

# 日本造船研究協会報告

第 80 号

---

波浪外力に関する水槽試験

第 131 研究部会

Tank Experiments on Wave Loads

The 131 th Research Committee

---

Report No. 80

The Shipbuilding Research Association of Japan

May 1976

昭和 51 年 5 月

社 団 法 人

日本造船研究協会

第 131 研究部会委員名簿 (敬称略, 五十音順)

部 会 長	元 良 誠 三 (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)	梶 田 悅 司 (石 川 島 播 磨 重 工 業)
	川 上 益 男 (広 島 大 学)	北 川 弘 光 (船 舶 技 術 研 究 所)
	郷 田 国 夫 (船 舶 技 術 研 究 所)	後 藤 大 三 (石 川 島 播 磨 重 工 業)
	小 柳 雅 志 郎 (東 京 大 学)	滋 野 正 昭 (佐 野 安 船 渠)
	白 水 二 郎 (大阪商船三井船舶)	新 谷 厚 (防衛庁技術研究本部)
	菅 井 和 夫 (船 舶 技 術 研 究 所)	鈴 木 純 (日本造船技術センター)
	鈴 木 省 輔 (函 館 ド ッ ク)	高 木 又 男 (日 立 造 船)
	竹 川 正 夫 (東 京 大 学)	竹 沢 誠 二 (横 浜 国 立 大 学)
	田 才 福 造 (九 州 大 学)	立 木 正 昭 (佐 世 保 重 工 業)
	寺 沢 一 雄 (大 阪 大 学)	富 山 敏 (日 本 鋼 管)
	永 井 保 (防衛庁技術研究本部)	中 野 敏 (三 井 造 船)
	中 村 彰 一 (大 阪 大 学)	永 元 隆 一 (三 菱 重 工 業)
	野 本 謙 作 (大 阪 大 学)	花 岡 達 郎 (船 舶 技 術 研 究 所)
	浜 本 剛 実 (防衛庁技術研究本部)	羽 室 英 一 (大 阪 造 船 所)
	姫 野 洋 司 (大 阪 府 立 大 学)	福 田 淳 一 (九 州 大 学)
	藤 井 斎 (三 菱 重 工 業)	藤 野 正 隆 (東 京 大 学)
	藤 原 芳 夫 (名 村 造 船 所)	別 所 正 利 (防 衛 大 学 校)
	前 田 久 明 (東 京 大 学)	舛 田 吉 郎 (日 本 海 事 協 会)
	松 井 明 男 (住 友 重 機 械 工 業)	宮 成 恭 慶 (石 川 島 播 磨 重 工 業)
	山 口 雄 三 (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 (川 崎 重 工 業)	

## Abstract

This report is a final report of the research panel SR131 which has been set up in 1971 to investigate into the wave loads of ships in severe seaways and to establish a method to predict wave loads to be acting on a ship in rough seas.

Several fundamental items listed as follows have been treated by the panel since 1971 come up with a predicting method of wave loads:

- 1) Measurement and determination of derivatives for equations of motion in waves.
- 2) Measurement of pressure caused by large amplitude motions of a two dimensional body forced to heave by an oscillator.
- 3) Measurement of ship motion and water pressure in head and oblique seas by model experiments.
- 4) Calculation of ship motion and water pressure by means of strip method and comparison with model data.
- 5) Calculation of short term and long term prediction of water pressure in irregular seas.
- 6) Measurements of impact pressure in use of transient water waves.
- 7) Measurements of impact pressure in regular and irregular waves.
- 8) Measurements of impact pressure in short crested waves.
- 9) Theoretical considerations upon the mechanism of occurrence of impact pressure.
- 10) Measurement of impact pressure by a large sized model at sea.
- 11) Measurement of impact pressure on the deck by model experiments.
- 12) Measurement of impact pressure on the deck by a forced oscillated two dimensional model.
- 13) Speed limit of a ship in view of avoiding severe impact on the deck.

Based on these fundamental approaches, methods to predict fluctuating water pressure as well as impact pressure are obtained.

Prediction of the fluctuating pressure is based on the strip method which has been ascertained by fundamental researches to have reasonable accuracy. Prediction of the impact pressure is based on a stochastic procedure derived from model experiments.

The members of the panel SR131 feel that the predicting method for fluctuating water pressure is fairly complete while the predicting method for impact pressure should still be reviewed and be polished up. They also hope that this report is referred by ship designers and operators and would like to invite any comments and criticism on this report.

# 目 次

1. まえがき .....	1
2. 波浪変動水圧の推定法 .....	2
2.1 規則波中における船体運動および波浪変動水圧の計算法 .....	2
2.1.1 船変運動の計算 .....	2
2.1.2 波浪変動水圧の計算 .....	10
2.2 規則波中における船体運動および波浪変動水圧のシリーズ計算結果 .....	25
2.2.1 計算条件 .....	25
2.2.2 シリーズ計算結果 .....	25
2.3 不規則波中における波浪変動水圧の予測法 .....	35
2.3.1 短期予測 .....	35
2.3.2 長期予測 .....	36
2.4 不規則波中における波浪変動水圧の短期・長期予測シリーズ計算結果 .....	37
2.4.1 計算条件 .....	37
2.4.2 シリーズ計算結果 .....	37
2.5 波浪変動水圧計算法の改善 .....	43
2.5.1 速度ポテンシャルを用いた波浪変動水圧の計算法 .....	43
2.5.2 Ursell - Tasai 法をもととした変動水圧の新しい計算法 .....	43
2.5.3 船体剛性を考慮に入れた縦波中の船体に働く波浪応力の研究 .....	44
3. 波浪変動水圧の計測 .....	46
3.1 強制動搖試験による運動方程式の係数と変動水圧の計測 .....	46
3.1.1 横方向運動方程式の係数の計測 .....	46
3.1.2 動搖に基づく変動水圧の計測 .....	49
3.2 拘束模型による波強制力と変動水圧の計測 .....	56
3.2.1 波強制力の計測 .....	56
3.2.2 波に基づく変動水圧の計測 .....	56
3.3 船体運動および波浪変動水圧の計測値と計算値の比較 .....	61
3.3.1 船体運動の計測 .....	61
3.3.2 波浪変動水圧の計測 .....	61
3.4 波浪変動水圧に関する線形重ね合せの原理の検討 .....	70
3.5 波浪変動水圧に関するその他の諸検討 .....	72
3.5.1 水面付近の波浪変動水圧の取扱い .....	72
3.5.2 特殊な断面に働く波浪変動水圧 .....	72
3.5.3 波浪変動水圧の位相に関する検討 .....	72
4. 波浪衝撃水圧の推定法 .....	76
4.1 波浪衝撃水圧の発生機構とその特性 .....	76
4.1.1 発生機構とモデル化 .....	76
4.1.2 継続時間および空間分布特性 .....	79

4.2 衝撃圧系数	81
4.2.1 各種模型実験	81
4.2.2 衝撃圧系数	82
4.2.3 相対速度から落下速度への換算	82
4.3 波浪衝撃水圧に関する各種模型実験	87
4.3.1 規則波中における衝撃水圧計測実験	87
4.3.2 過渡水波中における衝撃水圧計測実験	95
4.3.3 二方向波中における模型実験	98
4.3.4 不規則波中における衝撃水圧計測実験	103
4.4 波浪衝撃圧の推定法	126
4.4.1 規則波中における波浪衝撃圧の推定法	126
4.4.2 不規則波中における波浪衝撃圧の推定法	130
4.4.3 船首部以外の場所の波浪衝撃圧の推定法	139
4.5 今後の課題	142
Appendix 重ね合わせの原理を基礎とする推定法( Superposed Method )と実験で得られた統計分布 を基礎とする推定法( Stochastic Method )との比較	143
5. 船首甲板衝撃水圧の推定法	150
5.1 規則波中の甲板衝撃水圧	150
5.2 不規則波中の甲板衝撃水圧の短期分布	151
5.3 甲板衝撃水圧の各種模型実験	152
6. 波浪中の船体加速度推定	156
6.1 規則波中の船体加速度	156
6.2 短期不規則波中の船体加速度	157
6.3 船体加速度の長期予測	157
7. 波浪中における船速低下	164
7.1 船速低下の原因とその推定法	164
7.2 船速低下に関する模型実験	164
7.3 船速と波浪外力との関係	166

## 1. まえがき

この報告書は第131研究部会「波浪外力に関する水槽試験」の総収まとめである。元来第131研究部会は苛酷な航海条件のもとで船体に働く波浪外力を推定する方法を確立するため、昭和46年度から4年間にわたり実施されて来たが、問題が多岐にわたったため、個々の研究課題については幾多の有用な成果を得つつも予定の期間内に結論をまとめうるに至らなかった。

そのため50年度に、これまで得られた成果をもとに、最終目標である波浪外力の推定法としてまとめたのがこの報告書である。したがって、本報告書の骨子は波浪変動圧の推定法、波浪衝撃圧の推定法および甲板衝撃圧の推定法であるが、他部会からも要望のあった波浪中の船速の低下と、船体応答の加速度についても簡単に触れておいた。

前にも述べたように、この報告書はそのバックグラウンドとなる幾多の貴重な基礎的研究の集積されたものであり、各基礎研究の項目と担当者は46年及至49年度のSR131部会報告書に記載されているので、本報告の利用者は最終的な結論ばかりでなく、これらの基礎研究を参照されたい。

この報告書が船舶の設計者及び運航者によって広く利用されれば本部会委員一同にとって望外の幸である。

## 2. 波浪変動水圧の推定法

### 2.1 規則波中における船体運動および波浪変動水圧の計算法

規則波中の種々の船体応答の周波数応答関数を求める場合の基礎となる船体運動の理論的解法として、現在広く用いられているのは、ストリップ法による解法である。この方法は、Korvin-Kroukovsky<sup>1)</sup>、渡辺<sup>2)</sup>、田才<sup>3)</sup>などが提案した2次元運動量理論に基づく方法であり、その後、これをさらに精密化したSalvesen et al<sup>4)</sup>、高木<sup>5)</sup>などの方法があるが、実用上は、前者の方法で十分であるようである。以下この方法の概略を示す。

#### 2.1.1 船体運動の計算

Fig. 2.1.1 に示すように、空間固定座標系

$O - X_1, Y_1, Z_1$  を定める。規則波は  $OX_1$  の方向に進行するものとする。船の平均進行方向は  $OX_1$  と  $x$  の角度をなす  $OX$  方向をとるものとし、新たに空間固定座標系  $O - XYZ$  を定める。船体固定座標系を  $O - xyz$  とし、 $O$  は水線面の船体中心線 上 midship にとる。船の重心を  $G$  とし、 $G$  の水面上投影点を  $G_o$  とする。船は一定速度を保ち規則波中を上下揺、縦揺、左右揺、船首揺および横揺をしながら、平均進行方向は  $OX$  方向をとるものと仮定する。すなわち前後揺、横漂流は無視する。また、これらの船体運動は、上下揺と縦揺の連成方程式と、左右揺、船首揺および横揺の連成方程式とに分けて取り扱うことができると仮定する。

規則波の隆起(下向きを正とする)は、表面波については次式で表わされる。

$$\begin{aligned} h &= h_0 \cos(KX_1 - \omega t) \\ &\doteq h_0 \cos(Kx \cos \alpha - Ky \sin \alpha \\ &\quad - \omega_e t) \quad \dots \quad (2.1.1) \end{aligned}$$

ただし

$h_0$  : wave amplitude

$K$  : wave number =  $\omega^2/g = 2\pi/\lambda$

$\lambda$  : wave length

$g$  : acceleration of gravity

$\omega$  : wave circular frequency

$\omega_e$  : circular frequency of wave encounter =  $\omega - KV \cos \alpha$

また、規則波の深度  $Z$ 、近似的には  $z$  における副波の式は近似的に次のように表わされる。

$$h(z) = h_0 e^{-Kz} \cos(Kx \cos \alpha - Ky \sin \alpha - \omega_e t) \quad \dots \quad (2.1.2)$$

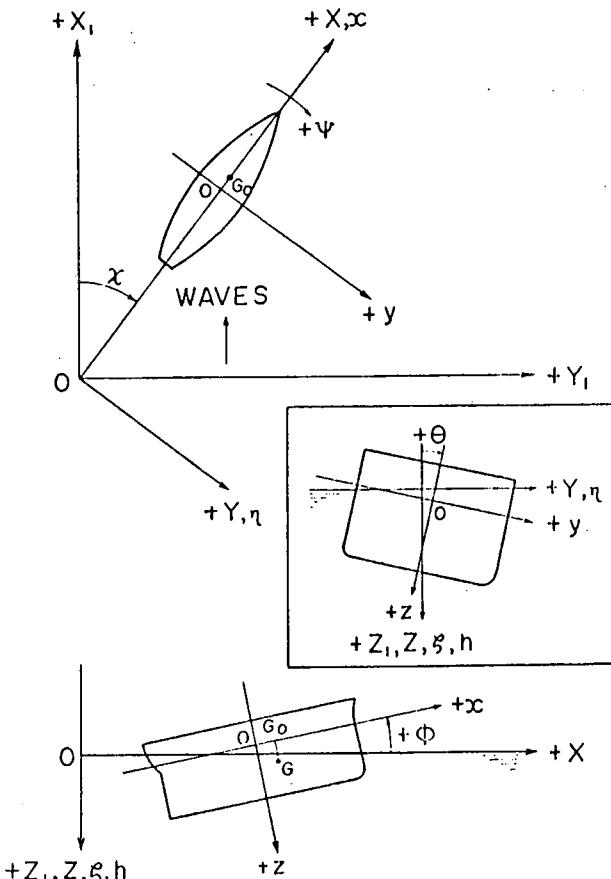


Fig. 2.1.1 Coordinate system

副波のZ方向(近似的にはz方向)の orbital velocity と orbital acceleration はそれぞれ近似的に次のように表わされる。

$$v_z = \omega h_0 e^{-kx} \sin(Kx \cos z - Ky \sin z - \omega_{et}) \quad \dots \quad (2.1.3)$$

$$\dot{v}_z = -\omega^2 h_0 e^{-kx} \cos(Kx \cos z - Ky \sin z - \omega_{et}) \quad \dots \quad (2.1.4)$$

また、副波のY方向(近似的にはy方向)の Orbital velocity と orbital acceleration はそれぞれ近似的に次のように表わされる。

$$v_y = \omega h_0 \sin z e^{-kx} \cos(Kx \cos z - Ky \sin z - \omega_{et}) \quad \dots \quad (2.1.5)$$

$$\dot{v}_y = \omega^2 h_0 \sin z e^{-kx} \sin(Kx \cos z - Ky \sin z - \omega_{et}) \quad \dots \quad (2.1.6)$$

### (1) 縦方向船体運動

船体が上下揺( $\zeta$ )と縦揺( $\theta$ )をしながら、一定速度(V)を保って進行している場合、船長方向xの位置の単位長さ断面に働く上下方向の流体力は、運動量理論により次のようになる。

$$\frac{dF_z}{dx} = \frac{dF_{Bz1}}{dx} + \frac{dF_{Bz2}}{dx} + \frac{dF_{Bz3}}{dx} + \frac{dF_{Bz4}}{dx} + \frac{dF_{Wz1}}{dx} + \frac{dF_{Wz2}}{dx} + \frac{dF_{Wz3}}{dx} + \frac{dF_{Wz4}}{dx} \quad \dots \quad (2.1.7)$$

ただし

$$\frac{dF_{Bz1}}{dx} = -2\rho g y_w (\zeta - (x - x_g) \theta)$$

$$\frac{dF_{Bz2}}{dx} = -\rho N_s (\dot{\zeta} - (x - x_g) \dot{\theta} + 2V\theta)$$

$$\frac{dF_{Bz3}}{dx} = -\rho S_s (\ddot{\zeta} - (x - x_g) \ddot{\theta} + 2V\theta)$$

$$\frac{dF_{Bz4}}{dx} = V \frac{d(\rho S_s)}{dx} (\dot{\zeta} - (x - x_g) \dot{\theta} + V\theta)$$

$$\frac{dF_{Wz1}}{dx} = 2\rho g y_w h e$$

$$\frac{dF_{Wz2}}{dx} = \rho N_s v e$$

$$\frac{dF_{Wz3}}{dx} = \rho S_s v e$$

$$\frac{dF_{Wz4}}{dx} = -V \frac{d(\rho S_s)}{dx} v e$$

$\rho$  = density of sea water

$g$  = acceleration of gravity

$y_w$  = half breadth of water plane

$x_g$  = x - coordinate of the center of gravity

$\rho N_s$  = sectional damping coefficient for vertical motion

$\rho S_s$  = sectional added mass for vertical motion

$h e$  =  $C_1 C_2 h = C_1 C_2 h_0 (Kx \cos z - \omega_{et})$

$v_{ze}$  =  $\omega h_0 C_1 C_2 \sin(Kx \cos z - \omega_{et})$

$\dot{v}_{ze}$  =  $-\omega^2 h_0 C_1 C_2 \cos(Kx \cos z - \omega_{et})$

$C_1$  =  $\sin(Ky_w \sin z) / Ky_w \sin z$

$$C_2 = e^{-Kd_m}, \quad d_m \triangleq (\text{sectional area}) / 2y_w$$

また、上下方向の流体力による重心のまわりのモーメントは

$$\frac{dM_{xx}}{dx} = - \frac{dF_s}{dx} (x - x_g) \quad \dots \quad (2.1.8)$$

したがって、上下揺と縦揺の連成運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{W}{g} \ddot{\zeta} &= \int_L \frac{dF_s}{dx} dx \\ \frac{I_\theta}{g} \ddot{\theta} &= \int_L \frac{dM_{xx}}{dx} dx \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2.1.9)$$

となるが、規則波より働く力の項を右辺に残し、次のような形に書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} A_{11} \ddot{\zeta} + A_{12} \dot{\zeta} + A_{13} \zeta + A_{14} \ddot{\theta} + A_{15} \dot{\theta} + A_{16} \theta &= F_\zeta \\ A_{21} \ddot{\zeta} + A_{22} \dot{\zeta} + A_{23} \zeta + A_{24} \ddot{\theta} + A_{25} \dot{\theta} + A_{26} \theta &= M_\theta \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2.1.10)$$

ただし

$$A_{11} = \frac{W}{g} + \int \rho S_z dx$$

$$A_{12} = \int \rho N_z dz$$

$$A_{13} = 2\rho g \int y_w dx$$

$$A_{14} = - \int \rho S_z (x - x_g) dx$$

$$A_{15} = - \int \rho N_z (x - x_g) dx + V \int \rho S_z dx$$

$$A_{16} = - 2\rho g \int y_w (x - x_g) dx + VA_{12}$$

$$A_{21} = A_{14}$$

$$A_{22} = - \int \rho N_z (x - x_g) dx - V \int \rho S_z dx$$

$$A_{23} = - 2\rho g \int y_w (x - x_g) dx$$

$$A_{24} = \frac{I_\theta}{g} + \int \rho S_z (x - x_g)^2 dx$$

$$A_{25} = \int \rho N_z (x - x_g)^2 dx$$

$$A_{26} = 2\rho g \int y_w (x - x_g)^2 dx + VA_{22}$$

$$F_\zeta = F_{\zeta c} \cos \omega_e t + F_{\zeta s} \sin \omega_e t$$

$$M_\theta = M_{\theta c} \cos \omega_e t + M_{\theta s} \sin \omega_e t$$

$$\left. \begin{aligned} F_{\zeta c} \\ F_{\zeta s} \end{aligned} \right\} = h_0 \left\{ \begin{array}{c} f_{1c} + f_{2c} + f_{3c} \\ f_{1s} + f_{2c} + f_{3c} \end{array} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} M_{\theta c} \\ M_{\theta s} \end{aligned} \right\} = h_0 \left\{ \begin{array}{c} m_{1c} + m_{2c} + m_{3c} \\ m_{1s} + m_{2s} + m_{3c} \end{array} \right\}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{1c} \\ f_{1s} \end{array} \right\} = 2\rho g \int C_1 C_2 y_w \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{2c} \\ f_{2s} \end{array} \right\} = \omega \int C_1 C_2 \rho N_r \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{3c} \\ f_{3s} \end{array} \right\} = -\omega \omega_e \int C_1 C_2 \rho S_r \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{1c} \\ m_{1s} \end{array} \right\} = -2\rho g \int C_1 C_2 y_w \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} (x - x_o) dx$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{2c} \\ m_{2s} \end{array} \right\} = -\omega \int C_1 C_2 \rho N_r \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x - x_o) dx$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{3c} \\ m_{3s} \end{array} \right\} = \omega \omega_e \int C_1 C_2 \rho S_r \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} (x - x_o) dx - \omega V \int C_1 C_2 \rho S_r \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$K^* = K \cos x$$

$W/g$  : mass of the ship

$I_{\theta/g}$  : moment of inertia of the ship for pitching motion

断面の付加質量  $\rho S_r$ 、減衰係数  $\rho N_r$  などは、田才の方法<sup>6)</sup>により求めることができる。

## (2) 横方向船体運動

船体が左右揺 ( $\eta$ )、船首揺 ( $\psi$ ) および横揺 ( $\phi$ ) をしながら一定速度を保って進行している場合も、縦方向船体運動の場合と同様の方法により、船体の単位長さ断面に働く流体力を求めることができる。

まず、左右方向の流体力は、次のようにになる。

$$\frac{dF_y}{dx} = \frac{dF_{By1}}{dx} + \frac{dF_{By2}}{dx} + \frac{dF_{By3}}{dx} + \frac{dF_{By4}}{dx} + \frac{dF_{Wy1}}{dx} + \frac{dF_{Wy2}}{dx} + \frac{dF_{Wy3}}{dx} + \frac{dF_{Wy4}}{dx} \quad \dots \quad (2.1.11)$$

ただし、

$$\frac{dF_{By1}}{dx} = 0$$

$$\frac{dF_{By2}}{dx} = -\rho N_r \{ \dot{\eta} + (x - x_o) \dot{\psi} - V\psi + (Z_g - l_w) \dot{\phi} \}$$

$$\frac{dF_{By3}}{dx} = -\rho S_r \{ \ddot{\eta} + (x - x_o) \ddot{\psi} - 2V\dot{\psi} + (Z_g - l_w) \ddot{\phi} \}$$

$$\frac{dF_{By4}}{dx} = V \frac{d(\rho S_r)}{dx} \{ \dot{\eta} + (x - x_o) \dot{\psi} - V\psi + (Z_g - l_w) \dot{\phi} \} - V\rho S_r \frac{dl_w}{dx} \dot{\phi}$$

$$\frac{dF_{Wy1}}{dx} = 2\rho g h \int_0^L e^{-K_s x} \sin(K_s \sin x) dz_i \cdot \sin(K_s \cos x - \omega_e t)$$

$$\frac{dF_{Wy2}}{dx} = \rho N_r V \cdot e$$

$$\frac{dF_{Wy3}}{dx} = \rho S_r V \cdot e$$

$$\frac{dF_{Wy4}}{dx} = -V \frac{d(\rho S_r)}{dx} V \cdot e$$

$\rho N$ , : sectional damping coefficient for horizontal motion  
 $\rho S$ , : sectional added mass for horizontal motion  
 $l_w$ , : lever of damping force due to rolling motion with respect to O  
 $l\eta$ , : lever of added mass inertia force due to rolling motion with respect to O  
 $d$ , : draught of the section  
 $y_s$ , : y - coordinate of the section contour  
 $z_s$ , : z - coordinate of the section contour  
 $v_{ye}$ ,  $\omega h_0 \sin x \cdot e^{-Kx^2} \cos (Kx \cos x - \omega t)$   
 $\dot{v}_{ye}$ ,  $\omega^2 h_0 \sin x e^{-Kx^2} \sin (Kx \cos x - \omega t)$

この左右方向の流体力による重心のまわりのモーメントは、

$$\frac{dM_x}{dx} = \frac{dF_y}{dx} (x - x_0) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.12)$$

次に、重心のまわりの横揺モーメントは次のようになる。

$$\frac{dM_{w1}}{dx} = \frac{dM_{B\phi 1}}{dx} + \frac{dM_{B\phi 2}}{dx} + \frac{dM_{B\phi 3}}{dx} + \frac{dM_{B\phi 4}}{dx} + \frac{dM_{W\phi 1}}{dx} + \frac{dM_{W\phi 2}}{dx} + \frac{dM_{W\phi 3}}{dx} + \frac{dM_{W\phi 4}}{dx} \quad \dots \quad (2.1.13)$$

ただし、

$$\frac{dM_{B\phi 1}}{dx} = -w(z_{g'} - z_g)\phi - \rho g s'm'\phi$$

w : sectional weight of the ship

$z_g$  :  $z$  - coordinate of the centre of gravity of ship

$z_0'$  :  $z$  - coordinate of the centre of gravity of w

$s'$  : sectional area ,  $m'$  : sectional metacentric radius

$m'$  : sectional metacentric radius

$$\frac{dM_{B\phi}^2}{dx} = - \rho N, (z_0 - l_w) \left\{ \dot{\eta} + (x - x_0) \dot{\psi} - V\phi + z_0 \dot{\phi} \right\} + \rho N, l_w (z_0 - l_w) \dot{\phi}$$

$$\frac{dM_{B\phi 3}}{dx} = - \rho S (z_g - 1_s) \left\{ \ddot{\eta} + (x - x_g) \ddot{\phi} - 2V\dot{\phi} + z_g \ddot{\phi} \right\} + \rho S, 1_s (z_g - 1_s) \dot{\phi}$$

$$\frac{dM_{B\theta 4}}{dx} = -V \frac{d(\rho S_z (x_a - l_\eta))}{dx} \left\{ \dot{\eta} + (x - x_a) \dot{\phi} - V\phi + z_a \dot{\phi} \right\}$$

$$-V \frac{d}{dx} \left( \rho S, l_n, (z_g - l_\phi) \right) \dot{\phi}$$

$$\frac{dM_{W\phi_1}}{dx} = \frac{dF_{W\gamma_1}}{dx} (z_g - l_1)$$

$$\frac{dM_{w\phi 2}}{dx} = - \frac{dF_{wy2}}{dx} (z_a - l_w)$$

$$\frac{dM_{W3}}{dx} = \frac{dF_{W3}}{dx} (z_0 - l_n)$$

$$\frac{dM_{W04}}{dx} = -V \frac{d \{ \rho S_y (z_0 - l_\eta) \}}{dx} V_{ye}$$

$$I_g = \rho_i / \rho S_1 l_n \quad \rho_i : \text{added mass moment of inertia}$$

$$I_1 = \frac{\int_0^L e^{-Kx} \sin(Ky_s) z_s dz_s - \int_0^L y_w e^{-Kx} \sin(Ky_s) y_s dy_s}{\int_0^L e^{-Kx} \sin(Ky_s) dz_s}$$

したがって、左右搖、船首搖および横搖の連成運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{W}{g} \ddot{\eta} &= \int_L \frac{dF_y}{dx} dx \\ \frac{I_\psi}{g} \ddot{\psi} &= \int_L \frac{dM_{xy}}{dx} dx \\ \frac{I_\phi}{g} \ddot{\phi} &= \int_L \frac{dM_{yz}}{dx} dx \end{aligned} \right\} \quad (2.1.14)$$

となるが、規則波より働く力の項を右辺に残し、次のような形に書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} a_{11}\ddot{\eta} + a_{12}\dot{\eta} + a_{13}\eta + a_{14}\dot{\psi} + a_{15}\ddot{\psi} + a_{16}\psi + a_{17}\dot{\phi} + a_{18}\ddot{\phi} + a_{19}\phi &= F_y, \\ a_{21}\ddot{\eta} + a_{22}\dot{\eta} + a_{23}\eta + a_{24}\dot{\psi} + a_{25}\ddot{\psi} + a_{26}\psi + a_{27}\dot{\phi} + a_{28}\ddot{\phi} + a_{29}\phi &= M_\psi \\ a_{31}\ddot{\eta} + a_{32}\dot{\eta} + a_{33}\eta + a_{34}\dot{\psi} + a_{35}\ddot{\psi} + a_{36}\psi + a_{37}\dot{\phi} + a_{38}\ddot{\phi} + a_{39}\phi &= M_\phi \end{aligned} \right\} \quad (2.1.15)$$

ただし

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{W}{g} + \int \rho S_y dx \\ a_{12} &= \int \rho N_y dx \\ a_{13} &= a_{19} = 0 \\ a_{14} &= \int \rho S_y (x - x_0) dx \\ a_{15} &= \int \rho N_y (x - x_0) dx - V \int \rho S_y dx \\ a_{16} &= -V a_{12} \\ a_{17} &= \int \rho S_y (x_0 - l_y) dx \\ a_{18} &= \int \rho N_y (x_0 - l_w) dx \\ a_{21} &= a_{14} \\ a_{22} &= \int \rho N_y (x - x_0) dx + V \int \rho S_y dx \\ a_{23} &= a_{29} = 0 \\ a_{24} &= \frac{I_\psi}{g} + \int \rho S_y (x - x_0)^2 dx \\ a_{25} &= \int \rho N_y (x - x_0)^2 dx \\ a_{26} &= -V a_{22} \\ a_{27} &= \int \rho S_y (z_0 - l_y) (x - x_0) dx \\ a_{28} &= \int \rho N_y (z_0 - l_w) (x - x_0) dx + V a_{17} \\ a_{31} &= a_{17} \\ a_{32} &= a_{18} \\ a_{33} &= 0 \\ a_{34} &= a_{27} \\ a_{35} &= \int \rho N_y (x_0 - l_w) (x - x_0) dx - V a_{17} \\ a_{36} &= -V a_{18} \end{aligned}$$

$$a_{37} = \frac{I_\phi}{g} + \int \rho i dx + 2x_g a_{17} - z_g^2 \int \rho S_r dx$$

$$a_{38} = \int \rho N_r (x_0 - l_w)^2 dx$$

$$a_{39} = Wm_t$$

$$F_\eta = F_{\eta c} \cos \omega_e t + F_{\eta s} \sin \omega_e t \quad \left. \right\}$$

$$M_\psi = M_{\psi c} \cos \omega_e t + M_{\psi s} \sin \omega_e t \quad \left. \right\}$$

$$M_\phi = M_{\phi c} \cos \omega_e t + M_{\phi s} \sin \omega_e t \quad \left. \right\}$$

$$\begin{aligned} F_{\eta c} \\ F_{\eta s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = h_0 \sin x \left\{ \begin{array}{l} f_{\eta 1c} + f_{\eta 2c} + f_{\eta 3c} + f_{\eta 4c} \\ f_{\eta 1s} + f_{\eta 2s} + f_{\eta 3s} + f_{\eta 4s} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} M_{\psi c} \\ M_{\psi s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = h_0 \sin x \left\{ \begin{array}{l} m_{\psi 1c} + m_{\psi 2c} + m_{\psi 3c} + m_{\psi 4c} \\ m_{\psi 1s} + m_{\psi 2s} + m_{\psi 3s} + m_{\psi 4s} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} M_{\phi c} \\ M_{\phi s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = h_0 \sin x \left\{ \begin{array}{l} m_{\phi 1c} + m_{\phi 2c} + m_{\phi 3c} + m_{\phi 4c} \\ m_{\phi 1s} + m_{\phi 2s} + m_{\phi 3s} + m_{\phi 4s} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} f_{\eta 1c} \\ f_{\eta 1s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \rho g \int S_1 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\begin{aligned} f_{\eta 2c} \\ f_{\eta 2s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega \int \rho N_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\begin{aligned} f_{\eta 3c} \\ f_{\eta 3s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega^2 \int \rho S_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\begin{aligned} f_{\eta 4c} \\ f_{\eta 4s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = -\omega K^* V \int \rho S_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} dx$$

$$\begin{aligned} m_{\psi 1c} \\ m_{\psi 1s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \rho g \int S_1 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x - x_g) dx$$

$$\begin{aligned} m_{\psi 2c} \\ m_{\psi 2s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega \int \rho N_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} (x - x_g) dx$$

$$\begin{aligned} m_{\psi 3c} \\ m_{\psi 3s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega^2 \int \rho S_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x - x_g) dx$$

$$\begin{aligned} m_{\psi 4c} \\ m_{\psi 4s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega V \int \rho S_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} dx - \omega K^* V \int \rho S_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x - x_g) dx$$

$$\begin{aligned} m_{\phi 1c} \\ m_{\phi 1s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \rho g \int S_1 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x_g - l_i) dx$$

$$\begin{aligned} m_{\phi 2c} \\ m_{\phi 2s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega \int \rho N_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \cos K^* x \\ \sin K^* x \end{array} \right\} (x_g - l_w) dx$$

$$\begin{aligned} m_{\phi 3c} \\ m_{\phi 3s} \end{aligned} \quad \left. \right\} = \omega^2 \int \rho S_r C_3 \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x_g - l_\eta) dx$$

$$\left. \frac{m_{\phi 4c}}{m_{\phi 4s}} \right\} = -\omega K^* V \int \rho S_y C_s \left\{ \begin{array}{l} \sin K^* x \\ -\cos K^* x \end{array} \right\} (x_0 - l_y) dx$$

$I_{\psi/g}$  : moment of inertia of the ship for yawing motion

$I_{\phi/g}$  : moment of inertia of the ship for rolling motion

$\rho_i$  =  $\rho S_y l_z l_y$  : added mass moment of inertia

$m_t$  : metacentric height

$C_s$  =  $\exp(-Kd/2)$

$$S_y = \frac{2}{\sin x} \int_0^d e^{-Kz} \sin(Ky \sin x) dz,$$

断面の付加質量  $\rho S_y$ , 減衰係数  $\rho N$ , などは田オ<sup>7)</sup> あるいは, 田村<sup>8)</sup> の方法により求めることができる。

ただし, (2.1.15) の第3式中の横揺減衰係数  $a_{38}$  については, 上に述べた方法で求められた線形造波減衰抵抗係数を用いるのは適当でない。横揺減衰抵抗には線形造波抵抗だけでなく非線形粘性抵抗をも考慮しなければならない。そこで, ピルジキールの効果をも含めた非線形減衰抵抗を考慮した横揺減衰係数を渡辺, 井上<sup>9)</sup> のN係数を利用して推定することにし, 実用的見地から  $a_{38}$  は次のような3成分より成るものと仮定する。<sup>10)</sup>

$$a_{38} = a_{38w} + a_{38v} + a_{38u} \quad \dots \quad (2.1.16)$$

$a_{38w}$  : 従来のPotential theoryで計算される造波減衰に相当する係数

$a_{38v}$  : 半ば実験的に得られるN係数のうち粘性減衰に相当する係数

$a_{38u}$  : 船速の影響を表わす係数

造波減衰と粘性減衰の割合がどの程度か明確でないが, 種々の船型について行われた強制横揺試験から求められた  $a_{38}$  の実験値を参照して適当な修正係数を乗することにする。また従来から横揺減衰に用いられているN係数は本来横揺同調時を対象としたものであるので, これに周波数影響を取り入れる必要がある。ピルジキールによる減衰モーメントの増加分はほとんど粘性によるものと考えて, ピルジキールによるN係数の増加分はそのまま加算する。航走時には一般に横揺に対する減衰が増加するが, その原因および増加量については定量的に明確でないので, 単に横揺によって船体周囲の流れの方向が変えられることによって増加するものとし, これによって生じるモーメントをとることにする。したがって  $a_{38}$  の各項を次のように表した。

$$\left. \begin{aligned} a_{38w} &= k_w \int \rho N_y (z_0 - l_w)^2 dx & k_w &= 0.5 \\ a_{38v} &= (k_v N_{10^\circ} + N_{BK}) a_{37} \frac{2\phi_0}{\pi} \omega_e & k_v &= 0.5 \\ a_{38u} &= k_u \frac{U}{L} (z_0 - \frac{d}{2})^2 \int \rho S_y dx & k_u &= 1.0 \end{aligned} \right\} \dots \quad (2.1.17)$$

それぞれの修正係数の値は, これまでの実験結果と計算結果との比較検討により決定したもので, 明確な物理的意味があるわけではない。

以上のように,  $a_{38}$  として非線形減衰係数と等価な線形減衰係数におきかえたものを使用すれば,  $a_{38}$  は横揺角振幅の関数となるので(2.1.15)の連成運動方程式は逐次近似的に繰返し計算によって解かなければならない。

このようにして二つの連成運動方程式(2.1.10)および(2.1.15)を解けば, 次の形の解を得る。

$$\left. \begin{aligned} \text{上下揺} \quad \zeta &= \zeta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\zeta) \\ \text{縦揺} \quad \theta &= \theta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\theta) \\ \text{左右揺} \quad \eta &= \eta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\eta) \end{aligned} \right\} \dots \quad (2.1.18)$$

$$\begin{aligned} \text{船首搖} \quad \psi &= \phi_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\psi) \\ \text{横 搖} \quad \phi &= \phi_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\phi) \end{aligned}$$

(3) 船体と波面の相対運動

船体の存在にかかわらず規則波の波面が乱されないものと仮定すれば、上下搖、縦搖および横搖を考慮して左右搖および船首搖を無視すると、船体と波面の上下方向相対変位は次のようになる。

a) 船体中心線にて

$$\begin{aligned} Z_r(y=0) &= \zeta - (x - x_0) \theta - h(y=0, z=0) \\ &= Z_{r0} \cos(\omega_e t - \epsilon_{rr}) \end{aligned} \quad (2.1.19)$$

b) weather side にて

$$\begin{aligned} Z_r(y=Y_w) &= \zeta - (x - x_0) \theta + y_w \phi + h(y=y_w, z=0) \\ &= Z_{r0} \cos(\omega_e t - \epsilon_{rr}) \end{aligned} \quad (2.1.20)$$

c) leeward side にて

$$\begin{aligned} Z_r(y=-Y_w) &= \zeta - (x - x_0) \theta + y_w \phi - h(y=-y_w, z=0) \\ &= Z_{r0} \cos(\omega_e t - \epsilon_{rr}) \end{aligned} \quad (2.1.21)$$

ただし、 $0 < x < 180^\circ$  (規則波が右舷より船体に向っている場合)

## 2.1.2 波浪変動水圧の計算

波浪変動水圧は、上下搖、縦搖、左右搖、船首搖および横搖の解が得られると、これらの解を利用して、波浪中で運動する船の全速度ポテンシャルを線形化された Bernoulli の方程式に代入することによって求められる。すなわち、波浪変動水圧は、船体運動に基づく静水圧の変化、Radiation 速度ポテンシャル、Diffraction 速度ポテンシャルおよび Froude - Krylov の仮定に基づく変動水圧をそれぞれ加えあわせることによって求められる。

以下、田才の方法<sup>11,12)</sup>に従って、波浪変動水圧の計算法の概要を示す。

### (1) 水面上に浮んでいる2次元物体の上下搖、左右搖あるいは横搖により生ずる変動水圧

#### i) 上下搖により生ずる変動水圧

Fig. 2.1.2 に示す断面を持つ無限に長い柱状物体が微少上下運動をすると仮定すると、水の運動は2次元的である。水の粘性および表面張力を無視すると、Laplace の方程式を満足する速度ポテンシャル  $\phi$  と流れ関数  $\psi$  が存在する。1st order の項のみを考えると、自由表面の条件は次式で表わされる。

$$K\phi + \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad , \quad \text{ただし } y = 0 \quad , \quad |x| > \frac{B}{2} \quad (2.1.22)$$

$$\text{ここで } K = \frac{\omega^2}{g}$$

$\omega$  は上下搖の円周波数

今、柱状物体の運動を次式で表わすとする。

$$y_b = h \cos(\omega t + \delta)$$

$$\frac{dy_b}{dt} = -h\omega \sin(\omega t + \delta) = U \quad (2.1.23)$$

この時 2nd order の項を無視すると、境界条件は次の様になる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = U \left( \frac{\partial y}{\partial \nu} \right) \quad (2.1.24)$$

ここで  $\nu$  は柱状物体表面での法線

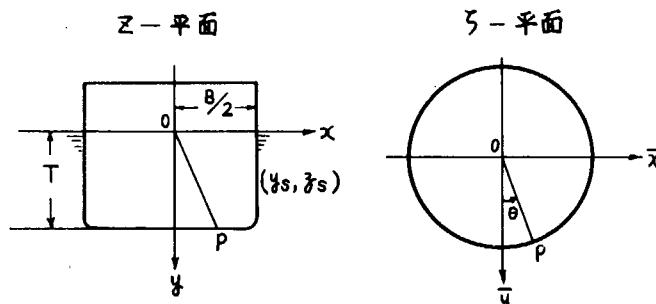


Fig. 2.1.2 Coordinate system

柱状物体の断面は Lewis form であるとすると、次式の変換によって  $\zeta$ -平面で単位円となる。

$$\frac{Z}{M} = \zeta + \frac{a_1}{\zeta} + \frac{a_3}{\zeta^3} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.25)$$

ここで  $Z = x + iy$

$$\zeta = i e^\alpha e^{-i\theta}$$

変換式(2.1.25)より自由表面の条件(2.1.22)は  $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$  の時、次式になる。

$$\xi_0 \phi \left( \frac{e^\alpha - a_1 e^{-\alpha} - 3a_3 e^{-3\alpha}}{1 + a_1 + a_3} \right) + \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \quad (\theta = \pm \frac{\pi}{2}) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.26)$$

ただし、 $\xi_0 = \frac{B\omega^2}{2g}$

連続の方程式  $\Delta^2 \phi = 0$ 、自由表面の方程式(2.1.26)および  $y$  軸に関する対称性を満足する速度ポテンシャルは次のように置ける。

$$\begin{aligned} \phi_{2m} &= \left[ e^{-2m\alpha} \cos 2m\theta + \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \left\{ \frac{e^{-(2m-1)\alpha}}{2m-1} \cos (2m-1)\theta \right. \right. \\ &\quad + \frac{a_1 e^{-(2m+1)\alpha}}{2m+1} \cos (2m+1)\theta \\ &\quad \left. \left. - \frac{3a_3}{2m+3} e^{-(2m+3)\alpha} \cos (2m+3)\theta \right\} \right] \frac{\cos \omega t}{\sin \omega t} \quad (m=1,2,3,\dots) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.27)$$

また、これと共に流れ関数は

$$\begin{aligned} \psi_{2m} &= \left[ e^{-2m\alpha} \sin 2m\theta + \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \left\{ \frac{e^{-(2m-1)\alpha}}{2m-1} \sin (2m-1)\theta \right. \right. \\ &\quad + \frac{a_1 e^{-(2m+1)\alpha}}{2m+1} \sin (2m+1)\theta \\ &\quad \left. \left. - \frac{3a_3}{2m+3} e^{-(2m+3)\alpha} \sin (2m+3)\theta \right\} \right] \frac{\cos \omega t}{\sin \omega t} \quad (m=1,2,3,\dots) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.28)$$

となる。

上の2つの関数は  $\alpha$  が無限大で零になる。一方無限遠方における進行波を表わすために、原点  $0$  にある2次元 Source によるものを考える。

すなわち  $\psi$  については

$$\psi_0 = \frac{g\eta}{\pi\omega} [\psi_c(K, x, y) \cos \omega t + \psi_s(K, x, y) \sin \omega t] \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.29)$$

$$\left. \begin{aligned} \psi_c &= \pi e^{-Ky} \sin Kx \\ \psi_s &= \int_0^\infty \frac{e^{\pm kx}}{K^2 + k^2} \{ k \sin Ky + K \cos Ky \} dk \mp \pi e^{-Ky} \cos Kx \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.30)$$

ここで、 $\eta$  は無限遠方における波振幅である。

また、符号は上が  $x \geq 0$  の時、下が  $x < 0$  の時を表わす。そこで流れ関数は次のように表わされるとする。

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\pi\omega}{g\eta}\right)\psi &= \psi_c(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \cos \omega t + \psi_s(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \sin \omega t \\
&+ \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) \left[ e^{-2m\alpha} \sin 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{e^{-(2m-1)\alpha}}{2m-1} \sin(2m-1)\theta \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{a_1 e^{-(2m+1)\alpha}}{2m+1} \sin(2m+1)\theta - \frac{3a_3}{2m+3} e^{-(2m+3)\alpha} \sin(2m+3)\theta \right\} \right] \\
&+ \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) \left[ e^{-2m\alpha} \sin 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{e^{-(2m-1)\alpha}}{2m-1} \sin(2m-1)\theta \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{a_1 e^{-(2m+1)\alpha}}{2m+1} \sin(2m+1)\theta - \frac{3a_3}{2m+3} e^{-(2m+3)\alpha} \sin(2m+3)\theta \right\} \right] \\
&\dots \quad (2.1.31)
\end{aligned}$$

この級数は  $\alpha \geq 0$  で、一様に収束するものとする。

流れ関数  $\psi$  は柱状物体の表面で条件 (2.1.24) を満足しなければならない。

この条件は次式のようになる。

$$\left(-\frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right)_{\alpha=0} = U \left(\frac{\partial y}{\partial \nu}\right)_{\alpha=0} = UM(\cos \theta + a_1 \cos \theta - 3a_3 \cos 3\theta) \quad (2.1.32)$$

柱状物体の表面上では (2.1.31) と (2.1.32) から次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\pi\omega}{g\eta}\right) \cdot \psi_{\alpha=0} &= \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) \cos \omega t \\
&+ \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) \sin \omega t \\
&+ \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) \left[ \sin 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\sin(2m-1)\theta}{2m-1} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{a_1 \sin(2m+1)\theta}{2m+1} - \frac{3a_3 \sin(2m+3)\theta}{2m+3} \right\} \right] \\
&+ \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) \left[ \sin 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\sin(2m-1)\theta}{2m-1} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{a_1 \sin(2m+1)\theta}{2m+1} - \frac{3a_3 \sin(2m+3)\theta}{2m+3} \right\} \right] \\
&= -\left(\frac{\pi\omega}{g\eta}\right) UM(\sin \theta + a_1 \sin \theta - a_3 \sin 3\theta) \quad (2.1.33)
\end{aligned}$$

ここで、 $\theta = \frac{\pi}{2}$  と置くと

$$\begin{aligned}
&\psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \cos \omega t + \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \sin \omega t \\
&+ \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} (-1)^{m-1} \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\} \\
&+ \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} (-1)^{m-1} \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{a_1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\} \\
&= -\left(\frac{\pi\omega}{g\eta}\right) UM(1 + a_1 + a_3) \quad (2.1.34)
\end{aligned}$$

(2.1.34)を(2.1.33)に代入すると、次の関係が得られる。

$$\begin{aligned}
\psi_{c_0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) &= \frac{\sin \theta + a_1 \sin \theta - a_3 \sin 3\theta}{1 + a_1 + a_3} \psi_{c_0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \\
&= \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) + f_{2m}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) \\
\psi_{s_0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) &= \frac{\sin \theta + a_1 \sin \theta - a_3 \sin 3\theta}{1 + a_1 + a_3} \psi_{s_0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \\
&= \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) + f_{2m}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) \quad (2.1.35)
\end{aligned}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
f_{2m}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) &= - \left[ \sin 2m\theta + \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \left\{ \frac{\sin(2m-1)\theta}{2m-1} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{a_1 \sin(2m+1)\theta}{2m+1} - \frac{3a_3 \sin(2m+3)\theta}{2m+3} \right\} + \frac{\xi_0(-1)^m}{(1+a_1+a_3)^2} \right. \\
&\quad \times \left. \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{a_1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\} (\sin \theta + a_1 \sin \theta - a_3 \sin 3\theta) \right] \quad (2.1.36)
\end{aligned}$$

(2.1.35)から  $p_{2m}(\xi_0)$  と  $q_{2m}(\xi_0)$  が決定できる。

そこで

$$\begin{aligned}
\psi_{c_0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) &+ \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0)(-1)^{m-1} \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \\
&\times \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{a_1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\} = A_0(\xi_0) \\
\psi_{s_0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) &+ \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0)(-1)^{m-1} \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \\
&\times \left\{ \frac{1}{2m-1} - \frac{a_1}{2m+1} - \frac{3a_3}{2m+3} \right\} = B_0(\xi_0) \quad (2.1.37)
\end{aligned}$$

と置くと、(2.1.34)は次のようになる。

$$-\left(\frac{\pi\omega}{g\eta}\right) UM(1+a_1+a_3) = A_0(\xi_0) \cos \omega t + B_0(\xi_0) \sin \omega t \quad (2.1.38)$$

次に速度ポテンシャル  $\phi$  は(2.1.28)から、次のように表わされる。

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\pi\omega}{g\eta}\right) \phi &= \emptyset_c(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \cos \omega t \\
&+ \emptyset_s(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \sin \omega t \\
&+ \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) \left[ e^{-2m\alpha} \cos 2m\theta + \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \right. \\
&\times \left. \left[ \frac{e^{-(2m+1)\alpha}}{2m-1} \cos(2m-1)\theta + \frac{a_1 e^{-(2m+1)\alpha}}{2m+1} \cos(2m+1)\theta \right. \right. \\
&\left. \left. - \frac{3a_3 e^{-(2m+3)\alpha}}{2m+3} \cos(2m+3)\theta \right] \right] \\
&+ \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m}(\xi_0) \left[ e^{-2m\alpha} \cos 2m\theta + \frac{\xi_0}{1 + a_1 + a_3} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ \frac{e^{-(2m-1)\alpha}}{2m-1} \cos(2m-1)\theta + \frac{a_1 e^{-(2m+1)\alpha}}{2m+1} \cos(2m+1)\theta \right. \\ & \left. - \frac{3a_3 e^{-(2m+3)\alpha}}{2m+3} \cos(2m+3)\theta \right\} ] \end{aligned} \quad (2.1.39)$$

$$\phi_c(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) = \pi e^{-K\theta} \cos Kx$$

$$\phi_s(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) = \pm \pi e^{-K\theta} \sin Kx$$

$$- \int_0^\infty \frac{e^{\mp Kx}}{K^2 + k^2} \left\{ k \cos ky - K \sin ky \right\} dk \quad (2.1.40)$$

次に改めて Lewis form 柱状物体が  $\xi = \xi_0 \cos \omega t$  で上下揺するとした場合、表面上の点 ( $y_s, z_s$ ) に働く変動水圧  $P_H$  は次式で表わされる。

$$P_H = - \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\rho g \eta}{\pi} [ (\phi_c + S) \sin \omega t - (\phi_s + E) \cos \omega t] \quad (2.1.41)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} S &= \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m} (\xi_0) \left[ \cos 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos(2m-1)\theta}{2m-1} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+1)\theta}{2m+1} - \frac{3a_3 \cos(2m+3)\theta}{2m+3} \right\} \right] \\ E &= \sum_{m=1}^{\infty} q_{2m} (\xi_0) \left[ \cos 2m\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos(2m-1)\theta}{2m-1} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+1)\theta}{2m+1} - \frac{3a_3 \cos(2m+3)\theta}{2m+3} \right\} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.1.42)$$

今、変動水圧  $P_H$  を、加速度  $\ddot{\zeta}$  と同位相成分  $P_{aH}$  と速度  $\dot{\zeta}$  と同位相の成分  $P_{dH}$  とに分ける。

$$\left. \begin{aligned} P_{aH} &= \rho g \zeta_0 P''_{aH} \cos \omega t \\ P_{dH} &= \rho g \zeta_0 P''_{dH} \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (2.1.43)$$

と置けば、 $P''_{aH}$  と  $P''_{dH}$  は

$$\left. \begin{aligned} P''_{aH} &= -\xi_0 \frac{P_s B_0 + P_c A_0}{A_0^2 + B_0^2} \\ P''_{dH} &= -\xi_0 \frac{P_s A_0 - P_c B_0}{A_0^2 + B_0^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.1.44)$$

ただし、

$$P_s = \phi_s + E$$

$$P_c = \phi_c + S$$

## ii) 左右揺により生ずる変動水圧

Lewis form 断面を持つ無限に長い柱状物体の左右揺を次式で表わすとする。

$$x_s = S \cos(\omega t + \epsilon)$$

$$\frac{dx_s}{dt} = -S \omega \sin(\omega t + \epsilon) = U \quad (2.1.45)$$

この時、2nd order の項を無視すると、境界条件は次のようなになる。

ここで  $\nu$  は柱状物体表面上での法線

水の運動は  $y$  軸に関して、非対称であるから速度ポテンシャルは次のような関係になる。

$$\phi(x, y) = -\phi(-x, y) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.47)$$

故に、基礎条件を満足し、無限遠方にて進行波を表わす流れ関係として次式を考える。

$$\begin{aligned}
& \left( \frac{\omega \pi}{g \eta} \right) \psi = \left[ \psi_c(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \cos \omega t + \psi_s(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \sin \omega t \right. \\
& + \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} p_{2m}(\xi_0) \left[ -e^{-(2m+1)\alpha} \cos (2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \right. \\
& \times \left\{ \frac{e^{-2m\alpha}}{2m} \cos 2m\theta + \frac{a_1 e^{-(2m+2)\alpha}}{2m+2} \cos (2m+2)\theta \right. \\
& \left. - \frac{3a_3 e^{-(2m+4)\alpha}}{2m+4} \cos (2m+4)\theta \right\} ] \\
& + \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m}(\xi_0) \left[ -e^{-(2m+1)\alpha} \cos (2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \right. \\
& \times \left\{ \frac{e^{-2m\alpha}}{2m} \cos 2m\theta + \frac{a_1 e^{-(2m+2)\alpha}}{2m+2} \cos (2m+2)\theta \right. \\
& \left. - \frac{3a_3 e^{-(2m+4)\alpha}}{2m+4} \cos (2m+4)\theta \right\} ] \dots
\end{aligned}$$

ただし、無限遠方にて進行波を表わすものとして、上下揺の場合と同様に原点  $0$  にある 2 次元 source によるものを考えている。

すなわち、

$$\psi = \frac{g\eta}{\omega\pi} [\psi_c(K, x, y) \cos \omega t + \psi_s(K, x, y) \sin \omega t] \quad \dots \quad (2.1.49)$$

$$\left. \begin{aligned} \psi_c &= \pi e^{-ky} \cos Kx \\ \psi_s &= \pm \pi e^{-ky} \sin Kx - \int_0^\infty \frac{k \cos ky - K \sin ky}{K^2 + k^2} e^{+kx} dk \\ &\quad - \frac{y}{K(x^2 + y^2)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.1.50)$$

ここで、 $\eta$ は無限遠方における波振幅である。

また符号は上が  $x \geq 0$  の時、下が  $x < 0$  の時を表わす。

一方、柱状物体の表面の境界条件は次式のようになる。

$$\left( -\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_{\alpha=0} = U \left( \frac{\partial x}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=0} = UM \{ (1-a_1) \sin \theta + 3a_3 \sin 3\theta \} \quad \dots \quad (2.1.51)$$

したがって

$$\psi(\theta)_{\alpha=0} = \text{UM}\{(1-a_1)\cos\theta + a_3\cos 3\theta\} + C(t) \quad \dots \quad (2.1.52)$$

ここで  $C(t)$  は時間  $t$  のみによる関数である。

柱状物体の表面では (2.1.48) と (2.1.52) から次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{\pi \omega}{g \eta} \right) \psi(\theta)_{\alpha=0} &= \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) \cos \omega t \\
 &+ \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) \sin \omega t \\
 &+ \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m}(\xi_0) \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \right. \\
 &\times \left. \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right] \\
 &+ \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m}(\xi_0) \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \right. \\
 &\times \left. \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right] \\
 &= \left( \frac{\omega \pi}{g \eta} \right) UM \left\{ (1-a_1) \cos \theta + a_3 \cos 3\theta \right\} + C(t) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.53)
 \end{aligned}$$

ここで  $\psi_{c0}$  と  $\psi_{s0}$  は  $\alpha = 0$  での値である。

次に  $\theta = \frac{\pi}{2}$  と置いて  $C(t)$  を求め、これを (2.1.53) に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 &[ \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) ] \cos \omega t \\
 &+ [ \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) ] \sin \omega t \\
 &+ \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m}(\xi_0) \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \right. \\
 &\left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right. \\
 &\left. + \frac{\xi_0(-1)^{m+1}}{1+a_1+a_3} \left( \frac{1}{2m} - \frac{a_1}{2m+2} - \frac{3a_3}{2m+4} \right) \right] \\
 &+ \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m}(\xi_0) \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \right. \\
 &\left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right. \\
 &\left. + \frac{\xi_0(-1)^{m+1}}{1+a_1+a_3} \left( \frac{1}{2m} - \frac{a_1}{2m+2} - \frac{3a_3}{2m+4} \right) \right] \\
 &= \left( \frac{\omega \pi}{g \eta} \right) UM \left\{ (1-a_1) \cos \theta + a_3 \cos 3\theta \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.54)
 \end{aligned}$$

(2.1.54) の右辺は次式のように表わされる。

$$\begin{aligned}
 &\left( \frac{\omega \pi}{g \eta} \right) UM \left\{ (1-a_1) \cos \theta + a_3 \cos 3\theta \right\} \\
 &= h(\theta) \left\{ P_0 \cos \omega t + Q_0 \sin \omega t \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.55)
 \end{aligned}$$

ここで

$$h(\theta) = \left\{ \frac{(1-a_1) \cos \theta + a_3 \cos 3\theta}{1+a_1+a_3} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.56)$$

$$P_0 = -\frac{\pi s}{\eta} \xi_0 \sin \epsilon \quad Q_0 = -\frac{\pi s}{\eta} \xi_0 \cos \epsilon \quad \left. \right)$$

(2.1.54) を (2.1.55) に代入すると次のような方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \\ = \sum_{m=0}^{\infty} f_{2m}(\theta) \cdot P_{2m} \\ \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \\ = \sum_{m=0}^{\infty} f_{2m}(\theta) \cdot Q_{2m} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \quad (2.1.57)$$

ここで

$$\begin{aligned} f_0(\theta) &= h(\theta) \\ f_{2m}(\theta) &= \cos(2m+1)\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \\ &\quad + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \Big\} \\ &\quad + \frac{\xi_0 (-1)^{m+1}}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{1}{2m} - \frac{a_1}{2m+2} - \frac{3a_3}{2m+4} \right\} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.58)$$

方程式 (2.1.57) から  $P_{2m}(\xi_0)$  と  $Q_{2m}(\xi_0)$  が決定できる。

次に速度ポテンシャル  $\phi$  は (2.1.53) から次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \left( \frac{\pi \omega}{g \eta} \right) \phi &= \emptyset_c(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \cos \omega t + \emptyset_s(\xi_0, a_1, a_3, \alpha, \theta) \sin \omega t \\ &\quad + \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m}(\xi_0) \left[ e^{-(2m+1)\alpha} \sin(2m+1)\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \right. \\ &\quad \times \left\{ \frac{e^{-2m\alpha}}{2m} \sin 2m\theta + \frac{a_1 e^{-(2m+2)\alpha}}{2m+2} \sin(2m+2)\theta \right. \\ &\quad \left. - \frac{3a_3 e^{-(2m+4)\alpha}}{2m+4} \sin(2m+4)\theta \right\} ] \\ &\quad + \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m}(\xi_0) \left[ e^{-(2m+1)\alpha} \sin(2m+1)\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \right. \\ &\quad \times \left\{ \frac{e^{-2m\alpha}}{2m} \sin 2m\theta + \frac{a_1 e^{-(2m+2)\alpha}}{2m+2} \sin(2m+2)\theta \right. \\ &\quad \left. - \frac{3a_3 e^{-(2m+4)\alpha}}{2m+4} \sin(2m+4)\theta \right\} ] \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.59)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \emptyset_c &= -\pi e^{-ky} \sin Kx \\ \emptyset_s &= \pm \pi e^{-ky} \cos Kx \mp \int_0^\infty \frac{K \cos ky + k \sin ky}{k^2 + K^2} e^{-\pm kx} dk + \frac{x}{K(x^2 + y^2)} \end{aligned} \right\} \dots \quad (2.1.60)$$

符号は上は  $x \geq 0$  の時 下は  $x < 0$  の時を表わす。

次に改めて Lewis form 柱状物体が  $\eta = \eta_0 \cos \omega t$  で左右揺するとした場合、表面上の点 ( $y, z$ ) に働く変動水圧  $P_s$  は次式で表わされる。

$$P_s = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\rho g \eta}{\pi} [(\phi_c + S) \sin \omega t - (\phi_s + E) \cos \omega t] \quad (2.1.61)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} S &= \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m} \left[ \sin(2m+1)\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\sin 2m\theta}{2m} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{a_1 \sin(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \sin(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right] \\ E &= \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m} \left[ \sin(2m+1)\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\sin 2m\theta}{2m} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \sin(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.1.62)$$

今、変動水圧  $P_s$  を加速度  $\ddot{\eta}$  と同位相の成分  $P''_{as}$  と速度  $\dot{\eta}$  と同位相の成分  $P''_{ds}$  とに分ける。

$$\left. \begin{aligned} P_{as} &= \rho g \eta_0 P''_{as} \cos \omega t \\ P_{ds} &= \rho g \eta_0 P''_{ds} \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (2.1.63)$$

とおけば  $P''_{as}$  と  $P''_{ds}$  は

$$\left. \begin{aligned} P''_{as} &= \xi_0 \left( \frac{\bar{\phi}_c P_0 + \bar{\phi}_s Q_0}{P_0^2 + Q_0^2} \right) \\ P''_{ds} &= -\xi_0 \left( \frac{\bar{\phi}_c Q_0 - \bar{\phi}_s P_0}{P_0^2 + Q_0^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.1.64)$$

ただし  $\bar{\phi}_c = \phi_c + S$   
 $\bar{\phi}_s = \phi_s + E$

### III) 横揺により生ずる変動水圧

Lewis form 断面を持つ無限に長い柱状物体の横揺を次式で表わす。

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_0 \cos(\omega t + \tau) \\ \frac{d\theta}{dt} &= -\theta_0 \omega \sin(\omega t + \tau) \end{aligned} \quad (2.1.65)$$

この時、2nd order の項を無視すると、境界条件は次のようになる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = r \left( \frac{d\theta}{dt} \right) \frac{dr}{ds} \quad (2.1.66)$$

ここで  $r$  は柱状物体表面上での法線

これから

$$-\left( \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) = \left( \frac{d\theta}{dt} \right) \frac{\partial}{\partial s} \left\{ \frac{1}{2} (x_0^2 + y_0^2) \right\} \quad (2.1.67)$$

したがって柱状体表面では

$$\psi = -\frac{1}{2} \left( \frac{d\theta}{dt} \right) (x_0^2 + y_0^2) + C(t) \quad (2.1.68)$$

左右揺の時と同様にして次式を得る。

$$\begin{aligned} \left( \frac{\omega \pi}{g \eta} \right) \psi(\theta)_{a=0} &= \psi_{c0} (\xi_0, a_1, a_3, \theta) \cos \omega t \\ &+ \psi_{s0} (\xi_0, a_1, a_3, \theta) \sin \omega t \end{aligned}$$

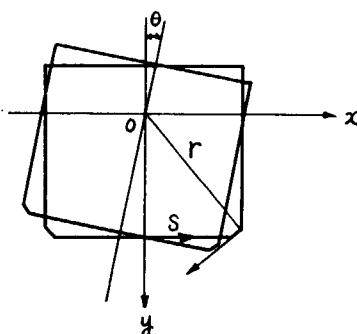


Fig. 2.1.3 Coordinate system

$$\begin{aligned}
& + \cos \omega t \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m} \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right] \\
& + \sin \omega t \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m} \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right] \\
& = - \left( \frac{\pi \omega}{g \eta} \right) \frac{1}{2} \left( \frac{d\theta}{dt} \right) (x_0^2 + y_0^2) + C(t) \quad (2.1.6.9)
\end{aligned}$$

ここで  $\psi_c$  と  $\psi_s$  は (2.1.5.0) と同じである。

(2.1.6.9) の右辺は次のように表わされうる。

$$\frac{\pi \xi_0 \text{hr}}{2 \eta} + \mu(\theta) \sin(\omega t + \gamma) + C(t) \quad (2.1.7.0)$$

ここで

$$\begin{aligned}
\text{hr} &= B\theta_0 / 2 \\
\mu(\theta) &= [(1+a_1^2+a_3^2) - 2a_1(1+a_3) \cos 2\theta + 2a_3 \cos 4\theta] / (1+a_1+a_3)^2 \\
&\dots \quad (2.1.7.1)
\end{aligned}$$

(2.1.6.9) で  $\theta = \frac{\pi}{2}$  と置いて、 $C(t)$  を求め、これを代入することによって次式が得られる。

$$\begin{aligned}
& (\{\psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{c0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2})\} \\
& + \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m} \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right. \\
& \quad \left. + \frac{\xi_0 (-1)^m}{1+a_1+a_3} \left( \frac{1}{2m} - \frac{a_1}{2m+2} - \frac{3a_3}{2m+4} \right) \right] \cos \omega t \\
& + (\{\psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{s0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2})\} \\
& + \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m} \left[ -\cos(2m+1)\theta - \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \right\} \right. \\
& \quad \left. + \frac{\xi_0 (-1)^m}{1+a_1+a_3} \left( \frac{1}{2m} - \frac{a_1}{2m+2} - \frac{3a_3}{2m+4} \right) \right] \right) \sin \omega t \\
& = \frac{\pi \xi_0}{2 \eta} + \text{hr} \{ \mu(\theta) - 1 \} \sin(\omega t + \gamma) \quad (2.1.7.2)
\end{aligned}$$

$\mu(\theta) - 1 = g(\theta)$  とおいて

(2.1.7.2) 式の右辺を次のようにおく

$$g(\theta) \{ P_0 \cos \omega t + Q_0 \sin \omega t \}$$

ここで

$$P_0 = \frac{\pi \xi_0}{2 \eta} \text{hr} \sin \gamma \quad Q_0 = \frac{\pi \xi_0}{2 \eta} \text{hr} \cos \gamma \quad \left. \right\} \quad (2.1.7.3)$$

(2.1.72) と (2.1.73) より次のような方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \psi_{c_0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{c_0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \\ = \sum_{m=0}^{\infty} P_{2m} \cdot f_{2m}(\theta) \\ \psi_{s_0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) - \psi_{s_0}(\xi_0, a_1, a_3, \frac{\pi}{2}) \\ = \sum_{m=0}^{\infty} Q_{2m} \cdot f_{2m}(\theta) \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.74)$$

ここで

$$\begin{aligned} f_0 &= g(\theta) = \mu(\theta) - 1 \\ f_{2m} &= \cos(3m+1)\theta + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left\{ \frac{\cos 2m\theta}{2m} \right. \\ &\quad + \frac{a_1 \cos(2m+2)\theta}{2m+2} - \frac{3a_3 \cos(2m+4)\theta}{2m+4} \Big\} \\ &\quad + \frac{\xi_0(-1)^{m+1}}{1+a_1+a_3} \left( \frac{1}{2m} - \frac{a_1}{2m+2} - \frac{3a_3}{2m+4} \right) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.75)$$

(2.1.74) から、 $P_{2m}$ ,  $Q_{2m}$  が決定できる。

次に柱状物体の表面に働く変動水圧は  $P_R$  は、次のように表わされる。

$$P_R = \frac{\rho g B \theta_0}{2} (P''_{sR} \cos \omega t + P''_{dR} \sin \omega t) \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.76)$$

ここで  $P''_{sR}$ ,  $P''_{dR}$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} P''_{sR} &= -\frac{\xi_0}{2} \left( \frac{\bar{\phi}_c P_0 + \bar{\phi}_s Q_0}{P_0^2 + Q_0^2} \right) \\ P''_{dR} &= -\frac{\xi_0}{2} \left( \frac{\bar{\phi}_c Q_0 - \bar{\phi}_s P_0}{P_0^2 - Q_0^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (2.1.77)$$

ただし、 $\bar{\phi}_c$ ,  $\bar{\phi}_s$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{\phi}_c &= \phi_{c_0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) + \sum_{m=1}^{\infty} P_{2m} \left[ \left\{ \sin(2m+1)\theta \right. \right. \\ &\quad + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left( \frac{\sin 2m\theta}{2m} + \frac{a_1 \sin(2m+2)\theta}{2m+2} \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3a_3 \sin(2m+4)\theta}{2m+4} \right) \right] \sin \omega t \\ \bar{\phi}_s &= \phi_{s_0}(\xi_0, a_1, a_3, \theta) + \sum_{m=1}^{\infty} Q_{2m} \left[ \left\{ \sin(2m+1)\theta \right. \right. \\ &\quad + \frac{\xi_0}{1+a_1+a_3} \left( \frac{\sin 2m\theta}{2m} + \frac{a_1 \sin(2m+2)\theta}{2m+2} \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3a_3 \sin(2m+4)\theta}{2m+4} \right) \right] \cos \omega t \end{aligned}$$

$\phi_c$ ,  $\phi_s$  は左右揺と同じである。

(2) 規則波中において船体表面に働く変動水圧

i) 船体運動に基づく静水圧の変化

a) 上下揺および縦揺

$$P_{1H} = \rho g \zeta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\zeta) - \rho g x \theta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\theta) \quad \dots \quad (2.1.79)$$

b) 横 摆

横揆に基づく静水圧の変化は、近似的に次式で表わされる。

$$P_{1H} = \rho g \frac{B}{2} \phi_0 \bar{y} \cos(\omega_e t - \epsilon_\phi) \quad \dots \quad (2.1.80)$$

ただし

$$\bar{y} = \frac{v_s}{B/2}$$

ii) Radiation 速度ポテンシャルに基づく変動水圧

この変動水圧は、静水面上で、上下揆、縦揆、左右揆、船首揆および横揆の運動をする時に生ずる変動水圧の成分である。

今考えている船体断面の上下方向の変位を  $z$  とすると、

$$\left. \begin{aligned} z &= \zeta - (x - x_g) \theta \\ \dot{z} &= \dot{\zeta} - (x - x_g) \dot{\theta} + V\theta \\ \ddot{z} &= \ddot{\zeta} - (x - x_g) \ddot{\theta} + 2V\dot{\theta} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2.1.81)$$

同様に左右方向の変位と  $y$  とすると

$$\left. \begin{aligned} y &= \eta + (x - x_g) \psi + z_g \phi \\ \dot{y} &= \dot{\eta} + (x - x_g) \dot{\psi} - V\psi + z_g \dot{\phi} \\ \ddot{y} &= \ddot{\eta} + (x - x_g) \ddot{\psi} - 2V\dot{\psi} + z_g \ddot{\phi} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2.1.82)$$

したがって、静水面上で運動する時の変動水圧は田才<sup>7.12)</sup>に従って、前節で説明した2次元計算の結果を用いると、次のように表わすことができる。

a) 上下揆

$$\begin{aligned} P_{2H} &= -\rho g \frac{P''_{2H}}{\omega_e} \dot{z} - \rho g \frac{P''_{2H}}{\omega_e^2} \ddot{z} \\ &= \rho g \left[ \frac{P''_{2H}}{\omega_e} \left\{ \omega_e \zeta_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\zeta) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (x - x_g) \omega_e \theta_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\theta) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - V\theta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\theta) \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{P''_{2H}}{\omega_e^2} \left\{ \omega_e^2 \zeta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\zeta) - (x - x_g) \omega_e^2 \theta_0 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \cos(\omega_e t - \epsilon_\theta) + 2V\omega_e \theta_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\theta) \right\} \right] \end{aligned}$$

b) 左右揆

$$\begin{aligned} P_{2S} &= -\rho g \frac{P''_{2S}}{\omega_e} \dot{y} - \rho g \frac{P''_{2S}}{\omega_e^2} \ddot{y} \\ &= \rho g \left[ \frac{P''_{2S}}{\omega_e} \left\{ \omega_e \eta_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\eta) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (x - x_g) \omega_e \psi_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\psi) + V\psi_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\psi) \right\} \right. \\ &\quad \left. + z_g \omega_e \psi_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\psi) \right\} \\ &\quad \left. + \frac{P''_{2S}}{\omega_e^2} \left\{ \omega_e^2 \eta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\eta) + (x - x_g) \omega_e^2 \psi_0 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \cos(\omega_e t - \epsilon_\psi) - 2V\omega_e \psi_0 \sin(\omega_e t - \epsilon_\psi) \right\} \right] \end{aligned}$$

$$+ z_0 \omega^2 \phi_0 \cos(\omega_e t - \varepsilon_\phi) \} ]$$

c) 横 摆

$$\begin{aligned} P_{zR} &= \rho g y_w \phi_0 [P''_{zR} \cos(\omega_e t - \varepsilon_\phi) \\ &\quad + P''_{dR} \sin(\omega_e t - \varepsilon_\phi)] \end{aligned}$$

iii) Froude - Krilov の仮定に基づく変動水圧

船体表面 ( $y_s$ ,  $z_s$ )における副波は、(2.1.2)式より近似的に次式のように表わされる。

$$h(z) = h_0 e^{-Kz} \cos(Kx \cos z - Ky_s \sin z - \omega_e t)$$

したがって、

$$P_3 = -\rho g h_0 e^{-Kz} \cos(Kx \cos z - Ky_s \sin z - \omega_e t)$$

iv) Diffraction 速度ポテンシャルに基づく変動水圧

この変動水圧は規則波中に拘束された船体から反射される波に基づく変動水圧、換言すれば、波のOrbital motionによる変動水圧である。

田才<sup>12)</sup>は、この変動水圧の計算法として、船体と波との相対運動に着目して、波のOrbital motionによる速度を平均喫水における値で代表させて、静水中で上下揆と左右揆をした時の問題に置き換えて計算する近似法を提案している。

すなわち、副波の orbital velocity および acceleration は船体表面上で異なる大きさを有するので、近似的にこれらをある平均値でおきかえる。すなわち上下方向成分については、

$$\bar{d} = \frac{S_w}{B} = d \cdot \sigma$$

なる平均喫水で  $y = 0$  における速度、加速度を考える。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_x &= h_0 \omega e^{-Kd} \sin(Kx \cos z - \omega_e t) \\ \bar{v}_z &= -h_0 \omega^2 e^{-Kd} \cos(Kx \cos z - \omega_e t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.1.83)$$

これより、船体は相対的  $-\bar{v}_x$ ,  $-\bar{v}_z$  の上下揆をしていることになる。

次に水平成分については  $d/2$  で  $y = 0$  の位置における速度、加速度

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_y &= h_0 \omega e^{-Kd} \sin x \cos(Kx \cos z - \omega_e t) \\ \bar{v}_y &= h_0 \omega^2 e^{-Kd} \sin x \sin(Kx \cos z - \omega_e t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.1.84)$$

を考え、船体が相対的  $-\bar{v}_y$ ,  $-\bar{v}_y$  の左右揆をしている時の圧力に等しいと仮定する。

$$\begin{aligned} P_4 &= -\rho g h_0 e^{-Kd} \left\{ \frac{P''_{zH}}{K^2} \cos(Kx \cos z - \omega_e t) \right. \\ &\quad \left. - \frac{P''_{dH}}{K} \sin(Kx \cos z - \omega_e t) \right\} \\ &\quad + \rho g h_0 e^{-Kd} \sin x \left\{ \frac{P''_{zS}}{K^2} \sin(Kx \cos z - \omega_e t) \right. \\ &\quad \left. + \frac{P''_{dS}}{K} \cos(Kx \cos z - \omega_e t) \right\} \dots\dots\dots (2.1.85) \end{aligned}$$

以上の圧力を総合すれば、変動水圧  $P$  が求まるが、これを上下揆、左右揆、横揆による圧力  $P_v$ ,  $P_H$ ,  $P_R$  および波による圧力  $P_w$  に分けて表わせば、

$$P = P_v + P_h + P_r + P_w \quad \dots \quad (2.1.86)$$

$$P_v = \rho g h_0 \{ \bar{P}_{vc} \cos \omega_{et} + \bar{P}_{vs} \sin \omega_{et} \}$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{P}_{vc}}{\bar{P}_{vs}} \} &= \frac{\xi_0}{h_0} \left[ (1+P''_{sh}) \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\zeta \\ \sin \epsilon_\zeta \end{array} \right\} - P''_{dh} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\zeta \\ -\cos \epsilon_\zeta \end{array} \right\} \right] \\ &- (x - x_0) \frac{\theta_0}{h_0} \left[ (1+P''_{sh}) \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\theta \\ \sin \epsilon_\theta \end{array} \right\} - P''_{dh} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\theta \\ -\cos \epsilon_\theta \end{array} \right\} \right] \\ &- (V/\omega_e) \frac{\theta_0}{h_0} \left[ 2P''_{sh} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\theta \\ -\cos \epsilon_\theta \end{array} \right\} + P''_{dh} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\theta \\ \sin \epsilon_\theta \end{array} \right\} \right] \end{aligned}$$

$$P_h = \rho g h_0 \{ \bar{P}_{hc} \cos \omega_{et} + \bar{P}_{hs} \sin \omega_{et} \}$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{P}_{hc}}{\bar{P}_{hs}} \} &= \frac{\eta_0}{h_0} \left[ P''_{ss} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\eta \\ \sin \epsilon_\eta \end{array} \right\} - P''_{ds} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\eta \\ -\cos \epsilon_\eta \end{array} \right\} \right] \\ &+ (x - x_0) \frac{\phi_0}{h_0} \left[ P''_{ss} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\psi \\ \sin \epsilon_\psi \end{array} \right\} - P''_{ds} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\psi \\ -\cos \epsilon_\psi \end{array} \right\} \right] \\ &+ (V/\omega_e) \frac{\phi_0}{h_0} \left[ 2P''_{ss} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\psi \\ -\cos \epsilon_\psi \end{array} \right\} - P''_{ds} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\psi \\ \sin \epsilon_\psi \end{array} \right\} \right] \\ &+ z_0 \frac{\phi_0}{h_0} \left[ P''_{ss} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\phi \\ \sin \epsilon_\phi \end{array} \right\} - P''_{ds} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\phi \\ -\cos \epsilon_\phi \end{array} \right\} \right] \end{aligned}$$

$$P_r = \rho g h_0 \{ \bar{P}_{rc} \cos \omega_{et} + \bar{P}_{rs} \sin \omega_{et} \}$$

$$\frac{\bar{P}_{rc}}{\bar{P}_{rs}} \} = y_s \frac{\phi_0}{h_0} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\phi \\ \sin \epsilon_\phi \end{array} \right\} + y_w \frac{\phi_0}{h_0} \left[ P''_{sr} \left\{ \begin{array}{c} \cos \epsilon_\phi \\ \sin \epsilon_\phi \end{array} \right\} - P''_{dr} \left\{ \begin{array}{c} \sin \epsilon_\phi \\ -\cos \epsilon_\phi \end{array} \right\} \right]$$

$$P_w = \rho g h_0 \{ \bar{P}_{wc} \cos \omega_{et} + \bar{P}_{ws} \sin \omega_{et} \}$$

$$\begin{aligned} \bar{P}_{wc} &= -e^{-Kx} \cos (Kx \cos x - Ky \sin x) \\ &- e^{-Kx} \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right)^2 P''_{sh} \cos (Kx \cos x) \\ &+ e^{-Kx} \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right) P''_{dh} \sin (Kx \cos x) \\ &+ e^{-Kx^2} \sin x \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right)^2 P''_{ss} \sin (Kx \cos x) \\ &+ e^{-Kx^2} \sin x \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right) P''_{ds} \cos (Kx \cos x) \end{aligned}$$

$$\bar{P}_{ws} = -e^{-Kx} \sin (Kx \cos x - Ky \sin x)$$

$$\begin{aligned} &- e^{-Kx} \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right) P''_{dh} \cos (Kx \cos x) \\ &- e^{-Kx} \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right) P''_{ds} \cos (Kx \cos x) \\ &- e^{-Kx^2} \sin x \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right)^2 P''_{ss} \cos (Kx \cos x) \end{aligned}$$

$$+ e^{-\frac{4}{K_2}} \sin x \left( \frac{\omega}{\omega_e} \right) P''_{ss} \sin (Kx \cos x)$$

したがって、全変動水圧  $P$  を

$$\begin{aligned} P &= P_0 \cos (\omega_e t - \epsilon_p) \\ P_c \cos \omega_e t + P_s \sin \omega_e t &\quad \dots \quad (2.1.87) \end{aligned}$$

の形で表わせば

$$\left. \begin{aligned} P_c &= \rho g h_0 (\bar{P}_{vc} + \bar{P}_{hc} + \bar{P}_{rc} + \bar{P}_{wc}) \\ P_s &= \rho g h_0 (\bar{P}_{vs} + \bar{P}_{hs} + \bar{P}_{rs} + \bar{P}_{ws}) \\ P_0 &= \sqrt{P_c^2 + P_s^2} \\ \epsilon_p &= \tan^{-1} (P_s / P_c) \end{aligned} \right\} \quad (2.1.88)$$

となる。

## 2.1 — 参考文献

- 1) Korvin-kroukovsky, B.V., et al. : "Pitching and Heaving Motions of a Ship in Regular Waves"  
Trans. SNAME, Vol. 65, 1957
- 2) 渡辺恵弘 : "船の上下揺および縦揺の理論について"  
九州大学工学集報, 第31巻, 第1号, 昭和33年
- 3) 田才福造 : "斜波の中の Sway, Yaw, Roll の運動について"  
西部造船会々報, 第32号, 昭和41年
- 4) Salvesen, N., et al. : "Ship Motions and Sea Loads"  
Trans. SNAME, Vol. 78, 1970
- 5) 高木又男ほか, : "規則波中の応答理論および計算法"  
耐航性に関するシンポジウム, 昭和44年
- 6) 田才福造 : "船の上下動揺並びに縦動揺における減衰力および付加質量について"  
造船協会論文集, 第105号, 昭和34年
- 7) 田才福造 : "Hydrodynamic Force and Moment Produced by Swaying and Rolling Oscillations of Cylinders on the Free Surface"  
九州大学応用力学研究所英文報告, Vol IX, No 35, 1961
- 8) 田村欣也 : "The Calculation of Hydrodynamic Forces and Moments Acting on the Two Dimensional Body"  
西部造船会々報 第26号, 昭和38年
- 9) 渡辺恵弘ほか : "N係数計算法の肥大船型への修正"  
西部造船会々報 第27号, 昭和39年
- 10) 藤井 斎, 高橋 雄 : "斜め波中における船体運動, 変動水圧の計算法に対する実験的検証"  
西部造船会々報 第49号, 昭和50年
- 11) 田才福造 : "An Approximate Calculation of Hydrodynamic Pressure on the Midship Section Contour of a Ship Heaving and Pitching in Regular Head Waves"

- 12) 田才福造 : " Beam Sea Condition にある船体に働く変動水圧"  
西部造船会々報 第35号, 昭和43年

## 2.2 規則波中における船体運動および波浪変動水圧のシリーズ計算結果

船体運動および波浪変動水圧に関して、船型の差異による影響を調べることを目的として、3船型を選んで、前節で示した計算法により、波浪中における船体応答のシリーズ計算を行なった。

### 2.2.1 計算条件

#### (1) 供試船型

鉱石運搬船々型 : 120型鉱石運搬船“笠木山丸”  
タンカー船型 : 210型タンカー“BPタンカー船型”  
コンテナ船々型 : 1軸コンテナ船“SR 108コンテナ船型”

シリーズ計算の対称船型となった、これら3船型の主要目をまとめて、Table 1に示す。

#### (2) 計算範囲

次に示すような計算範囲で、船体運動、相対運動および波浪変動水圧の周波数応答関数の計算を実施した。

##### a) 船速

フルード数  $F_n = 0, 0.05, 0.10, 0.15, (0.20), (0.25)$   
( )は、コンテナ船々型のみ

##### b) 波に対する出会い角

$\chi = 0, 22.5, 45, 67.5, 90, 112.5, 135, 157.5, 180^\circ$

正面迎え波を  $\chi = 180^\circ$  とする。

##### c) 波高

$H_w = 10 \text{ m}$

##### d) 波浪変動水圧の計算点

S.S. 1, 2½, 5, 7½, 8½, 9½ 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) 相対運動の計算点

波浪変動水圧を計算した各断面

### 2.2.2 シリーズ計算結果

4ヶ年にわたるシリーズ計算の結果は、各報告書<sup>1~3)</sup>により、その都度報告されているので、ここでは3船型間の比較において、代表的なもの数例を示すにとどめる。

#### (1) 船体運動

船体運動に関して、3船型で比較した一例をFig. 2.2.1 ~ 2.2.2に示す。Fig. 2.2.1は上下揺および縦搖振幅を、Fig. 2.2.2は左右揺および横搖振幅をいずれも  $F_n = 0.1$  で斜め迎え波、横波および斜め追い波の場合について示してある。

上下搖振幅は、 $F_n = 0.1$  の場合、3船型の間には全般的に見てほとんど差異がないと云えるが、コンテナ船々型の場合、 $\sqrt{L/\lambda} = 1.1 \sim 1.3$ 付近で他船型よりかなり大きな値を示している。

縦搖振幅はコンテナ船々型の場合、 $\sqrt{L/\lambda} = 1.0 \sim 1.2$ 、 $\chi = 135^\circ$ 付近で他船型の約1.3倍程度になっていることがわかる。また本報告には示していないが、 $F_n = 0.15$ の場合も $\chi = 0^\circ \sim 90^\circ$ では3船型の間にほとんど差異は見られないが、コンテナ船々型の場合、 $\chi = 135^\circ$ では $\sqrt{L/\lambda} = 1.0$ 前後で、 $\chi = 180^\circ$ では $\sqrt{L/\lambda} = 0.9$ 前後で上下搖、縦搖振幅とも他船型より10%程度大きく、 $F_n = 0.25$ になると $F_n = 0.15$ の場合の約1.5倍程度に

なっている。一般に云われているように瘦型船ほど高速になると船体運動が激しくなることが示されている。

左右振幅は  $F_n = 0.1$  の場合には 3 船型の間に余り差はないが、コンテナ船々型では  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\sqrt{L/\lambda} = 0.9$  前後で他船型より 10 % 程度大きな値を示している。横振幅は 3 船型の間で傾向が異なり、コンテナ船々型の場合非常に大きな値を示し、タンカー船型の約 1.7 倍、鉱石運搬船々型の約 3 倍もの値となっている。

## (2) 相対運動

船体各断面の波との相対運動計算結果の一例として、Fig. 2.2.3 S. S. 8 1/2, Midship および S. S. 2 1/2 の点の相対運動の振幅を、 $F_n = 0.1$  で斜め迎え波および横波の場合について示してある。

S. S. 8 1/2 の点における相対運動では、その最大値に 3 船型間の差異は余り見られないが、波長、波方向などにより、その傾向はかなり異なっている。コンテナ船々型の場合、 $\alpha = 135^\circ$ ,  $\sqrt{L/\lambda} = 1.2 \sim 1.3$  付近でタンカー船型の約 2 倍の値を示しているが、条件によっては逆に小さな値の場合もあり、かなり複雑な様相を示している。

## (3) 波浪変動水圧

波浪変動水圧の計算結果の例として、Fig. 2.2.4 ~ 2.2.6 に S. S. 8 1/2, Midship および S. S. 2 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に作用する波浪変動水圧の振幅を、 $F_n = 0.1$  で斜め迎え波および横波の場合について示してある。また、Fig. 2.2.7 は一出会い周期の間での船体表面の水圧分布の様子を鉱石運搬船々型の場合について図示してある。

波浪変動水圧の応答の様子を 3 船型間で比較すると、タンカー船型と鉱石運搬船々型の間には大きな相違はない。しかしながら、コンテナ船々型と他の 2 船型とでは、かなりの差異が認められる。

S. S. 8 1/2 では、 $\alpha = 135^\circ$  の場合、いずれの船型も水線における値には顕著な差はないが、コンテナ船々型はビルジ部およびキール中心線における値が他の 2 船型に比べて非常に大きい。 $\alpha = 90^\circ$  の場合は逆に、コンテナ船々型の方が小さくなり、特に水線における値は、 $\sqrt{L/\lambda} = 1.0 \sim 1.3$  では、タンカー船型の約 1.5 倍になっている。

Midship では、 $\sqrt{L/\lambda} = 0.6 \sim 0.7$  付近でコンテナ船々型は他の船型に比べて、横搖が非常に大きいにもかかわらず変動水圧はいくらか大きい程度であり、 $\sqrt{L/\lambda} = 1.0$  以上ではかなり小さい値を示している。S. S. 2 1/2 でも、Midship における傾向と大体同じような傾向を示しており、波長の短い領域で、タンカー船型、鉱石運搬船々型は、コンテナ船々型よりかなり大きな値を示している。

## 2.2 - 参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 163  
3.3 P. 106 ~ 126 (担当者: 福田淳一, 藤井斉) 昭和 47 年
- 2) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
3.3.2 P. 141 ~ 158 (担当者: 福田淳一, 藤井斉) 昭和 48 年
- 3) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 192  
3.3.1 P. 99 ~ 116 (担当者: 福田淳一, 藤井斉) 昭和 49 年

Table. 2.2.1 Principal particulars of the ship forms selected  
for series calculations.

