN IN STILL WATER

⊙ 12.5, 14.8 AND 16.5 KN IN STILL WATER

3 RUNS A CASE

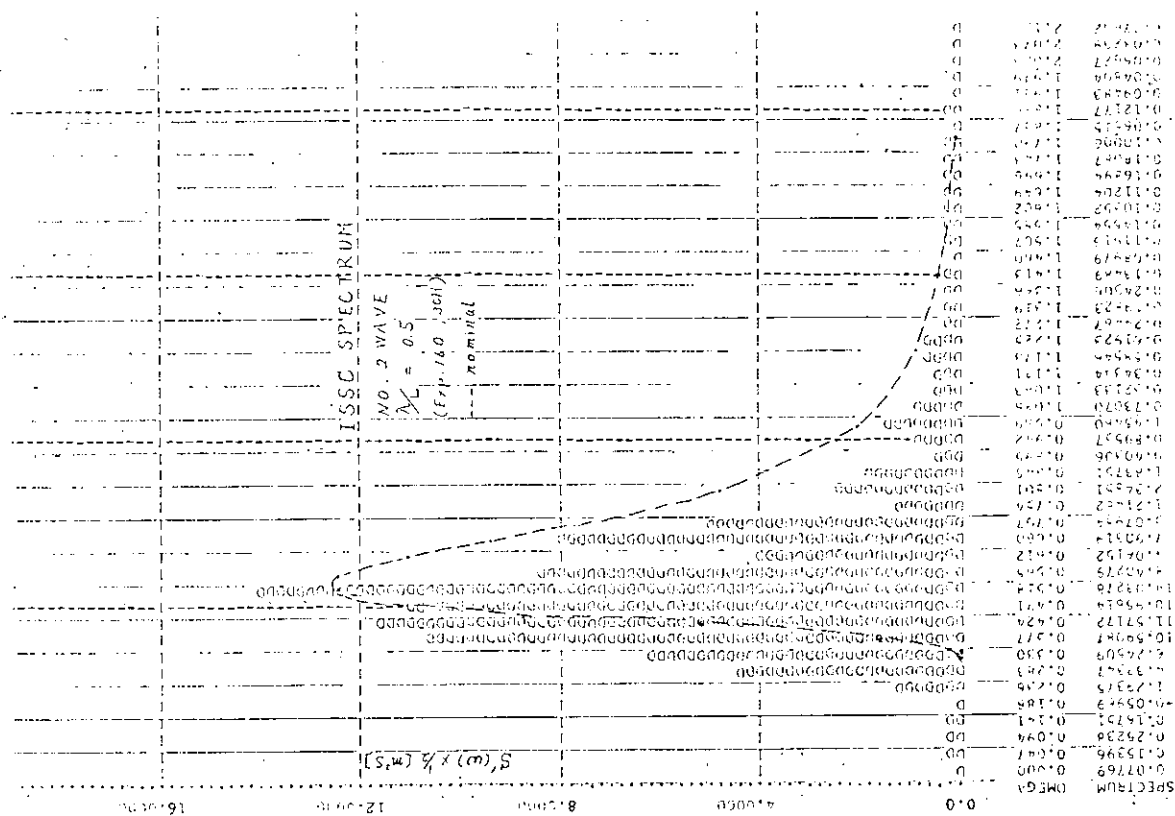


Fig. 5.9.2

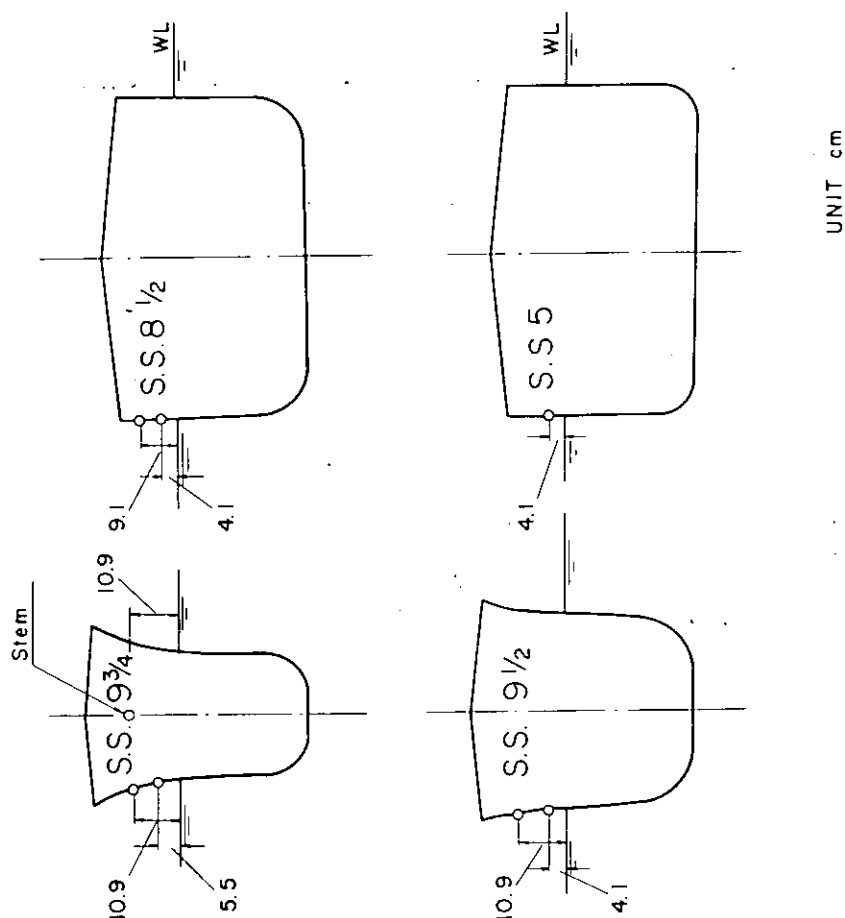
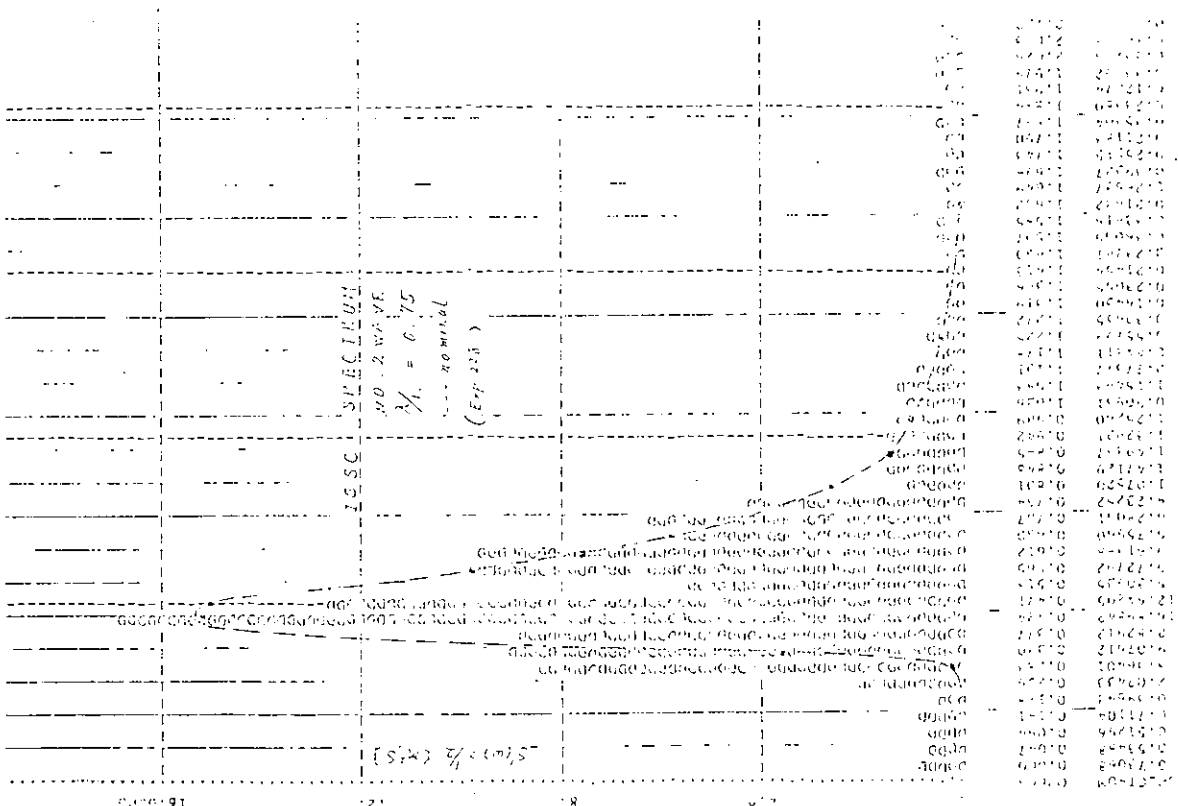
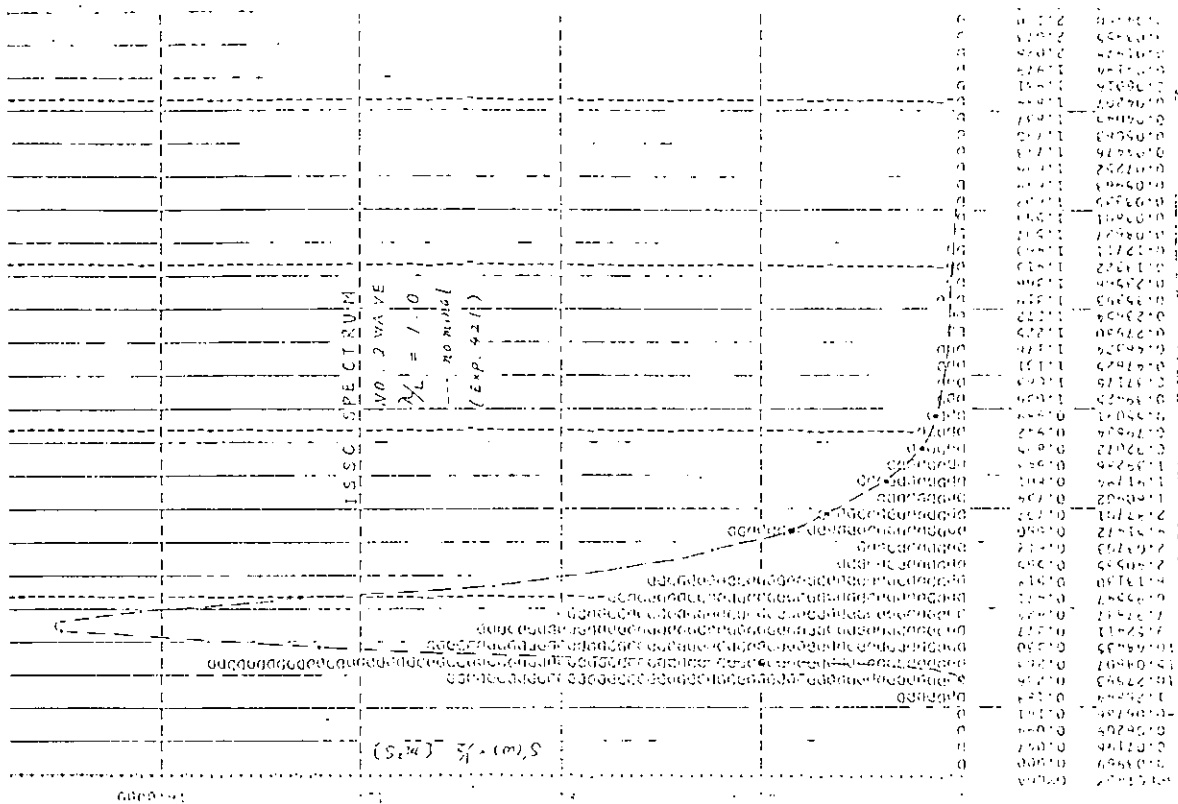
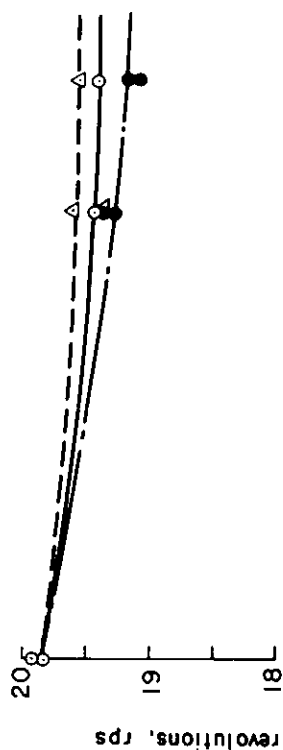


Fig. 5.9.1. Position of impact Pressure Gauge



mean number of revolutions of propeller



mean thrust measured in irregular waves with 4.5m model

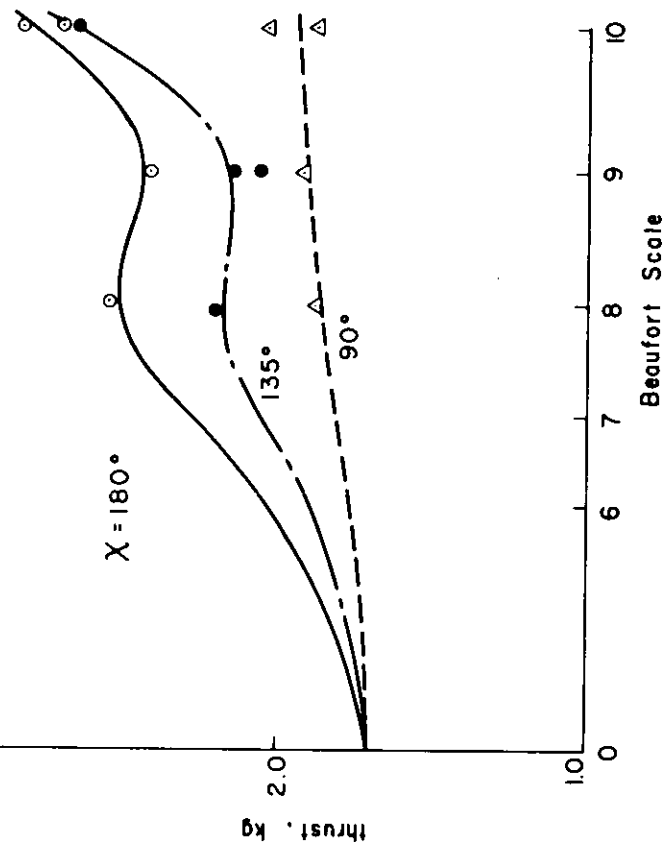


Fig. 5.9.6

Beau- fort	U (m/sec)	Tv (sec)	Hv (m)
6	12.4	7.6	3.9
7	15.5	8.9	5.3
8	18.9	10.3	7.1
9	22.6	11.7	9.2
10	26.4	13.1	11.5