		Tanker	Ore carrier	Container ship
Length between perpendiculars	(L)	310.0 m	247.0 m	175.0 m
Breadth	(B <sub>o</sub> )	48.71 m	40.6 m	25.4 m
Draught	(d <sub>o</sub> )	19.0 m	16.0 m	9.5 m
Displacement	(W)	250.540 t	135.666 t	24.742 t
Block coefficient	(C <sub>b</sub> )	0.852	0.8249	0.572
Midship coefficient	(C <sub>m</sub> )	0.995	0.9975	0.970
Water plane coefficient	(C <sub>w</sub> )	0.903	0.8817	0.711
Center of gravity before	(x <sub>G</sub> )	0.0331 L (10.261 <sup>m</sup> )	0.0296 L (7.301 <sup>m</sup> )	-0.0142 L (-2.485 <sup>m</sup> )
Center of gravity below	(z <sub>G</sub> )	0.2879 dc (5.470 <sup>m</sup> )	0.7675 dc (12.28 <sup>m</sup> )	0.0292 dc (0.277 <sup>m</sup> )
Metacentric radius	(GM)	0.3305 do (6.280 <sup>m</sup> )	0.2581 do (4.13 <sup>m</sup> )	0.1228 do (1.167 <sup>m</sup> )
Longitudinal gyroradius	(K <sub>L</sub> )	0.2494 L	0.2362 L	0.24 L
Transverse gyroradius	(K <sub>T</sub> )	0.3231 B <sub>o</sub>	0.2200 B <sub>o</sub>	0.33 B <sub>o</sub>
Rolling period	(T <sub>φ</sub> )	14.0 sec	11.04 sec	16.52 sec

$P_d$	$L_d$	$\chi$	Params
0.10	10 m	$17^\circ$	—
		$90^\circ$	- - -
		$45^\circ$	- - -

Heaving

Pitching

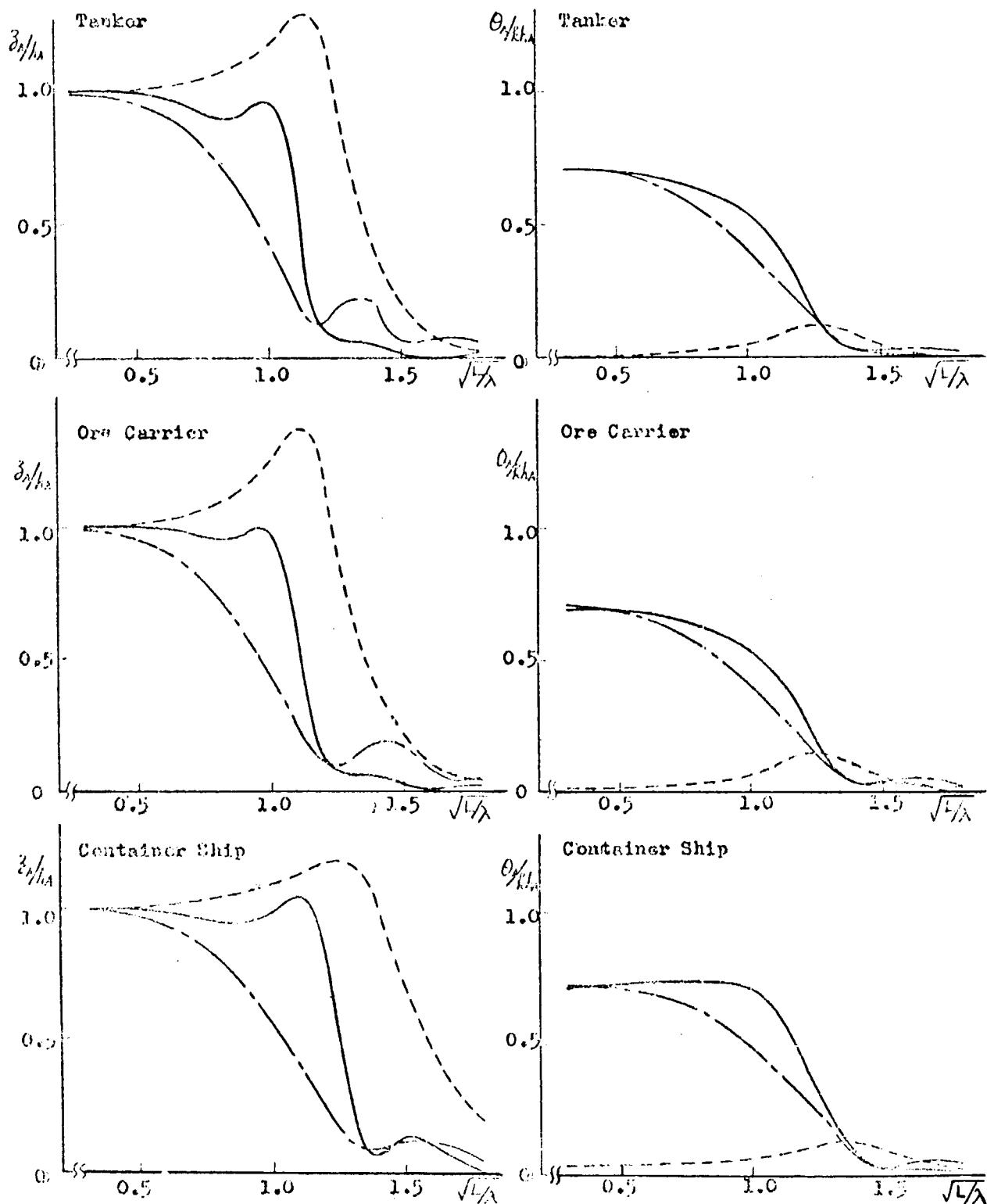


Fig. 2.2.1 Amplitudes of heaving and pitching for three ship forms.

$F_D$	$F_R$	$\lambda'$	Wavelength
0.10	10. m	$3.3 \times 10^2$	

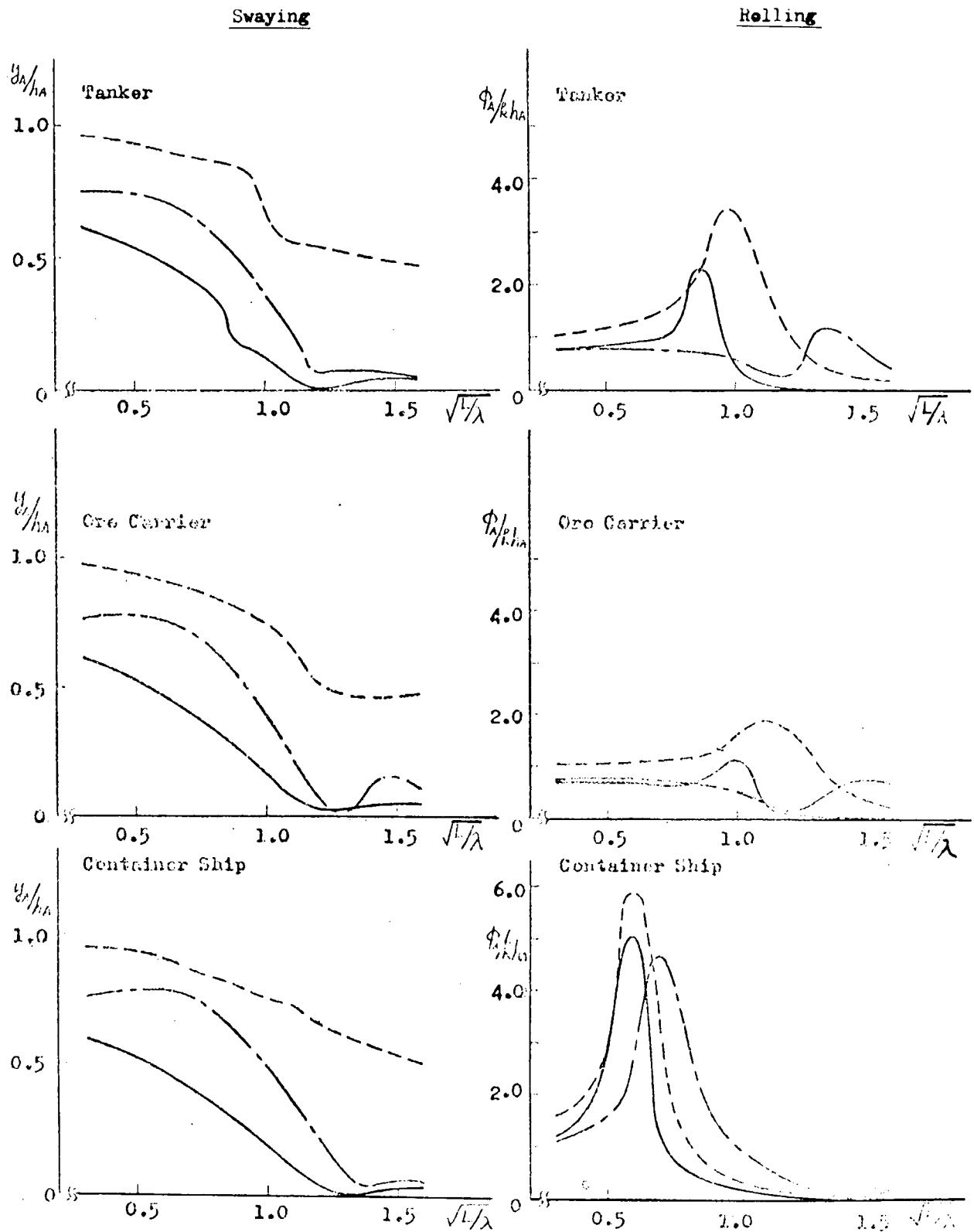


Fig. 2.2.2 Amplitudes of swaying and rolling for three ship forms.

$F_H$	$D_L$	Section	U. side	L. side
0.10	10 m	Midship	—	—
		Starboard	—	—
		Port	—	—

$\chi = 135^\circ$

$\chi = 90^\circ$

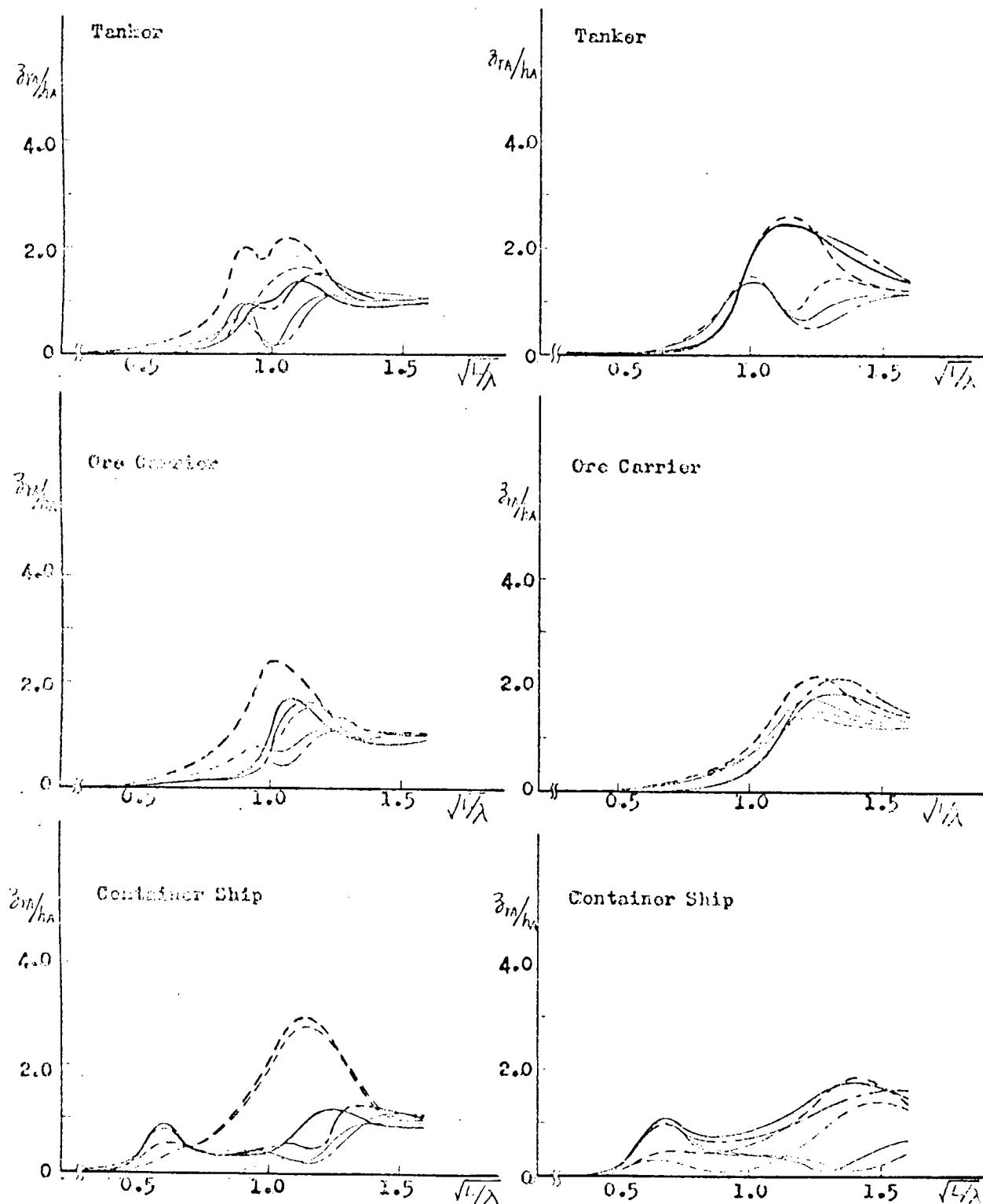


Fig. 2.2.3 Amplitudes of relative motion for three ship forms .

S.S. 8  $\frac{1}{2}$  SECTION

POSITION	MARK
Keel Center Line	—
Bilge	w. side l. side
Water Line	w. side l. side

$b_w$	10m
$F_n$	0.10

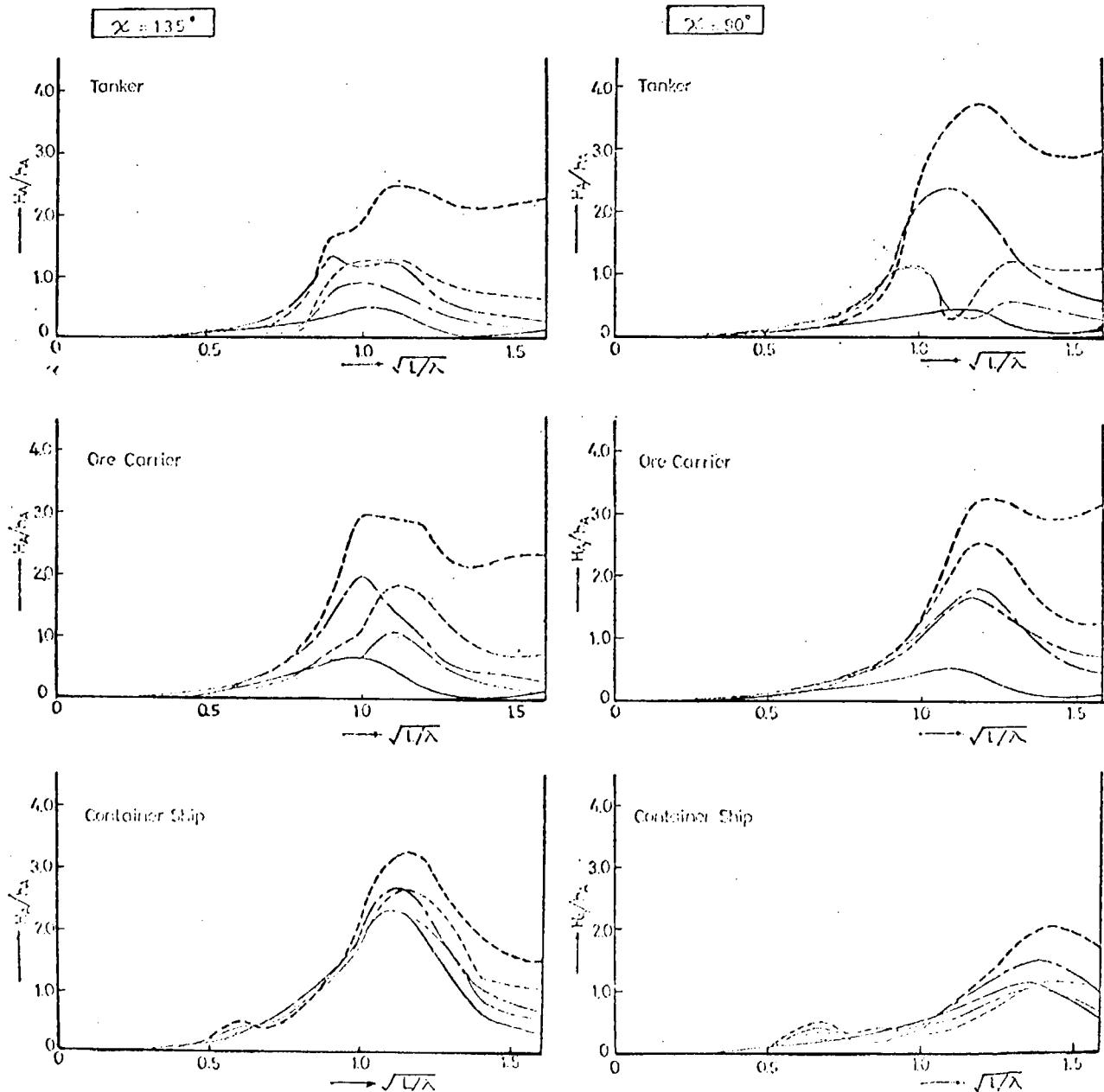


Fig. 2.2.4 Amplitudes of hydrodynamic pressure for three ship forms

### MIDSHIP SECTION

POSITION	MARK
Keel Center Line	—
Bilge w. side	---
Bilge l. side	—
Water Line w. side	---
Water Line l. side	—

$h_w$	10m
$F_n$	0.10

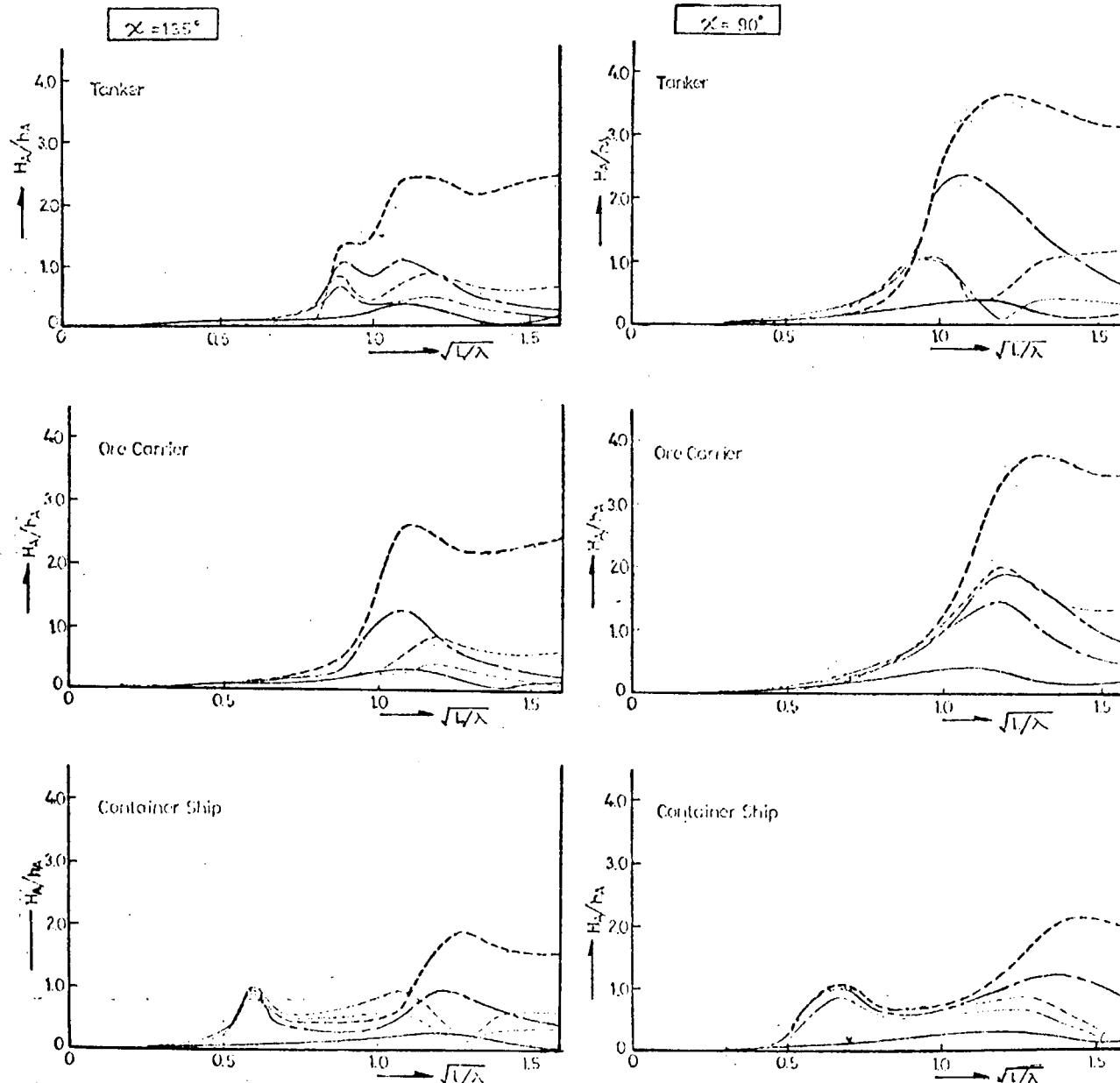


Fig. 2.2.5 Amplitudes of hydrodynamic pressure for three ship forms.

S.S. 2  $\frac{1}{2}$  SECTION

POSITION	MARK
Keel Center Line	—
Bilge w. side	---
Bilge l. side	- - -
Water Line w. side	---
Water Line l. side	- - -

$h_w$	10 m
$F_D$	0.10

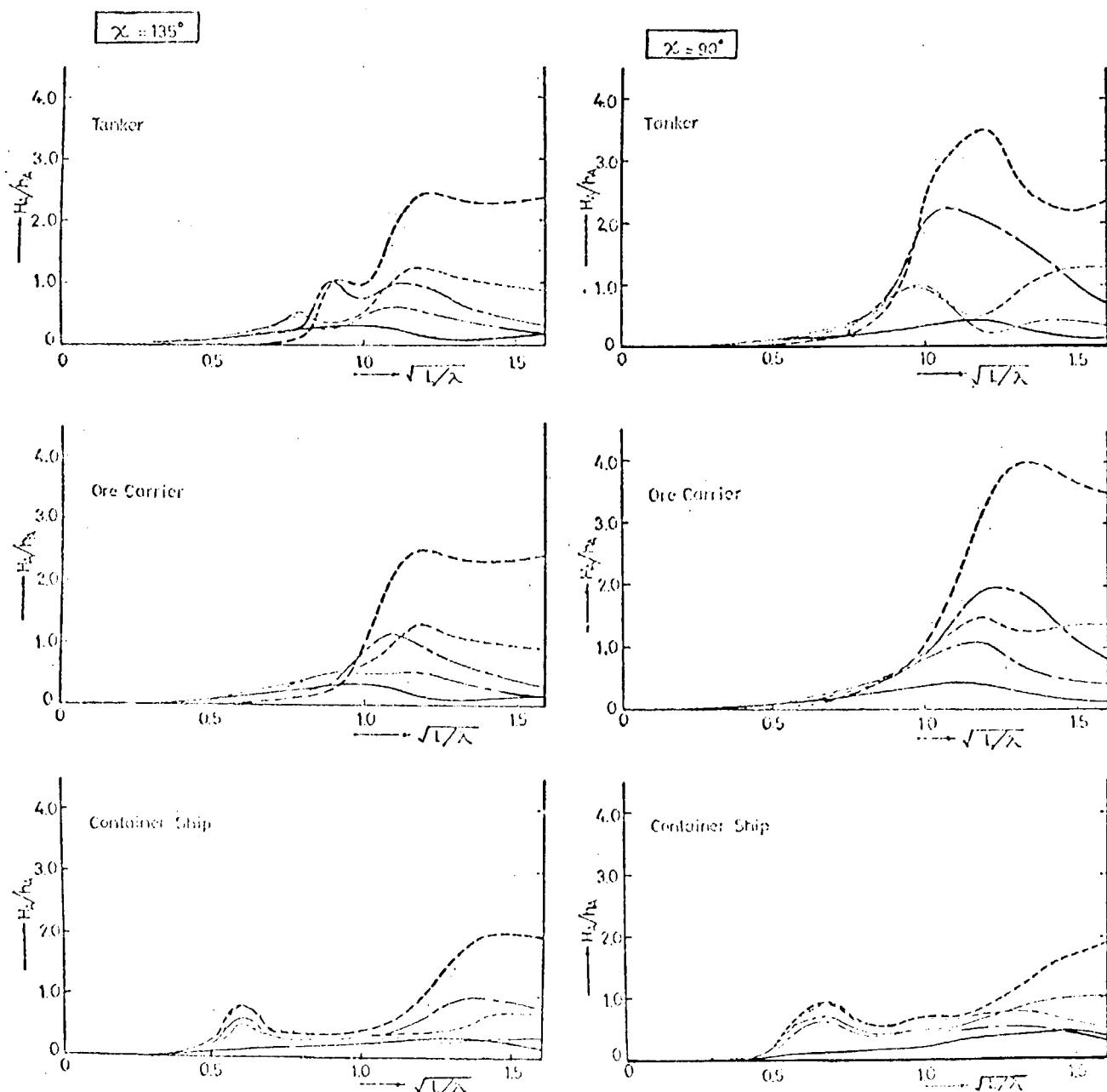


Fig. 2.2.6 Amplitudes of hydrodynamic pressure for three ship forms.

SHIP SECTION	$\xi_2$
$\sqrt{L_N}$	1.0
$\chi$	135°
$R_B$	3.10
$\tau_3$	10.62; 0.65

SECTION	Axes.	FIGURE
WAVE	$\xi_2$	
HEAD	$\xi_2$	-33.35°
PEAK	$\xi_2$	51.45°
ROLL	$\xi_2$	175.23°

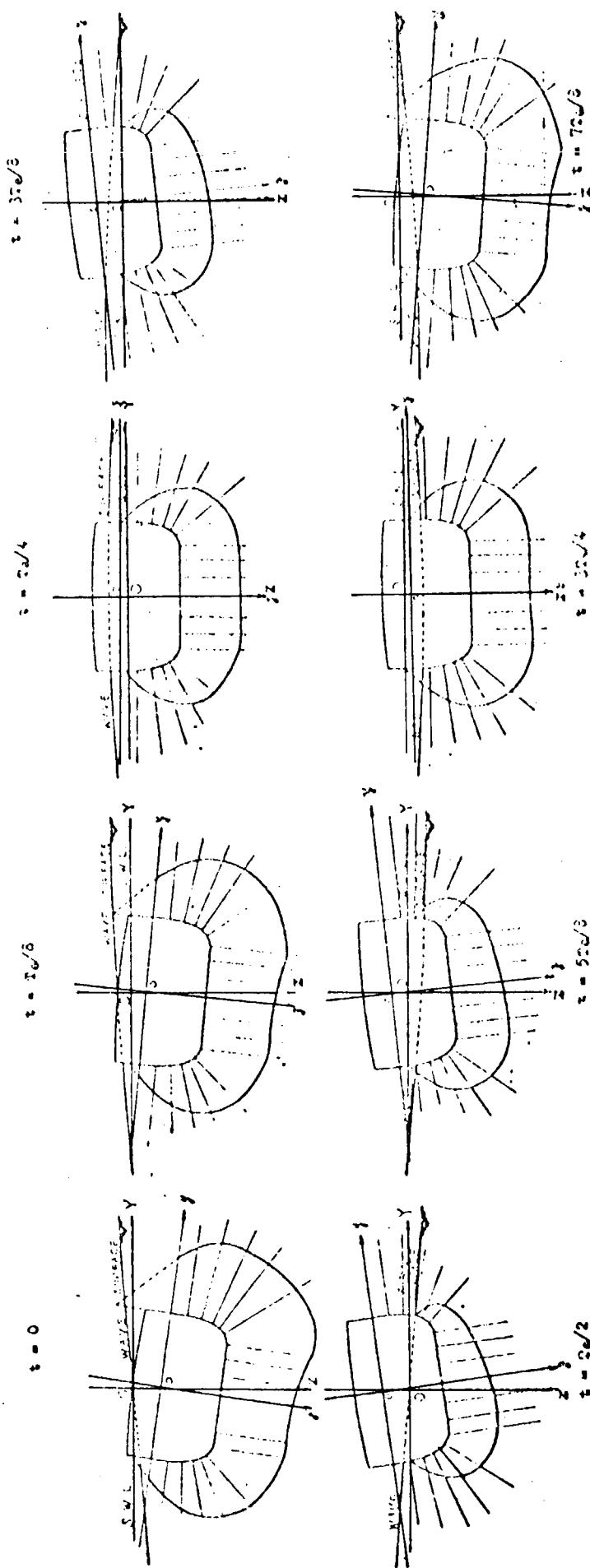


Fig. 2.2.7 Pressure distributions on the hull section during an encountered period in regular bow waves .

## 2.3 不規則波中における波浪変動水圧の予測法

規則波中における波浪変動水圧の応答関数が求められれば、線形重ね合わせの原理によって、不規則波中における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ができる。その結果を用いて、波浪変動水圧の標準偏差を求ることにより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だけでなく、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。以下、福田の方法<sup>1)</sup>により、その計算法の概略を示す。

### 2.3.1 短期予測

短期の不規則波浪海面において、船は一定の速度を保ち且つ波の平均進行方向に対して一定の平均迎角を保って航行しているものと仮定する。

海面の有義波高を  $H$ 、平均波周期を  $T$  とすると、海面の波スペクトルは次のような ISSC スペクトル<sup>2)</sup> で近似的に表わすことができる。

$$[f(\omega, \tau)]^2 = (2/\pi) [f(\omega)]^2 \cos^2 \tau : -\pi/2 < \tau < \pi/2 \\ = 0 : \text{elsewhere} \quad \dots \dots \dots \quad (2.3.1)$$

$$[f(\omega)]^2 = 0.11 H^2 \omega_0^{-1} (\omega/\omega_0)^{-5} \exp [-0.44 (\omega/\omega_0)^{-4}] \quad \dots \dots \dots \quad (2.3.2)$$

ただし、

$\omega$  : circular frequency of a component wave

$\tau$  : angle between the average wave direction and a component wave direction

$\omega_0 = 2\pi/T$  ,  $T$  : visual average wave period

$H$  : visual average wave height ( significant wave height )

このような波スペクトルで表わされる短期不規則波浪海面を航行している船体の表面上の一点に働く変動水圧の分散  $R^2$  は、線形重ね合わせの理論<sup>3)</sup> に基づくエネルギースペクトル計算によって次のようにして求められる。

$$R^2 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty [f(\omega, \tau)]^2 [\bar{P}_0(\omega, \delta + \tau)]^2 d\omega d\tau \quad \dots \dots \dots \quad (2.5.3)$$

ただし  $R$  : standard deviation of hydrodynamic pressure

$[f(\omega, \tau)]^2$  : directional wave spectrum

$[\bar{P}_0(\omega, \delta + \tau)]^2$  : response amplitude of hydrodynamic pressure in regular waves from  $(\delta + \tau)$  direction, which is equal to  $P_0/h_0$

$\delta$  : average heading angle against the average wave direction

波浪変動水圧の応答関数  $[\bar{P}_0(\omega, \delta + \tau)]$  は 2.1 に説明した方法によって計算されるが、変動水圧の応答関数計算の過程には非線形横揺が含まれているので、正面迎え波状態および追い波状態の場合を除き、厳密な意味での応答関数は得られない。本報告における計算例では、波高 1.0 m ( 波振幅 5 m ) の規則波を仮定して計算された変動水圧振幅を波振幅で除した値を便宜的に等価的な応答関数と見なして、変動水圧の標準偏差計算を行っている。次に述べる波浪変動水圧の長期予測計算も、このようにして得られた変動水圧の標準偏差を用いて行われている。したがって、本報告における計算例の数値計算結果は、著しく苛酷な海面においては変動水圧を過大評価し、比較的平穏な海面においては変動水圧を過小評価している傾向になっている。ただし、この欠点は横波状態において比較的著しく、迎え波状態および追い波状態においてはほとんど無視し得る程度であると思われる。

さて、( 2.3.3 ) によって短期不規則波浪海面における変動水圧の分散が求められれば、変動水圧の極大値がある値

$P_1$  を超える確率(変動水圧の極大値が一定値  $P_1$  を超える回数と変動水圧の変動回数との比)は次式によって与えられる。<sup>4)</sup>

$$\begin{aligned} q(P > P_1) &= \exp(-P_1^2 / 2R^2) \\ &= \exp(-P_1^2 / 2(R/\rho g)^2 (PgH)^2) \quad \dots \dots \dots \quad (2.3.4) \end{aligned}$$

ただし

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

### 2.3.2 長期予測

有義波高  $H$ , 平均波周期  $T$  の短期不規則波浪海面において、船が一定の速度を保ち且つ波の平均進行方向に対して一定の平均迎角を保って航行している場合には、航体表面上の一点に働く変動水圧の極大値がある値  $P_1$  を超える確率は(2.3.4)によって与えられる。したがって船がある海域において長期間にわたって常に一定の速度を保ち、且つ波の平均進行方向に対して一定の平均迎角を保って航行しているものと仮定すれば、波浪変動水圧の極大値が一定値  $P_1$  を超える長期の累積確率は垂直波浪曲げモーメントの長期予測法<sup>5,6)</sup>の場合と同様にして次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} Q(P > P_1) &= \int_0^\infty \int_0^\infty q(P > P_1) P(H, T) dHdT \\ &= \int_0^\infty \int_0^\infty \exp(-P_1^2 / 2(R/\rho gH)^2 (\rho gH)^2) P(H, T) dHdT \quad \dots \dots \quad (2.3.5) \end{aligned}$$

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迎角  $\delta$  の確率密度関数が  $0 \sim 2\pi$  の範囲に一様であるとすれば、波浪変動水圧の極大値が一定値  $P_1$  を超える長期の累積確率は(2.3.5)を用いて次式で与えられる。

$$Q = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} Q(\delta) d\delta \quad \dots \dots \dots \quad (2.3.6)$$

ただし

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

## 2.3 - 参考文献

- 1) 福田淳一 : "船体応答の統計的予測" 日本造船学会, 耐航性に関するシンポジウム 昭和44年
- 2) W.H. Warnsinck : "Report of committee 1 on Environmental Conditions" Proceedings of 2nd ISSC. Delft, 1964
- 3) M. St. Denis et al. : "On the motions of ship in confused seas" Trans. SNAME, Vol. 61, 1953
- 4) S.O. Rice : "Mathematical analysis of random noise" The Bell System Technical Journal, Vol. 24, 1945

- 5) 福田淳一 : "Theoretical determination of design wave bending moments"  
Japan Shipbuilding & Marine Engineering Vol. 2, No. 3, 1967
- 6) 福田淳一 : "長期の波浪変動水圧の傾向について"  
日本造船学会論文集 第123号, 昭和43年

## 2.4 不規則波中における波浪変動水圧の短期・長期予測シリーズ計算結果

### 2.4.1 計算条件

次に示すような計算条件のもとに、タンカー船型、鉱石運搬船々型およびコンテナ船々型の3船型について、短波項不規則波中の船体表面に働く波浪変動水圧の標準偏差を計算し、さらに、北大西洋の長期波浪発現頻度資料を用いて、波浪変動水圧の長期予測計算を行なった。(1.2)

#### a) 船速

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

( )はコンテナ船々型のみ

#### b) 波に対する平均出会い角

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

正面迎え波状態を  $\delta = 180^\circ$  とする。

#### c) 海面の平均波周期

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

### 2.4.2 シリーズ計算結果

#### (1) 短期予測計算結果

短期予測の計算結果からは、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い角、船速等によって、また、船体の前後方向の位置、水線下の位置等の相違によって、どのようにその大きさが異なるか、その大略の傾向を知ることができる。

計算結果の例として、船速  $F_n = 0.15$  の場合について、代表的な断面、波方向を数種選び、3船型の間での波浪変動水圧の標準偏差の比較例を示す。

Fig. 2.4.1 ~ 2.4.3 は、S.S. 8 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、正面迎え波および斜め迎え波の場合について比較したものである。これらの比較例をみると、S.S. 8 1/2 においてコンテナ船々型に対する値が、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、コンテナ船々型の場合、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。

#### (2) 長期予測計算結果

短期不規則波浪海面における波浪変動水圧の標準偏差計算結果を用いて、波浪変動水圧の長期分布を求めた。なお、長期波浪発現頻度資料としては、Walden による北大西洋の10年間にわたる観測資料を有義波高  $H$  と平均波周期  $T$  の関数として整理されたものの中で各風力階級別に整理された統計値<sup>3)</sup> を用いた。

Fig. 2.4.4 ~ 2.4.5 は3船速に対し風力階級( Beaufort scale ) BFT. 8 の場合に、両舷の水線上に働く波浪変動水圧の長期超過確率  $Q = 10^{-4}$  期待値の船長方向分布をパラメータとして示したものである。

迎え波状態では、いずれの船速の場合も、S.S. 7 1/2 付近より前方では、かなり大きい波浪変動水圧が働き、コンテナ船々型では、S.S. 2 1/2 より後方でも、かなり大きい波浪変動水圧が作用する。その値は、 $F_n$  が小さくなるにしたがって減少している。したがって、迎え波状態においては、それらの部分に働く波浪変動水圧の大きさは、船

速を低下させることにより、ある程度減少させることができる。

横波状態では、いずれの船型の場合も、船体のほぼ全長にわたって Weather side にかなり大きな波浪変動水圧が作用する。その値は、 $F_n$  によってあまり変化していないので、船速を低下させることによる波浪変動水圧の減少は期待できない。船型による差は小さいが、Lee side では、コンテナ船々型の場合 S.S. 8 1/2 付近より前方で、他の船型の Weather side の値に相当する大きさの波浪変動水圧が作用している。

Fig. 2.4.6～2.4.7 には、3 船型に対し  $F_n = 0.15$  の場合に、S.S. 8 1/2 および Midship において、両舷の水線、ビルジ部およびキール中心線上に働く波浪変動水圧の  $Q = 10^{-4}$  期待値を風力階級の関数として表わしている。S.S. 8 1/2 においては、正面迎え波および斜め迎え波状態では、タンカー船型と鉱石運搬船々型は、その傾向、値の大きさともほとんど変わらない。コンテナ船々型の場合は特にビルジ部およびキール中心線上における値が他の 2 船型の場合に比べてかなり大きい。風力の増大とともに変動水圧の値も大きくなっているのは、いずれの船型の場合も同様である。

横波状態の場合の Midship では、いずれの船型でも、大体同じような傾向、同じような大きさの値を示している。

Fig. 2.4.8～2.4.9 には、S.S. 8 1/2 および Midship において両舷の水線上に働く波浪変動水圧の  $Q = 10^{-4}$  期待値を、 $F_n$  をパラメータとし、風力階級の関数として表わしている。

これらの図から、斜め迎え波状態の場合の S.S. 8 1/2 の水線上では、コンテナ船々型が他の 2 船型に比べて、やや大きな波浪変動水圧の値を示していること、横波状態の Midship の水線上では、船速の影響が非常に小さいこと、船速影響は、いずれの船型の場合も、Weather side より Lee side の方に顕著に現われることなどがわかる。

## 2.4 一参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 192  
3.3.2 P. 116～126 (担当者: 福田淳一, 藤井斉) 昭和 49 年
- 2) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 213  
3.2 P. 64～101 (担当者: 福田淳一, 藤井斉) 昭和 50 年
- 3) 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 124 号, 昭和 43 年

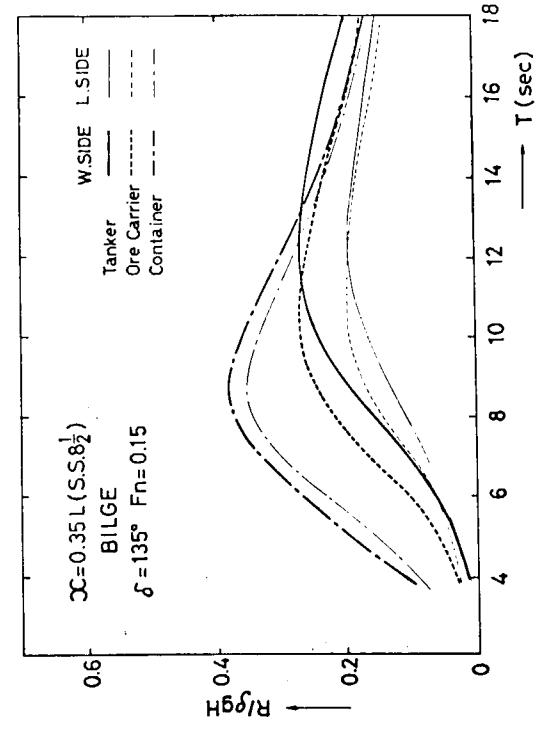
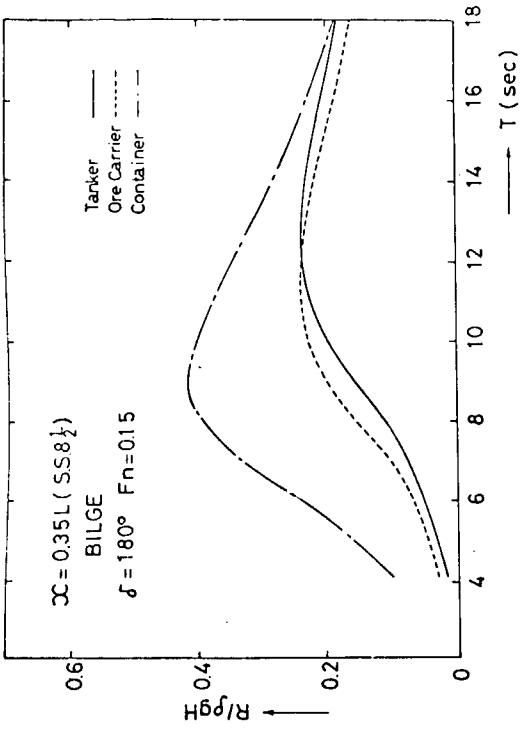
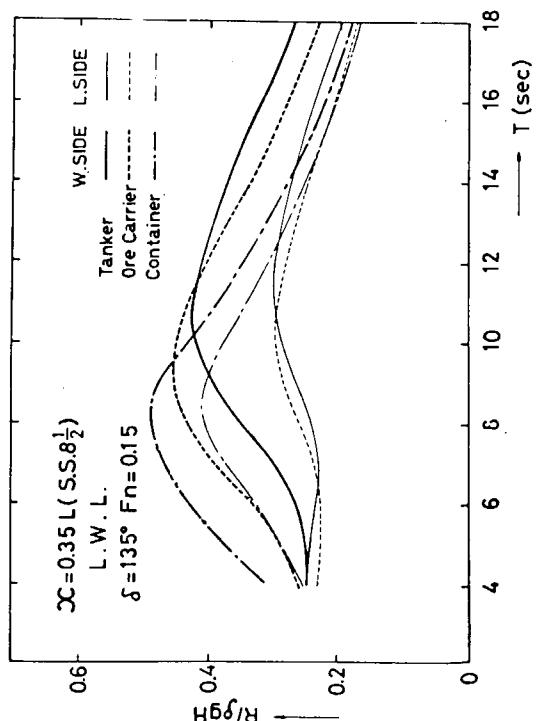
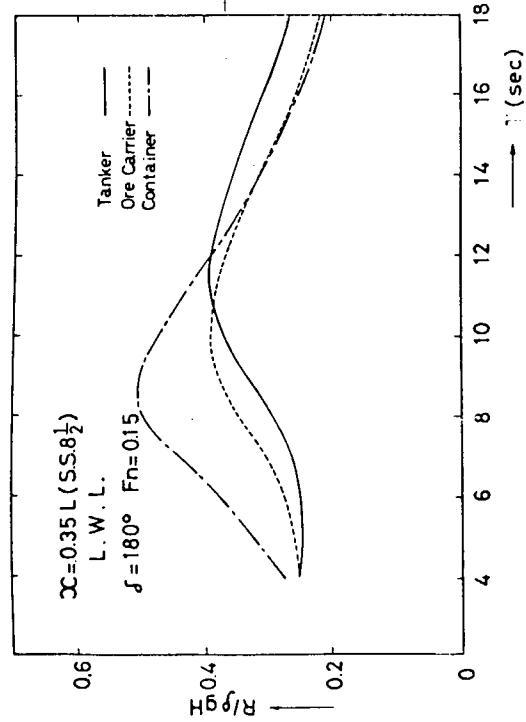


Fig. 2.4.1 Standard deviations of hydrodynamic pressure on the load water line of S.S. 8 $\frac{1}{2}$

Fig. 2.4.2 Standard deviations of hydrodynamic pressure on the bilge of S.S. 8 $\frac{1}{2}$

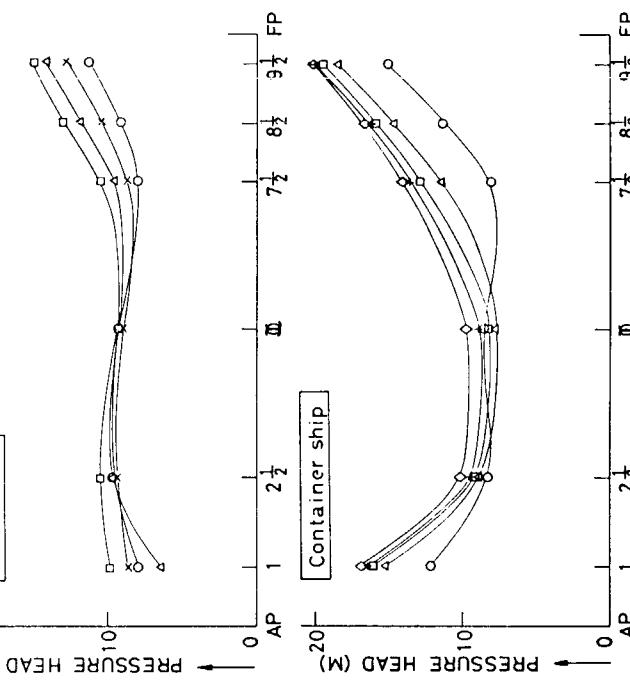
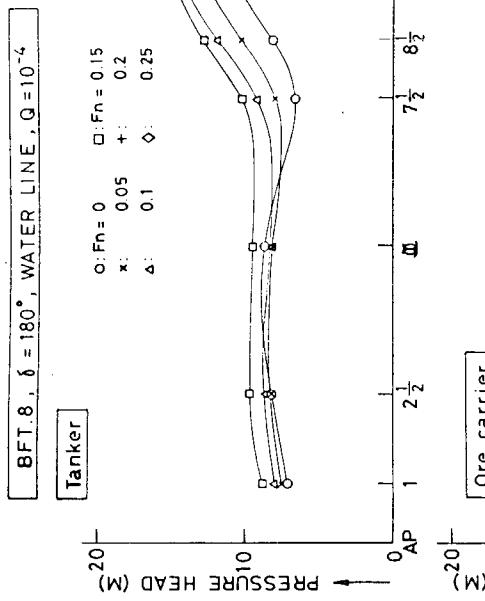


Fig. 2.4.4 Longitudinal distribution of hydrodynamic pressure on the water line predicted with the exceeding probability of  $10^{-4}$

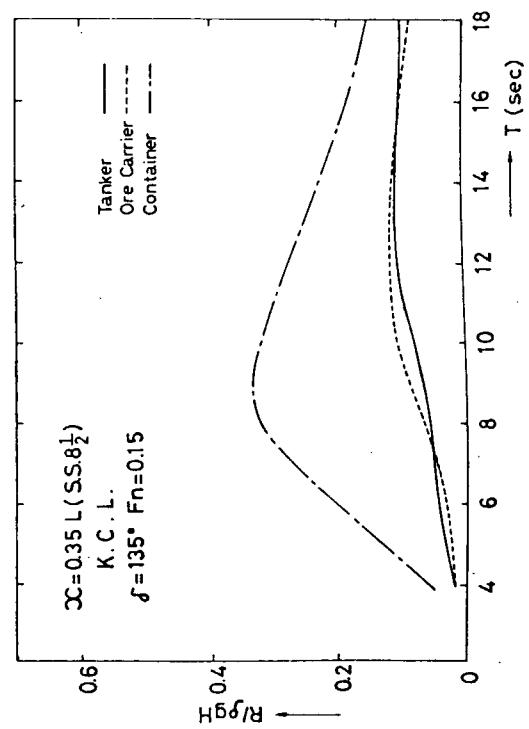
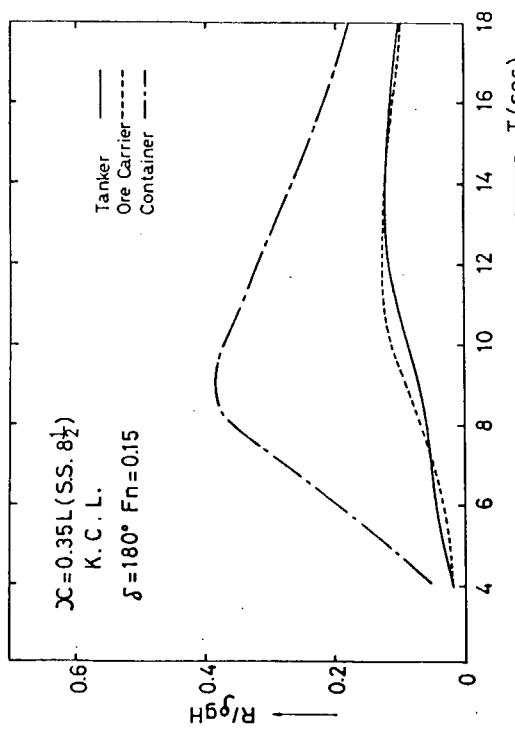


Fig. 2.4.3 Standard deviations of hydrodynamic pressure on the keel centre line of S. S. 8  $\frac{1}{2}$

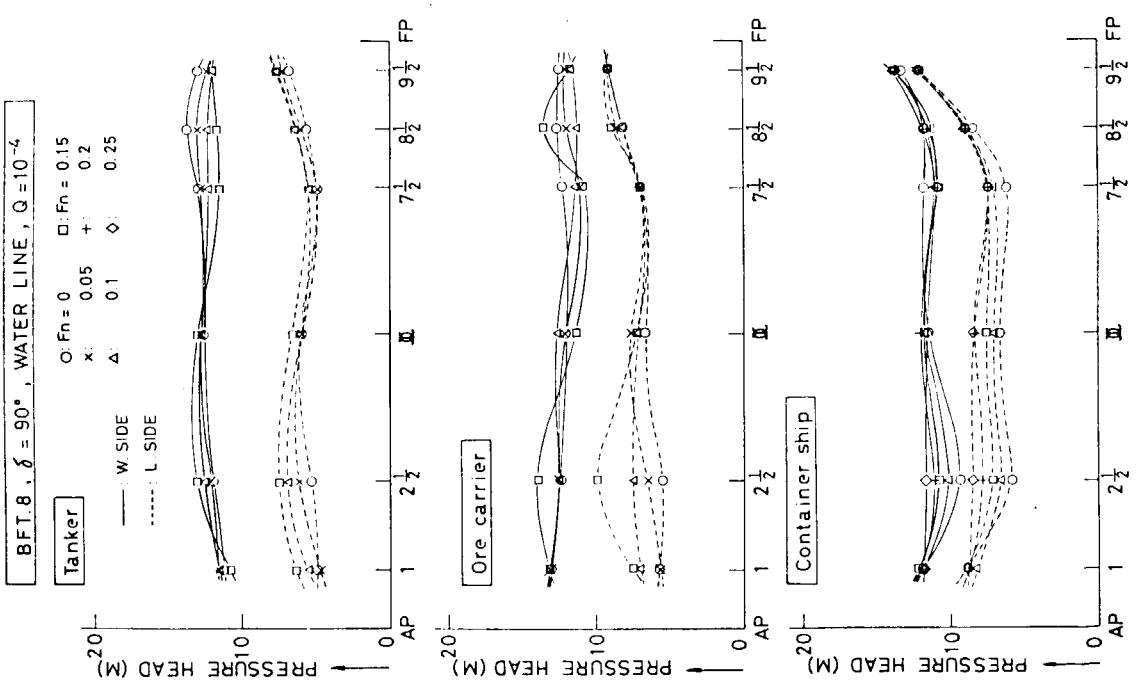


Fig. 2.4.5 Longitudinal distribution of hydrodynamic pressure on the water line predicted with the exceeding probability of  $10^{-4}$ .

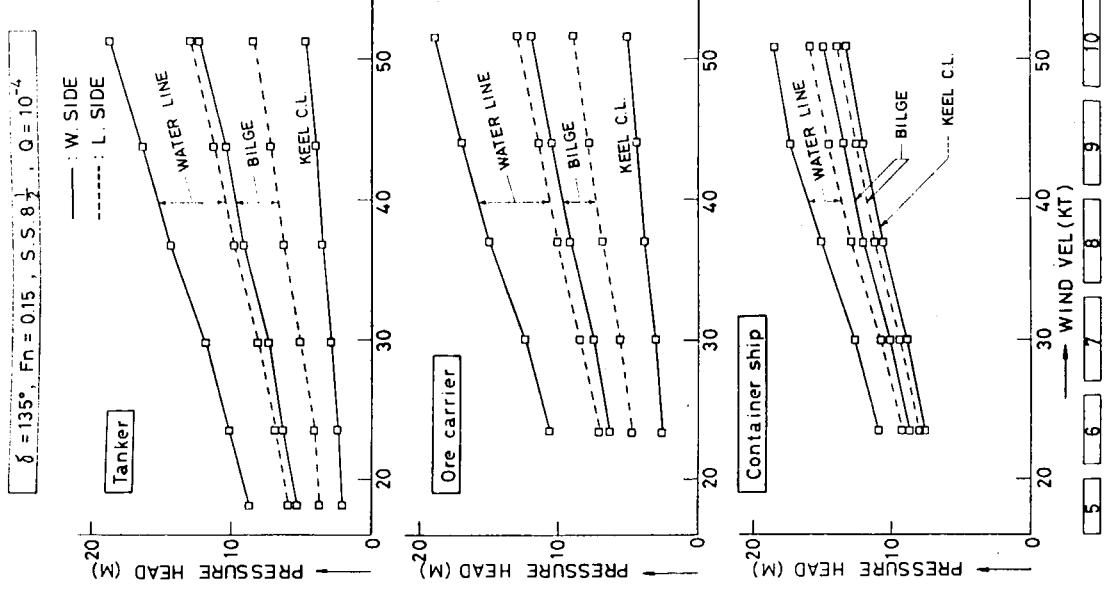


Fig. 2.4.6 Hydrodynamic pressure on S.S. 8 1/2 predicted with the exceeding probability of  $10^{-4}$  as functions of wind force

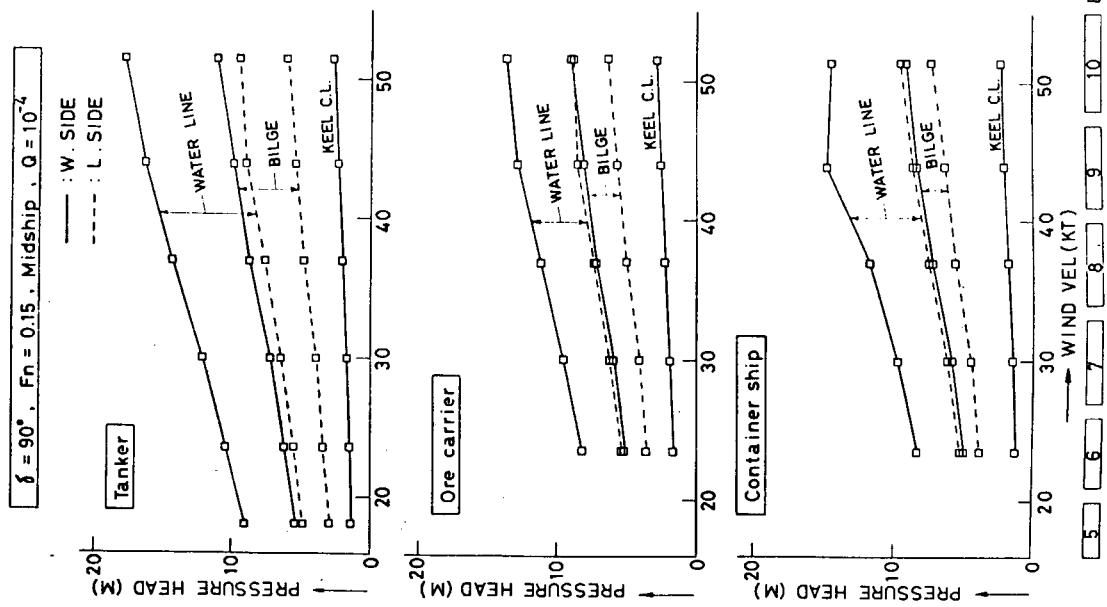


Fig. 2.4.7 Hydrodynamic pressure on S.S. 8  $\frac{1}{2}$ -predicted with the exceeding probability of  $10^{-4}$  as functions of wind force

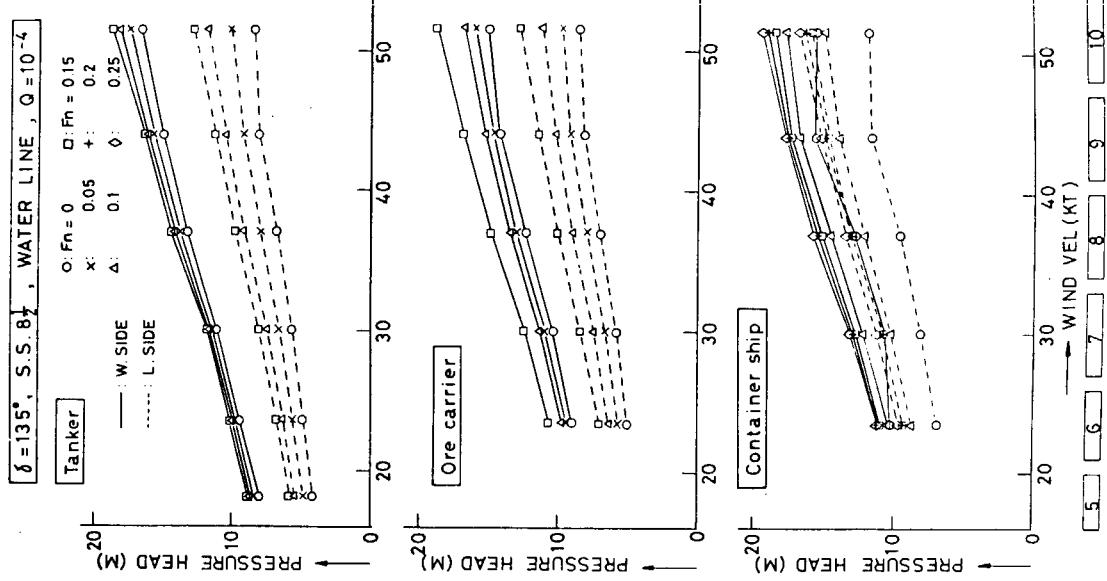


Fig. 2.4.8 Hydrodynamic pressure on S.S. 8  $\frac{1}{2}$  predicted with the probability of  $10^{-4}$  as functions of wind force

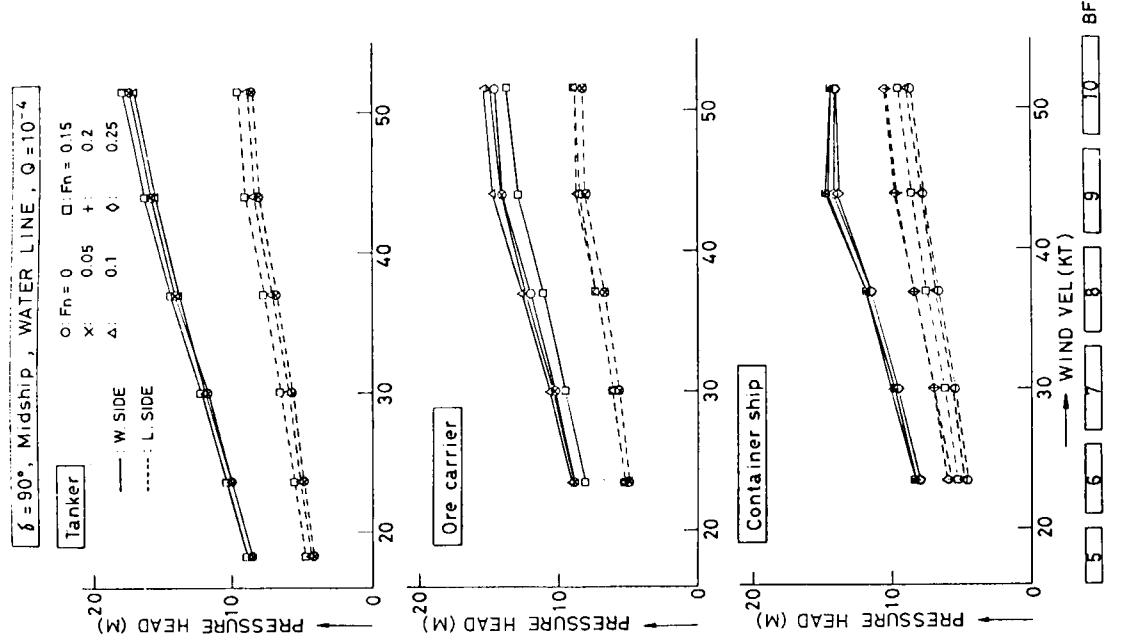


Fig. 2.4.9 Hydrodynamic pressure on S.S. 8 1/2 predicted with the exceeding probability of  $10^{-4}$  as functions of wind force

## 2.5 波浪変動水圧計算法の改善

ストリップ法による船体まわりの波浪変動水圧計算法としては、本章で説明した Ursell-Tasai 法が広く用いられているが、この他にもすでにいくつかの計算法が提案されており、本部会でも一・二計算法の改善を試みた。また、船体の剛性を考慮に入れた場合の波浪による船体応力に関して定性的知見を得るために検討も行なってみた。本報告では、これらについてごく簡単な概要の説明にとどめたので、計算式等の詳細は、各参考文献（各年度報告書）を参照願いたい。

### 2.5.1 速度ポテンシャルを用いた波浪変動水圧の計算法

この方法<sup>1)</sup>は、W.D. Kim の方法<sup>2)</sup>と同じ系統の解法に属するもので、船体表面に連続分布させた吹出しによって、船体まわりの流場を表わし、速度ポテンシャルに関する Neumann 問題の解として積分方程式を解くことにより、この吹出し密度の分布を決めるものである。

船体表面に吹出しを分布させる方法としては、前田の方法<sup>3)</sup>なども報告されているが、その方法は、流れ関数に関する Dirichlet 問題の解として積分方程式を解くことによって吹出し分布を決めるものであり、数値計算上は吹出し分布を階段状の分布で置きかえているため、計算精度をあげるためにには数値積分の分割数を増さなくてはならない。

この方法は、吹出し分布を連続分布のまま扱うことによって、より少ない分割数で計算精度をあげることをめざし、さらには、三次元計算の実用化のための初步的な展望を得ることを意図して開発したものである。

### 2.5.2 Ursell-Tasai 法をもととした変動水圧の新しい計算法

本章で説明した Ursell-Tasai 法は、本来、Radiation 問題の各運動に伴う流体力に主眼を置いた理論展開になっているので変動水圧計算には、若干扱いにくい形をしているとともに、Diffraction 問題への適用があまり見られないのである。

波浪中の変動水圧を求める問題を一つの二次元境界値問題として見たとき、Radiation 問題も Diffraction 問題も全く同等に扱えるはずである。

本部会に提案された方法<sup>4)</sup>は、Ursell-Tasai 法の理論構成上の一つの特徴である境界条件の作り方を改め、変動水圧の計算を容易にするとともに、波浪中で運動する物体まわりの変動水圧も、一つの境界問題を解くことに帰着し、

Radiation, Diffraction 問題と全く同じ計算法で求められることを示した<sup>4,5)</sup>ものである。

すなわち、波浪中で運動する物体の表面で満足すべき境界条件は、流れ関数による表示で、

$$\begin{aligned} \psi_{\text{in}} &= -\psi_{\text{in}} - i\nu l_b e^{i\epsilon_b} y + i\nu l_s e^{i\epsilon_s} Z \\ &\quad + i\nu l_r e^{i\epsilon_r} \frac{1}{2} (y^2 + Z)^2 + C_1 \quad | \text{ on } C \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

ただし

$l_b, l_s, l_r$  : Heave, Sway, Roll の振幅

$\epsilon_b, \epsilon_s, \epsilon_r$  : 各動揺の波に対する位相差

$\psi_{\text{in}}$  : 入射波の流れ関数

$C_1$  : 積分定数

となり、この境界値は  $Z$  軸に対して、対称な場を表わす成分と反対称な場を表わす成分に分解できる。

したがって、ポテンシャル、流れ関数も対称、反対称成分に分けて考えて、Ursell-Tasai 型のポテンシャル、流れ関数を用いて、境界値問題を解いている。

### 2.5.3 船体剛性を考慮に入れた縦波中の船体に働く波浪応力の研究

船が巨大になるにつれてその剛性は相対的に低下してくる。そうすると、波浪中においては、船体は剛性的な運動以外に弾性的な撓みを生じ、それによって波による応力も変化してくることが考えられる。この点に着目して、剛性を考慮に入れると、従来のように船を剛体と見なした時に比して運動ならびに波浪による応力に、いかなる変化が生じるかを検討した。<sup>6)</sup>

剛性を考慮に入れてストリップ法によって運動方程式を書くと、

$$\begin{aligned} m_{xx}(x, t) + \left\{ \frac{W(x)}{g} + M_A(x) \right\} \ddot{Z}(x, t) + N_H(x) \dot{Z}(x, t) \\ + \rho g B(x) Z(x, t) = f_w(x, t) \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

$$m_{xx}(x, t) = EI(I) \frac{d^2}{dx^2} Z(x, t) \quad (2.5.3)$$

ただし

$m_{xx}(x, t)$  : 曲げモーメント  $W(x)$  : 重量分布

$M_A(x)$  : 付加質量  $N_H(x)$  : 造波減衰係数

$B(x)$  : 船幅分布  $f_w(x, t)$  : 波強制力

$Z(x, t)$  : 船体の垂直方向変位  $E$  : ヤング率

$I(x)$  : 断面二次モーメント

のように表わされる。

まず、縦波中でしかも前進速度のない場合について、この運動方程式を近似的に解いて定性的な検討を行った。

その結果次の結論を得た。

- (1) 運動方程式は強制撓み振動の形となる。
- (2) 剛体としての運動と船体の撓みは略々独立である。
- (3) 船体の剛性は固有周期と振動モードを決定する点において決定的役割を果すが、波との関連に関しては、その強制力が問題になるような周波数領域では振動周期との同調は殆ど問題にならないが、波によって衝撃的な力を受けるとするとその持続時間と大きさによって問題になり得るであろう。
- (4) 剛性の影響は現存の船体について考える限り一般に小さく、その変化量は近似的に次の量に比例する。

$$\frac{WL^2}{EI} = \left\{ \frac{L}{T} - (1 - C) \frac{L\omega^2}{g} \right\}$$

C : 上下方向の附加質量係数 T : 吃水

従って前進速度のない場合は  $L/T \neq 20$ ,  $C = 1$  とすると,  $\lambda/L > \frac{2}{3}$  では従来の計算に比し, 曲げモーメント等が低下し, 逆にそれより波浪が小さいと増加する。前進速度がある時はこの限界波長はずっと大きくなる。

## 2.5 — 参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №176  
2.4.3 P. 65~73 (担当者: 菅信) 昭和48年
- 2) W. D. Kim : "On the Harmonic Oscillations of a Rigid Body on a Free Surface"  
J. Fluid Mech. Vol. 21, 1965
- 3) 前田久明 : "任意船型における波の強制力について"  
日本造船学会論文集 第126号, 昭和44年
- 4) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №176  
2.4.4 P. 74~79 (担当者: 渡辺巖) 昭和48年
- 5) 渡辺巖 : "二次元物体まわりの変動圧計算法 — Ursell-Tasai 法の修正 —"  
日本造船学会論文集 第133号 昭和48年
- 6) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №163  
2.6 P. 54~62 (担当者: 別所正利) 昭和47年)

### 3. 波浪変動水圧の計測

波浪中における船体運動および波浪変動水圧の推定法としては、前章に示したいわゆるストリップ法による計算法がある程度確立されていて、各所で計算プログラムが作成され、いくつかの問題点はあるものの実用に供されつつある。したがってこの計算法の適用性を実験的に確認し、かつこれを改善して推定精度の向上を計っていくことが必要で、そのためには、運動方程式に関連して分析的かつ実験的研究を行なっていくことが望ましい。すなわち、

- i) 強制動搖試験によって運動方程式の係数を求めるとともに変動水圧 (Radiation pressure) を計測し、計算値と比較検討する。（運動方程式の左辺に関連）
- ii) 拘束模型を用い、波強制力を計測するとともに、変動水圧 (Froude - Krlloff の仮定に基づく水圧と Diffraction pressure) を計測し、計算値と比較検討する。（運動方程式の右辺に関連）
- iii) 波浪中における自航試験により、船体運動および変動水圧を計測し、計算値と比較検討する。（運動方程式の解ならびに全変動水圧に関連）

本部会では、このような手段により計算法を実験的に検証し、推定計算法の改善を計ることとした。

波浪変動水圧の理論計算値を船体構造強度設計の資料として実用に供するためには、不規則波浪海面における予測値を求めなければならない。そのため、波浪変動水圧に対して、線形重ね合せの原理が適用し得るか否かの検討も実施することとした。

#### 3.1 強制動搖試験による運動方程式の係数と変動水圧の計測

波浪中における縦方向運動（上下揺、縦揺）に関しては、その推定計算法が実用化されているのに対し、横方向運動（左右揺、船首揺および横揺）をストリップ法によって求める方法はすでに提案されているけれども実験的検証は、必ずしも十分には行なわれていない。特に Roll Damping に関しては、粘性影響のために生じる非線形性や前進速度の影響をどのように推定するかなど、これまでにも多くの人々により論じられていてはいるものの未解決の問題とされている点が多い。

このような点を明らかにするため横方向船体運動を対象として、強制動搖法による実験的研究を行った。

##### 3.1.1 横方向運動方程式の係数の計測

###### (1) 横方向強制動搖試験法およびその解析法

波浪中における横方向運動 左右揺 ( $\eta$ )、船首揺 ( $\psi$ )、横揺 ( $\phi$ ) の線形連成運動方程式は次のような形に書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} a_{11} \ddot{\eta} + a_{12} \dot{\eta} + a_{14} \ddot{\psi} + a_{15} \dot{\psi} + a_{16} \psi + a_{17} \ddot{\phi} + a_{18} \dot{\phi} &= F_\eta \\ a_{21} \ddot{\eta} + a_{22} \dot{\eta} + a_{24} \ddot{\psi} + a_{25} \dot{\psi} + a_{26} \psi + a_{27} \ddot{\phi} + a_{28} \dot{\phi} &= M_\psi \\ a_{31} \ddot{\eta} + a_{32} \dot{\eta} + a_{34} \ddot{\psi} + a_{35} \dot{\psi} + a_{36} \psi + a_{37} \ddot{\phi} + a_{38} \dot{\phi} + a_{39} \phi &= M_\phi \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (3.1.1)$$

船体に既知の振幅  $\eta_0, \psi_0, \phi_0$  の周期的正弦運動を与え計測される流体反力を解析することによって、加速度に比例する項（慣性項）、速度に比例する項（減衰項）とを分離して運動方程式 (3.1.1) 式の左辺の諸係数を求めることができる。<sup>1,2)</sup>

###### i) Forced Sway 試験

船体中心線を常に前進方向に向けたまま、模型船の重心を強制的に横方向に正弦運動 ( $\eta = \eta_0 \sin \omega t$ ) させる。

$\ddot{\psi} = \dot{\phi} = \ddot{\phi} = 0$ 、 $\dot{\psi} = \dot{\phi} = 0$  であるから、(3.1.1) と比較して

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= -\frac{Y_0 \cos \epsilon_Y}{\omega^2 \eta_0} && : \text{左右搖見掛け質量} \\ a_{12} &= \frac{Y_0 \sin \epsilon_Y}{\omega \eta_0} && : \text{左右搖減衰力係数} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (3.1.2)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{21} &= -\frac{N_0 \cos \epsilon_L}{\omega^2 \eta_0} \\ a_{22} &= \frac{N_0 \sin \epsilon_L}{\omega \eta_0} \end{aligned} \right\} \quad \text{左右搖 — 船首搖連成項係数} \quad \dots \quad (3.1.3)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{31} &= -\frac{L_0 \cos \epsilon_N}{\omega^2 \eta_0} \\ a_{32} &= \frac{L_0 \sin \epsilon_N}{\omega \eta_0} \end{aligned} \right\} \quad \text{左右搖 — 橫搖連成項係数} \quad \dots \quad (3.1.4)$$

ただし  $Y_0$ ,  $N_0$ ,  $L_0$  は、各々計測された Sway Force, Yaw Moment および Roll Moment の振幅である。

### ii) Forced Yaw 試験

重心は前方に直進するように拘束して船体を重心Gのまわりに船首揺れ角だけを正弦状 ( $\psi = \psi_0 \sin \omega t$ ) で変化させる。

$\ddot{\eta} = \dot{\eta} = 0$ ,  $\ddot{\phi} = \dot{\phi} = \phi = 0$  であるから (3.1.1) 式と比較して

$$\left. \begin{aligned} a_{24} &= -\frac{N_0 \cos \epsilon_N}{\omega^2 \psi_0} && : \text{船首搖見掛け慣性モーメント} \\ a_{25} &= \frac{N_0 \sin \epsilon_N}{\omega \psi_0} && : \text{船首搖減衰モーメント係数} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (3.1.5)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{14} &= -\frac{Y_0 \cos \epsilon_Y}{\omega^2 \psi_0} \\ a_{15} &= \frac{Y_0 \sin \epsilon_Y}{\omega \psi_0} \end{aligned} \right\} \quad \text{船首搖 — 左右搖連成項係数} \quad \dots \quad (3.1.6)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{34} &= -\frac{L_0 \cos \epsilon_L}{\omega^2 \psi_0} \\ a_{35} &= \frac{L_0 \sin \epsilon_L}{\omega \psi_0} \end{aligned} \right\} \quad \text{船首搖 — 橫搖連成項係数} \quad \dots \quad (3.1.7)$$

となる。

### iii) Forced Roll 試験

船体中心線は前進方向に向けたまま、船体を重心Gのまわりに横揺れ角だけを正弦運動 ( $\phi = \phi_0 \sin \omega t$ ) とする。

$\ddot{\eta} = \dot{\eta} = 0$ ,  $\ddot{\psi} = \dot{\psi} = \psi = 0$  であるから (3.1.1) 式と比較して、各係数は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} a_{37} &= -\frac{L_0 \cos \epsilon_L}{\omega^2 \phi_0} + \frac{a_{39}}{\omega^2} && : \text{横搖の見掛け慣性モーメント} \\ a_{38} &= \frac{L_0 \sin \epsilon_L}{\omega \phi_0} && : \text{横搖減衰モーメント係数} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (3.1.8)$$

$$\left. \begin{array}{l} a_{17} = -\frac{Y_0 \cos \epsilon_Y}{\omega^2 \phi_0} \\ a_{18} = \frac{Y_0 \sin \epsilon_Y}{\omega \phi_0} \end{array} \right\} \text{横搖 — 左右搖連成項係数} \quad \dots \dots \dots \quad (3.1.9)$$

$$\left. \begin{array}{l} a_{27} = -\frac{N_0 \cos \epsilon_N}{\omega^2 \phi_0} \\ a_{28} = \frac{N_0 \sin \epsilon_N}{\omega \phi_0} \end{array} \right\} \text{横搖 — 船首搖連成項係数} \quad \dots \dots \dots \quad (3.1.10)$$

## (2) 主要項計測結果

水槽試験は、鉱石運搬船“笠木山丸”，“210型タンカー”，“SR 108コンテナ船”の3船型の模型船を用いて、九州大学応用力学研究所および三菱重工業(長崎研究所)で実施された。<sup>3~7)</sup> 本報告では、タンカー船型に対する計測結果の一部を示した。(Fig. 3.1.1)

強制動搖試験によって得られた実験値と、New Strip法<sup>8)</sup>による計算値とを比較した場合、主要項に関しては横搖の減衰項  $a_{38}$  を除いて、両者は良く一致している。また九大および三菱の実験で得られた計測結果を較べても両者に大きな差はない、周波数に対する傾向も良く合っているようである。

## (3) 連成項計測結果

図には示していないが、各連成項の理論計算値は傾向的には実験結果に近いけれども、量的には必ずしも実験値と合致していない場合がある。また、New Strip法では

前進速度  $V = 0$  のときには

$$a_{14} = a_{21}, \quad a_{15} = a_{22}, \quad a_{34} = a_{27}, \quad a_{35} = a_{28}$$

また、前進速度の有無にかかわらず

$$a_{17} = a_{31}, \quad a_{18} = a_{32}$$

の関係がある。このように計算上いわゆる対称関係を満足する項も、実験結果では、必ずしもそうなってはいない。特に前進速度のある場合は、計算値と実験値の不一致が大きい場合がある。

## (4) 横搖減衰係数の実験式

横搖減衰係数  $a_{38}$  は粘性および船速の影響のために非線形性が非常に大きく、New Strip法などの線形理論でその値を求めるることは適当でない。 $a_{38}$  の近似計算法としては、前章で説明した方法(2.1.17)も有力な手段の一つであるが、ここでは、 $a_{38}$  の計測値を用いて、動搖振幅および船速の影響を考慮した等価線形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。

$$a_{38} \dot{\phi} = B_1 \dot{\phi} + B_2 \dot{\phi} |\dot{\phi}| + B_3 \dot{\phi}^3$$

線形化すると

$$\hat{a}_{38} = \hat{B}_1 + \frac{8}{3\pi} \hat{\omega} \phi_0 \hat{B}_2 + \frac{3}{4} \hat{\omega}^2 \phi_0^2 \hat{B}_3 \quad \dots \dots \dots \quad (3.1.11)$$

ただし

$$\hat{B}_1 = \frac{B_1}{\rho V B^2} \sqrt{B/2g} \quad \hat{B}_2 = \frac{B_2}{\rho V B^2} \quad \hat{B}_3 = \frac{B_3}{\rho V B^2 \sqrt{B/2g}}$$

$\phi_0$  : 横搖れ角     $B$  : 船幅     $\rho$  : 密度     $g$  : 重力加速度

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

また、二次式近似で求めると

$$\hat{a}_{38} = \hat{B}_1 + \frac{8}{3\pi} \hat{\omega} \phi_0 \hat{B}_2 \quad (3.1.12)$$

となる。

先に求めた実験値を用いて、最小自乗近似で(3.1.11)および(3.1.12)式の各係数を求めることができる。

ここで、 $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$ などは、 $\omega$ および $F_n$ の関数となるが、これらの実験解析結果より判断すると、二次式を採用する方が適当であるように思われる。

### 3.1.2 動揺に基づく変動水圧の計測

波浪中において動揺している船体の表面に働く波浪変動水圧は、田才の方法<sup>9,10)</sup>によれば、次のように4種類の水圧の和として求められる。

$$P = P_v + P_h + P_r + P_w \quad (3.1.13)$$

ただし

$P_v$  : 断面の上下揺に基づく変動水圧

$P_h$  : 断面の左右揺に基づく変動水圧

$P_r$  : 断面の横揺に基づく変動水圧

$P_w$  : 波に基づく変動水圧

このうち、 $P_v$ ,  $P_h$ ,  $P_r$ は平水中で船体が動揺したときに船体表面に働く変動水圧で、Radiation Pressureと称され、 $P_w$ は波浪中で船体が動揺しないと仮定した場合に船体表面に働く変動水圧で、Diffraction PressureとFroude - Kriloffの仮定に基づく変動水圧とから成っている。微小運動を仮定した線形理論では、波浪中で動揺している船体表面に働く波浪変動水圧は、(3.1.13)式のように、以上の各変動水圧の成分の和として求めることができる。

計算による波浪変動水圧の推定精度向上のためには上記の各成分について計算値と実験値を比較しながら問題点を検討していくことが必要である。Radiation Pressureは、強制動揺試験の際に船体表面に働く変動水圧を計測して求められる。

#### (1) 上下揺に基づく変動水圧

上下揺に基づく変動水圧の検証を行なうため、鉱石運搬船“笠木山丸”を対象とした強制上下揺試験を大阪大学において実施した。<sup>11,12)</sup> また、田才の方法<sup>9)</sup>による計算では、供試船の断面形状をLewis Formで近似しているので、断面形状の相違が変動水圧に及ぼす影響を検討するため、Lewis Form近似船型を作製して実験を行い原船型による実験結果と比較した。その計測結果の一部を、田才の方法による計算値と比較して、Fig. 3.1.2に示した。S.S. 8½の船側部において、動揺周波数の大きいときに、断面形状および船速の影響が現われている場合もあるが、全般的に見て両船型による差はほとんどみられず、また、計算値と実験値の一致度も良好である。

計算の仮定により近い条件での試験によって計算法の適用性を検証する意味で、鉱石運搬船のS.S. 8½断面をLewis Formで近似した断面を持つ2次元柱状体を強制上下揺させたときの変動水圧を計測し計算値と比較したが、計算値と実験値は良く一致している。<sup>13)</sup> (Fig. 3.1.3)

#### (2) 左右揺および横揺に基づく変動水圧

左右揺および横揺に基づく変動水圧に関しては、前述の横方向強制動揺試験の際、同時に計測を行なった。<sup>2,4)</sup> その計測結果の代表例として、タンカー船型に関する結果を田才の方法による計算値と比較してFig. 3.1.4に示した。計算値と実験値は、動揺周波数の高いところで一部一致度が悪い場合もあるが、全体的に見てかなり良く一致している。前進速度影響は、船側部で多少現われているが、ビルジキールの影響はほとんどない。

### (3) 大振幅強制動搖試験による変動水圧の検討

大波高の波の中では船側における相対水位振幅が大きくなつて、波面の上昇が乾舷を越え、甲板上への波の打込みが起る。波浪変動水圧の計算においては、この波の打込みはないものとして計算されている。

波浪変動水圧に対する海水打込みの影響を実験的に調査するため、船舶技術研究所において、二次元模型の大振幅強制動搖試験を行なつた。<sup>14,15)</sup> Fig. 3.1.5 に、その計測結果の一部を示したが、海水打込みの有無による波浪変動水圧の差は、ほとんどの場合においてないと言える。

## 3.1 一参考文献

- 1) 藤井 斎、高橋 雄 : “強制動搖法による横方向運動方程式の係数の計測結果”  
造船学会論文集 第 130 号 昭和 41 年
- 2) 高木幹雄、田才福造 : “横運動方程式の流体力について”  
西部造船会会報 第 46 号 昭和 48 年
- 3) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 163  
2.1 P. 3 ~ 21 (担当者: 田才福造, 藤井斎) 昭和 47 年
- 4) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
2.1 P. 3 ~ 20 (担当者: 田才福造) 昭和 48 年
- 5) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
2.2 P. 20 ~ 31 (担当者: 藤井 斎) 昭和 48 年
- 6) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 192  
2.1 P. 3 ~ 23 (担当者: 田才福造) 昭和 49 年
- 7) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 213  
2.1 P. 3 ~ 23 (担当者: 田才福造) 昭和 50 年
- 8) 田才福造 : “Short Crested Wave 中における Sway, Yaw および Roll の運動について”  
西部造船会々報 第 42 号 昭和 46 年
- 9) 田才福造 : “An Approximate Calculation of Hydrodynamic Pressure on the Midship Section Contour of a Ship Heaving and Pitching in Regular Head Waves”  
九大応力研究所英文報告 Vol. XIV, № 48, 1966
- 10) 田才福造 : “Beam Sea Condition にある船体に働く変動圧力”  
西部造船会々報 第 35 号 昭和 33 年
- 11) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 163  
3.1 P. 63 ~ 81 (担当者: 中村彰一) 昭和 47 年
- 12) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
3.1 P. 87 ~ 96 (担当者: 中村彰一) 昭和 48 年
- 13) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
2.4.2 P. 58 ~ 64 (担当者: 田才福造) 昭和 48 年
- 14) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 192  
2.2 P. 23 ~ 27 (担当者: 郷田国夫) 昭和 49 年
- 15) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 213  
2.2 P. 23 ~ 42 (担当者: 郷田国夫) 昭和 50 年

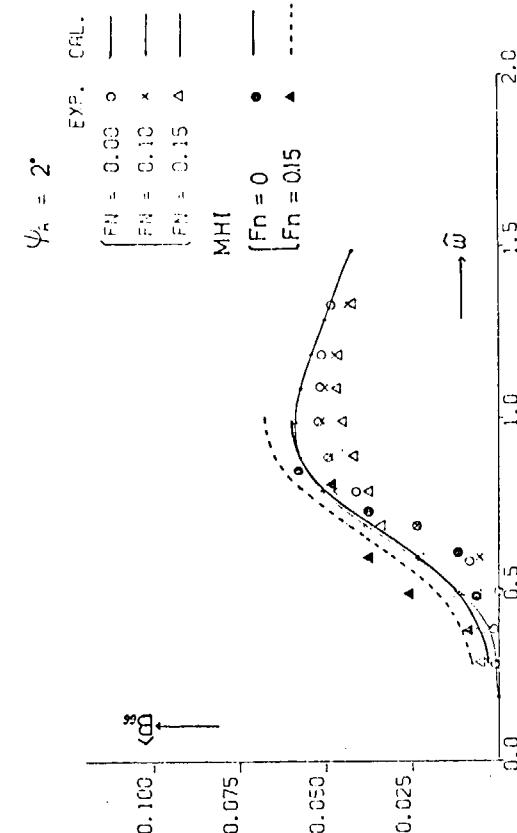
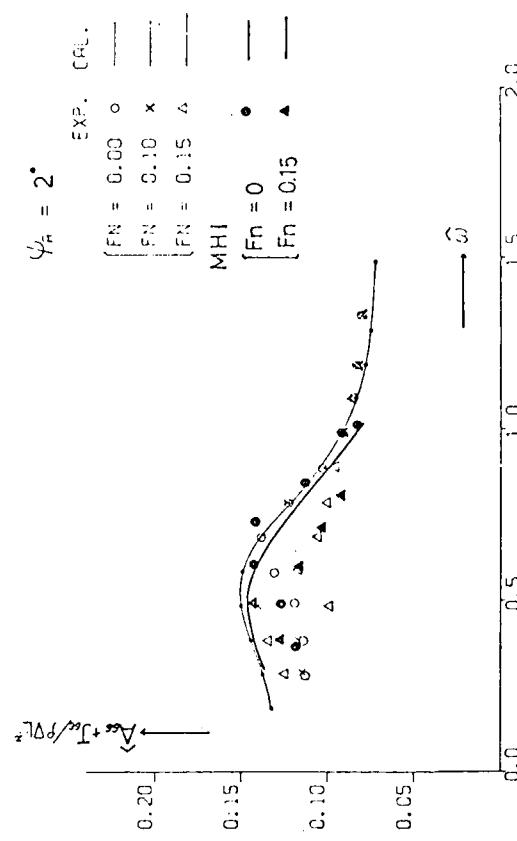
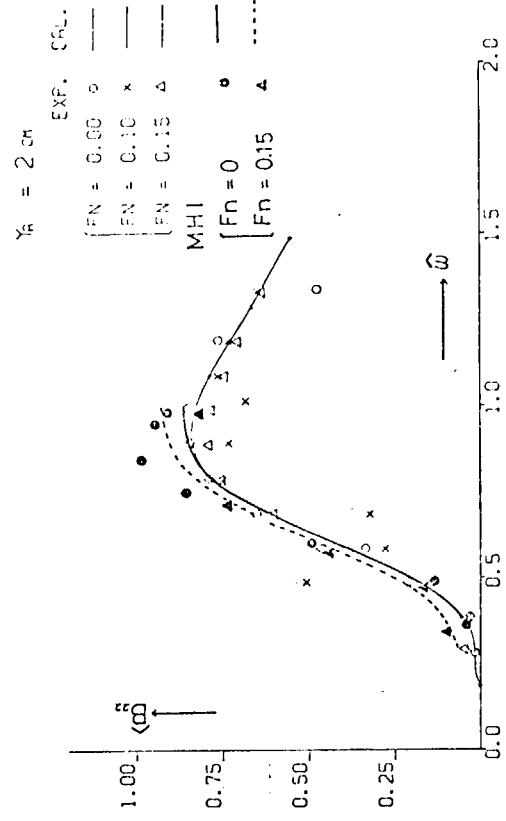
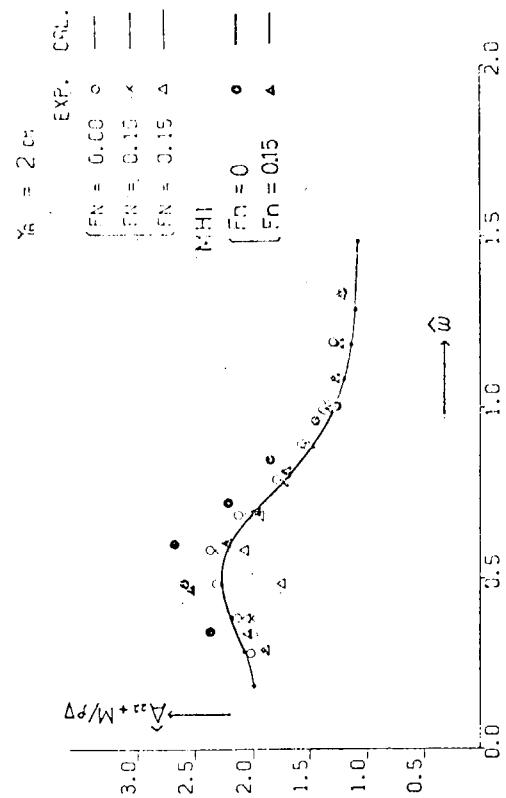


Fig. 3.1.1(a) Results of forced oscillation test

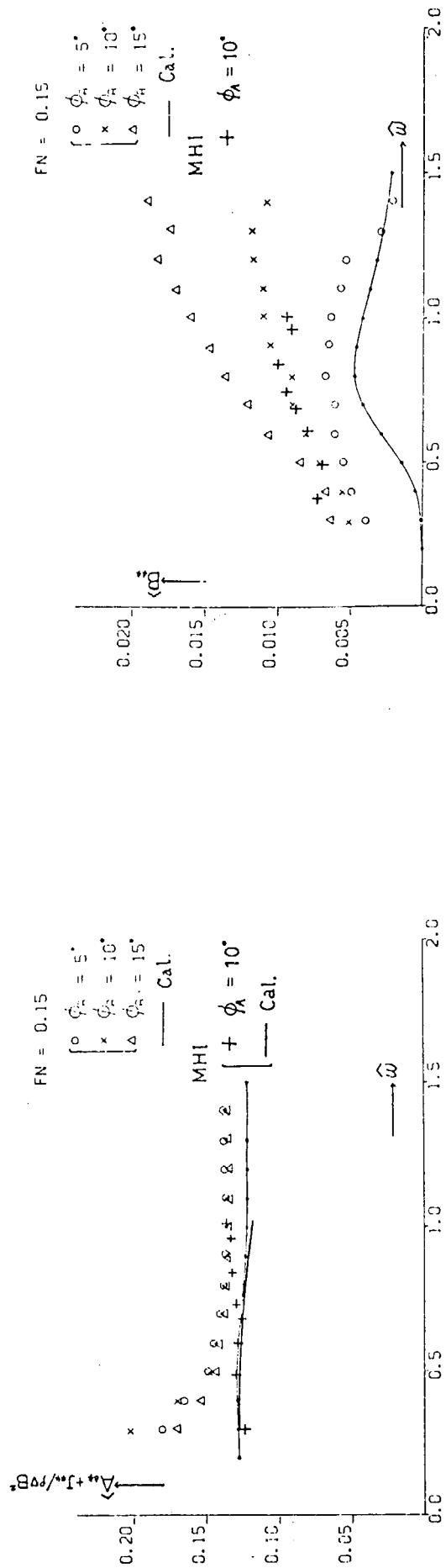
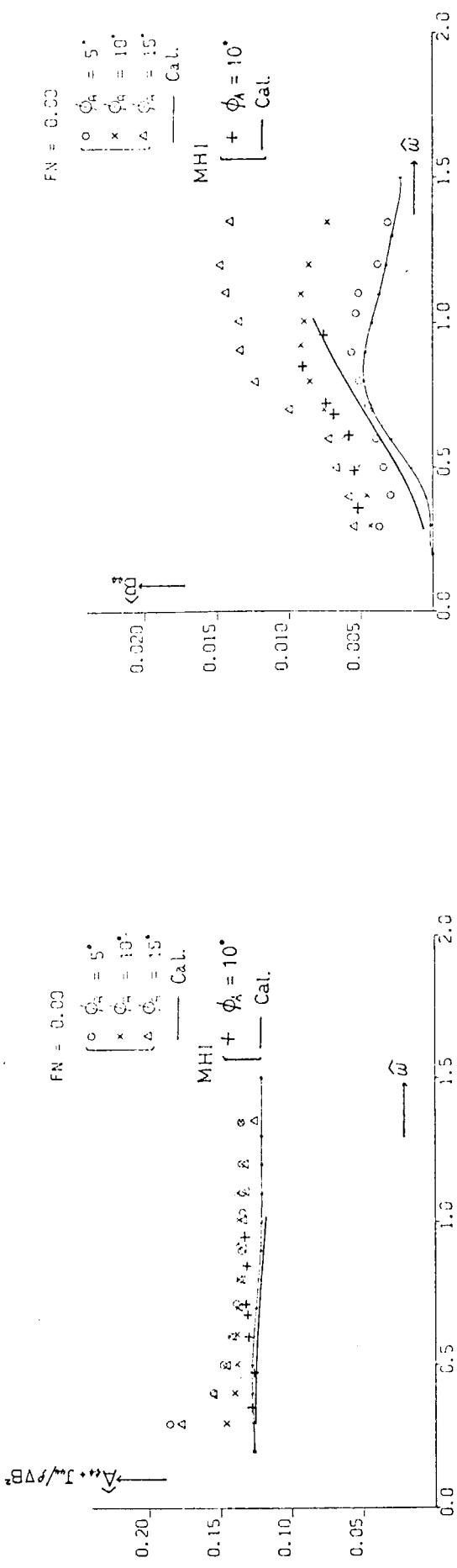


Fig. 3.1.1(b) Results of forced oscillation test

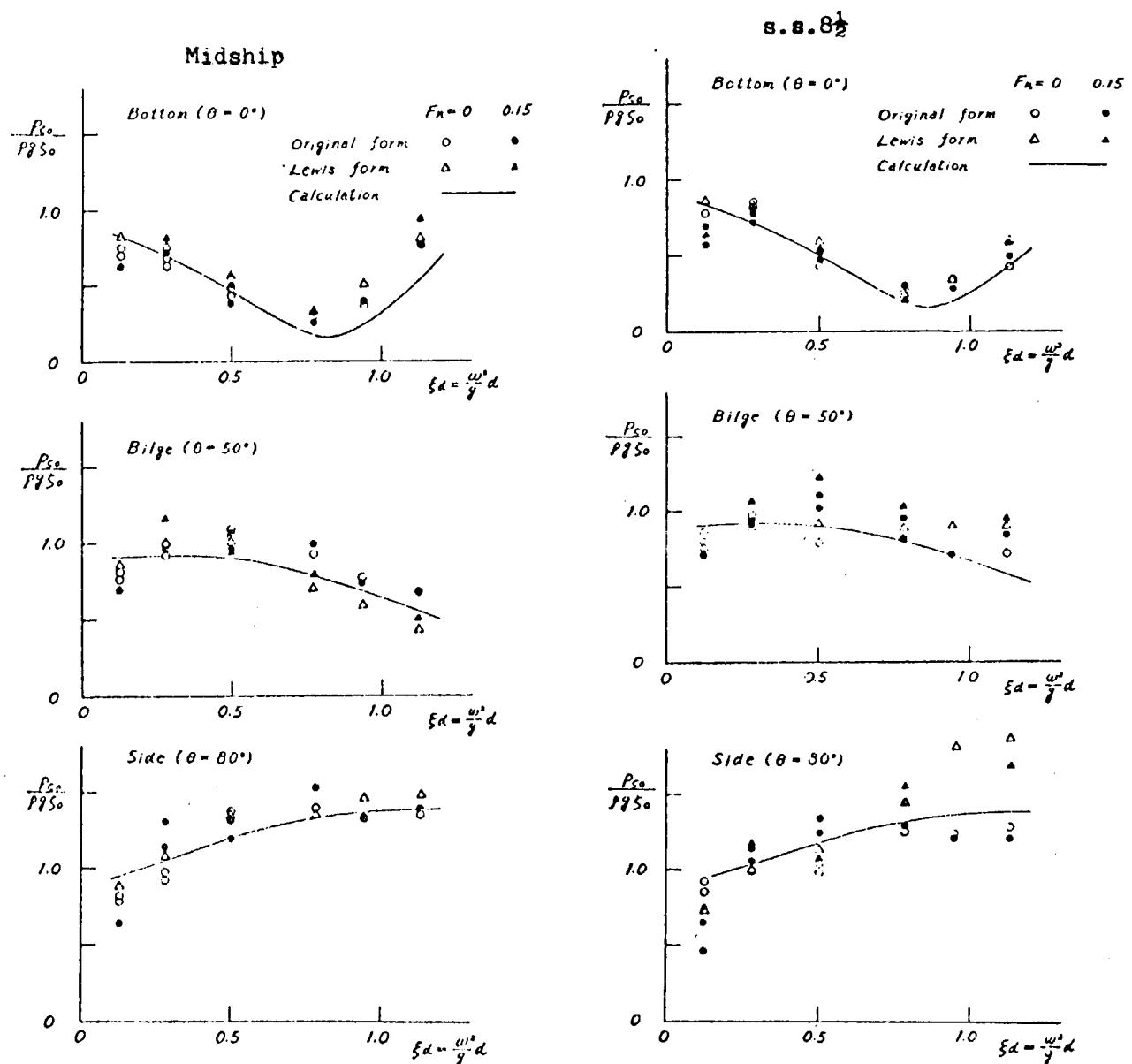


Fig. 3.1.2 Radiation pressure due to heave motion

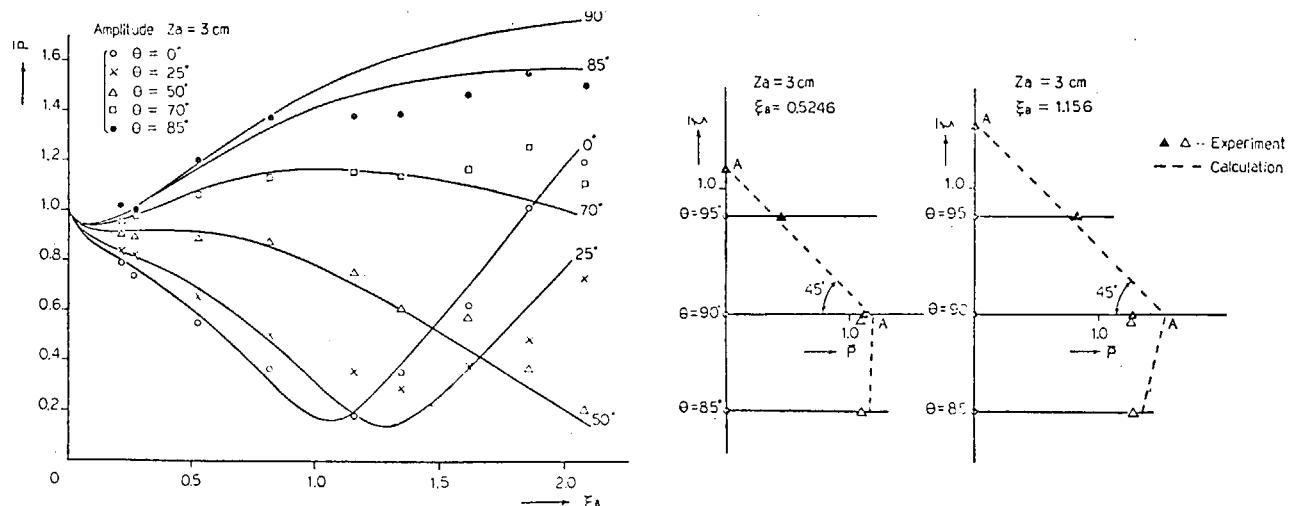


Fig. 3.1.3 Radiation pressure due to heave motion (cylinder)

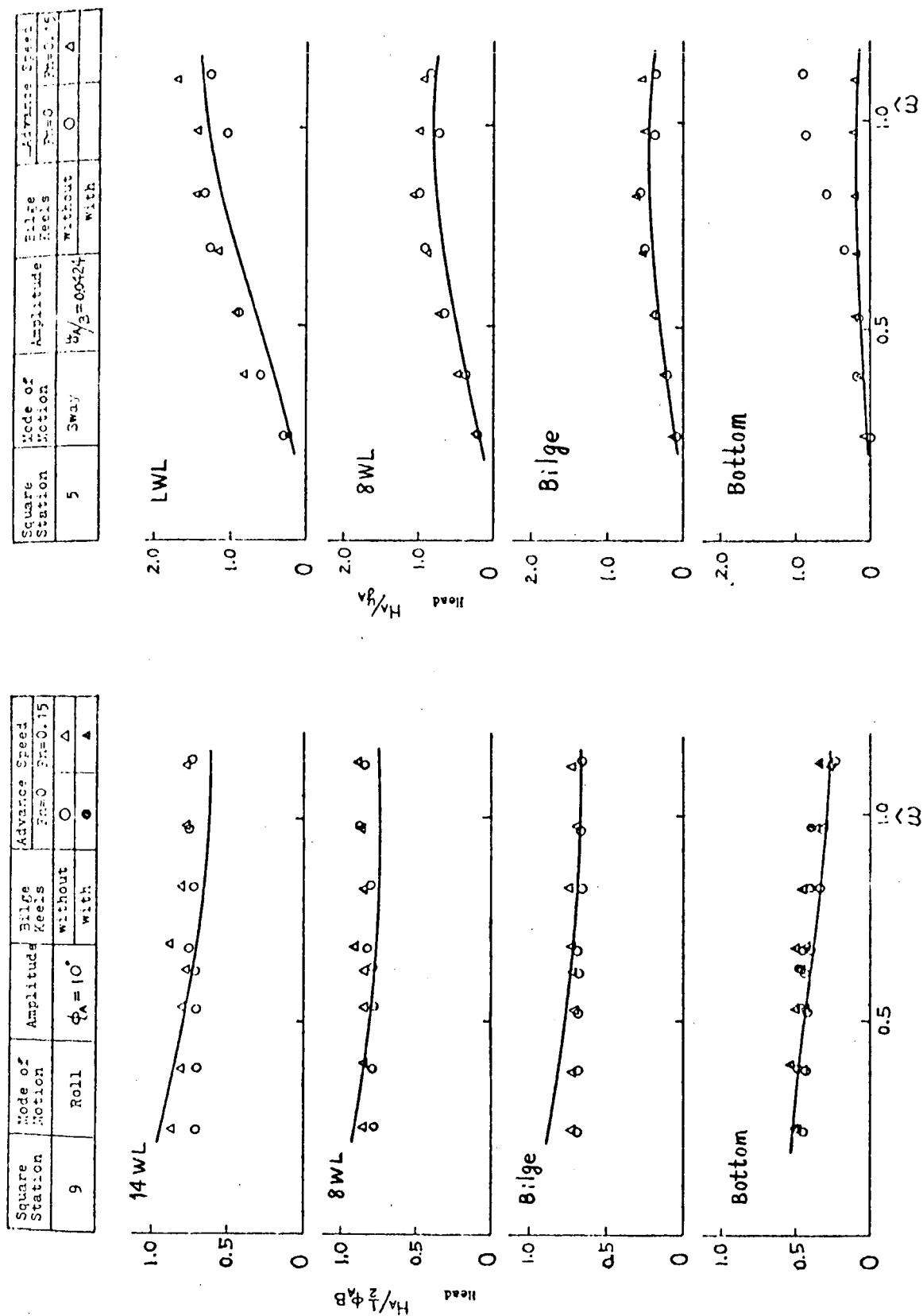


Fig. 3.1.4 Radiation pressure based on circular frequency

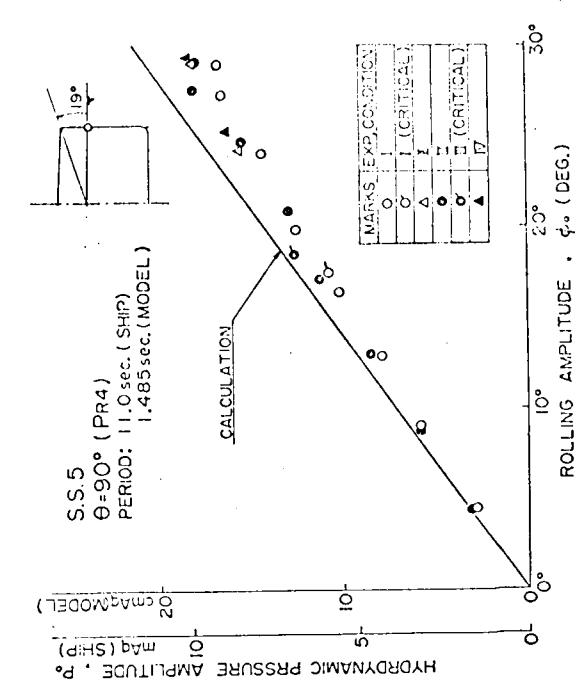
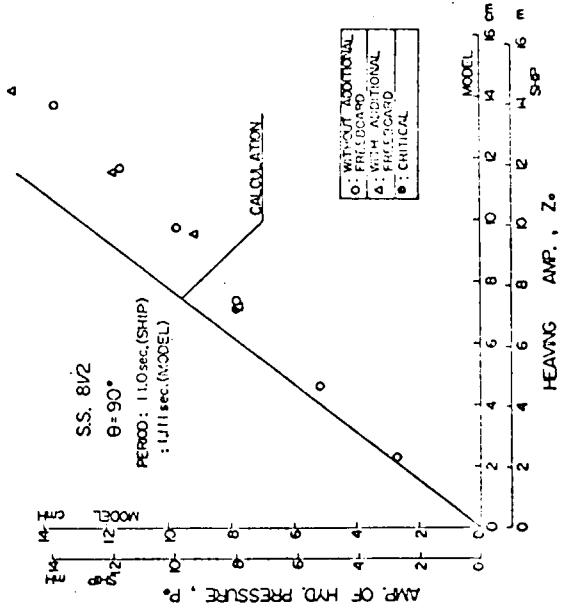
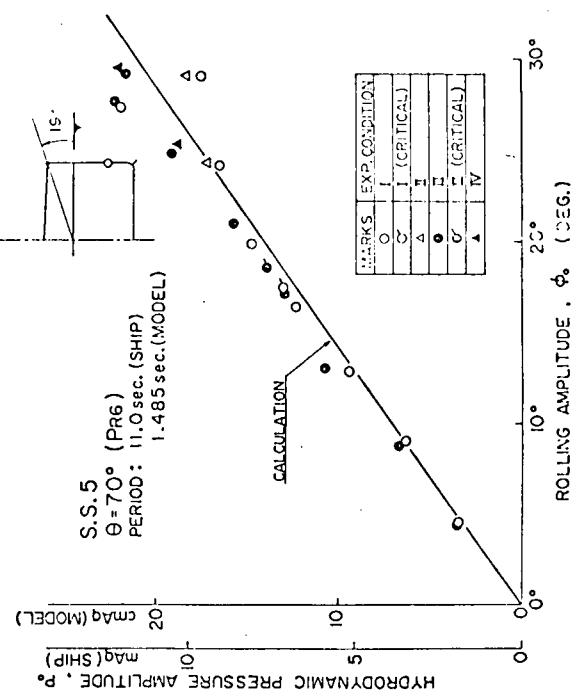
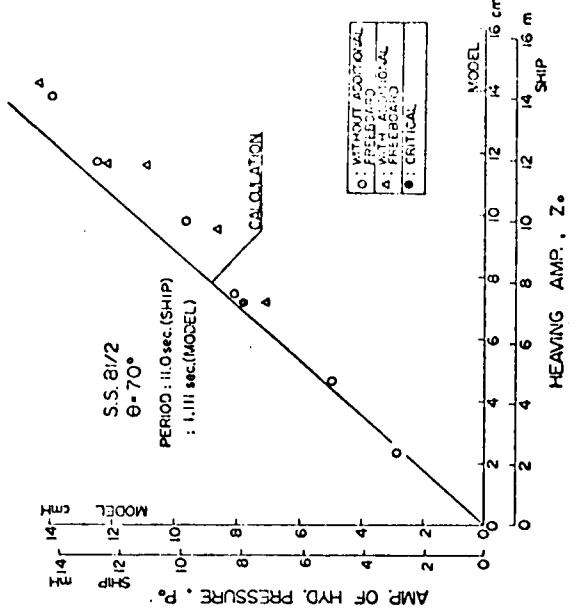


Fig. 3.1.5 Results of large amplitude forced oscillation test

### 3.2 拘束模型による波強制力と変動水圧の計測

波強制力および波に基づく変動水圧の計算法としては、前章で説明した渡辺の近似式に基づき、田村の流体力係数を使ったいわゆる Ordinary Strip Method (以下、OSMと略す。) が広く用いられている。また、この他にも、これまでにいくつかの計算法が提案され、特に、雁野、高木<sup>1)</sup> および土岐<sup>2)</sup> によって示された境界条件を厳密に合わせて Diffraction 問題を直接取扱う方法や、Salvesen, Tuck, Faltinsen<sup>3)</sup> によって示されたポテンシャル理論に基づいた方法 (波強制力の計算だけを取扱っている。STF 法と略す。) は、ストリップ法の仮定のもとでは厳密解といえるものである。しかしながらこれらの理論計算法の適用性を実験的に検証し、確認することは、水槽設備等の関係から、ほとんど行われていなかった。

そこで本部会では、このような理論計算法の裏付けを得るために拘束模型試験により、波強制力および波に基づく変動水圧の計測を実施した。

#### 3.2.1 波強制力の計測

水槽試験は、鉱石運搬船々型を対象として東京大学<sup>4)</sup> でタンカー船型を対象として三菱重工長崎研究所<sup>5)</sup> でそれぞれ実施し、理論計算値との比較検討を行なった。

鉱石運搬船々型に関する計測結果<sup>4,6)</sup>を、OSM および STF 法による計算値と比較して Fig. 3.2.1 に示した。波強制力の計算において OSM と STF 法の異なるところは OSM では波の Orbital motion の速度をある深さの値で代表させるのに対して、STF 法では各深さの点で入射波の速度ポテンシャルの値をそのまま用いていることであるが、両計算法による計算値の差異は横方向波強制力にやや現われている程度である。

波強制力の計測は技術的にもかなりむずかしく、実験値にいくらかバラツキも見られるが、両計算法による計算値と実験値は大体合っている。

両計算法の実験値に対する一致度を比較しても、その優劣の判断はむずかしく、したがって実用上は、OSM による値で十分であると思われる。

#### 3.2.2 波に基づく変動水圧の計測

斜波中の拘束船体に働く変動水圧の計測は、鉱石運搬船々型を対象として大阪大学<sup>7,8)</sup> および東京大学<sup>9)</sup> で、タンカー船型を対象として三菱重工長崎研究所<sup>5)</sup> で実施された。

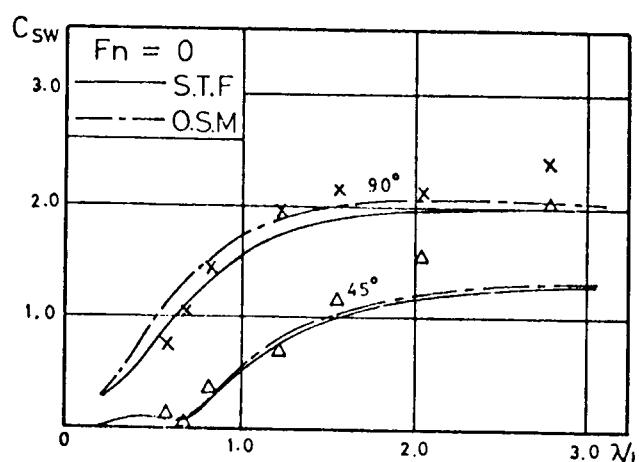
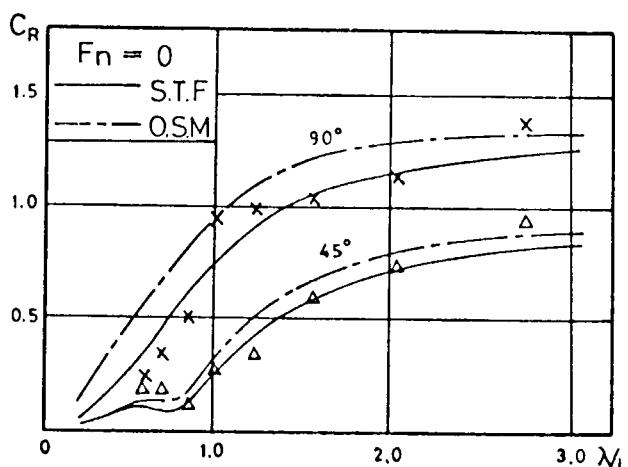
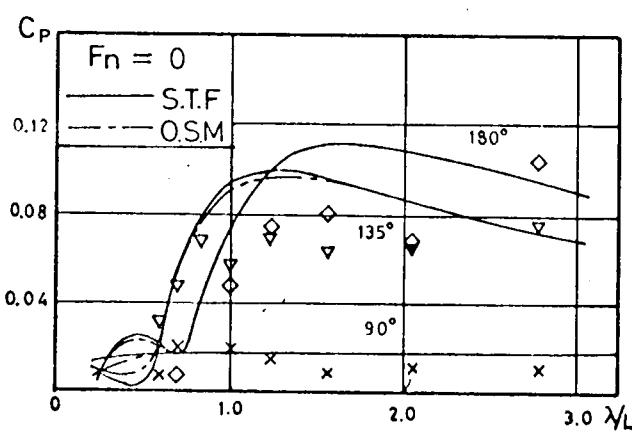
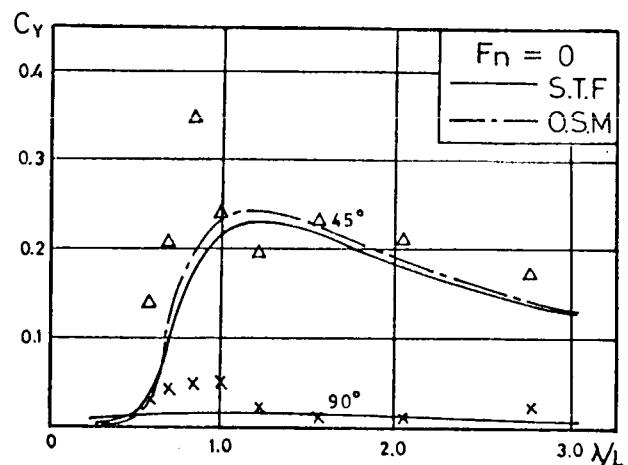
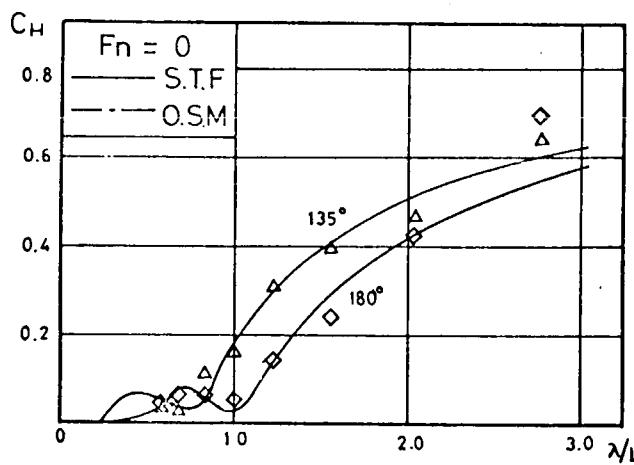
鉱石運搬船々型に対する計測結果の例として、Fig. 3.2.2 に OSM による計算値および雁野・高木の方法 (SSM<sup>10)</sup> と称す。) による計算値の比較を示した。また、Fig. 3.2.3 には、OSM による計算値および土岐の方法による計算値の比較を示した。

全体的に見て、SSM による計算値は、拘束船体の Bottom 部から Lee side にわたる部分に働く変動水圧については、従来の OSM による計算値よりも、いくらか実験値に近い値を示すようである。しかしながら、Fig. 3.2.3 に示しているように場合によっては OSM の方が良く合うこともあり、実用上は OSM による計算でもさしつかえないものと思われる。ただし動揺に基づく変動水圧に較べると、波に基づく変動水圧は、計算値と実験値の一致度はやや劣っている。

### 3.2 - 参考文献

- 1) 雁野昌明、高木又男 : “波浪中の船体運動の計算に関する二三の問題について”  
関西造船協会誌 第 140 号 昭和 46 年
- 2) 土岐直二 : “横波中におかれた Lewis form 柱体に対する Diffraction problem について”  
日本造船学会論文集 第 133 号 昭和 48 年
- 3) N. Salvesen, E. O. Tuck and O. Faltinsen : “Ship Motion and Sea Loads”  
SNAME, 1970

- 4) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №163  
2.2 P. 22~29 (担当者: 藤野正隆) 昭和47年
- 5) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №192  
3.2.2 P. 94~98 (担当者: 藤井 齊) 昭和49年
- 6) 秋山 章, 山本 茂 : "波浪強制力の計測"  
東京大学卒業論文 昭和47年
- 7) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №163  
3.1 P. 63~81 (担当者: 中村彰一) 昭和47年
- 8) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №176  
2.4.1 P. 50~58 (担当者: 中村彰一, 高木又男) 昭和48年
- 9) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №192  
3.2.1 P. 76~93 (担当者: 藤野正隆) 昭和49年
- 10) 中村彰一, 高木又男, 齊藤公男, 雁野昌明 : "斜波中の拘束船体に働く変動圧について"  
日本造船学会論文集 第133号 昭和48年



$$C_H = \frac{F_H}{L \cdot B \cdot \frac{H}{2} \cdot \rho g}$$

$$C_Y = \frac{M_Y}{\pi \frac{H}{\lambda} W \cdot L}$$

$$C_P = \frac{M_P}{L^2 \cdot B \cdot \frac{H}{2} \cdot \rho g}$$

$$C_R = \frac{M_R}{\pi \frac{H}{\lambda} W \cdot GM}$$

$$C_{SW} = \frac{F_{SW}}{\pi \frac{H}{\lambda} W}$$

Fig. 3.2.1 Wave exciting force and moment

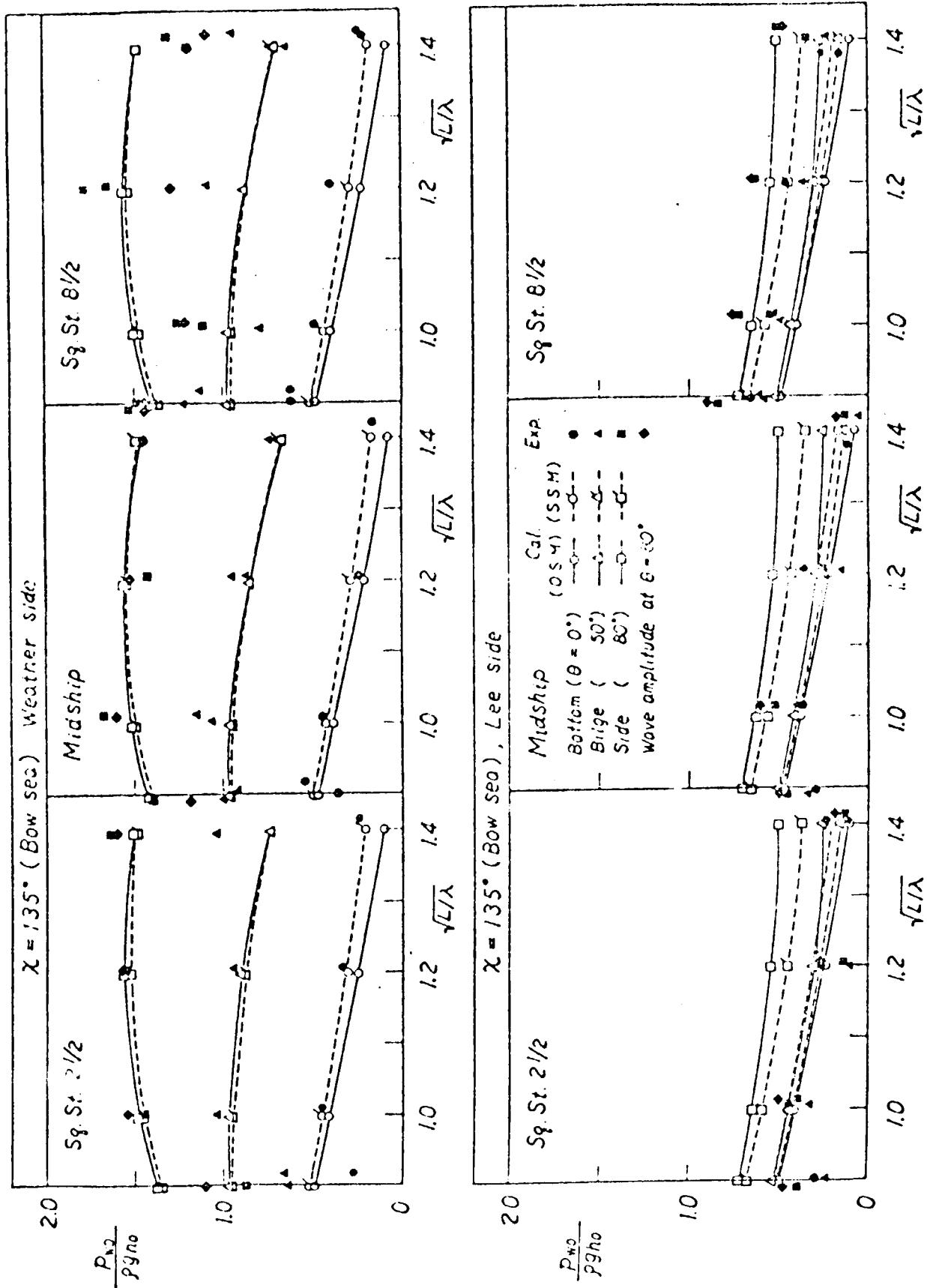


Fig. 3.2.2 Variation of hydrodynamic pressure with wave length in bow seas

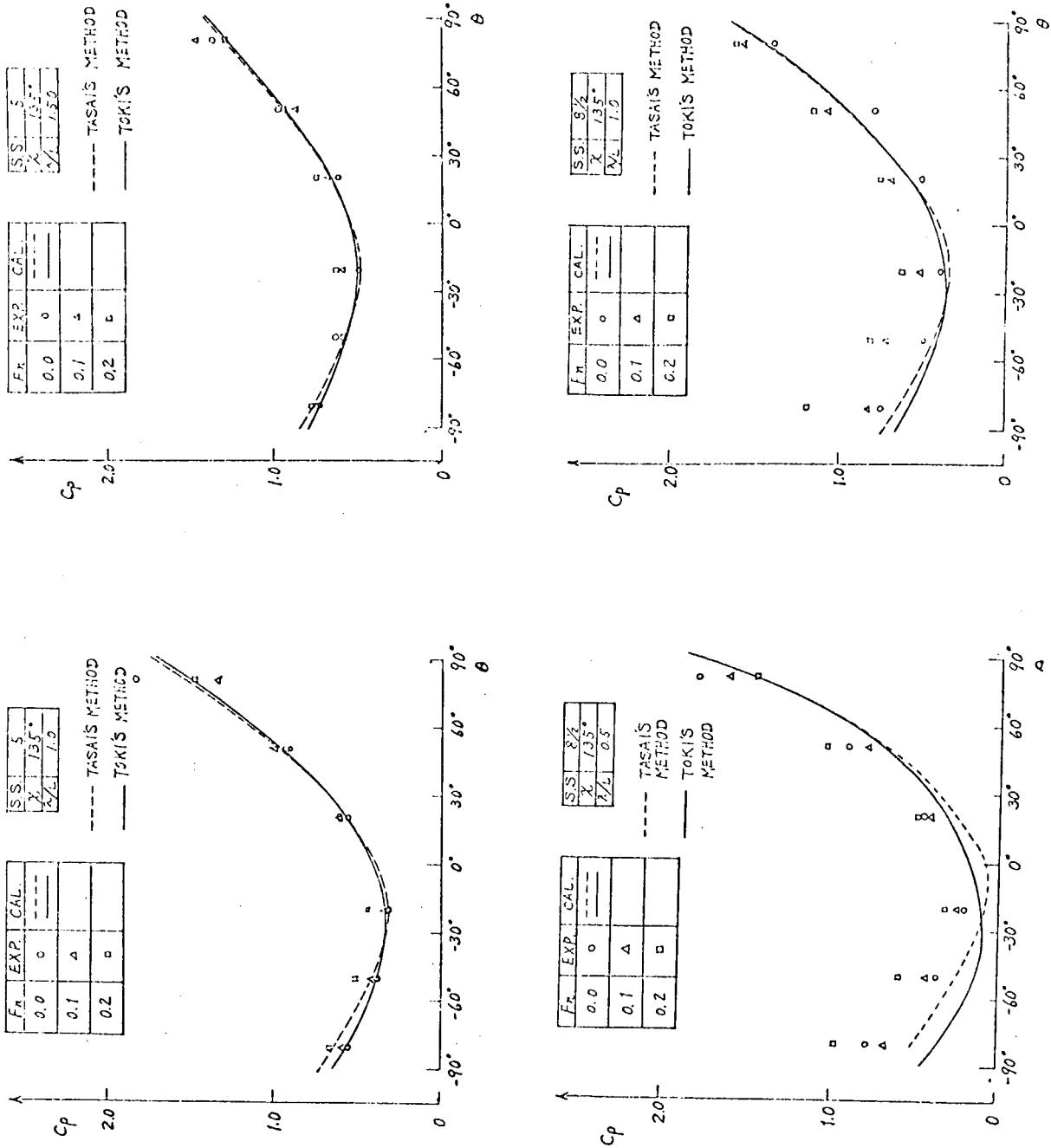


Fig. 3.2.3 Hydrodynamic pressure due to wave

### 3.3 船体運動および波浪変動水圧の計測値と計算値の比較

船体運動および波浪変動水圧に関して、運動方程式の構成に従って、その左辺に関連する項、右辺に関連する項を水槽試験によって検討し一部不具合な点もあるが、OSMによる計算値と実験値との一致度については、ほぼ実用上さしつかえない程度の良好な結果が確認された。

この事実に基づいて以下に述べるような波浪中自航試験を行ない、各船体運動および波浪変動水圧を計測し、理論計算値と比較検討して、最終的に計算法の適用性を確認することとした。

#### 3.3.1 船体運動の計測

規則波中自航試験は、鉱石運搬船々型およびタンカー船型を対象として、大阪大学、東京大学、船舶技術研究所、三菱重工長崎研究所で実施された。

鉱石運搬船々型に関する計測結果の一例をOSMによる計算値と比較してFig. 3.3.1に示した。上下揺、縦揺の運動に関しては、OSMによる計算値と実験値はよく一致しており、OSMによる計算法で、十分な精度で推定できることが確認できた。<sup>1)</sup>一方横方向船体運動に関しては、横揺を除いた他の運動はOSMによる計算値と大体一致しているが、横揺に関しては、これらの実験を実施した各研究機関における横揺減衰係数の計算に粘性影響などが考慮されていないため、計算値は同調周期に相当する波長の付近で実験値よりかなり大きな値を示す傾向となっている。<sup>2,3)</sup>

三菱重工長崎研究所において行われたタンカー船型に関する計測結果をFig. 3.3.2に示した。この場合、横揺に関しては、同船型について先に実施した強制横揺試験の結果などを参考として、前章で示したような横揺減衰係数の修正推定法によって計算を行なったので、計算値と実験値とはよく一致している。<sup>4)</sup>結局、横揺減衰係数の推定精度によって、運動の推定精度が大きく左右されることが判明した。

#### 3.3.2 波浪変動水圧の計測

##### (1) 縦波中における波浪変動水圧

波浪中における波浪変動水圧の検討に際し、まず船体運動の計算値と実験値が比較的良好一致する縦波中における波浪変動水圧に関して周波数応答関数を求め、船速の影響、船長方向分布、ガース方向分布、波高影響など広範な検討を行った。<sup>1,5)</sup>その一例として、Fig. 3.3.3に鉱石運搬船々型に関する波浪変動水圧の周波数応答関数の計測結果を、OSMによる計算値と比較して示した。応答関数は、一般に計算値と実験値とは、比較的よく一致しており、特に、船底部における一致度は良好であり、OSMによる計算法の実用性が確かめられた。

また、鉱石運搬船々型とそのLewis form近似船型について同様の検討を実施して、両船型による差異はほとんどないことを確かめている。<sup>5)</sup>

##### (2) 斜波中における変動水圧

鉱石運搬船々型の斜波中における波浪変動水圧の検証<sup>2,6,7)</sup>の例をFig. 3.3.4に示した。斜波中および横波中の場合、いずれの断面においても船底部では、一部を除き、計算値と実験値の一致の程度は比較的良好である。一方船側部においては、その実験値は奥水線付近において計算値より小さく、いわゆる上すぼみの傾向を示している。特に奥水線付近のWeather sideでその傾向が著しい。その原因も、甲板上への波くずれではなさそうであることも実験的に確かめられているが<sup>8)</sup>この点に関しては、今後一層詳細に検討することが必要である。

波浪変動水圧の計算法に関して、波のOrbital velocity, Orbital accelerationを船体表面の各点である程度考慮したいわゆる郷田方式と、これらの平均的な値を採用するいわゆる田才方式の2方法による計算値を比較した場合、田才方式を用いた場合の方が、より実験値に近い結果を与えることが確認された。<sup>7)</sup>特に計算値と実験値の差の大きい奥水線付近において、その傾向が著しい。また、郷田方式とは異なり、厳密に波のOrbital motionを考慮したSSMによる計算値も、田才方式による計算値より実験値に近い値は与えてはいない。<sup>9)</sup>結局、波のOrbital motionを考慮することによって理論と実験の一致度が改善されるとは言えないようである。

波浪変動水圧に対する波高影響の検討例<sup>8)</sup>をFig. 3.3.5に示した。特に船側部においては、実用上無視できない

ようなかなりの非線形性が現われている。その原因としては横揺の非線形性との関連<sup>10)</sup>が考えられるが、この点に關しても、さらに検討が必要である。いずれにしても、斜波中における波浪変動水圧は、現在の段階での計算法で、実用上さしつかえない程度に推定できること、流体力学的により厳密と考えられる計算法によつても、有効な改善結果は必ずしも得られないことが今回の実験的検証により明らかとなつた。このことはいわゆるストリップ計算法の限界を示すものであり問題の本質の解決には、三次元流体理論など、より厳密な流体力学的解明が必要であることを示しているものと思われる。しかしながら、実用的見地に立つならば、現段階においては、ストリップ理論による計算法は、十分に有効であるといつてよからう。

### (3) 軽荷状態における波浪変動水圧

波浪変動水圧が、Load condition によってどのように影響されるかを調査するため、鉱石運搬船々型について軽荷状態における波浪変動水圧の計測を実施し、OSM による計算値と比較検討した。<sup>11)</sup> その例を Fig. 3.3.6 に示した。

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している。ビルジ部、船側部とも、計算値では満載状態と軽荷状態で波浪変動水圧の応答関数の最大値の位置が若干移動する傾向にあり、実験値でも同じ傾向を示している。軽荷状態では、S. S. 2 1/2 および Midship において応答関数の最大値は計算値より実験値の方がやや低く、S. S. 8 1/2 においては、逆に実験値の方がやや大きくなっている。

いずれにしても、満載状態と軽荷状態とで波浪変動水圧の応答関数の最大値の生じる位置はやや異なるが大きさは大差なく、計算値との一致度はいずれの状態においても、ほぼ良好であるといえる。

## 3.3 一参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 163  
3.1 P. 63 ~ 81 (担当者: 中村彰一) 昭和 47 年
- 2) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 163  
3.2 P. 82 ~ 105 (担当者: 船舶技術研究所, 東京大学) 昭和 47 年
- 3) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 213  
2.4 P. 49 ~ 59 (担当者: 松山道) 昭和 50 年
- 4) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 192  
3.3 P. 68 ~ 75 (担当者: 藤井齊) 昭和 49 年
- 5) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
3.1 P. 87 ~ 96 (担当者: 中村彰一) 昭和 48 年
- 6) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
3.2.1 P. 97 ~ 114 (担当者: 船舶技術研究所) 昭和 48 年
- 7) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
3.3.1 P. 129 ~ 141 (担当者: 福田淳一, 藤井齊) 昭和 48 年
- 8) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 176  
3.2.2 P. 114 ~ 128 (担当者: 藤野正隆) 昭和 48 年
- 9) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 163  
2.4 P. 40 ~ 43 (担当者: 田才福造, 高木文男) 昭和 47 年
- 10) 日本造船研究協会 第 131 研究部会 報告書 № 192  
2.3.3 P. 52 ~ 59 (担当者: 郷田国夫) 昭和 49 年

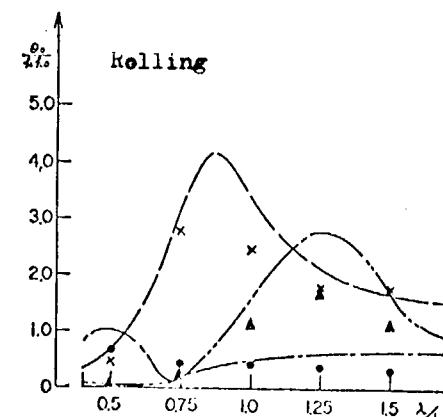
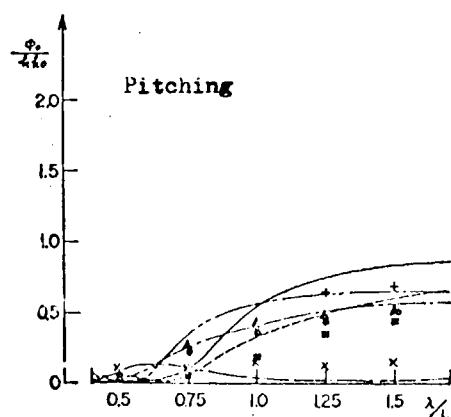
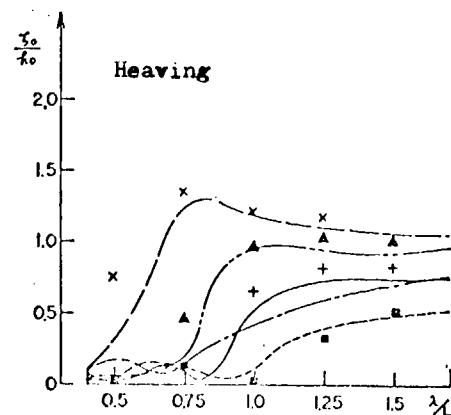
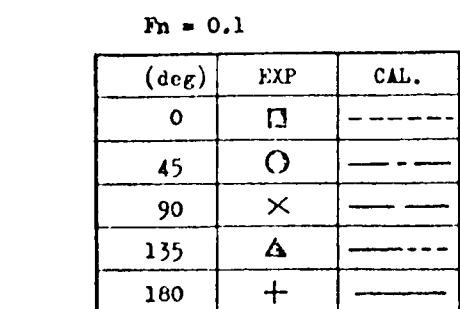


Fig. 3.3.1 Ship motion in regular waves (Ore carrier)

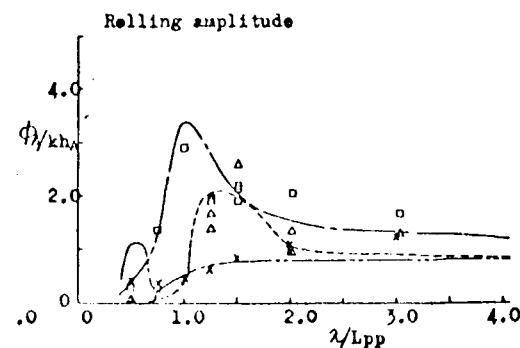
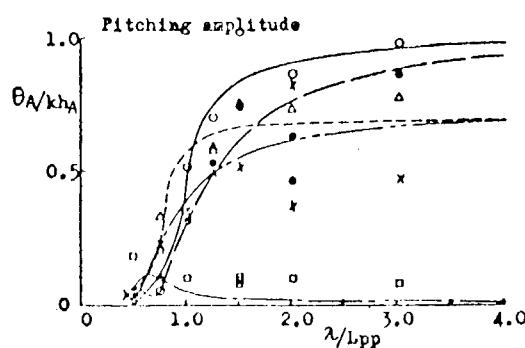
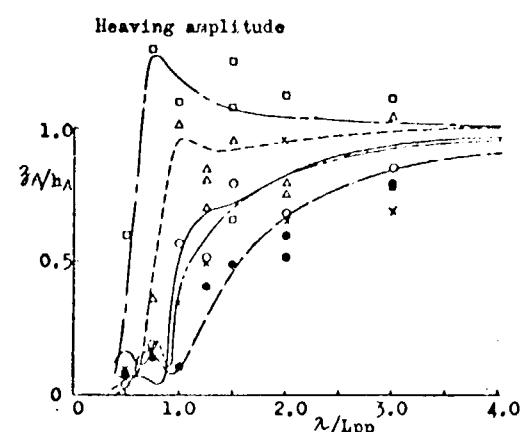
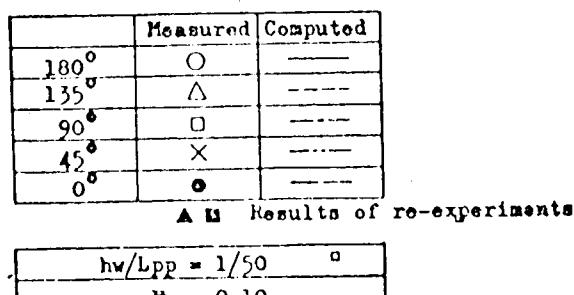


Fig. 3.3.2 Ship motion in regular waves (Tanker)

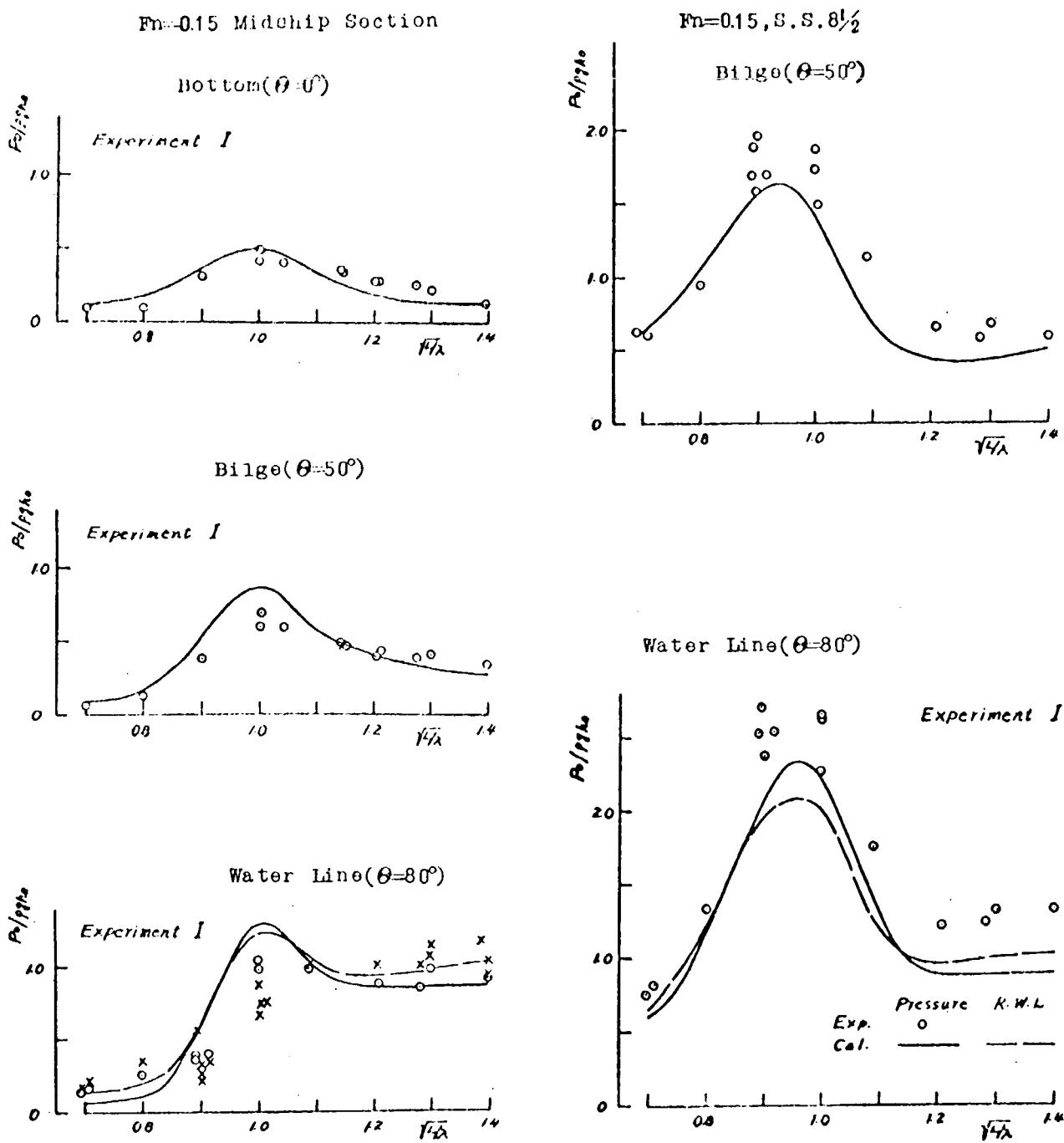
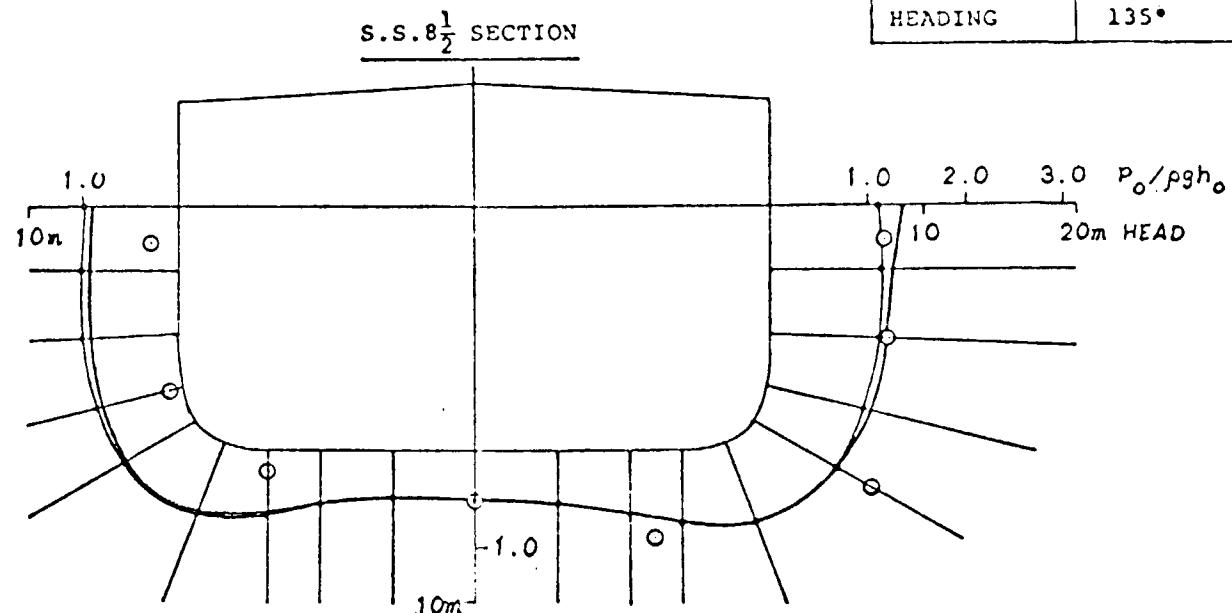


Fig. 3.3.3. Amplitude of hydrodynamic pressure in head waves

○ : EXPERIMENT (SRI)  
 — : CALCULATION (MHI, GODA'S METHOD)  
 -·- : CALCULATION (MHI, TASAI'S METHOD)

WAVE LENGTH	1.25L
WAVE HEIGHT	12.35m
SHIP SPEED	7.56kn
HEADING	135°



○ : EXPERIMENT (SRI)  
 — : CALCULATION (MHI, GODA'S METHOD)  
 -·- : CALCULATION (MHI, TASAI'S METHOD)

WAVE LENGTH	1.00L
WAVE HEIGHT	12.35m
SHIP SPEED	6.27kn
HEADING	135°

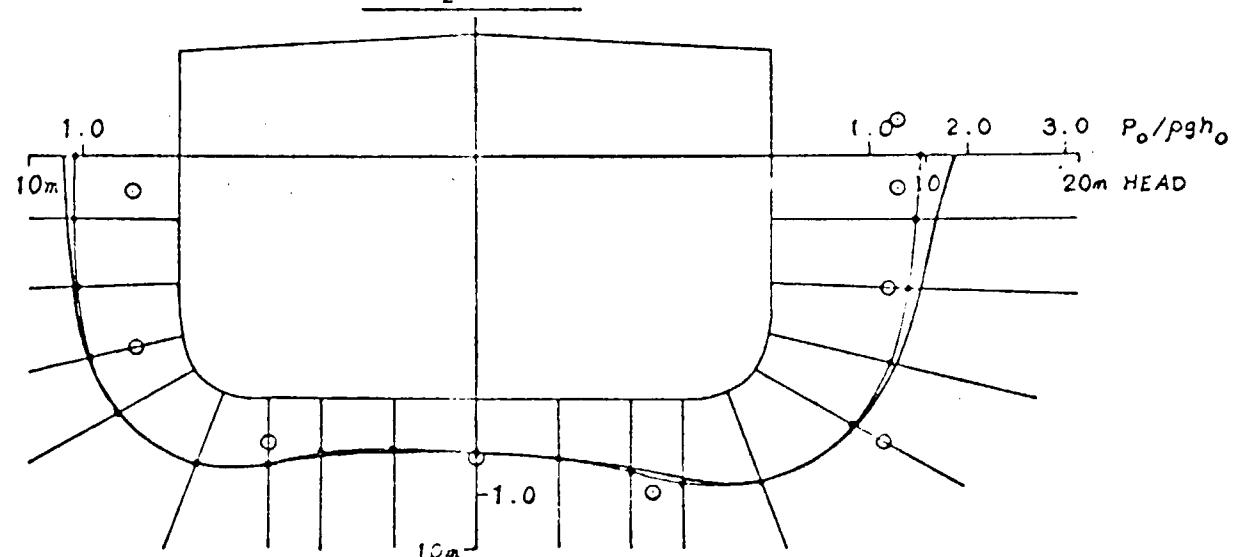
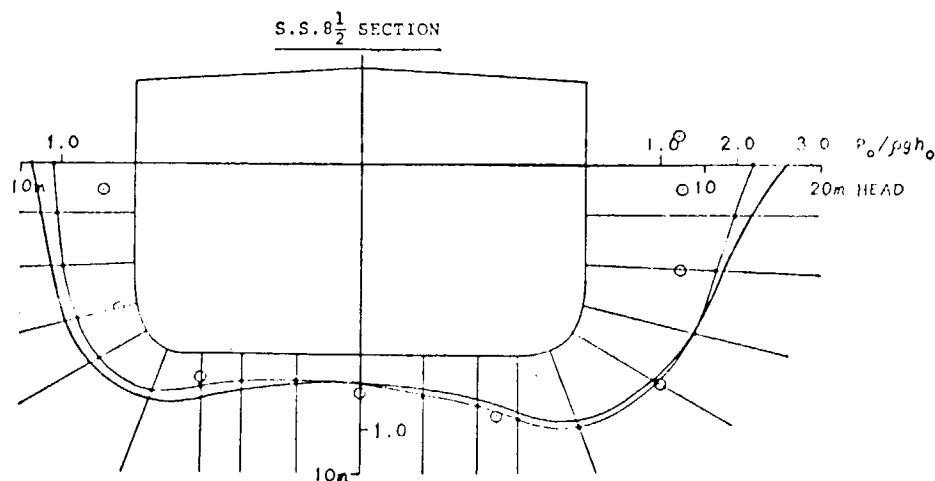