KASAGISAN MARU 4.5m MODEL

—○— X = 180°
 -●- " 135°
 -△- " 90°

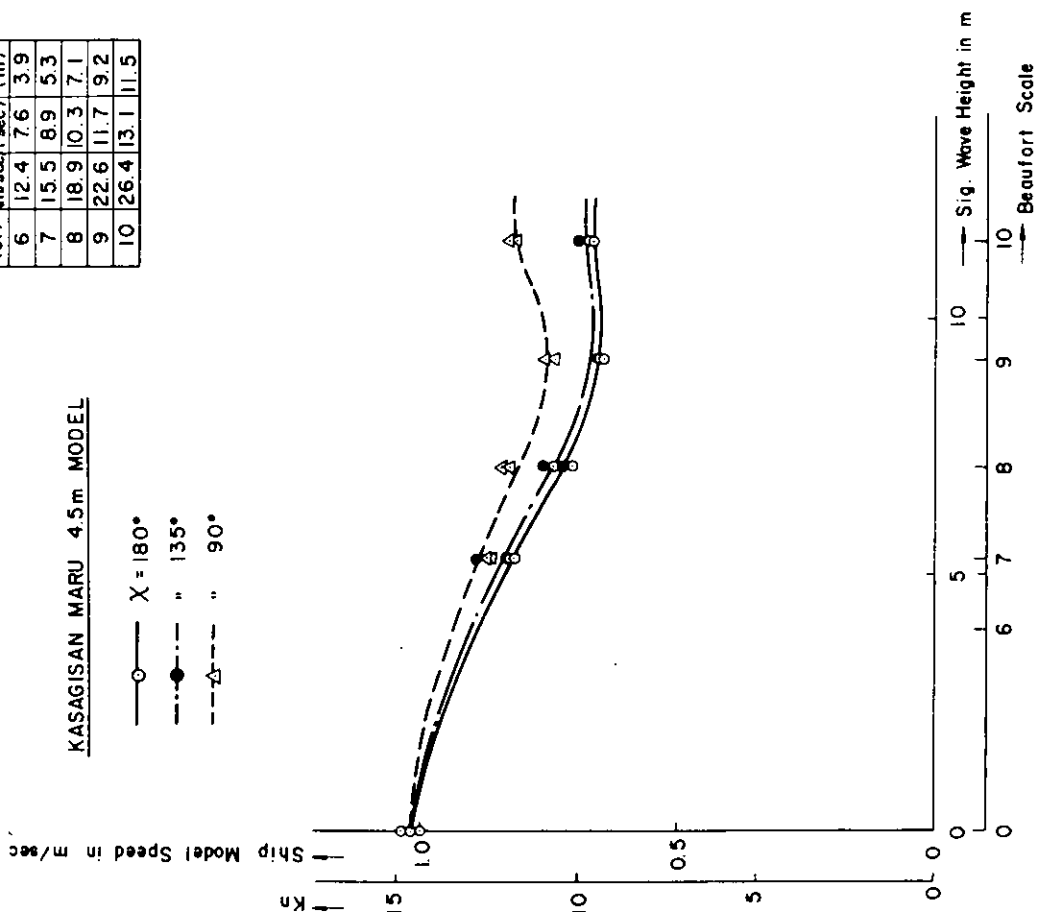
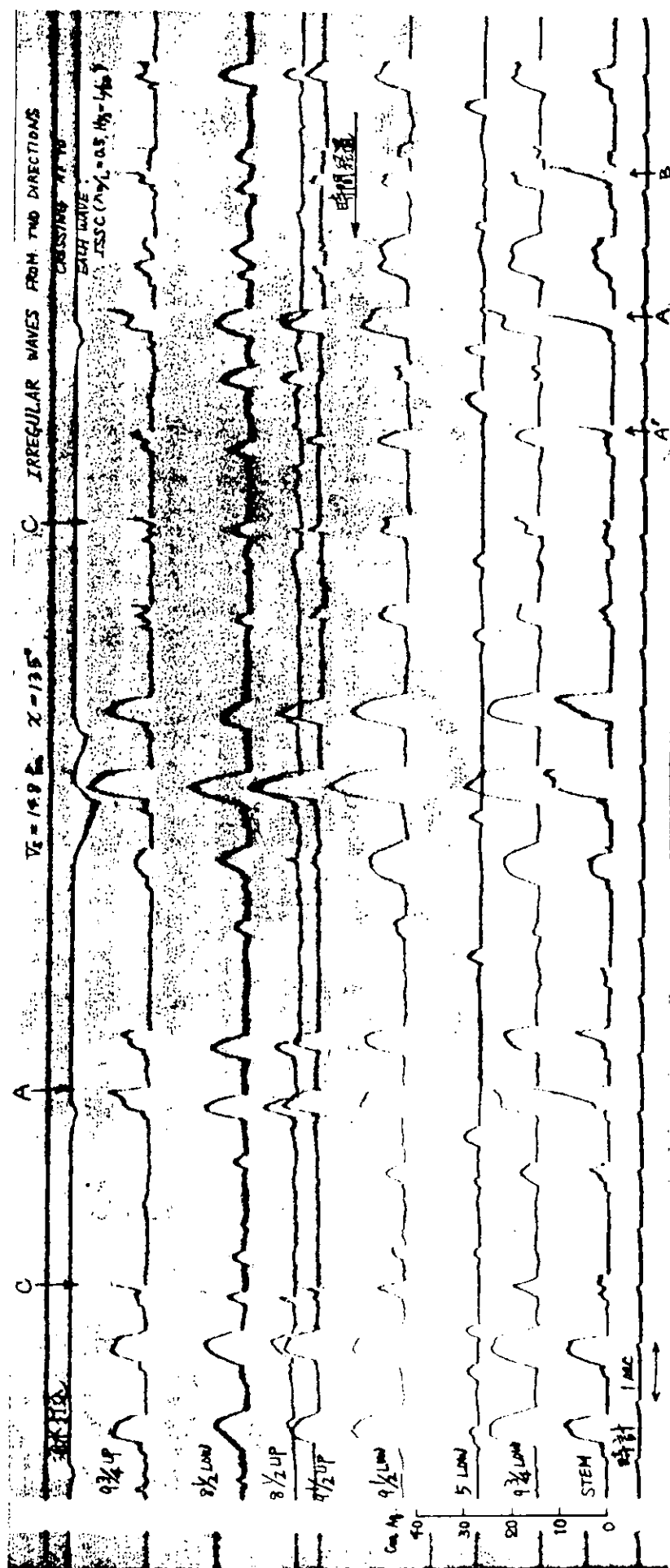


Fig. 5.9.5 Ships Model Speed in Irregular Seas



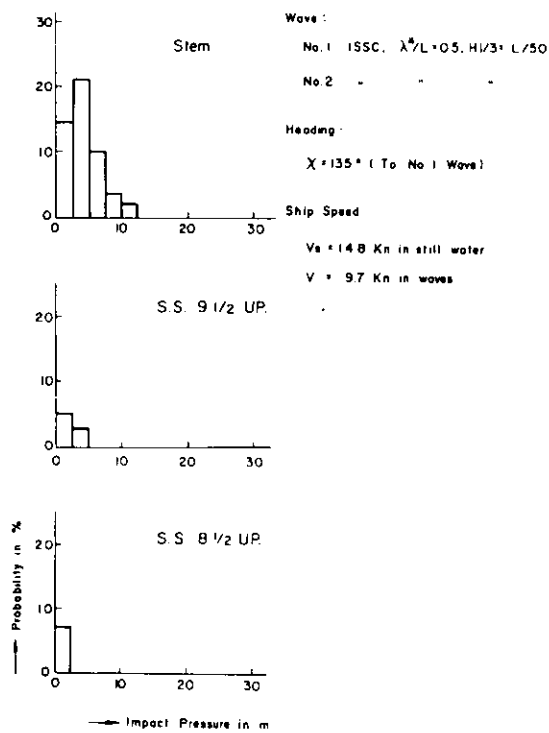


Fig. 5.9.8

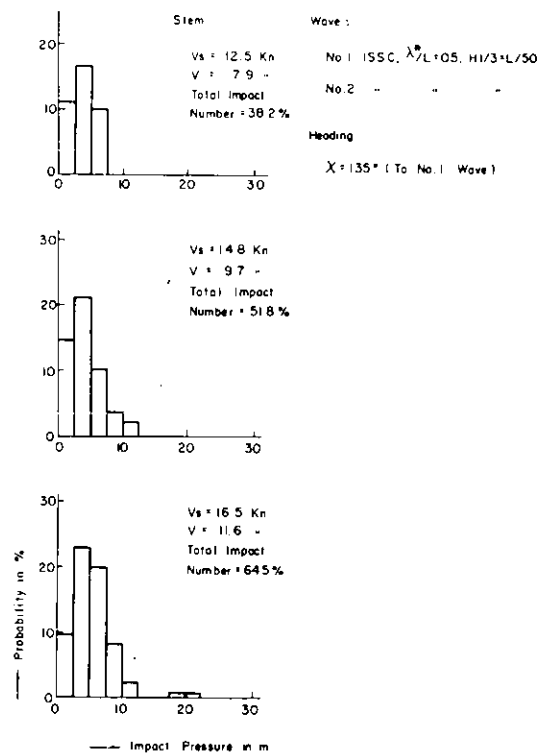


Fig. 5.9.9

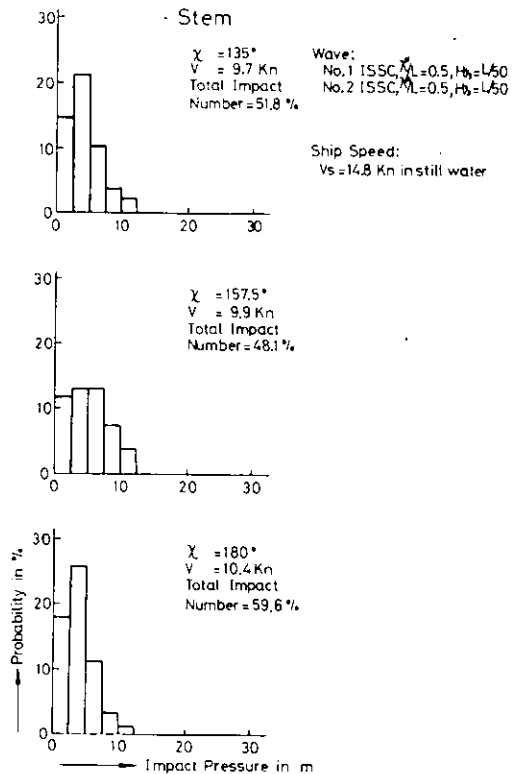


Fig. 5.9.10

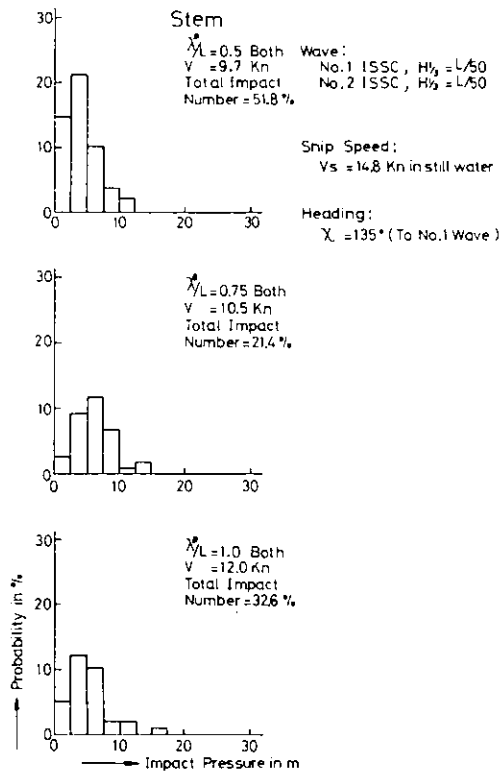


Fig. 5.9.11

5.10 船首波干渉係数の計測

船首付近における波傾斜を急峻にする要因として、入射波と船首せき返し波との干渉、Dynamic Swell Upとの干渉、及びこれら3種の波の干渉等があげられ、衝撃圧の大きさが船首付近での波と深い関係があることから、この問題の解決が急がれている。前者の干渉については、事実、入射波の波傾斜の2～3倍の波傾斜に船首付近の波が達したという実験結果が報告されている。しかしながら、船首部形状、バルブの大きさ等、影響を及ぼすと考えられるファクターは多く、大部分が未知である。後者については、さらに現象は複雑で、今後の研究に期待せざるを得ない。

本報告では、船首せき返し波の影響で船首部付近の波面形状がいかに変化するか調べ、可能なら、入射波と船首せき返し波との干渉係数を求めようとした実験に関する中間結果について述べるものである。

実験としては、波高Hがほぼ6cmの波長 $\lambda = 0.75M, 1.0M, 1.5M$ の波を、船体(笠木山丸30M模型)に当てた時の船首付近の空間波形を、数本の波高計を用いてなるべく正確に測定するようにした。実験時の波高形の位置をFig. 5.10.1に示した。Stemに沿ってはられた相対波高計、及び垂直に取り付けられた4本波高計(No.1～4)が示されているが、これとは別に、船体より離れた所に入射波計測用の波高計がある。同図中には、平水中を航走した時のせき返し波(Static Swell Up)を併記してある。船首部での波面の上昇は、田崎の実験式の修正式である永元、塚本の式

$$h_s/L = k, \text{Fn}^2 \quad (5.10.1)$$

但し

$$k_1 = \begin{cases} 0.75 B/Le & (B/Le < 0.5) \\ 0.125 B/Le + 0.375 & (0.5 \leq B/Le < 1.5) \\ 0.5 & (1.5 \leq B/Le) \end{cases}$$

L: 船長 B: 船幅 Le: entrance 長さ

で計算できるので、計算値(上式を使用)と比較すると、良く一致していた。(●と▲でF. P. 上に記入)

Fig. 5.10.2, 3, 4には、入射波がある場合の解析結果(空間波形の時間的变化)の例を $\lambda = 1.0$ の場合について示したが、これらの図から、船首付近の波形変化の状況が理解できよう。図中の時刻は便宜的なもので、単に時間変化を示すものである。また、同図は、縦横の縮率が等しいので、直接、最大波傾斜を求めることが可能である。その際の解析法としては、入射波の最大波傾斜($\pi H/\lambda$)を δ_0 、図から読み取った最大傾斜を δ とする時、両者の間には、

$$\delta/\delta_0 = 1 + Cr(\alpha) + Cv(\alpha) \quad (5.10.2)$$

なる関係があるとして、 $Cr(\alpha)$, $Cv(\alpha)$ を決めるものとする。

ただし、 $Cr(\alpha)$ は船速がない場合の反射係数で船首フレアの傾斜角の関数とする。また、船速の影響を $Cv(\alpha)$ とする。((5.10.2)式は、向い波中のStem部分で定義されているが、船側部にいくに従ってどう変化するかは今後調べてみたい。)

Fig. 5.10.4の場合について解析してみると、

$$\begin{cases} \delta_0 = \pi H/\lambda = 0.22 \\ \delta/\delta_0 = 2.0 \sim 3.5 \end{cases} \quad (5.10.3)$$

であり、予備実験で $Cr(\alpha) \doteq 0.5$ 程度であったから、これを用いると $Cv(\alpha) = 0.5 \sim 2.0$ となる。詳しい結論は解析が終了次第報告する。また今回の実験より、さらに短い波の場合について波形測定を行なうと共に、圧力も測定し、衝撃圧が発生する時の相対角度、相対速度、衝撃圧の大きさ等に関する情報を得たいと考えている。

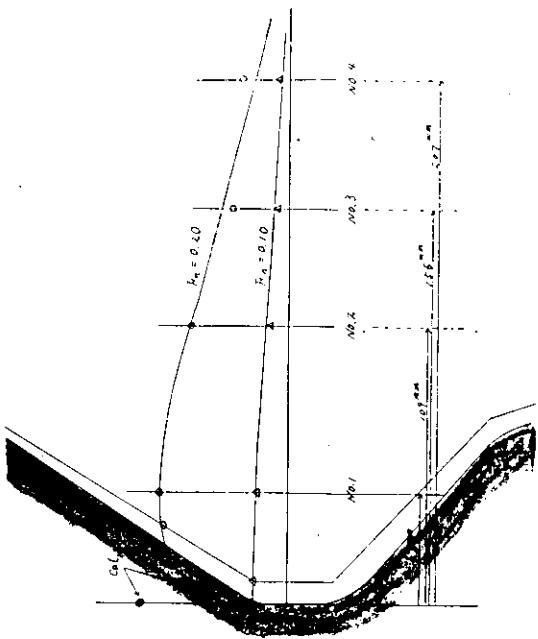


Fig. 5.10.1 波高位置と static swell up

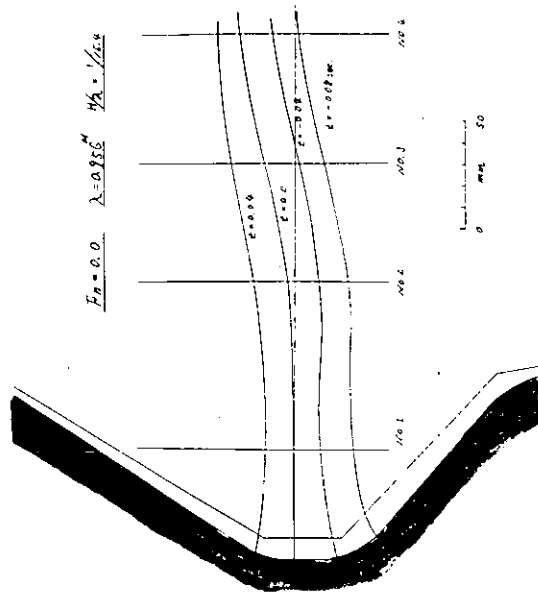


Fig. 5.10.2 波形の時間的变化

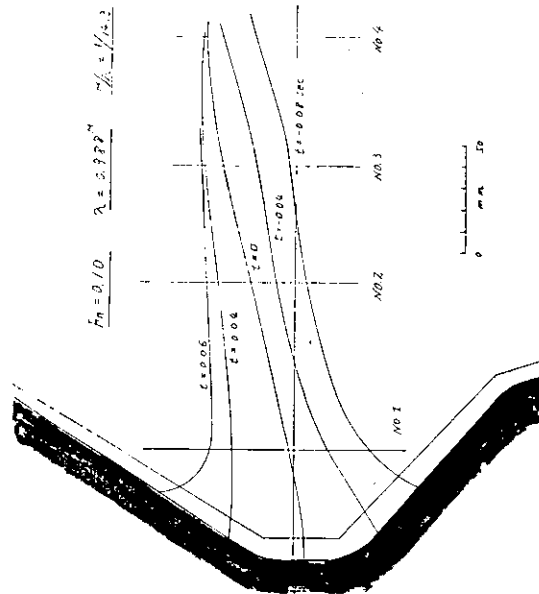


Fig. 5.10.3 波形の時間的变化

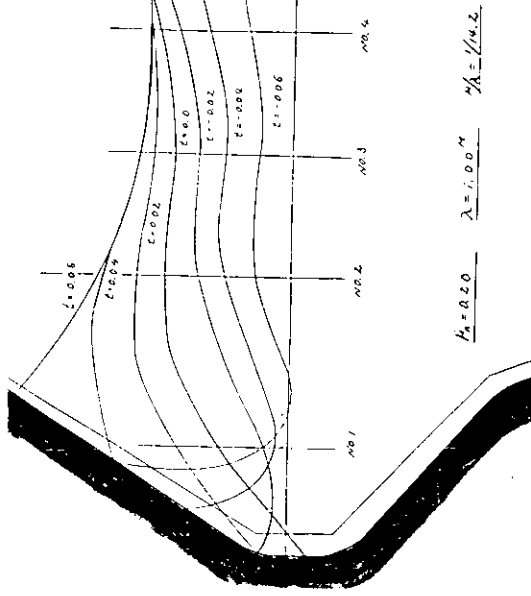


Fig. 5.10.4 波形の時間的变化

5.11 衝撃圧の統計的取扱い

流体運動に基く衝撃圧の推定は、物体と流体との衝突時の相対運動の様相が決定的な場合でもかなり不確定的な要素があつて困難である。まして不規則波中のそれを正確に行なうことは、現状では不可能であろう。