Fig. 3.3.4-1 Girthwise distribution of hydrodynamic pressure

WAVE LENGTH	0.75L
WAVE HEIGHT	12.35m
SHIP SPEED	4.64kn
HEADING	135°



WAVE LENGTH	0.50L
WAVE HEIGHT	12.35m
SHIP SPEED	7.50kn
HEADING	135°

- : EXPERIMENT (SRI)
- : CALCULATION (MHI, GODA'S METHOD)
- : CALCULATION (MHI, TASAI'S METHOD)

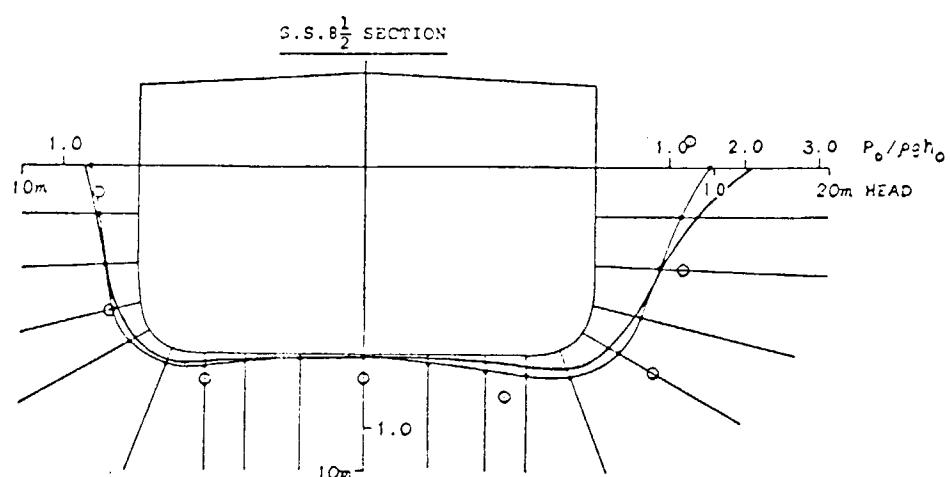


Fig. 3.3.4 - 2 (a) Girthwise distribution of hydrodynamic pressure

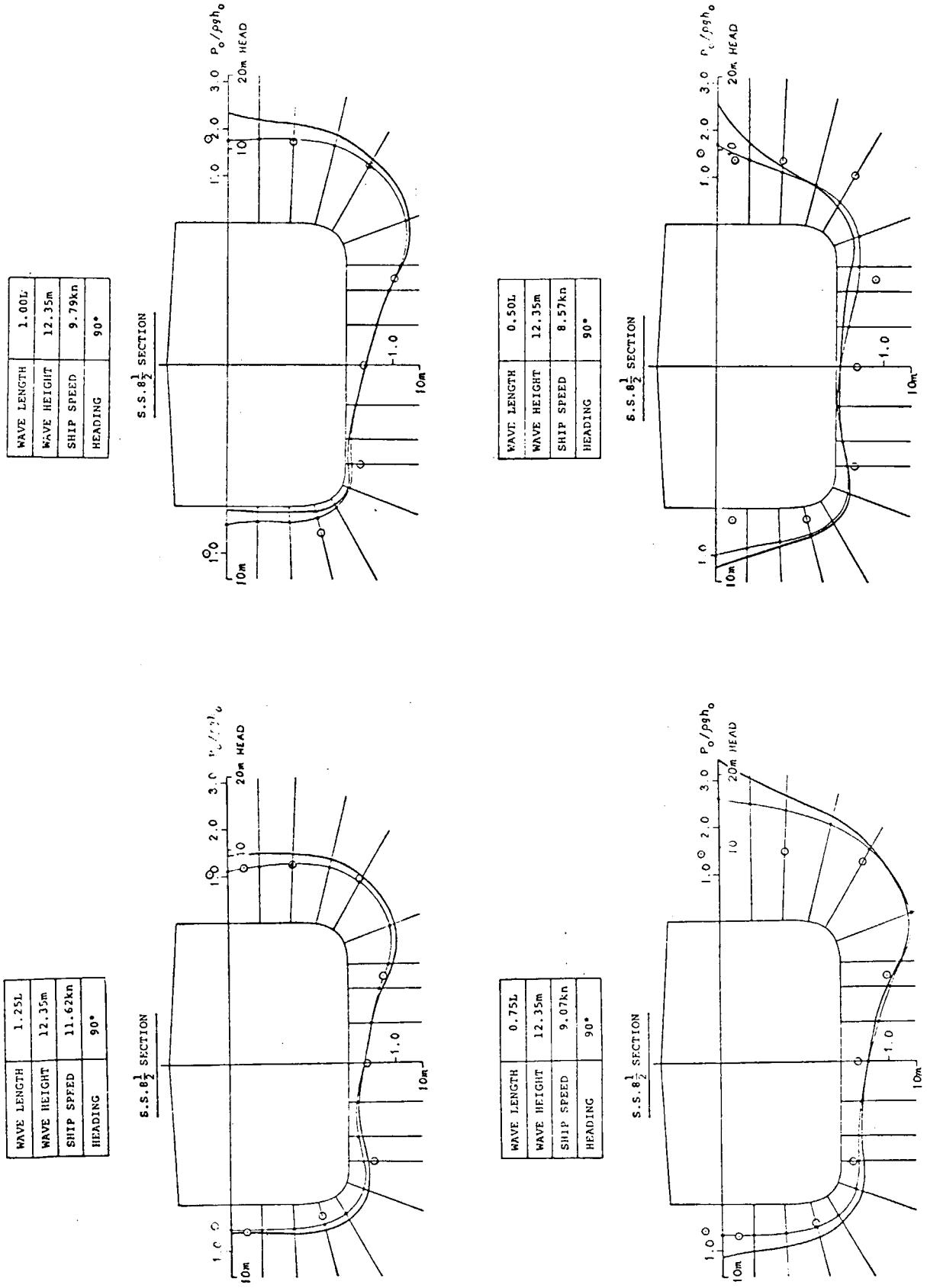


Fig. 3.3.4 - 2 (b) Girthwise distribution of hydrodynamic pressure

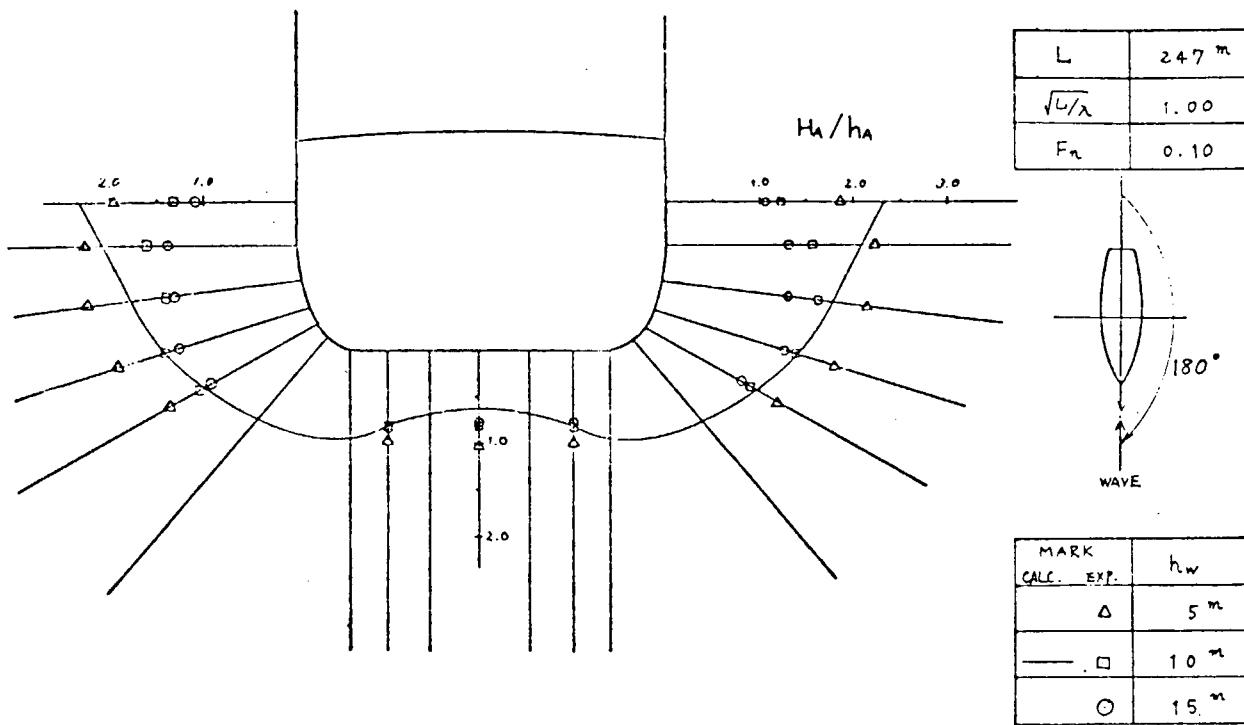
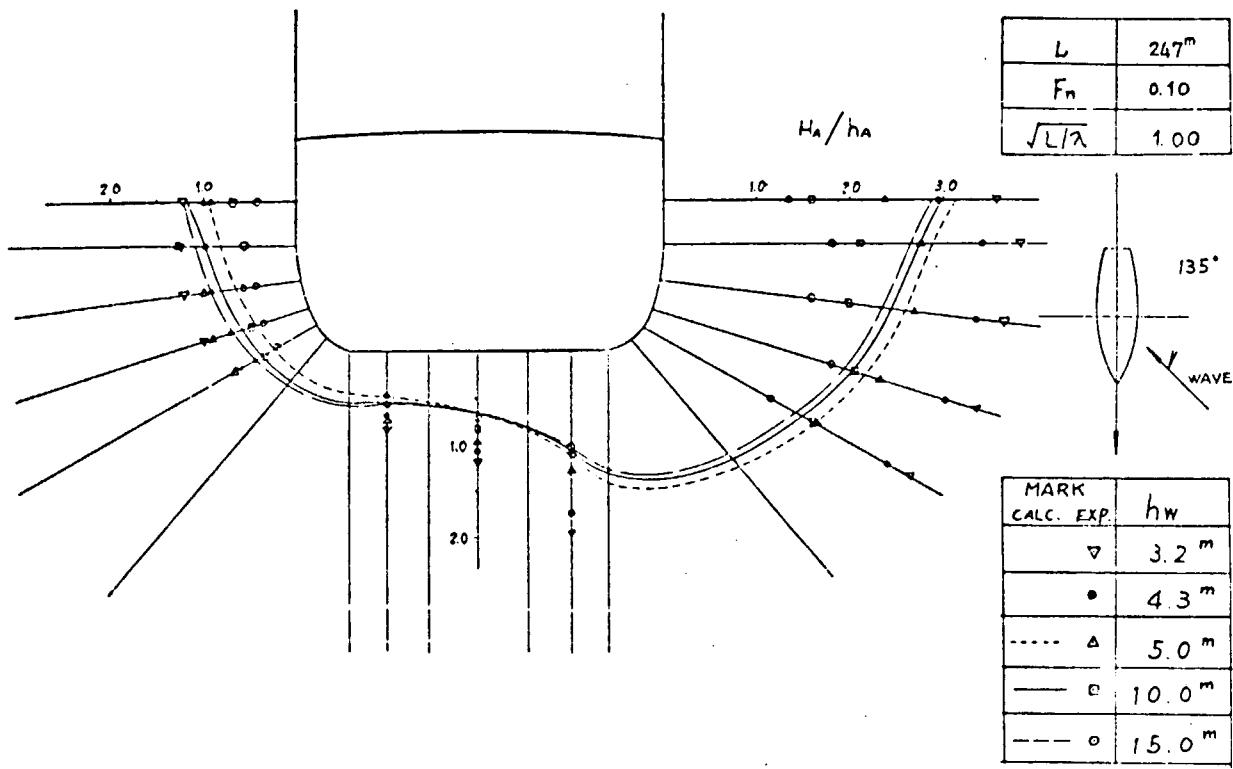


Fig. 3.3.5 Effect of wave height to hydrodynamic pressure

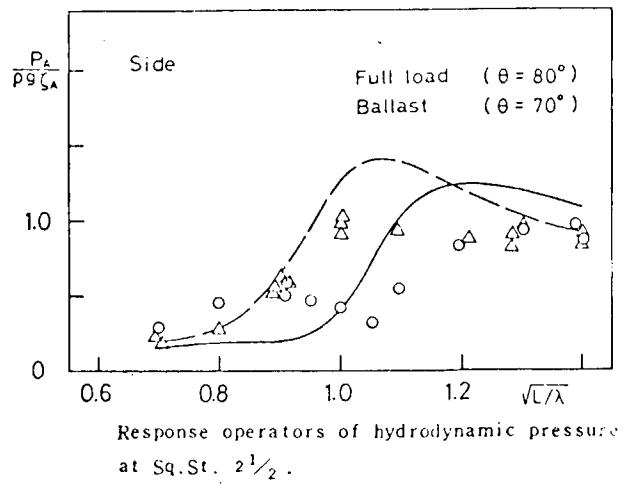
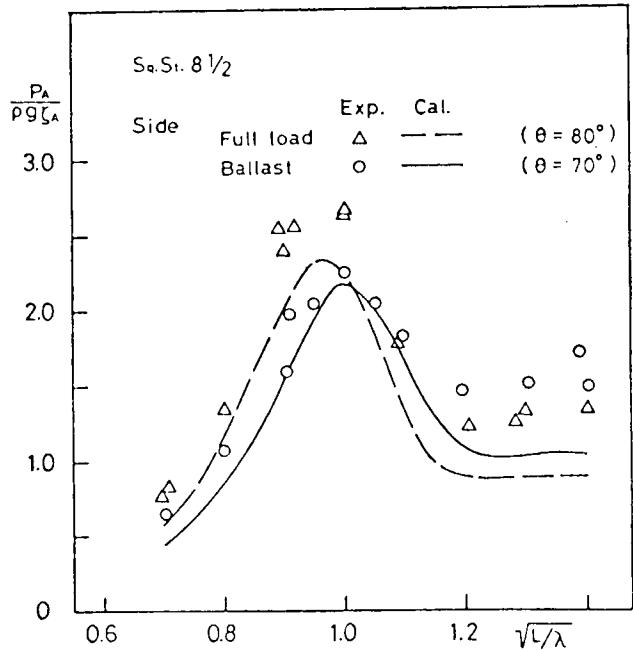
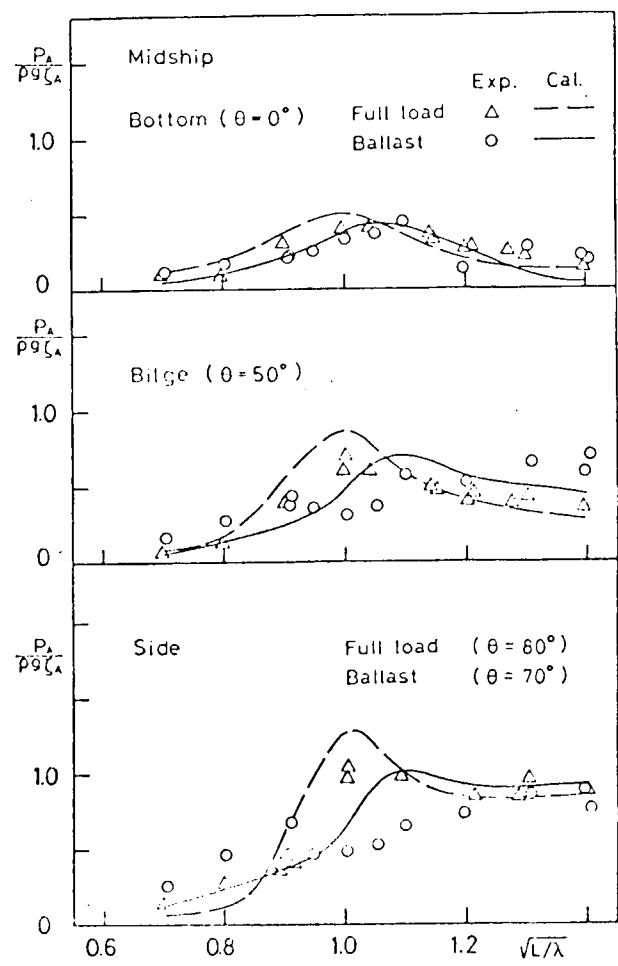
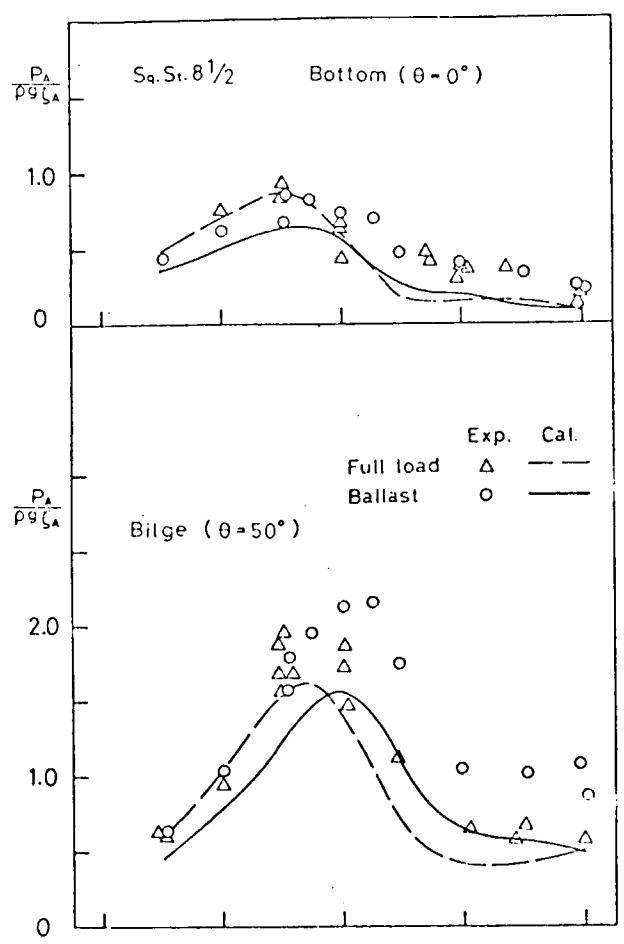


Fig. 3.3.6 Amplitude of hydrodynamic pressure (Ballast condition )

### 3.4 波浪変動水圧に関する線形重ね合せの原理の検討

波浪中における船体運動を過渡応答法<sup>1,2)</sup>により解析したのと同様の手法により、過渡水波あるいは過渡的強制動揺などの方法を使用して、船体に働く波浪変動水圧の過渡応答特性を求め、波浪中航走時の波浪変動水圧について線形重ね合せの原理の適用が可能かどうかの検討を試みた。

水槽試験は、鉱石運搬船々型を用いて、横浜国立大学において実施された。<sup>3,4,5)</sup> 試験法としては規則波中における試験法にならい運動方程式に関連して

#### i) 過渡水波中自由航走試験

過渡水波中の船体運動および波浪変動水圧を計測して周波数応答関数を求め、これが規則波中で得られた周波数応答関数と一致するかどうか検討する。

#### ii) 過渡水波中拘束航走試験

過渡水波中の拘束模型に働く変動水圧を計測して波に基づく変動水圧の周波数応答関数を求め規則波中の実験から得られた値と比較検討する。

#### iii) 過渡的強制動揺試験

過渡的強制動揺試験により動揺に基づく変動水圧の周波数応答関数を求め、正弦強制動揺試験から得られる結果と一致するかどうか検討する。

という方法で検討を進めた。その結果は、Fig. 3.4.1に示すように、

- i) 波高の小なる線形域の範囲内では、波浪中航走時の波浪変動水圧に対して線形重ね合せの原理の適用が可能である。
- ii) 波浪変動水圧の各成分についても線形重ね合せの原理の適用が可能である。
- iii) 波浪中航走時の波浪変動水圧およびその各成分のストリップ法による理論計算値はほぼ実験値と一致するが、細部については、異なる傾向を示すところもある。

などが確認された。

一方、実海面の波浪は不規則波であって過渡水波とは異なるので、さらに不規則波中での実験によって線形重ね合せの原理の適用性を確認することとした。その結果は、Fig. 3.4.1に示すように、規則波中で得られた波浪変動水圧の周波数応答関数と、過渡水波中および不規則波中で得られた周波数応答関数は一致し、線形重ね合せの原理は、波浪変動水圧についても適用可能であることが明確になった。したがって、線形重ね合せの原理を適用して、エネルギースペクトル法により波浪変動水圧の統計的推定を行なうことの妥当性が確認された。

### 3.4 - 参考文献

- 1) 竹沢誠二 : "Transient Water Wave 中の船型試験法"  
日本造船学会論文集 第128号 昭和45年
- 2) 竹沢誠二、竹川正夫 : "船体縦運動における過渡応答による船型試験"  
日本造船学会論文集 第133号 昭和48年
- 3) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №163  
2.5 P. 44~53 (担当者: 竹沢誠二) 昭和47年
- 4) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №176  
2.5 P. 79~86 (担当者: 竹沢誠二) 昭和48年
- 5) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №192  
2.4 P. 59~67 (担当者: 竹沢誠二) 昭和49年

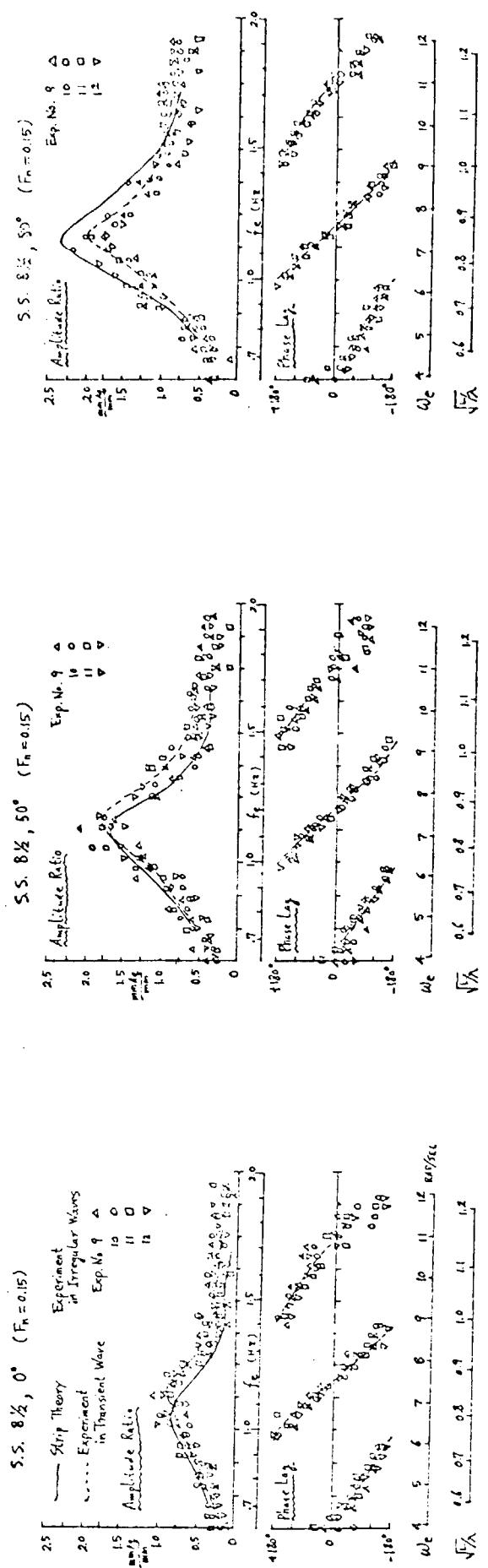


Fig. 3.4.1 Results of Transient Response Test  
発動圧の周波数伝達関数 (8½, 0°) と (8½, 50°)

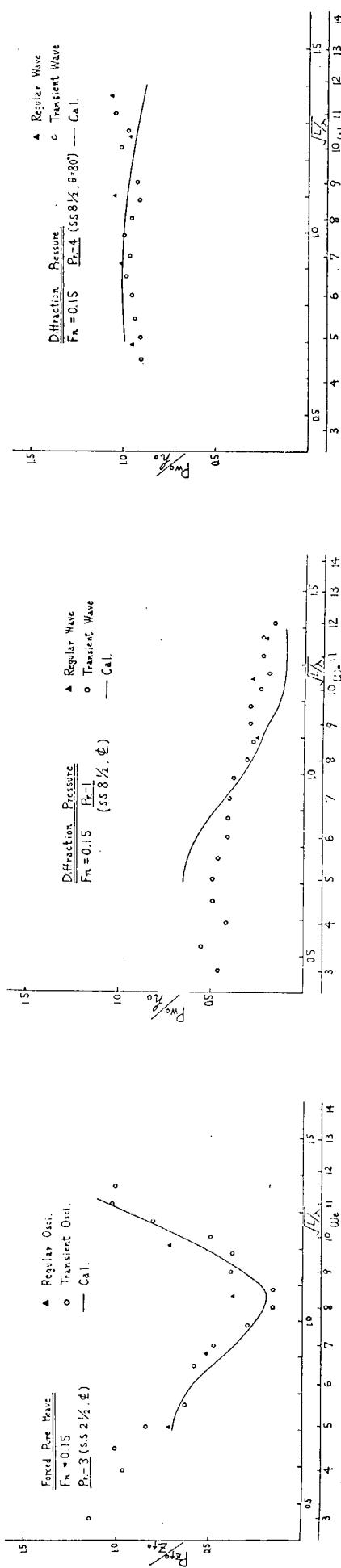


Fig. 3.4.1 Results of Transient Response Test

### 3.5 波浪変動水圧に関するその他の諸検討

#### 3.5.1 水面付近の波浪変動水圧の取扱い

波浪変動水圧の計測にあたって、水圧計測点が空中に露出する場合、その圧力の大きさをいかに評価するのが適当であるかを知るため、正面規則波中における船首部水面付近の波浪変動水圧について種々の検討を行なった。<sup>1,2)</sup>

水面付近では、船体運動により計測点が水面より出入りする場合が多く、従ってその圧力波形は半波型となる。そこで、計測された圧力波形の記録をいくつかの方法で解析し、OSMによる計算結果と比較して、OSMによる計算値に修正係数を乗することにより半波型波形の大きさを評価することを試みた。

Fig. 3.5.1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  $\alpha$  より修正系数を求める。

すなわち、

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

ただし、

$Z_s$  : 圧力計測点の静止時水線からの深さ（下方を+）

$Z_c$  : 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. 3.5.1に破線で示されており、半波型波形の全圧  $2P_A'$  を波の両振幅に相当する水頭で無次元化した実験値  $\bar{P}_A'$  とほぼよい一致が見られる。

#### 3.5.2 特殊な断面に働く波浪変動水圧

Lewis Formによる近似が良好でない断面形状について断面近似の程度の差が波浪変動水圧の計算結果におよぼす影響を調査した。<sup>3,4)</sup> 鉱石運搬船々型を対象とし、そのF.PおよびA.Pに近い断面を選び、その断面形状を平行部に持つ2次元的模型と鉱石運搬船の一体模型について規則波中拘束模型試験および自航試験を実施し、波浪変動水圧を計測した。その実験結果とOSM<sup>5)</sup>による理論計算結果および3 Parameters Form近似による計算結果とを比較し、考察を加えた。

図には示していないが、Lewis Form近似による計算値と3 Parameters Form近似による計算値とを比較した結果によれば、船首模型および船尾模型のいずれも、両者の間にほとんど差がみられないようである。

Fig. 3.5.2に示しているように、鉱石運搬船の船首尾付近の波浪変動水圧の計算値と実験値は定性的に良く合っており、かつ実験値はLewis Form近似による計算値に近い。したがってLewis Form近似が良好でない断面でも、OSMによる波浪変動水圧の計算法は実用性があるといえる。

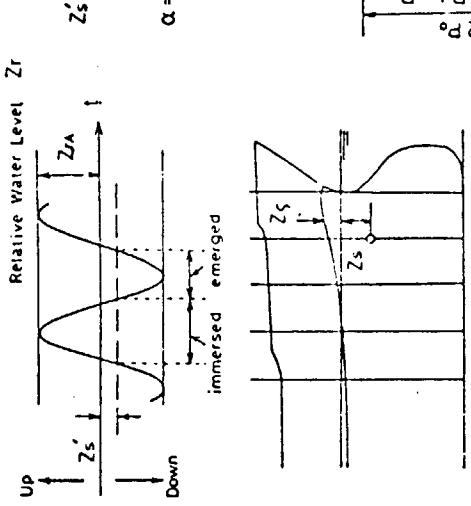
#### 3.5.3 波浪変動水圧の位相に関する検討

船体構造に対する外力として波浪変動水圧を考える場合、横断面上あるいは船長方向の瞬時値の分布が必要である。波浪変動水圧の瞬時値の分布は波浪変動水圧の振幅のみならず位相が与えられて決定される。ここでは、その波浪変動水圧の位相について、実験値と計算値の比較を中心検討を行なった。<sup>6)</sup> その結果、特定の波長（例えば船長／波長の比が1の場合）の規則波中の実験値および計算値について、次のような傾向がわかった。例えば、断面上の波浪変動水圧の位相については、迎え波状態では断面上各点の変動水圧の位相差があまりないこと、横波状態では、船底中心線からややLee Side寄りの点付近で位相が180°遷移すること、しかしその遷移点付近では波浪変動水圧の振幅が小さいことなどがわかった。また、船側における長さ方向の波浪変動水圧の位相については、横波中では長手方向にわたって位相差が小さいこと、迎え波中では船首と船尾において位相がほぼ等しいこと、Midshipにおいては船首におけるよりも、位相がほぼ180°遅れていることがわかった。

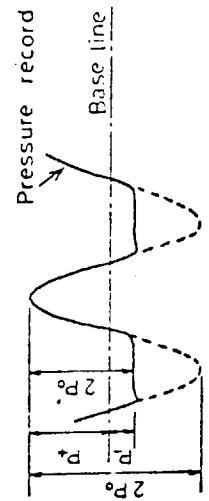
また、一般に位相の計算値と実験値の一致度は、おむね良好であった。

### 3.5 一参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №192  
2.3.1 P. 28~37 (担当者:中村彰一) 昭和49年
- 2) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №213  
2.3 P. 43~48 (担当者:中村彰一) 昭和50年
- 3) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №163  
2.3 P. 30~39 (担当者:前田久明、梶田悦司) 昭和47年
- 4) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №176  
2.3 P. 32~49 (担当者:梶田悦司、前田久明) 昭和48年
- 5) 福田淳一、永元隆一、小沼守、高橋実: “波浪中の船体運動と船体表面に働く変動水圧および横強度に関する理論計算”  
日本造船学会論文集 第129号 昭和46年
- 6) 日本造船研究協会 第131研究部会 報告書 №192  
2.3.2 P. 38~52 (担当者:郷田国夫) 昭和49年



$$\frac{P_a}{\rho g \zeta_a} \frac{P'_a}{\rho g \zeta'_a} \quad F_n = 0.15 \quad \sqrt{l/\lambda} = 1.0 \\ \theta = 90^\circ$$



Amplitude of hydrodynamic pressure  
properly used in this section

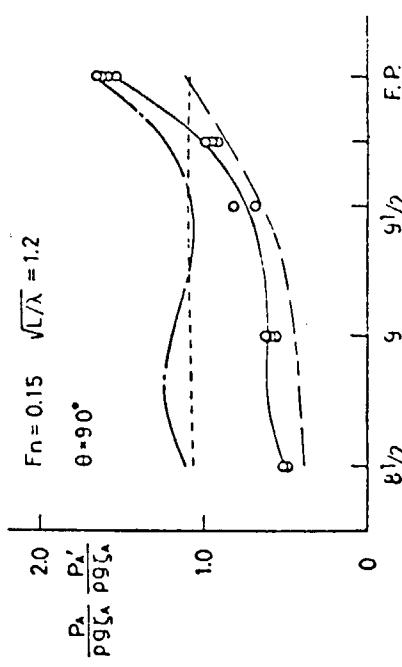
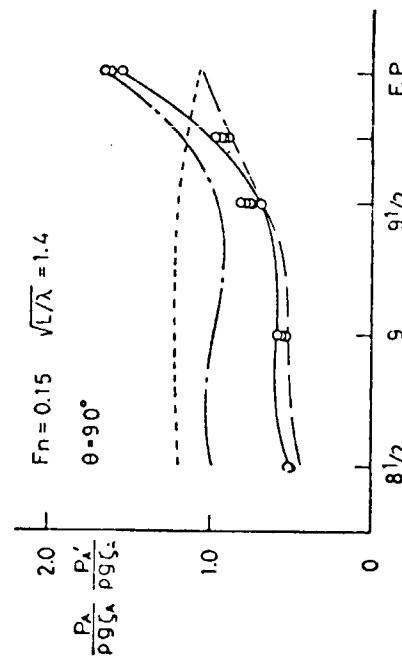
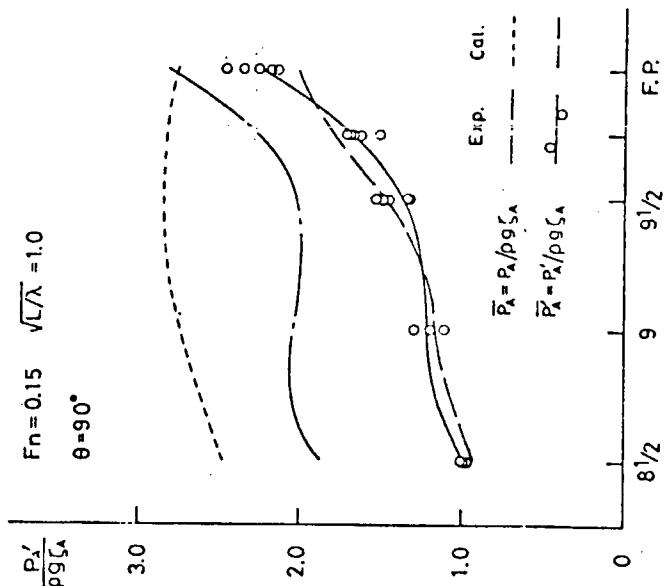


Fig. 3.5.1 Amplitude Correction for Emerged Part Hydrodynamic Pressure

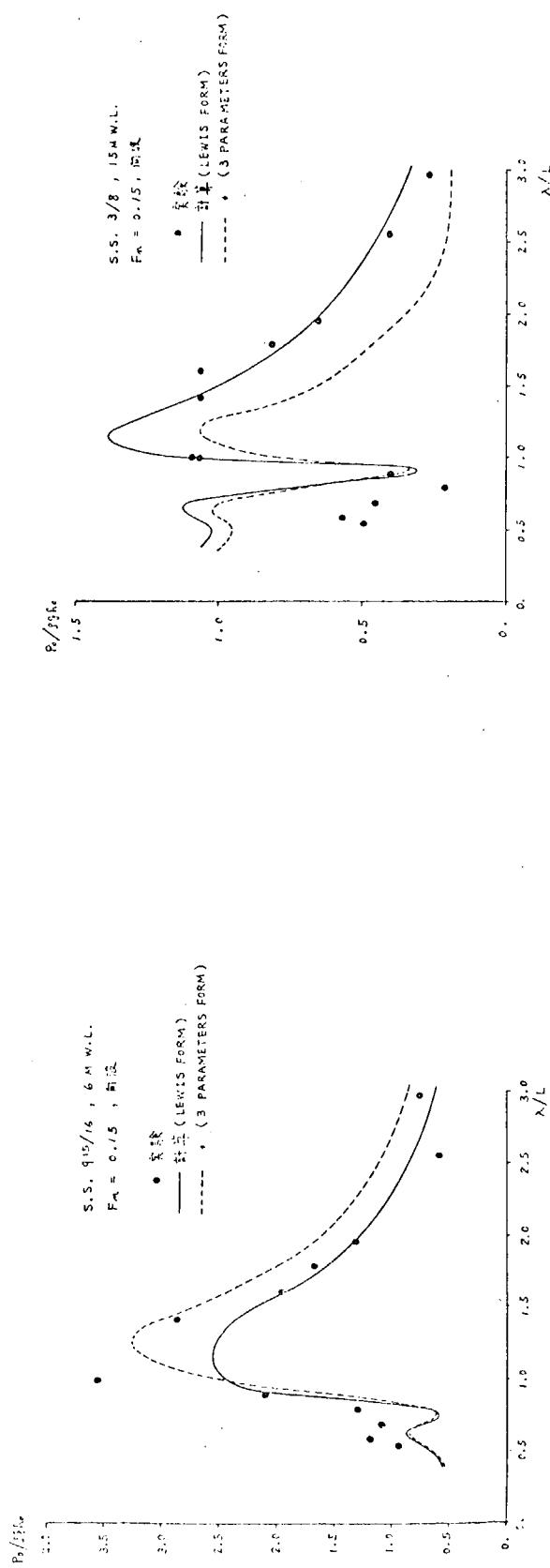
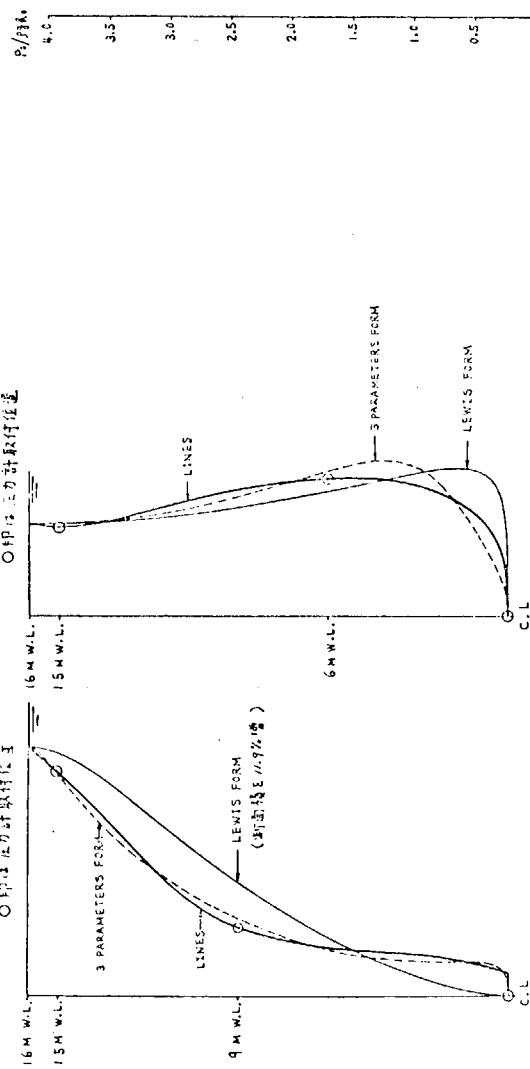
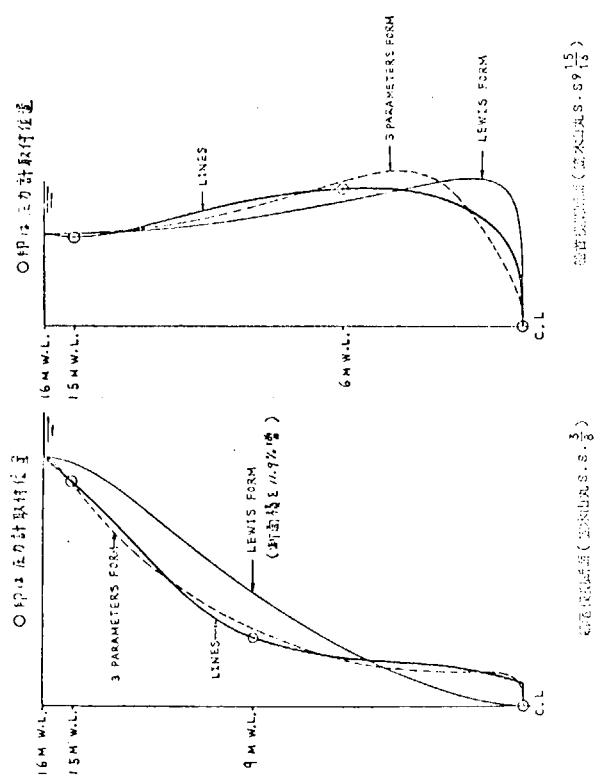


Fig. 3.5.2 Hydrodynamic Pressure at S.S.  $\frac{9}{15}/\frac{16}{16}$ , S.S.  $\frac{3}{8}$

## 4. 波浪衝撃水圧の推定法

### 4.1 波浪衝撃圧の発生機構とその特性

本章では、第4節に於て波浪衝撃圧の推定法が述べられるが、こゝではその考え方の前提となっている事項について概説する。

#### 4.1.1 発生機構とモデル化

物体と流体との衝突によって生ずる衝撃水圧は、種々の現象において発生するが、いずれも接水型か、物体と流体との間に空気をはさんだ型かのどちらかに属する。これらの現象を説明するために、多くの理論モデルが提出されているが、波浪衝撃は後に検証するようにWagner モデルおよびBagnold モデルによって説明するのが現在のところ最も適切であると考えられる。

##### a) Wagner 型衝撃

物体と流体が衝突したときに発生する衝撃力を始めて定量的に取扱ったのは Kármán<sup>(1)</sup> であった。彼は Fig. 4.1.1 に示すようなくさび状物体が水面に垂直に突入したとき、

物体に作用する力を運動量理論を用いて推定した。そこでは、物体および物体の流体中の運動によって生じた流体の運動量の和は保存され、また、流体の運動量は、くさびが静止水面をよぎるときの幅  $2C$  を直径とする円筒が無限流体中を運動するときの半分に等しいとして解析

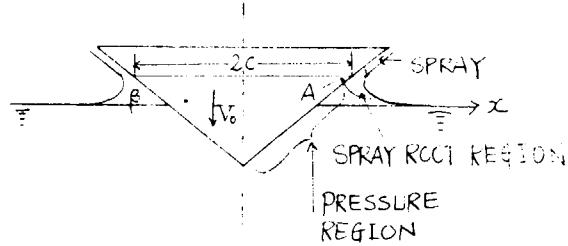


Fig. 4.1.1 Wagner model

が行われている。くさびと水面とのなす角  $\beta$  が小さいときは、流体に与えられる運動量は短時間にいちじるしい変化をなし、この大きな運動量変化に対応する反力として物体に作用する衝撃力が説明された。

Kármán の解析では、衝突の過程において自由表面は変化しないとしたが、実際には物体近傍の自由表面の流体は大きな上向きの流速を与えられ、水面は Fig. 4.1.1 に示すように変形して物体の縁に沿ってスプレイが上がる。このような水面変形のために、物体の接水面の拡り速度は Kármán の場合の  $\frac{\pi}{2}$  倍となり、衝撃力も  $\frac{\pi}{2}$  倍となるとしたのが Wagner<sup>(2)</sup> であった。

さらに Wagner は、Kármán が用いた仮定、すなわち、衝突の過程に於て物体および流体の運動量の和が保存され、その間に新しい流体の干渉がないような場合を Stoßvorgang (衝突過程) と呼び、後に述べる Gleitvorgang (滑走過程) と区別し、種々の場合について流体力学的な解析を行なった。

Wagner は衝突運動の領域を Fig. 4.1.1 に示すように三つの部分に分け、圧力領域では Kármán の仮定に従い、また、スプレイ根部およびスプレイ部付近は自由流線の方法によりそれぞれ流体運動を解析して次のような圧力分布を与えた。

$$\frac{p}{\frac{1}{2} \rho V_0^2} = \frac{\pi \cot \beta}{(1+\mu)^2} \frac{1}{\sqrt{1-(x/c)^2}} - \frac{2\mu \pi \cot \beta}{(1+\mu)^3} \frac{1}{\sqrt{1-(x/c)^2}} - \frac{1}{(1+\mu)^2} \frac{(x/c)^2}{1-(x/c)^2} \quad (4.1.1)$$

ただし、

$$\mu = \frac{1}{2} \pi \rho C^2 / M, \quad V_0 : \text{初期垂直突入速度}, \quad M : \text{物体の質量}, \quad C : \text{接水半幅}, \quad \rho : \text{流体の密度}$$

であり、船体に適用するときは  $\mu = 0$  とおける。

(4.1.1) 式の第1項は、衝撃面が拡がるために生ずる圧力分布を、第2項は突入速度が低下するための負圧を、そして第3項は速度の二乗の項によって生ずる影響をそれぞれ示す。たゞし、この式はスプレイ根部付近では成立せず、圧力の最大値はスプレイ根部 (Fig. 4.1.1 の A 点) で発生し

$$p_{max} = \frac{1}{2} \rho V_0^2 \frac{1}{(1+\mu)^2} \left( \frac{\pi}{2} \cot \beta \right)^2 \quad (4.1.2)$$

で与えられる。

以上の解析では $\beta$ は小さいものと仮定しあり、 $\beta$ が大きくなると圧力は上記計算式より小さい値となる。いずれにしても(4.1.1)式(4.1.2)式ともあくまで一つの目安を与える近似式であることに注意する必要がある。

上記のようなくさび状物体の落下衝撃は、Stossvorgangの仮定を用いるのに適した場合であるが、波浪衝撃の問題にこのようなWagnerモデルを適用するにはいさか問題がある。

例えは、Fig. 4.1.2に示すように物体が水面に垂直な方向の速度成分のほかに水平な速度成分を持つ場合を考えると、水平速度成分のために衝突の過程に於て絶えず新しい流体が運動量生成に干与し、また反対方向には運動量を与えた流体が渦を作つて流出する。このような過程をWagnerはGleitvorgangと呼んだが、定常滑走板のような特別の場合を除いて具体的な解析を行なうことは困難である。

さらにこれまで現象は二次元的であるとしているが、例えば船首波浪衝撃の問題をモデル化する場合、現象は明らかに三次元的である。

Fig. 4.1.3に示すような細長い滑走艇がキールラインに平行な速度成分を持って衝突する場合の細長体論的な取扱い方についてはMayoの論文<sup>(3)</sup>があるが、極端にプラントな船首形状を持った肥大船の波浪衝撃に応用するには無理があることは明

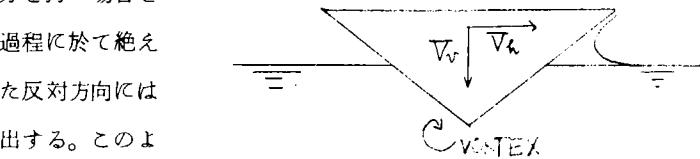


Fig. 4.1.2 Gleitvorgang

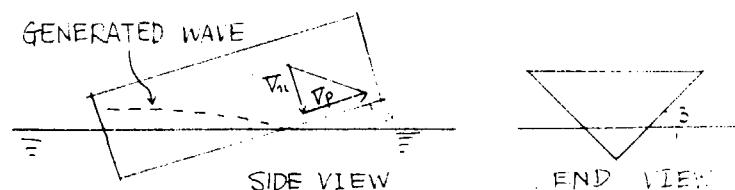


Fig. 4.1.3 Oblique impact

らかである。この場合はむしろ縦断面形状が二次元的に拡ったと考えて解析する方が自然のように思われる。同様な取扱いが船側部に於ても可能であろう。

かくして前進速度を持って進む肥大船の船首部およびその付近の波浪衝撃は、Fig. 4.1.2の場合に対応させるのが最も適切であると考えられるが、既に述べたようにこの様な場合の解析方法は確立されていない。元良・前田<sup>(4)</sup>は、物体の受圧面に平行な運動によっては何等いちじるしい圧力は生じないことから、(4.1.2)式の初期突入速度として物体衝撃面に対する法線速度成分を取ることを提案した。本報告の衝撃圧推定法もこの思想に基いて行われているが、これが問題を隠していることは、定常滑走板の場合を想起すれば明らかであろう。そこでは、最大圧力は前進速度の岐点圧以上にはなり得ないからである。したがって、思想的にはWagnerのくさび状物体の理論によつて

$$p = \frac{1}{2} \rho V_n^2 K(\beta) \quad (4.1.4)$$

とおき、衝撃圧係数 $K(\beta)$ を種々の実験結果を参照しながら定めるのが現状では最も妥当と考えられる。たゞし、(4.1.4)式に於て $V_n$ は物体衝撃面に対する流体と物体との相対法線速度成分である。

#### b) Bagnold型衝撃

Wagnerの理論では、 $\beta = 0$ となると無限大の圧力が作用する。しかし、実際には流体の圧縮性を考慮する必要があり、受圧面が接水していれば  $p = \rho V C$  ( $C$ : 水中の音速)  $(4.1.5)$

となることがKármánによって示された。以下に述べるように、このような場合、空気を巻込んだり、受圧板の弾性影響によって、(4.1.5)式の圧力に達することは少いと考えられるが、荻原ら<sup>(5)</sup>は、大きな曲線を持った船首部の落下試験でこの圧力を得たことを報告している。

Verhagen<sup>(6)</sup>は、二次元平板の落下衝撃を論じ、物体と水面の衝撃直前に、物体の縁に沿つて生じた低圧部のため

に水面が吸上げられ、また、中央部では空気圧のため水面が凹み、物体と水面の間に空気が閉じ込められるとして衝撃圧を解析した。

また、Bagnold<sup>(7)</sup>は、岸壁に対する浅海碎波による波浪衝撃の問題を研究し、Wagner型衝撃においてはね返し点(Fig. 4.1.1のA点)の移動速度が空気中の音速に近づくと、移動速度が空気圧の影響で規制され、

$$\beta \leq \tan^{-1} \frac{V}{C}, \quad (C': \text{空気中での音速}) \quad (4.1.6)$$

では、壁面と水面との間に空気が捲込まれると論じた。このような要素を別としても、波浪衝撃の場合は波面上部が崩れて空気が容易に捲込まれることが多いと思われる。従って、本報告において多くの“空気閉じ込め型衝撃”理論からBagnoldのそれを選び、その思想に基いて衝撃圧推定を行うこととする。

Bagnoldが考えたモデルは、Fig. 4.1.4に示すようなもので、

長さLの水柱が速度Vで、閉じ込められた空気を圧縮して生ずる圧力が衝撃圧であるとした。図に於てDは閉じ込められた空気の初期厚さである。

$L = \frac{B}{2}$ であるが、BはBagnoldの碎波による実験によれば波高Hの約0.4倍であり、一般にBagnold型衝撃の生じた場合は、衝撃圧の場所的拡りはWagner型の場合よりも大きいと思われる。

Fig. 4.1.4の力学モデルを解析しい、Bagnoldは、

$$p_{max} = 2.7 \rho V^2 \frac{L}{D} \quad (4.1.7)$$

を得た。

このような衝撃モデルを、不規則波中を航行する船舶の波浪衝撃に応用するには、V、LおよびDの推定を行なう必要がある。單一周波数成分の波に対しては碎波条件よりVの推定を行なうことも可能であるが、不規則波中では困難である。また、K、Dは統計論的に取扱わざるを得ないであろう。本推定法案では、相対速度(法線成分)を粒子速度の最大値を用いて計算し、

$$p_{max} = K \frac{1}{2} \rho V_*^2 \quad (4.1.8)$$

において、実験値からKの適当な値を選定している。

### c) モデル化に対する検討

竹沢<sup>(8)</sup>は、大波高過渡水波を用いて船首部に極めて大きな衝撃圧を発生させることに成功した。彼は、衝撃圧の時間的経過の測定記録から衝撃波形のパターンの類別化を行った。その代表的パターンの一つを、(4.1.1)式から計算される固定点での圧力の時間経過と比較した結果、波形が両者かなりよく一致した。また、他の代表例では、一旦上昇した大きな衝撃圧が負の値まで下り、振動し乍ら減衰している。圧力が負の値まで下るのは“空気閉じ込め型衝撃”的大きな特徴であり、減衰振動の機構は、Bagnoldモデルを発展させ、空気の一部が洩れしていくとした光易モデル<sup>(9)</sup>によってよく説明することが出来る。竹沢が計測した波形は、すべてが上記2例によって説明できるわけではないが、全体的な傾向はWagnerあるいはBagnoldモデルによって説明されるようである。

Wagnerモデル、Bagnoldモデルいずれを用いるにしても、大きな衝撃圧が発生するには衝撃面と波面との衝突角が小さいことが必須条件である。直立壁でなくフレアを有する船首部でもその水平面とのなす角度は高々45°程度であり、一方、通常の入射波のそれは高々15°程度であるから、衝突角が小さくなるには、入射波が船体の干渉によってその傾斜角を増すことが必要である。当部会で行われた多くの実験結果によれば<sup>(10), (11), (12), (13)</sup>、波の進行方向に対する船速成分が大きいほど、入射波の傾斜角が大きいほど、また、波の進行方向に対する物体衝撃面のひろがりが大きいほど干渉が大きく、したがって衝突角が小さくなることを示している。

以上のような一般的傾向のほかに、特に不規則波の場合は、Fig. 4.1.5に示すように衝突寸前に波面が大きく下

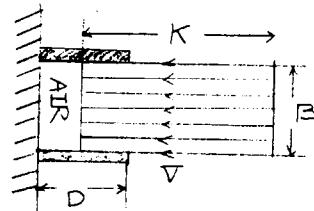


Fig. 4.1.4 Bagnold model

り、その直後に大波高の波が来る  
と、その波面傾斜の変形がいちじ  
るしく、直立壁の場合にもBagnold型衝撃圧が観測されている。  
<sup>(14), (15)</sup> このような現象は規則波の  
場合には観測されず、<sup>(16)</sup> 波面傾斜  
の変形は位相特性を含んだ非線型

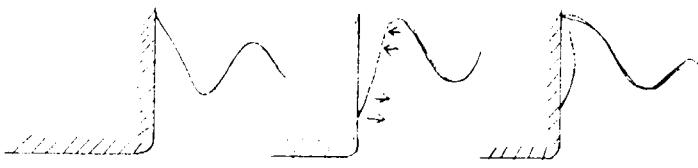


Fig. 4.1.5 Mechanism of Bagnold type impact

性が強いことを暗示している。このことは、希に特別の条件を満した異常波が起った場合には、広い範囲に大きな衝撃圧の発生する可能性があることを暗示しており、本部会においてもこのような考え方のもとに種々の特殊な研究が行われたが、<sup>(17), (18), (19)</sup> 実際海面について詳しいことが分っていない現在、その具体的な発生過程を示すことには成功しなかった。従って、本報告では通常のスペクトラムを有する不規則波のもとでの衝撃圧の推定を行っており、異常波により希に起り得る可能性のある現象については今後の研究にまたなければならない。

#### 4.1.2 繼続時間および空間分布特性

前項においては、波浪衝撃圧発生機構の大要を述べ、任意の点における最大圧力の概略の大さはWagnerあるいはBagnoldモデルを用いて推定し得ることを示した。この衝撃圧は、時間的に変化し、場所的にも均一な値をとるものではないから、これを外力として構造強度の検討を行うに当ってはその時間的経過および空間的分布特性を認識しておく必要がある。

Wagnerによれば、Fig. 4.1.1の落下衝撃の場合、ある固定点がスプレイにさらされて圧力を受けてから最大衝撃圧に達するまでの時間  $t_0$  (立上り時間) は

$$t_0 = \frac{6}{\pi^2} \frac{C}{V} (\cot \beta)^3 \quad (4.1.9)$$

によって与えられる。それ以後の時間的経過は、(4.1.1)式においてスプレイ根(A点)が拡がる速度を考慮すれば求めることができる。 $\beta = 0.1 \text{ rad}$  として計算すると、C, Vの値にもよるが、荻原らの<sup>(5)</sup> 落下実験では、実験値、計算値ともに  $10^{-5} \text{ sec}$  のオーダーとなり、計算値の方がやや短めであるが大体一致する。一方、自航模型船の場合は、いずれの実験も計算値よりかなり長い。これは、計測用の圧力計の大きさが小型模型の場合ほど相対的に大きくなり、最大衝撃圧が場所的に平均化されるためではないかと思われる。このことは、最大衝撃圧の値自身小型模型では小さく出ることを意味しており、事実、荻原らの実験値は自航模型の値よりも大きな値を与える。

Wagner型衝撃の特徴は、このように立ち上り時間が短いのに対し、降下時間が比較的長いことで、衝撃圧の継続時間は一般的にBagnold型のそれよりも長くなるものと

考えられる (Fig. 4.1.6 参照)。衝撃波形としては、立ち上り時間を 0 とした直角三角形型とみなしえる。

一方、Bagnold型衝撃圧の時間的経過は、Fig. 4.1.6 に示すように減衰振動形となる。その振動周期は、閉じ込められた空気層の厚さ、受圧板の弾性度などに大きく支配され、衝撃圧の継続時間と最大値は密接な関係を持つようになる。<sup>(20)</sup> Bagnold型衝撃は本来水塊とスプリング系との衝突であるから、最大衝撃圧の推定値を与えるよりも、衝突水塊の運動量を与え、個々の構造物に対し、その弾性影響を考慮して強度を検討する方が適切と思われるが、その発生頻度が少く、充分な実験的検討が困難な現状ではやや不合理の感はあるが、安易に(4.1.8)式のような方法で最大衝撃圧を推定せざるを得ないであらう。また、衝撃波形は正弦波、または二等辺三角形型と考え

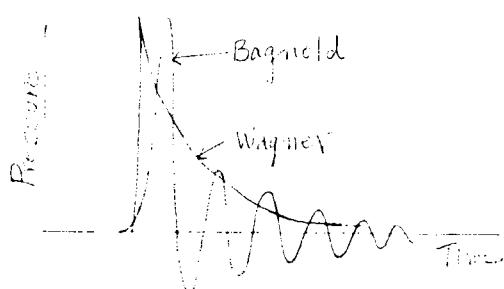


Fig. 4.1.6 Typical time histories of impact pressure

てよいであろう。

なお、Wagner型衝撃でも、その発生水圧自身受圧構造物の弾性影響（等価静的荷重とは意味が異なる）を受けるが、船舶のような構造物ではその影響は極めて小さいことは、Weinig<sup>(21)</sup>の研究から容易に想像できる。

さて、任意の点の最大衝撃圧が与えられたとして、構造物の強度を論ずるには、衝撃圧は作用時間が極めて短い変動荷重であるから、構造物の弾性を考慮した等価静的荷重の推定を行う必要がある。衝撃圧の弾性影響については種々の研究があり、本部会でもその基本的事項が論ぜられている。<sup>(22)</sup> また、文献<sup>(23)</sup>では波浪衝撃圧の弾性影響としてかなり詳細な計算が行われている。その要点をまとめると、起ち上り時間が極めて短い、矩形波または直角三角形波の場合は、衝撃圧の作用時間と構造物の固有振動周期との比  $p$  が極めて小さいときは衝撃圧の力積が問題となり、等価静的荷重係数も小さい。 $p$  が増大するとともに等価静的荷重係数は増大し、最大 2 となる。一方、正弦波、二等辺三角波のような場合は、 $p$  が充分大きいときは、荷重は静的に掛ったのと同じになり、 $p$  が 1 の近傍で動的効果があらわれ、静的荷重係数は最大  $\frac{\pi}{2}$  となる。

実測値から衝撃継続時間を明確に定めるのは困難であるので、便宜的に衝撃圧が最大値の半分に達した時間から同じ値まで降下するのに要した時間をとることにすれば、本部会で行われた模型実験では、それは  $10^{-3} \sim 10^{-2}$  sec の範囲にあり、これも問題があるが一応 Froude 則により実船に換算できるとすると、 $10^{-2} \sim 10^{-1}$  sec の範囲になる。また、S R I 2.4<sup>(24)</sup> でも  $10^{-2} \sim 10^{-1}$  sec のオーダーのものが実測されており、余裕をみると継続時間は  $10^{-3} \sim 10^{-1}$  sec の範囲にあるといえそうである。一方、この程度のオーダーの固有振動周期を持つ振動系は、船体の場合容易に考えられ、また  $p \gg 1$  の場合もあり得るから、一応 Wagner 型衝撃に対しては動的影響を 2 倍、Bagnold 型に対しては  $\frac{\pi}{2}$  程度見込んでおく必要がある。

次に、衝撃圧の場所的分布の問題であるが、Wagner 型の荷重の場合は、(4.1.1) 式を用いて検討することが一応可能であるが、荻原ら<sup>(25)</sup> が行った実験的検討によれば、静的等価荷重は最大衝撃圧の約  $1/3$  であるという。一方、Bagnold 型衝撃の場合は、Wagner 型衝撃の場合と異り、或る程度拡った範囲に同時に最大衝撃圧が作用すると考えられるから、場所的分布を考慮した等価静荷重は Wagner 型の場合ほど低下しないであろう。

以上に行った衝撃圧の時間的、場所的特性についての検討結果を総合して、本推定法では暫定的に下記のようにしておくこととし、より合理的な精密化については今後の研究にまつこととする。

- (A) Wagner 型衝撃に対しては、動的影響は場所的分布のそれよりも小さい。一方、本報告の推定は、比較的小模型の実験結果を基にしているので、場所的分布の影響はある程度相殺されているものとみて、最大衝撃圧を等価静荷重とする。
- (B) Bagnold 型衝撃に対しては、場所的分布の影響が比較的少く、動的影響として 5 割増程度の静的等価荷重の増加が必要な場合があり得る。従って、安全率を考慮して、最大衝撃圧の 1.5 倍を等価静荷重とする。

## 参考文献

- (1) Kármán, T., "The Impact on Seaplane Floats During Landing", NACA TN 321, 1929
- (2) Wagner, H., "Über Stoss-und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten", ZAMM 12, 1932
- (3) Mayo, W., "Analysis and Modification of Theory for Impact of Seaplanes on Water", NACA Rep. 810, 1945
- (4) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 № 176 ; 4.2 模型船による波浪衝撃圧の計測, pp. 163, 1973 (担当者 元良誠三, 前田久明)
- (5) Hagiwara, K., Yuhara, T., "Fundamental Study of Wave Impact Loads on Ship Bow (1st Report)", JSNAJ, № 135 (1974)

- (6) Verhagen, J., "The Impact of a Flat Plate on a Water Surface," J. of Ship Research, Vol. 11, No. 4, Dec. 1967
- (7) Bagnold, R., "Interim Report on Wave-Pressure Research," J. Ind. Civil Eng., Vol. 12, 1939
- (8) 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", 日本造船学会誌, Vol. 135, 昭和49年6月
- (9) Mitsuyasu, H., "Shock Pressure of Breaking Wave", Coastal Engineering Chap. 18
- (10) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.192; 4.4.2 方向波中の船体に働く波浪衝撃水圧に関する模型実験, pp. 146, 1974 (担当者 菅井和夫)
- (11) 同上; 4.5 大波高過渡水波中の船首衝撃水圧試験, pp. 171, 1974 (担当者 竹沢誠二)
- (12) 同上; 4.7 規則波および不規則波中の船首波浪衝撃水圧試験, pp. 185, 1974 (担当者 川上益男)
- (13) 同上No.213; 5.8 大波高不規則波中の船首正面衝撃水圧, pp. 161 (担当者 竹沢誠二), 5.9 二方向, 不規則波中における模型実験 pp. 176 (担当者 菅井和夫), 1975
- (14) 同上No.192; 4.2 大型模型による実際海面に於ける衝撃水圧試験 pp. 132, 1974 (担当者 高木又男)
- (15) 本報告書 4.3 参照
- (16) 同上; 4.8 横波中の船側波浪衝撃水圧の発生頻度, pp. 206, 1974 (担当者 田才福造)
- (17) 同上; 4.1 数値モデルによる碎波発生機構の研究, pp. 127, 1974 (担当者 姫野洋司)
- (18) 同上No.176; 4.4.1 碎波に関する実験, pp. 183, 1972 (担当者 高木又男)
- (19) 同上; 4.4.2 Freak Wave の発生とその構造, pp. 189, 1972 (担当者 野本謙作)
- (20) 高木又男外, "流体圧縮による衝撃圧に及ぼす周辺構造物の弾性変形の影響", 日本造船学会誌, Vol. 132, 昭和47年12月
- (21) Weinich, F., "Impact of a Vee-Type Seaplane on Water with Reference to Elasticity", NACA TM No. 810, 1936
- (22) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.163; 4.4 波浪衝撃圧に関する理論的考察, pp. 150, 1971 (担当者 高木又男)
- (23) 西部造船会技術研究会, "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—" 西部造船会技術研究会研究報告第16号, 昭和49年4月
- (24) S.R. 124, "大型鉱石運搬船の船首部波浪荷重および鉱石圧に関する実船試験" 昭和46年3月

## 4.2 衝撃圧係数

### 4.2.1 各種模型実験

Wagner型衝撃圧力を統計的に取り扱う際に、船体表面と波面との成す衝撃角度としての相対角度  $\beta$  並びに船体表面と波面との相対速度  $V$  を既知として、2次元物体に対する衝撃圧を確定論的に定めておく必要がある。<sup>1)</sup> 確定論的な波浪衝撃圧の推定法は、楔状物体が静水面に垂直に突入する場合に換算して行なう。波浪中を前進速度を有し船体運動をする場合の船体表面と波面との成す相対角度並びに相対速度を、楔状物体が静水面に垂直に突入した時楔と水面との成す角と楔の落下速度へ換算する方法については後に述べる。

ところで、静水面に物体が垂直に突入する時に発生する衝撃水圧の最大値  $P_{max}$  は、落下する物体の形状が楔形、平板を通じて

$$P_{max} = C(\beta) \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (4.2.1)$$

という形で与えられている。<sup>2)</sup> 但し、 $C(\beta)$  は衝撃圧係数、 $\rho$  は流体の密度、 $V$  は物体が水面に突入する時の落下速度

とする。 $n$ のとり方については衝撃角度が $3^\circ$ 以上の場合には $n = 2$ で整理する事が可能である。<sup>3)</sup> 衝撃角度が $3^\circ$ 以下になると空気を巻き込んでBagnold型の衝撃圧を示す場合もあり、<sup>3)</sup> また流体の圧縮性が問題となって、 $P_{max} = \rho C V$ （但し、 $C$ は流体中での音速で水中では $C = 1500 \text{ m/sec}$ ）となり、 $n = 1$ となる場合もでてくる。<sup>4)</sup> しかし、 $n = 1$ の場合には物体形状もさることながら、落下速度 $V$ が大となって初めてあらわれる現象であると見られるところから、 $n = 2$ と仮定しても衝撃圧の大きめの値を与えることになるので、実用的見地から以下に於ては $n = 2$ と仮定する。 $n = 2$ とおくと、 $C(\beta)$ は衝撃角度 $\beta$ の関数としての無次元の係数となる。そこで、 $C(\beta)$ をあらためて衝撃圧係数と呼ぶことにする。

衝撃圧係数 $C(\beta)$ は従来行われてきた各種実験結果から決定する。

$$C(\beta) = P_{max} / \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (4.2.2)$$

とおいて、従来の実験結果をまとめたものがFig. 4.2.1である。衝撃圧係数 $C(\beta)$ の近似式は目的に応じて色々な形に与えられるが、このことに関しては次項に述べる。

#### 4.2.2 衝撃圧係数

4.2.2.a 実験値をそのまま使用する。

Fig. 4.2.1に与えた従来の実験結果の包絡線を使用すれば、安全側の衝撃圧の推定が可能である。以下に於て衝撃角度 $\beta$ はdeg.で考えるものとする。

4.2.2.b 衝撃圧力の統計的取り扱いに便利なように衝撃圧係数を指数表示する(Fig. 4.2.2)

i)  $\beta < 30^\circ$ でChuang並びに荻原・湯原の実験値に合致する衝撃圧係数

$$C_0(\beta) = 400 e^{-0.14\beta} \quad (\text{但し } \beta \text{ は deg.}) \quad (4.2.3)$$

ii)  $6^\circ \leq \beta \leq 80^\circ$ の範囲でChuangの実験式に対して対数表示での最小二乗法により得られた近似式

$$C_2(\beta) = 9.826 e^{-0.0664\beta} \quad (\text{但し } \beta \text{ は deg.}) \quad (4.2.4)$$

iii) Chuangの実験式より対数表示での最小二乗法から求めた衝突角度 $\beta$ に応じて異なる近似式

$$\left. \begin{array}{ll} 0^\circ \leq \beta \leq 29.28^\circ & C_1(\beta) = 166.39 e^{-0.1037\beta} \\ 29.28^\circ \leq \beta \leq 90^\circ & C_3(\beta) = 28.98 e^{-0.044\beta} \end{array} \right\} \quad (\text{但し } \beta \text{ は deg.}) \quad (4.2.5)$$

iv) Chuangと荻原・湯原の実験式より求めた衝突角度 $\beta$ に応じて異なる近似式(但し $\beta$ はdeg.)

$$\left. \begin{array}{ll} 0^\circ \leq \beta \leq 27.34^\circ & C_0(\beta) = 400 e^{-0.14\beta} \\ 27.34^\circ \leq \beta \leq 90^\circ & C_3(\beta) = 28.98 e^{-0.044\beta} \end{array} \right\} \quad (4.2.6)$$

#### 4.2.3 相対速度から落下速度への換算

Fig. 4.2.3に示すように船体表面の速度ベクトルを $\mathbf{V}_s$ 、法線ベクトルを $\mathbf{n}_s$ 、静水面と成す角を $\alpha$ とおき、波面の速度ベクトルを $\mathbf{V}_w$ 、法線ベクトルを $\mathbf{n}_w$ 、波傾斜を $\theta$ とおくこととする。また、船体表面と波面の成す角すなわち相対角度を $\beta$ とおく。この場合は、波浪中を前進速度をもって船体運動する場合に対応し、これを静水面に物体が落下する場合に置き換えるためには、相対速度 $\mathbf{V}_R = \mathbf{V}_s - \mathbf{V}_w$ を次のa)～d)の要領で落下速度 $V$ に換算した後に(4.2.2)式を用いるものとする。

a) 船体表面と波面との相対速度 $\mathbf{V}_R$ のうち、船体表面に垂直な成分 $\mathbf{V}_{ns}$ だけが衝撃圧に寄与するものとする。

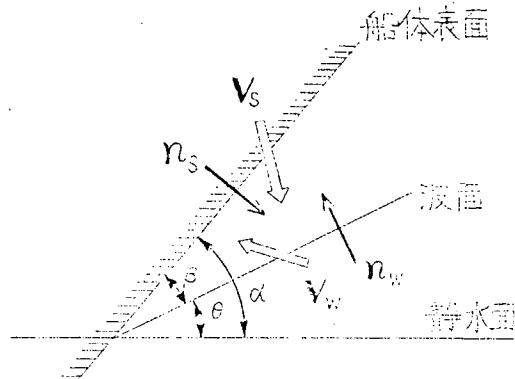


Fig. 4.2.3

b)  $\mathbf{V}_{ns}$  のうち波面に垂直な成分  $\mathbf{V}'$  が Wagner 型落下衝撃試験の落下速度に関連するものとする。

c) 静水面に物体が突入した場合に対応させて  $\mathbf{V}'$  を修正した上で落下速度  $\mathbf{V}$  が得られる。

d) 衝撃圧係数  $C(\beta)$  に用いられる  $V$  は  $\mathbf{V}$  の絶対値である。

以上を式で表わすと、落下速度  $\mathbf{V}$  は、

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}' \cdot \frac{1}{(\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{n}_w)^2} \quad (4.2.7)$$

但し  $\mathbf{V}' = (\mathbf{V}_{ns} \cdot \mathbf{n}_w) \cdot \mathbf{n}_w \quad (4.2.8)$

$$\mathbf{V}_{ns} = (\mathbf{V}_R \cdot \mathbf{n}_s) \cdot \mathbf{n}_s \quad (4.2.9)$$

$$\mathbf{V}_R = \mathbf{V}_s - \mathbf{V}_w \quad (4.2.10)$$

ところで、突入速度すなわち落下速度として船体衝撃面に対する法線速度成分  $\mathbf{V}_{ns}$  を取ることとする、(4.2.7) 式は  $\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{n}_w = \cos \beta$  となることを考慮し  $\mathbf{V}$  並びに  $\mathbf{V}_{ns}$  をそれぞれ絶対値  $V$  および  $V_{ns}$  で表わすことにして

$$V = V_{ns} / \cos \beta \quad (4.2.11)$$

が成り立ち、さらに(4.2.2)式に於て落下速度の代りに船体表面法線速度成分  $V_{ns}$  を用いた場合の衝撃圧係数を  $C'(\beta)$  とおくことになると、 $C(\beta)$  と  $C'(\beta)$  の関係は次式で表わされる。

$$C'(\beta) = C(\beta) / \cos^2 \beta \quad (4.2.12)$$

落下速度  $V$  の代りに船体表面法線速度成分  $V_{ns}$  を用いた場合の衝撃圧係数の差異については後に論ずる。

さて、(4.1.1)項に指摘してあるように、上述の a) ~ d) の考え方の中には問題を含んでいる。この点について、いま楔状物体が静水面上で水平方向の速度成分  $V_H$  だけを有する例すなわち定常滑走板の例をとって考えてみる。この場合には、 $V = V_H \cdot \tan \beta \quad (4.2.13)$

となり、実際には planing pressure だけが生じて impact pressure は生じないと考えられるのに対して、上述の換算法によればあたかも  $V_H \tan \beta$  なる落下速度による impact pressure が生じているかのごとき矛盾を呈している。そこで見掛けの落下速度(4.2.13)式を(4.2.2)式に代入すると、

$$P_{max} = C(\beta) \cdot \tan^2 \beta \cdot \frac{1}{2} \rho V_H^2 \quad (4.2.14)$$

ここで、見掛けの衝撃圧係数  $C''(\beta)$  を次のように定める。

$$C''(\beta) = C(\beta) \cdot \tan^2 \beta \quad (4.2.15)$$

この見掛けの衝撃圧係数は planing pressure であるので  $C''(\beta) = 1$  の程度でなければならない。

いま、衝撃圧係数として  $C(\beta) = 400 e^{-0.14\beta}$  の場合を例にとって、 $C(\beta)$  と船体表面法線速度成分  $V_{ns}$  を用いた場合の衝撃圧係数  $C'(\beta)$  並びに planing pressure から得られる見掛けの衝撃圧係数  $C''(\beta)$  を比較したものを Table 4.2.1 に示す。

Table 4.2.1

相対角度 $\beta$	$\frac{1}{\cos^2 \beta}$	$\tan^2 \beta$	$C(\beta)$ $400 e^{-0.14\beta}$	$C'(\beta)$ $400 e^{-0.14\beta} / \cos^2 \beta$	$C''(\beta)$ $400 e^{-0.14\beta} \cdot \tan^2 \beta$
	$\frac{1}{\cos^2 \beta}$			$400 e^{-0.14\beta} / \cos^2 \beta$	$400 e^{-0.14\beta} \cdot \tan^2 \beta$
0°	1	0	4 0 0.0	4 0 0.0	0
3°	1.0 0 3	0.0 0 2 7	2 6 2.8	2 6 3.6	0.7 1
5°	1.0 0 8	0.0 0 7 7	1 9 8.6	2 0 0.2	1.5 3
10°	1.0 3 1	0.0 3 1 1	9 8.6	1 0 1.7	3.0 7
20°	1.1 3 2	0.1 3 2 5	2 4.3 2	2 7.5 3	3.2 2
30°	1.3 3 3	0.3 3 3 3	6.0 0	8.0 0	2.0 0
45°	2.0 0 0	1.0 0 0 0	0.7 3 5	1.4 7	0.7 4
60°	4.0 0 0	3.0 0 0 0	0.0 9 0	0.3 6	0.2 7
80°	33.16	32.16	0.0 0 5 5	0.1 8 2	0.1 8
85°	131.65	130.65	0.0 0 2 7	0.3 5 5	0.3 5
89°	328.3	328.2	0.0 0 1 6	5.2 5	5.2 5

以上に行ったWagner型衝撃圧力の確定論的な推定法に関する検討結果を総合すると、

- (A) Wagner型衝撃圧力の最大値  $P_{max}$  は(4.2.2)式に従って推定する。
- (B) 衝撃圧係数  $C(\beta)$  は目的に応じて Fig. 4.2.2 または(4.2.3)式～(4.2.6)式を使用する。
- (C) 衝撃角度としての相対角度  $\beta$  は船体表面と波面の成す角度を採用する。
- (D) (4.2.2)式中の落下速度  $V$  は、船体表面と波面との相対速度から(4.2.7)式～(4.2.10)式に従って換算する。
- (E) 衝撃係数として  $C(\beta) = 400 e^{-0.14\beta}$  を採用する場合には、相対角度が  $\beta < 85^\circ$  の範囲に於ては、落下速度として相対速度のうち船体表面法線速度成分  $V_{ns}$  を用いても差支えない。以下において、この船体表面法線速度成分を衝撃速度という。
- (F) 衝撃圧係数として  $C(\beta) = 400 e^{-0.14\beta}$  を採用する場合には、相対角度が  $\beta < 85^\circ$  の範囲においては、定常滑走による見掛け上の衝撃圧力は無視しても差支えない。

### 参考文献

- 1) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.213；5.1.2衝撃圧の推定法の試案, pp.194 (担当者 元良誠三, 竹川正夫), 1975
- 2) 夏目俊男・横尾雅俊; 波浪衝撃メカニズムの検討, 東大卒論, 1972
- 3) Chuang, S.L.: Investigation of Impact of Rigid and Elastic Bodies with Water, NSRDC Report 3248, 1970
- 4) 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
- 5) Chuang, S.L.: Slamming Tests of Three-Dimensional Models in Calm Water and Waves, NSRDC Report 4095, 1973
- 6) 竹沢誠二, 長谷川清; 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
- 7) 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
- 8) Verhagen, J.H.G.; The Impact of a Flat Plate on a Water Surface, J.of Ship Research, vol.11, No.4, 1967
- 9) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.163；4.1二次元体の衝撃圧に関する基礎研究, pp.127, 1972
- 10) 日本造船研究協会第131研究部会報告書第213, 5.4衝撃圧係数, pp.135 (担当者 前田久明), 1975