しかしながら、当研究部会のこれまでの研究その他によれば、波浪衝撃発生機構のモードは、楔形形状の物体が水中に没入するとき発生するWagner型衝撃と、進行波が物体側壁直前で砕波寸前の状態となり、空気を巻込んだ流体が物体と正面衝突をして発生するBagnold型衝撃とに大別できるようである。したがって、船体側壁と波面との衝突直前になす角、およびそのときの船体側壁と波粒子との相対速度が分れば、発生する衝撃圧のおよその値を推定することができる。

不規則波中では、上記の値は統計的な値となり、衝撃圧とこれらの関係は非線型となるので、不規則波中で発生する衝撃圧を推定するには新しい手法が必要である。ここでは、ノンメモリ型非線型要素を含む不規則時系列に対して用いられる手法を用いて、不規則波中の衝撃圧の最大値などを推定することを試みる。

なお、本方法を用いて衝撃圧を推定する全体的な計算法については、5.12に於て詳細に述べられている。本項でも、統計的取扱いに関連する部分については、重複するが記号の相違などの問題もあり、記述することにする。

また、本項はなお充分検討の余地があるので、一応提案と考え、積極的な討論が各方面から寄せられることを期待したい。

5.11.1 短期海面における最大値の推定

(i) Wagner 衝撃の場合

いま、

v_0 : ある船側部に於ける船側壁の法線方向の船速成分

α : 船速部と水平面のなす角

v : 波と船側壁との衝突時の相対速度

θ_W : 波と船側壁との衝突時の波傾斜角

とすれば、衝撃圧 p は、

$$p = C e^{-k(\alpha - \theta_W)} \cdot (v_0 + v)^2 \quad \text{for} \quad \theta_W \leq \alpha \quad (5.11.1)$$

$$p = C (v_0 + v)^2 \quad \text{for} \quad \theta_W > \alpha \quad (5.11.2)$$

で与えられるとする。ただし、 C および k は定数で、各種落下衝撃実験の結果を参考にして決められる。

ここで衝撃圧発生に関して次のように仮定しておく。傾斜衝撃は各出会波に対し必ず一度起り、そのときの v および θ_W は各出会周期間の極大値をとるものとする。また、 v および θ_W の極大値の統計的分布は、独立に Rayleigh 分布するとする。 v および θ_W が小さいときは、船側圧は必ずしも衝撃的ではないが、衝撃圧の最大値推定にはこれらは殆んど影響を与えないので、そのときの圧力も (5.11.1) 式あるいは (5.11.2) 式で与えられると考えるのである。

仮定により、 θ_W , v の確率密度分布を

$$\left. \begin{aligned} p_{\theta}(\theta_W) &= \frac{\theta_W}{m_{\theta}} \exp\left[-\frac{\theta_W^2}{2m_{\theta}}\right] & \text{for} & \theta_W \geq 0 \\ &= 0 & \text{for} & \theta_W < 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.11.3)$$

$$\left. \begin{aligned} p_v(v) &= \frac{v}{m_v} \exp\left[-\frac{v^2}{2m_v}\right] & \text{for} & v \geq 0 \\ &= 0 & \text{for} & v < 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.11.4)$$

とする。ただし、 m_{θ} : θ_W の時系列の分散

m_v : v の時系列の分散

である。上記確率分布を用いて衝撃圧 p の累積確率分布を求めてみよう。

(5.11.1) 式および (5.11.2) 式により、

$$\text{for } \alpha - \theta_W \geq 0 \quad v = \left\{ \frac{p}{C} e^{k(\alpha - \theta_W)} \right\}^{1/2} - v_0$$

$$\text{for } \alpha - \theta_W < 0 \quad v = \left(\frac{p}{C} \right)^{1/2} - v_0$$

であるから、 p をパラメータとしたときの v と θ_W の関係は Fig. 5.11.1 のようになる。

Fig. 5.11.1 より、 $v > 0$ 、 $\theta_W > 0$ で $p < p_1 = C v_0^2 e^{-k\alpha}$ を満足する領域は存在しないから、 $p < p_1$ では p の累積密度関数 $q(p)$ は 0 である。

$p_2 = C v_0^2 \geq p \geq p_1$ では、Fig. 5.11.1 から、

$$q(p) = \int_0^{\alpha - \frac{1}{k} \log \frac{C v_0^2}{p}} p_0(\theta_W) d\theta_W \int_0^v p_v(v) dv$$

となる。(5.11.3) および (5.11.4) 式を代入して積分を行なうと、

$$\theta_W = m_\theta^{1/2} t \text{ において}$$

$$q(p) = \int_0^{t_0 - \frac{t^2}{2}} \left[1 - \exp \left[- \frac{v_0^2}{2 m_v} \left\{ \left\{ \frac{p}{C v_0^2} e^{k(\alpha - m_\theta^{1/2} t)} \right\}^{1/2} - 1 \right\}^2 \right] \right] dt \quad (5.11.5)$$

を得る。ただし、

$$t_0 = m_\theta^{-1/2} \left(\alpha - \frac{1}{k} \log \frac{C v_0^2}{p} \right)$$

である。

$p > p_1$ では、再び Fig. 5.11.1 を参照して

$$q(p) = \int_0^\alpha p_\theta(\theta_W) d\theta_W \int_0^v p_v(v) dv + \int_\alpha^\infty p_\theta(\theta_W) d\theta_W \int_0^{(p/C)^{1/2} - v_0} p_v(v) dv$$

$$= \int_0^{m_\theta^{-1/2} \frac{\alpha}{2}} t e^{-\frac{t^2}{2}} \left[1 - \exp \left[- \frac{v_0^2}{2 m_v} \left\{ \left\{ \frac{p}{C v_0^2} e^{k(\alpha - m_\theta^{1/2} t)} \right\}^{1/2} - 1 \right\}^2 \right] \right] dt$$

$$+ e^{-\frac{\alpha^2}{2 m_\theta}} \left[1 - \exp \left[- \frac{v_0^2}{2 m_v} \left\{ \left\{ (p/C v_0^2)^{1/2} - 1 \right\}^2 \right\} \right] \right] \quad (5.11.6)$$

を得る。

(5.11.5) および (5.11.6) 式により q が計算できるから、 N 回試行の最大期待値は、

$$\overline{p_{\max}} = \int_{p_1}^\infty \left[1 - \{ q(p) \}^N \right] dp + p_1 \quad (5.11.7)$$

によって計算できる。

5.12 で述べられているように、 $\overline{p_{\max}}$ を v および θ_W の最大期待値から推定するものとして

$$\overline{p_{\max}} = f(N) C e^{-k(\alpha - f_\theta \cdot m_\theta^{1/2})} (v_0 + f_v m_v^{1/2})^2 \quad (5.11.8)$$

と書けば, θ_w , v に対し最大値をとったことに対する修正係数 $f(N)$ は, (5.11.7) および (5.11.8) 式から,

$$f(N) = \left[\int_{p_1}^{\infty} \left[1 - \{q(p)\}^N \right] dp + p_1 \right] / C e^{-k(\alpha - f_{\theta} m_{\theta}^{1/2}) \cdot (v_0 + f_v m_v^{1/2})^2} \quad (5.11.9)$$

によって計算することができる。ただし, (5.11.8) および (5.11.9) 式に於いて

f_{θ} , f_v : N 回試行に対する θ_w , v の Longuet-Higgins の最大期待値係数である。

Fig. 5.11.2 に $k = 0.16$, $m_{\theta}^{1/2} = \frac{\pi}{10}$ として計算した $f(N)$ の 1 例を示す。ただし, 図に於いて

$$\epsilon^2 = v_0^2 / m_v \quad (5.11.10)$$

と表している。

$f(N)$ はパラメータとして, ϵ , α および m_{θ} を含んでいるが, ϵ の影響は小さいので, α および m_{θ} をパラメータとした図表を作成すれば充分であろう。

(四) Bagnold 衝撃の場合

Bagnold 衝撃の場合は, 相対速度が与えられたときでも衝撃圧はかなりバラツキ値をとる。そこで衝撃圧 p は, 壁面と波粒子との相対速度 $v_0 + v$ が与えられたとき, 平均値が

$$\bar{p} = \rho C(\alpha) k (v_0 + v)^2 \quad (5.11.11)$$

で与えられ, その分布が,

$$p_p^*(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi m_p}} \exp \left[-\frac{(p - \bar{p})^2}{2 m_p} \right] \quad (5.11.12)$$

なる正規分布をとする。ただし, こゝに

$C(\alpha)$, 形状係数, α : 船側壁と水平面とのなす角, k : 定数, m_p : 分散 (α の関数) である。なお, これらの物理的意味については 5.12 を参照されたい。

また, v は砕波条件を満足する場合も (イ) の場合と同様の Rayleigh 分布をとする。すなわち,

$$p_v(v) = \frac{v}{m_v} \exp \left[-\frac{v^2}{2 m_v} \right] \quad (5.11.13)$$

このとき p の, v が与えられたときの確率分布を求め, その最大値の推定を行なう。 α が与えられたとき, $\rho C(\alpha) k$ は定数であるから, 以下簡単のため C と書く。

p が p と $p + dp$ にある確率は,

$$p_p(p) dp = \int_0^{\infty} [p_p^*(p) dp \cdot p_v(v)] dv$$

であるから, (5.11.12) および (5.11.13) 式を代入すると,

$$p_p(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{C m_v} \int_0^{\infty} \xi \exp \left[-\frac{\epsilon^2}{2\delta} \left\{ \eta - \left(1 + \sqrt{\frac{2}{\epsilon}} \xi \right)^2 \right\}^2 - \xi^2 \right] d\xi \quad (5.11.14)$$

を得る。ただし, 無次元量 ξ , η , δ および ϵ は, それぞれ

$$\xi = v / \sqrt{2 m_v}, \quad \eta = p / C v_0^2, \quad \delta = m_p / (C m_v)^2, \quad \epsilon = v_0^2 / m_v$$

で与えられる。

p の累積密度は,

$$q_p(p) = \int_{-\infty}^p p_p(p) dp$$

$$= C v_0^2 \int_{-\infty}^{\eta} p_p d\eta$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi 8}} \varepsilon \int_{-\infty}^{\eta} d\eta' \int_0^{\infty} \xi \exp \left[-\frac{\varepsilon^2}{2\delta} \left\{ \eta' - \left(1 + \sqrt{\frac{2}{\varepsilon}} \xi \right)^2 - \xi^2 \right\} \right] d\xi \quad (5.11.15)$$

この分布を用いると、 p の N 回試行時の最大期待値は、

$$\overline{p_{\max}} = \int_{-\infty}^{\infty} p \frac{d}{dp} [q^N] dp$$

$$= C v_0^2 \left[-\int_{-\infty}^0 q^N d\eta + \int_0^{\infty} (1 - q^N) d\eta \right] \quad (5.11.16)$$

によって計算できるから、(1)の場合と同じように、

$$\overline{p_{\max}} = f(N) C (v_0 + f_v \sqrt{mv})^2 \quad (5.11.17)$$

とかけば、修正係数 $f(N)$ は、

$$f(N) = (1 + f_v \varepsilon^{-\frac{1}{2}})^{-2} \left[-\int_{-\infty}^0 q^N d\eta + \int_0^{\infty} (1 - q^N) d\eta \right] \quad (5.11.18)$$

によって計算することができる。

Fig. 5.11.3 に $\varepsilon = 1.0, \delta = 1.0, 0.5, 0.1$ としたときの $f(N)$ の計算例を示す。この計算例から δ 、すなわち、衝撃圧分布のちらばりが極端に大きい場合を除くと、 $f(N) \div 1$ としてよさそうである。

なお、ここで注意すべきことは、この場合の N は船の一生の波との出会数から求めるのではなく、そのうち砕波条件を満足したもののみをとらなければならない。

5.11.2 長期異常値の推定

前項において短期不規則海面に於ける衝撃圧の最大値推定法に関連する統計的取扱について一つの提案を行なった。ここでは、長期異常値の推定法についての提案を行なう。

(イ) 福田の方法

前項で示したように、相対速度や波傾斜角の分散が求まると、(5.11.5)、(5.11.6) および (5.11.14) 式などから衝撃圧の分布を計算出来るから、それぞれの場合における衝撃圧自身の平均値、分散を求める図表を作成することができる。このとき、衝撃圧の確率分布は Rayleigh 分布より拡ったものとなると思われるが、Cartwright の理論より明らかなように、最大値などは、Rayleigh 分布としたときの推定値と大きな差はないから、上で求めた平均値、分散値を用いて、衝撃圧の異常値発生頻度を福田の方法によって求める。

(ロ) 高木の方法

出会波周期などより、ある船に於ける全試行回数 N を定める。walden の資料などを用いて短期海面の発生頻度 $p(H, T)$ を求め、各短期海面に於ける衝撃圧発生回数 $N_H = \beta \cdot p \cdot N$ (β は衝撃圧発生確率で、Wagner 衝撃の場合は 1、また Bagnold 衝撃では砕波条件を満足するもののみをとる) を求める。この N_H を用いて前項の方法によって各短期海面に対する最大期待値を計算し、最も大きな衝撃圧の最大期待値をもってその船に対する異常値とする。

なおこの際、出会角については、船体外板の法線を中心に $\pm 30^\circ$ の方向から来る波が最大値に関係すると考えて種々の計算を行なえば、計算の簡略化ができる。

(ハ) 越智の方法

ある船が遭遇すると考えられる最も苛酷な海面状態およびその継続時間を何等かの方法によって推定する。この条件のもとで、前項の短期海面での最大値推定法を用いれば、長期異常値の推定ができる。この方法は、(ロ)を簡略化したものであるが、衝撃圧の場合、その最大値は必ずしも有義波高の最大のときに起るとは限らないので、(ロ)の方法で

検討を行なってみる必要がある。

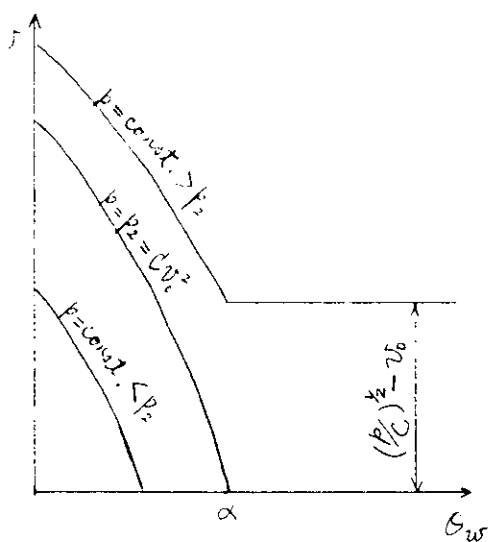


Fig. 5.11.1

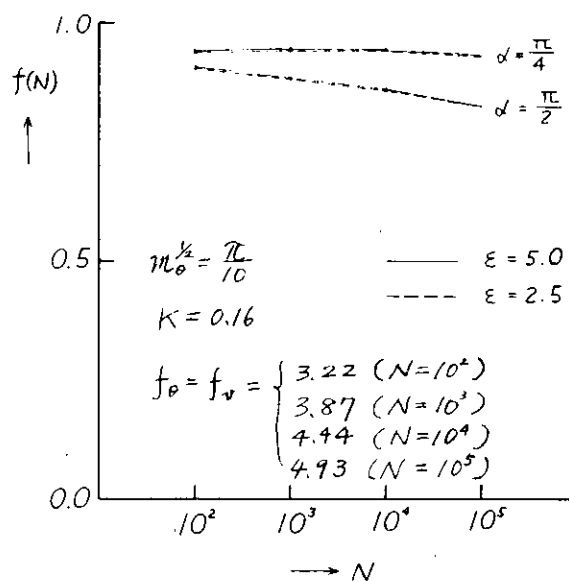


Fig. 5.11.2 Wagner 衝撃圧の最大値修正係数の計算例

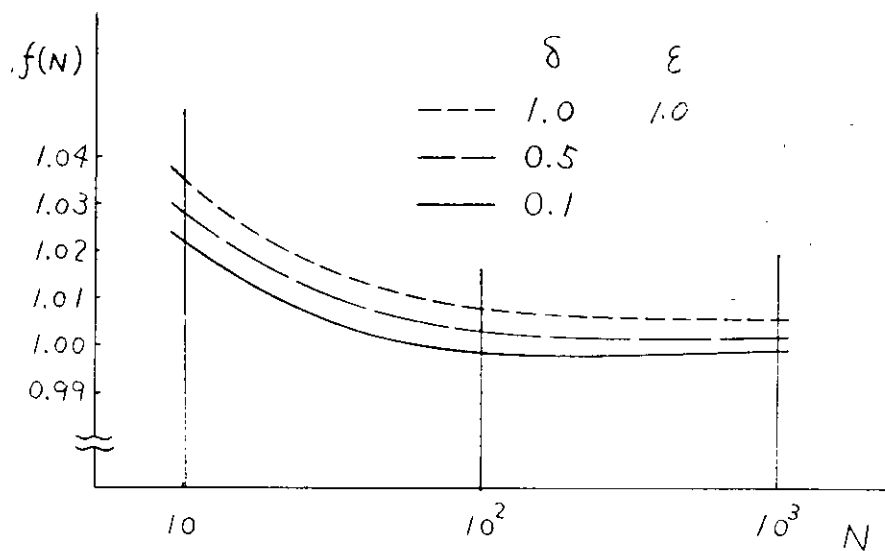


Fig. 5.11.3 Bagnold 衝撃の最大値修正係数 $f(N)$ の 1 例.