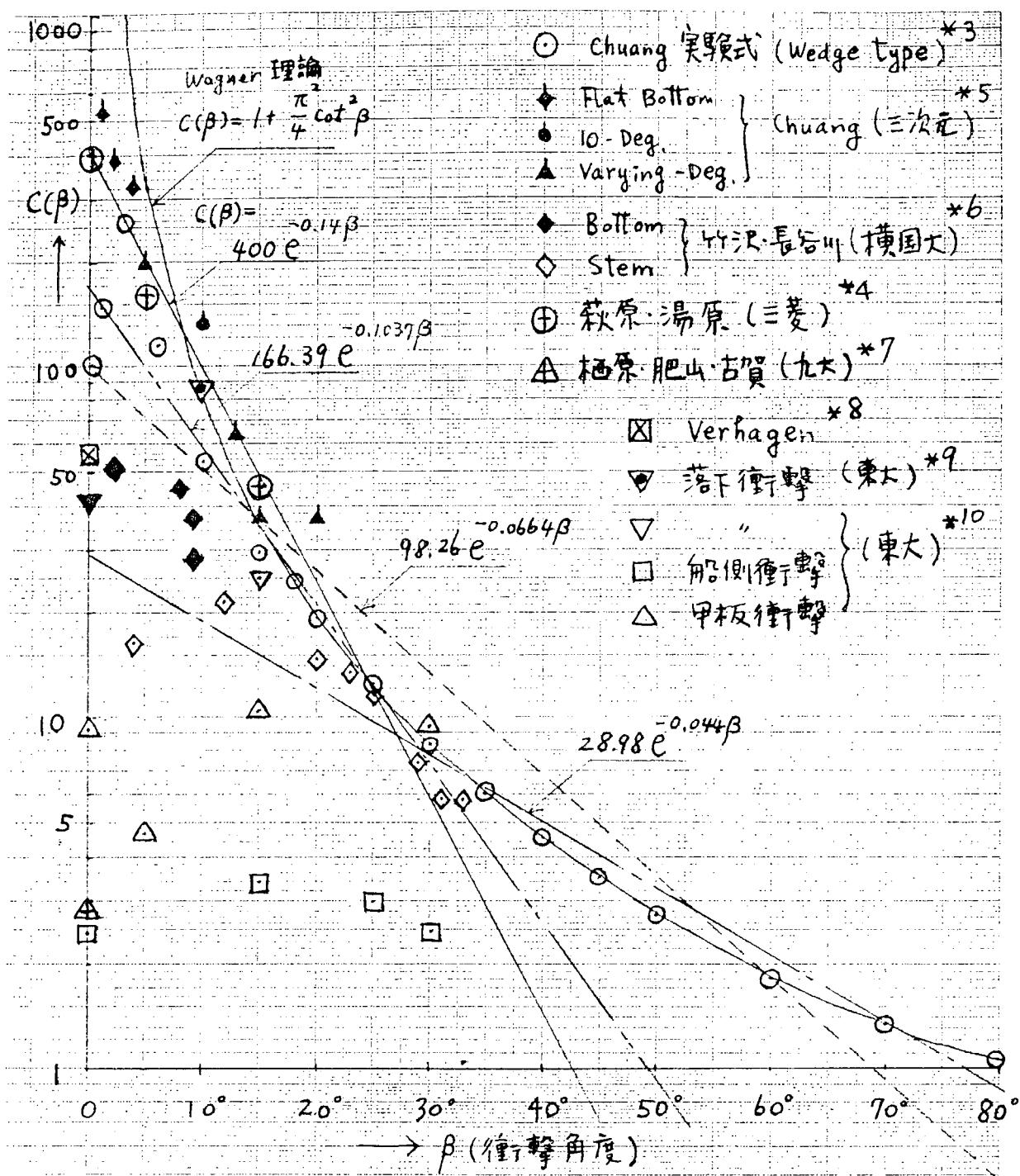


Fig. 4.2.1 衝撃圧力係数  $C(\beta) = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho V^2}$

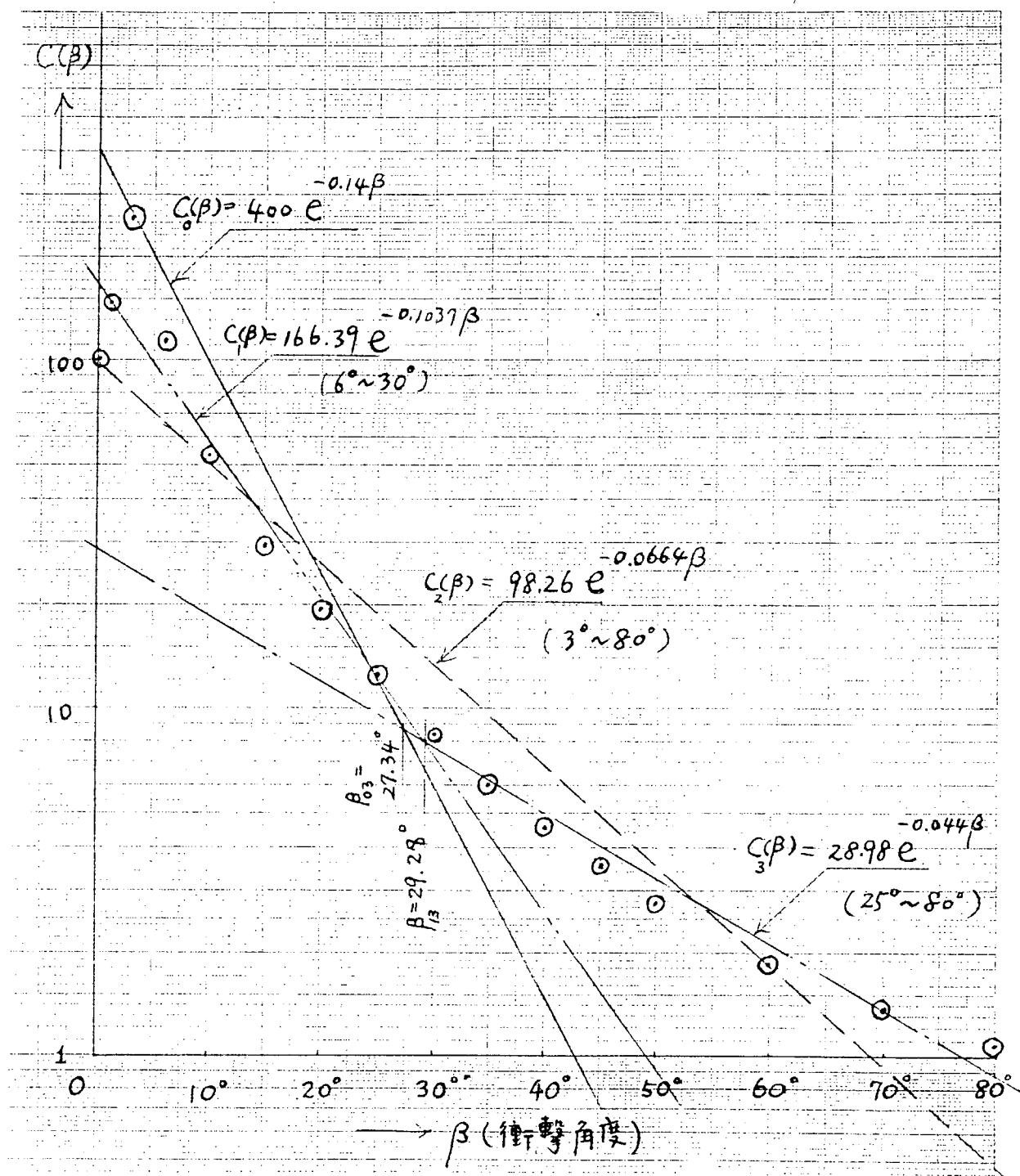


Fig. 4.2.2 衝擊壓力係数  $C(\beta) = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho V^2}$

## 4.3 波浪衝撃水圧に関する各種模型実験

### 4.3.1 規則波中における衝撃水圧計測実験

#### 4.3.1.1 はじめに

規則波中の船首衝撃水圧計測実験は、本研究部会の発足以来、各研究機関で多数実施され、既に報告されている。

1, 2, 3, 4, 5, 6, 8) これらの実験結果の詳細は各年度報告書及び論文を参照していただくことにして、重要な結果のみを列記すると次のようになろう。

1. 衝撃圧の立ち上がり時間は  $10^{-2} \sim 10^{-3}$  sec オーダーである。
2. 船速が増すに従い、衝撃圧の発生頻度、及び Peak 値も増大する。
3. 入射波の波傾斜の衝撃圧に及ぼす影響は顕著であり、波傾斜の大きい程衝撃値も大きい。
4. 船首せき返し波により、船首付近の Local な波傾斜は険しくなる。この効果は、船速が大きくなる程著しく、2.3とも関連して、衝撃圧の大きさを決定する大きな要因の一つである。
5. 波長の影響については、短波長の波ほど、衝撃圧が発生しやすくなる。波傾斜を一定とした場合、衝撃値に関しては波長が大になると小さくなる。これは、船首せき返し波の影響の周波数特性とも言えよう。
6. 船体運動の影響は、運動の激しい  $\lambda/L = 1.0$  付近であらわれた例もあるが、詳しい点については明らかではないように思われる。
7. 衝撃圧の発生域は、船首付近に限られている。

以上の要約のように、定性的には、発生条件が明らかになっているものの、定量的にはまだまだであり、今後とも、衝撃圧発生のメカニズムの解明に向けて、理論的にも、実験的にも、さらに研究を続ける必要がある。

本報告書では、上記諸結果のうちでも、特に重要と考えられる 4) の船首せき返し波の影響に関し、その定量化を目指して、その後実施された短波長規則波中での衝撃水圧計測実験について詳しく述べることにする。

#### 4.3.1.2 実験及び解析法

Fig. 4.3.1.1 のように吃水上方 4 cm, 8 cm の位置に水圧計を、また、竹沢他<sup>9)</sup>の計測法なら、衝撃速度、及び衝撃角度を計測する目的で、吃水上方 2 cm, 6 cm の位置に長さ 7 cm の抵抗型波高計（波面計と呼ぶ）、及び Stem に沿って容量型波高計を取り付け、 $F_n = 0.15, 0.175, 0.20$  の船速に対し、波長  $\lambda = 50 \text{ cm}, 60 \text{ cm}, 75 \text{ cm}$  の規則波中で船体運動を完全拘束した状態での曳航実験を行った。使用した波が  $\sqrt{L/\lambda}$  の表現では 2.45, 2.24, 2.0 であるから、船体運動を許しても、ほとんど船は動搖しないであろう。従って、本実験は船体運動を許した時の短波長規則波中の実験とも言えよう。供試模型船は鉱石運搬船「笠木山丸」の木製 3 m 模型であり、実験時の模型船の状態及び使用計測器を、不規則波中の実験（本報告書 4.3.4）のものも含めて、Table 4.3.1.1, 4.3.1.2.1 にまとめて示す。

ところで、電磁オシロの送り速度を低速で再生すれば、所謂、衝撃圧らしくないものも全て衝撃

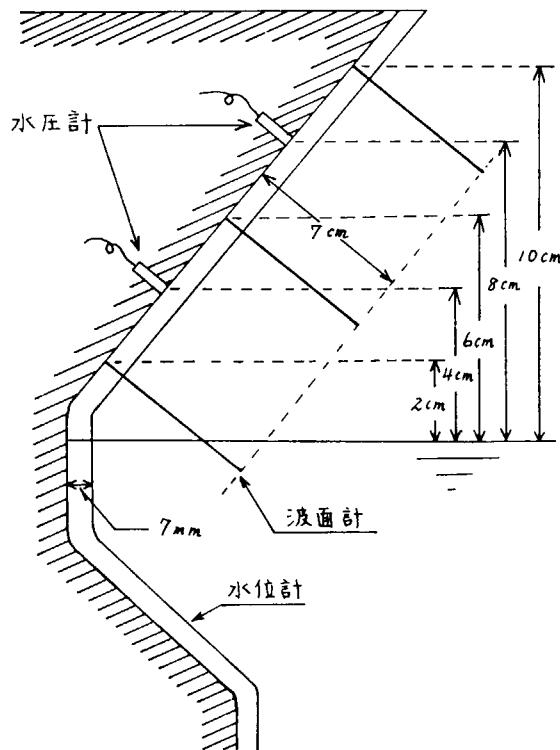


Fig. 4.3.1.1 水圧計、水位計、波面計の設置位置

Table 4.3.1.1 供試船の主要寸法

項目	実 船	模 型 船
垂線間長 (m)	2 4 7.0	3.0 0 0
幅 (m)	4 0.6	0.4 9 3
深 さ (m)	2 3.0	0.2 7 9
吃 水 (m)	1 6.0	0.1 9 4
排水量 (m³)	1 3 2,6 3 4	0.2 3 7 6
$C_b$	0.8 2 4 3	0.8 2 4 3
$C_{\text{ex}}$	0.9 9 7 5	0.9 9 7 5
$\Delta G$ (m)	fore 7.3 0 1	fore 0.0 8 9
$K G$ (m)	1 2.2 8	0.1 4 9
縦慣動半径	0.2 3 6 2 L <sub>pp</sub>	0.2 4 3 L <sub>pp</sub>
Scale	1	1/8 2.3 3

Table 4.3.1.2 使用計測器一覧表

計測項目	検出器	記録器	再生記録
水压 Stem 4	豊田 PMS-5 M (周波数特性 10 kHz)	TEAC R-260	直記式電磁オシロ
水压 Stem 8	"	"	三栄ビシグラフ
相対波面 Stem 2	抵抗型波高計	"	ガルバノメータG-1000
相対波面 Stem 6	"	"	(1/4, 1/8, 1/12 低速再生)
相対波面 Stem 10	"	"	
相対水位	容量型波高計	"	
出合い波高	"	TEAC R-260, 共和カセットレコーダー	
絶対波高	"	レクチグラフ	
Heave	ボテンショメータ	共和カセットレコーダー	
Pitch	パーティカルジャイロ	"	

圧と見なされ、また、逆に高速再生すれば、衝撃圧であるものが衝撃圧とは判断されなくなってしまう可能性がある。そこで、以下に述べる理由で、波形の立ち上がり時間が  $1/100$  秒以下のものを衝撃圧として取り扱った。いま、立ち上がり時間が  $t$  秒の波形の Peak までの部分を周期  $T = 4t$  の sine 波形の一部と仮定すれば、入力信号は周期  $T$  の規則波を含んでいる。すなわち、 $t = 1/100 \text{ sec}$  とすれば、 $T = 4t = 1/25 \text{ sec}$  の規則波が入力信号としてあったことになる。一方、千葉水槽で発生可能な波は、最も短いもので  $T_0 = 0.4 \text{ sec} = 1/2.5 \text{ sec}$  程度のものであるから、現実には、周期が  $1/25 \text{ sec}$  程度の変動圧は発生するはずはない。すなわち、通常の変動圧波形の周波数より一桁オーダーの高い立ち上がり時間 ( $1/100$  秒以下) をもつ圧力波形を、衝撃圧波形として採用したわけである。但し、立ち上がり時間が  $1/100$  秒以下でも、腰掛け部の圧力の方が大きい場合には衝撃圧とは見なさないことにする。また、波浪荷重の実船計測においては、立ち上がり時間とはやや異なるが、継続時間 (文献 10 参照) が 0.1 秒以下のものを衝撃圧としている。これを模型スケールに換算すると約  $1/100$  秒以下となり、ここで定義した衝撃水圧に対応している。

次に解析法について、実際の記録例に基づき説明する。

Fig. 4.3.1.2 に記録の一例を示す。(水位計は計器故障の為記録できなかった。Stem 8 水圧計の記録は衝撃圧が発生しなかったので示されていない。) Fig. 4.3.1.3 に、その一部分の拡大図と解析の一例が示されている。

Stem 2 cm 及び Stem 6 cm の所の波面計の記録より、相対法線速度（衝撃速度）がおのおの求まるので、その平均値（または、どちらか一方の計測値）を衝撃速度  $V_n$  として代表する。次に、Stem 2 cm の波面計が全没してから Stem 6 cm の波面計が全没するまでの時間差  $\Delta t$  を求める。この  $\Delta t$  間には、 $V_n = \text{Const.}$  と仮定すれば、波面計間の垂直距離が 4 cm であるから（Fig. 4.3.1.1 参照）、衝撃角度  $\beta$  は

$$\beta = \tan^{-1} \left( \frac{V_n \cdot \Delta t}{4 / \sin \alpha} \right) \quad (4.3.1.1)$$

但し、 $\alpha$  は Stem angle である。

となる。時間差  $\Delta t$  が計測できかねる場合には、Stem 6 cm の位置の波面計の先端が接水する時点における  $V_n = \text{Const.}$  で波面が変化したと仮定した時の Stem 2 cm の波面計上での船体表面から接水点までの距離  $b$  を、Fig. 4.3.1.4 の  $a$  より求め、次式で  $\beta$  を求める。

$$\beta = \tan^{-1} \left( \frac{7 - b}{4 / \sin \alpha} \right) \quad (4.3.1.2)$$

但し、 $b = ka$ ,  $k = \text{Calibration Constant}$

上式を用いて解析したデータは、 $F_n = 0.15$ ,  $\lambda = 50 \text{ cm}$ ,  $H/\lambda = 1/17.2$  の場合と、 $F_n = 0.15, 0.175$ ,  $\lambda = 75 \text{ cm}$ ,  $H/\lambda = 1/22.1$  の場合の 3 ケースのみである。この解析法では、 $\beta$  を現実よりやや小さめにとる可能性がある。

#### 4.3.1.3 実験結果及び考察

Fig. 4.3.1.5 に、 $\lambda = 50 \text{ cm}$ ,  $75 \text{ cm}$  の場合の衝撃角度  $\beta$  の解析結果を示す。 $(\lambda = 75 \text{ cm}, F_n = 0.15, H/\lambda = 1/22.1)$  の場合には衝撃圧は発生していないかったが、参考の為に水位計に波面が接した時の相対角度を示した。) 本図から、入射波の波傾斜がきつくなると衝撃角度  $\beta$  が小さくなる傾向が読み取れる。また、船速によっても大きく変化することがわかる。船体運動は拘束されているので、衝撃圧発生時の船首部での Local な波傾斜  $\bar{\theta}_w$  は計測された衝撃圧  $\beta$  から次式で求められる。

$$\bar{\theta}_w = \alpha - \beta \quad (4.3.1.3)$$

Local な波傾斜  $\bar{\theta}_w$  を入射波の最大波傾斜で割り、次式の様に船首波干渉係数  $\gamma$  を定義してみる。

$$\gamma = \bar{\theta}_w / \theta_w = (\alpha - \beta) / \theta_w \quad (4.3.1.4)$$

但し、 $\theta_w$  は入射波の最大波傾斜を示す。単位は全て “degree” である。

(4.3.1.4) 式に実測値  $\beta$ ,  $\theta_w$  を代入して求めた船首波干渉係数  $\gamma$  を Fig. 4.3.1.6 に示す。バラツキはあるものの、 $F_n = \text{Const.}$  とした時、入射波の最大波傾斜によらず、 $\gamma$  はほぼ一定値をとると言えそうである。船速の影響は、 $F_n$  に比例すると言えそうであるが、文献 11 にならない  $F_n^2$  に比例するとした。この  $\gamma$  は波長が変われば当然変わるものであろうが『衝撃圧発生時の船首波干渉係数  $\gamma$ 』と限定した上で、短波長波に対する  $\gamma$  の推定式を次式で与える。

$$\gamma = 75 F_n^2 + 1 \quad (4.3.1.5)$$

次に衝撃速度  $V_n$  と衝撃圧  $P$  について若干述べる。Fig. 4.3.1.7 に衝撃速度の計測結果を示したが、衝撃速度は、船の前進速度による法線成分  $V_s \sin \alpha$  ( $V_s$  : 船速) より大分小さい値となっている。このことから、船首せき返し波が、波面に対しては傾斜を陥しくさせる効果を、orbital velocity に対しては減少させる効果を及ぼしているものと推察される。同図で  $F_n = 0.15, 0.175$  の実験値にはバラツキが比較的少なく、 $F_n = 0.20$  が多いのは、発生した衝撃圧のバラツキ具合と一致している。

Fig. 4.3.1.8 に、衝撃角度及び衝撃速度の計測時の対応する衝撃圧の計測結果を示す。出会い波毎に衝撃圧の発生を見ているが、各実験状態に対して適当に数個選んで解析している。同図から、船速が増すに従って計測値の変動が激しくなっているものの、値そのものは傾向的には急増していくことがわかる。

最後に、衝撃圧  $P_{max}$  と  $V_n$  より計算される衝撃圧係数  $C(\beta) = \frac{P_{max}}{\frac{1}{2} \rho V_n^2}$  について述べる。Fig. 4.3.1.9 に

解析結果を示す。前田<sup>7)</sup> の推定式  $C(\beta) = 400^{-0.14\beta}$  も同図中に書き込んであるが、それと比較すると、実験値は全て推定値の下側にあり、推定式が種々の実験の max の包絡線であることを考えると、この推定式は、妥当なものと判断される。

#### 4. 3. 1. 4 結論

本実験で得られた結果を以下に要約する。

1. 衝撃圧発生時の Stem 近傍の波面の傾斜は入射波の最大波傾斜に比例し、また船速 ( $F_n$ ) の 2 乗に比例しているようである。
2. 1)の結果を整理し、短波長規則波に対する船首波干渉係数  $\gamma$  として次式を得た。 $\gamma = 75 F_n^2 + 1$
3. 衝撃圧係数としては、静水面への落下衝撃のような場合には、衝撃圧係数の上限値の実験式である前田の推定式を採用し得るが、乱れた波面との衝撃圧である船首衝撃においては実験値の平均として  $C(\beta) = 200 e^{-0.14\beta}$  を採用すべきであろう。

#### 参考文献

- 1) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 163, "5.4 船首外板の波浪変動圧、衝撃圧の計測結果", P. 174 (担当者 川上益男)
- 2) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 176, "4.2 模型船による波浪衝撃圧の計測", P. 163 (担当者 元良誠三、前田久明)
- 3) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 176, "5.1 甲板および船首外板の波浪衝撃の模型実験", P. 209 (担当者 川上益男)
- 4) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 176, "5.2 異常波中における衝撃水圧に関する実験", P. 221 (担当者 竹沢誠二)
- 5) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 192, "4.6 複合波中の船首波浪衝撃水圧試験", P. 182 (担当者 藤井 齊)
- 6) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 192, "4.7 規則波および不規則波中の船首波浪衝撃水圧試験", P. 185 (担当者 川上益男)
- 7) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 213, "5.4 衝撃圧係数", P. 135 (担当者 前田久明)
- 8) 藤井 齊、高橋 雄, "肥大船の船首形状と衝撃圧力に関する水槽試験", 日本造船学会論文集第 131 号(1972年)
- 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第 135 号(1974年)
- 10) 日本造船研究協会第 124 研究部会報告書 No. 156, "4.1 波浪衝撃水圧", P. 15
- 11) 永元隆一、塚本 修, "船首部波浪衝撃圧の推定について", 西部造船会会報第 49 号(1974年)

Exp. No 5

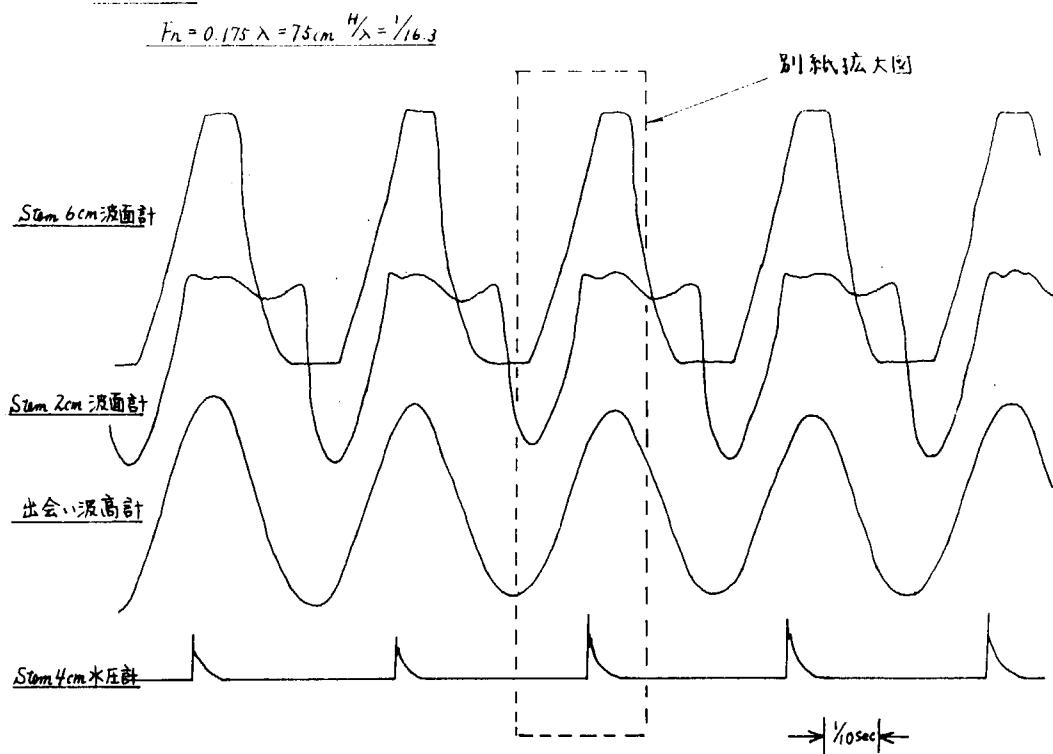


Fig. 4.3.1.2 記録例

Exp. No 5

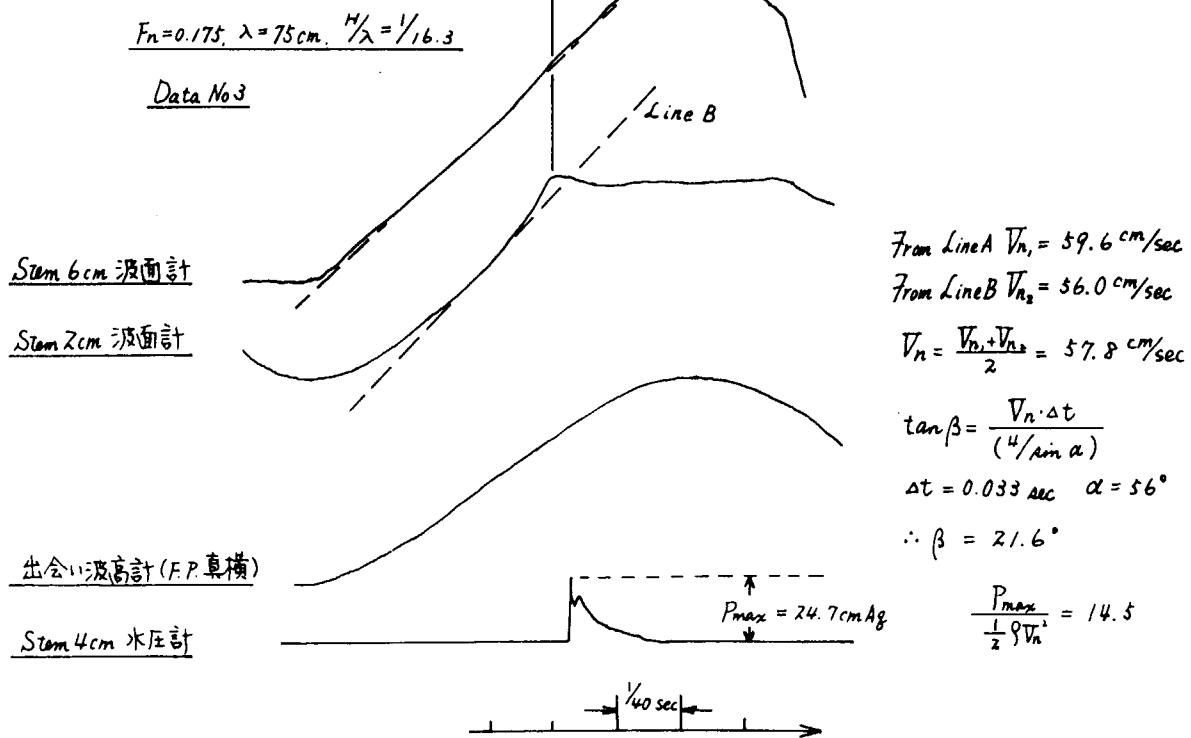


Fig. 4.3.1.3 解析法 (1)

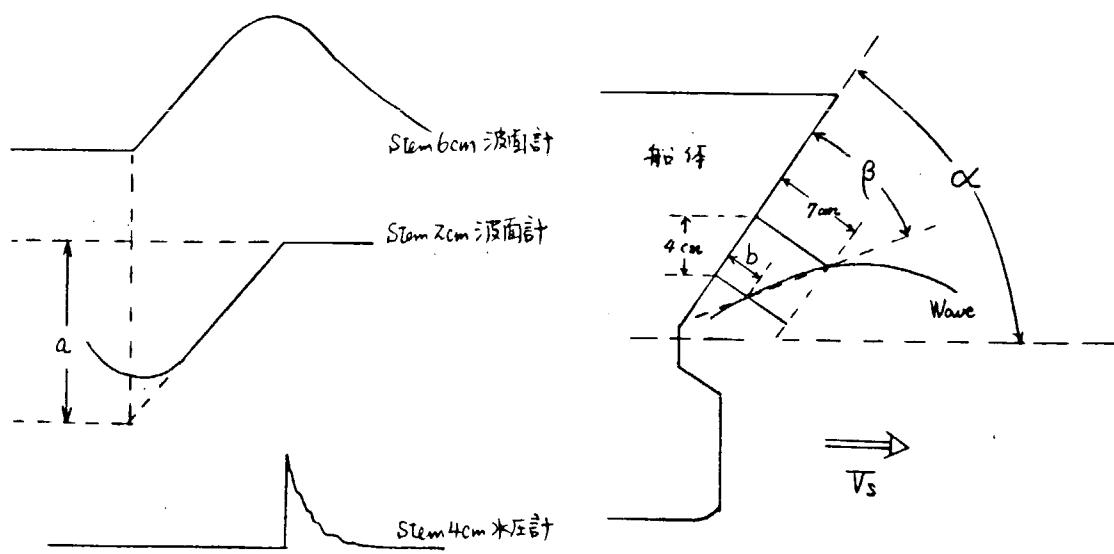


Fig. 4.3.1.4 解析法 (2)

Impact Angle  $\beta$  (deg)

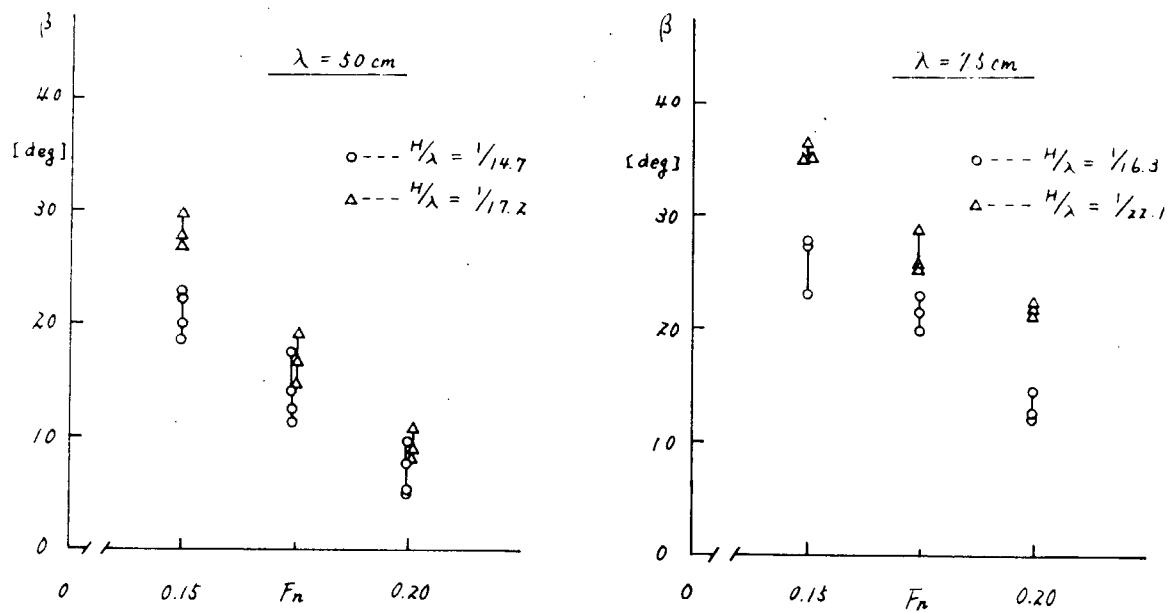


Fig. 4.3.1.5 衝撃角度  $\beta$  の実測値

### 船首波干涉係数

$$\gamma = (\alpha - \beta) / \theta_w$$

$\alpha$ : Flare Angle  
 $\beta$ : Impact Angle

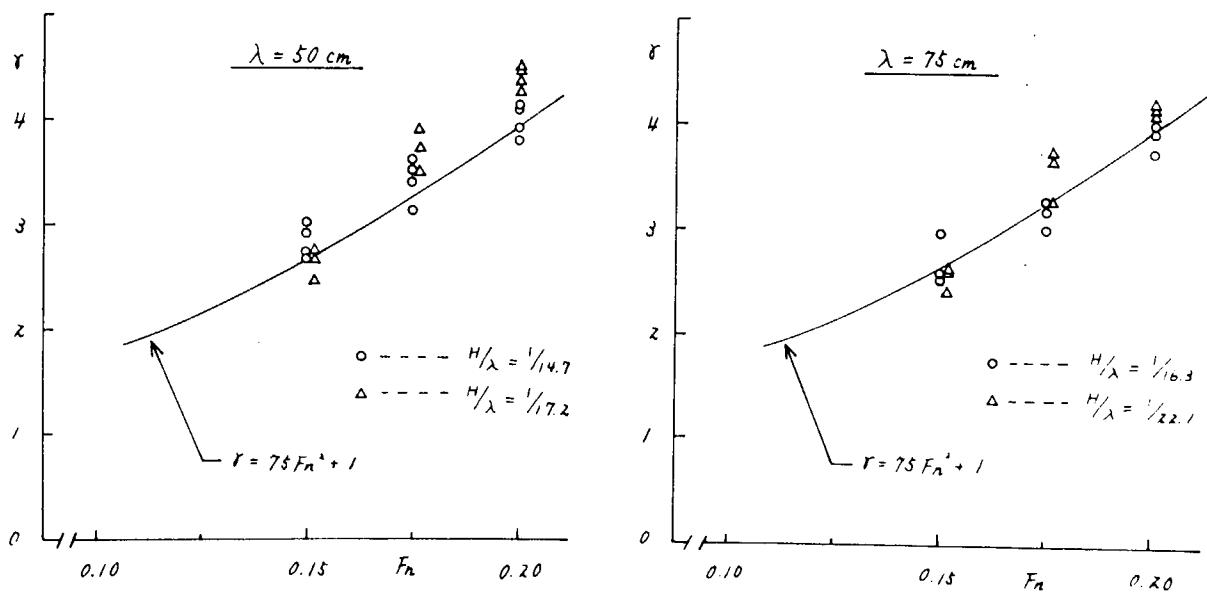


Fig. 4.3.1.6 船首波干涉係数

Impact Velocity  $V_n$  (cm/sec)

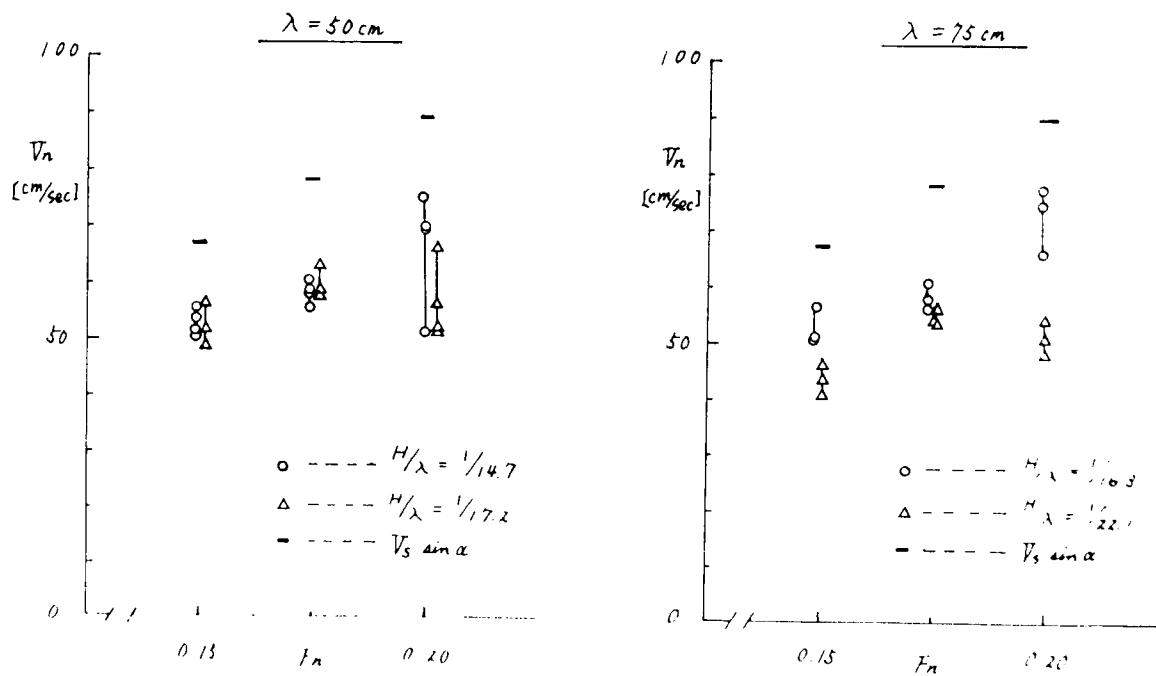
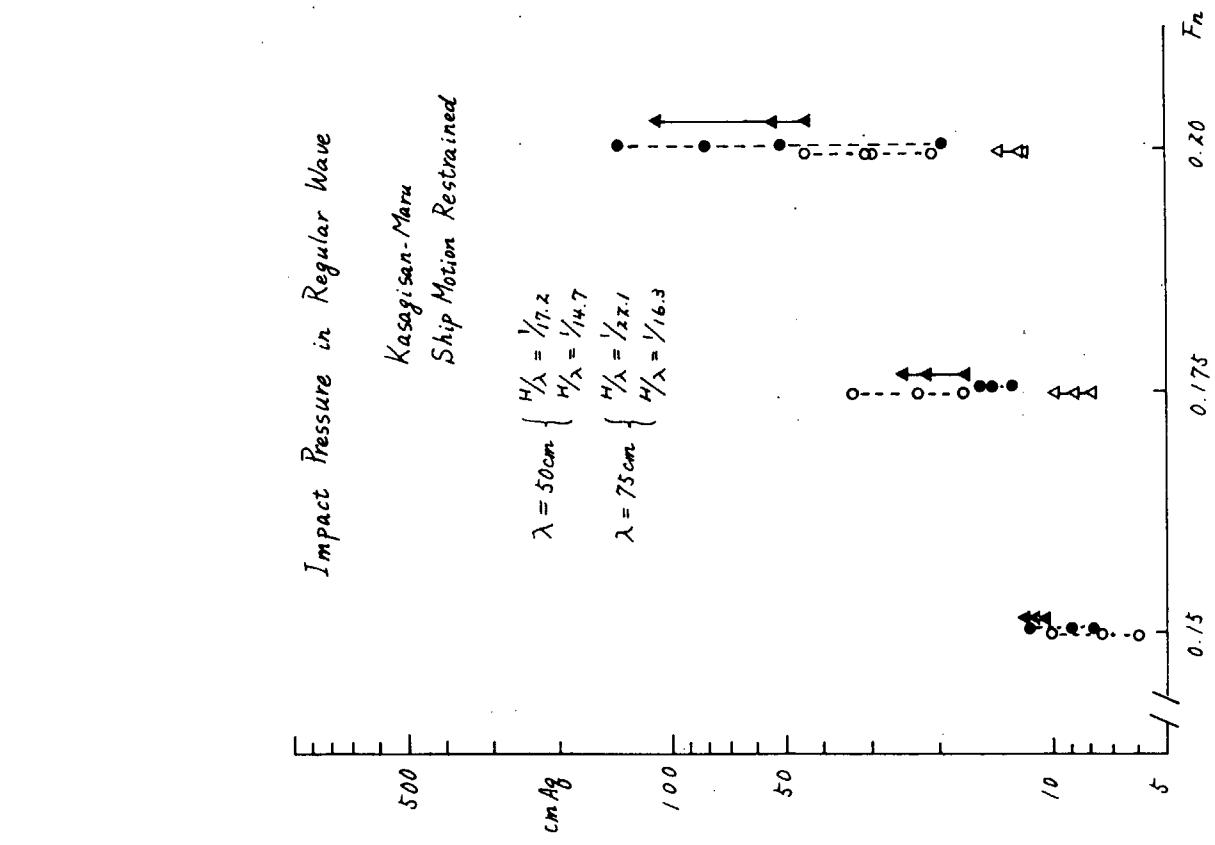


Fig. 4.3.1.7 衝撃速度の実測値



-94-

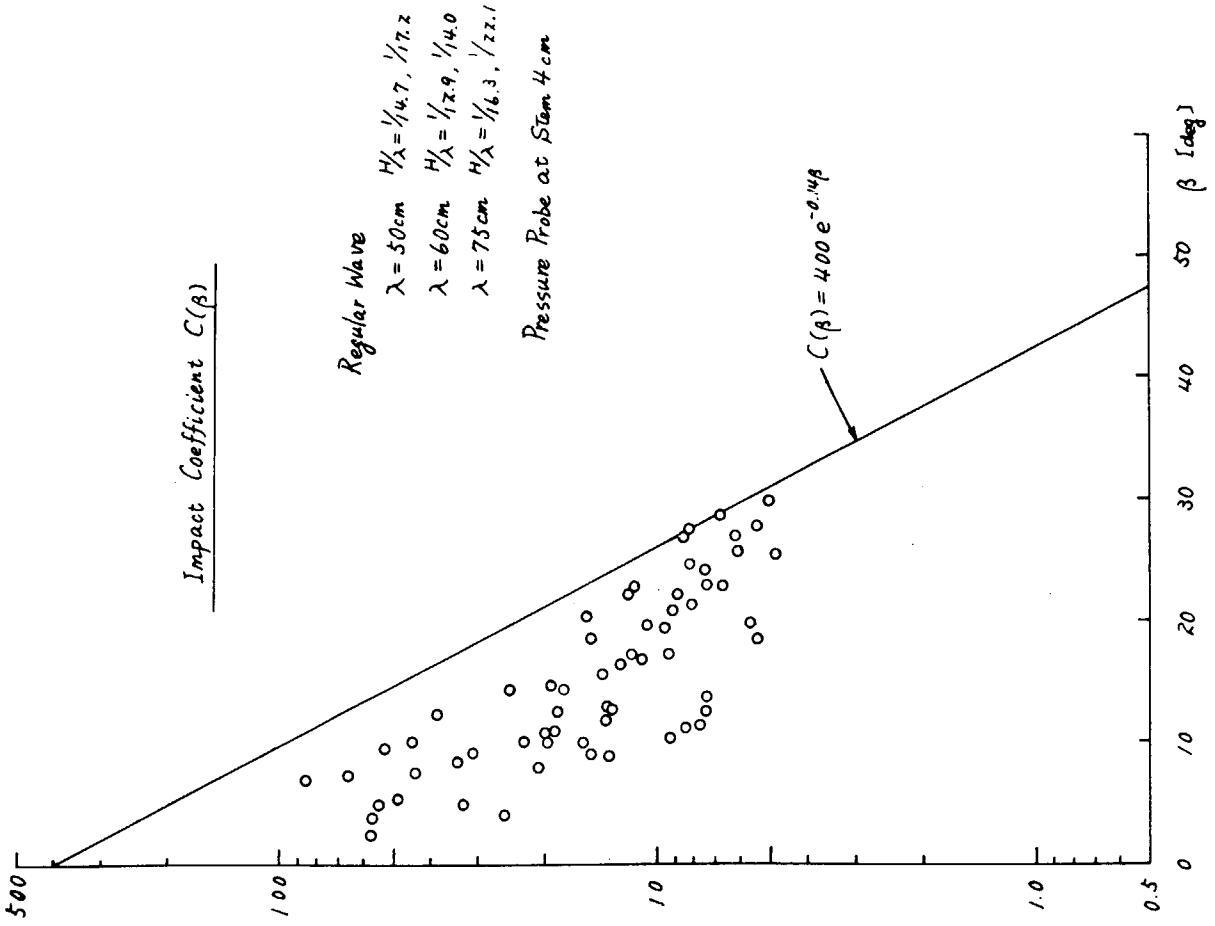


Fig. 4.3.1.8 衝突圧の実測値

Fig. 4.3.1.9 衝突圧係数

#### 4.3.2 過渡水波中における衝撃水圧計測実験

時間的、空間的に、波形コントロールが容易な過渡水波を用いると、作用時間の極めて短い大衝撃圧を発生させることが可能である。<sup>1)2)3)4)</sup>

横国大では、<sup>1)2)3)</sup> 過去の幾多の経験と実績の上に立って、集中前の状態では、波崩れの起こりにくい大波高過渡水波を発生させ、この波の中を、船体運動を許した状態で模型船（笠木山丸 2 m 模型）を曳航し、船首衝撃圧計測実験を行った。水槽に実際起こされた波は、最大波高で 30 cm に達し、満載吃水  $d$  の約 2.4 倍に相当するという異常な波であった。この様な大波高過渡水波中で計測された衝撃圧も、最大で約  $1.5 L_{pp}$  水頭という非常に大きなものであった。Fig. 4.3.2.1 に示した記録例のように衝撃圧の計測と同時に、衝撃圧発生前後の連続写真も撮影し、発生のメカニズムの正確な把握に努力が払われた。連続写真と再生記録とを注意深く観察することにより、大衝撃圧発生時は、波傾斜の大きい短波長波群の中を突っ切って進む時であり、波長の長い波の中では、波傾斜が大きくても、大きな衝撃圧は発生しないことが判った。また、この実験で、初めての試みとして、衝撃速度 ( $V_n$ ) 及び衝撃角度 ( $\beta$ ) も同時に計測され、船首波浪衝撃圧と衝撃速度、及び衝撃角度との関連が、定量的に解明される糸口を与えた。衝撃速度、及び衝撃角度の計測は、Fig. 4.3.2.2 に示す様な相対波面計（抵抗型波高計）を用いて、計測される Stem 上の 2 箇所での相対速度及びそれらの時間差から求めるという巧妙なものであった。Fig. 4.3.2.3 に解析の一例が示されている。これら計測値を用いて計算された衝撃圧係数 ( $C(\beta) = P_i / \frac{1}{2} \rho V_n^2$ ) が、最大で約 20 度となることを示した。（Fig. 4.3.2.4 参照）また大衝撃圧が発生した時の衝撃速度より、波による衝撃速度成分が約  $1 \text{ m/sec}$  のオーダーであることを示した。比較の為に、波長が船長と等しい規則波 ( $\lambda = 2 \text{ m}$ ,  $\omega = 5.55 \text{ rad/sec}$ ) で、上記の速度とほぼ等しい値を得ようとするなら、波の orbital velocity の最大値は  $\frac{H \cdot \omega}{2}$  で与えられるので、波高は  $H = 36 \text{ cm}$  ( $H/d \approx 2.77$ ) となる。船体運動がほとんど起こらない  $\lambda/L_{pp} = 1/2$  の規則波では、碎波限界波高で  $H \approx 14.3 \text{ cm}$  であるから、最大 orbital velocity は約  $0.56 \text{ m/sec}$  である。すなわち、いかに大きな波面速度であるか理解できよう。

一方、東大では、拘束模型を集中時の過渡水波に出会いさせて、衝撃圧を計測した。運動を許した場合、横国大の実験が示す様に、集中時には船体運動で衝撃圧を上げているわけだが、拘束すると集中時の非常に steep でかつ大きな orbital velocity をもつ波面に衝突するので、大きな衝撃圧が計測されるはずである。実験結果によると、最大で船長の約 2 倍の水頭に相当する衝撃圧が、船速がない場合でも計測された。衝撃圧の計測と同時に、高速カメラで波形の変化を調べ、約  $1.5 \text{ m/sec}$  の波面速度で、波面が船体に当っていることを示した。この値は、集中時の理論的 orbital velocity とほぼ一致していた。 $\lambda/L_{pp} = 1$  の規則波の orbital velocity でこの値を得ようとすれば、東大の場合は、模型の長さが 3 m であるから、波高は  $H \approx 66 \text{ cm}$  ( $H/d \approx 3.4$ ,  $H/\lambda \approx 1/4.5$ ) と非現実的な大きなものとなる。

上記のように、過渡水波中の実験は、他の水槽実験と比較してみると、波面速度を極端に大きく、かつ波傾斜を陥しくしていることが判る。船長オーダーの大衝撃圧が不規則波中でも非常にまれではあるが計測されることを考えると、過渡水波中の衝撃圧実験は衝撃圧の上限値をさぐる意味で重要であるばかりでなく、実験のコントロールが容易であることと、また、注意深く実験を行えば、ほぼ再現性があることから、発生メカニズムを追求する上でも適していると言えよう。

しかしながら、この種の実験では、波傾斜は碎波現象により自然と制御される為、不規則波の場合と本質的には変りがなく、従って、波の影響のうちで、特に波面速度を拡大して、（不規則波では、まれにしか起こらないような異常な状況を、ほぼ毎回、水槽で現出するという意味あいで）その影響を調べていることになろう。

なお、実験の詳細については、参考文献を参照されたい。

#### 参考文献

- 1) 日本造船研究協会第 131 研究部会報告書 No. 176, “5.2 異常波中における衝撃水圧に関する実験”, P. 221, (担当者 竹沢誠二)

- 2) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.192, "4.5 大波高過渡水波中の船首衝撃水圧試験", P.171,  
(担当者 竹沢誠二)
- 3) 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第135号(昭和49  
年6月)
- 4) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.192, "4.9 衝撃水圧の推定に対する一つの考え方", P.209,  
(担当者 元良誠三)

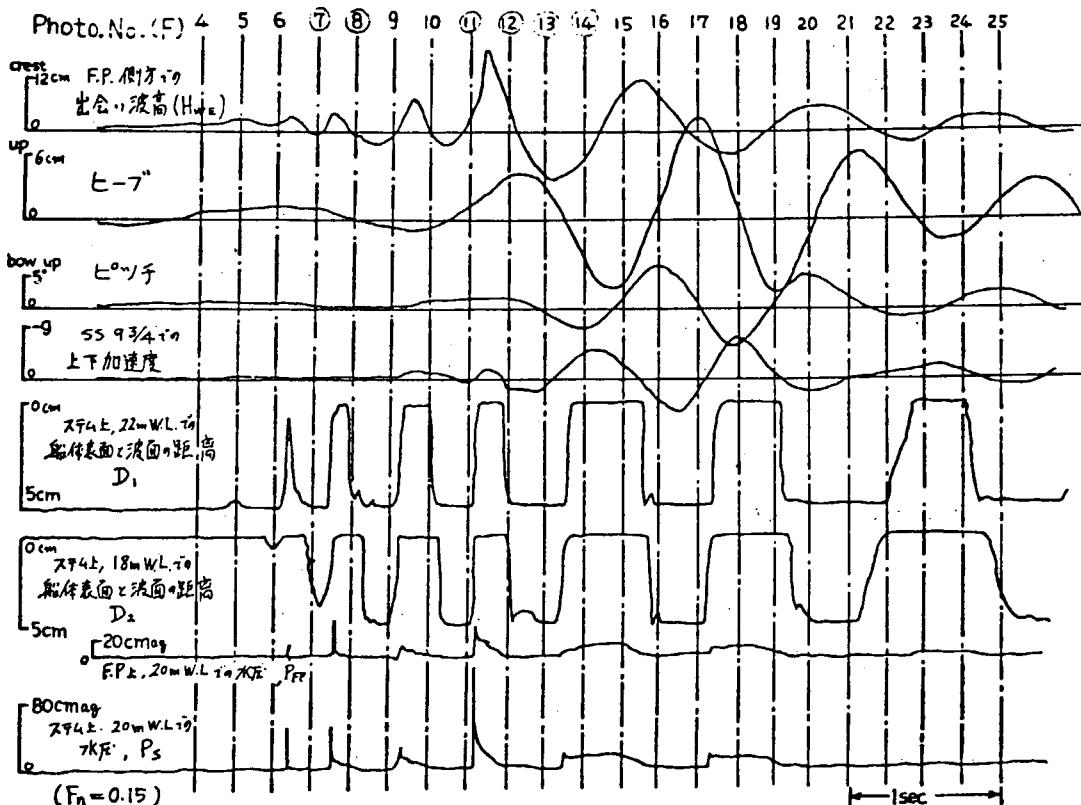


Fig. 4.3.2.1 実験記録例

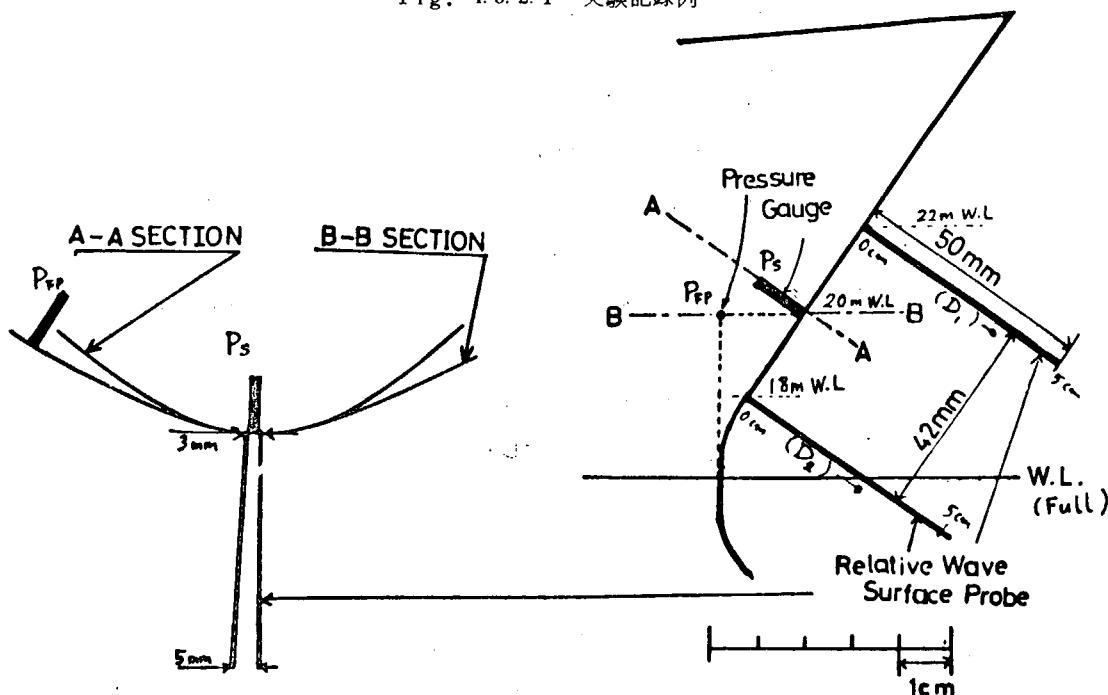


Fig. 4.3.2.2 水圧計及び相対波面計の配置

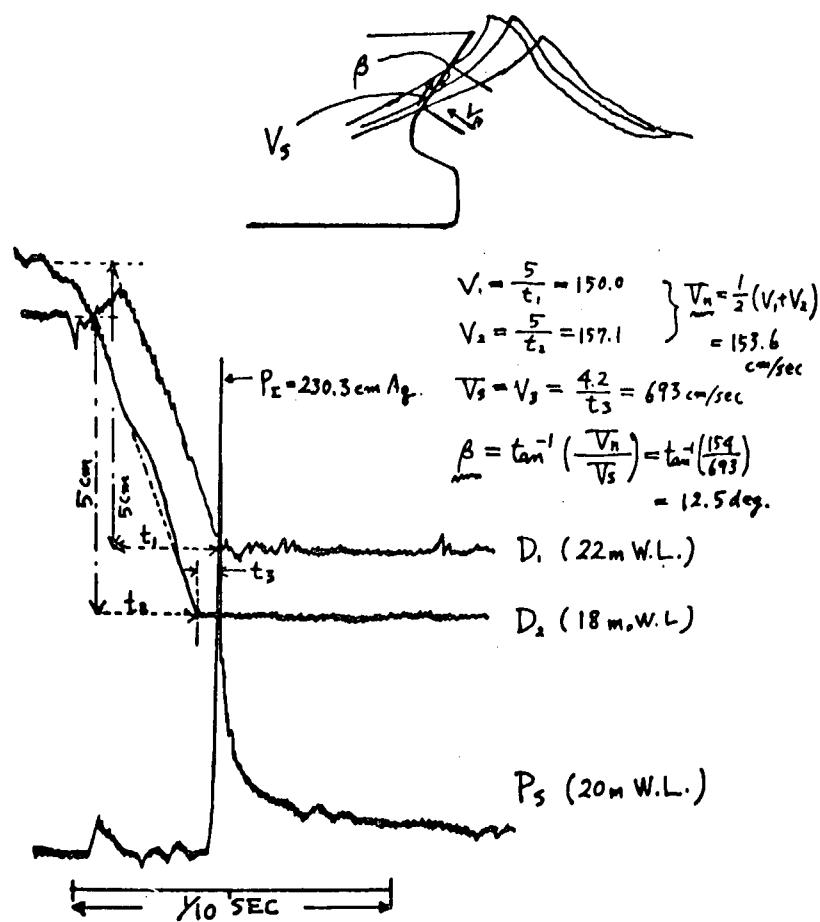


Fig. 4.3.2.3 衝撃速度  $V_n$  と衝撃角度  $\beta$  の算出法

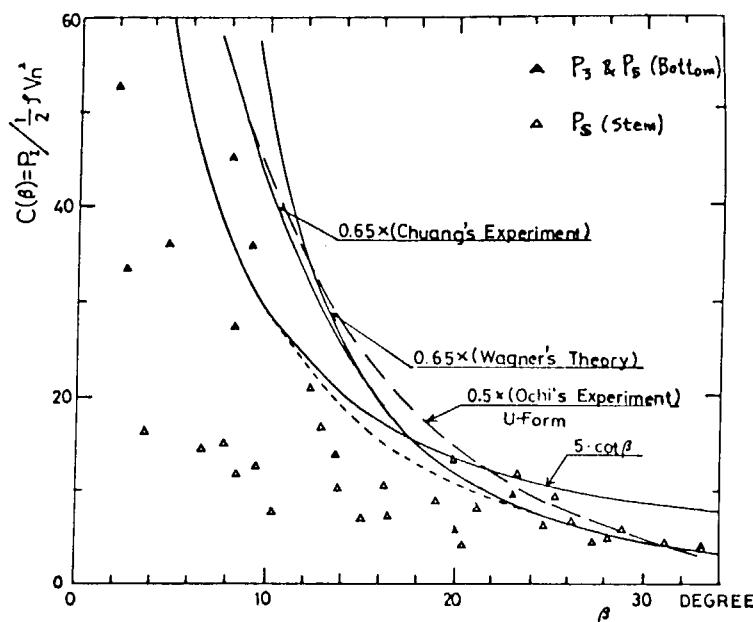


Fig. 4.3.2.4 衝撃圧係数  $C(\beta)$

#### 4.3.3 二方向波中における模型実験

船体に働く波浪衝撃水圧の実態を把握するとともに、その推定法確立のための資料を得ることを目的として、角水槽で自航模型船による実験を行った。

波浪衝撃により船体に損傷を受けることは、船首船底をはじめ、船首フレア一部、船首樓甲板などしばしば経験されるところであり、これらに関する研究は模型実験でも盛んに行われている。<sup>1), 2), 3)</sup> しかしながら、これを船側波浪衝撃まで含めて模型試験でしらべようとするとき、いままでの一方向からだけの波では不充分なように思われる。一般に、海洋波はいろいろな方向から伝播してきた多くの波の合成と考えられ、しかもその各々がうねりのような長波長成分から風浪のような短波長成分に至るまで様々な周波数成分を含んでいる。その中のある成分波は主に船体運動をひき起す原因となり、またある成分波は船体との干渉などによりその近傍に相度の大きい波面を生ずることになる。こうした現象がたまたまある位相関係のもとに組合さると、船体表面と波面とがある角度以下でしかもかなりの相対速度をもってぶつかり合う結果となり、そこにはじめて波浪衝撃水圧が発生することになる。こう考えてみると、船側波浪衝撃水圧を自航模型船でしらべようとするには、まず、それに適した波浪環境、すなわち、少くとも二方向波を角水槽内に作り出す必要があることが容易に理解されよう。これが、今回の実験のため角水槽に第2面造波装置を導入したゆえんである。

今回の二方向波中における模型実験は、大きく分けて次の2つに大別される。その一は、直交二方向波の各素成波とともに規則波としたときの実験で、<sup>4)</sup> 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定性的にしらべたものである。また同時に、衝撃水圧波形のピーク値、持続時間などをできるだけ正確に測定してみるということも目的の一つとされた。その二は、直交二方向波の各素成波とともに不規則波としたときの実験<sup>5)</sup>で、波浪や船速などの条件ならびに船体表面上の位置に応じて、夫々の短期の衝撃水圧発生頻度分布を求め、これからその最大値の期待値が各要因に対してどのような関係にあるかを定量的にしらべたものである。以下に、これらの実験結果の概要について報告する。

##### 4.3.3.1 二方向波の発生とその特性

第2面造波装置の性能として要求されるものは、少なくとも任意方向の斜め規則波が起せること、および正面方向には不規則波も起せることなどであった。このため、造波装置の型としてはフラップ型を採用し、これを24分割していわゆるスネークタイプとした。<sup>6)</sup> 波の測定は、水槽中央の水面下に設置された超音波式波高計<sup>7)</sup>によったが、その結果から二方向波の特性として次のことがわかった。<sup>8)</sup>

まず、直交二方向規則波の場合について考察する。両素成波が同波長異波高のときには、定点での測定波形の時間的経過は定振幅振動波形となり、またその定点の位置を空間的に移動するとその振幅は各素成波の振幅の和（最大）から差（最小）の範囲で変化する。異波長異波高のときには、定点での測定波形の時間的経過は複雑なビート状を呈する。直交二方向波は、その素成波の双方が規則波であれば水槽内に美しい市松模様を書き出す。しかしながら、そのパターンの移動する方向は、素成波の波長が互に異なる場合、パターンの対角線の方向とは一致しない。

以上述べたごとく、二方向波はたとえその素成波がともに規則的な場合であっても、一方向波に比べて遙かに複雑な組合せの波浪環境を作り出すことができる。すなわち、単に二方向から波が到来するというだけでなく、それら相互の位相関係が順々にずれて行くため、合成波はビート状を呈する。このような波は波浪衝撃がいろいろな現象の偶然の重なり合いとを考えるならば、それを模型試験でしらべる上では好都合なものとなる。一方、角水槽といえども実際の海面に比べると極めて狭い空間に過ぎず、その中で実際には発生頻度の少ない現象をしらべようとするには、その発生条件に合うような環境条件を水槽中に人工的に整えてやる必要がある。二方向規則波は、こうした波浪環境の濃縮化をはかるにも極めて便利なものである。

ついで、直交二方向不規則波の場合については、第1面造波および第2面造波を夫々単独に行ったときの波のスペクトラムを夫々  $S^{(1)}(\omega)$ ,  $S^{(2)}(\omega)$  とすると、両方同時に造波したときの合成波のスペクトラム  $S^{(1+2)}(\omega)$  は、

$$S^{(1+2)}(\omega) = S^{(1)}(\omega) + S^{(2)}(\omega)$$

のごとく、夫々の素成波のスペクトラムの線型重ね合せとおよそ見倣せることがわかった。したがって、合成波の有義波高は各素成波の有義波高の自乗和の平方根となり、さらには、船の進行方向に対する合成波の波面傾斜角および粒子速度のスペクトラムは、各素成波毎に求めた夫々のスペクトラムの線型重ね合せとなる。

このように、直交二方向不規則波は、自然に存在する海洋波の特性をよりよく表現でき、しかもそのスペクトラム的取扱いが簡単なこともある、とくに船側波浪衝撃水圧をしらべるための環境としては極めて有用なものであるという事ができる。

#### 4.3.3.2 実験方法

実験は、船舶技術研究所の角水槽において行われた。実験に用いた模型船は大型鉱石専用船「笠木山丸」の4.5 m木製模型である。実船および模型船の主要目および実験状態等については、すでに中間報告<sup>9)</sup>等に述べられているのでこゝでは省略する。

衝撃水圧は、鋭い立上りと極めて短い持続時間とを持ったものであるため、測定が難しい。そのため、今回の実験では、極めて応答の速い半導体圧力変換器やデジタルメモリアンプなどを応用した新しい計測システムを開発し、計測を成功に導いている。<sup>10)</sup>

模型船の航走方法は、従来角水槽においてとられて来たものと同様なものとした。すなわち、自航模型船には自動操縦を加え、またプロペラ軸駆動用のモータの電圧は一定値に保ったまゝ航走させた。したがって、船の速度は夫々の出会い波の特性に応じて自然に低下している。

#### 4.3.3.3 実験データの解析

模型実験で得られたデータはかなり大量であるため、その全容をこゝで示すことはできない。また、その主要なものは中間報告等すでに報告されているので、こゝでは次節の「実験結果のまとめ」を理解するに必要な最少限度の簡単な説明に止みたい。

直交二方向規則波中の実験データ解析では、まず、衝撃水圧波形のパターン認識から始めた。記録された測定水圧波形をみると、鋭い立上りとそれに続くいわゆる腰掛部とを持った典型的な衝撃波形から、変動水圧波形が複雑に変形されてできた衝撃波形との中間的なものと見るべきものまで含めて、いろいろなタイプのものが存在するのがわかる。これらの中に典型的な衝撃波形がどの程度の頻度で含まれているかに応じて、Fig.4.3.3.1に示すような5つのカテゴリーを設けてみた。そして、このカテゴリーに従って衝撃水圧の発生条件および船体表面上の発生範囲をしらべることにした。Fig.4.3.3.2は、こうした解析の一例を示したもので、二方向波の各素成波の波長をいろいろ変えてその組合せの影響をしらべたものである。この外にも、船速、波との出会い角、波高などを変えて、夫々の影響をしらべている。

典型的な衝撃水圧波形に関しては、デジタルメモリアンプを利用してそのピーク値および持続時間をできるだけ詳細に検討している。Fig.4.3.3.3は、その一例を示したもので、これから、4.5 m模型船上では、衝撃の立上り時間は $1/100$ 秒、また持続時間は $3/100$ 秒オーダーのものであることがわかる。

不規則波中の実験データの解析に当っては、まず、短期(実船換算約30分間)の衝撃水圧の発生度数分布を求めてみた。Fig.4.3.3.4はその一例を示したもので、これから上記分布がおよそRayleigh分布とみなせることがわかる。したがって、実験値からその分散を求め、短期の衝撃水圧の最大値の期待値を推定することは容易である。模型実験による船側波浪衝撃水圧の定量的な検討は、このように短期の最大値の期待値をもとにして整理することにした。Fig.4.3.3.5～7は、夫々、上記期待値が船体表面上の位置が変るに従ってどのように変化するか、また、船速および波長の影響はどうかをしらべたものである。

#### 4.3.3.4 実験結果のまとめ

以上の模型実験結果をとりまとめると、次のとくである。

- (1) 二方向波は、波浪衝撃水圧を自航模型船を用いて実験的に研究するには非常に有用である。

- (2) 波浪衝撃水圧の発生条件に関しては、イ) 船速が高くなる程急激に発生し易くなるが、この影響は船首付近に限られる、ロ) 二方向波の各素成波の成長が短くなる程、すなわち波面の傾斜が大きくなる程発生し易くなる、ハ) 船体表面に対し法線方向に近い方向から波が来る程発生し易くなるが、この出会い角の影響は鋭敏ではない、ゼ) 船体運動は衝撃水圧の発生とは概して関連が薄い、ことなどが明かになった。
- (3) 波浪衝撃水圧の船体表面上における発生範囲に関しては、イ) 船首ステムおよびフレア一部における発生が甚しく、船体平行部に移行するに従い急激に減少する、ロ) 波高が高くなると水線より高い位置での発生が盛んになる、ことなどが明かになった。波浪衝撃水圧の波形にはいろいろなタイプのものがあるが、鋭い立上りさえ持つていればたとえそのピーク値が低くともその範疇に入れるならば、衝撃水圧は船体表面上到る処に発生していると考えてよい。問題は、その頻度や最大値のレベルがどの程度であるかをしらべることにあると思われる。
- (4) 波浪衝撃水圧の型、ピーク値、持続時間などを自航模型船上で正確に測定することに成功した。
- (5) 二方向不規則波中の模型実験から、波浪衝撃水圧の短期分布の最大値の期待値を求めた。その結果、上記期待値が、イ) 船速の増加とともに急激に上昇するが、その影響は船首付近に限られる、ロ) 波長の短い成分が多く含まれている程期待値は高い、ハ) 船首ステムやフレア一部における期待値は高く、船体平行部に移行するに従い急激に低下する、ことなどを定量的に明かにすることができた。

### 参考文献

- (1) G. R. G. Lewison : On the Reduction of Slamming Pressures, Q. T. R. I. N. A. Vol. 112, № 3 (1970)
- (2) 川上益男 ; 船体の青波衝撃強度について、造船学会論文集 125 号 (1969)
- (3) 藤井 齊ほか ; 肥大船の船首衝撃に関する実験的研究、造船学会論文集 131 号 (1972)
- (4) 菅井ほか ; 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 135 号 (1974)
- (5) 菅井ほか ; 船側波浪衝撃水圧に関する実験的研究、造船学会論文集 138 号 (1975)
- (6) 日本造船研究協会 研究資料 № 176, P. 192 (1973)
- (7) 松元ほか ; 複合波の計測例、第 22 回船研発表会 (1973)
- (8) 北川ほか ; 2 方向波中の船体運動に関する一実験、造船学会論文集 135 号 (1974)
- (9) 日本造船研究協会 研究資料 № 192 (1974)
- (10) 武井ほか ; 模型船における衝撃水圧の測定、第 22 回船研発表会 (1973)

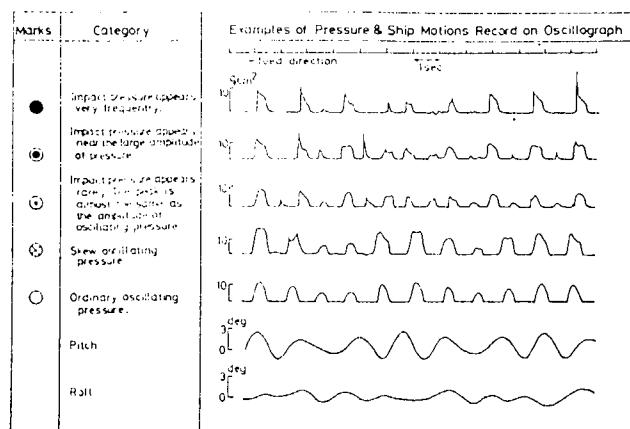


Fig.4.3.3.1 Categories of hydrodynamic pressures

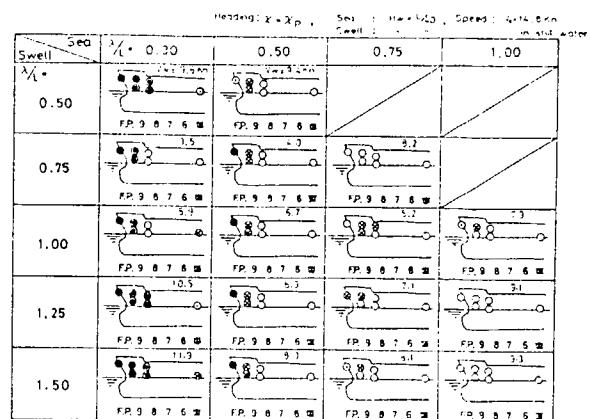


Fig.4.3.3.2 Illustrative diagrams showing occurrence of impact for various wave conditions

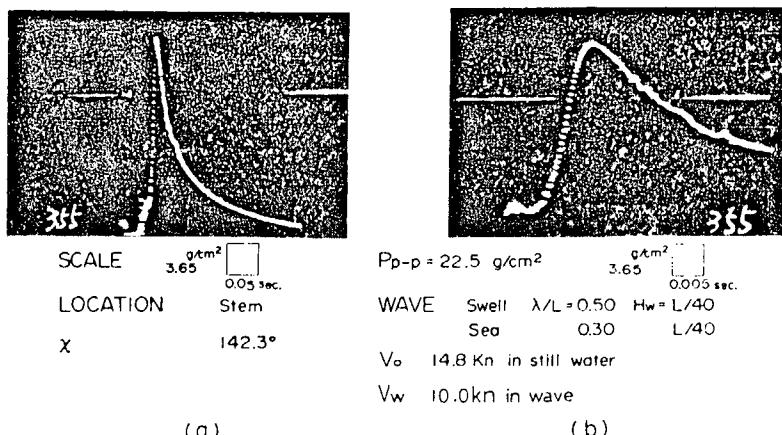


Fig.4.3.3.3 Typical impact pressure recorded by digital memory

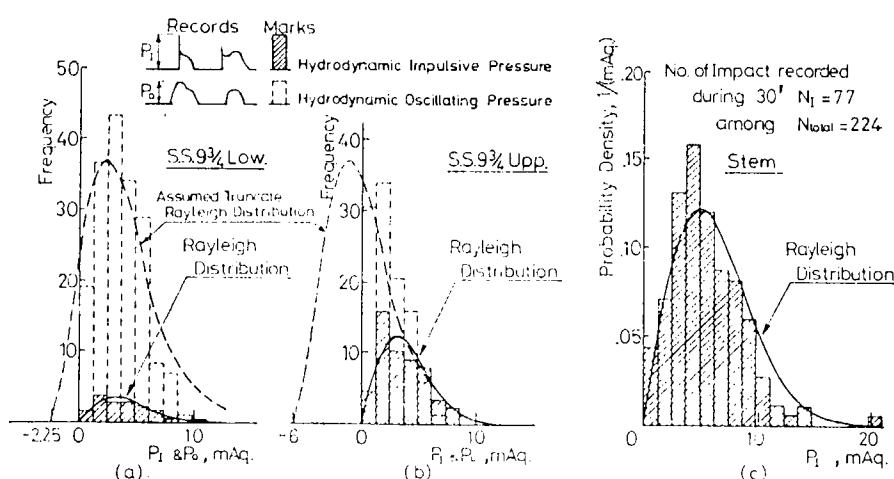


Fig. 4.3.3.4 (a),(b),(c) Distributions of peak values of hydrodynamic oscillating and impulsive pressure  
(Experimental conditions are all the same as those of Fig. 4.3.3.5 )

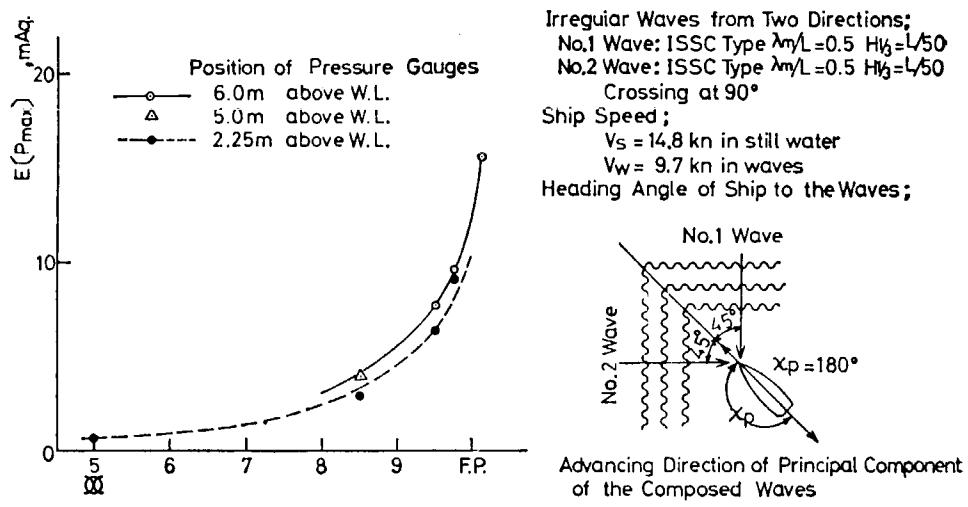


Fig. 4.3.3.5 Longitudinal distributions of short term expected values of impulsive pressure peaks

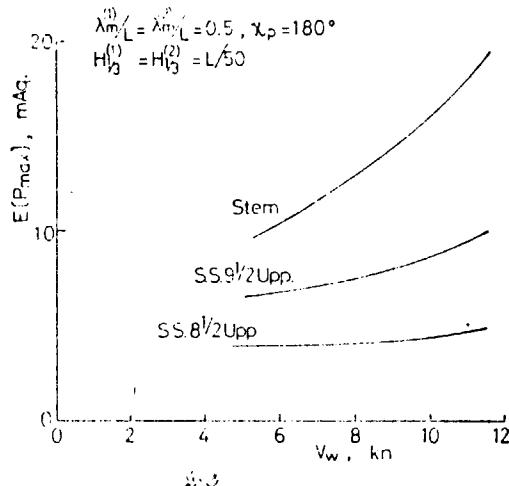


Fig. 4.3.3.6 Effect of ship speed on impulsive pressure

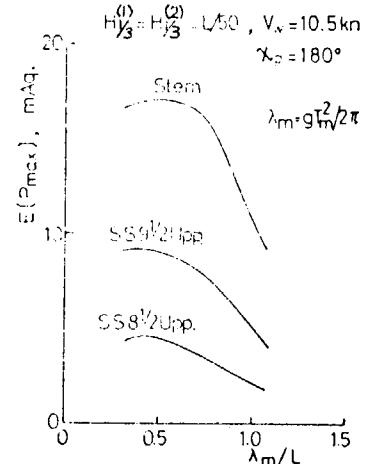


Fig. 4.3.3.7 Effect of mean wave length of waves on impulsive pressure

#### 4.3.4 不規則波中における衝撃水圧計測実験

##### 4.3.4.1 はじめに

規則波中の衝撃水圧計測実験では、衝撃水圧の大きさを決めるパラメータのうちでも、特に船首せき返し波の衝撃圧への影響について調べてきた。本節では、不規則波中の衝撃圧の問題に確率論的にアプローチし海象との関係を追求する。すなわち、衝撃水圧の発生頻度、発生した衝撃水圧の分布形、衝撃角度の分布形及び衝撃速度の分布形が、いかなる形となるか調べることを主眼とする。船首衝撃水圧に関するこの種の研究は川上<sup>1)</sup>、竹沢<sup>2)</sup> 及び菅井<sup>3)</sup>の研究しかなく、未だ確定的な結果は得られていないのが現状であり、次章で詳述する推定法の基礎をなすものという意味からも、本実験の価値は十分あるものと思う。

##### 4.3.4.2 実験及び解析法

実験は実船 Scale の有義波高 ( $H_s$ ) が 5 m (便宜上 B.S.7 と呼称する), 7.5 m (B.S.8), 10 m (B.S.9) の海面に対応する二次元不規則波中の正面に向い波状態で、3種類の船速 ( $F_n = 0.10, 0.15, 0.20$ ) に対して行われた。船体運動としては、シングルガイドによりヒープとピッチを許している。使用不規則波は、I.T.T.C.スペクトルを基準スペクトルとして造波特性を加味しながら、電算機で作製されたアナログ信号を用いて起こされている。これら不規則波は、造波機からおよそ 10 m 離れた点の波形 (容量型波高計) と、Sub-Carriage に取り付けられた波高計 (F.P. の真横約 1.5 m の位置、容量型波高計) による出会い波形の 2種計測されている。ヒープ及びピッチは、それぞれボテンショメータ、vertical gyro で計測した。その他の計測項目としては、水圧計 (Stem 4 cm と Stem 8 cm の 2 点), 波面計 (Stem 6 cm, Stem 10 cm の 2 個所) 及び水位計 (Stem 上) があるが、設置状況は、規則波中実験と同じである。(Fig. 4.3.1.1 を参照のこと。)

記録及び再生方法としては、周波数特性を良くするためにデータレコーダー (TEAC R-260 に衝撃圧関係、共和カセットレコーダーに運動関係) に、いったん記録し、後に Tape speed を落としてから電磁オシロで再生する方式とした。不規則波は、スペクトル解析した。

衝撃速度  $V_n$  及び衝撃角度  $\beta$  の解析は、以下のようにしている。Fig. 4.3.4.1 と 4.3.4.2 に示した記録の一部を見ると理解されるように、衝撃圧発生時の波面計の記録はきれいに直線状となっており、この傾きより衝撃速度  $V_n$  は容易に求められる。ただし Stem 4 cm の位置での衝撃速度は Stem 6 cm の波面計の記録で、また Stem 8 cm の場合は Stem 6 cm 又は Stem 10 cm の波面計の記録で代表されている。Stem 上を波面が上昇する速度  $V_t$  は、船体表面から約 7 mm 離して Stem に沿って取り付けた水位計の記録の傾きから求められており、規則波の場合とは異なっている。衝撃水圧の継続時間は非常に短いので、この微小時間では  $V_n, V_t$  とも一定と仮定して、衝撃角度  $\beta$  は、

$$\beta = \tan^{-1} \left( \frac{V_n}{V_t} \right) \quad (4.3.4.1)$$

と求めている。(Fig. 4.3.4.2 の図中に解析例が示してある。)

不規則波中の場合、規則波中の場合と違って、出会い波毎に衝撃水圧が発生するわけではないし、波面計の乱れも著しく、衝撃水圧が記録されていても  $V_n, V_t$  が計測しかねる場合も生じている。Fig. 4.3.4.3 にその一例を示した。Stem 上の水位は下降しているにも拘らず、波面計の記録は上昇しており、明らかに空気の巻き込みが起っている。Stem 4 cm の水圧計の記録には、約 8.50 Hz の振動が見られ、また Stem 8 cm の記録は、碎波して飛び散った水塊が水圧計に当たったような波形が示されており、典型的な Bagnold 型の衝撃が起ったと言えよう。このような計測例は少なかったので、特に分類はせずに、衝撃水圧発生回数の 1 つとして数えている。従って、衝撃水圧の分布形は、Bagnold 型のものもわずかではあるが含んでいることになる。

なお、衝撃速度、衝撃角度の解析には、多大の時間が要求されるので、記録の一部に限って解析している。衝撃水圧の peak 値については、4.3.1 節の定義に基づき全記録を解析している。

#### 4.3.4.3 実験結果及び考察

##### 1) 使用不規則波について

出会い波高形で記録した不規則波のスペクトル解析した結果を、目標スペクトルと共に Fig.4.3.4.4, 4.3.4.5 に示したが、ほぼ目標の海象を simulate できたと言えよう。なお、本実験では、現象の統計的処理に必要な量のデータを集積するために、同一船速及び海象で何回も航走した。その際、N 波中の最大値の予測法を用いて、毎回最大値をチェックしながら実験を繰り返したので、常にはほぼ目標のスペクトルを有する不規則波中で実験されている。

##### 2) 衝撃圧発生頻度について（衝撃圧発生率 $f_i$ ）

不規則波中を航走する際、いかなる頻度で衝撃圧が発生するか実験的に調べてみる。頻度に関係するパラメータとしては、i) 船速、ii) 海象、iii) 問題とする点の水平面に対する角度 ( $\alpha$ ) と吃水よりの高さ ( $Z_s$ ) 等を考慮することにする。

衝撃圧が発生するためには、問題の点の接水することが最低必須条件であるので、接水係数なるものを次式で定義する。

$$f_w(Z, F_n, H_w) = e^{-\frac{Z^2}{2m_{so}}} \quad (4.3.4.2)$$

ここで、 $m_{so}$  は、考えている点の相対上下動の分散を表わし、 $Z$  は、考えている点の Z 座標  $Z_s$  と Static swell up  $hs$  の差を示す。この接水率にある関数 ( $F_n$  と  $\alpha$  の関数と考える。) を乗じたものが衝撃圧発生率、すなわち

$$f_i(\alpha, Z, F_n, H_w) = C_i(\alpha, F_n) \cdot f_w(Z, F_n, H_w) \quad (4.3.4.3)$$

と仮定し、まず最初に笠木山丸 ( $\alpha = 56^\circ$ ) の場合について  $C_i$ ,  $f_w$  を求めてみる。 $(4.3.4.2)$  式中の Static swell up (船首部での波面の上昇) は、田崎<sup>4)</sup>の実験式の修正式である永元、塙本<sup>5)</sup>の式で計算する。

$$\eta_s / L = k_1 \cdot F_n^2 \quad (4.3.4.4)$$

$$\text{ただし, } k_1 = \begin{cases} 0.75 & B/Le < 0.5 \\ 0.125 & 0.5 \leq B/Le < 1.5 \\ 0.5 & 1.5 \leq B/Le \end{cases}$$

L : 船長 B : 船幅 Le : entrance 長さ

また、相対上下動の分散は、Strip 法による相対上下動の周波数応答関数と I.T.T.C.スペクトラム を用いて計算する。

ところで、水槽実験により衝撃圧発生率  $f_i$  は求められるので、これと、既に計算された接水係数  $f_w$  とを用いて逆算してみる。実験で  $f_i$  を求める際には、出会い波形のスペクトル解析で推定される O-crossing 平均周期より遭遇する波数  $N_o$  を推定し、実験で得られた衝撃圧発生回数  $N_i$  との比から  $f_i$  を求めた。 $(O\text{-crossing 平均周期から波数 } N_o \text{ を推定したのは、データをマニュアルで 2.3 解析したところ、 } O\text{-crossing 平均周期による } N_o \text{ とほぼ一致し、一方、Peak-to-peak 平均周期で推定すると推定値 } N_o \text{ が非常に大きくなつたことによる。} ) f_i \text{ の計算結果を Table 4.3.4.1 に示した。また、} (4.3.4.2) \text{ 式で計算される接水係数 } f_w \text{ と実験による } f_i \text{ から求めた } C_i \text{ を Table 4.3.4.2 に示す。これらの値を用いて } C_i \text{ の実験式を求めると}$

$$C_i(56^\circ, F_n) = 3.5 F_n^3 \quad (4.3.4.5)$$

となる。

次の段階として Stem 角度  $\alpha$  の衝撃圧への影響について考える。この影響を調べた実験としては竹沢の研究<sup>2)</sup>以外にはないようである。竹沢は Stem 角度を原型の  $56^\circ$  (原型), 改悪型の  $\alpha = 46^\circ$  (改 1), 改良型の  $\alpha = 90^\circ$  (改 2) の 3 種に変化させた場合の不規則波中での衝撃圧を測定し衝撃圧の発生頻度を示した。よれによると、原型での発生頻度を 1 とすれば、 $\alpha = 46^\circ$  では約 1.4 ~ 1.6 倍、 $\alpha = 90^\circ$  では約 0.05 程度である。(竹沢の衝撃圧の分類で Type 1 及び 2 を採用した。) これらの数値を利用して、原型での発生頻度を  $f_o$  として、 $\alpha$  の変化

Table 4.3.4.1 衝撃圧発生頻度

種類	船速 $F_n$	水圧計位置		海象		出会い波数 $N_o$	衝撃圧発生数 $N_i$	衝撃圧発生率 $f_i$
		模型(実船)	呼称	有義波高(実海面)				
Case 1	0.15	Stem 4 cm (3.3m)	B.S.7	6.1 cm (5.0m)	1081	112	0.104	
Case 2	0.15	Stem 8 cm (6.6m)	B.S.7	6.1 cm (5.0m)	1081	44	0.041	
Case 3	0.15	Stem 4 cm (3.3m)	B.S.8	12.2 cm (10.0m)	1167	106	0.091	
Case 4	0.15	Stem 8 cm (6.6m)	B.S.8	12.2 cm (10.0m)	1167	119	0.102	
Case 5	0.20	Stem 4 cm (3.3m)	B.S.7	6.1 cm (5.0m)	793	177	0.223	
Case 6	0.20	Stem 8 cm (6.6m)	B.S.7	6.1 cm (5.0m)	793	164	0.207	
Case 7	0.20	Stem 4 cm (3.3m)	B.S.8	9.1 cm (7.5m)	691	143	0.207	
Case 8	0.20	Stem 8 cm (6.6m)	B.S.8	9.1 cm (7.5m)	691	131	0.190	
Case 9	0.20	Stem 4 cm (3.3m)	B.S.9	12.2 cm (10.0m)	559	133	0.238	
Case 10	0.20	Stem 8 cm (6.6m)	B.S.9	12.2 cm (10.0m)	559	149	0.267	

Table 4.3.4.2  $C_i$  の実験値

$F_n = 0.15$ Stem 3.3 m				$F_n = 0.15$ Stem 6.6 m			
$H_w$	$f_w$	$f_i$	$C_i$	$H_w$	$f_w$	$f_i$	$C_i$
5.0 m	0.959	0.104	0.106	5.0 m	0.207	0.041	0.198
10.0 m	0.995	0.091	0.092	10.0 m	0.817	0.102	0.125

$F_n = 0.20$ Stem 3.3 m				$F_n = 0.20$ Stem 6.6 m			
$H_w$	$f_w$	$f_i$	$C_i$	$H_w$	$f_w$	$f_i$	$C_i$
5.0 m	0.807	0.223	0.276	5.0 m	0.689	0.207	0.301
10.0 m	0.977	0.238	0.244	10.0 m	0.961	0.267	0.278

による発生頻度を次式で推定することにする。

$$f_i \doteq 0.03 (90 - \alpha) f_o \quad (4.3.4.6)$$

原型  $\alpha = 5.6$  度での発生頻度は (4.3.4.2) 式及び (4.3.4.5) 式より

$$f_o = 3.5 F_n^3 \cdot e^{-\frac{Z^2}{2m_{so}}}$$

であるから、(4.3.4.6) 式に代入して

$$f_i (\alpha \cdot Z, F_n, H_w) \doteq (90 - \alpha) F_n^3 \cdot e^{-\frac{Z^2}{2m_{so}}} \quad (4.3.4.7)$$

となる。上式を縦波中での衝撃圧発生率とすることにする。笠木山丸の Z 座標を変えた時の衝撃圧発生率  $f_i$  の変化を、実験値と比較して Fig. 4.3.4.6 に示す。

### 3) 衝撃水圧の分布形について

実験結果の検討に入る前に、衝撃水圧の発生状況を簡単に述べておく。前節の発生頻度とも大いに関係すること

であるが、船速を  $F_n = 0.10$  とすると、海象をいかに厳しくしても、船体運動は激しくなるものの、一航走で1～2回の衝撃しか起らなかった。（従って、 $F_n = 0.10$  の実験は中止した。）海象を一定にして船速を上げると衝撃回数は多くなるが、逆に、船速を一定にして海象を厳しくすると、船体運動ばかりが顕著になり、衝撃回数はあまり増えなくなる傾向が見られた。すなわち、波が高くなると、船体運動で衝撃が回避されているようであった。このことは実船で考えると、海象があまり厳しくない海面で衝撃を多く受け、荒海では船速の自然低下、及び激しい船体運動を回避するための意識的低下により、損傷を引き起こすような大きな衝撃水圧はあまり受けていないという現実にも対応しているように思われる。ちなみに、今回の実験で計測された最大衝撃圧を、各ケースについて示すとTable 4.3.4.3のようになる。船長オーダーの値が不規則波中で計測されたことは、既に竹沢の実験<sup>2)</sup>でも示されているが、竹沢の場合、不規則波自体に衝撃が発生しやすいよう、波の高周波成分を多く含ませている。本実験のような標準スペクトルを有する不規則波中でも計測されることは、注目に値しよう。

Table 4.3.4.3 最大衝撃圧（実船換算）

種類	船速	海象	水圧計位置	衝撃圧発生回数	最大計測値 (実船換算)
Case 1	$F_n = 0.15$	B.S.7	Stem 3.3 m	112	75.6 mA g
Case 2	"	B.S.7	Stem 6.6 m	44	166.2
Case 3	"	B.S.9	Stem 3.3 m	106	240.8
Case 4	"	B.S.9	Stem 6.6 m	119	110.1
Case 5	$F_n = 0.20$	B.S.7	Stem 3.3 m	177	144.2
Case 6	"	B.S.7	Stem 6.6 m	164	308.2
Case 7	"	B.S.8	Stem 3.3 m	143	188.1
Case 8	"	B.S.8	Stem 6.6 m	131	124.1
Case 9	"	B.S.9	Stem 3.3 m	133	136.0
Case 10	"	B.S.9	Stem 6.6 m	149	100.0

線型理論によると、入力現象が正規不規則過程なら、出力現象も正規不規則過程となり、これら正規過程の極値分布は Rayleigh 分布となることが知られている。不規則波中の衝撃現象について考えると、入力過程である不規則波が正規過程であるから、衝撃現象が線型であるなら、衝撃水圧の極値（Peak 値）の分布は、Rayleigh 分布となるはずである。そこで、計測結果が Rayleigh 分布であるか、累積密度関数で検討したものが Fig. 4.3.4.7 に示してある。明らかに Rayleigh 分布でないことがわかる。すなわち、衝撃現象は非線型な現象であるとも言えよう。発生箇所は異なるが、同じ衝撃現象である Slamping の場合、Ochi の研究<sup>6)</sup>によると、本論の衝撃速度に応する船首相対上下速度が Truncated Rayleigh 分布とするとき、衝撃圧は指數分布をしている。本実験結果も、衝撃圧をある値で Truncate すれば指數分布に似ているが、後に述べるように、衝撃速度、衝撃角度との関連から、指數分布を採用することには問題があった。このような事情から、Log-Normal 分布（対数正規分布）を当てはめてみた。Fig. 4.3.4.8 にその結果を示したが、非常に良く一致している。同図を確率密度関数の形で表現したものが Fig. 4.3.4.9 であり、この結果を見ても、Log-Normal 分布と良く一致することが理解される。そこで、Log-Normal 分布を採用してよいか  $\chi^2$  検定を行ってみる。Log-Normal 分布の確率密度関数を

$$f_p(\log P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{(\log P - U_p)^2}{2\sigma_p^2}} \quad (4.3.4.8)$$

ただし、 $U_p$  :  $\log P$  の平均       $\sigma_p$  :  $\log P$  の標準偏差

とすると、 $\log P$ が  $x_{i-1}$  と  $x_i$  の間にある確率  $P_i$  は、

$$P_i = \int_{x_{i-1}}^{x_i} f_p(\log P) d\log P = \int_{t_{i-1}}^{t_i} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (4.3.4.9)$$

ただし、 $t_i = \frac{x_i - u_p}{\sigma_p}$

となるから、計算すべき  $\chi^2$  は、次式で書き表わされる。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - N \cdot P_i)^2}{N \cdot P_i} \quad (4.3.4.10)$$

ただし、  
 $\left\{ \begin{array}{l} k : \text{階級の個数} \\ n_i : i \text{ 番目の階級にある計測値の個数} \\ N : \text{全計測値の個数} \\ P_i : \log P \text{ が } i \text{ 番目の階級にある確率} \end{array} \right.$

また、 $\log P$  の平均及び標準偏差は、計測値より、次式により推定される。

$$u_p = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \log P_j$$

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left[ \sum_{j=1}^N (\log P_j)^2 - \frac{1}{N} \left( \sum_{j=1}^N \log P_j \right)^2 \right]} \quad (4.3.4.11)$$

この  $\chi^2$  は、 $(k-1)$  自由度の  $\chi^2$  分布となることが、統計理論で証明されている。Fig. 4.3.4.8 ( $F_n = 0.15$ , B.S.7, Stem 4 cm) の結果を、各階級の計測値の個数が 5 個以上になるように 8 階級に分け、(4.3.4.10) 式の  $\chi^2$  を計算すると  $\chi^2 = 2.74$  となった。仮説の棄却率を 5 % とすると、すなわち、 $\text{Prob}\{\chi^2 > \chi^2_0\} = 0.05$  とするとき、自由度 7 の  $\chi^2$  分布の数表より、 $\chi^2_0 = 14.07$  である。従って、有意の差は認められず、Log-Normal 分布と言えると結論される。

今まで説明してきたデータは、 $F_n = 0.15$ , B.S.7 (実船 Scale の有義波高  $H_s = 5.0$  m), Stem 4 cm の場合であったが、他のケースについても例外はなかった。参考のために、全ケースの平均値 ( $\log P$  の) 及び標準偏差を、Table 4.3.4.4 にまとめておく。

Table 4.3.4.4 衝撃圧が Log-Normal 分布する時の平均値及び標準偏差の計測値 (実船換算)

種類	船速	海象	水圧計位置	$\log P$ の平均値 ( $u_p$ )	$\log P$ の標準偏差 ( $\sigma_p$ )
Case 1	$F_n = 0.15$	B.S.7	Stem 3.3 m	2.54	0.762
Case 2	"	B.S.7	Stem 6.6 m	2.34	1.017
Case 3	"	B.S.9	Stem 3.3 m	2.49	0.810
Case 4	"	B.S.9	Stem 6.6 m	2.39	0.823
Case 5	$F_n = 0.20$	B.S.7	Stem 3.3 m	2.68	0.900
Case 6	"	B.S.7	Stem 6.6 m	2.54	0.842
Case 7	"	B.S.8	Stem 3.3 m	2.65	0.785
Case 8	"	B.S.8	Stem 6.6 m	2.40	0.880
Case 9	"	B.S.9	Stem 3.3 m	2.77	0.710
Case 10	"	B.S.9	Stem 6.6 m	2.87	0.747

次に、衝撃速度  $V_n$  と衝撃角度  $\beta$  について検討する。衝撃圧、衝撃速度、及び衝撃角度との関係は、一般に、

$$P = \frac{1}{2} \rho C(\beta) V_n^2 \quad (4.3.4.12)$$

と書かれる。式中のC( $\beta$ )は、衝撃圧係数と呼ばれる修正係数で、前田<sup>7)</sup>は、落下衝撃、波浪中衝撃実験等を整理して、次式を提案している。

$$C(\beta) = 400 e^{-0.14\beta} \quad (4.3.4.13)$$

これを(4.3.4.12)式に代入すると、一般形として、

$$P = a V_n^2 c^{-b\beta} \quad (4.3.4.14)$$

のよう、衝撃圧Pが表現される。両辺の対数をとると、

$$\log P = \log a + 2 \log V_n - b\beta \quad (4.3.4.15)$$

となるから、衝撃圧がLog-Normal分布とすれば、この確率変数間の関係から、 $\log V_n$ 及び $\beta$ が正規分布となる必要性がある。そこで、Fig.4.3.4.8の衝撃圧計測時に求められている $V_n$ 、 $\beta$ を、それぞれ対数正規確率紙、正規確率紙にプロットしたものがFig.4.3.4.10、4.3.4.11である。両図を見ると、上記仮説の正しいことが裏付けられていると言える。ただ、ここで注意しなければならないことは、衝撃角度 $\beta$ は、Wagner型衝撃を扱う範囲では、負の値を取り得ず、少なからずBagnold型衝撃が起こるとしても、 $\beta < 0$ となる確率が非常に小さいことが言えなければならない。Fig.4.3.4.11(または、他の例ではFig.4.3.4.20、4.3.4.25)の例では、 $\beta < 0$ となる確率は1~2%であり、上記の条件を満たしている。

ところで、不規則波中での、船首衝撃圧発生時の衝撃角度の計測例は、竹沢によって既に報告されている。<sup>2)</sup> Fig.4.3.4.12とFig.4.3.4.13に、その結果を引用して示した。笠木山丸の原型の場合、計測数が少ないので、統計処理を施すには不適当であるが、Stem角度を4度に変えた船型(改1)に対しても、衝撃圧、衝撃速度、及び衝撃角度の分布形を求ることは可能であろう。衝撃圧と衝撃速度の関係を示したFig.4.3.4.12より求めたおのおのの分布形をFig.4.3.4.14に、また、衝撃圧係数の形で、衝撃角度の影響を示したFig.4.3.4.13より求めた $\beta$ の分布形をFig.4.3.4.15に示した。両図からも、衝撃圧と衝撃速度はLog-Normal分布をすることがわかる。衝撃圧、衝撃速度、及び衝撃角度の計測結果は、同一不規則波中のものか定かでないが、文献2の使用不規則波のスペクトルを調べると、有義波高(実船換算)では、1.1.1m(Wave A)、9.5m(Wave B)、9.2m(Wave C)と異なるものの、衝撃圧の発生に深い関係のある高周波成分は3種ともほぼ等しいことから、大略、同一海象での計測結果と見做しても、大きな誤りとはならないであろう。

衝撃速度 $V_n$ がLog-Normal分布、衝撃角度 $\beta$ がNormal分布することがわかったので、衝撃圧Pの分布との関係を求めてみる。いま、 $\log V_n$ と $\beta$ の結合密度関数を、

$$f(\log V_n, \beta) = \frac{1}{2\pi\sigma_{V_n}\sigma_\beta\sqrt{1-r^2}} e^{-\frac{1}{2}Q(\log V_n, \beta)} \quad (4.3.4.16)$$

$$\text{ただし, } Q(\log V_n, \beta) = \frac{1}{1-r^2} \left\{ \frac{(\log V_n - u_{V_n})^2}{\sigma_{V_n}^2} - 2 \frac{r(\log V_n - u_{V_n})(\beta - u_\beta)}{\sigma_{V_n}\sigma_\beta} + \frac{(\beta - u_\beta)^2}{\sigma_\beta^2} \right\} \quad (4.3.4.17)$$

$U_{V_n}$  :  $\log V_n$ の平均

$\sigma_{V_n}$  :  $\log V_n$ の標準偏差

$u_\beta$  :  $\beta$ の平均

$\sigma_\beta$  :  $\beta$ の標準偏差

$r$  :  $\log V_n$ と $\beta$ との間の相関係数

とすれば、Pの密度関数 $f_p(\log P)$ は、(4.3.4.17)式を用いて

$$f_p(\log P - \log a) = \frac{1}{b} \int_{-\infty}^{\infty} f(\log V_n, \frac{2\log V_n - \log P}{b}) d\log V_n$$

$$\therefore f_p(\log P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{4\sigma_{V_n}^2 - 4rb\sigma_{V_n}\sigma_\beta + b^2\sigma_\beta^2}} e^{-\frac{(\log P - \log a - 2u_{V_n} + bu_\beta)^2}{2(4\sigma_{V_n}^2 - 4rb\sigma_{V_n}\sigma_\beta + b^2\sigma_\beta^2)}} \quad (4.3.4.18)$$

となり、すなわち、 $\log P$ は

$$\text{平均: } u_p = \log a + 2u_{V_n} - bu_\beta \\ \text{標準偏差: } \sigma_p = \sqrt{4\sigma_{V_n}^2 - 4rb\sigma_{V_n}\sigma_\beta + b^2\sigma_\beta^2} \quad (4.3.4.19)$$

なるパラメータで記述される正規分布になることを意味する。上式の関係を、実験値を用いて検討するわけだが、その前に、実験値  $P, V_n, \beta$  を用いて求められる衝撃圧係数と相関係数を計算してみる。衝撃圧係数に関しては、Fig.4.3.4.16 では、今まで説明に用いてきたケース 1 ( $F_n = 0.15$ , B.S.7, Stem 4 cm) の場合の解析結果を、Fig.4.3.4.21 では、ケース 5 ( $F_n = 0.20$ , B.S.7, Stem 4 cm) の場合を、Fig.4.3.4.26 では、ケース 6 ( $F_n = 0.20$ , B.S.7, Stem 8 cm) の場合の解析結果を示している。大部分の実験点は、前田の近似式による値より下側にあるが、上側にも何点がある。 $V_n, \beta$  の測定精度が良いとは言い難いので、細かい議論は後に譲らざるを得ないが、衝撃圧の推定の際に、前田の近似式を用いることは、Safety side を与えると言う意味からすれば妥当と解釈できよう。衝撃圧係数の定数  $a, b$  は、統計論的に考えると、実験より得られる  $u_p, \sigma_p, u_{V_n}, \sigma_{V_n}, u_\beta, \sigma_\beta$  及び  $r$  を (4.3.4.19) 式に代入して決めるべきであろう。ところで、 $\log V_n$  と  $\beta$  との相関は、Fig.4.4.3.17 及び Fig.4.4.3.22 に示した散布図 (Scatter Diagram) よりわかるように非常に弱い。相関係数  $r$  を求めると、Fig.4.3.4.17 では  $r = 0.061$ 、Fig.4.3.4.22 では  $r = 0.375$  であった。 $r = 0.375$  に対して、90% の信頼区間を求めてみると、 $0.287 < r < 0.501$

であることから、およそ  $0 \leq r \leq 0.5$  の範囲の弱い正の相関があるようである。

さて、論点を元に戻して、(4.3.4.19) 式を実験値を用いて検討してみる。Table 4.3.4.5 のケース 1 ( $F_n = 0.15$ , B.S.7, Stem 4 cm) の  $u_{V_n}, \sigma_{V_n}, u_\beta, \sigma_\beta, r$  を式の右辺に代入すると (ただし、 $\log a = \log(\frac{1}{2} \rho \cdot 400) = -1.59$ ,  $b = 0.14$ )

$$\begin{cases} u_p = 3.42 \\ \sigma_p = 1.24 \end{cases}$$

となり、実験値より両者共大きい。そこで、 $b = 0.14$  として  $a$  を求めてみると、 $a = \frac{1}{2} \rho \times 215$

すなわち、衝撃圧係数を  $C(\beta) = 215 \cdot e^{-0.14\beta}$

とすれば、平均については説明できる。同様に、ケース 5, 6 の場合には以下のようにになった。

$$\text{ケース 5: } C(\beta) = 226 \cdot e^{-0.14\beta}$$

$$\text{ケース 6: } C(\beta) = 89 \cdot e^{-0.14\beta}$$

Table 4.3.4.5  $\log P, \log V_n$  及び  $\beta$  の平均値と標準偏差 (模型 Scale で解析)

種類	船速	海象	水圧計位置	注 衝撃圧 発生回数	$\log P$		$\log V_n$		$\beta$		$\log V_n$ と $\beta$ との間の 相関係数 $r$
					平均値 $u_p$	標準偏差 $\sigma_p$	平均値 $u_{V_n}$	標準偏差 $\sigma_{V_n}$	平均値 $u_\beta$	標準偏差 $\sigma_\beta$	
Case 1	$F_n = 0.15$	B.S.7	Stem 4 cm	73	2.80	0.766	4.22	0.415	24.5	7.0	0.061
Case 5	$F_n = 0.20$	"	Stem 4 cm	92	2.89	0.846	3.89	0.461	19.5	6.9	0.375
Case 6	$F_n = 0.20$	"	Stem 8 cm	73	2.77	1.034	4.44	0.407	21.5	10.5	-

※注釈※ 衝撃圧の発生が見られた全データを解析したわけではないので Table 4.3.4.1 の衝撃圧発生回数とは異なる。

これらの  $C(\beta)$  を、それぞれの図中に示した。また試みに、(4.3.4.19) 式の  $\sigma_p, \sigma_{V_n}$  及び  $\sigma_\beta$  に実験値を代入し、 $b = 0.14$  として  $r$  を求めてみると、 $r = 0.653$ となることから、 $\log V_n$  と  $\beta$  との相関係数が 0.65 程

度であると、標準偏差に対しても統計的な説明がつこう。以上の検討から、衝撃圧、衝撃速度、及び衝撃角度の3者の分布形間の関係(4.3.4.19)式が、今回の実験値では、定量的には完全ではないにしても、定性的には、ほぼ説明できたと思う。今後、実験の測定精度が向上されると(特に $V_n$ 、 $\beta$ の測定精度)，今回の結果を基礎に、さらに詳細な議論が可能となろう。

最後に、各分布のパラメータの推定も含めて、 $\log V_n$ 、 $\beta$ の平均値、標準偏差について触れておこう。 $\log V_n$ の平均値として、

$$u_{V_n} = \log(V_s \sin \alpha) \quad (4.3.4.20)$$

ただし、 $V_s$ ：船速

を仮定すると、上式より、本実験については、

$$\begin{cases} \text{ケース 1 の場合} & u_{V_n} = 4.21 \\ \text{ケース 5, 6 の場合} & u_{V_n} = 4.50 \end{cases}$$

となり、Table 4.3.4.5の $u_{V_n}$ と比較すると、ケース 5 の場合のみ大分異なる。衝撃速度は、水圧計の位置と、平均水位(Static swell upの分だけ水面が上昇)との相対的位置関係、及び波高、すなわち、orbital velocity の法線成分と関連が深く、上のようない前進速度の法線成分のみで、衝撃速度の平均値を推定するのは問題ではある。しかしながら、衝撃速度に関する資料の少ない現在では、(4.3.4.20)式で推定するしか方法がないように思われる。標準偏差について見ると、 $\sigma_{V_n}$ の実験値は0.40～0.46程度である。 $\log V_n$ の平均値、及び標準偏差を、仮に $u_{V_n} = \log V_o$ 、 $\log V_n \leq \log 2 V_o$ である確率が0.95であるとすれば、 $\log V_n$ は正規分布であることから、次の様に標準偏差 $\sigma_{V_n}$ が求まる。

$$\begin{aligned} \text{Prob}\{\log V_n \leq \log 2 V_o\} &= \text{Prob}\{\log V_n \leq u_{V_n} + \log 2\} \\ &\doteq \text{Prob}\{\log V_n \leq u_{V_n} + 1.65 \sigma_{V_n}\} = 0.95 \\ \therefore 1.65 \sigma_{V_n} &= \log 2 \\ \therefore \sigma_{V_n} &\doteq 0.42 \end{aligned} \quad (4.3.4.21) \quad (4.3.4.22)$$

以上の検討から、衝撃速度 $V_n$ はLog-Normal分布をし、そのパラメータ $u_{V_n}$ 、 $\sigma_{V_n}$ は次式で推定できるものとする。

$$f_{V_n}(\log V_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma_{V_n}} e^{-\frac{(\log V_n - u_{V_n})^2}{2\sigma_{V_n}^2}} \quad (4.3.4.23)$$

ただし、 $\begin{cases} u_{V_n} = \log(V_s \sin \alpha) \\ \sigma_{V_n} = 0.42 \end{cases}$

このように、衝撃速度 $V_n$ を簡単な形で定義したのは、推定の問題に於て、最終的には、C( $\beta$ )の推定で、衝撃圧の分布が実験と合うように修正しようとする方針からである。

次に、衝撃圧の平均値 $u_p$ と標準偏差 $\sigma_p$ の推定の問題を考えながら、 $\beta$ について検討を加える。平均値 $u_p$ は、 $F_n = 0.15$ の時約25°であったものが、 $F_n = 0.20$ ではおよそ20°に変わっている。使用不規則波は同一であることから、船速の影響によるものであることが理解される。これは、規則波中の結果とも傾向として一致している。そこで、大胆な仮定ではあるが、前節の船首波干渉係数を、不規則波中にも適用できるとしてみる。今、波スペクトルを $S(\omega)$ とすれば、波傾斜スペクトル $S_p(\omega)$ は、

$$S_p(\omega) = \frac{\omega^4}{g^2} S(\omega) \quad (4.3.4.24)$$

となる。不規則波中の波傾斜の極値は、波高の極値がRayleigh分布することと同様に、次式で書かれるRayleigh分布となるから、

$$f_{\theta_p}(x) = \frac{x}{R_{\theta_p}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2R_{\theta_p}}} \quad (4.3.4.25)$$

ただし、 $x$  の単位は radian で、 $R_{\theta_w} = \int_0^\infty S_w(\omega) d\omega$  である。平均波傾斜  $\bar{\theta}_w$  及び有義波傾斜  $\bar{\theta}_{\frac{1}{3}}$  は、

$$\begin{cases} \bar{\theta}_w = 1.25 \sqrt{R_{\theta_w}} & [\text{rad}] \\ \bar{\theta}_{\frac{1}{3}} = 2.0 \sqrt{R_{\theta_w}} & [\text{rad}] \end{cases} \quad (4.3.4.2.6)$$

$R_{\theta_w}$  を、波スペクトルのモーメントで表現すると、

$$R_{\theta_w} = \frac{m_4}{g^2} \quad (4.3.4.2.7)$$

$$\text{ただし, } m_4 = \int_0^\infty S(\omega) \omega^4 d\omega$$

であるから、(4.3.4.2.6)式は次式のように書き換える。

$$\bar{\theta}_w = \frac{1.25}{g} \sqrt{m_4} \cdot \frac{180}{\pi} \quad [\text{deg}]$$

$$\bar{\theta}_{\frac{1}{3}} = \frac{2.0}{g} \sqrt{m_4} \cdot \frac{180}{\pi} \quad [\text{deg}] \quad (4.3.4.2.8)$$

また、標準偏差  $\sigma_w$  は、

$$\sigma_w = \frac{180}{\pi} \sqrt{R_{\theta_w}} = \frac{\sqrt{m_4}}{g} \cdot \frac{180}{\pi} \quad (4.3.4.2.9)$$

である。広く一般に採用されている Pierson-moskowitz 型の波スペクトルでは、上式の  $m_4$ 、すなわち波スペクトルの四次モーメントが理論的には発散するので、実際の数値計算では、吃水オーダーまでの波を有義な波と考え、数値積分することとする。さらに、次の仮定を設ける。

- [仮定] 1) 船首付近の決傾斜は、平均的には、有義波傾斜  $\bar{\theta}_{\frac{1}{3}}$  に船首波干渉係数を乗じたものになるとする。すなわち、船体運動をあまり起こさない短波長波に、規則波中の衝撃角度の考え方を適用していることを意味する。この仮定によると、海象が厳しくなると、または船速を増すと、衝撃圧は平均的に大きくなる。  
 2) 船体運動 (Pitching) の衝撃角度  $\beta$ への影響については、平均波傾斜  $\bar{\theta}_w$  に等しい程度の Pitching が起こっているとして、平均波傾斜にある修正係数を掛け、衝撃時の平均的 Pitching 角度を計算し、衝撃角度  $\beta$ を修正する。この修正係数を、船体運動影響係数  $r^*$  と呼んでおり、その値は、実験より定めることにする。  
 3) 標準偏差  $\sigma_\beta$  は、波傾斜の標準偏差  $\sigma_w$  で代表する。

以上の諸仮定に基づき、衝撃角度の分布形を次式で推定する。

$$f_\beta(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\beta} e^{-\frac{(\beta-u_\beta)^2}{2\sigma_\beta^2}} \quad (4.3.4.3.0)$$

$$\begin{cases} u_\beta = \alpha - r \cdot \bar{\theta}_{\frac{1}{3}} + r^* \bar{\theta}_w & [\text{deg}] \\ \sigma_\beta = \frac{\sqrt{m_4}}{g} \cdot \frac{180}{\pi} (= \sigma_w) & [\text{deg}] \\ r^* = 2.25 F_n^2 - 4.5 F_n + 1.25 \end{cases} \quad (4.3.4.3.1)$$

上式中の船体運動影響係数  $r^*$  は、本実験を説明するように定めたもので、あまり根拠のあるものではない。B. S.7 の不規則波の四次モーメントより波傾斜の標準偏差を求め、上式に従って、平均値、及び標準偏差を計算すると、次のようになる。

$$F_n = 0.15 \text{ の場合} \cdots \cdots u_\beta = 24.4 \text{ deg}, \sigma_\beta = 5.34 \text{ deg}$$

$$F_n = 0.20 \text{ の場合} \cdots \cdots u_\beta = 21.6 \text{ deg}, \sigma_\beta = 5.34 \text{ deg}$$

標準偏差は実験値と異なるが、このままにしておき、相関係数を適当に決めて、衝撃圧の標準偏差が実験とほぼ合うようにする。結果のみを示すと、相関係数  $r$  を、 $r = 0.35$

$$(4.3.4.3.2)$$

とすれば、衝撃圧の標準偏差は  $\sigma_p = 0.908$  と推定され、実験値とほぼ一致する。ただし、衝撃圧係数としては、実験値結果に近い。

$$C(\beta) = 200 \cdot e^{-0.14\beta} \quad (4.3.4.3.3)$$

を採用する。以上の諸式を用いて推定された衝撃圧の平均値と標準偏差を、次に示しておく。

$$F_n = 0.15 \text{ の場合} \dots \bar{u}_p = 2.72, \sigma_p = 0.908$$

$$F_n = 0.20 \text{ の場合} \dots \bar{u}_p = 3.70, \sigma_p = 0.908$$

推定の方針として、現実的な船速である  $F_n = 0.15$  の場合について、推定値と実験値が一致する様、ある程度妥当な仮定に基づき、種々の修正係数を決めてきた。上記の  $F_n = 0.20$  の場合、平均値  $\bar{u}_p$  が実験値より大分大きく推定されている。これは、ケース 5 については、Fig.4.3.4.1.9 からわかるように、 $V_n$  の測定値が全般的に小さかったために、 $C(\beta)$  が大きくなつたことによる。ケース 6 では、ケース 5 と逆になつてある。(Fig.4.3.4.2.4 参照) 従つて、衝撃圧係数を、例えば、 $C(\beta) = 100 \cdot e^{-0.14\beta}$  とすれば、実験値に近くなるのは当然である。衝撃圧係数を  $C(\beta) = 200 e^{-0.14\beta}$ 、又は  $C(\beta) = 100 e^{-0.14\beta}$  とした時の衝撃圧の推定線を Fig.4.3.4.1.8、Fig.4.3.4.2.3 に記載してある。 $F_n = 0.15$  では  $C(\beta) = 200 e^{-0.14\beta}$  の場合が実験をほぼ説明し、また、 $F_n = 0.20$  の例では、衝撃圧係数を  $C(\beta) = 100 e^{-0.14\beta}$  とした方が良いことを示している。

#### 4.3.4.4 結論

不規則波中の実験結果を整理して、以下の結論を得た。

- 1) 衝撃圧  $P$ 、衝撃速度  $V_n$  は Log-Normal 分布、衝撃角度  $\beta$  は正規分布をするようである。
- 2) 衝撃速度  $V_n$  と衝撃角度  $\beta$  とは、弱い相関があるようである。
- 3) 衝撃圧発生率  $f_i$  を、半実験的に求めた。
- 4) 不規則波中における実験より得られた衝撃圧係数  $C(\beta)$  は波面の乱れなどを考慮すれば、平均的にはほぼ  $C(\beta) = 200 e^{-0.14\beta}$  で近似できるようである。
- 5) 衝撃圧の分布形のパラメータを定める一法を提案した。

#### 参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第 131 研究部会報告書 №192、"4.7 規則波および不規則波中の船首波浪衝撃水圧試験"、P.185 (担当者 川上益男)
- 2) 日本造船研究協会 第 131 研究部会報告書 №213、"5.8 大波高不規則波中の船首正面衝撃水圧"、P.161 (担当者 竹沢誠二)
- 3) 日本造船研究協会 第 131 研究部会報告書 №213、"5.9 二方向、不規則波中における模型実験"、P.176 (担当者 菅井和夫)
- 4) 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 №8 (1961)
- 5) 永元隆一、塚本 修、"船首部波浪衝撃圧の推定について"、西部造船会会報第 49 号 (1974)
- 6) M.K. Ochi, "Prediction of Occurrence and Severity of Ship Slamming at Sea", 5th Symposium on Naval Hydrodynamics ONR, ACR-112 (1964)
- 7) 日本造船研究協会 第 131 研究部会報告書 №213、"5.4 衝撃圧係数"、P.135、(担当者 前田久明)

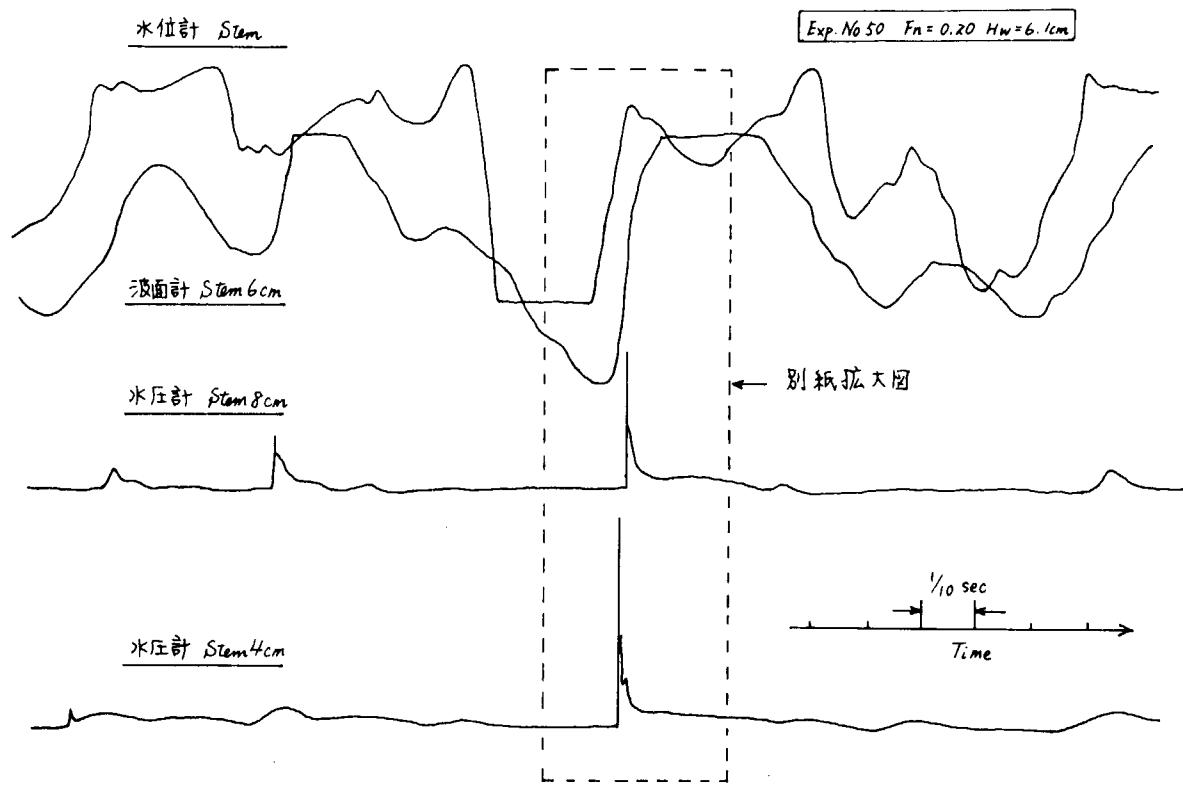


Fig. 4.3.4.1 不規則波中における衝撃圧計測例

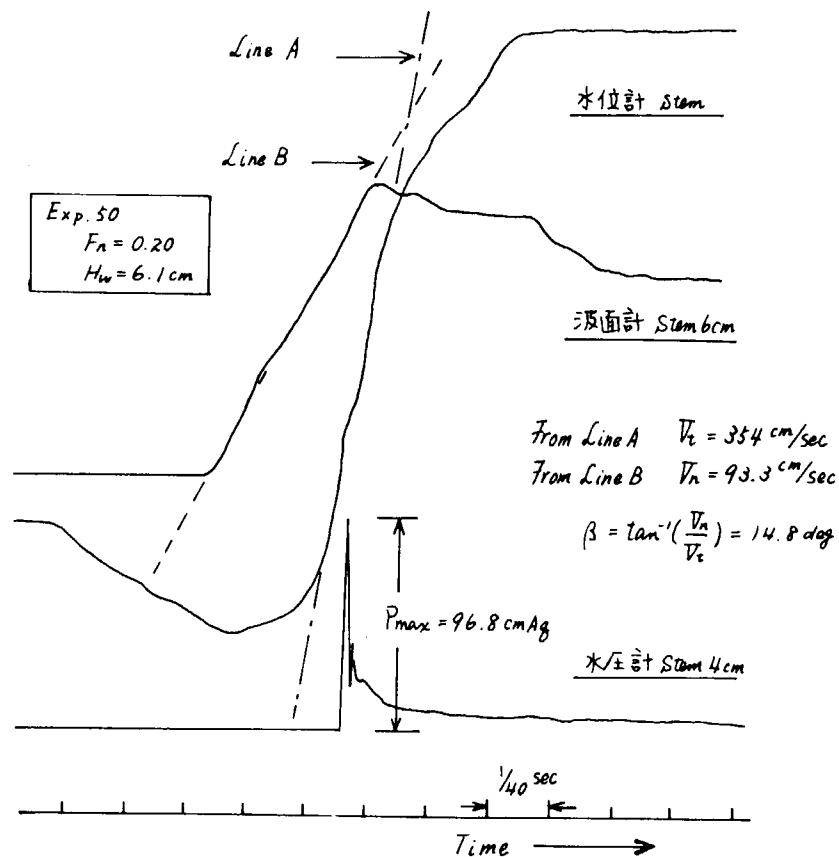


Fig. 4.3.4.2 Wagner 型衝撃圧の計測例 (Fig. 4.3.4.1 の拡大図 )

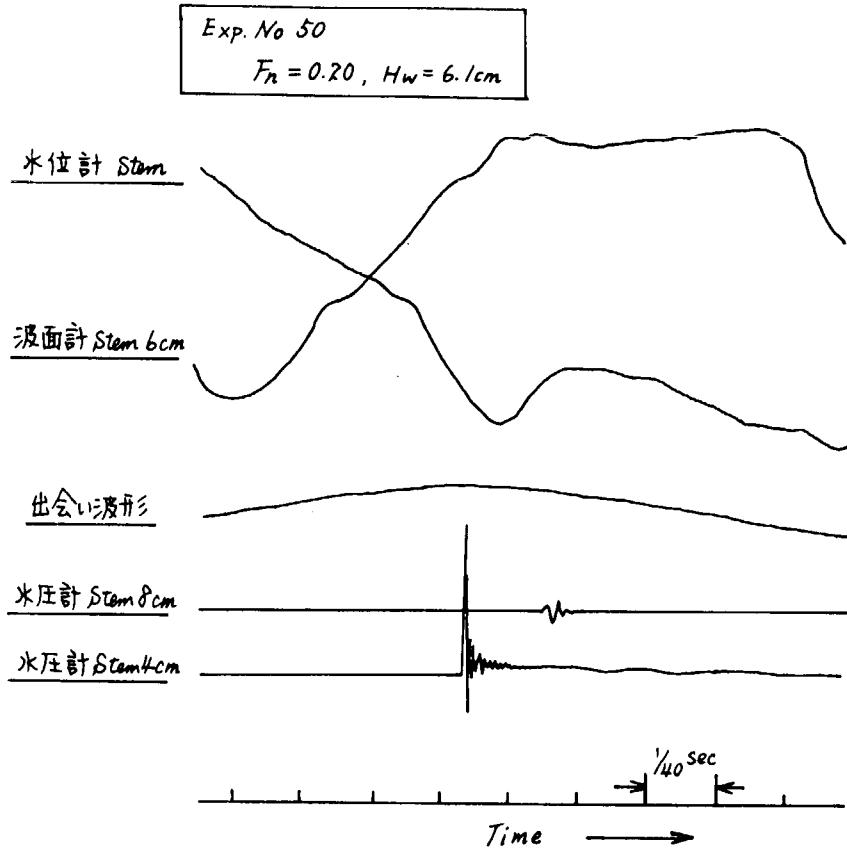


Fig. 4.3.4.3 Bagnold 型衝撃圧の計測例

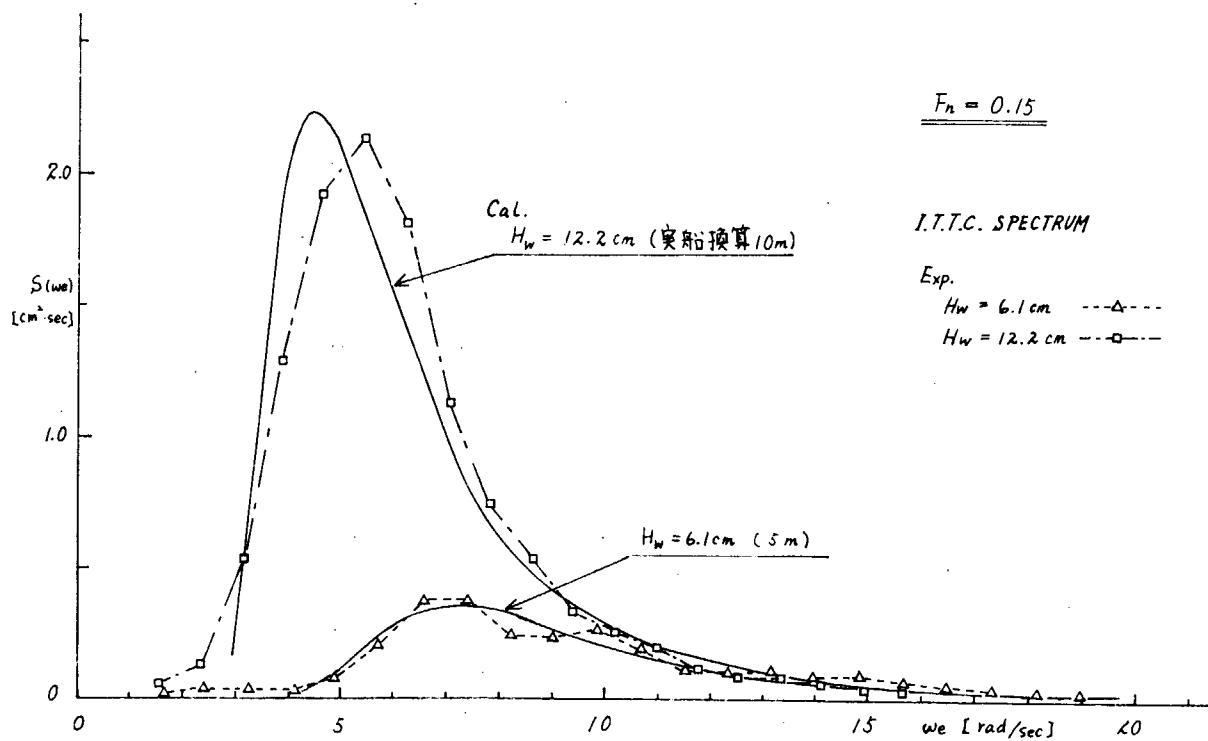


Fig. 4.3.4.4 使用不規則波の出会いスペクトル ( $F_n = 0.15$ )

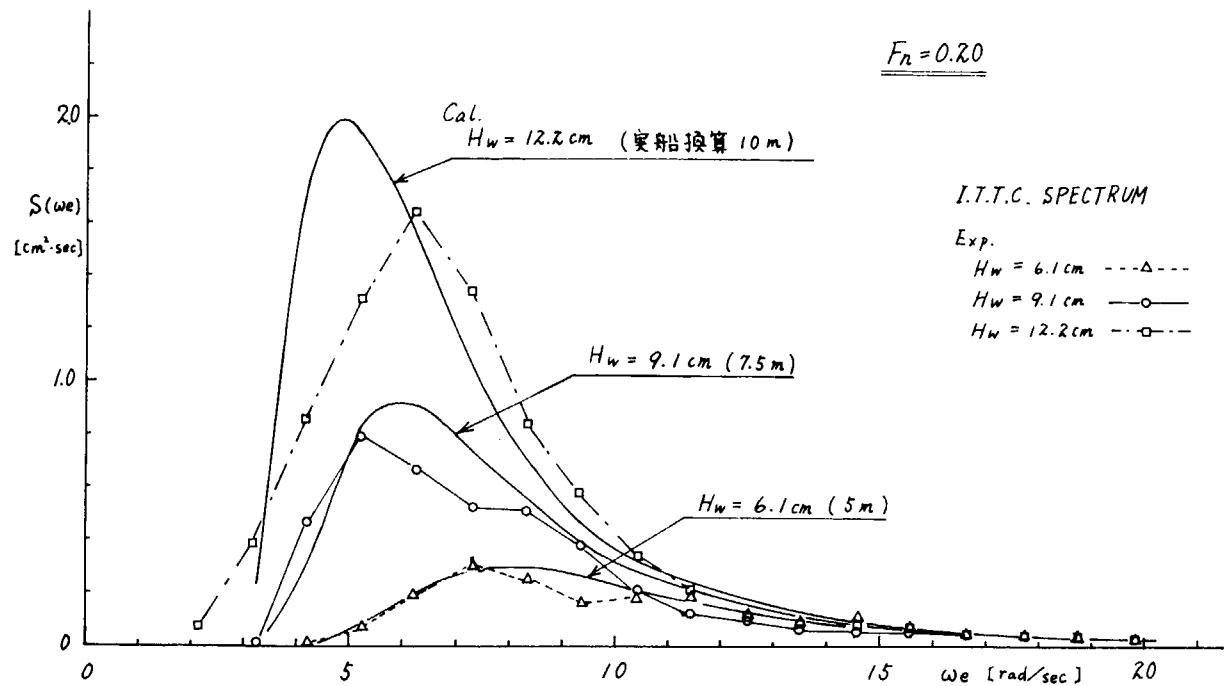


Fig.4.3.4.5 使用不規則波の出会いスペクトル ( $F_n = 0.20$ )

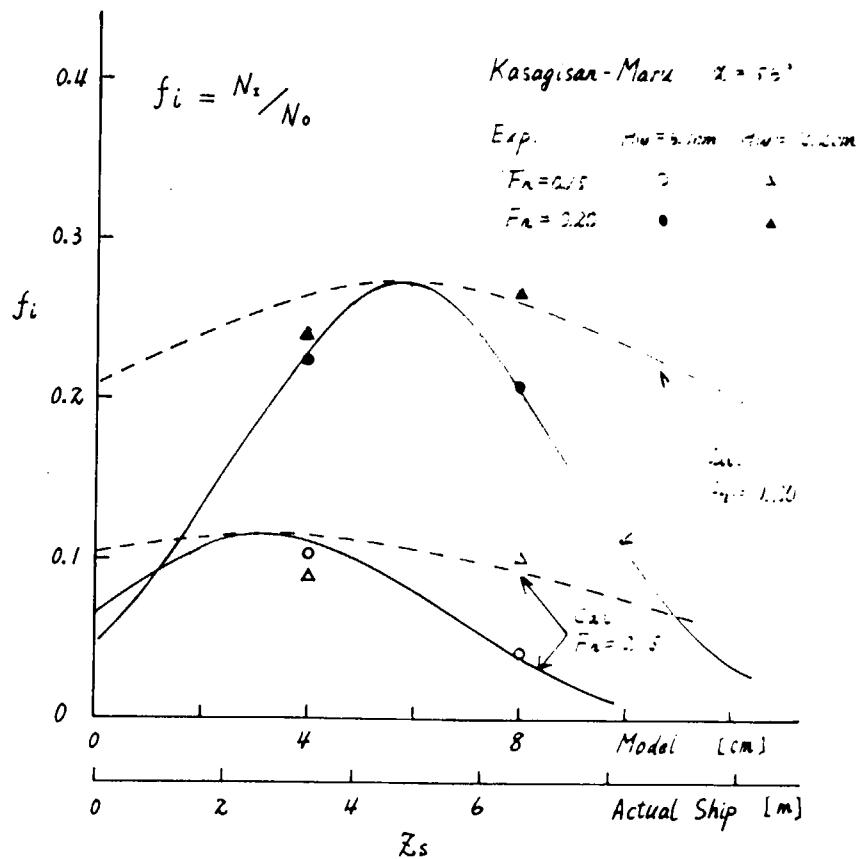


Fig.4.3.4.6 衝撃圧発生率(実験値と推定値の比較)

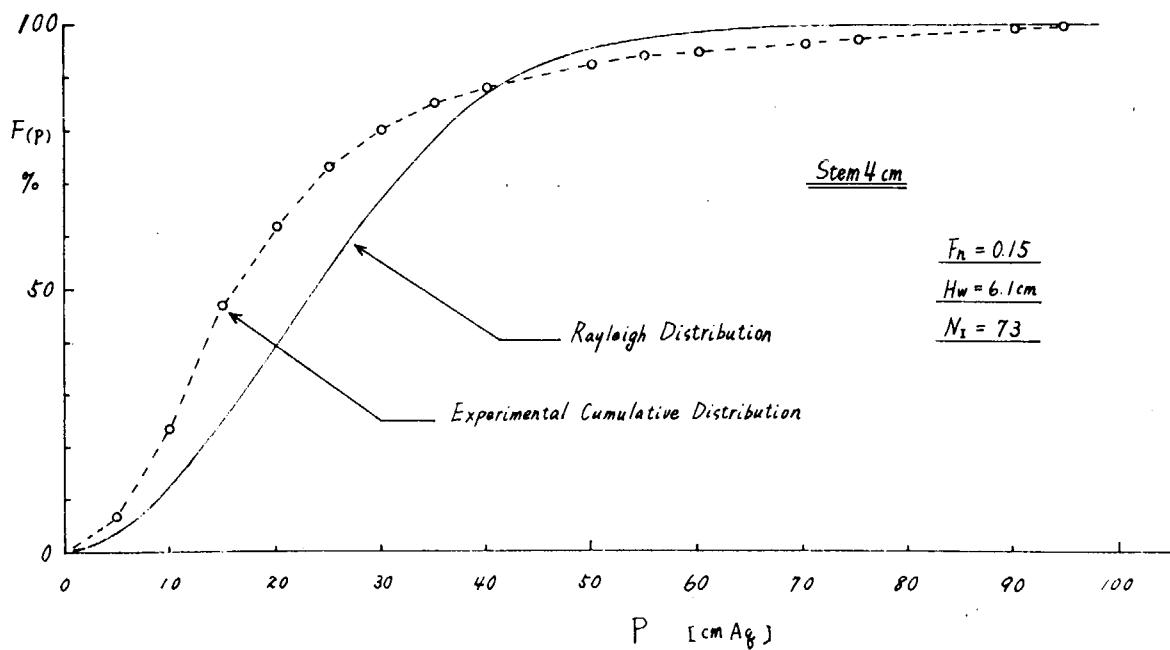


Fig.4.3.4.7 衝撃圧の累積密度関数 (Rayleigh 分布との対比, case 1)

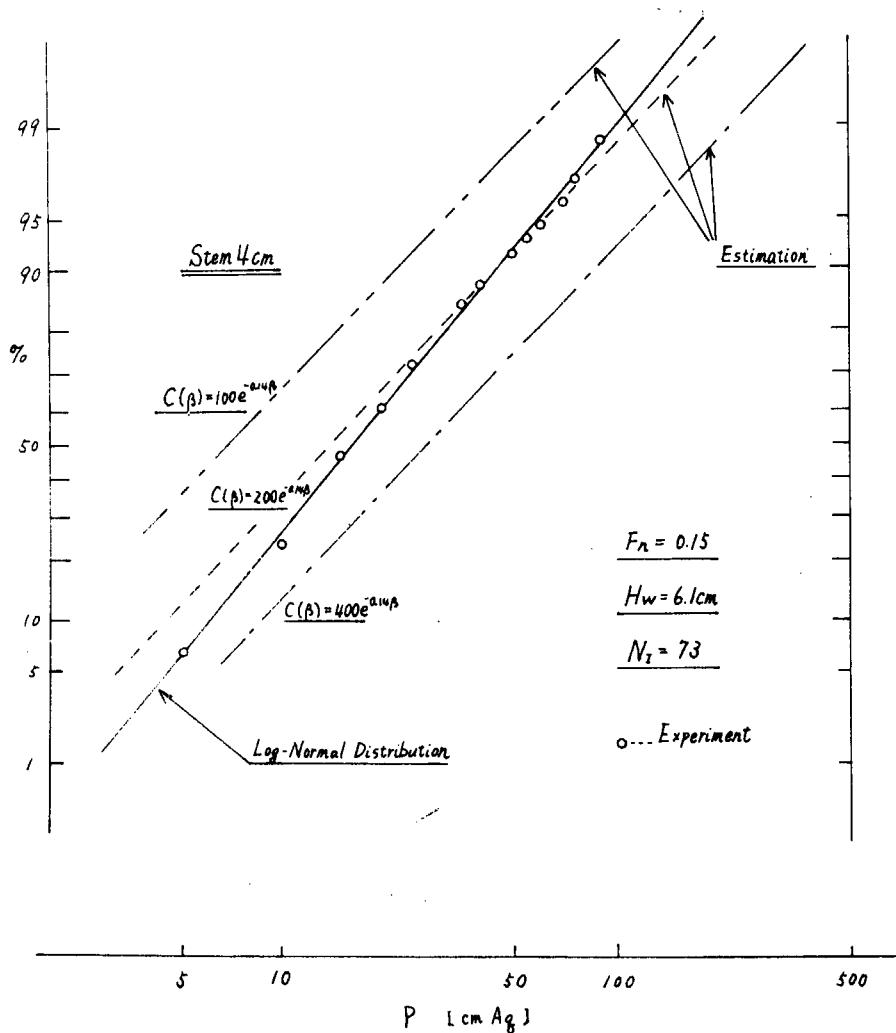


Fig.4.3.4.8 衝撃圧の累積密度関数 (case 1)

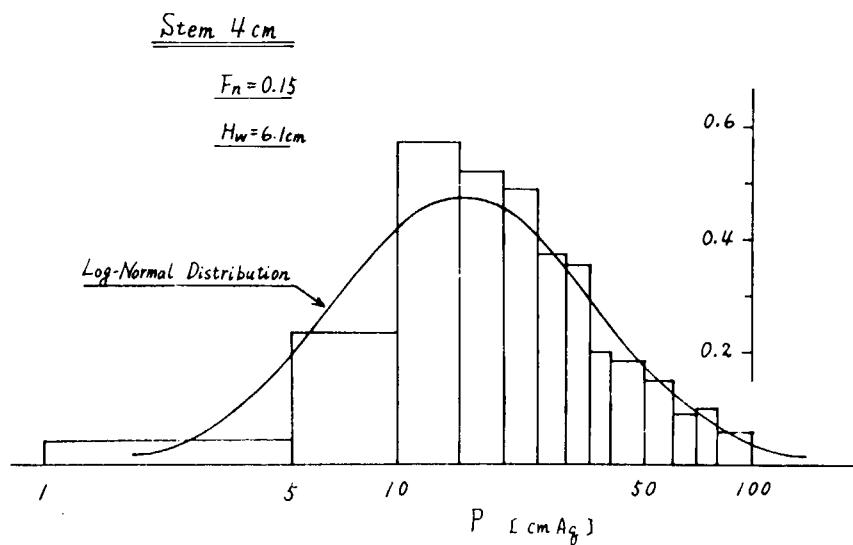


Fig. 4. 3. 4. 9 衝撃圧の密度関数 (case 1)

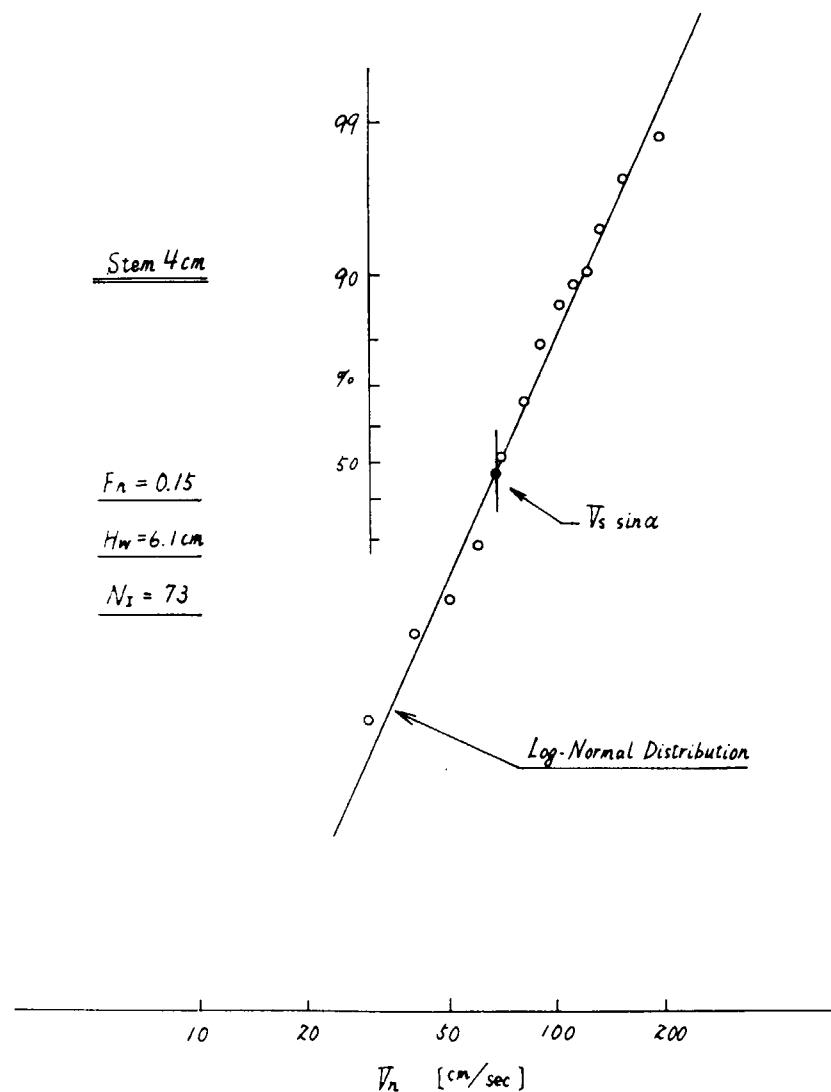


Fig. 4. 3. 4. 10 衝撃速度の累積密度関数 (case 1)

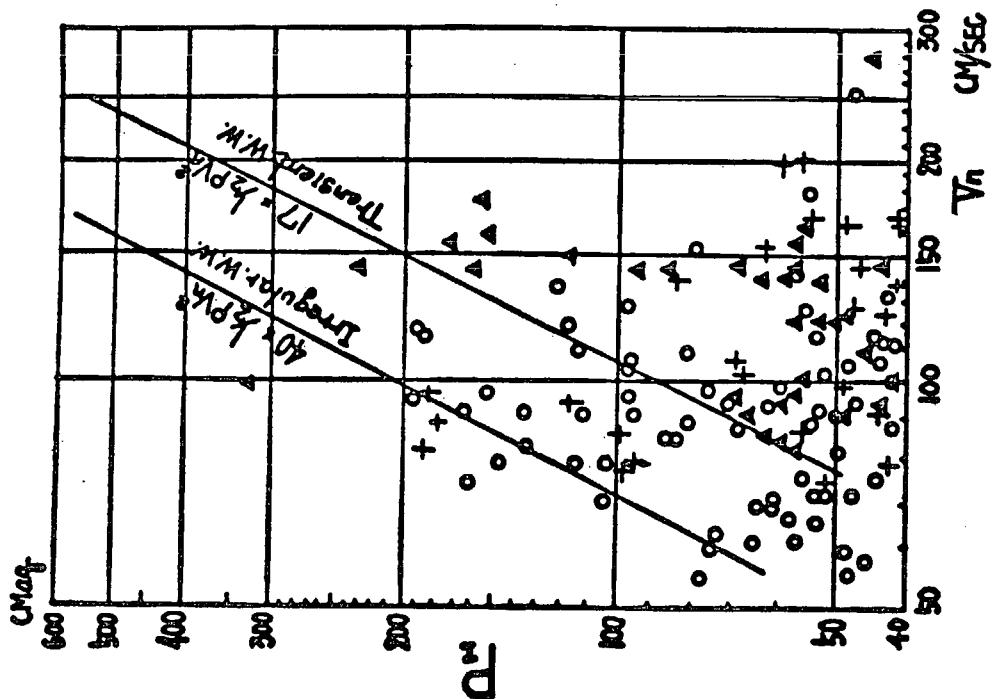


Fig. 4. 3. 4. 1 2 衝撃圧と衝撃速度（文献(2)より）

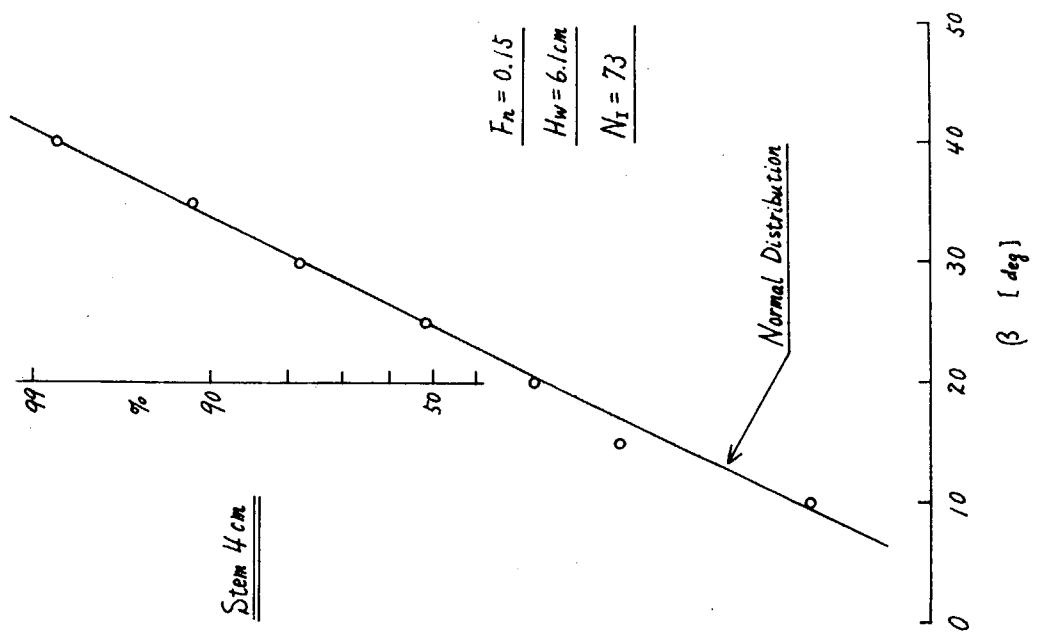


Fig. 4. 3. 4. 1 1 衝撃角度の累積密度関数 (case 1)

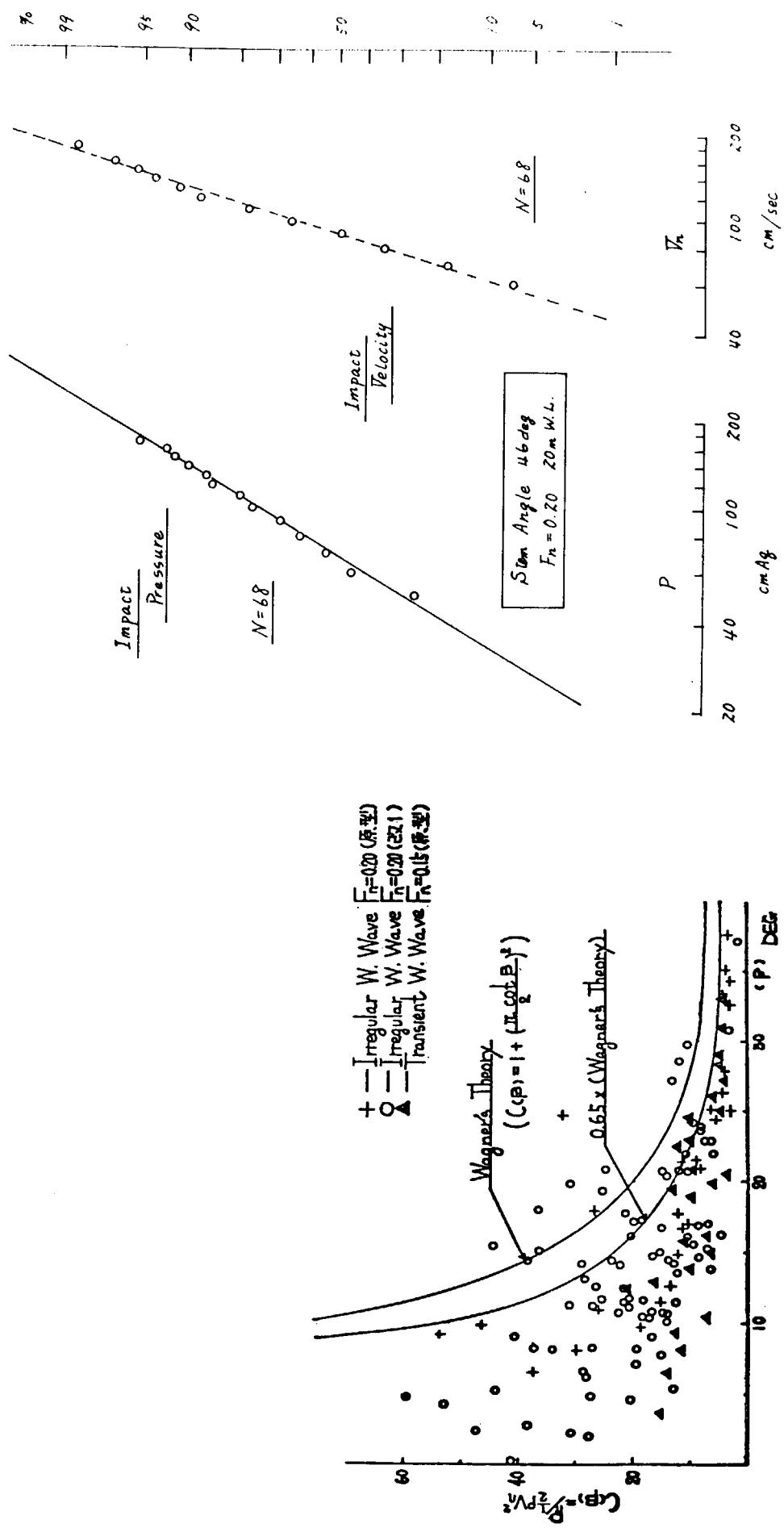


Fig. 4.3.4.14 衝撃圧と衝撃速度の累積密度関数 (Fig. 4.3.4.12 より)

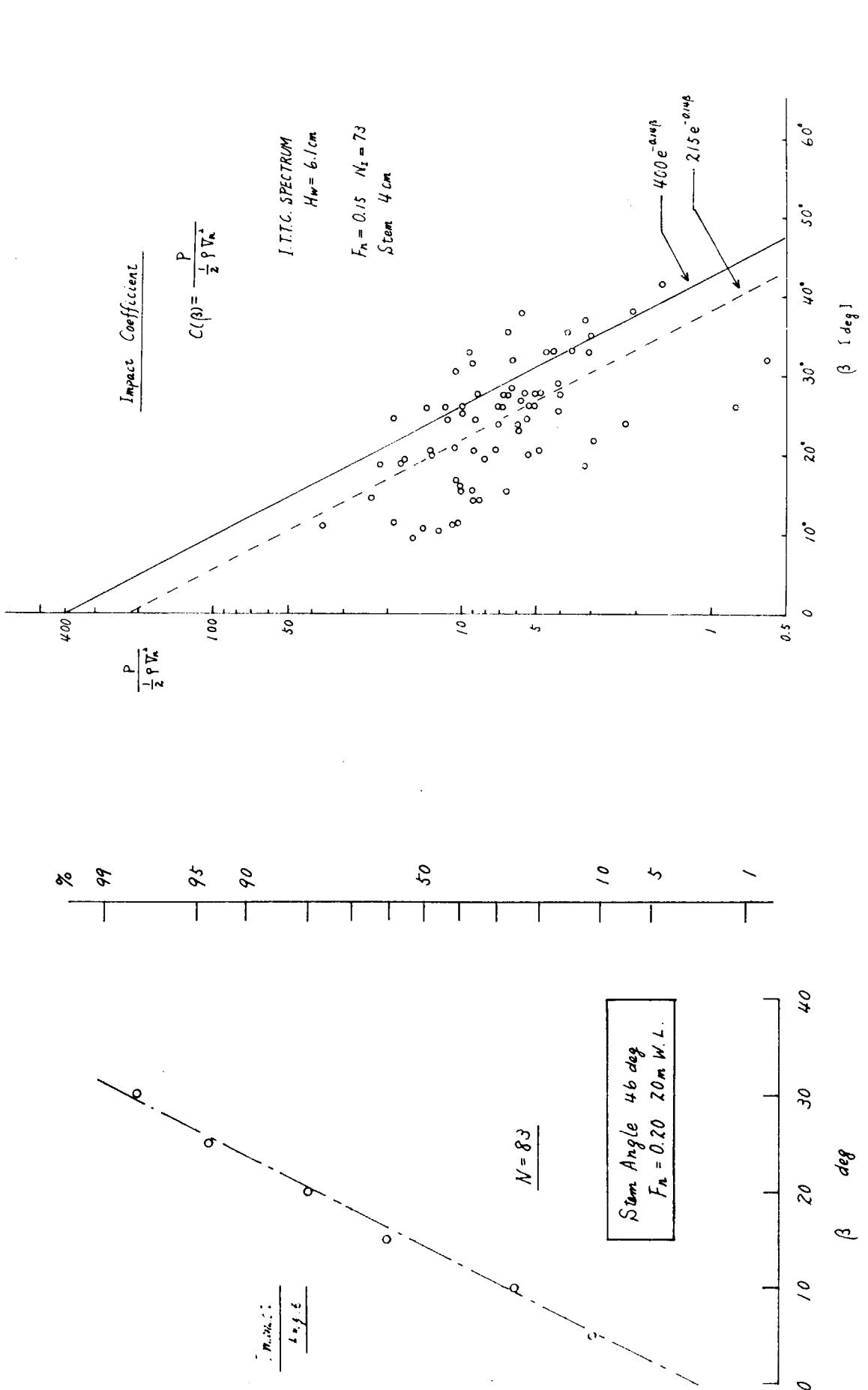
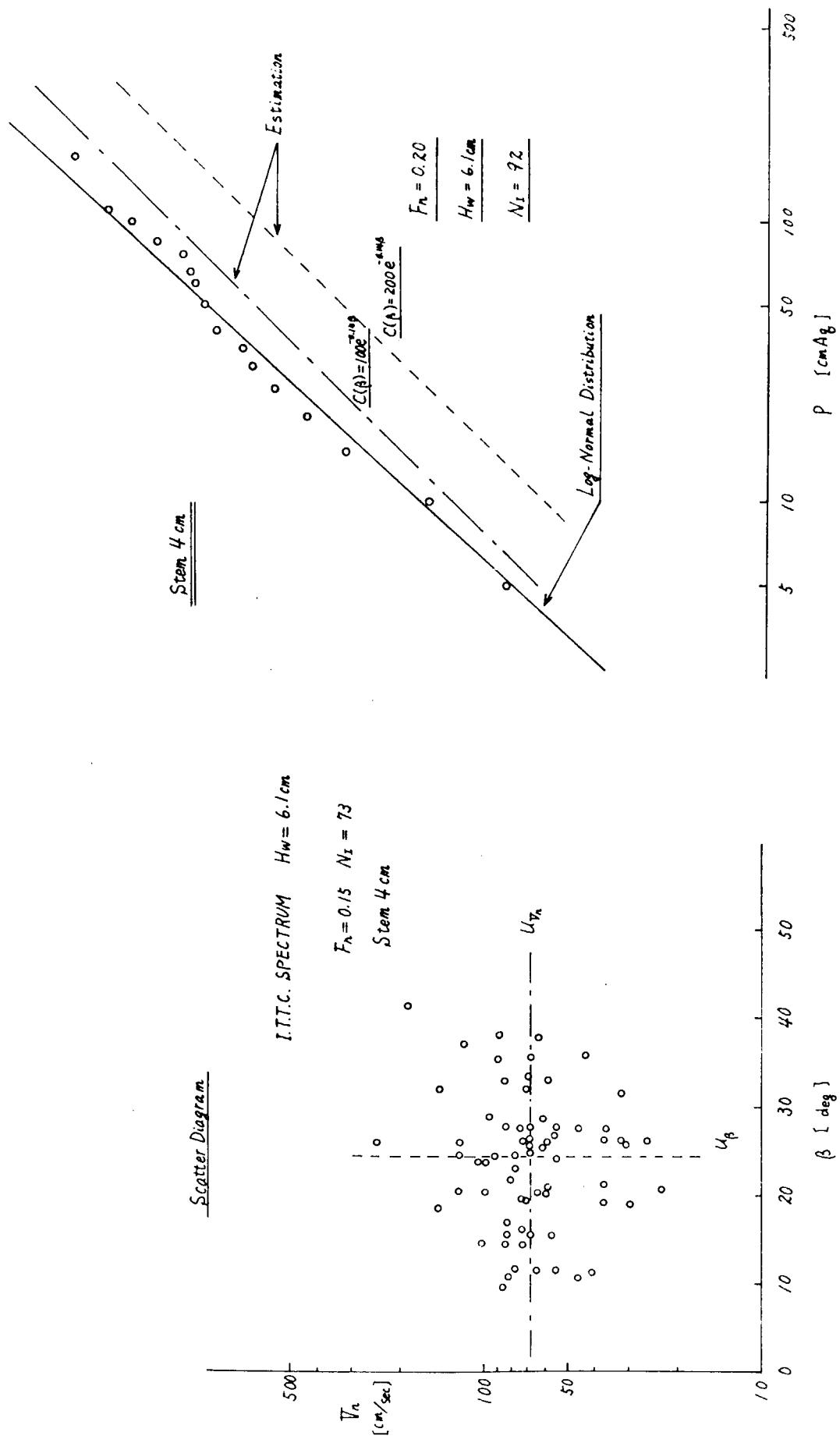