5.12 衝撃圧の推定法（試案）

5.12.1 基本方針と仮定

- (1) 西部造船会の技術研究会構造部会で取纏めた報告書¹⁾で船首衝撃圧の発生メカニズムや理論的な取扱いについて詳細に論じられており、最終的には簡単な計算式で算出できるように巧妙に纏められている。

したがって本部会では成可く重複を避け、同報告書の内、利用出来るものは成可くそのまま踏襲し、同報告書で取扱われていない不規則波への拡張を主として取扱うものとする。不規則波中の計算は一般毎に行うには複雑すぎるので、等価規則波のようなものを船種別に求める方向を試みる。このような等価規則波は、波海面のスペクトラムと遭遇時間によって変わるものと予想される。

- (2) 衝撃圧の発生メカニズムによって、wagner型衝撃とBagnold型衝撃に分けて考える。波のlocalな粗度が5.6に示す砕波限界粗度以下であればwagner型、粗度が砕波限界を超えればBagnold型の衝撃圧が発生するものとする。

艀部には、両方のメカニズムによる衝撃圧が多発するが、船側部では、少い確率ながら、発生するとすれば砕波衝撃であると考えられる。

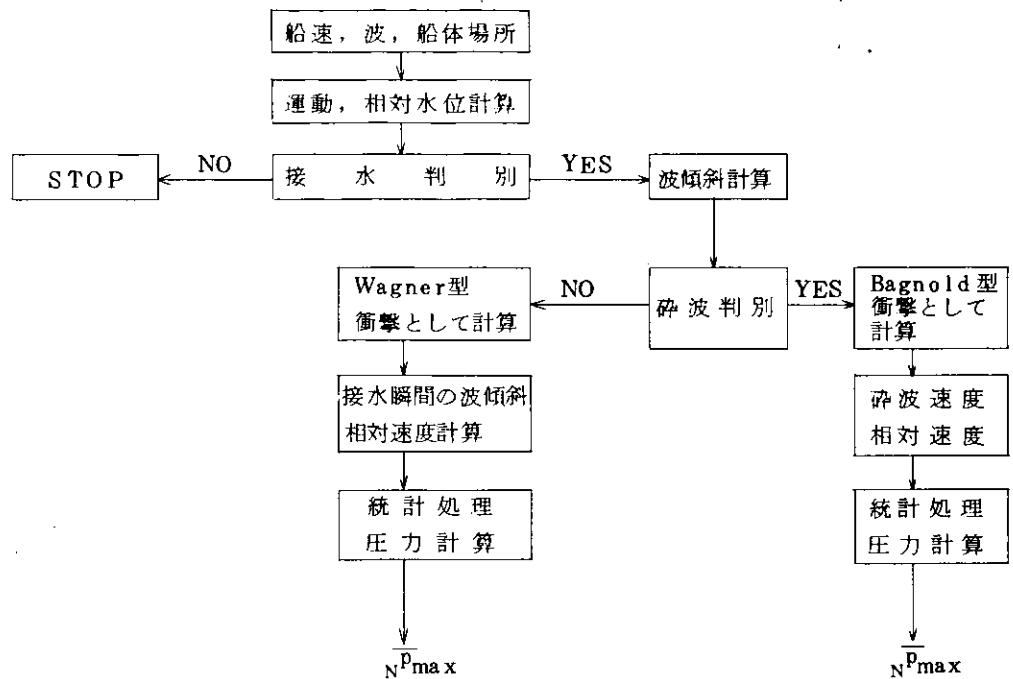
- (3) 衝撃圧の発生する部位及び発生メカニズムに応じて影響の大きいと思われるfactor丈を取上げ、成可く簡単な計算式で衝撃圧を推定できるようにする。

(4) Wagner型衝撃圧推定のための仮定

- (i) 波面が接水しなければ衝撃は起きない。
- (ii) 船体上の考える点が接水するときの相対傾斜（波面と船体の）と相対速度の船体表面法線方向の成分によって衝撃圧の大きさが定まり、その係数はchuangの落下衝撃実験による値を採用する。
- (iii) 波傾斜は船首波及びdiffraction waveとの干渉でincident waveのそれよりも大きくなると考え、増加率は5.10で述べるように実験的に求めたものを用いる。
- (iv) 波傾斜、相対速度等は線型重ね合わせができるものとする。
- (v) 波の出会角度は、考えている点の衝撃圧が最大となる方向のみをとる。

(5) Bagnold型衝撃圧推定のための仮定

- (i) 波はlocalな粗度が砕波限界を超えると崩れる。限界粗度はストークス波の砕波限界 λ_b をとる。
- (ii) 波が崩れなければ砕波衝撃は起きない。
- (iii) 崩れた波は船体表面が水平面となす角如何に拘らずBagnold型衝撃を起こしうる。その際砕波限界を超えているかどうかの判別は、船体の考えている部分が接水する瞬間の波傾斜でなく、最大の波傾斜をとる。砕波は α 如何に拘らず空気を巻込みつつ直角に衝突するものとする。
- (iv) 船体表面と水平面のなす角 α が大きいほど、それに直角に当る波面は乱れが大きくなり、巻き込む空気量も多くなるので、相対速度が同じでも衝撃圧は相対的に小さくなり、又バラツキも大きい。
- (v) 波面と船体の相対速度を計算する上で船体の動揺による速度成分はpitchingのみ考慮し、他は省略する。波面の速度はlocalな位相速度（5.5参照）の波面に法線方向の成分とする。又相対速度は考えている船体の一点が接水する瞬間の速度でなく各成分の最大期待値を合成したものとする。
- (vi) pitchingにする α の変化は無視し、rollingによる α の変化は船側衝撃の場合にのみ考慮する。
- (vii) 波の出会角度は、考えている点の圧力が最大となる方向のみをとる。



5.1.2.2 規則波中の衝撃圧の推定（正面向い波中船首衝撃圧）

(1) 船体上の1点が接水するときの波傾斜及び相対速度の計算

規則波中の船体運動としてはヒープとピッチのみを考えるとし、

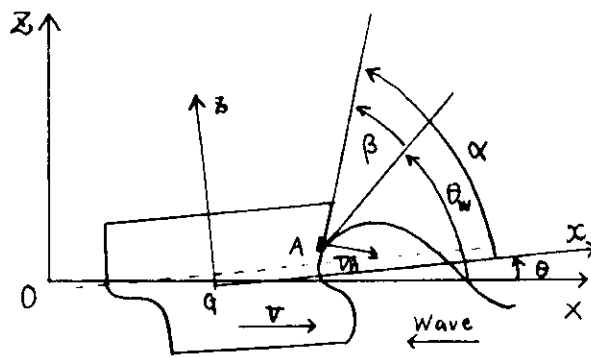


Fig. 5.12.1 座標系

$$\text{入射波 } \eta_1 = \eta_a \cos(\omega_e t + kx)$$

(5.12.1)

に対する応答を

$$\text{ヒープ } Z/\eta_a = Z_a \cos(\omega_e t + \varepsilon_z)$$

(5.12.2)

$$\text{ピッチ } \theta/\eta_a = \theta_a \cos(\omega_e t + \varepsilon_\theta)$$

(5.12.3)

とする。船首 stem 上の点 A の座標を (x_0, z_0) と

おくと、この点の上下変化量は、

$$z/\eta_a = (z + x_0 \theta)/\eta_a = s_a \cos(\omega_e t + \varepsilon_s)$$

(5.12.4)

とあらわされる。

船首付近での波面形状は、static swell up, dynamic swell up diffraction wave 及び incident wave が複雑に重畳したものであるが、ここでは線型に重ね合わされていると仮定する。

この時、static swell up は田崎²⁾の実験式を修正した永元・塚本³⁾の実験式を用いて、

$$\eta_s = k_1 \cdot F_n^2 \cdot L$$

(5.12.5)

但し、

$$k_1 = \begin{cases} 0.75 \cdot B/Le & (B/Le < 0.5) \\ 0.125 \cdot B/Le + 0.375 & (0.5 \leq B/Le < 1.5) \\ 0.5 & (1.5 < B/Le) \end{cases}$$

L: 船長, B: 船幅, Le: entrance 長さ

とし、diffraction wave は船速及び船首形状の関数としてあらわされる反射係数 Cr 及び位相差 ed を用いて

(5.10 参照)

$$\eta_I/\eta_a = Cr \cos \{ \omega_e t + kx_0 + k(x_0 - x) + \varepsilon_d \} \quad (5.12.6)$$

また, dynamic swell up は, 田崎の式を用いて

$$\eta_R/\eta_a = k_2 \left(\frac{\omega_e^2 L}{g} \right)^{1/2} s_a \cos \{ \omega_e t + k(x_0 - x) + \varepsilon_s + \varepsilon_r \} \quad (5.12.7)$$

$$\text{但し, } k_2 = \frac{1}{8} (C_b - 0.45), \quad C_b: \text{方形肥瘠係数} \quad (5.12.8)$$

ε_r は $-90^\circ \sim -120^\circ$ 位の値を採用する。⁴⁾

とすると, 重ね合わされた波は,

$$\eta/\eta_a = \eta_s/\eta_a + \eta_R/\eta_a \quad (5.12.9)$$

$$\text{但し, } \eta_R/\eta_a = (\eta_I + \eta_D + \eta_R)/\eta_a = \eta_b \cos(\omega_e t + \rho_b) \quad (5.12.10)$$

と表わされる。

この時, $x = x_0$ での波傾斜は η_s によるものを省略すると,

$$\begin{aligned} \theta_W = d\eta/dx|_{x=x_0} &= k\eta_a \left[Cr \sin \{ \omega_e t + kx_0 + \varepsilon_d \} + k_2 \left(\frac{\omega_e^2 L}{g} \right)^{1/2} s_a \sin \right. \\ &\quad \left. \{ \omega_e t + \varepsilon_s + \varepsilon_r \} - \sin \{ \omega_e t + kx_0 \} \right] \\ &= \theta_0 \cdot \theta_b \cos(\omega_e t + \varepsilon_W) \end{aligned} \quad (5.12.11)$$

但し, $\theta_0 = k\eta_a$; incident wave の最大波傾斜

の様に, 船首部での波傾斜が応答関数として求まる。

故に, 船体と波面との相対角度は

$$\begin{aligned} \beta &= \alpha + \theta - \theta_W \\ &= \alpha + \eta_a \cdot \beta_a \cos(\omega_e t + \varepsilon_\beta) \end{aligned} \quad (5.12.12)$$

となる。

次に, パネルの法線方向の速度を計算する。

船体運動による垂直方向の速度成分は (5.12.4) 式より

$$\begin{aligned} \dot{s}/\eta_a &= (\dot{z} + x_0 \dot{\theta} - V\theta)/\eta_a \\ &= -\omega_e A_{VS} \sin(\omega_e t + \varepsilon_{VS}) \end{aligned} \quad (5.12.13)$$

また, 波面の上下速度は (5.12.9) 式より

$$\dot{\eta}/\eta_a = -\omega_e \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_e} \right) \cdot \eta_b \sin(\omega_e t + \varepsilon_b) \quad (5.12.14)$$

であるから, 相対上下速度は

$$V_y/\eta_a = (\dot{s} - \dot{\eta})/\eta_a = -\omega_e \cdot A_{VY} \sin(\omega_e t + \varepsilon_{VY}) \quad (5.12.15)$$

と求まる。

水平方向については, 船体運動によるものは無視できるので, 前進速度 V と波面粒子の X 方向の orbital velocity との差を求めると良い。(5.12.1), (5.12.6), (5.12.7) であらわされる波の $x = x_0$ での X 方向の orbital velocity は,

$$\begin{aligned} V_{0X}/\eta_a &= -\omega_e \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_e} \right) \cos(\omega_e t + kx_0) + \omega_e \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_e} \right) \cdot Cr \omega \cdot (\omega_e t + kx_0 + \varepsilon_d) \\ &\quad + \omega_e \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_e} \right) \cdot k_2 \left(\frac{\omega_e^2 L}{g} \right)^{1/2} s_a \cdot \cos(\omega_e t + \varepsilon_s + \varepsilon_r) = -\omega_e A_{VX} \cos(\omega_e t + \varepsilon_{VX}) \end{aligned} \quad (5.12.16)$$

であるから, 相対速度は

$$V_x/\eta_a = V/\eta_a + \omega_e A_{VX} \cos(\omega_e t + \varepsilon_{VX}) \quad (5.12.17)$$

と求まる。

考えているパネルのx軸となす角は α であるから、パネルに垂直な方向の相対速度は、

$$\begin{aligned} V_n &= V_x \cdot \sin \alpha + V_y \cdot (-\cos \alpha) \\ &= V \sin \alpha + \eta_a \cdot A_{vn} \cos (\omega_e t + \epsilon_{vn}) \end{aligned} \quad (5.12.18)$$

となる。

以上で、周波数応答としての波傾斜、船体と波面との相対角度及び相対速度が、

$$\begin{cases} \text{波傾斜} & \theta_w / \theta_0 = \theta_b \cos (\omega_e t + \epsilon_w) \\ \text{相対角度} & (\beta - \alpha) / \eta_a = \beta_a \cos (\omega_e t + \epsilon_\beta) \\ \text{相対速度} & (V_n - V \sin \alpha) / \eta_a = A_{vn} \cos (\omega_e t + \epsilon_{vn}) \end{cases} \quad (5.12.19)$$

の如くに求められたので、次に接水時刻を求める。

点Aの波面に対する相対位置は(5.12.4)式(5.12.8)式を用いて、

$$z_r = z_0 + s - \eta = z_0 - \eta_s + \eta_a \cdot A_{zr} \cdot \cos (\omega_e t + \epsilon_{zr}) \quad (5.12.20)$$

と表わされるので、点Aが接水する時刻は、 $z_r = 0$ から

$$\omega_e t_0 + \epsilon_{zr} = \cos^{-1} \{ (\eta_s - z) / \eta_a A_{zr} \} \quad (5.12.21)$$

かつ、

$$0 \leq \omega_e t_0 + \epsilon_{zr} < \pi \quad (5.12.22)$$

を満たす t_0 を求めると、波面が下から上に点Aを横切る時刻として決定される。この t_0 を(5.12.19)式に代入すると接水時の波傾斜、相対角度及び相対速度が計算され、衝撃圧の推定に必要な値が決定されたことになる。

具体的に計算を行なう際には(5.12.19)式の周波数応答を求めた上で、(5.12.20)式を入射波の波粗度 H/λ がパラメータになる様にして計算するのが良からう。

(2) Wagner 型衝撃圧の推定

基礎仮定で述べた様に、(1)の項で計算した接水時の波傾斜 $\theta_w(t_0)$ が、碎波限界傾斜 δ_c 以下である場合には、Wagner 型衝撃圧として取り扱う。

Wagner 型衝撃が発生する際には、そのピーク値は次式で与えられるものとする。(Fig. 5.12.2)

$$\begin{aligned} p_{\max} &= C_1(\beta) \cdot \frac{1}{2} \rho V_n^2 \cos^2 \beta \\ &\equiv K_1(\beta) \cdot \frac{1}{2} \rho V_n^2 \end{aligned} \quad (5.12.23)$$

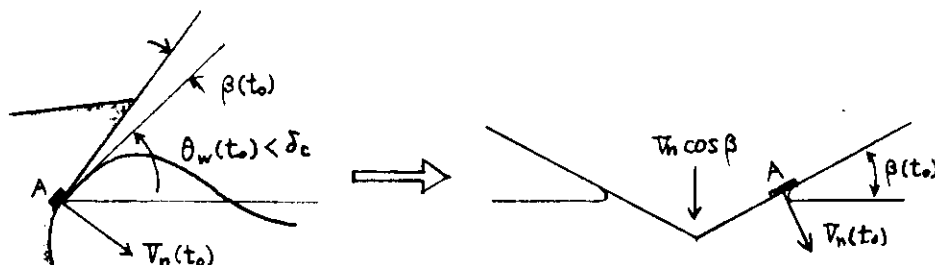


Fig. 5.12.2 Wagner 型衝撃

但し、上式中の $C_1(\beta)$ は、落下衝撃実験より与えられる圧力係数で、Chuang¹⁾の実験、萩原・湯原⁶⁾の実験等を整理して提案された近似式(5.4参照)

$$C_1(\beta) = 400 \cdot e^{-0.14\beta} \quad (5.12.24)$$

但し、 β は"degree"である。

を用いる。また、 β 及び V_n は接水時の相対角度 $\beta(t_0)$ 及びパネルに垂直な方向の相対速度 $V_n(t_0)$ である。

(3) 砕波衝撃圧の推定

船首付近の波傾斜が砕波限界傾斜を超え、船体表面傾斜にほぼ等しくなると、空気を巻き込みつつ平手打ちの状態
で衝突する Bagnold 型の衝撃圧が発生するものと仮定する。(Fig. 5.12.3 参照)