Fig. 4.3.4.15 衝撃角度の累積密度関数 (Fig. 4.3.4.13 通り)

Fig. 4.3.4.16 衝撃圧係数 (case 1)



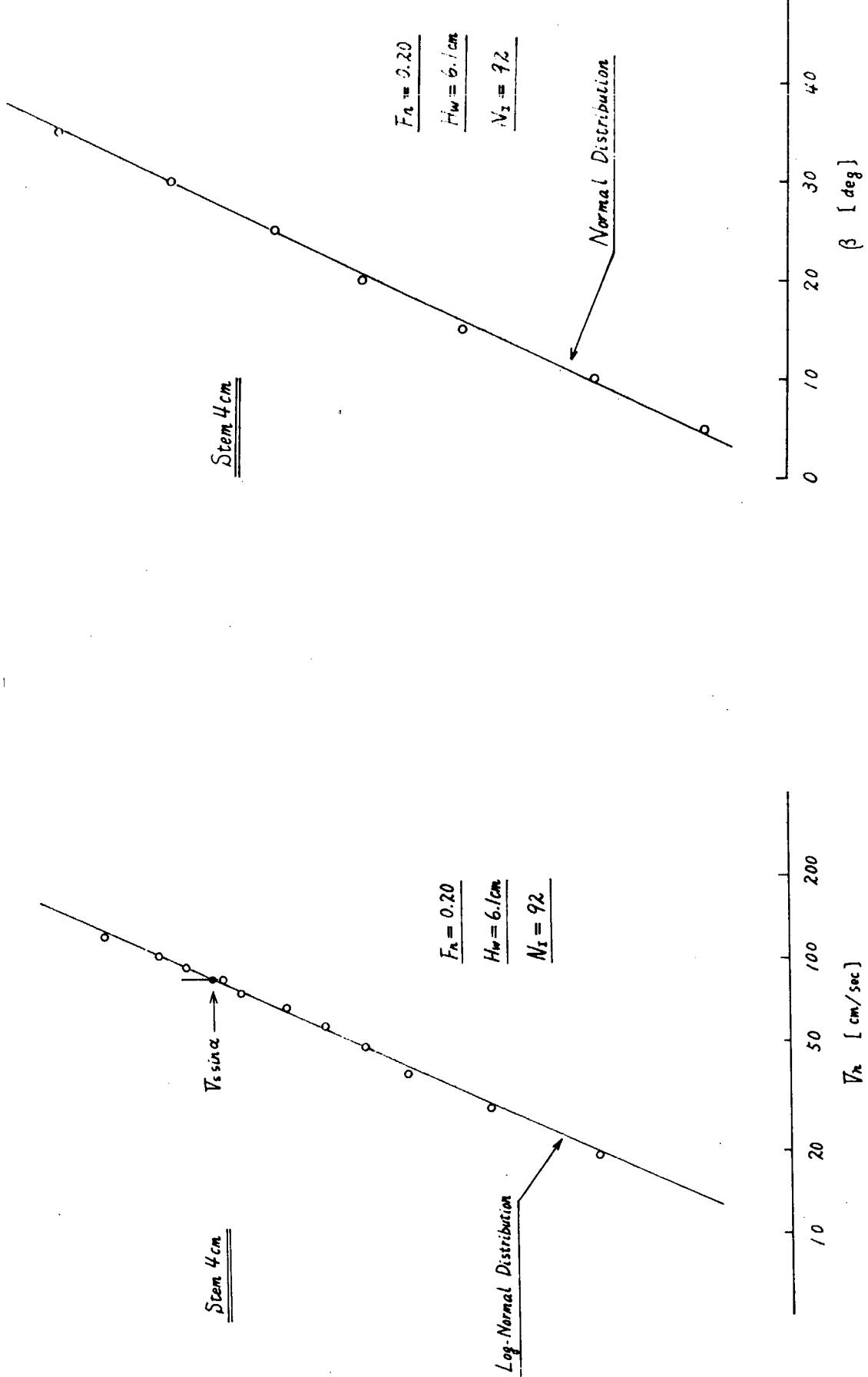


Fig. 4. 3. 4. 20 衝撃角度の累積密度関数 (case 5)

Fig. 4. 3. 4. 19 衝撃速度の累積密度 (case 5)

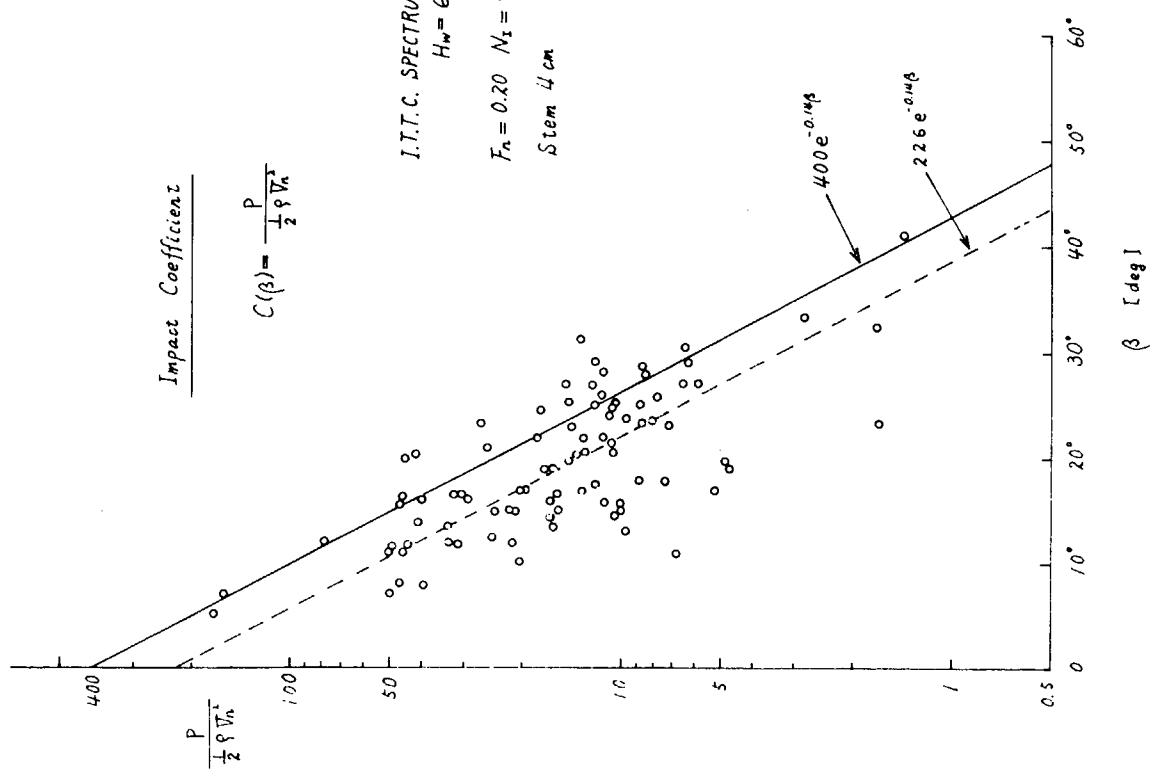


Fig. 4.3.4.21 衝撃圧係数 ( case 5 )

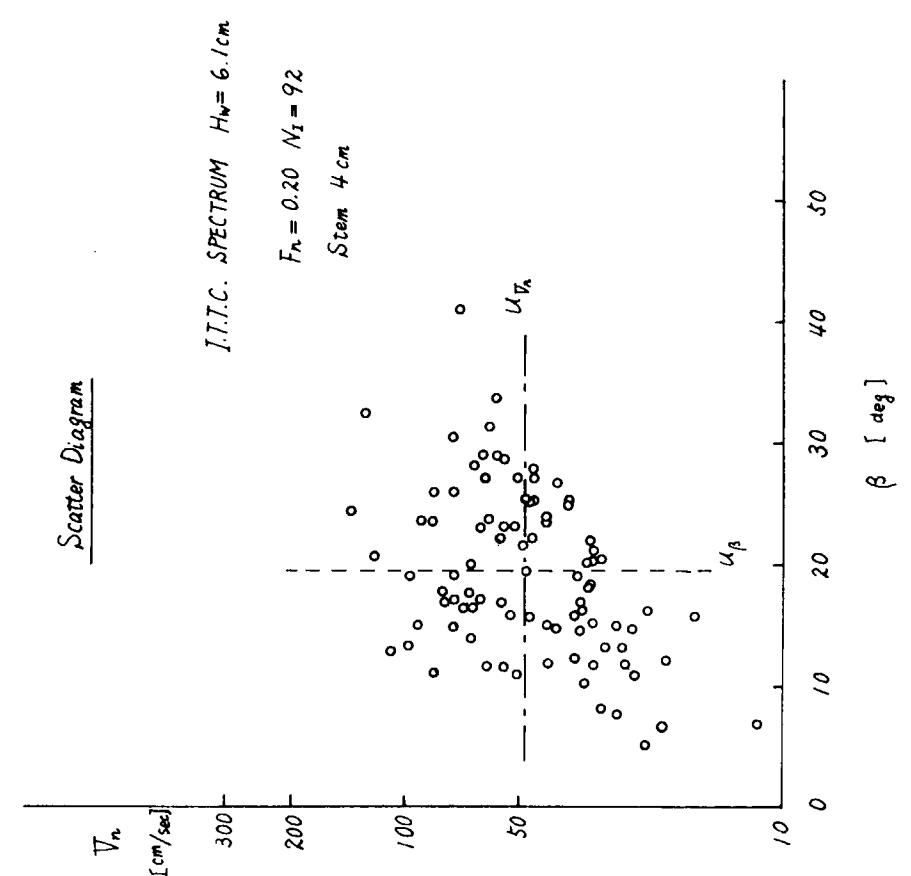


Fig. 4.3.4.22 散 布 図 ( case 5 )

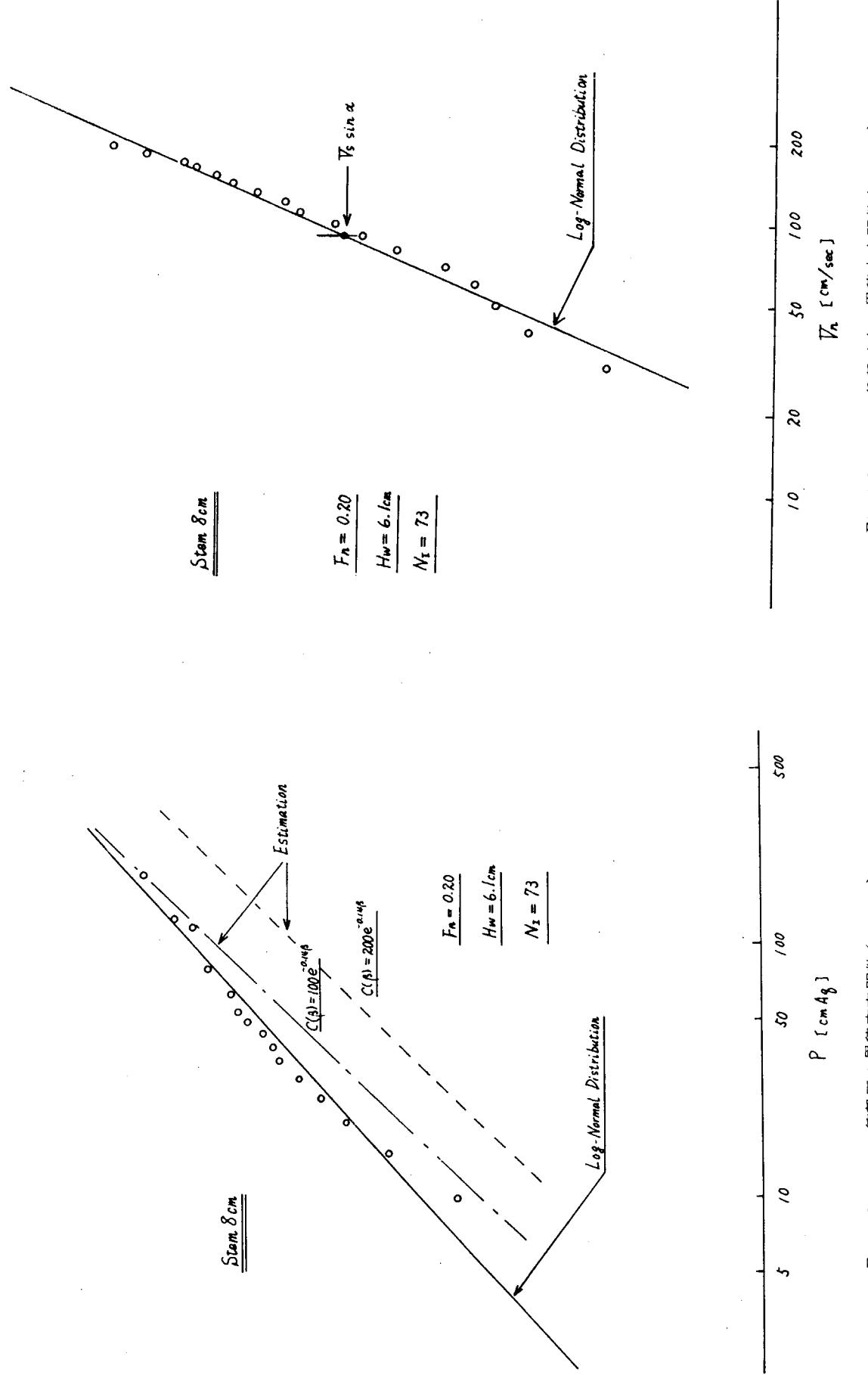


Fig. 4.3.4.23 衝撃圧の累積密度関数 (case 6)

Fig. 4.3.4.24 衝撃速度の累積密度関数 (case 6)

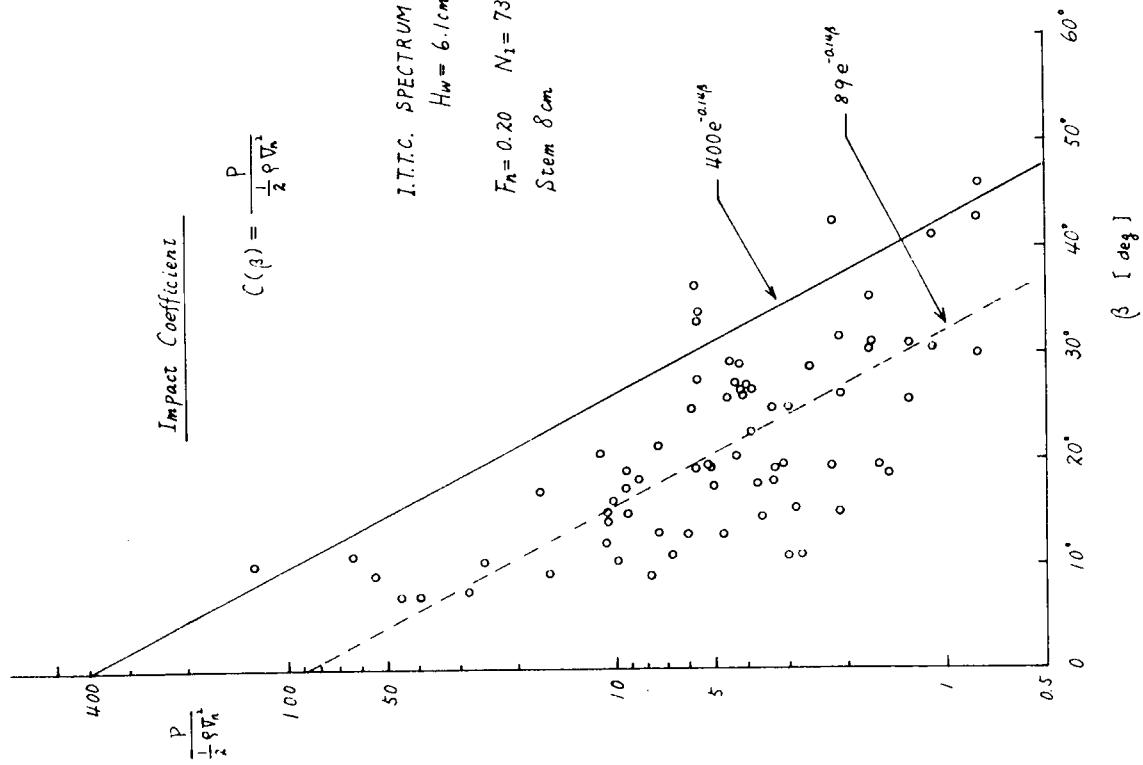
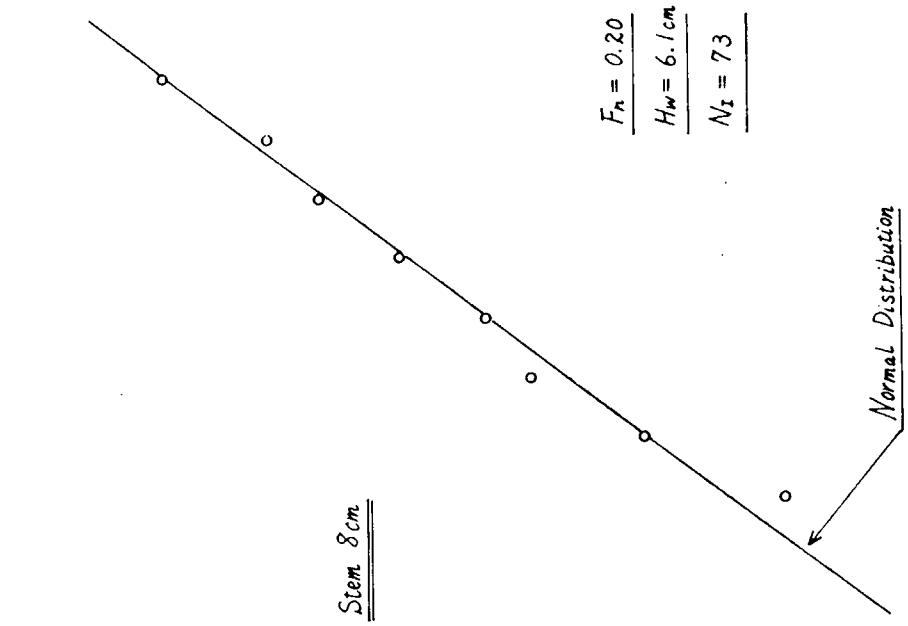


Fig. 4. 3. 4. 2 5 衝撃角度の累積密度関数 ( case 6 )

Fig. 4. 3. 4. 2 6 衝撃圧係数 ( case 6 )

#### 4.4 波浪衝撃圧の推定法

波浪衝撃圧は、海象、船体運動、船体形状などが極めて複雑に関係しあった現象によるものであり、この現象の要因の一つをとっても、力学的に厳密に求めることは困難である。しかしながら、過去の幾多の研究を基礎として、無理のない仮定に基づき、なるべく合理的かつ簡単な衝撃圧推定法を考えることは重要なことである。

本研究部会では、衝撃圧発生の基本的なメカニズムとして、主としてWagner型衝撃を採用し、必要に応じBagnold型衝撃を考えることとする。また、衝撃圧のピーク値、その継続時間、及び同時発生域等が損傷に関係する諸問題として挙げられるわけであるが、ここでは、衝撃圧のピーク値に焦点を絞り、しかも主として船首形状のBluntな大型肥大船の船首部を対象として論ずることにする。

船首部以外の場所の波浪衝撃に対しては、4.4.3で触れる。

##### 4.4.1 規則波中における波浪衝撃圧の推定法

不規則波中の衝撃圧の推定の一法として、線型重ね合わせの原理の仮定の下に、衝撃速度及び衝撃角度を求めようとする方法も考えられている。<sup>1)</sup>その基礎となる規則波中の場合について、西部造船会技術委員会の方法、<sup>2)</sup>及び永元、塚本の方法を殆ど踏襲した形で、以下のような推定法を提案する。尚、本報告書では、考え方を記すにとどめ、具体的な数値計算については、上記文献を参照していただきたい。<sup>5)</sup>

###### 4.4.1.1 基礎仮定

規則波中の衝撃圧の大きさは、船体表面上の点P( $x_0, y_0, z_0$ )を波面が下から上に通過する時の相対法線速度 $V_r$ と船体と波面との相対角度 $\beta$ が求まると決定論的に決まるものとして、以下の仮定に基づき計算することにする。

- 1) 対象とする船体表面上の点は船首付近とする。
- 2) 船速は $F_r = 0.20$ 以下とする。
- 3)  $\lambda/L < 1.0$ 程度の短波長波を対象とする。
- 4) 波面の上昇量としてはStatic Swell Up, Dynamic Swell Upを考慮するが、局部波傾斜及びOrbital Velocityに対しても、これらの影響を無視することにする。
- 5) 船体運動はO.S.Mで求める。(座標系をFig. 4.4.1.1に示す。)
- 6) 相対法線速度 $V_r$ は、局部擾乱は考えず、線型理論で求まるものとする。
- 7) 相対角度 $\beta$ については、船首波干渉係数(4.3.1参照)を入射波の最大波傾斜に乗じた局部波傾斜 $r\bar{\theta}_r$ と衝撃圧発生時の船体運動による角度変化とから決定されるものとする。
- 8) 7)の局部波傾斜 $r\bar{\theta}_r$ の限界としてはStanding Waveの限界角度 $45^\circ$ を暫定的に採用する。
- 9) 衝撃圧係数 $C(\beta)$ は以下のようにとることにする。

$$\text{Wagner型の場合} \quad C(\beta) = 200 e^{-0.14\beta}$$

$$\text{ただし, } 0 \leq r \cdot \bar{\theta}_r \leq 45^\circ$$

$$\text{Bagnold型の場合} \quad C(\beta) = 30$$

$$\text{ただし, } 45^\circ \leq r \cdot \bar{\theta}_r$$

- 10) 考えている点を波面が下から上に通過する時に衝撃圧が発生することとする。

###### 4.4.1.2 推定法

Fig. 4.4.1.2に示す流れに基づいて以下に説明する。

- 1) 相対運動及び相対速度

田才他の論文を若干拡張した形で船体と波との相対運動及び相対速度の計算を行なう。<sup>3)</sup>

いま入射波を

$$h = h_0 \cos(\omega t - k_x x \cos \alpha + k_y y \sin \alpha) \quad (4.4.1.1)$$

とし、この波に対する船体応答を

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Heave : } \zeta = \zeta_0 \cos(\omega t + \epsilon_\zeta) \\ \text{Pitch : } \phi = \phi_0 \cos(\omega t + \epsilon_\phi) \\ \text{Sway : } \eta = \eta_0 \cos(\omega t + \epsilon_\eta) \\ \text{Yaw : } \psi = \psi_0 \cos(\omega t + \epsilon_\psi) \\ \text{Roll : } \theta = \theta_0 \cos(\omega t + \epsilon_\theta) \end{array} \right.$$

とする。Static Swell Upは、田崎の実験式の修正式である永元、塚本の式で計算する。

$$h_s / L = k_1 \cdot F_s^2 \quad (4.4.1.3)$$

ただし、

$$k_1 = \begin{cases} 0.75 B / L_e & (B/L_e < 0.5) \\ 1.75 B / L_e + 0.375 (0.5 \leq B/L_e < 1.5) \\ 0.5 & (1.5 \leq B/L_e) \end{cases}$$

また、Dynamic Swell Upは、田才他、田崎の実験結果から次式で推定する。

$$h_d = -k_2 \cdot \omega_e \cdot z \quad (4.4.1.4)$$

ただし、

$$k_2 = \frac{1}{3} (C_b - 0.45) \sqrt{L/g}$$

$z$ ：相対上下運動（（4.4.1.5）式）

$C_b$ ：方形肥瘦係数

点Pの相対上下量 $z$ は、

$$\begin{aligned} z &= \zeta - (x_s - x_0) \phi + y_s \theta - h \\ &= h_0 \cdot \bar{A}_s \cos(\omega t + \epsilon_s) \end{aligned} \quad (4.4.1.5)$$

また、横運動Yは、

$$\begin{aligned} Y &= \eta + (x_s - x_0) \psi - z \cdot \theta \\ &= h_0 \cdot \bar{A}_y \cos(\omega t + \epsilon_y) \end{aligned} \quad (4.4.1.6)$$

で求まるので、波のOrbital Velocityを考慮した相対速度の各成分は次式で決定される。

$$\left\{ \begin{array}{l} x \text{成分: } V_x = V_s - \omega h_0 \cos x \cdot \cos(\omega t - kx \cos z + ky \sin z) \end{array} \right. \quad (4.4.1.7)$$

$$\left. \begin{array}{l} y \text{成分: } V_y = \dot{\eta} + (x_s - x_0) \dot{\phi} - z \cdot \dot{\theta} - V_s \cdot \psi \\ \quad + \omega h_0 \sin z \cdot \cos(\omega t - kx \cos z + ky \sin z) \end{array} \right. \quad (4.4.1.8)$$

$$\left. \begin{array}{l} z \text{成分: } V_z = \dot{\zeta} - (x_s - x_0) \dot{\phi} + y_s \cdot \dot{\theta} + V_s \cdot \phi \\ \quad + \omega h_0 \sin(\omega t - kx \cos z + ky \sin z) \end{array} \right. \quad (4.4.1.9)$$

ただし、 $V_s$ は船速を示す。

周波数応答関数的な表現をとると、次のように整理されよう。

$$\left\{ \begin{array}{l} (V_x - V_s) / h_0 = \bar{A}_{V_x} \cos(\omega t + \epsilon_{V_x}) \\ V_y / h_0 = \bar{A}_{V_y} \cos(\omega t + \epsilon_{V_y}) \\ V_z / h_0 = \bar{A}_{V_z} \cos(\omega t + \epsilon_{V_z}) \end{array} \right. \quad (4.4.1.10)$$

(4.4.1.6)～(4.4.1.9)式より、点Pの相対法線速度 $V_n$ は近似的に、

$$V_n = V_x \sin \alpha \cdot \sin \delta + V_y \sin \alpha \cdot \cos \delta + V_z (-\cos \alpha)$$

または、

$$(V_x - V_s \sin \alpha \cdot \sin \delta) / h_0 = \bar{A}_{V_n} \cos(\omega t + \epsilon_{V_n}) \quad (4.4.1.11)$$

と書ける。上式は、船体の存在による影響を全然考慮しない式ではあるが、衝撃圧発生時の速度はある程度 Rough で

良いと考えられるので、ここで採用している。

## 2) 衝撃速度、衝撃角度及び衝撃圧

点Pの波面に対する相対位置が、Static Swell Up(4.4.1.3)式と相対上下運動(4.4.1.5)式とから、

$$\begin{aligned} z_r &= z_s + z - h_s - h_d \\ &= z_s - h_s + (1 + k_2 \omega_e) \cdot z \end{aligned} \quad (4.4.1.12)$$

と表わされるので、点Pが接水するなら接水時刻 $t_0$ は $z_r = 0$ ,  $z_r < 0$ なる条件より(基礎仮定10)

$$\omega_e t_0 + \varepsilon_s = \cos^{-1} \{ (h_s - z_s) / (1 + k_2 \omega_e) h_0 \bar{A}_s \} \quad (4.4.1.13)$$

ただし、

$$0 \leq \omega_e t_0 + \varepsilon_s \leq \pi$$

と決定される。上式の解が存在する場合には衝撃圧が発生し、その時の衝撃速度 $V_n$ としては $t = t_0$ での $V_n$ として(4.4.1.14)式より、

$$V_n = V_n(t_0) \quad (4.4.1.14)$$

と仮定する。一方、衝撃角度 $\beta$ は船体運動による変化及び船首せき返し波の影響を考慮し、次式で推定する。

$$\beta = \alpha - \gamma \bar{\theta}_w - \alpha'(t_0) \quad (4.4.1.15)$$

ただし、

$$\gamma = 7.5 F_w^2 + 1$$

$$\bar{\theta}_w = k h_0 |\sin(x - \delta)|$$

$$\alpha'(t_0) = \phi(t_0) \sin \delta - \theta(t_0) \cos \delta$$

衝撃速度と衝撃角度が(4.4.1.14), (4.4.1.15)式で求められたので、衝撃圧のPeak値は、基礎仮定9)の衝撃圧係数C( $\beta$ )を用いて、

$$P_{max} = \frac{1}{2} \rho V_n^2 C(\beta) \quad (4.4.1.16)$$

で決定される。

## 参考文献

- 1) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.213 "5・11衝撃圧の統計的取扱い", P189, (担当者 高木义男)
- 2) "5・12衝撃圧の推定法(試案)", P203, (担当者 元良誠三, 竹川正夫)
- 2) 西部造船会技術研究会, "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-", 西部造船会技術研究報告第16号(1974)
- 3) 出才福造他, "肥大船の耐航性能に関する研究", 西部造船会会報第37号(1969)
- 4) 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.11No.8(1961)
- 5) 永元隆一, 塚本修, "船首部波浪衝撃圧力の推定について", 西部造船会会報第49号(1974)

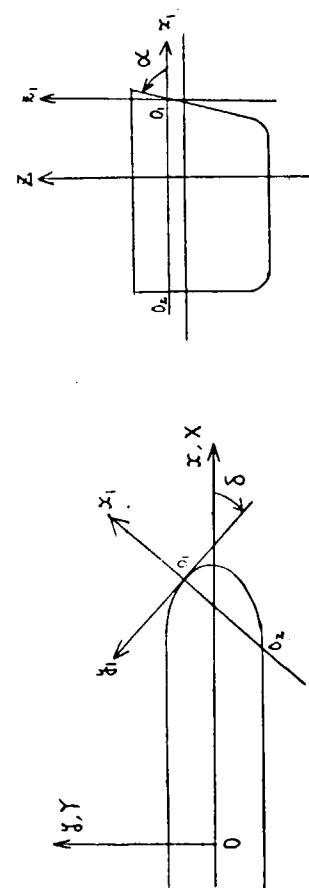
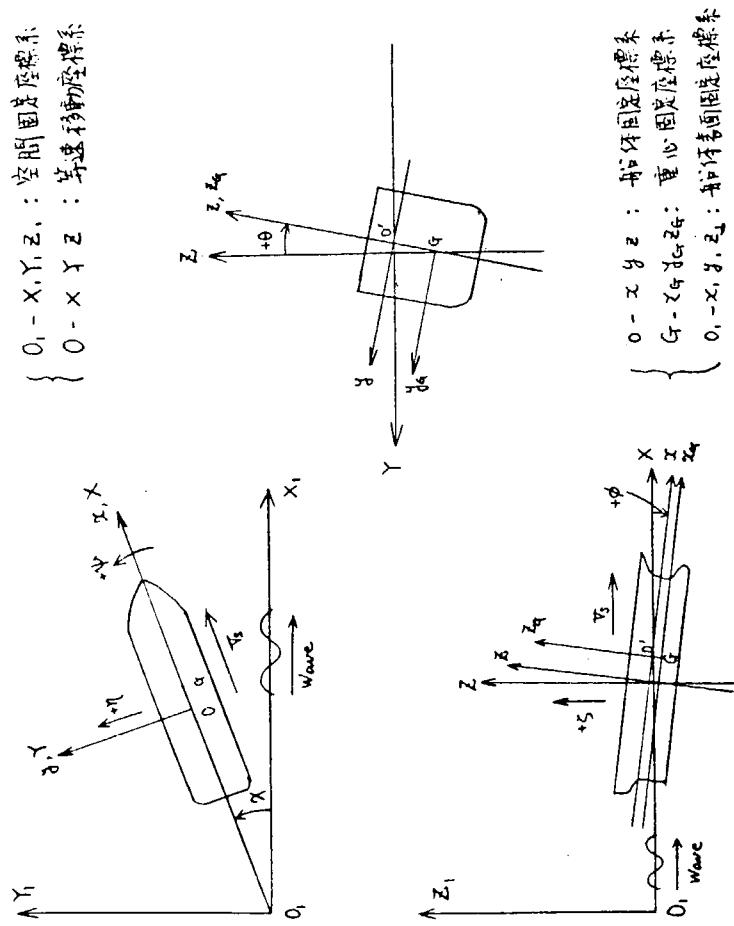


Fig. 4.4.1.1 座標系

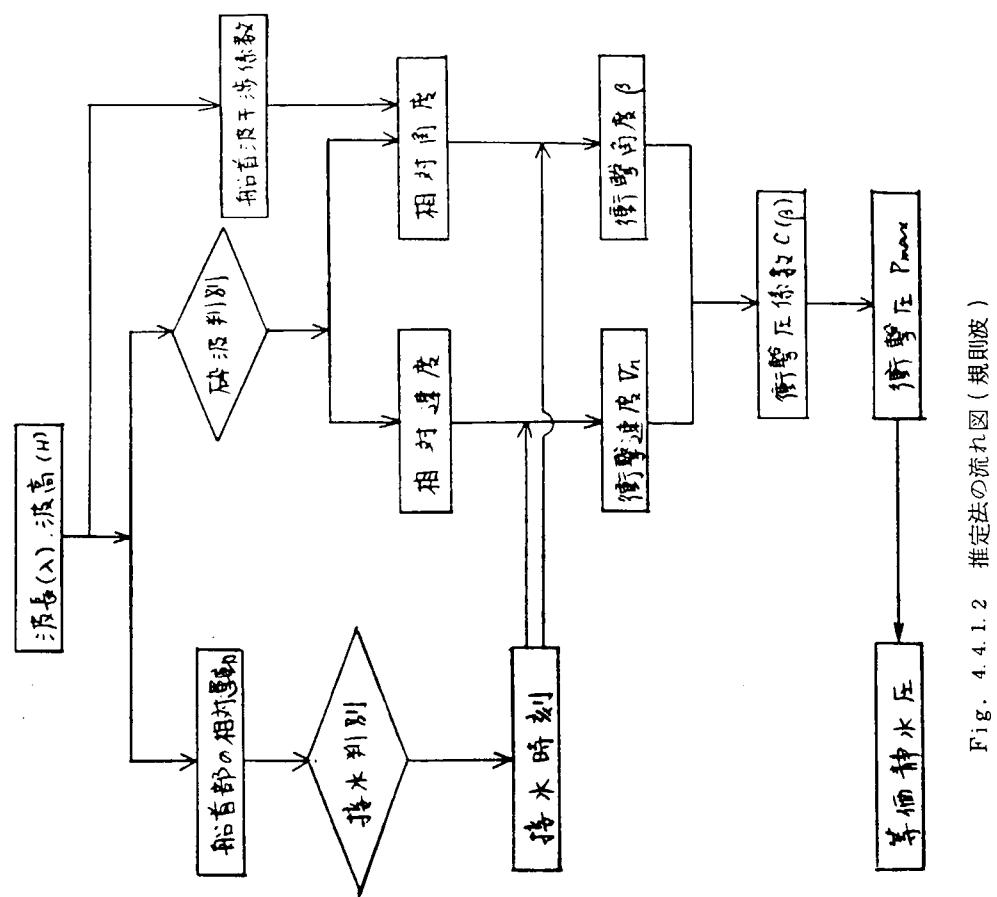


Fig. 4.4.1.2 推定法の流れ図 (規則波)

#### 4.4.2 不規則波中における衝撃圧の推定法

1,2,3.)

船首部が受ける衝撃圧の推定に関し、既に二三の推定法が提案されているが、いずれも水槽実験による裏付けが薄いように思われる。本節では、4.3.4節で述べた実験結果を基礎に不規則波中で船首部が受ける衝撃圧の推定法について述べる。

##### 4.4.2.1 基礎仮定

以下の基礎仮定に基づき本推定法は論じられる。

- 1) 対象船型は、Bluntな船首を有する大型肥大船とする。
- 2) Stem上以外の船首部外板もStem上の場合と同程度の衝撃圧を受ける可能性があるが、(Stem上の場合より大きい可能性はあまりなかろうから)一般には、Stem外板の受ける衝撃圧をもって、船首部の受ける衝撃圧を代表させる。ただし、Stem以外の場所でも、一応適用可能なよう推定式は組み立てられている。
- 3) 船速としては、 $F_r = 0.20$ 以下を対象とする。海象が厳しく、意識的船速低下を行なう場合を除いては、船速低下は考慮しないこととする。
- 4) 斜め不規則波中でも、実船では衝撃圧が船首部に起こっているわけだが、現段階では水槽実験のデータもないし、また、向い波状態の場合が最も苛酷と考えられるので、海象は正面に向い波の不規則波で代表する。
- 5) 不規則波としては、吃水オーダーの波長の波までの線型重ね合わせで考える。
- 6) 破砕によるBagnold型、衝撃の発生確率は低いと考えられるので、本推定法では、Wagner型衝撃についてのみ論ずることにする。
- 7) 衝撃圧発生率 $f_i$ 、船首波干渉係数 $r$ 、及び船体運動影響係数 $r^*$ は、船型によって変わるものであろうが、笠木山丸と極端に異なる船型以外は、本報告書の実験式で推定できるものとする。
- 8) 本推定法は、比較的小模型の水槽実験結果を基礎にして組立てられているので、推定最大衝撃圧をもって等価静水圧とする。(4.1節参照)

##### 4.4.2.2 衝撃圧の推定法

Fig. 4.4.2.1の推定法の流れ図に示したように、本推定法は、1)衝撃圧発生回数の推定、2)衝撃圧の分布形の推定、3)発生した衝撃圧中の最大期待値の推定の3部から成っている。

まず、衝撃圧発生回数の推定法について述べる。有義波高 $H_s$ で代表される短期海面を、船速低下を考慮した上で、ある一定船速( $F_r$ )で $T_{sec}$ 間航走しているとする。 $T_{sec}$ 間に出会い波数 $N_0$ を、出会いのZero-Crossing平均周期 $T_0$ で推定する。

$$N_0 = T / T_0 = T / (2\pi\sqrt{m'_0 / m'_2}) \quad (4.4.2.1)$$

ただし、

$$m'_0 = \int_0^\infty S(\omega_e) d\omega_e, \quad m'_2 = \int_0^\infty S(\omega_e) \omega_e^2 d\omega_e$$

$S(\omega_e)$ は出会い波スペクトルを示す。

$N_0$ 回波に出会い波が発生するが、毎回衝撃圧が発生するとは限らないので、衝撃圧発生率 $f_i$ を用いて、衝撃圧発生回数 $N_1$ を次式で推定する。

$$N_1 = f_i \cdot N_0 \quad (4.4.2.2)$$

ただし、 $f_i$ は(4.3.4.7)式とする。

第2段階として、衝撃圧の分布形の推定法について述べる。4.3.4節の実験結果によると、衝撃圧 $P_{max}$ と衝撃速度 $V_r$ はLog-Normal分布、衝撃角度 $\beta$ はNormal分布と言える。それぞれの分布を次式で表現し、

衝撃圧 $P$ の分布：

$$f_p(\log P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{(\log P - u_p)^2}{2\sigma_p^2}} \quad (4.4.2.3)$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} U_p = \log P \text{ の平均} \\ \sigma_p = \log P \text{ の標準偏差} \end{array} \right.$$

衝撃速度  $V_n$  の分布：

$$f_{V_n}(\log V_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{V_n}} e^{-\frac{(\log V_n - u_{V_n})^2}{2\sigma_{V_n}^2}} \quad (4.4.2.4)$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{V_n} = \log V_n \text{ の平均} \\ \sigma_{V_n} = \log V_n \text{ の標準偏差} \end{array} \right.$$

衝撃角度  $\beta$  の分布：

$$f_\beta(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\beta} e^{-\frac{(\beta - u_\beta)^2}{2\sigma_\beta^2}} \quad (4.4.2.5)$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} u_\beta = \beta \text{ の平均} \\ \sigma_\beta = \beta \text{ の標準偏差} \end{array} \right.$$

また、衝撃圧係数として次式を採用すれば、

$$C(\beta) = 200 e^{-0.14\beta} \quad (4.4.2.6)$$

相関係数  $r$  を導入して、3分布形間には次の関係がある。

$$\left\{ \begin{array}{l} u_p = \log a + 2u_{V_n} - bu_\beta \\ \sigma_p^2 = 4\sigma_{V_n}^2 - 4rb\sigma_{V_n}\sigma_\beta + b^2\sigma_\beta^2 \end{array} \right. \quad (4.4.2.7)$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} a = 100\rho \\ b = 0.14 \\ \rho = 0.102 [\text{ton} \cdot \text{sec}^2 / \text{m}^4] \end{array} \right.$$

すなわち、衝撃速度、及び衝撃角度の分布形を推定すれば、（言い換えるならば、それぞれの平均と標準偏差を推定すれば）、上式の関係より、衝撃圧の分布形は自動的に決定される。

4.3.4節の考察より、 $\log V_n$  の平均及び標準偏差としては、

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{V_n} = \log (V_s \sin \alpha \cdot \sin \delta) \\ \sigma_{V_n} = 0.42 \end{array} \right. \quad (4.4.2.8)$$

ただし、 $V_s$  は船速 ( $\text{m/sec}$ )、 $\alpha$  は対象とする点でのFlare Angle (deg.)、 $\delta$  は水線角 (deg) を示す。  
( $\alpha$ 、 $\delta$  のとり方は Fig. 4.4.1.1 に示す。)

また、 $\beta$  の平均及び標準偏差としては、

$$\left\{ \begin{array}{l} u_\beta = \alpha - \frac{r \cdot \bar{\theta}_1}{3} + r^* \cdot \bar{\theta}_w \\ \sigma_\beta = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{m_4}}{g} \end{array} \right. \quad (4.4.2.9)$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_w = \frac{1.25}{g} \sqrt{m_4} \frac{180}{\pi} \\ \bar{\theta}_1 = \frac{2.0}{g} \sqrt{m_4} \frac{180}{\pi} \\ r = 7.5 F_n^2 + 1 \\ r^* = 22.5 F_n^2 - 4.5 F_n + 1.25 \end{array} \right. \quad (4.4.2.10)$$

$$m_4 = \int_0^\infty S(\omega) \omega^4 d\omega$$

を採用する。 $r$  及び  $r^*$  の実験式を Fig. 4.4.2.2 に示した。図中の  $r'$  は

$$\begin{aligned} U_p &= \alpha - r \bar{\theta}_{\frac{1}{3}} + r^* \bar{\theta}_* \\ &= \alpha - \left( r - \frac{1.25}{2} \cdot r^* \right) \bar{\theta}_{\frac{1}{3}} \\ &\equiv \alpha - r' \bar{\theta}_{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (4.4.2.11)$$

で定義される不規則波中の船首波干渉係数とも言い換えられる性質のものである。また、相関係数は、

$$r = 0.35 \quad (4.4.2.12)$$

とする。Flare Angle( $d$ )、水線角( $\delta$ )、船速( $V_n$ )、海象( $S(\omega)$ )を与えると、上記の諸式より、衝撃圧の分布形が推定される。

衝撲圧の分布形が推定されたので、次の段階として、対象船が短期海面を航走中に受ける衝撲圧の最大期待値を計算することにする。D. E. Cartwright & M. S. Longuet-Higgins の論文<sup>4)</sup> 及び R. A. Fisher & L. H. C. Tippett の論文<sup>5)</sup> を参照すると、対象船が受ける衝撲圧の発生回数が  $N_1$  回であり、分布形が Log-Normal 分布であることから、最大期待値は次式で推定される。

$$N_1 \bar{P}_{max} = \exp \left\{ u_p + \sigma_p \sqrt{2} \left[ \log \frac{N_1}{\sqrt{2\pi}} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} [mAq] \quad (4.4.2.13)$$

ところで、上式で推定された衝撲水圧が、凹損等の損傷を引き起こすか否かは、衝撲圧の継続時間、作用範囲等の波浪荷重条件と、対象パネルの大きさ、剛性等の構造的条件などによって決定される為、設計の資料としては、萩原と湯原が提案しているように<sup>6)</sup>、等価静水圧  $N_1 P_{eq}$  を採用する方向が妥当と思われる。この点に関しては、4.1 節で考察されているように、本報告書の推定式を使用する際には、

$$N_1 P_{eq} = N_1 \bar{P}_{max} \quad (4.4.2.14)$$

として取り扱ってもさしつかえないと思われるが、なお、構造関係の専門家によりさらに検討されることが望ましい。

#### 4.4.2.3 推定計算と実船計測結果との比較

前節で述べた推定法を用いて、二三数値計算を行なってみる。

〔計算例 1〕

対象船	鉱石運搬船「笠木山丸」
	( $L \times B \times d = 247 \text{ m} \times 40.6 \text{ m} \times 16 \text{ m}$ )
計算点	Stem 3.3 m ( 3 m 模型の Stem 4 cm に対応 )
	Stem Angle $\alpha = 56^\circ$ , 水線角 $\delta = 90^\circ$
海象	有義波高 $H_w = 5 \text{ m}$ の正面向い波
船速	$F_n = 0.15$
遭遇時間	30 分

1) 出会い波数；平均出会い波周期  $T_0 = 4.9 \text{ sec}$

$$\therefore N_0 = T_0 / T_0 = 36.8$$

2) 衝撲圧発生回数；衝撲圧発生率  $f_i = 0.111$

$$\therefore N_1 = N_0 f_i = 4.1$$

3)  $V_n$  の分布； $f_{V_n}(\log V_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{V_n}} e^{-\frac{(\log V_n - u_{V_n})^2}{2 \sigma_{V_n}^2}}$

$$\begin{cases} u_{v_n} = \log(V_s \cdot \sin \alpha \cdot \sin \delta) = 1.81 \\ \sigma_{v_n} = 0.42 \end{cases}$$

4 )  $\beta$  の分布 ; 船首波干渉係数  $\gamma = 2.6875$

船体運動影響係数  $\gamma^* = -0.4375$

平均波傾斜  $\bar{\theta}_w = 6.669$

有義波傾斜  $\bar{\theta}_{\beta} = 10.68$

$$f_{\beta}(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\beta}} e^{-\frac{(\log \beta - u_{\beta})^2}{2\sigma_{\beta}^2}}$$

$$\begin{cases} u_{\beta} = \alpha - \gamma \bar{\theta}_{\beta} + \gamma^* \bar{\theta}_w = 24.4 \\ \sigma_{\beta} = 5.34 \end{cases}$$

5 ) P の分布 ;  $f_p(\log P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{(\log P - u_p)^2}{2\sigma_p^2}}$

$$u_p = \log(100\rho) + 2u_{v_n} - 0.14u_{\beta} = 2.528$$

$$\sigma_p = \sqrt{4\sigma_{v_n}^2 - 0.56r\sigma_{v_n}\sigma_{\beta} + 0.14^2\sigma_{\beta}^2} = 0.908$$

$$\text{但し, } C(\beta) = 200e^{-0.14\beta}, \quad r = 0.35, \quad \rho = 0.102 \left[ \frac{\text{Ton} \cdot \text{sec}^2}{m_4} \right]$$

$$6 ) n_1 \bar{P}_{max}; \quad n_1 \bar{P}_{max} = \exp \left[ u_p + \sigma_p \sqrt{2} \left( \log \frac{N_t}{\sqrt{2\pi}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]$$

$$= 107 \text{mAq}$$

本計算は、T = 30分として計算したものだが、式の成り立ちからわかる様に、最大期待値  $n_1 \bar{P}_{max}$  はTの関数である。Tをいろいろ変え計算したものをFig. 4.4.2.3に示す。笠木山丸の模型実験の航走時間を実船換算するとT = 80分程度になるので、 $n_1 \bar{P}_{max}$  を求めると、次のようになる。

$$n_1 \bar{P}_{max} = 152 \text{ mAq} \quad (N_1 = 109)$$

実験結果は  $N_t = 112$  で  $n_1 \bar{P}_{max} = 75.6 \text{ mAq}$  であったので、推定計算は、約2倍の値を与えている。Fig. 4.4.2.4に、本推定法による推定分布線を、実験値を併記して示してある。本図からわかる様に、標準偏差が実験と一致していない（推定標準偏差の方が大きい）ため、 $n_1 \bar{P}_{max}$  が大きく違っているのである。同様な計算を Stem 6.6 mに対して行なった結果も、Fig. 4.4.2.3及びFig. 4.4.2.5に示しておく。

ところで、最大期待値とは、大きさNの確率変量の集合が、無限個ある時、各々の集合の最大値を取り出し、その平均を求めたものである。すなわち、有限の試行回数に於て、期待される最大値を推定しているわけであり、実験で得られる最大直とは、必ずしも一致しない。この最大期待値の意味を考慮して、これら計算結果を見ると、「Stem上」と広い範囲でとらえるなら、ほぼ実験と合う最大期待値が得られていると言えよう。 $F_a = 0.20$  の場合について推察すると、既に 4.3.4 節で述べたように、本推定法は実験値より大きな値を与えると思われる。

計算対象点を、F.P., S.S.  $9\frac{3}{4}$ , S.S.  $9\frac{1}{2}$  の吃水上 3.3 m の位置に変え、（その他の条件は計算例 1 と同じ）衝撃圧を推定してみる。

#### [計算例 2]

推定計算に必要な Flare Angle ( $\alpha$ )、水線角度( $\delta$ )は、Line 図より計算すると、次のようになる。

笠木山丸

位 置	Flare Angle ( $\alpha$ )	水線角度 ( $\delta$ )
F.P. 3.3 m	$61.5^\circ$	$45^\circ$
$9\frac{3}{4}$ 3.3 m	$73.4^\circ$	$34^\circ$
$9\frac{1}{2}$ 3.3 m	$81.1^\circ$	$29^\circ$

また、船首波干渉係数  $\tau$ 、及び船体運動係数  $\tau^*$  等は、計算点が Stem からずれるに従い、変わるものと思われるが、現段階では一応、Stem の場合と等しいとする。遭遇時間を 30 分とした時の衝撃圧発生回数、及び衝撃圧の最大期待値は、次のように推定される。

位 置	衝撃圧発生回数	最 大 期 待 値
F . P . 3.3 m	$N_1 = 34$	$n_1 \bar{P}_{max} = 26.0 \text{ mAq}$
$9\frac{3}{4}$ 3.3 m	$N_1 = 20$	$n_1 \bar{P}_{max} = 2.9 \text{ mAq}$
$9\frac{1}{2}$ 3.3 m	$N_1 = 11$	$n_1 \bar{P}_{max} = 0.6 \text{ mAq}$

このように、小さな衝撃圧の推定値となるのは、Flare Angle  $\alpha$  が Stem Angle に比較して大分大きくなるために、衝撃圧の平均値が非常に小さくなるからである。すなわち、Flare Angle が大きいために Wagner 型衝撃は、ほとんど起こらないとも考えられる。そこで、次節で詳述される推定式を用いて、Bagnold型の衝撃圧を推定してみる。ただし、波面の水平速度  $V_w$  としては 4.4.3.1 式に示されている  $1.4 \text{ m/sec}$  をとらず、今問題としている海面で遭遇時間 30 分内で生じる orbital velocity の最大期待値の 2 倍を用いた。遭遇時間 30 分では、出会い波数  $N$  は約 368 回であるから、(4.4.3.1) 式に於ける衝撃速度、及び推定衝撃圧は次のようになる。

位 置	衝撃速度 $V$ (m/sec)	衝撃圧 $P_{max}$ (mAq)
Stem 3.3 m	14.16	65.65
F . P . 3.3 m	12.08	48.22
$9\frac{3}{4}$ 3.3 m	11.03	32.47
$9\frac{1}{2}$ 3.3 m	10.50	26.46

これらのWagner 型衝撃及びBagnold型衝撃の推定値を Fig. 4.4.2.6 に示した。Wagner 型衝撃は、Stem の場合と比較すると断然小さいが、水槽実験では、Stem 以外の位置では、衝撃圧がほとんど計測されなかつたことを考えるとこの結果は当然とも言えよう。又 Bagnold 型衝撃は船首以外の場所ではWagner 型衝撃に較べて大きな値を持っているが、次節に述べるように、その発生頻度は非常に小さいと考えられる。何れにせよ、Stem 以外の場所での実験データが少ないので現段階では、細部に亘る検討は今後の課題の一つである。

次に、実船計測結果と比較してみる。実船で衝撃圧を計測した例は、SR 124 報告書、SR 125 報告書、中嶋<sup>9)</sup>、熊倉<sup>10)</sup>の報告及び熊倉他の報告があるが、そのうち、本推定法で推定可能な例としては、Blunt な船型である文献 7 及び 9 の計測例だけである。計測時の海象、船速等のデータを Table 4.4.2.1 に示す。鉱石運搬船「笠木山丸」とタンカー「松寿丸」について、Table 4.4.2.2 に示したように、計算入力データを推定した。推定計算結果を次に示す。  
〔計算例 3〕

#### 1 ) 笠木山丸 (Stem 2 m の位置で推定)

$$N_0 = 750 \sim 850, N_1 = 65 \sim 75, n_1 \bar{P}_{max} = 76 \sim 80 \text{ mAq}$$

#### 2 ) 松寿丸

$$N_0 = 600 \sim 700, N_1 = 35 \sim 40, n_1 \bar{P}_{max} = 134 \sim 141 \text{ mAq}$$

Table 5.4.2.1 中の最大衝撃圧と比較すると、推定計算値は、両者とも、過大評価ではあるが、異常な程大きい値でもなく、本推定法のよう、各所で大胆な仮定を設けている割には、一致しているのではないかと思う。

#### 4.4.2.4 結 言

造船設計者に、船首波浪衝撃圧に関する一情報を提供する目的で、大胆な仮定に基づいてはいるが、水槽実験の諸結果を用いて、不規則波中での船首部が受ける波浪衝撃圧の一推定法を提案し、具体的に二三計算し、計測結果と比較してみた。その結果、推定計算は、ややオーバーエスティメイションであるが、ほぼ妥当な結果を与えると言えるようである。今後、計測法の改善とデータの蓄積により、さらに精密な推定法が確立されることを期待し、本法がその一助になれば幸いである。

## 参考資料

- 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) — 波浪による船首外板の損傷とその対策 —”, 西部造船会技術報告第16号(1974)
- 2) 永元隆一, 塚本修, “船首部波浪衝撃圧力の推定について”, 西部造船会会報第49号(1974)
- 3) 日本造船研究協会第131研究部会報告書No.213, “5.11 衝撃圧の統計的取扱い”, P189, (担当者 高木又男)  
“5.12 衝撃圧の推定法(議案)”, P203, (担当者 元良誠三, 竹川正夫)
- 4) D.E. Cartwright & M.S. Longuet-Higgins, “The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function”, P.R.S.L., Series A, Vol. 237 (1956)
- 5) R.A. Fisher & L.H.C. Tippett, “A Limiting Forms of the Frequency Distribution of the Largest or Smallest Member of a Sample”, Proc. of Camb. P.S., Vol. 24 (1928)
- 6) 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. No.6 (1974)
- 7) 日本造船研究協会第124研究部会報告書No.156, 170, 187, 210
- 8) 日本造船研究協会第125研究部会報告書No.177, 188,
- 9) 中嶋省三, 大型タンカーの船首外板に受ける波浪荷重の実船計測”, 石川島播磨技報第12巻第5号(1972)
- 10) 熊倉靖他, “コンテナ船『ジャパンエース』の船体強度および運動の実船計測”, 石川島播磨技報第14巻第6号(1974)

Table. 4.4.2.1 実船計測結果

船型		鉱石運搬船	20万屯タンカー
船名		笠木山丸 (247 × 40.6 × 16)	松寿丸 (300 × 50 × 18.8)
計測海域		南シナ海	東シナ海(台湾東方)
海象	風浪階級	6. 25° 右舷前方	6. 15° 左舷前方
	うねり階級	4. (目視波高2.5m) 向い波	5. 15° 左舷前方
船速		13 kts (F <sub>n</sub> = 0.136)	計測開始 16 kts 平均 14 kts 計測終了 12 kts (F <sub>n</sub> = 0.133)
計測時間		70分	60分
水圧計位置		S.S. 9 $\frac{1}{2}$ (右舷) 吃水上方約 1.5 m	Stem 吃水上方 5 m
衝撃圧発生回数		58回	約30回
最大衝撃圧		57.8 mAq	70 mAq

Table. 4.4.2.2 推定計算のInput Data

船名	笠木山丸	松寿丸
船速(F <sub>n</sub> )	0.136	0.133
有義波高(H <sub>w</sub> )	5 m	5 m
Flare Angle(α)	56°	50°
計算点	Stem 2 m	Stem 5 m
遭遇時間	70分	60分
備考	出会い波周期T <sub>0</sub> 及び衝撃圧発生率f <sub>t</sub> 中の接水率 f <sub>w</sub> ( $= e^{-\frac{z^2}{2m_s}}$ ) は、笠木山丸F <sub>n</sub> = 0.15, H <sub>w</sub> = 5 m, Stem 3.3 mの計算値より推定した。	

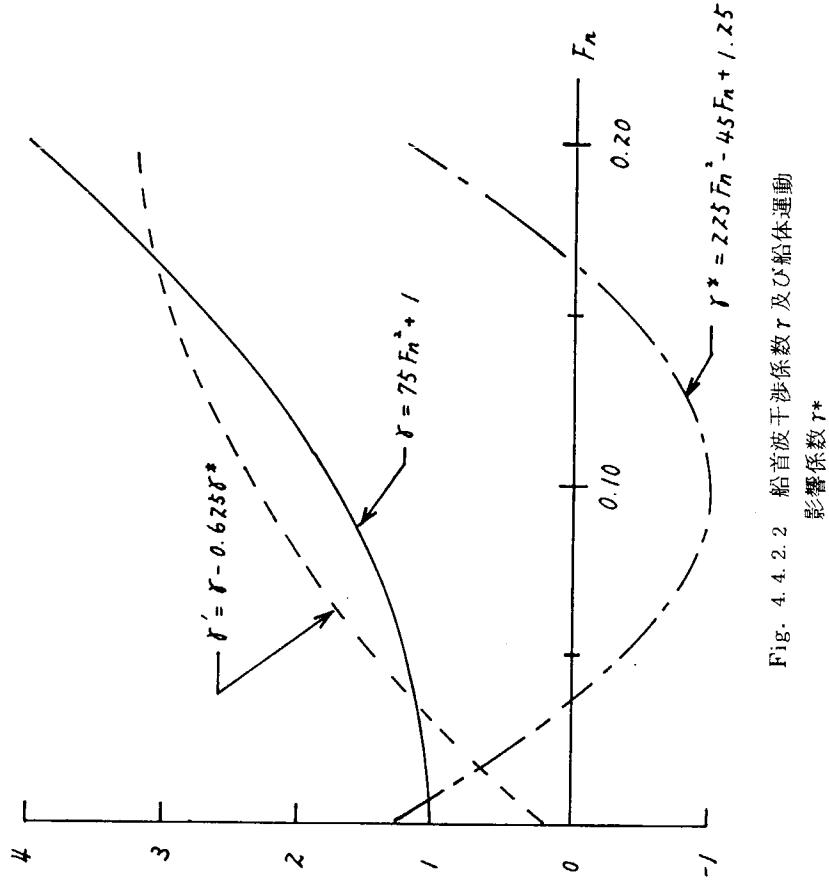


Fig. 4. 4. 2. 2 船首波干渉係数  $r$  及び船体運動影響係数  $r^*$

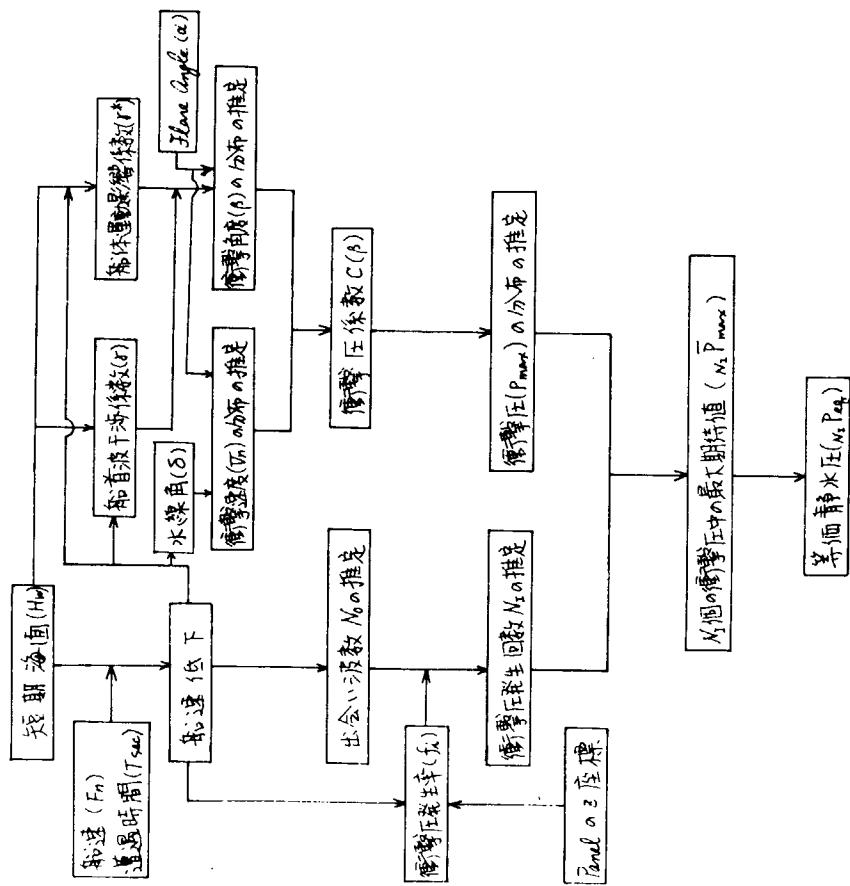


Fig. 4. 4. 2. 1 推定法の流れ図(不規則波)

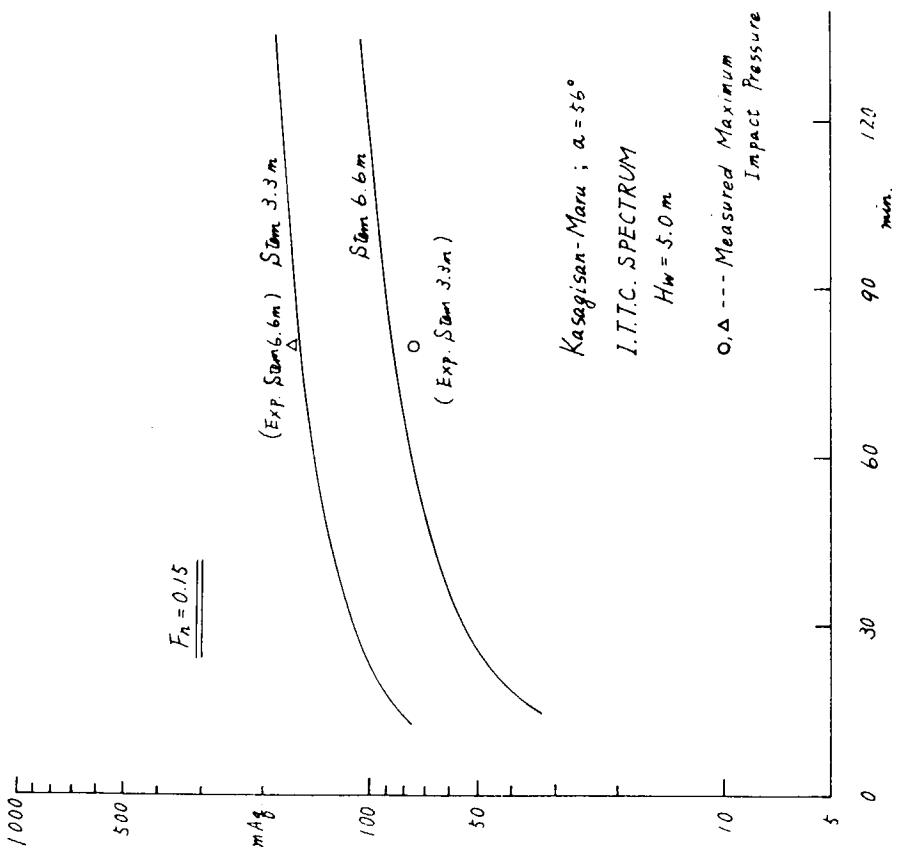


Fig. 4.4.2.3 衝撃圧の最大期待値

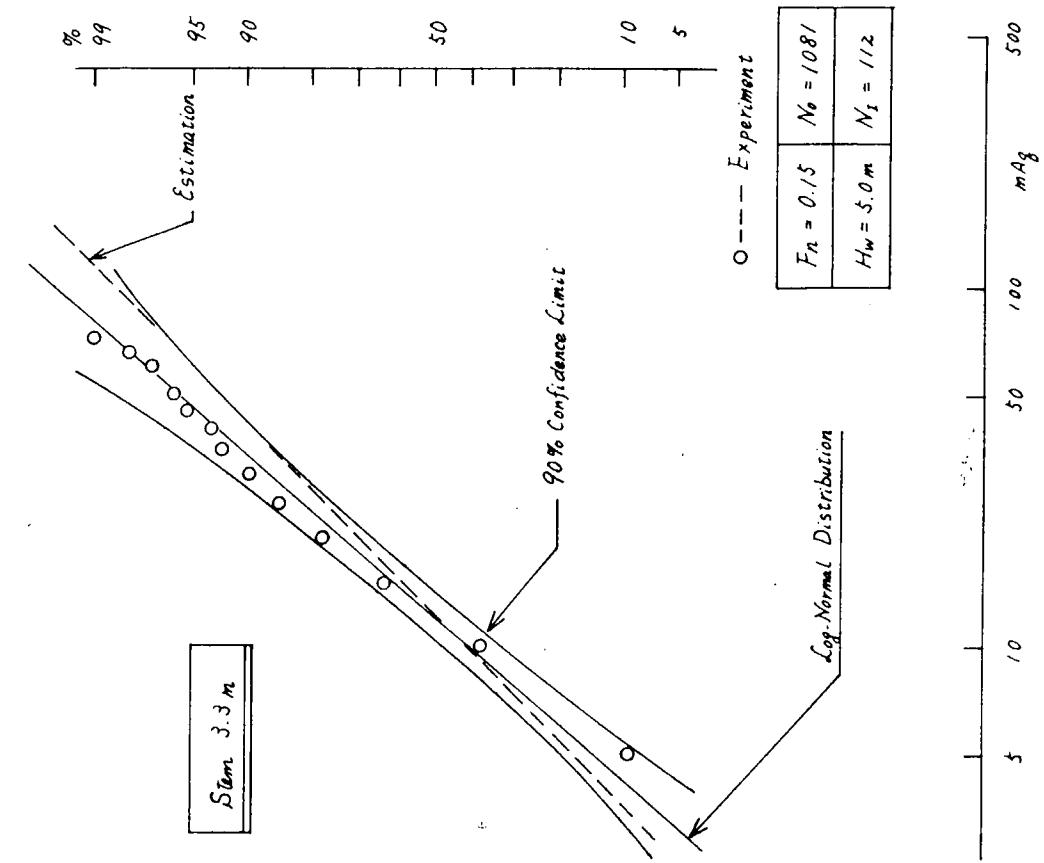


Fig. 4.4.2.4 衝撃圧の累積密度関数の実験値と推定値の比較

(  $F_n = 0.15$  ,  $H_w = 5.0 \text{m}$  , stem  $3.3 \text{m}$  )

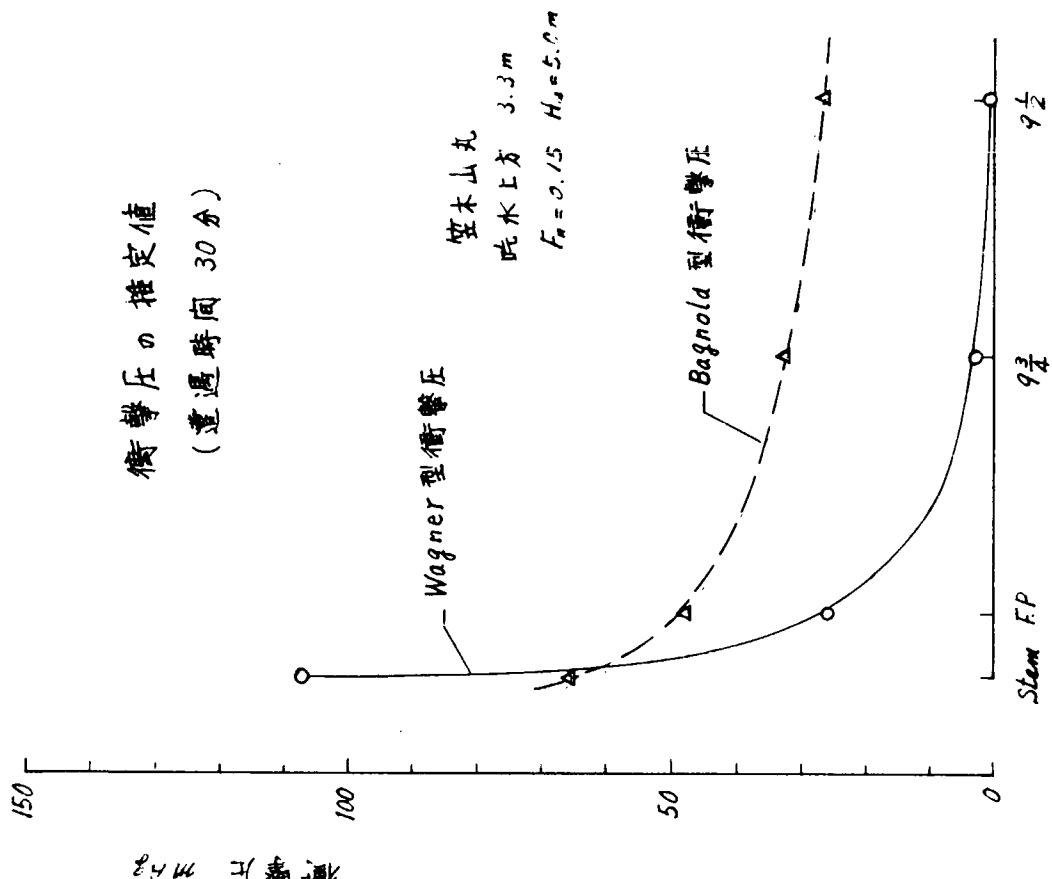


Fig. 4.4.2.6 推定衝撃圧の前後位置による変化

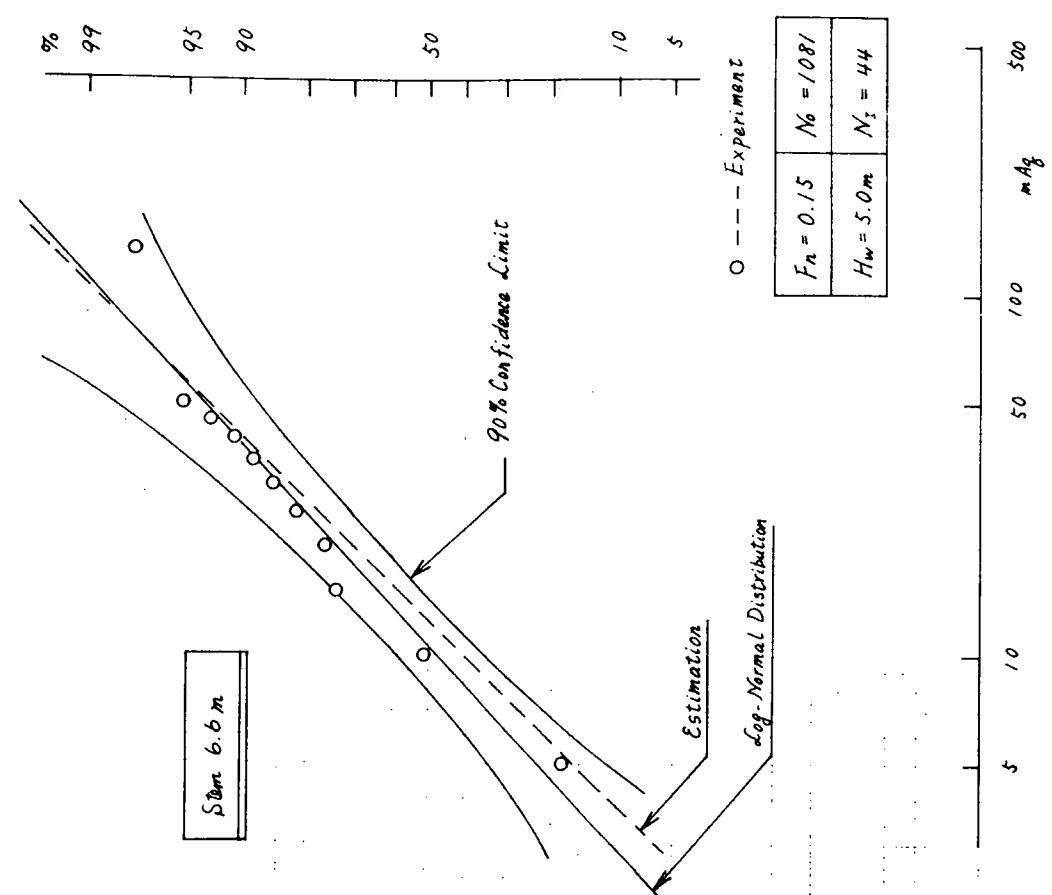


Fig. 4.4.2.5 衝撃圧の累積密度関数の実験値と推定値の比較  
 $(F_a = 0.15, H_s = 5.0 \text{m} \text{ stem } 6.6 \text{ m})$

#### 4.4.3 船首部以外の場所の波浪衝撃圧の推定法

波浪による衝撃圧は船首フレア部に多発し、圧力も大きく船首より後ろに移るに従い、頻度も圧力も急激に小さくなることは実船計測でも模型実験でも知られており、船体平行部付近では有意の波浪衝撃圧は生じないといつても過言ではない。<sup>1)</sup>

しかしながら、水槽で過渡水波を起こして、横から船体に当てるとき、かなり大きな衝撃圧が生じることが実験で知られており、<sup>2)</sup>又真の原因は不明ながら、波浪衝撃ではないかと推測されている Richard C. Sauer 及び陽邦丸の事故例や、山のような碎波に襲われて上部構造物を破壊されたという船員の体験談等を考えると、もし自然界に過渡水波のような異常集中波が発生するか、潮流との関係で深海の巻波が発生することができれば、船首部以外でも大きな衝撃圧が発生することは、確率的には非常に少くとも皆無とは言えない。深海における碎波の発生についてそは高木の研究がある。<sup>3)</sup>

このように、異常に大きな碎波による衝撃を、今までに船首衝撃で取扱ってきた比較的波長の短い波によって生じる波浪衝撃に対して異常碎波衝撃と呼ぶことにする。異常碎波衝撃も、メカニズムから言えば Bagnold type の衝撃と言えるが、船首衝撃では比較的短い波が Bow wave 等船体との干渉で碎波となり、空気を捲込みつつ衝撃を起こすのに対し、異常碎波衝撃は波自身が船に無関係に崩れ、偶々そこに船があると衝撃を起こすもので、従って船の前後を問わず起こりうる。しかしながら船首に近い方が船と波の相対速度が大きいので船首に近い方が衝撃圧が大きくなるのは当然であろう。

異常衝撃圧と、通常の波による衝撃とを比較すると、次のことが言えよう。

通常波による衝撃	異常碎波衝撃
比較的短い波で起きる。 波自体は必ずしも碎波になるほど粗しくなく、船体との干渉で粗度が大きくなり衝撃を起こす。	異常に大きな波で起きる。 波自体が船の存在と無関係に碎波となって衝撃を起こす。
船首部にほとんど局限される。	船首部以外にも起こりうる。
かなり頻度が大きい。	極めて頻度が小さく、船の一生に一度とか、せいぜい数度といった程度である。
高い圧力を生じるが、波が小さいため、高い圧力の生じる範囲は狭い。	圧力はそれほど高くないが、波が大きいため、広い範囲にわたって衝撃圧を生じる可能性がある。
継続時間は短かい	継続時間は比較的長い

異常碎波衝撃圧を推定するに当って次の仮定を設ける。

1) 船体のある場所の衝撃圧を考える場合、その部分の水

線角 (Fig. 4.4.3.1 の  $\delta$ ) に直角の方向から波が来ると

き圧力が最大であると考える。

2) 波面の水平方向の速度はその波の合成された orbital velocity の 2 倍であるとする。<sup>4)</sup>

3) 衝撃は垂直の船体表面でも起こりうるが、フレア角が  
小さい（水面に向って傾いている）ほど衝撃圧は大きい。

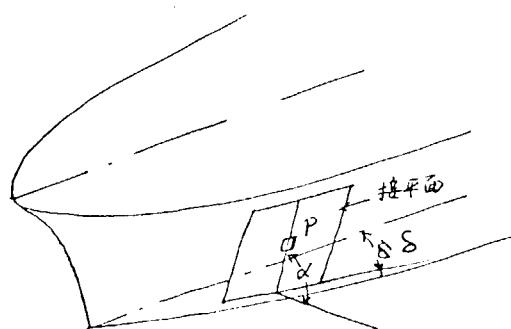


Fig. 4.4.3.1

### 衝撃圧の計算

衝撃圧を求めようとする位置Pの接平面が水面となす角度を $\alpha$ とし、水線面上の船体中心線に対する角度を $\delta$ とすると( Fig. 4.4.3.1 参照) 衝撃圧は参考文献5) を参照して次式で与えられる。

$$b = 0.209 V^2 \frac{150 - \alpha}{60} \quad t / m^2 \quad (4.4.3.1)$$

ただし  $V = V_s \sin \delta + V_w$

$V_s$  はその時の船速  $m/sec$

$V_w$  は波の速度で  $V_w = 2V_{wo} = 2 \times \text{orbital velocity} = 14 \text{ m/sec}$

$V_w = 14 \text{ m/sec}$  にした根拠については、次節を参照されたい。

### 異常碎波衝撃の発生の確率

$S(\omega)$ なるスペクトラムを有する不規則海面の、波高、orbital velocity、波傾斜等のN波中の最大期待値は次のようにして求められる。

$$\begin{aligned} H &= 2C^{(N)}\sqrt{m_0} \\ V_{wo} &= C^{(N)}\sqrt{m_2} \\ \theta_w &= C^{(N)}\sqrt{m_4} \end{aligned} \quad (4.4.3.2)$$