この砕波衝撃圧のピーク値は次式で推定する。

$$P_{\max} = K_2 \cdot \frac{1}{2} \rho V_n^2 \quad (5.12.25)$$

砕波の圧力係数 K_2 は、波面の乱れ、空気の混入など衝撃時の条件により、大きく変動する値であるが、オーダーとして 20 ~ 30 程度である。実験値との比較、損傷例との対応など今後の研究を待たねばならないが、ここでは大きい方の値を採用し、

$$K_2 = 30 \quad (5.12.26)$$

で計算することにする。

ところで、法線速度 V_n は波面の X 方向の速度が位相速度となるので、次の様に修正する。すなわち、運動による部分は 1) の所での計算で良いが、砕波面の法線速度は近似的に $C \sin \theta_w$ (C : 位相速度) であらわすことができ (5.5 参照) X, Y 方向の相対速度は、

$$\begin{cases} V_x = V + C \\ V_y = \dot{s} \end{cases} \quad (5.12.27) \quad (5.12.13) \text{ 式}$$

となるので、

従って、パネルに垂直な方向の相対速度は、

$$\begin{aligned} V_n(t_0) &= V_x \sin \alpha + V_y (-\cos \alpha) \\ &= \left(V + \frac{g}{\omega} \right) \sin \alpha + \omega_e \eta_a \cdot A_{vs} \\ &\quad \sin(\omega_e t_0 + \varepsilon_{vs}) \cos \alpha \end{aligned} \quad (5.12.28)$$

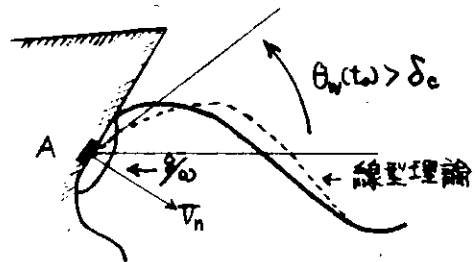


Fig. 5.12.3 Bagnold 型 衝撃

となる。

以上の数値を用いると砕波衝撃圧が推定される。

5.12.3 不規則波中の衝撃圧の推定

(1) 衝撃圧の統計的取り扱い

規則波中での議論を不規則波のそれに拡張する場合、計算される諸量が、周波数応答関数の形で全てが表現されるなら容易であるが、主題である決定論的な衝撃圧 $p_{\max}$ そのものが、非線型量である為、重ね合わせの原理を不規則波中の衝撃圧計算に応用することはできない。

そこで、不規則波中の統計値、例えば N 波中の最大期待値を次の様にして求める。

$$\bar{P}_{N\max} = f(N) \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot K_1 (\alpha - \bar{\theta}_{w\max}) \cdot \bar{V}_{n\max}^2 \quad (5.12.29)$$

但し、 $\bar{\theta}_{w\max}$ 、 $\bar{V}_{n\max}$ は、N 波中の接水しかつ衝撃圧発生時のおのおのの最大期待値を表わし、また、 $f(N)$ は衝撃圧を、

$$\bar{\theta}_{w\max}, \bar{V}_{n\max} \text{ で } \bar{P}_{N\max} = \frac{1}{2} \rho K_1 (\alpha - \bar{\theta}_{w\max}) \cdot \bar{V}_{n\max}^2$$

で計算したことに対する修正係数である。実際に計算する際には、衝撃発生時の法線相対速度、波傾斜の分布形を適当に仮定した上で $f(N)$ を推定しなければならない。(詳細は 5.11 を参照のこと。)

規則波中の計算式をみると、Wagner 型の場合、相対速度 β 、相対速度 V_n が、周波数応答関数として表現されているので、不規則波中の β 、 V_n の時系列は convolution integral で計算可能である。従い、不規則波中でも、接水時刻、接水時の相対角度、速度等が決定論的に求まることになり、N 波中の最大値と云う形ではなく、分

布としての衝撃圧がそのその計算ファクターの β , V_n の分布と共に決定される。この手法が計算上、うまく、実行できるなら、5.1.1の分布形との比較ができ、より良い統計的計算ができる。

(2) θ_w 及び V_n の分散の計算

θ_w 及び V_n の分散とは、正確に言えば、船体のある点に衝撃圧発生時の θ_w , V_n の分散であるが、既知の Spectrum を有する不規則波の波傾斜の Spectrum, 及び分散等を求めの場合の様に、厳密に、理論的に計算できるはずのものではない。そこで、ここでは、良い方法とはいいがたいが分散の一計算法を提案する。

不規則波を、いま、

$$\zeta(t) = \sum_{i=1}^N \sqrt{2S(\omega_i) \Delta\omega} \cos(\omega_i t + k_i X + \epsilon_i) \quad (5.12.30)$$

但し、 $S(\omega)$ は I.T.T.C. スペクトラムとする。

とすると、重心位置での出会い波形は、

$$\zeta_G(t) = \sum_{i=1}^N \sqrt{2S(\omega_{ei}) \Delta\omega} \cos(\omega_{ei} t + \epsilon_i) \quad (5.12.31)$$

となる。従って、船首部の波面に対する相対上下位置、相対角度及び相対速度は重心位置での不規則波と、それぞれの Weighting Function との convolution integral を用いて

$$Z_r(t) = z_0 - \eta_s + \int_{-\infty}^t W_r(t-\tau) \zeta_G(\tau) d\tau \quad (5.12.32)$$

$$\beta(t) = \alpha + \int_{-\infty}^t W_\beta(t-\tau) \zeta_G(\tau) d\tau \quad (5.12.33)$$

$$V_n(t) = V \sin \alpha + \int_{-\infty}^t W_v(t-\tau) \zeta_G(\tau) d\tau \quad (5.12.34)$$

と求められる。

ただし、 $W_r(\tau)$, $W_\beta(\tau)$, $W_v(\tau)$ は、それぞれ、(5.12.20) 式 (5.12.12) 式、(5.12.18) 式を用いて、

$$W_r(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty A_{Zr}(\omega_e) \cos(\omega_e \tau + \epsilon_{Zr}) d\omega_e \quad (5.12.35)$$

$$W_\beta(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \beta_a(\omega_e) \cos(\omega_e \tau + \epsilon_\beta) d\omega_e \quad (5.12.36)$$

$$W_v(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty A_{Vn}(\omega_e) \cos(\omega_e \tau + \epsilon_{Vn}) d\omega_e \quad (5.12.37)$$

の如くに求めた Weighting Function である。

ところで船首部の波傾斜も (5.12.11) 式の様に周波数応答関数で表現されているので、同様に

$$\theta_w(t) = \int_{-\infty}^t W_\theta(t-\tau) \zeta_G(\tau) d\tau \quad (5.12.38)$$

$$\text{但し、} \quad W_\theta(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty k \theta_b(\omega_e) \cos(\omega_e \tau + \epsilon_w) d\omega_e \quad (5.12.39)$$

と求められよう。

従って、接水時刻を $Z_r(t) = 0$ から決めると接水時の β , V_n , θ_w が求まるので、不規則波中の衝撃圧が、確率変数として求められる。接水時の β , θ_w , V_n および衝撃圧 P の計算値の平均、分散は容易に計算される。

実際の計算にあたっては、波の成分としては 10~15 成分を考え、convolution の計算時間は model

scale で (縮率 1/82.3 の 3 M モデル) 3 分程度とすれば実船 scale の 25 分程度に対応するので、一応不規則波中の現象の simulation と、見なせるであろう。

この計算で心配されることは、例えば $Z_r(t) = 0$ で接水時刻を求め、 $\beta(t_0)$ 、 $V_n(t_0)$ 、 $\theta_w(t_0)$ を計算しても、計算精度によっては、 $V_n(t_0) < 0$ の様な、衝撃条件を満たさない事が起り得るかも知れないこと、また、Bagnold 型については、適用できない (V_n が線型周波数応答関数ではないから) ことなどがあげられる。後者に関してのみは、Wagner 型衝撃圧の方が Bagnold 型衝撃より大きな値を与えるであろうから、安全側の設計値を与える様な傾向であり、余り問題にする必要はないとも言える。

(3) $\bar{N}\bar{\theta}_{w\max}$ 、 $\bar{N}\bar{V}_{n\max}$ の推定

一般に正値確率変数 x の累積密度関数 $F(x)$ が既知とすると N 回試行における最大期待値は、

$$\bar{N}x_{\max} = \int_0^{\infty} [1 - F^N(x)] dx \quad (5.12.40)$$

で与えられる。

(2) の方法で、 θ_w 、 V_n の分布形を求めるか、あるいは適当に分布形を仮定すれば上式より、 $\bar{N}\bar{\theta}_{w\max}$ 、 $\bar{N}\bar{V}_{n\max}$ は計算される。

ここで一例として、Wagner 型衝撃の場合について、(5.11) の仮定、すなわち、各出会波に対して必ず一度衝撃は発生し、その時の V_n および θ_w は各出会周期間の極大値をとるものとの仮定で、 $\bar{N}\bar{\theta}_{w\max}$ 、 $\bar{N}\bar{V}_{n\max}$ を計算してみる。既に、規則波中の計算で、波傾斜 θ_w および相対速度 V_n の周波数応答関数が求められているので、 $S(\omega)$ なる Spectrum を有する不規則波に対するそれぞれの Spectrum は、次のように求められる。(5.12.19 式参照)

$$\begin{cases} S_{\theta}(\omega_e) = k^2 \theta_b^2(\omega_e) \cdot S(\omega_e) \\ S_v(\omega_e) = A_{v_n}^2(\omega_e) \cdot S(\omega_e) \end{cases} \quad (5.12.41)$$

但し、

$$S(\omega_e) = \frac{1}{1 + 2 \frac{\omega}{g}} \cdot S(\omega) \quad (5.12.42)$$

おのおのの分散は、

$$\begin{cases} \sigma_{\theta}^2 = \int_0^{\infty} S_{\theta}(\omega_e) d\omega_e \\ \sigma_v^2 = \int_0^{\infty} S_v(\omega_e) d\omega_e \end{cases} \quad (5.12.43)$$

であるから、 N 波中の最大期待値は Longuet-Higgins の係数を用いて、

$$\begin{cases} \bar{N}\bar{\theta}_{w\max} = f_{\theta}(N) \cdot \sigma_{\theta} \\ \bar{N}\bar{V}_{n\max} = f_v(N) \cdot \sigma_v + V_{\sin \alpha} \end{cases} \quad (5.12.44)$$

となる。故に衝撃圧は (5.11) で求められた修正係数を用いて次式で推定される。

$$\bar{N}\bar{P}_{\max} = f(N) \cdot \frac{1}{2} \rho K_1 (\alpha - \bar{N}\bar{\theta}_{w\max}) \bar{N}\bar{V}_{n\max}^2 \quad (5.12.45)$$

本保の欠点は、接水時の波傾斜・相対速度という限定が除かれている点と、接水する条件が入っていない為パネルの Z 方向の位置による差が考慮されない点にある。そこで、 θ_w と V_n とは互いに独立な現象と仮定したうえで、 $\bar{N}\bar{P}_{\max}$ の起る確率を求めてみよう。

相対上下変位の Spectrum は (5.12.20) 式の応答関数を用いて

$$S_z(\omega_e) = A_{zr}^2(\omega_e) S(\omega_e) \quad (5.12.46)$$

と表現されるので、点 (x_0, z_0) が単位時間あたりに接水する回数は、

$$q_z(z') = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{m_{s2}}{m_{s0}}}} \cdot e^{-\frac{Z'^2}{2m_{s0}}} \quad (5.12.47)$$

但し,

$$\begin{cases} Z' = \eta_s - Z_0 \\ m_{s0} = \int_0^\infty S_z(\omega_e) d\omega_e = \sigma_s^2 \\ m_{s2} = \int_0^\infty S_z(\omega_e) \omega_e^2 d\omega_e \end{cases} \quad (5.12.48)$$

と与えられる。

船がN波と出会うのに必要な時間を peak to peak の平均周期

$$T_p = 2\pi\sqrt{\frac{m_2}{m_4}} \quad (5.12.49)$$

但し,

$$\begin{cases} M_2 = \int_0^\infty S(\omega_e) \omega_e^2 d\omega_e \\ M_4 = \int_0^\infty S(\omega_e) \omega_e^4 d\omega_e \end{cases} \quad (5.12.50)$$

を用いて、 NT_p とすれば、N波中で接水する回数が、

$$N_z = q_z(z') \cdot NT_p \quad (5.12.51)$$

となるので、接水する確率は、

$$P_z = \frac{N_z}{N} = q_z(z') \cdot T_p \quad (5.12.52)$$

となろう。同様にして、 $N\bar{\theta}_{wmax}$, $N\bar{V}_{nmax}$ が起る確率は、

$$\begin{cases} P_\theta = \frac{N_\theta}{N} = q_\theta(\theta') T_p \\ P_v = \frac{N_v}{N} = q_v(v') T_p \end{cases} \quad (5.12.53)$$

但し,

$$\begin{cases} q_\theta(\theta') = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{m_{\theta 2}}{m_{\theta 0}}}} \cdot e^{-\frac{\theta'^2}{2m_{\theta 0}}} \\ q_v(v') = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{m_{v 2}}{m_{v 0}}}} \cdot e^{-\frac{v'^2}{2m_{v 0}}} \end{cases} \quad (5.12.54)$$

$$\begin{cases} \theta' = N\bar{\theta}_{wmax}, m_{\theta 0} = \sigma_{\theta}^2, m_{\theta 2} = \int_0^\infty S_\theta(\omega_e) \omega_e^2 d\omega_e \\ v' = N\bar{V}_{nmax} - V \sin \alpha, m_{v 0} = \sigma_v^2, m_{v 2} = \int_0^\infty S_v(\omega_e) \omega_e^2 d\omega_e \end{cases} \quad (5.12.55)$$

となる。

故に、接水し、かつその時、 $N\bar{\theta}_{wmax}$, $N\bar{V}_{nmax}$ である確率は、

$$\begin{aligned} P &= P_z, P_\theta, P_v \\ &= T_p^3, q_z(z'), q_\theta(\theta'), q_v(v') \end{aligned} \quad (5.12.56)$$

となる。

言い換えるならば、N波中の衝撃圧の最大期待値は、確率Pで発生すると言えよう。

近似的には(5.12.47)及び(5.12.54)式に $z' = \theta' = v' = 0$ を代入すると、

$$\text{すると, } q_z(0), q_\theta(0), q_v(0) = \frac{1}{T_p} \quad (5.12.57)$$

となろうから、(5.12.56)式は、

$$P = e^{-\left(\frac{z'^2}{2m_{z0}} + \frac{\theta'^2}{2m_{\theta0}} + \frac{v'^2}{2m_{v0}}\right)} \quad (5.12.58)$$

となろう。

以上述べてきたことは、船首衝撃圧推定の試案とも言うべきものであり随所に考察不足な点や誤りもあるうかと思われると同時に、斜波中の衝撃、船側衝撃など拡張すべき問題を残しており、皆様のご教示、ご指摘をお願い申し上げる次第です。

参 考 文 献

1) 西部造船会技術研究会：

“船体の損傷に関する調査研究(4) 一波浪による船首外板の損傷とその対策”

昭和49年4月、西部造船会技術研究会研究報告第16号

2) 田 崎 亮：

“向い波中における甲板への海水打込みについて”

運研報告, vol. 11, No. 8, 1961年

3) 永 元 隆 一, 塚 本 修 一：

“船首部波浪衝撃圧力の推定について”

西部造船会会報 1974年

4) 田 才 福 造 他：

“肥大船の耐航性能に関する研究”

西部造船会会報 第37号

5) Chuang, Sheng-Lun：

“Investigation of Impact of Rigid and Elastic Bodies with water”,

DTMB Report 3248, 1970

6) 荻 原 孝 一, 湯 原 哲 夫：

“Fundamental Study of Water Impact Load on a Ship Bow

(1st and 2nd Report)”

日本造船学会論文集 第135号, 136号 (1974)

6. 甲板衝撃圧に関する研究

6.1 二次元模型の大振幅強制動揺試験による甲板水圧の計測

6.1.1 ま え が き

大波高の波浪中において船体運動が大きくなると船側における相対水位上昇が大きくなり乾舷を越えて甲板への海水打込みが起る。海水打込み現象は複雑で、主に模型船の波浪中試験による研究が行なわれているが、本研究においては前進速度の影響や船首形状による三次元の影響などを取り除き、問題を単純化して二次元模型による大振幅強制動揺試験によって甲板水圧を調べた。ここに述べるものは、上下揺の場合と横揺の場合の実験結果であるが、上下揺の場合については前年度に報告¹⁾(48年度報告)したものにさらに検討を加えたものである。

6.1.2 実験方法

(1) 上下揺の場合

供試模型は鉾石船笠木山丸の S. S. 8 $\frac{1}{2}$ の断面をもつ二次元模型であって、甲板水圧の計測位置は Fig. 6.1.1(a) に示す。なお、実験方法の詳細については前年度報告「第131研究部会、波浪外力に関する水槽試験報告書」日本造船研究協会研究資料版192の5.3節(239頁)を参照していただきたい。

(2) 横揺の場合

供試模型は笠木山丸の S. S. 5 断面 (midship) をもつ二次元模型であって、甲板水圧の計測位置は Fig. 6.1.1(b) に示す。本実験は2.2節「大振幅強制動揺法による変動水圧の計測」に述べた実験と同時に行ったものである。したがって、供試模型、実験条件、計測方法等はすべて2.2節と同じである。

6.1.3 実験結果と考察

(1) 上下揺の場合

甲板水圧は、Fig. 6.1.1(a) に示すように甲板中心 P_{H15} と甲板中心と甲板縁の中点 P_{H16} において計測した。そのオシロ記録は一例として Fig. 6.1.2 に示すようなものである。これらは上下揺の振幅 Z_0 が乾舷の2倍で、周期 T がそれぞれ異った場合の例である。 T が2.0秒というのは非常に長いもので、1.45秒と1.1秒が現実的なものであろう。

これらの波形を見ると、 P_{H15} に衝撃波形があるが、これは両側から流れ込んだ水が甲板中心 (P_{H15} の位置) で衝突するために生じたものである。 P_{H16} においても衝撃的と見られる波形があるが鋭いものではない。 P_{H15} における衝撃波形にしても、高く鋭いピークに腰掛部が続くという典型的な衝撃波形ではなく、腰掛部の方がピーク部より大きいような波形であった。この波形を概念的に描くと Fig. 6.1.3 ~ Fig. 6.1.5 の中の附図のようになる。ここで検討するのは甲板水圧の最大値であって附図の P_A と P_B である。 P_A は水圧の零レベルから測った値であり、 P_B は衝撃的立ち上りの直前のレベルを基準として測った値である。 P_A と P_B の差は甲板上の残留水による圧力と考えられる。ただし、計測器の零レベルのドリフトがあるので、 $P_A - P_B$ が残留水の圧力として一応の精度をもったものであるとするにはためらいが感じられる。

Fig. 6.1.3 ~ Fig. 6.1.5 は、これら甲板水圧の実験値を上下揺の振幅に対してプロットしたものである。

福田等は文献2)において、甲板と乱されない波面との相対運動が乾舷を越えた場合に、相対変位と乾舷の差に等しい水頭の甲板荷重が生じるものとする近似法によって、荒海中の甲板水圧荷重の予測を行なっている。また、文献3)においては、斜波中の船体に働く変動水圧を計算し、その変動水圧分布を用いて横強度計算を行なっているが、その場合の甲板上の水圧荷重は、片舷における水頭レベルと反対舷における水頭レベルを直線的に結んだ荷重を仮定している。

Fig. 6.1.3 ~ Fig. 6.1.5 に実験値を検討するために、福田にならって次の値を同図中に併記した。① $P_0 (\theta = 90^\circ) - \rho g f$ の計算値。 $P_0 (\theta = 90^\circ)$ は $\theta = 90^\circ$ における変動水圧の振幅である。② $P_0 (\theta = 90^\circ) - \rho g f$ の実験値。

×印と+印でプロットしてある。×印は $P_0 (\theta=90^\circ)$ として附加乾舷のない場合の実験値、+印は $P_0 (\theta=90^\circ)$ として附加乾舷の有る場合の実験値を用いたものである。③ $\rho g (Z_0 - f)$ 。これは水面が船体の運動によっても乱されないとした場合の相対水位が乾舷を越えた量に等しい水頭である。

Fig. 6.1.3～Fig. 6.1.5 によって、まず甲板中心の水圧 P_{H15} について調べる。周期の長い 17.0 秒の場合は、 P_{H15} と上記の①、②、③の値はほとんどかわらない。周期が短くなると、動的影響が現われて、これらの間に差異が生じてくる。なお、動的影響のひとつとして、打込みが始まる上下揺振幅、図中の◎印が左方へ移動することがあげられる。周期 9.0 秒の場合には、①の $P_0 (\theta=90^\circ) - \rho g f$ の計算値は P_{H15} より大きく、③の $\rho g (Z_0 - f)$ は P_{H15} より小さい。しかるに、②の $P_0 (\theta=90^\circ) - \rho g f$ の実験値 (×印と+印) はどの周期においても P_{H15} と大体等しい。

このような関係を甲板から船側にかけて分布図の形で示したものが Fig. 6.1.6 である。図中○印は実験値である。 $P_0 (\theta=90^\circ) - \rho g f$ の実験値が P_{H15} の実験値と大体等しいということから、 $\theta=90^\circ$ における変動水圧振幅の推定が精度良く行なうことができるようになれば、甲板水圧の推定もおのずから良い精度で行なえることになる。勿論、海水打込みのメカニズムをよく踏まえた甲板水圧の計算法の確立が必要であることは言うまでもない。

(2) 横揺の場合

横揺の場合の甲板水圧を Fig. 6.1.7～Fig. 6.1.9 に示す。この甲板水圧の計測位置は P_{R21} である。図からわかるように、横揺の場合はかなり大きい振幅にならないと海水打込みは生じない。

また、海水打込みを生じても動的影響は少ないため、実験値は図中に示した簡単な静的計算値と大体一致する。

参 考 文 献

1) 日本造船研究協会第 131 研究部会：

波浪外力に関する水槽試験報告書，日本造船研究協会資料， 版 192，49. 3.

2) 福 田 淳 一 他：

Shipping Water による甲板荷重に関する予測，西部造船会々報，第 45 号，48. 2.

3) 福 田 淳 一 他：

波浪中の船体運動と船体表面に働く変動水圧及び横強度に関する理論計算，日本造船学会論文集，第 129 号，1971. 6.

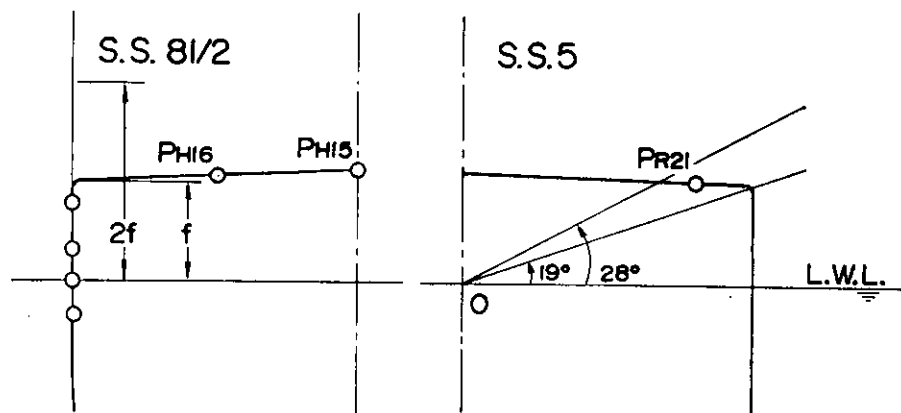


Fig. 6.1.1 Locations of Pressure Gauges

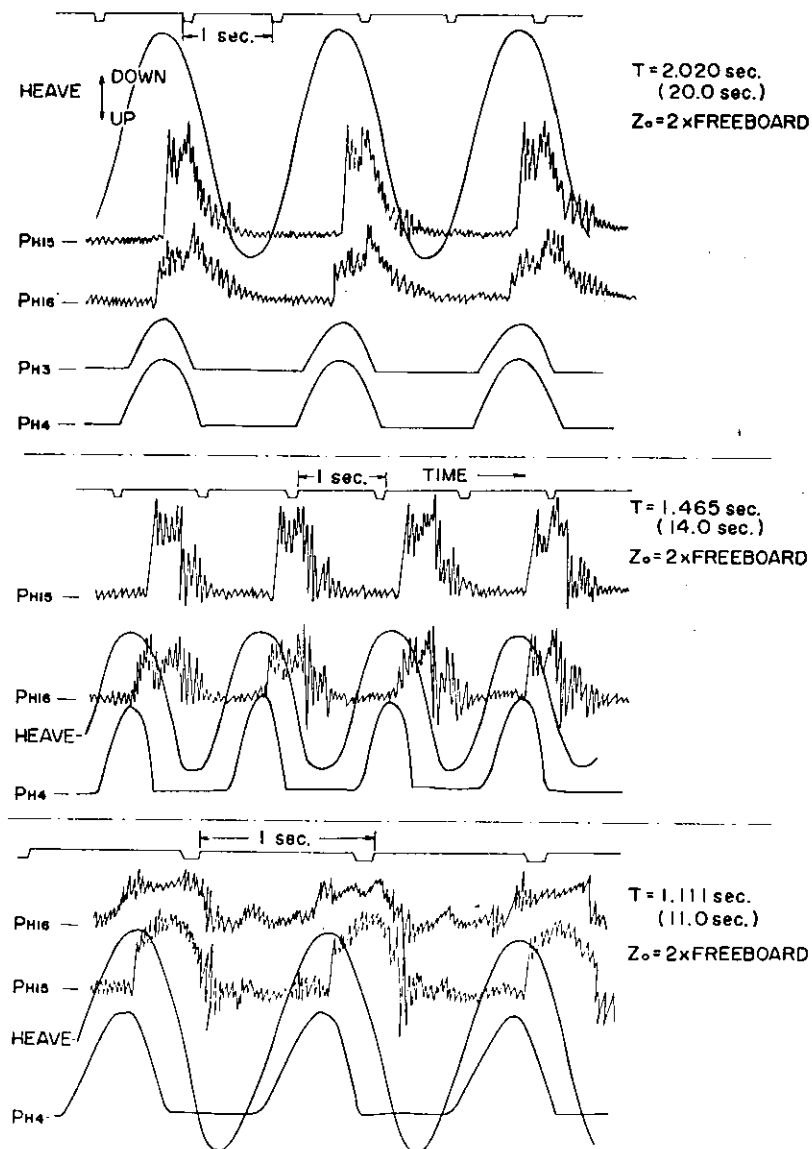


Fig. 6.1.2 An Example of Oscillogram of Hydro dynamic Pressures and Heaving motion

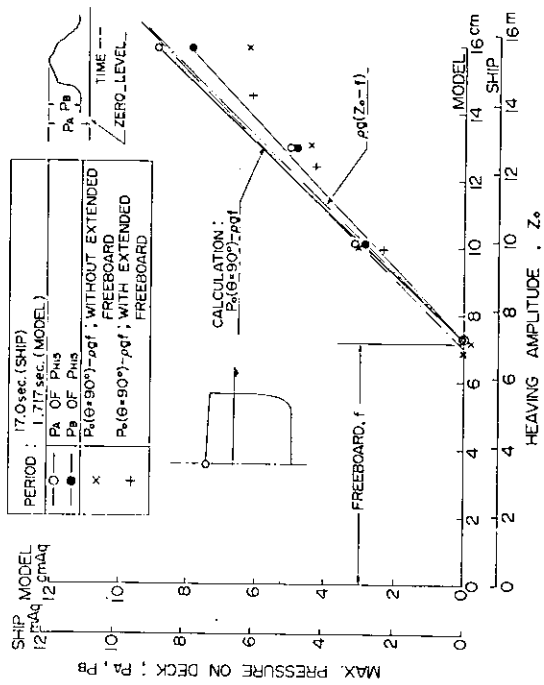


Fig. 6.1.3 Maximum Pressure on Deck in Heaving Motion, $T=17.0$ sec

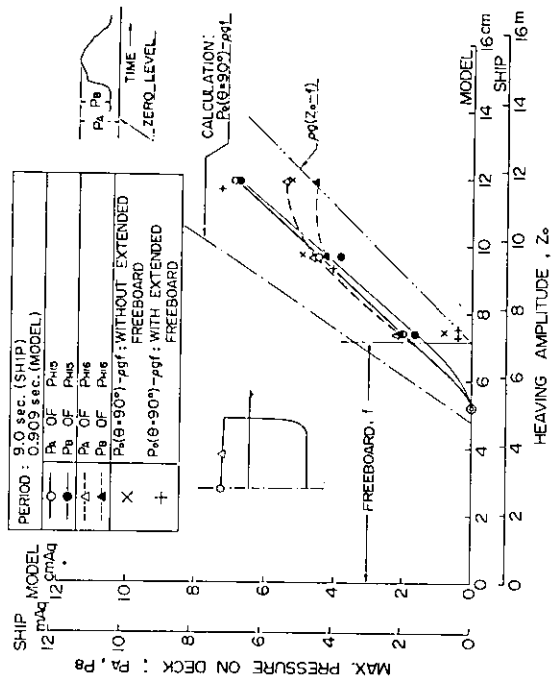


Fig. 6.1.5 Maximum Pressure on Deck in Heaving Motion, $T=9.0$ sec

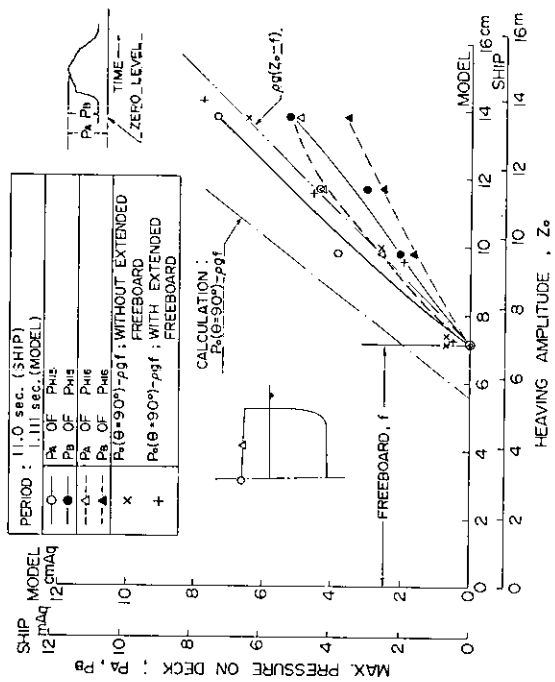


Fig. 6.1.4 Maximum Pressure on Deck in Heaving Motion, $T=11.0$ sec

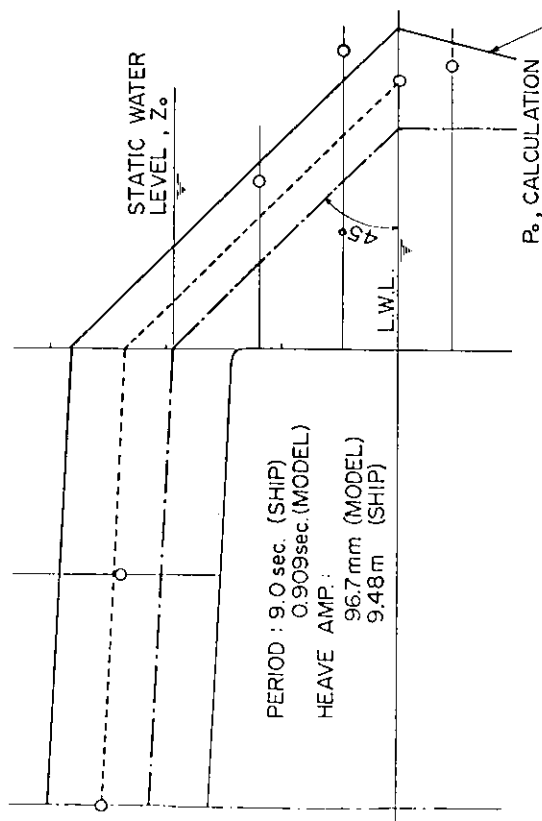


Fig. 6.1.6 Distribution of Maximum Pressures on Deck in Heaving Motion

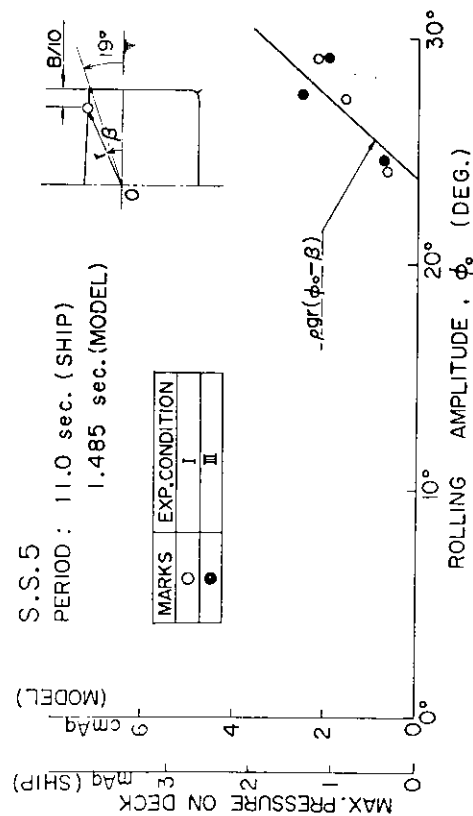


Fig. 6.1.8 Maximum Pressure on Deck in Rolling Motion, $T=11.0$ sec

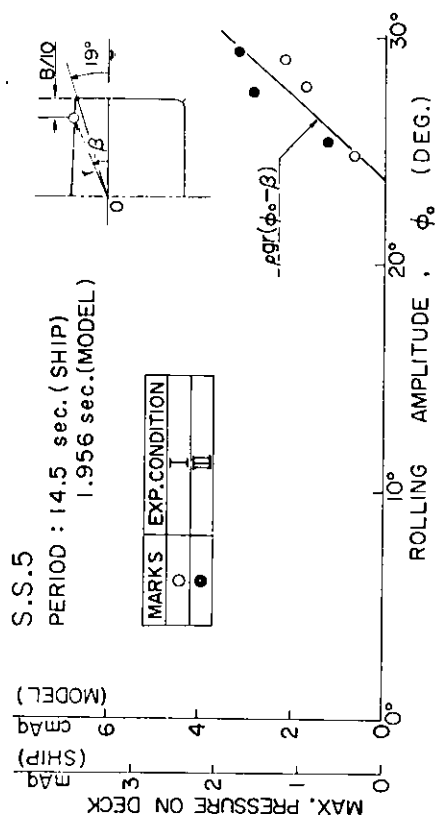


Fig. 6.1.7 Maximum Pressure on Deck in Rolling Motion, $T=14.5$ sec

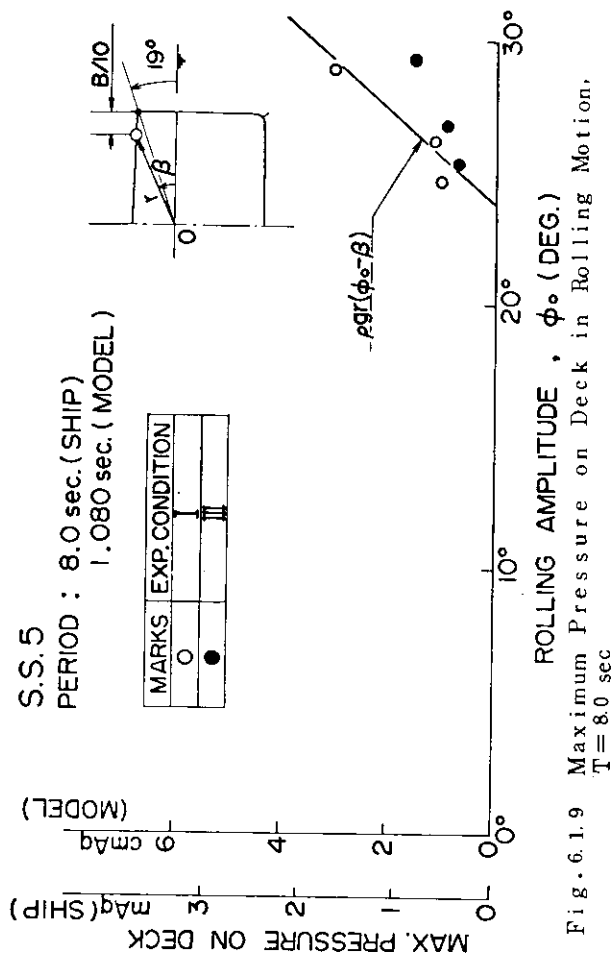


Fig. 6.1.9 Maximum Pressure on Deck in Rolling Motion, $T=8.0$ sec

6.2 甲板衝撃圧の大きさについて

6.2.1 ま え が き

激しい海象中を満載状態で航行する船の船首甲板に青波衝撃圧力が作用して、甲板局部の損傷をおこしたり、船体全体のWhippingを生じたりする。鉱石運搬船「笠木山丸」の模型の規則波中の曳航実験の結果にもとづき船首甲板の青波衝撃圧の大きさについて考察する。

6.2.2 Statical Swell-upおよびDynamical Swell-upについて

船体の運動によるstatical swell-upおよびdynamical swell-upが甲板への打上げ波浪に影響を与える。この両者についてやせた船型に関する田崎¹⁾の研究がある。しかしながら肥えた船型に関しては、やせた船型に対するものとは異ってくるので、それについて述べる。

statical swell-upについて田オ²⁾の鉱石運搬船模型による実験結果によると、Fig. 6.2.1に田崎のものと比較して示したごとく肥えた船型ではstatical swell-upが小さくなっている。この報告ではこの田オのものをを用いる。

dynamical swell-upについても田崎¹⁾の近似式があるが、これも比較的やせた船型に対するものである。また田オ¹⁾はストリップ法による計算と実験結果とが非常によく一致することを示している。しかしながらこれは船のS.S. 8½のものである。今回の実験によるとS.S. 9¾のdynamical swell-upが青波衝撃圧に大きく関係してくるWagnerの理論によるpiled-up sprayを鉱石運搬船模型について計算したもの⁴⁾と田オの計算³⁾によるものと比較して示したのがFig. 6.2.2である。これはS.S. 8½のものである。この比較によりストリップ法による計算とWagner理論による計算とが同じような傾向をもっていることがわかる。S.S. 9¾でのdynamical swell-upについては田崎のものとWagner理論による計算との比較をFig. 6.2.3に示す。この計算値は田崎のものよりも大きい。その最大値を通るものと平均を示す直線とを引いてあるが、ここでは平均を用いることにする。

dynamical swell-up ζ_d としては、

$$\zeta_d = 0.11 \omega_e Z_{r0} \quad (6.2.1)$$

を用いる。ただし、 ω_e ：波との出会い円振動数、 Z_{r0} ：F.P.での波に対する船体の相対変位の振幅。

6.2.3 規則波中の船首甲板の青波衝撃圧の大きさについて

Fig. 6.2.4でわかるごとく船首甲板への打上げ波浪の高さ： h_w は次式で与えられる。

$$h_w = h_e - (\eta + \ell \phi) - f_e \quad (6.2.2)$$

ただし、

$$h_e = h + \zeta_d = h + C_d \omega_e Z_n : \text{F.P.での有効波高,}$$

h ：静水面よりの規則波の高さ

ζ_d ：dynamical swell-up

C_d ：dynamical swell-upの係数(0.11にとる)

η ：船の上下揺、 ϕ ：船の縦揺角、 ℓ ：船の重心よりF.P.までの距離

$f_e = f - \zeta_s$ ：F.P.の有効乾舷、 ζ_s ：F.P.のstatical swell-up

いま打上げ波浪と船首甲板との相対速度を v_r とすれば、甲板の青波衝撃圧： p は次式で与えられる。

$$p = \rho g h_w + \frac{1}{2} \rho v_r^2 \quad (6.2.3)$$

ただし、 ρ ：水の質量密度、 g ：重力の加速度

いまF.P.での波面に対する船体の相対変位を Z_r とすれば、

$$v_r = (1 + C_d \omega_e) \dot{Z}_r = (1 + C_d \omega_e) \omega_e Z_r \quad (6.2.4)$$

h_0 : 規則波の振幅として p を次のように無次元化する。

$$n = \frac{p}{\rho g h_0} = \frac{\rho g h_w + \rho v_r^2 / 2}{\rho g h_0} \quad (6.2.5)$$

この n の値が判明しておれば、実船に関する甲板の背波衝撃圧を計算することが出来る。

(6.2.4)のごとく v_r は F.P. での波面に対する位相を考慮した相対変位と関係しているが、実験結果によるとその位相はかなり複雑なるため Z_r の代りに Z_{r0} なる相対変位の振幅を用いて、

$$v_r \div (1 + C_d \omega_e) \omega_e Z_{r0} \quad (6.2.4)'$$

と考えることにする。

(6.2.5) の無次元衝撃圧 n について次のごとき記号を用いる。

n_c : 計算による無次元背波衝撃圧

n_m : 模型実験により計測された平手打背波衝撃圧の無次元量

さらに動圧と静圧との比をも調べるため

$$n_s = \frac{\rho g h_w}{\rho g h_0}$$

なる記号を用いることにすれば n_c/n_s が静圧 (打上げ波浪の高さに相当する圧力) に対する動圧の大きさの割合を示すことになる。

n_c を計算するに当って Z_{r0} が必要であるが、これは規則波の振幅、上下揺・縦揺の振幅および位相は模型実験による計測値を用いている。

n_s と n_c との関係を示したのが Fig. 6.2.5 である。この図よりわかるごとく

$$n_c/n_s \div 2$$

である。

次に上に述べた n_c と n_m との比較を示したのが Fig. 6.2.6 である。この図中には $F_n = 0.20$ のものも入っているがこれは参考のためである。この図からみられるとおり n_m の方が n_c よりも大きい。

$F_n = 0.15$ のときに得られた最大値を通る直線を引けば、

$$n_m = 1.6 n_c \quad (6.2.6)$$

となる。最大値を通る直線をひいたのは船体強度上の問題を考慮したものである。1.6 なる実験常数を考慮して、

(6.2.5) を修正すれば、

$$p = 1.6 (\rho g h_w + \rho v_r^2 / 2) \quad (6.2.7)$$

この式中の h_w , v_r をストリップ法その他の方法で計算すれば、実船での船首甲板の背波衝撃の平手打圧力を求めることが出来る。

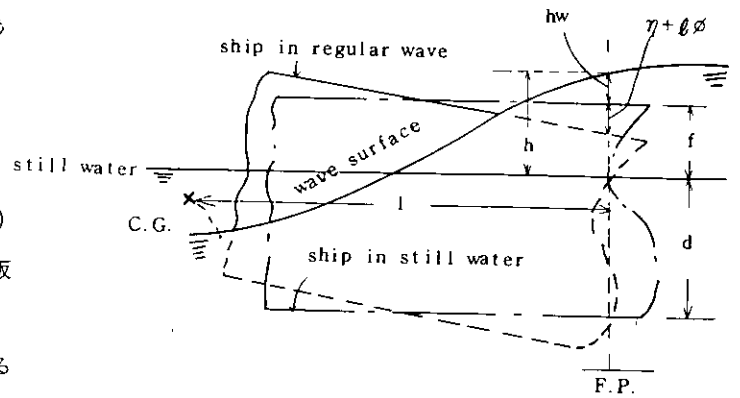


Fig. 6.2.4 波浪中での船体運動と打上げ波浪

文 献

1) 田 崎 亮 :

船舶の波浪中における甲板への海水打込みについて, 運研報告, 11, 8 (昭36. 8)

2) 日本造船研究協会 :

SR131 波浪外力に関する水槽試験報告書, №192 (昭49. 3), p249

3) 日本造船研究協会 :

SR131 波浪外力に関する水槽試験報告書, №176 (昭48. 3), p61

4) 松 浦 啓 :

水線下船首形状と青波衝撃との関連の研究, 広大修士論文 (昭49. 3)

5) Wagner, H. :

Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten,
ZAMM, 12, 4 (1932)

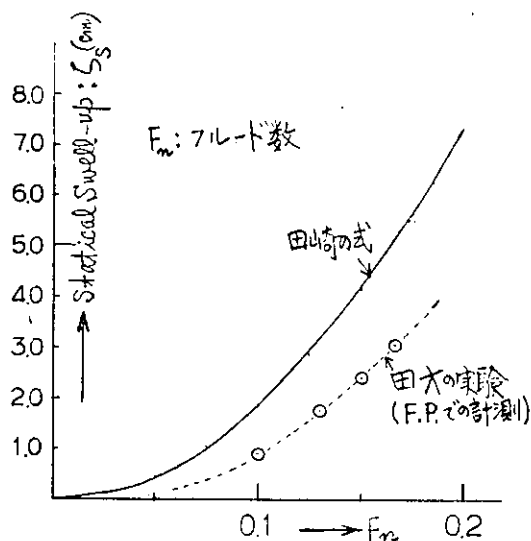


Fig. 6.2.1 Statical Swell-upの田崎の式と田才の実験との比較

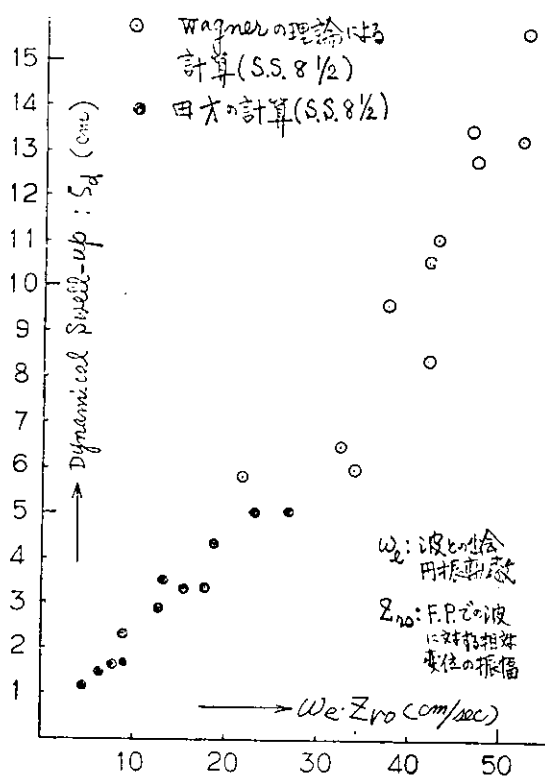


Fig. 6.2.2 S.S. 8 1/2におけるDynamical Swell-upの田才の計算とWagner理論による計算との比較

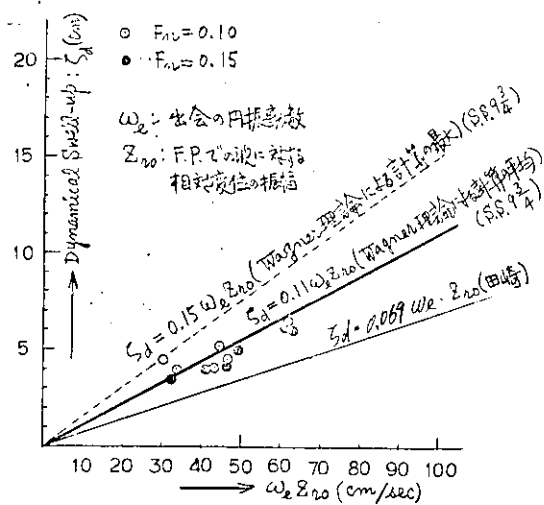


Fig. 6.2.3 S.S. 9 3/4におけるDynamical Swell-upの比較

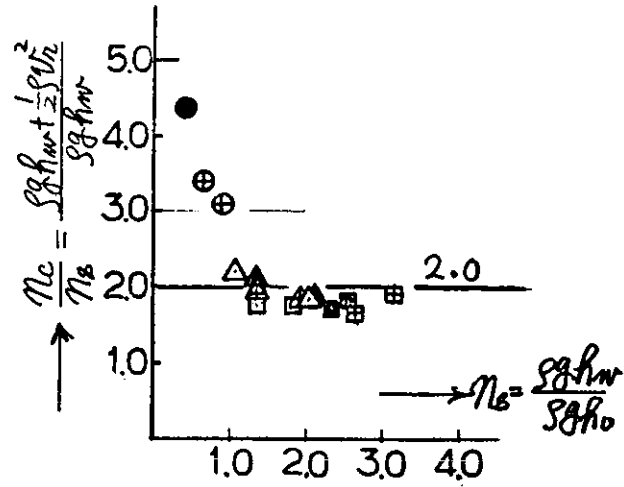


Fig. 6.2.5 青波衝撃圧における動圧の割合

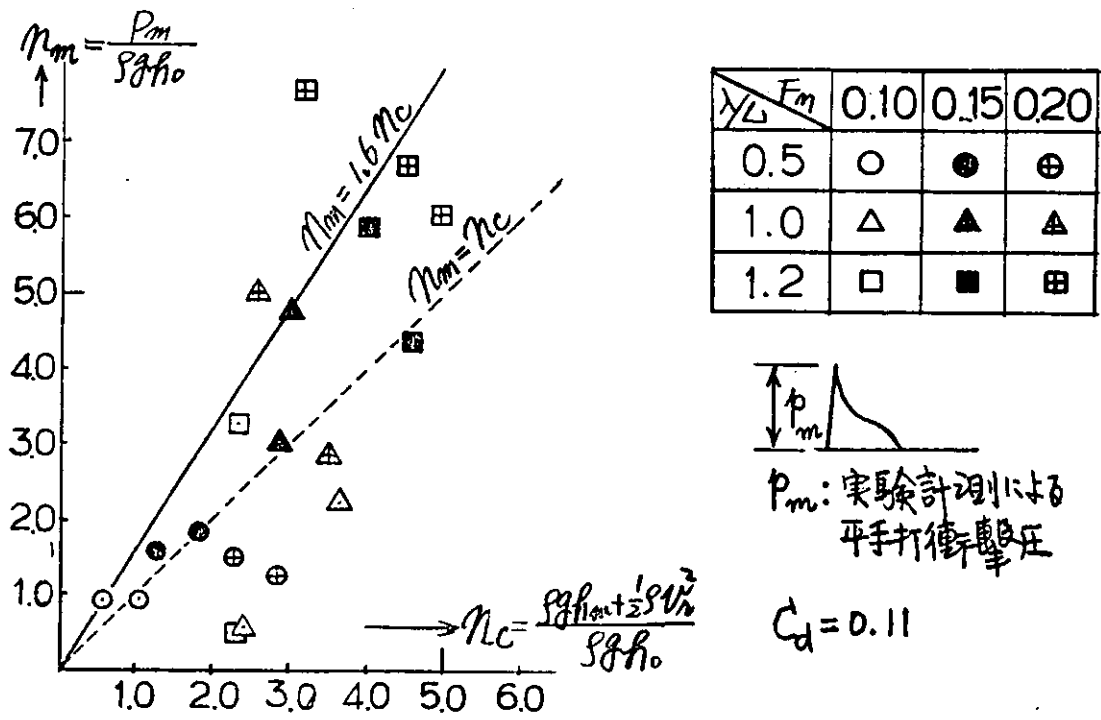


Fig. 6.2.6 無次元青波衝撃圧の計算値と計測値との比較

付録 6.2.1 Piled-up Spray の計算について

青波衝撃圧の推定には dynamical swell-up および piled-up spray の計算が必要である。ここでは「笠木山丸」の各断面について piled-up spray を計算⁴⁾したが、その概要のみを報告する。Wagner⁵⁾は楔形が一定速度で水中に突入するときの piled-up spray の計算法を示しているが、今回の計算は船の各断面がある吃水のところから没入さらに浮揚のごとき運動をし、従って断面の上下の運動が時間について調和的なものに対するものである。

図付 6.2.1 に示すごとき船体横断面が時間に関して変化する速度 V で没入する場合 η の上向きの水粒子の速度 V_η は

$$V_\eta = \frac{V}{\sqrt{1 - (c/x)^2}} \quad (\text{付 6.2.1})$$

である。水表面の高さ $\eta(x)$ は、

$$\eta(x) = \int_0^t V_\eta dt = \int_0^t \frac{V}{\sqrt{1 - (c/x)^2}} dt \quad (\text{付 6.2.2})$$

図からわかるごとく、 dc/dt は船体表面と水との接水面の水平方向への拡がる速度で、いま船体の垂直没入速度と接水面の拡がる速度との比を $u(c)$ とする。すなわち、

$$u(c) = V/dc/dt$$

この式の V を (付 6.2.2) へ代入すると c に関する積分にかわって次のようになる。

$$\eta(x) = \int_0^c \frac{u(c)}{\sqrt{1 - (c/x)^2}} dc \quad (\text{付 6.2.3})$$

この式で η を計算して船体と水表面と交っている点 $c = x$ のところの値が piled-up spray の頂点 $\eta_b(c)$ である。すなわち任意の位置の船体を表わす式 $\eta_b(x)$ は、

$$\eta_b(x) = \int_0^x \frac{u(c)}{\sqrt{1 - (c/x)^2}} dc \quad (\text{付 6.2.4})$$

いま船体を x の多項式

$$\eta_b(x) = a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4 + \dots \quad (\text{付 6.2.5})$$

で表わすことにするとこれに対応した $u(c)$ は次のようになる。

$$u(c) = b_0 + b_1 c + b_2 c^2 + b_3 c^3 + \dots \quad (\text{付 6.2.6})$$

(付 6.2.5) と (付 6.2.6) を (付 6.2.4) に代入すれば係数間の関係として次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{\pi}{2} b_0, & a_2 &= b_1, & a_3 &= \frac{\pi}{4} b_2 \\ a_4 &= \frac{2}{3} b_3, & a_5 &= \frac{3\pi}{16} b_4, & a_6 &= \frac{8}{15} b_5 \\ a_7 &= \frac{5\pi}{32} b_6, & a_8 &= \frac{16}{35} b_7, & a_9 &= \frac{35\pi}{256} b_8 \end{aligned} \right\} \quad (\text{付 6.2.7})$$

(付 6.2.7) の b_i を a_i で表わして (付 6.2.6) へ代入すれば船体表面の形、(付 6.2.5) が水中に没入するときに対応した $u(c)$ が求められる。

また船体の没入速度 (時間の関数) V が与えられたときの c の値は、

$$\int_0^c u(c) dc = \int_0^t V dt \quad (\text{付 6.2.8})$$

によって求められる。この c を (付 6.2.3) の積分を行った後の c に代入するわけである。

(計算例 1)

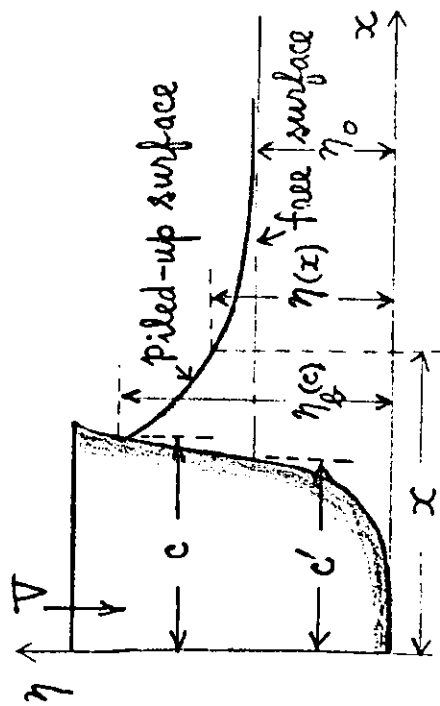
簡単な形をした船体 (図付 6.2.2 中にその形を示す) が一定速度で没入するときのその形の差および没入深さの差による piled-up surface の変化の計算例を図付 6.2.2 に示す。船型の肥えたほど piled-up spray の高さが大きいことがわかる。

(計算例 2)

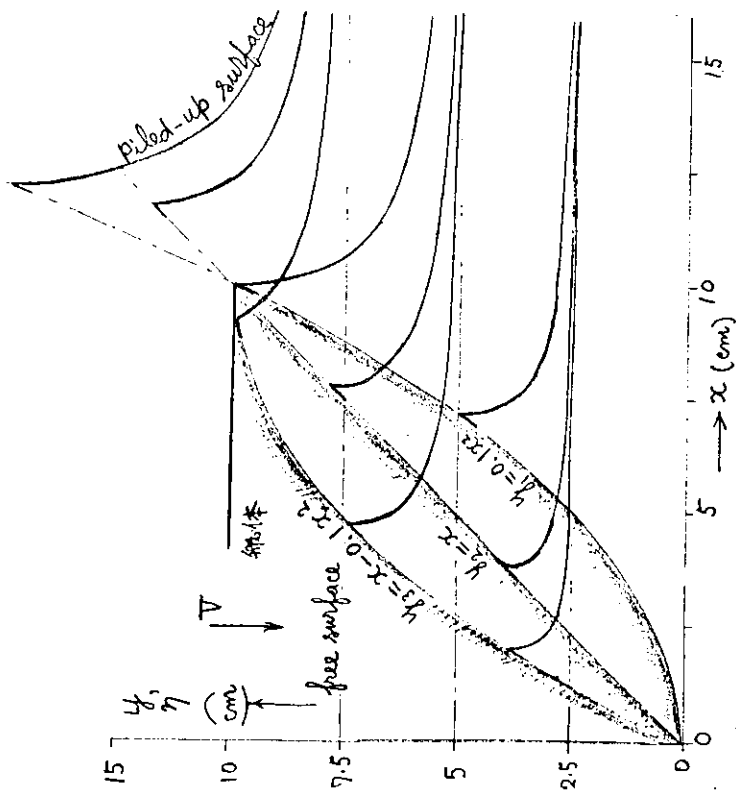
「笠木山丸」の各 S. S. の形を多項式で表わし各断面での piled-up spray がどのように異なるかを計算したが、その中で S. S. 9 $\frac{3}{4}$ と S. S. 8 $\frac{1}{2}$ での計算結果を例として示すことにする。各断面は x^8 までの多項式で近似した。またこの船型について船体縦運動の計測を行っているので、その計測値を用いてそれぞれの断面が一定の吃水を中心として上下に週期運動をするときのその週期を 10 等分してその各時刻における piled-up spray を計算した。その結果を示したのが図付 6.2.3 である。模型の上下運動計測値を用いた計算であるため、各断面で吃水の最も浅い時刻が同じとは限らない。

この図をみてわかるごとく S. S. 1 $\frac{1}{2}$ のごとく肥えて船側が垂直に近い形では piled-up spray が高いけれども厚みが小さく、S. S. 9 $\frac{3}{4}$ のごとく flare の大きい形状では piled-up spray は S. S. 8 $\frac{1}{2}$ より低いとその厚みが大きいことがわかる。

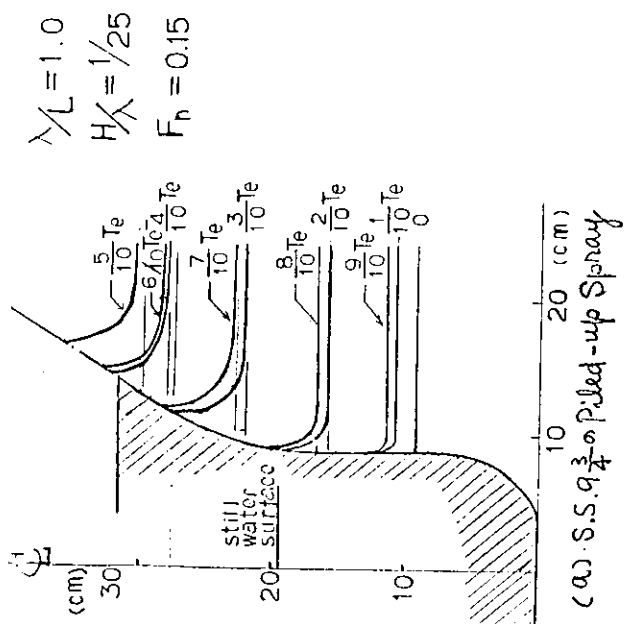
実験は λ/L , H/λ , F_n を種々にかえて行われているため、それら各状態に対する piled-up spray を計算しているため図 6.2.3 の計算値は散らばっているものである。



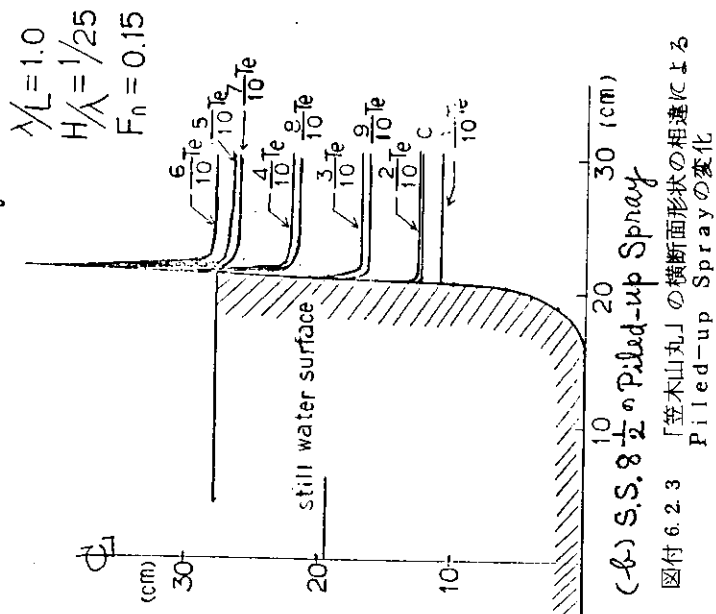
図付 6.2.1 船体の没入による Piled-up Surface



図付 6.2.2 簡単な形の船体が一速度 $V = 2.5 \text{ cm/sec}$ 水面に没入するときの Piled-up Spray の高さの比較



(a) S.S. $9\frac{3}{4}$ の Piled-up Spray



(b) S.S. $8\frac{1}{2}$ の Piled-up Spray

図付 6.2.3 「笠木山丸」の横断面形状の相違による Piled-up Spray の変化

7. む す び

本年度に実施した研究の結果を要約すると次のようになる。

- (1) 前年度のタンカー船型に引き続き、コンテナ船模型について、強制動揺法により、横運動方程式の流体力係数を計測して、強制動揺法により求めた実験値と比較した結果、一般に付加質量係数はよく一致し、減衰項は前進速度影響があることがわかった。又横揺れ抵抗についても2次式、3次式近似の係数を求めた。
- (2) 2次元模型船を油圧装置により大振幅強制動揺せしめ、変動水圧を計測した。本年度は、昨年度の上下揺れに引き続き横揺れについて行なったが舷側が没水するような大振幅の横ゆれでも微小振幅の理論による線型の計算値がかなりよく合うことが判った。この一致度は水線付近が最も悪く船底が最も良かった。
- (3) 船首水面付近の半波型の水圧計測値の解析方法について、船首波による静水中での水面の隆起にするヘッド差を0点から修正する方法を試み、実験値と理論値とのよい一致が得られることを示した。
- (4) 変動水圧計算方法の精密化の一環として、強制動揺によるradiation pressureの計測値と理論値の比較、拘束船体に加わるdiffraction pressureの計測値の比較、及び波浪中自由航走の模型に働く水圧の計測値と理論値を比較した結果、従来も云われているように、radiation pressure, diffraction pressure共に理論値と実験値はよく一致し、波浪中の自由航走模型で理論値と実験値が一致しない場合があるのは主として横揺れ角度の推定の精度の悪さによるものであることが判った。
- (5) 軽荷状態について正面波にする波浪変動水圧を計測して理論値と比較した結果、満載状態と同程度の一致を見た。
- (6) 昨年度のタンカー船型に引き続き、本年度は鉱石船型および1軸コンテナ船型について変動水圧の応答関数を用いて不規則波中の変動水圧の標準偏差の計算を行い、前のタンカー船型を含めて3船型の比較を行なった。その結果タンカー船型と鉱石船型とでは大差なく、コンテナ船型が一般にかなり大き目であった。
- (7) 昨年度計算した標準偏差を用いてタンカー船型および鉱石船型につき波浪変動圧の長期予測を行なった。その結果、迎波状態ではSS 7½より前方の両舷又はwether side にかなり大きい変動圧が生じるが船速を低下させればある程度減少すること、横波では全長にわたってwether side にかなり大きい変動圧が作用し、しかも船速を低下させても減少は期待できないこと等がわかった。
- (8) 46年度に計算した鉱石船型の船体運動の解を用いて波浪中の船体加速度の長期予測を行なった結果、一般に垂直加速度の方が水平加速度よりも大きいこと、垂直加速度、水平加速度共に船首尾が最も大きいこと、垂直加速度は迎波状態で大きく、水平加速度は横波状態で大きいことなどがわかった。
- (9) 昨年に引き続き、数値モデルを用いて非線型の波の反射、干渉の挙動をラグランジ法及びMAC法を用いて計算した。何れの方法でも干渉した非線型の波の波高は、夫々の波の線型解を重ね合わせたより求めた波高よりかなり高くなり、圧力もそれに応じて高くなることが認められた。
- (10) Freak wave の挙動について実験的な計測を行なった結果、砕波時の波粒子の水平速度は非常に大きくなり、粒子のorbital motion は水平に大きく引延ばしたような形となることがわかった。この波の粒子の水平速度は砕波の空間波形の位相速度にほぼ等しいことがわかった。
- (11) 剛体底および弾性底をもつ2次元模型を油圧装置で一定速度で着水せしめて衝撃圧を計測し落下衝撃実験結果及びChuang の実験結果と比較した。
剛体底の場合、衝撃圧はChuang の実験結果とよく一致したが、弾性底の場合40%程度高い衝撃圧が得られた。
- (12) Chuang の実験結果をはじめ、種々の実験結果を参照して、接水角をパラメーターとする衝撃圧係数を求めた。これは衝撃圧の推定の際用いられるものである。
- (13) 不規則波の波面の法線速度を種々の面から検討し、砕波限界前の波ならば波面の法線速度は合成されたorbital

velocityに等しく、砕波ではその位置の空間波形の位相速度の波面法線方向成分にほぼ等しいという結論を得た。

04 複合した波の砕波限界を検討した結果、単一の Stokes 波が岨度 η を超えると砕波になるのと同じく、ある一点での合成された岨度が η を超えると砕波になるという仮定が成立ちそうである。このことは今後もっと実験的に確かめられなければならない。

05 鉦石船型についてスラミングの大きさ及びその発生条件を調べるため模型船を既知の速度及び傾斜角で落下させる落下衝撃実験と、正面規則波中及び不規則波中の航走実験を行なった。その結果、衝撃圧の最大値は波高とともに増大する傾向にあること、 $\sqrt{L/\lambda}=1$ 付近で大きい値をもつこと、および船速が増大すると衝撃圧は増大するが、これは衝撃速度が増大するのではなく、衝撃角度が減少するためであることなどが判明した。

06 水槽中に大波高の不規則波を作り模型船を航走させることにより、高い頻度で衝撃圧を発生させることを確かめた。このとき発生した衝撃圧の最大値は水頭換算で船の長さ程度に達した。この時用いた波のスペクトラムは、風力階級 6 の平均海象の約 4 倍の波高のもの及び風力階級 8 の平均海象の約 2 倍の波高に相当するものであり、Neumann の不完全発達スペクトラムに大体相当するものであった。

この方法は今後推定法のチェック等に有効な手段として使えるであろう。

07 2方向不規則波中で数多くの実験を行ない、衝撃圧の統計的な分布を求めた。

先づ方向性から云えば、向い波（2方向波の作る三角波の主進行方向に対して）の時に頻度、圧力共に大きく、向きが変わると急激に頻度も圧力も下ることが判った。又船速の影響は大きく船速が増加すると、頻度、圧力共に急激に増加するのが認められた。

08 向い波の場合、入射波と船首波が干渉して、入射波の波傾斜が増大することがこれまでも指摘されており、衝撃圧推定に不可欠と考えられるので、この増大率（干渉係数）を実験的に求めた結果、船速によって変化するが 2～3 倍になりうることを判った。

09 不規則波中の衝撃圧を推定する際に、衝撃圧が接水角度や接水速度に関して非線型であることを考慮し、その統計的な取扱いを検討した。即ち、接水角度、接水速度そのものは線型と考えられるので、最大期待値等が求められるが、それらの最大期待値を用いて衝撃圧を求めた場合、非線型性に対する何らかの修正が必要なわけである。今回はその修正係数を求めた結果、非線型影響は割合に小さく、波との出合数が大きい時は修正係数は 1 に近づく事が判った。

20 衝撃圧の推定法

衝撃圧の推定方法を確立するのがこの部会の大きな目的の一つであるので試案を作成したが、未だ検討すべき余地が多いので、今後検討を続け、50年度に最終的な案を作成することになった。

21 2次元模型に油圧装置で大振幅上下揺れ及び横揺れを与えて甲板衝撃圧を計測した。その結果は、上下揺れの場合は水線位置の水圧の計算値から乾舷に相当する水頭を差引いた値でかなりよく近似できることがわかった。又横揺れの場合は静的な水圧計算でほとんど近似出来ることがわかった。

22 甲板衝撃圧に関するこれまでの研究結果を考慮して甲板衝撃圧に関する試案を作成した。この試案はほぼ最終案と考えられるが、なお今後検討して50年度の最終取まとめで報告の予定である。

以上述べたように、当初の予定では49年度に1)変動水圧計算、標準方法、2)衝撃水圧の推定法、3)甲板衝撃水圧の推定法を取まとめる予定であったが、2)、3)はなお検討の余地があるので、50年度に今迄行なって来た研究の結果の紹介と、1)～3)の最終結論をまとめて報告する予定である。