ただし、

$$\begin{aligned} m_0 &= \int_0^\infty S(\omega) d\omega \\ m_2 &= \int_0^\infty S(\omega) \omega^2 d\omega \\ m_4 &= \int_0^\infty S(\omega) \omega^4 d\omega \end{aligned}$$

$$C^{(N)} = \sqrt{2 \ln \frac{N}{\ln 2}} \quad (\text{最大期待値に対する Longuet - Higgins の係数})$$

風速  $20 \text{ m/sec}$ ,  $25 \text{ m/sec}$ ,  $30 \text{ m/sec}$  の ITTC スペクトラムについて、orbital velocity と波傾斜を Cut-off frequency  $\omega_c$  (それより高周波の成分を切捨てる周波数) と出会い波数Nを種々に変えて計算し、波傾斜が碎波限界  $\pi/7$  になるときの orbital velocity を求めると Table. 4.4.3.1 のようになる。

Table. 4.4.3.1

波数	$10^4$			$10^5$			$10^6$		
	$V_{wo}$	$\omega_c$	$\lambda_{min}$	$V_{wo}$	$\omega_c$	$\lambda_{min}$	$V_{wo}$	$\omega_c$	$\lambda_{min}$
20 m/sec	m/sec 5.2	1.9	17.1m	m/sec 5.6	1.50	27.4m	m/sec 6.0	1.25	39.4m
25 "	6.3	1.75	20.1	6.9	1.34	34.3	7.1	1.17	45.0
30 "	7.7	1.5	27.3	8.2	1.16	45.8	8.6	0.98	64.1

表の中の  $\lambda_{min}$  は  $\omega_c$  に対応する波長である。

この表からわかるように、出会い波数同じにした場合、風速が大きいほど Cut-off frequency  $\omega_c$  を低く取っても碎波限界に達し、その時の Orbital velocity も大きい。しかも Cut-off frequency が低いという事は波のサイズが大きいことを意味するから、比較的広い範囲に亘って衝撃圧を生じるわけである。それと反対に風速が低い場合は、スペクトラムの高い部分まで算入しなければ碎波限界に達せず、そのような場合の波はいわゆる白波程度であって、たとえ衝撃圧を生じても圧力も低く範囲も狭いわけである。

また同じ風速で考えると orbital velocity は出会い波数によってはそれほど変わらないが、出会い波数が小さくなるほど、碎波に達する為には高周波成分を余計に算入しなければならず、それだけ波も衝撃圧の及ぶ範囲も小規模になるわけである。

そこで異常碎波衝撃として広い範囲に圧力を及ぼすものとして  $\omega_c$  を 1.2 ( $\lambda_{min} \approx 40 \text{ m}$ )を取り、Table. 4.4.3.1

を用いて出会い波数  $10^4$ ,  $10^5$ ,  $10^6$  で碎波となる風速及びその時の orbital velocity を求めて見ると次のようになる。

風速	$23 \text{ m/sec}$	なら	$N = 10^6$	で碎波が発生し,	orbital vel.	は $6.7 \text{ m/sec}$
"	$28 \text{ m/sec}$	"	$N = 10^5$	"	"	$7.9 \text{ m/sec}$
"	$33 \text{ m/sec}$	"	$N = 10^4$	"	"	$8.7 \text{ m/sec}$

もっとも一つの嵐で遭偶する波数は  $10^4$  の order であるから,  $N = 10^6$  というのは意味がなく, むしろ  $N = 10^4$  で信頼限界 99.5 % としたときの最大値と考えるか\*, あるいは同じような嵐に 100 回遭偶したときの  $N = 10^4$  の最大波期待値の中の最大値というように解釈すべきであろう。

\*  $N$  波中の最大期待値(信頼限界 50 %)を  $x^{(N)}$  とするとき, 信頼限界 95 % の最大値は  $x^{(10N)}$  には等しく, 信頼限度 99.5 % の最大値は  $x^{(100N)}$  にはほぼ等しい。

後者のように解釈すると,  $20 \text{ m/sec}$  の嵐に 100 回又は  $25 \text{ m/sec}$  の嵐に 30 回, 又は  $30 \text{ m/sec}$  の嵐に 10 回程度遭偶し, 各回  $10^4$  程度の波数の出会いをすると 1 回異常碎波に遭偶するわけで, 船の一生に 1 回乃至数回という船員の経験とも大体符合すると考えられる。

異常碎波の起こる確率が  $10^{-6}$  程度であるとして, 更にその碎波が適当な位相で船体に衝突する確率は更に少くとも 1 衍小さくなると考えられるので, 大規模な異常碎波衝撃の起きる確率は  $10^{-7}$  の order であると言えよう。

小規模の碎波衝撃は勿論もっと頻繁に発生するであろうが, これはいわゆる白波程度のもので orbital velocity も小さく従って衝撃圧も小さく, 範囲も狭いので, 船体構造に有意な影響は与えないものと考えられる。

風速  $25 \text{ m/sec}$  の場合, Table. 4.4.3.1 より見て, 碎波限界の波の合成 orbital velocity は約  $7 \text{ m/sec}$  であり, 仮定によりその 2 倍を波面の速度として  $V_w = 14 \text{ m/sec}$  を採用した。

笠木山丸の Stem, F.P.,  $9\frac{3}{4}$ ,  $9\frac{1}{2}$  及び midship の各場所について, 4.4.3.1 式により異常衝撃圧を計算して見ると Fig. 4.4.3.2 のようになる。

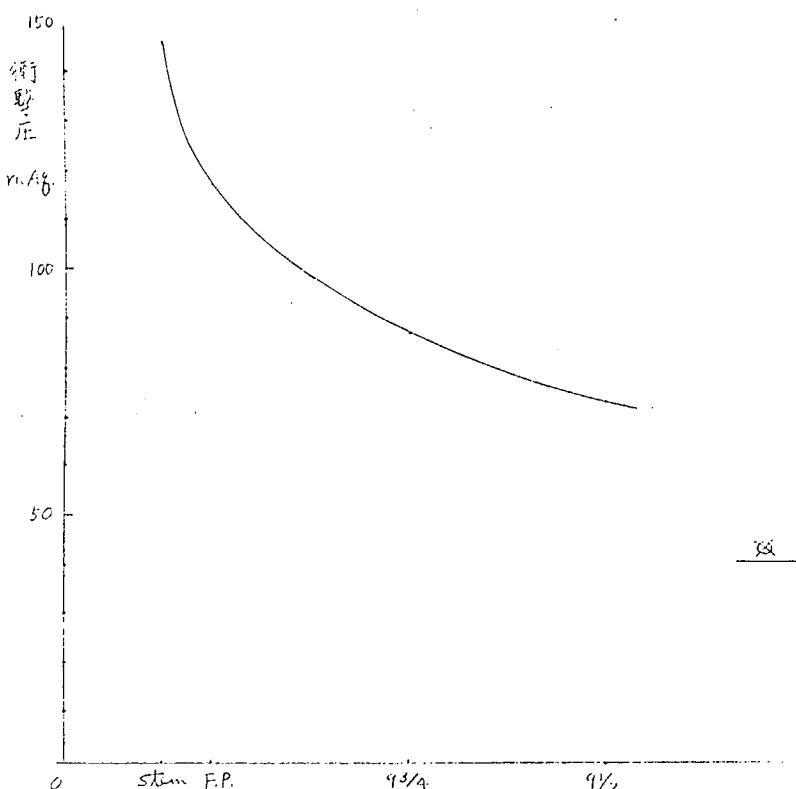


Fig. 4.4.3.2 船体各場所における異常衝撃圧

## 参考文献

- 1) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №192  
"4.8 横波中の船側波浪衝撃水圧の発生頻度", P 206~P 208  
(担当者 田才福造)
- 2) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №192  
"4.9 衝撃水圧の推定に対する一つの考え方", P 209~P 224  
(担当者 元良誠三)
- 3) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №192  
"4.2 大型模型による実際海面に於ける衝撃水圧試験", P 132~P 136  
"4.3 造波回流水槽による衝撃水圧に関する基礎実験", P 137~P 145  
(担当者 高木又男)
- 4) 日本造船研究協会 第131研究部会報告書 №213  
"5.5.5 砕波の波面速度", P 147~P 149 (担当者 元良誠三)
- 5) 西部造船会技術研究会, "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 —", 西部造船会技術研究会研究報告 第16号 昭和49年4月

### 4.5 今後の課題

本研究部会の研究目標の一つである不規則波中を航行する巨大船の受ける波浪衝撃圧の推定法においては、細かい点では、未だ多くの問題を含んでいるものの、一応の成果を得るに至った。この推定法の基礎となる諸事項も、本報告書でも詳細に述べられているように、既に定性的、定量的にもかなり明確にされてはいる。しかしながら、現象そのものが、本質的に不確定要素の多い非線形現象であることと、流体力学と構造力学の接点の複雑にからみ合った問題であるが故に、今後の研究に期待せざるを得ない点が多くある。

まず、第一に船首衝撃圧の推定法に直接関連する事項として、

- 1) 本推定法を改善するためには、実験精度の向上(衝撃速度及び衝撃角度の計測)に努め、各種の船型に対する実験データを蓄積することが重要である。
- 2) 衝撃圧、衝撃速度、及び衝撃角度の分布形に関し、理論的裏付けが早急になされる必要がある。衝撃圧発生率、衝撃圧係数、船首波干渉係数等についても同様である。
- 3) ある場所に発生した衝撃圧の継続時間に関する統計的処理の問題、衝撃圧の同時発生域に関する研究は、構造応答とも密接に関係した今後の重要な課題である。
- 4) 衝撃圧のピーク値は、Froude 則に従うものとして取り扱われているが、今後さらに、継続時間等も含め、衝撃現象の相似則に関する研究が推進される必要がある。

の4点が挙げられる。第二に、船側部での衝撃圧の推定に関しては、次の事が挙げられる。

- 5) 異常波の計測波及び船側衝撃による損傷例の調査、分析を通して、異常碎波や衝撃圧の発生頻度の推定、及び波面速度や衝撃圧の推定のための基礎資料を蓄積する必要がある。

第三には、長期予測の問題として、

- 6) 船の一航海で受ける最大衝撃圧、もしくは船の一生での最大衝撃圧などの長期異常値の推定法の確立が今後の課題として残されている。

以上の六点が、実験的にも、理論的にも、研究されるべき大きな課題である。

重ね合わせの原理を基礎とする推定法( Superposed Method )と実験で得られた統計分布を基礎とする推定法( Stochastic Method )との比較

### § 1 はじめに

不規則波中を航行する船の船体運動、変動圧、加速度等の短期予測は、重ね合わせの原理に基づいてなされている。線型現象、あるいは非線型性の弱い現象においては、この方法の有効性に異論をはさむ余地はないが、しかしながら、船首衝撃のように非線型性の強いものについては、特別の注意が要求される。元良、高木、竹川は、不規則波中での衝撃圧の推定の一法として、線型重ね合わせの原理より求められた、衝撃速度  $V_n$ 、及び衝撃角度  $\beta$  の  $N$  波中の最大期待値を用いて、 $N$  波中の衝撃圧の最大期待値を求める方法を提案した。(一応、Superposed Method と呼んでおく。) また、4.4.2 節で述べられているように、水槽実験で見い出された衝撃圧、衝撃速度、及び衝撃角度の統計分布を基礎とした推定法を新たに提案した。(Stochastic Method と呼ぶ。) ここでは、上記二法による計算結果を比較検討し、参考資料に供したい。

### § 2 重ね合わせの原理を基礎とする推定法( Superposed Method )

4.4.1 節で既に示したように規則波中での相対上下変位  $Z_r$ 、法線相対速度  $V_n$  は次式のように書ける。

$$\left\{ \begin{array}{l} (Z_r - Z_s + h_0)/h_0 = (1 + k_2 \cdot \omega_0) \bar{A}_z \cos(\omega_{et} t + \epsilon_z) \\ \equiv \bar{A}_r \cos(\omega_{et} t + \epsilon_z) \\ (V_n - V_s \sin \alpha \cdot \sin \delta)/h_0 = \bar{A}_{Vn} \cos(\omega_{et} t + \epsilon_z) \end{array} \right. \quad (A-1)$$

また、船首付近のローカルな波傾斜は、次式で求まるものとする。

$$\begin{aligned} \theta_w/h_0 &= \gamma k \sin(x - \delta) \cos(\omega_{et} t - kx \cdot \cos x + ky \cdot \sin x + \frac{\pi}{2}) \\ &\equiv \bar{A}_{\theta_w} \cdot \cos(\omega_{et} t + \epsilon_\theta) \end{aligned} \quad (A-2)$$

ただし、 $\gamma$  は船首波干渉係数で

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \dots \omega' (= \sqrt{L/\lambda}) \leq 0.8 \\ 1.25 F_n^2 (\omega' - 0.8) + 1 & \dots 0.8 < \omega' \leq 1.4 \\ 75 F_n^2 + 1 & \dots 1.4 < \omega' \end{cases}$$

とする。

これらの周波数応答関数を用いて、 $N$  波中の法線相対速度、及び相対角度( Pitching の影響は無視する。)の最大期待値は、Longuet-Higgins の係数を用いて、次の様に求められる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{法線相対速度} \quad N V_{n \max} = V_s \sin \alpha \cdot \sin \delta + f_v(N) \cdot m_v^{1/2} \\ \text{相対角度} \quad N \beta_{\max} = \alpha - N \theta_{w \max} \\ \quad \quad \quad \equiv \alpha - f_\theta(N) \cdot m_\theta^{1/2} \end{array} \right. \quad (A-3)$$

ただし、

$$m_v = \int_0^\infty S(\omega_e) \cdot \bar{A}_{Vn}^2 d\omega_e$$

$$m_\theta = \int_0^\infty S(\omega_e) \cdot \bar{A}_{\theta_w}^2 d\omega_e$$

$$f_v(N) = f_\theta(N) = \sqrt{2} \{ (\log N)^{1/2} + 0.2886 (\log N)^{-1/2} \}$$

いま、考へている点が下から上に接水すれば、値は小さくとも必ず衝撃圧が起るものとし、またその時、衝撃速度及び衝撃角度は、法線相対速度及び相対角度の極大値で与えられるものと仮定する。従って、N回接水するとすれば、高木の修正係数と衝撃圧係数を用いて、N回中の衝撃圧の最大期待値は次式で求まる。

$$\bar{N}P_{\max} = \begin{cases} f_p(N) \cdot \frac{1}{2} \rho C(n\beta_{\max}) n V_o^2 & ; \quad n\beta_{\max} \geq 0 \\ f_p(N) \cdot \frac{1}{2} \rho C(O) n V_o^2 & ; \quad n\beta_{\max} < 0 \end{cases} \quad (A-4)$$

ただし、 $C(n\beta_{\max}) = 200 \cdot \exp[-k \cdot n\beta_{\max}]$

$$k = 0.14 \cdot \frac{\pi}{180}$$

上式中の、高木の修正係数と呼ばれる  $f_p(N)$  は、衝撃圧の最大期待値を、衝撃速度及び衝撃角度の最大期待値を用いて計算したことに対する修正係数であり、次のようにして求められている。

いま、 $V_n$ 、 $\beta$  の変動分が Rayleigh 分布となると仮定すると、

$$\begin{cases} f_v(v) = \frac{v^2}{m_v} \exp\left[-\frac{v^2}{2m_v}\right] \\ f_\theta(\theta) = \frac{\theta}{m_\theta} \exp\left[-\frac{\theta^2}{2m_\theta}\right] \end{cases} \quad (A-5)$$

ただし、 $V_n = V_s \sin \alpha \sin \delta + v \equiv V_0 + v$

$$\beta = \alpha - \theta$$

衝撃圧  $P$  の累積密度関数は

$$i) P_1 (= cV_0^2 e^{-K\alpha}) \leq P \leq P_2 (= cV_0^2)$$

$$F(P) = \int_0^{t_0} t e^{-t^2/2} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{V_0^2}{2m_v} \left[ \left( \frac{P}{cV_0^2} e^{K(\alpha - m_\theta^{1/2} t)} \right)^{1/2} - 1 \right]^2 \right] \right\} dt$$

$$\text{ただし, } \begin{cases} t_0 = m_\theta^{1/2} (\alpha - \frac{1}{K} \log \frac{cV_0^2}{P}) \\ c = 200\rho \end{cases} \quad (A-6)$$

$$ii) P_2 \leq P$$

$$F(P) = \int_0^{m_\theta^{-1/2}\alpha} t e^{-t^2/2} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{V_0^2}{2m_v} \left[ \left( \frac{P}{cV_0^2} e^{K(\alpha - m_\theta^{1/2} t)} \right)^{1/2} - 1 \right]^2 \right] \right\} dt \\ + e^{-\alpha^2/2m_\theta} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{V_0^2}{2m_v} \left\{ (P/cV_0^2)^{1/2} - 1 \right\}^2 \right] \right\} \quad (A-7)$$

となる。従って N 回試行に対する最大期待値は

$$E[P_{\max}] = \int_{P_1}^{\infty} [1 - F^N(P)] dp + P_1 \quad (A-8)$$

によって計算でき、この最大期待値が (A-4) 式の  $\bar{N}P_{\max}$  と等しいとおいて、修正係数  $f(N)$  は近似的に次式で与えられる。

$$f(N) = \begin{cases} (1 + f_v \epsilon^{-1})^{-2} \exp \left[ \frac{\sqrt{2\pi}}{\epsilon} \right] & ; \quad \alpha - f_\theta \cdot m_\theta^{1/2} > 0 \\ (1 + f_v \epsilon^{-1})^{-2} \left\{ \frac{1}{\epsilon} \left( f_\theta^2 - \frac{\alpha^2}{m_\theta} \right)^{1/2} + 1 \right\}^2 \\ \times \exp \left[ \frac{\sqrt{2\pi}}{\epsilon} e^{K^2 \left( \alpha^2/m_\theta - f_\theta^2 \right)} \right] & ; \quad f_\theta \cdot m_\theta^{1/2} - \alpha \geq 0 \end{cases} \quad (A-9)$$

ただし、 $\epsilon = V_s^2 \sin \alpha / m_v$

ところで、衝撃回数（仮定により接水回数に等しい。）は、次のようにして求めることにする。

考えている点の接水率  $f_w$  を、

$$f_w = \frac{\text{( 考えている点の単位時間当たりの平均接水回数 )}}{\text{( 単位時間当たりの平均出会い波数 )}} \equiv \frac{N_w}{N_o} \quad (\text{A-10})$$

と定義すれば、 $N_o$ ,  $N_w$  が次式で得られるから、

$$\left\{ \begin{array}{l} N_o = \frac{1}{2\pi} (m_{w2}/m_{w0})^{1/2} \equiv 1/T_0 \\ N_w = \frac{1}{2\pi} (m_{r2}/m_{r0})^{1/2} \cdot \exp [-Z^2/2m_{r0}] \\ \equiv \frac{1}{T_z} \exp [-Z^2/2m_{r0}] \end{array} \right. \quad (\text{A-11})$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{wn} = \int_0^\infty S(\omega_e) \omega_e^n d\omega_e \quad (n=0, 2) \\ m_{rn} = \int_0^\infty S(\omega_e) \omega_e^n A_r^2(\omega_e) d\omega_e \quad (n=0, 2) \\ Z = h_s - Z_s \end{array} \right.$$

従って、

$$f_w = \frac{T_0}{T_z} \cdot \exp [-Z^2/2m_{r0}] \quad (\text{A-10'})$$

となる。

対象船が、 $T_{sec}$ 間同じ海象のなかを航行していると仮定すれば、この間に出会い波数  $N_o$  は、

$$N_o = T \cdot N_o = T/T_0 \quad (\text{A-12})$$

で与えられるので、上で求めた接水率を乗じることにより、衝撃回数  $N$  が、

$$\begin{aligned} N &= f_w \cdot N_o \\ &= \frac{T}{T_z} \exp [-Z^2/2m_{r0}] \end{aligned} \quad (\text{A-13})$$

で推定される。

以上のように、ある短期海面に遭遇している時間  $T$  をパラメータとして、衝撃圧が推定される。

### § 3 数値計算結果の比較検討

正面に向い波中で Stem外板が受ける衝撃圧を計算してみる。

船体運動は、O.S.M.による計算結果を用い、また I.T.T.C.スペクトルを短期海面を表わす基準スペクトルとして用いる。短期予測であるので、遭遇時間としては 30 分前後を基準とするが、一応約 2 時間程度までの広い範囲で考えることにする。

Fig. A-1(a) にて、出会い波の上から下への Zero - Crossing 平均周期  $T_0$  と、 $Z_s = h_s$  での相対上下変位の上から下への Zero - Crossing 平均周期  $T_z$  を示す。この両者の比をとれば、ある海象、ある船速に於ける最大接水率 ( $Z_s = h_s$  で最大) が求まり、Fig. A-1(b) のようになる。対象計算点が  $Z_s = h_s$  よりずれると、指数的に減少する。(b) 図からでは、船速が遅い程、接水回数が多い感じを受けるが、(A-13) 式からも判るように、実際には船速による差はさほどない。ここでいう接水率  $f_w$  は、仮定により、衝撃圧発生率とも言い換えられるものなので、実験結果に基づき求められた Stochastic Method における衝撃圧発生率と比較したものを Fig. A-2 にて示す。傾向的にも全く異なることがわかる。すなわち、接水条件のみで衝撃圧が発生するものと仮定している Superposed Method では、Stochastic Method に比して、衝撃圧が過大に推定されると言える。

Fig. A-3 にて、高木の修正係数を示す。 $F_n = 0.20$  の場合、 $F_n = 0.10, 0.15$  の場合と傾向が異なっている。これは、

$m_\theta^{\frac{1}{2}}$  が大きいために、衝撃回数  $N$  が小でも、

$$\alpha - f_\theta(N) \cdot m_\theta^{\frac{1}{2}} \leq 0$$

となるからである。すなわち、時間の経過と共に  $\beta$  の影響が薄れ、衝撃圧が  $V_0$  のみで規定されるようになっていくからと思われる。 $F_n = 0.10, 0.15$  の場合でも、時間が大分経過すれば、 $F_n = 0.20$  のような傾向を有するようになる。

Fig. A-4 では、(A-4)式で計算された衝撃圧の最大期待値を示す。対象船「笠木山丸」においては、船速  $F_n = 0.20$  (約 19 kts) で航走することは殆んどないであろうし、また、有義波高が 10 m の様な海象では、船速低下が起こると推察されるので、現実的な状況である  $F_n = 0.15, H_w = 5.0 \text{ m}$  の場合について、衝撃圧の最大期待値を検討してみよう。

遭遇時間が 30 分では約 170 mAq、また 1 時間では約 260 mAq と、最大値ではほぼ船長オーダーの衝撃圧を受けるものと推定される。遭遇時間が 1 時間の場合、735 回前後の波に出会い、325 回程度衝撃圧が発生していることになるから、およそ 300 回に 1 回程度、船長オーダーの衝撃圧を被ることになる。

一方、遭遇時間を 1 時間として、Stochastic Method により推定すると、Fig. A-5 に示されているように、

$$N_e = 735 ; N = 81, \bar{N}P_{max} = 140 \text{ mAq}$$

となる。また、衝撃回数を Superposed Method によるものと一致させると、

$$T = 4 \text{ 時間}, N_e = 2940, N = 324, \bar{N}P_{max} = 218 \text{ mAq}$$

となり、衝撃圧の最大期待値は、ほぼ同じ値を示す。このことから、Spectrum Method において、接水すれば衝撃が発生するという非現実的な仮定の代りに、実験式である衝撃圧発生率  $f_i$  を採用すれば、両推定値はほぼ一致しよう。

修正計算結果 (Modified Superposed Method) を Fig. A-5 に示しておく。

最後に、衝撃圧の分布形について触れておく。Superposed Method では衝撃速度、衝撃角度の分布を Rayleigh 分布としており、実験事実とは異なっているが、この仮定を用いて (A-6) 式および (A-7) 式より計算された衝撃圧の累積密度関数を Fig. A-6, Fig. A-7 に示した。対数確率紙にプロットしたものであるが、衝撃圧の大きい所では、直線状の増加の傾向を示しており、Log-Normal 分布と近似できるようである。すなわち、衝撃速度、衝撃角度の分布の違いはあっても、Wagner 型衝撃 ( $P = aV^2 e^{-b\beta}$ ) の範囲では、最終的な衝撃圧の分布がほぼ Log-Normal 分布になるとして良いだろう。

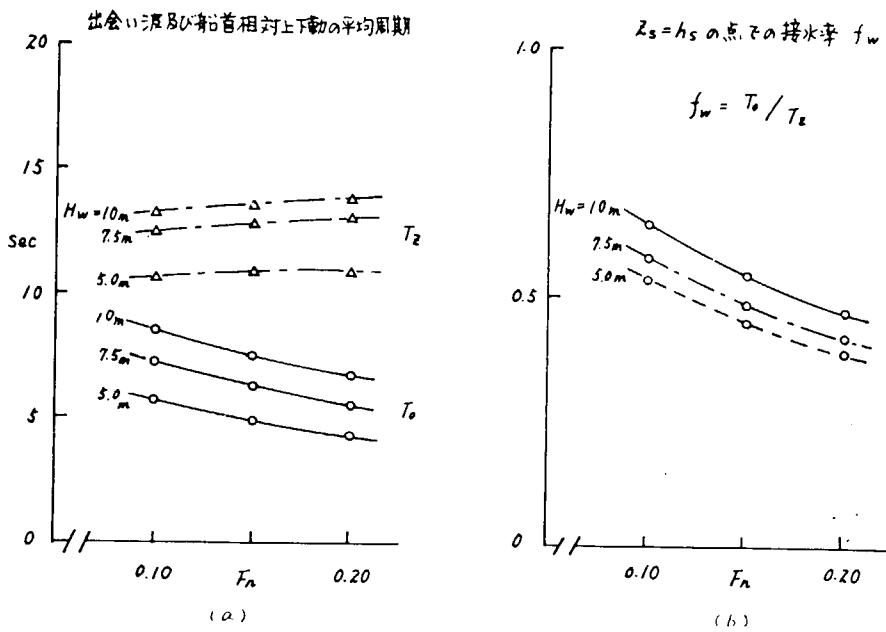


Fig. A-1

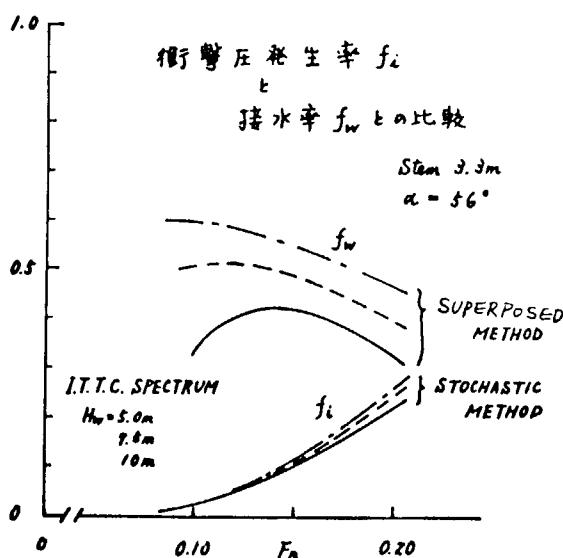


Fig. A-2

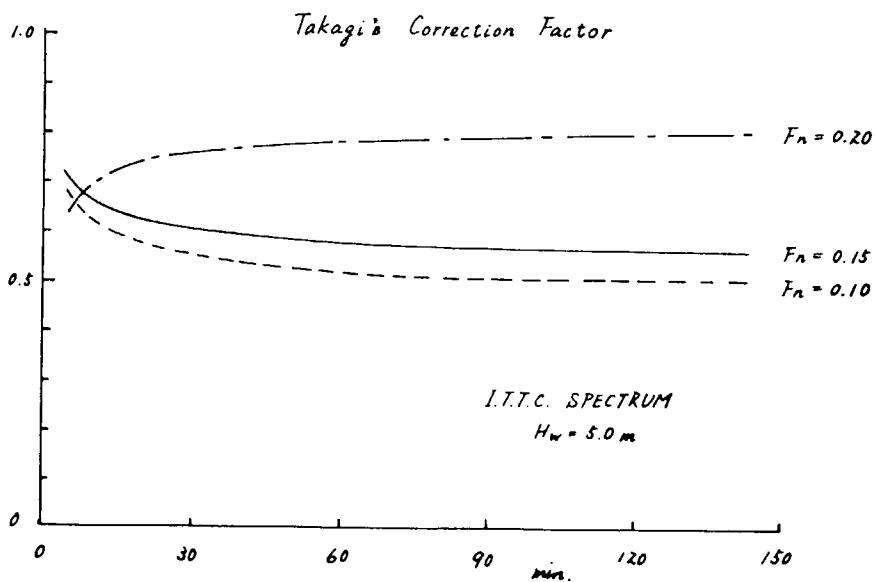


Fig. A-3

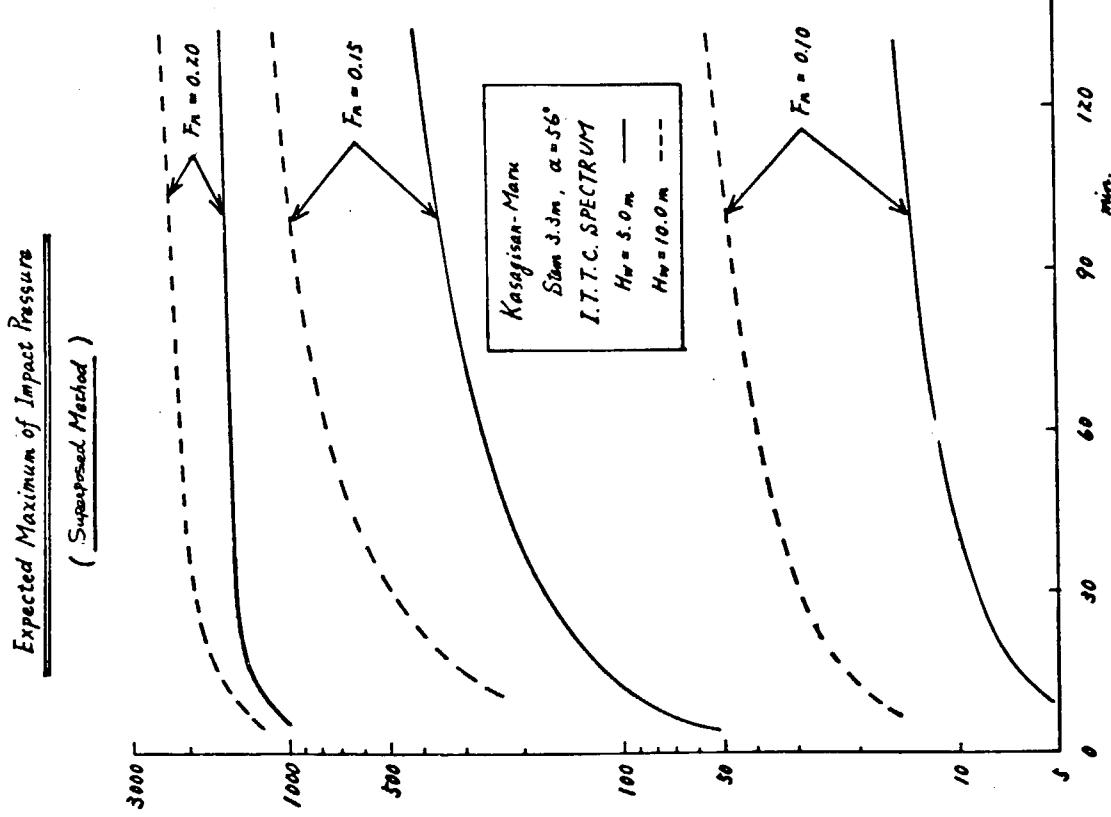


Fig. A-4

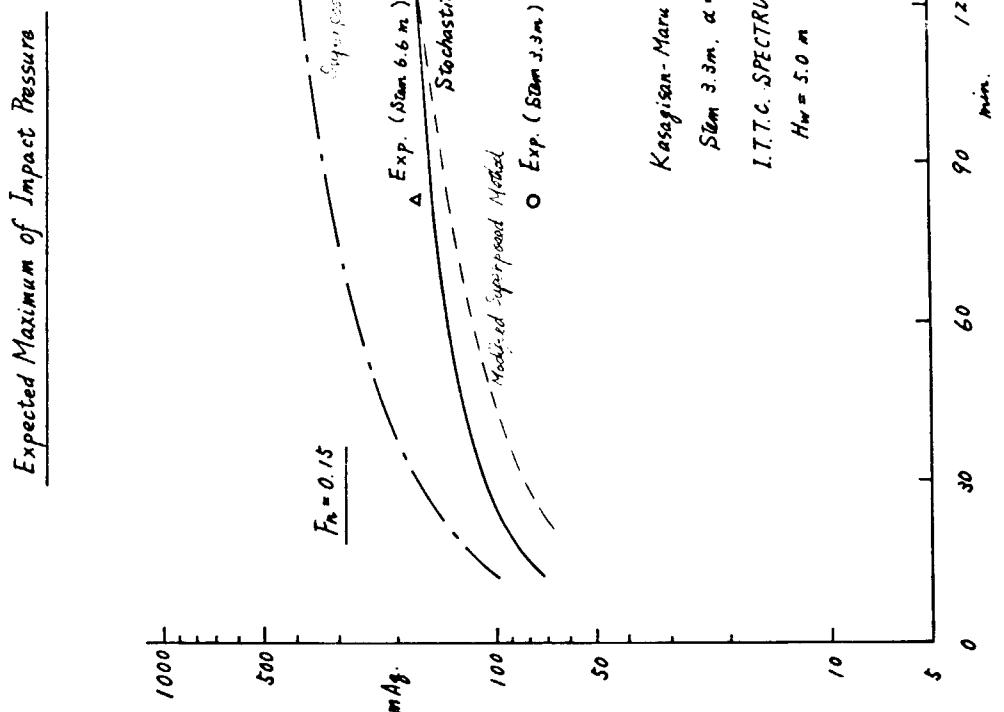


Fig. A-5

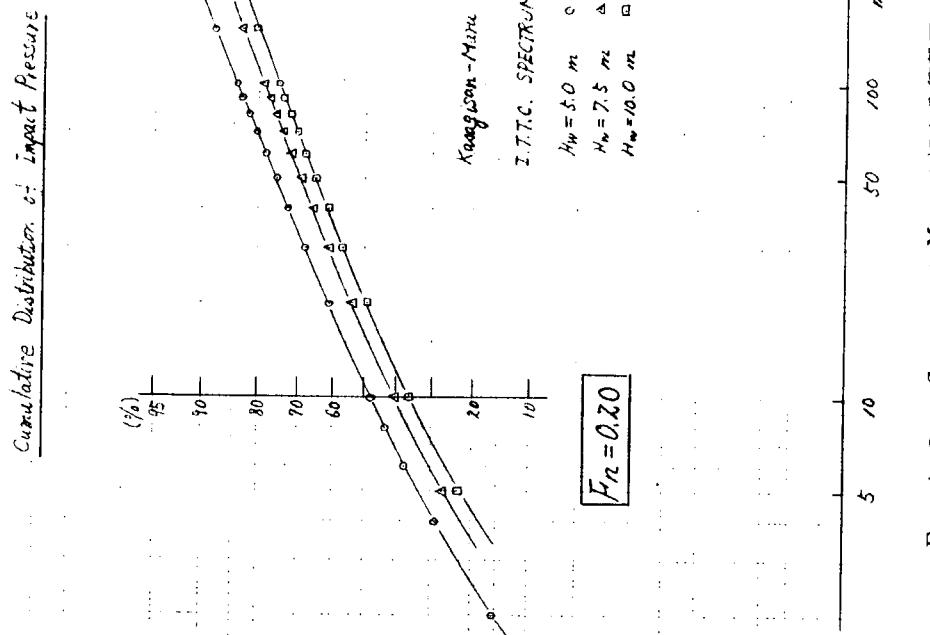
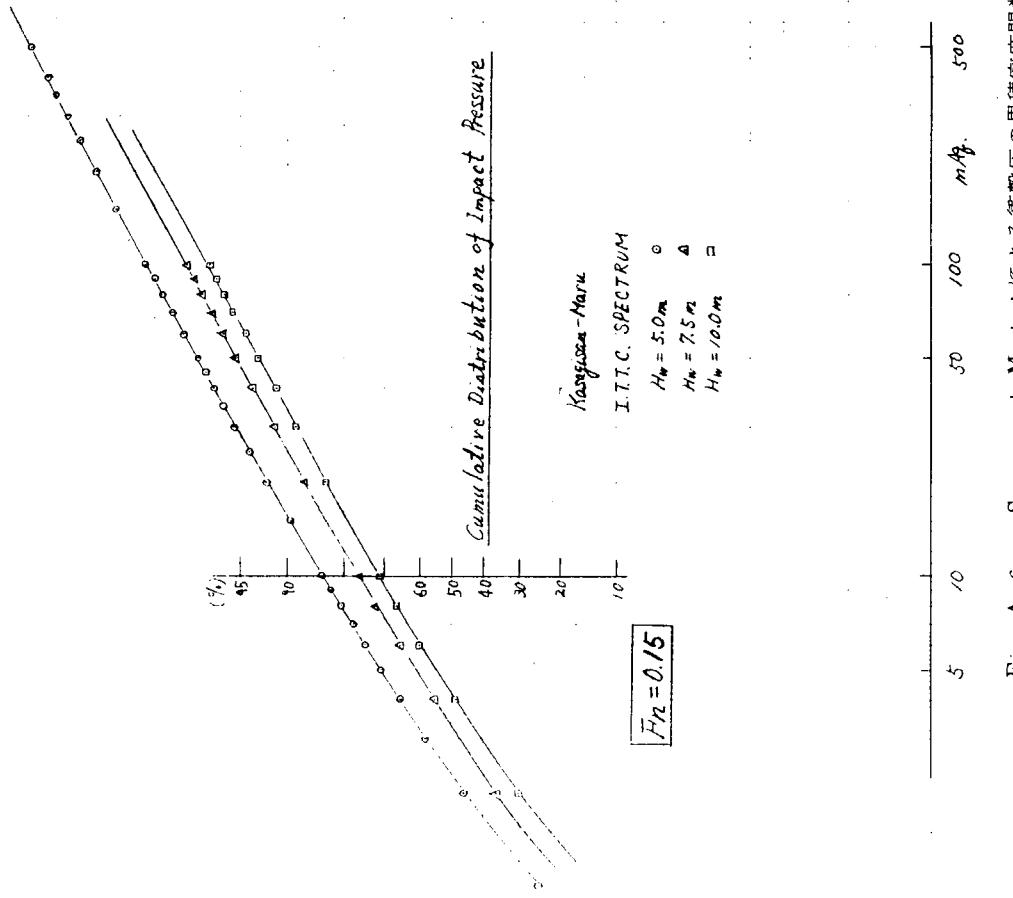


Fig. A-6 Superposed Methodによる衝撃圧の累積密度関数

Fig. A-7 Superposed Methodによる衝撃圧の累積密度関数

## 5. 船首甲板衝撃水圧の推定法

荒海を航行する船の首部甲板に打上げた青波衝撃により種々の損傷を生じ、その損傷の解析より甲板衝撃圧の設計水頭が提案されている。<sup>1)</sup> 巨大船の全損事故を契機として、船体に作用する波浪外力のより精密な推定のため、当部会で行われた船首甲板衝撃圧の推定に関する研究を要約して報告する。

### 5.1 規則波中の甲板衝撃水圧

$f_F$  : F. P. の乾舷,  $h_s$  : Statical swell - up

$Z$  : F. P. の波に相対的な垂直運動振幅,

$Z_d$  : dynamical Swell - up を含んだ F. P. の相対垂直運動振幅

のごとき記号を用いる。そして  $f_e$  : 有効乾舷とすれば

$$f_e = f_F - h_s \quad \dots \dots \dots \quad (5.1)$$

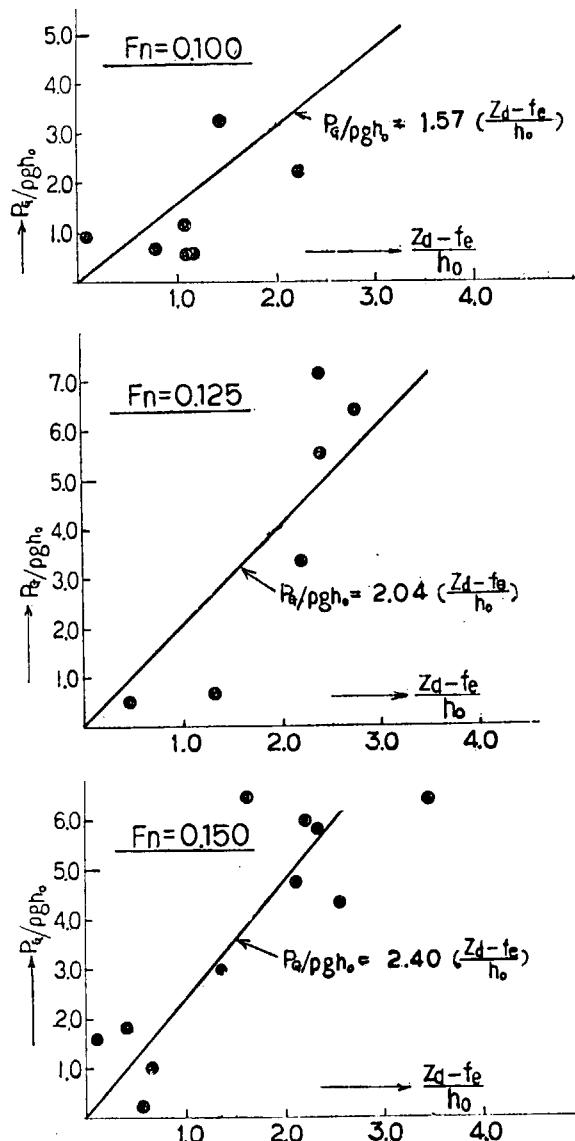


Fig. 5.1 正面規則波中の無次元青波衝撃圧の係数  $\alpha$  のフルート数  $F_n$  による変化の模型 ( $C_B = 0.824$ ) 実験結果

である。Statical swell - up については田才<sup>2)</sup>の計測結果を用いる。dynamical swell - up は係数  $C_d$  について既に示したもの<sup>3)</sup>を用いることにはすれば

$$Z_d = (1 + C_d \omega_e) Z = (1 + 0.11 \omega_e) Z \quad \dots \dots \dots \quad (5.2)$$

で表わせる。ここで、 $\omega_e$  : 波との出会い円振動数である。さらに

$P_g$  : 船首甲板の青波衝撃の平手打圧力の大きさ,

$\rho$  : 水の質量密度

$g$  : 重力の加速度

$h_0$  : 規則波の振幅

のごとき記号を用いる。 $P_g$  に影響する因子には、打上げ波浪高さのみではなく落下水塊と甲板との相対速度その他があるが、現在理論解析はむづかしいので、 $P_g$  は  $(Z_d - f_e)$  に関係するものと考え、他の因子は実験計

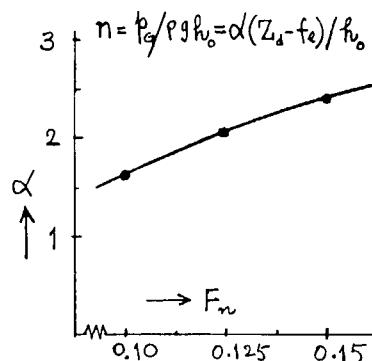


Fig. 5.2 無次元青波衝撃圧係数のフルート数による変化 ( $C_B = 0.824$ )

測による係数 $\alpha$ を用いて無次元の青波衝撃圧 $n$ を次式で表わす。

$$n = p_a / \rho g h_0 = \alpha (Z_d - f_e) / h_0 \quad \dots \dots \dots \quad (5.3)$$

$C_d = 0.824$ の肥大船の正面規則波中の曳航実験により計測された $\alpha$ の $F_\alpha$ ：フルード数による変化状態を示したのが、Fig. 5.1 である。この図中の各点は波高、波長の相違によるものを区別しないで示してある。算術平均により $\alpha$ は求めである。 $F_\alpha$ が異なるときの $\alpha$ を求めるにはFig. 5.2 によればよい。

平均として $\alpha$ が1以上であることは、青波衝撃は $(Z_d - f_e) > 0$ の冠水深さで発生するという簡単な考え方では、この現象を説明できないことを明瞭に示している。この実験による最大衝撃圧は実船換算で約 $50 \text{ t/m}^2$ であった。

## 5.2 不規則波中の甲板衝撃水圧の短期分布

規則波中の青波衝撃圧の無次元量 $n$ は、(5.2)にみられるごとく波に対する船首の相対垂直変位 $Z$ と出会い円振動数 $\omega_e$ との関数である。従って不規則波中の船首甲板衝撃圧の無次元量の確率密度関数は、この両者の結合確率密度関数で与えられる。混乱のおそれがないので、不規則波中の船首相対変位、青波衝撃圧の無次元量などの記号は規則波中のそれらと同じものを用いることにする。

短期不規則海洋波中で船首相対変位の極値の確率密度関数 $f(Z)$ は、Rayleigh 分布に従うので、いま相対変位の分散を $\sigma_z^2$ とすれば、

$$f(Z) = \frac{Z}{\sigma_z^2} \exp(-Z^2/2\sigma_z^2) \quad \dots \dots \dots \quad (5.4)$$

で与えられる。

不規則波中の dynamical swell-up を含んだ船首相対運動の極値は(5.2)と同じ形で与えられる。いま不規則波中の波との出会い期待等価円振動数を $\bar{\omega}_e$ とし、船首相対速度の極値 $\dot{Z}$ は

$$\dot{Z} = \bar{\omega}_e Z \quad \dots \dots \dots \quad (5.4)$$

で近似的に与えられるものと仮定する。しかるときには

$$Z_d = Z + C_d \dot{Z} = (1 + C_d \bar{\omega}_e) Z \quad \dots \dots \dots \quad (5.5)$$

となる。短期不規則海洋中での青波衝撃圧の無次元量 $n$ は有義波の振幅 $\bar{h}$ (= $H_{1/3}/2$ )を用いて(5.3)と同様に

$$n = \frac{\alpha}{\bar{h}} \left\{ (1 + C_d \bar{\omega}_e) Z - f_e \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (5.6)$$

となる。この式より $Z$ は次のようになる。

$$Z = \frac{1}{1 + C_d \bar{\omega}_e} \left( \frac{n}{\alpha} \bar{h} + f_e \right) \quad \dots \dots \dots \quad (5.7)$$

不規則海洋中での青波衝撃圧の無次元量 $n$ の確率密度関数を $f(n)$ とすれば、 $f(n)$ と $f(Z)$ との間には

$$f(n) = f(Z) dz/dn \quad \dots \dots \dots \quad (5.8)$$

の関係がある。(5.7)より

$$\frac{dz}{dn} = \frac{\bar{h}}{\alpha (1 + C_d \bar{\omega}_e)} \quad \dots \dots \dots \quad (5.9)$$

となるので、これを(5.8)に代入し、(5.4)を用いれば

$$f(n) = \frac{Z \bar{h}}{\alpha (1 + C_d \bar{\omega}_e) \sigma_z^2} \exp(-Z^2/2\sigma_z^2) \quad \dots \dots \dots \quad (5.10)$$

となる。(5.10)へさらに(5.7)を代入すれば、

$$f(n) = \frac{\bar{h}^2 \left( \frac{n}{\alpha} + \frac{f_e}{\bar{h}} \right)}{\alpha (1 + C_d \bar{\omega}_e)^2 \sigma_z^2} \exp \left[ -\frac{\bar{h}^2 \left( \frac{n}{\alpha} + \frac{f_e}{\bar{h}} \right)^2}{2(1 + C_d \bar{\omega}_e)^2 \sigma_z^2} \right] \quad \dots \dots \dots \quad (5.11)$$

となる。この式が不規則波中での船首甲板衝撃水圧の短期分布を与える。 $C_d = 0.11$  を用い  $\bar{\omega}_e$ ,  $\sigma_z^2$ などを不規則波中の値を求めれば  $f(h)$ が求められる。この  $f(h)$ は truncated exponential distribution である。

この  $f(h)$ の確からしさを知るために模型実験をした。それは3種類の正面不規則波中での曳航実験でその不規則波のスペクトル密度を I.S.S.C の海洋波スペクトルと比較して Fig. 5.3 に示す。

3種の不規則波中での船首甲板の無次元青波衝撃圧のヒストグラムと(5.1.1)の  $f(h)$ との比較を示したのが Fig. 5.4(a), (b), (c)である。  $F_n$  の変化による  $\alpha$ の値には規則波中での実験により得られた Fig. 5.2 のものを用いている。また、Fig. 5.4は S.S. で  $F_n$  および 9% のもののみを示してある。

実験計測結果の数が少ないので両者は必ずしもよく一致しているとはいえないが、傾向的には両者は似かよっているといえよう。

このような実験と統計的予測との比較に基づいて order statistics の手法により短期不規則海洋波中での青波衝撃圧の異常値を計算して示したのが Fig. 5.5 である。3種の不規則波にて  $\bar{\lambda}/L$  ( $\bar{\lambda}$ : 平均波長,  $L$ : 船の長さ) が異なるので異常値の  $F_n$  に対する変化には多少の相違はみられるが、実船換算の青波衝撃圧の大きさは規則波中での実験結果との比較検討によりほぼ妥当な値を与えるものと思われる。

短期不規則海洋波中で船首甲板に作用する青波衝撃圧の大きさは、 $C_B = 0.824$  の肥大船において約  $60 \text{ t/m}^2$  程度にも達するものと考えられる。

以上のごとき実験および予測の理論により、(5.1.1)の  $f(h)$ が不規則波中の船首甲板の青波衝撃圧の無次元量の短期分布を、また order statistics によりその異常値をほぼ与えるものと考えられる。

### 5.3 甲板衝撃水圧の各種模型実験

船首甲板の青波衝撃圧の推定のために行われた当部会でこれまで行われた各種実験その他はそれぞれ年度報告<sup>2)~5)</sup>に示されているが、ここでそれらを要約しておく。

#### (1) 規則波および不規則波中の青波衝撃圧の計測<sup>2)~5), 7)</sup>

$C_B = 0.824$  の肥大船「笠木山丸」の 4.5 m の長さの模型の曳航実験により、船首甲板の青波衝撃圧の計測が行われ

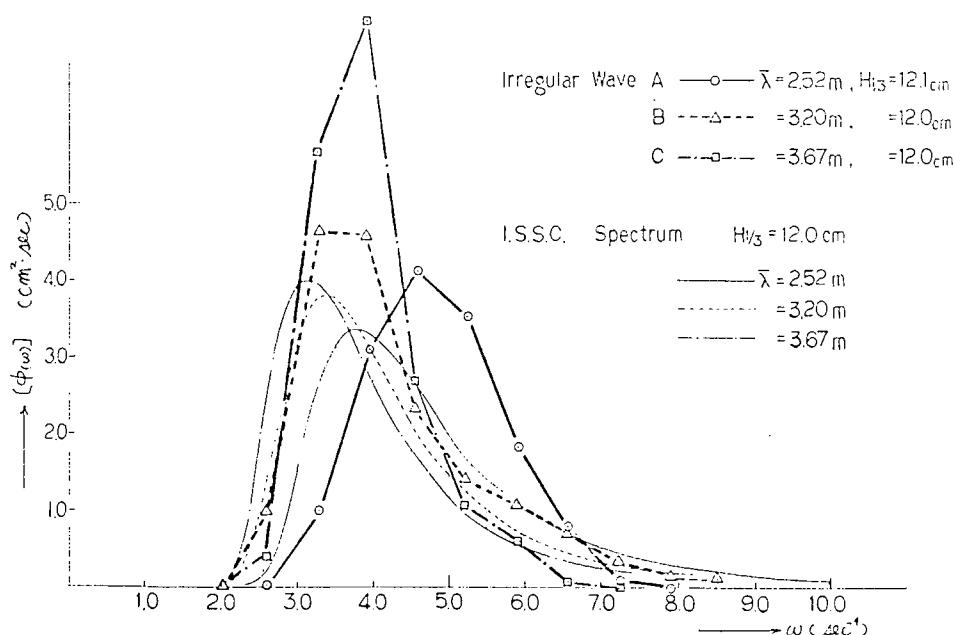


Fig. 5.3 模型実験時の3種の不規則波のスペクトル密度およびI.S.S.C.の海洋波のスペクトルとの比較

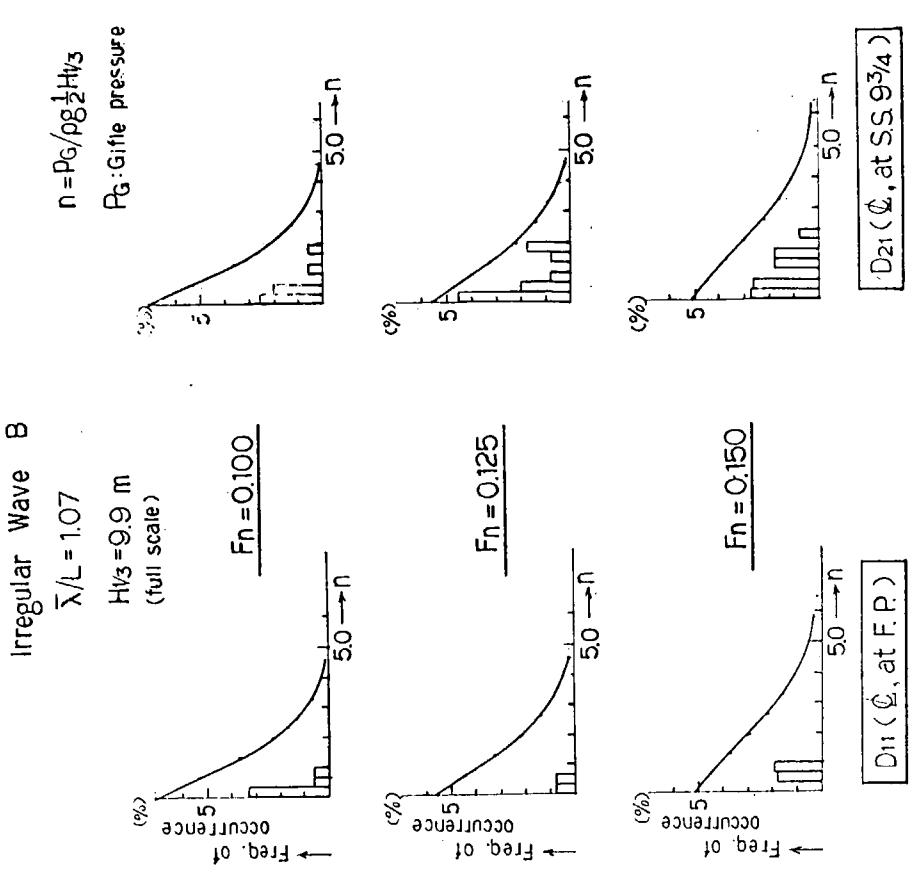
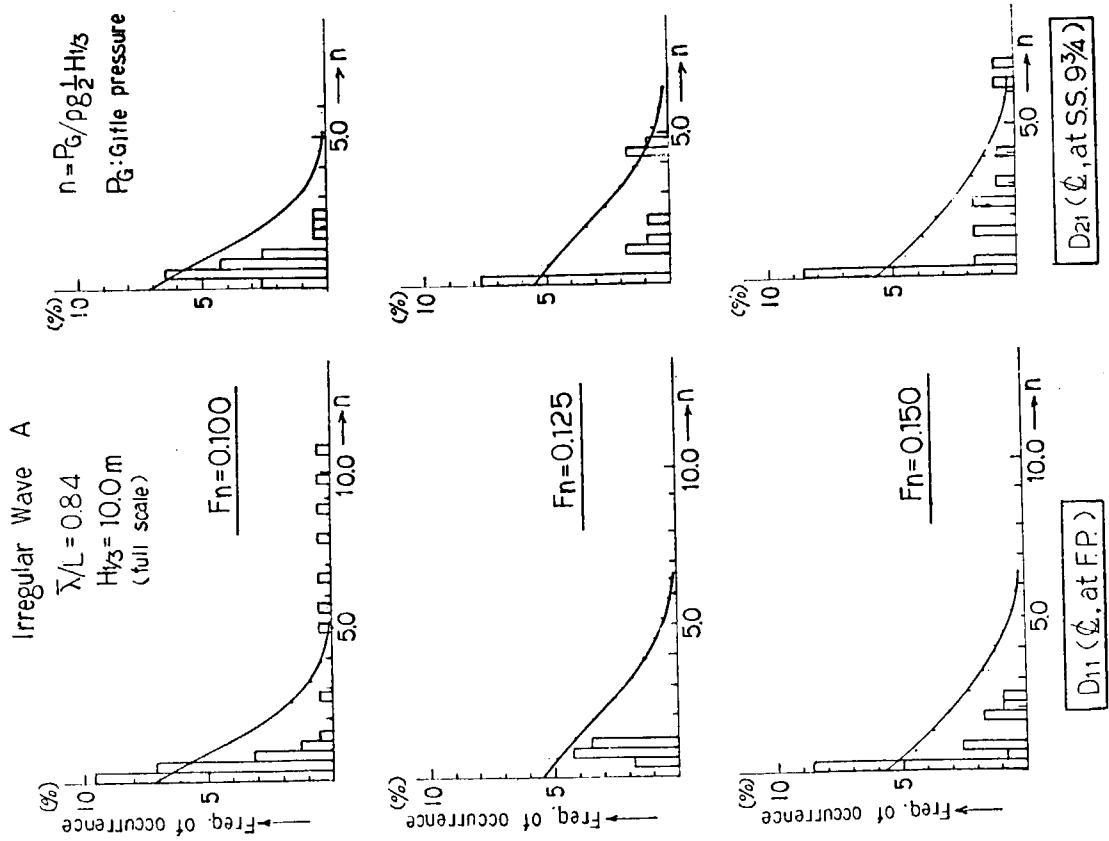


Fig. 5.4 (a)

正面不規則波中の船首甲板の無次元青波衝撃圧  
 の計測値と  $f_n$ との比較(不規則波 A )

Fig. 5.4 (b)

正面不規則波中の船首甲板の無次元青波衝撃圧  
 の計測値と  $f_n$ との比較(不規則波 B )

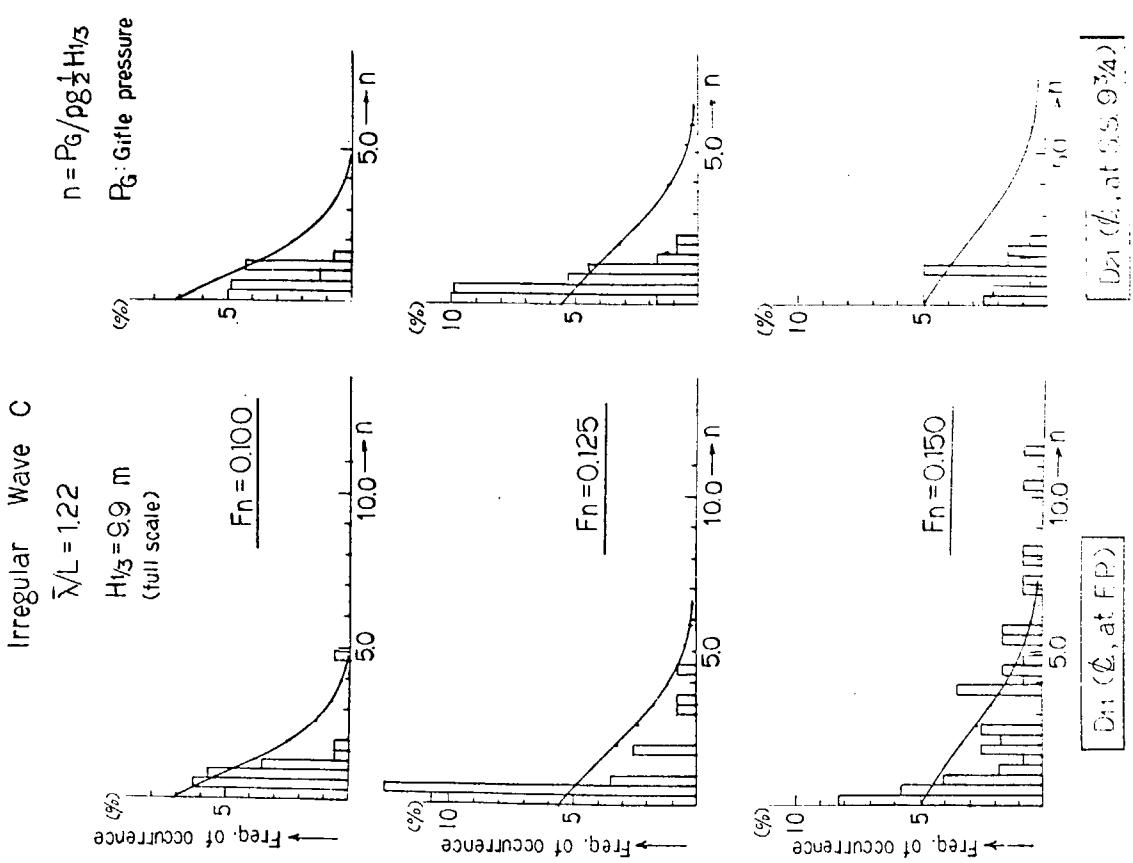


Fig. 5.4 (c)

正面不規則波中の船首甲板の無次元青波衝撃圧  
の計測値と  $f_n$  の比較 (不規則波 C)

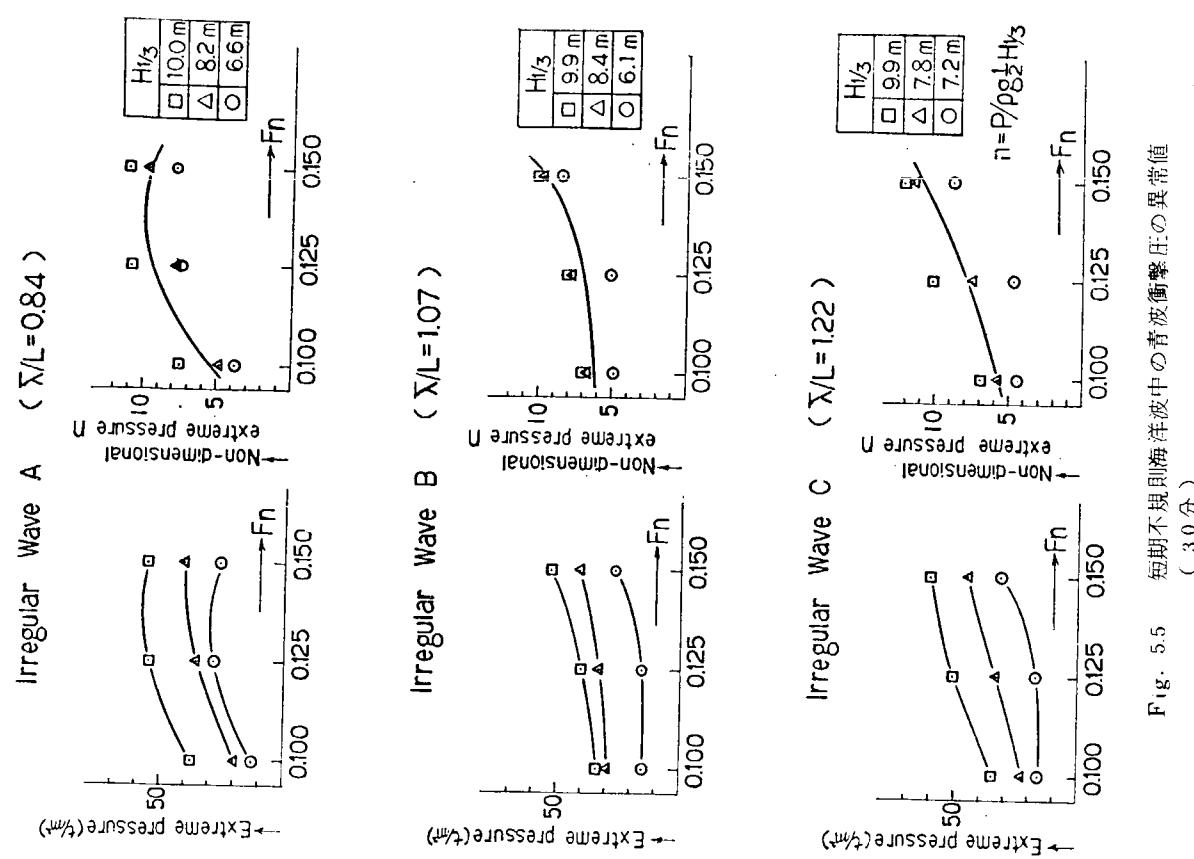


Fig. 5.5 短期不規則海洋波中の青波衝撃圧の異常値  
(30分)

た。

(2) 異常波中の青波衝撃圧の計測<sup>5)</sup>

規則波を重ね合わせて発生させられる異常波中で船首甲板の青波衝撃圧の計測が、不規則海洋中での異常圧力の推定目的で行われた。無次元圧力  $P_a/B = 0.22$  程度にも達することが判明した。

(3) 平行部二次元模型の大振幅強制動搖実験による甲板水圧の計測<sup>2),3),6)</sup>

静水中で平行部二次元模型に大振幅の上下揺および横揺の強制運動を与え甲板に作用する水圧の計測が行われ、理論との比較がなされた。この場合の水圧は上記(1)での計測値より小さい値となっている。

(4) 甲板に働く水圧と可航限界の推定<sup>2)</sup>

船の耐航性と強度との安全確保のため、荒海航行中の船の意識的減速すなわち可航限界の推定の研究が行われた。肥大船の模型実験から青波衝撃圧の無次元量  $P_a/B$  ( $B$  : 船の幅) に対し、甲板の波面没入深さ  $h_w$  の無次元量  $h_w/B = C$  を用いて

$$P_a/B \approx 0.05 + 1.2C \quad \dots \quad (5.1.2)$$

が得られた。一方船首甲板部材の塑性崩壊を起さない設計水頭  $h^*$  の提案値<sup>1)</sup> と関連して、船首樓甲板の損傷を防止するための意識的減速開始をきめる甲板水圧を  $h^*/2$  とすれば

$$h^*/2B = 0.6\sqrt{L/B} \quad \dots \quad (5.1.3)$$

となる。「笠木山丸」の例では

$$h^*/2B = 0.23 \quad \dots \quad (5.1.4)$$

となる。この式と (5.1.2) を等置すれば、

$$P_a/B \leq 0.23, \quad \therefore C = 0.15 \quad \dots \quad (5.1.5)$$

この  $C$  の値により荒海航行中の可航限界の提案が行われた。

## 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(1), 研究報告, 9(昭和45年)
- 2) 日本造船研究協会 第131部会報告書 №192(昭和49年), 5.4 P.249  
(担当者 田才福造)
- 3) 日本造船研究協会 第131部会報告書 №213(昭和50年), 6.2 P.211  
(担当者 川上益男)
- 4) 日本造船研究協会 第131部会報告書 №163(昭和47年)
- 5) 日本造船研究協会 第131部会報告書 №176(昭和48年)
- 6) 郷田国夫, 宮本武 : 二次元模型の大振幅強制動搖試験による変動水圧および甲板水圧の計測,  
西船報, 49(昭和50年)
- 7) 川上益男, 田中一雅 : 肥大船の青波衝撃と過渡振動について,  
西船報, 50(昭和50年)

## 6. 波浪中の船体加速度推定

鉱石運搬船「笠木山丸」の満載状態について、まず、規則波中船体運動の解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ISSC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。これらの計算結果の概要を以下に述べるが、その詳細については本章末尾に掲げた文献<sup>1~3)</sup>を参照されたい。

### 6.1 規則波中の船体加速度

2. 1. 1において説明した計算法によって規則波中の船体運動の解は次のような形で求められる。座標系、記号等は  
2. 1. 1の定義による。

$$\left. \begin{array}{l} \text{Heave : } \zeta = \zeta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\zeta) = \zeta_c \cos \omega_e t + \zeta_s \sin \omega_e t \\ \text{Pitch : } \theta = \theta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\theta) = \theta_c \cos \omega_e t + \theta_s \sin \omega_e t \\ \text{Sway : } \eta = \eta_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\eta) = \eta_c \cos \omega_e t + \eta_s \sin \omega_e t \\ \text{Yaw : } \psi = \psi_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\psi) = \psi_c \cos \omega_e t + \psi_s \sin \omega_e t \\ \text{Roll : } \phi = \phi_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\phi) = \phi_c \cos \omega_e t + \phi_s \sin \omega_e t \end{array} \right\} \quad (6.1.1)$$

ただし、

$$\left. \begin{array}{ll} \zeta_c = \zeta_0 \cos \epsilon_\zeta' & \zeta_s = \zeta_0 \sin \epsilon_\zeta' \\ \theta_c = \theta_0 \cos \epsilon_\theta' & \theta_s = \theta_0 \sin \epsilon_\theta' \\ \eta_c = \eta_0 \cos \epsilon_\eta' & \eta_s = \eta_0 \sin \epsilon_\eta' \\ \psi_c = \psi_0 \cos \epsilon_\psi' & \psi_s = \psi_0 \sin \epsilon_\psi' \\ \phi_c = \phi_0 \cos \epsilon_\phi' & \phi_s = \phi_0 \sin \epsilon_\phi' \end{array} \right\}$$

これらの運動の解を用いて、船の任意の点 p (x, y, z) の垂直方向加速度は次式の形で求められる。

$$\ddot{Z} = \omega_e^2 Z_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_Z + \pi) \quad (6.1.2)$$

ただし、

$$\left. \begin{array}{l} Z_c = Z_0 \cos \epsilon_Z = \zeta_c - (x - x_G) \theta_c + y \phi_c \\ Z_s = Z_0 \sin \epsilon_Z = \zeta_s - (x - x_G) \theta_s + y \phi_s \end{array} \right\}$$

また、船の任意の点 p (x, y, z) の水平方向加速度は次式の形で求められる。

$$\ddot{Y} = \omega_e^2 Y_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_Y + \pi) \quad (6.1.3)$$

ただし、

$$\left. \begin{array}{l} Y_c = Y_0 \cos \epsilon_Y = \eta_c + (x - x_G) \psi_c - (z - z_G) \phi_c \\ Y_s = Y_0 \sin \epsilon_Y = \eta_s + (x - x_G) \psi_s - (z - z_G) \phi_s \end{array} \right\}$$

上記の各式は、垂直方向加速度については上下揺と縦揺に基く加速度及び横揺に基く加速度の垂直方向成分を合成したものであり、水平方向加速度については左右揺と船首揺に基く加速度及び横揺に基く加速度の水平方向成分を合成したものである。

さて、船の任意点の質量 m に働く力は、運動加速度に基く慣性力と重力を考慮して、次のようになる。

即ち、船の水線面に垂直な上下方向の力(船体固定座標系の z 方向に働く力)は

$$F_z = m(-\ddot{Z} \cos \phi + g \cos \phi) \doteq m(-\ddot{Z} + g) \quad (6.1.4)$$

となる。この場合には、周期的変動力としては垂直方向運動加速度  $\ddot{Z}$  に基く慣性力だけを考えればよい。

また、船の中心線面に垂直な横方向の力(船体固定座標系の y 方向に働く力)は

$$F_y = m(-\ddot{Y} \cos \phi + g \sin \phi) = m(-\ddot{Y} + g \phi) \equiv m(-\alpha_y) \quad \dots \quad (6.1.5)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \alpha_y &= \ddot{Y} - g \phi = \omega_e^2 \alpha_0 \cos(\omega_e t - \epsilon_\alpha + \pi) \\ \alpha_c &= \alpha_0 \cos \epsilon_\alpha = \eta_c + (x - x_G) \psi_c - (z - z_G) \phi_c + (g/\omega_e^2) \phi_c \\ \alpha_s &= \alpha_0 \sin \epsilon_\alpha = \eta_s + (x - x_G) \psi_s - (z - z_G) \phi_s + (g/\omega_e^2) \phi_s \end{aligned} \quad \dots \quad (6.1.6)$$

となる。この場合には、周期的変動力としては水平方向運動加速度  $\ddot{Y}$  に基く慣性力の他に重力の横方向 ( $y$  方向) 成分をも考慮に入れる必要がある。

(6.1.2) の加速度を垂直方向加速度、(6.1.3.) の加速度を水平方向加速度、また、(6.1.6) の加速度を横方向加速度と呼ぶこととする。

鉱石運搬船「笠木山丸」の満載状態 (Table. 2.2.1 参照) について、規則波中船体加速度の応答関数を (6.1.2)、(6.1.3.) 及び (6.1.6) によって計算した。(6.1.2) による垂直方向加速度計算結果の例を Fig. 6.1 に示す。図は規則波中において比較的大きい垂直方向加速度を生じる場合の例を示し、正面迎波状態、斜迎波状態及び横波状態における垂直方向加速度振幅の無次元値の船長方向分布を表わしている。正面迎波状態における計算値と比較して、三菱重工業長崎研究所耐航性能水槽において実施された模型実験の結果をあわせ示している。計算値と実験値はかなりよく一致しているが、比較的短波長の規則波中において船体後方部の垂直加速度計算値はやや過大値を与える傾向が見られる。

## 6.2 短期不規則波中の船体加速度

上に述べた方法によって規則波中の船体加速度の応答関数が求められれば、線形重ね合わせの理論によって短期不規則波中の船体加速度のエネルギースペクトル計算を行なうことにより、船体加速度の分散  $R^2$  あるいは標準偏差  $R$  を求めることができる。即ち、2.3.1において説明した方法と同様に、短期不規則波浪海面を

$$\begin{aligned} [f(\omega, \tau)]^2 &= (2/\pi) [f(\omega)]^2 \cos^2 \tau : -\pi/2 < \tau < \pi/2 \\ &= 0 : \text{elsewhere} \end{aligned} \quad \dots \quad (6.2.1)$$

$$\begin{aligned} [f(\omega)]^2 &= 0.11 H^2 \omega_0^{-1} (\omega/\omega_0)^{-5} \exp[-0.44(\omega/\omega_0)^{-4}] \\ \omega_0 &= 2\pi/T \end{aligned} \quad \dots \quad (6.2.2)$$

のように ISSC 波スペクトルで表わせば、船が一定速度を保ち且つ波の平均進行方向に対して一定迎角  $\delta$  を保って航海している場合には、船体加速度の応答関数を  $[A(\omega, \delta + \tau)]$  と書き表わして、船体加速度の分散は次式によって求められる。ただし、座標系、記号等は 2.3.1 の定義に準じる。

$$R^2 = (2/\pi) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\infty [A(\omega, \delta + \tau)]^2 [f(\omega)]^2 \cos^2 \tau d\omega d\tau \quad \dots \quad (6.2.3)$$

鉱石運搬船「笠木山丸」の満載状態について、6.1 に説明した方法によって計算された船体加速度の応答関数を用い、(6.2.3) によって短期不規則波中の船体加速度標準偏差計算を行なった。その結果の例を Fig. 6.2 に示す。図には、S.S.1-1/2 及び S.S.8-1/2 において船体重心高さの両舷側に生じる垂直方向加速度の標準偏差無次元値を  $\sqrt{L/\lambda c}$  ( $\lambda c = gT^2/2\pi$ ) の関数として表わしている。

## 6.3 船体加速度の長期予測

上に述べた方法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標準偏差が求められれば、ある海域の波浪の長期発現頻度資料を用いて、その海域における船体加速度の長期予測を行なうことができる。即ち、船がある海域において長期間にわたり常に一定の速度を保ち且つ波の平均進行方向に対して一定の迎角  $\delta$  を保って航海しているものと仮定し得るならば、船体加速度の極大値が一定値  $\alpha_1$  を超える長期の累積確率は、2.3.2 において説明した方法によって、次式によって与えられる。ただし、座標系、記号等は 2.3.2 の定義に準じる。

$$Q(\delta) = \int_0^\infty \int_0^\infty \exp[-\alpha_1^2 / 2R^2] p(H, T) dH dT \quad \dots \quad (6.3.1)$$

また、すべての迎角  $\delta$  を考慮した場合については、 $\delta$  の確率密度関数が  $0 \sim 2\pi$  の範囲に一様であると近似して、船体加速度の極大値が一定値  $\alpha_1$  を超える長期の累積確率は次式によって与えられる。

$$Q = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} Q(\delta) d\delta \quad \dots \quad (6.3.2)$$

このような方法により、鉱石運搬船「笠木山丸」の満載状態について北大西洋における船体加速度の長期予測を行なった。その主要な結果をまとめて Fig. 6.3.1 に示す。Fig. 6.3.1 は、船の重心を通る縦軸上の点及び重心高さの両舷側に生じる垂直方向加速度の長期予測結果を、Fig. 6.3.2 は、重心を通る縦軸上の点及び甲板中心線並びにキール中心線上の点に生じる水平方向加速度の長期予測結果を、また、Fig. 6.3.3 は、Fig. 6.3.2 の場合と同様の各点に生じる横方向加速度の長期予測結果を示している。何れの場合も、北大西洋の長期波浪発現頻度資料に基く長期予測結果より  $Q = 10^{-8}$  % に対する船体加速度無次元値を求めて、これらの船長方向分布を示している。

これらの図より次ぎのような傾向が見出される。

- a ) 一般に、垂直方向加速度は水平方向加速度よりも大きく、横方向加速度は水平方向加速度よりも大きいが垂直方向加速度よりは小さい。
- b ) 横方向加速度の場合の一部の例外を別とすれば、一般に、船体加速度は船首尾において大きく、船体中央部付近において小さい。
- c ) 一般に、垂直方向加速度は正面迎波状態において最も大きく、水平方向加速度及び横方向加速度は横波状態において最も大きい。
- d ) 一般に、垂直方向加速度に及ぼす横揺加速度の影響は船側部においては無視できない。また、水平方向加速度に及ぼす横揺加速度の影響も甲板部及び船底部においては無視できない。横方向加速度に及ぼす横揺加速度並びに横揺角による重力の影響はかなり大きく、特に甲板部においてはこれらの影響によって大きい横方向加速度が生じる。

## 6 一 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. 213, P 102 ~ 112, 1975. (担当者：福田淳一)
- 2 ) 新開明二、福田淳一：波浪中の船体加速度長期予測、西部造船会会報第 50 号、1975.
- 3 ) 新開明二、福田淳一：波浪中の船体加速度長期予測(続)、西部造船会々報第 51 号、1976.

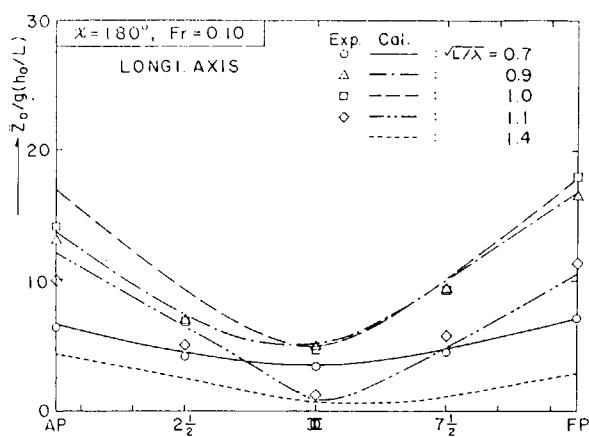


Fig. 6.1.1a Amplitudes of vertical acceleration induced on the ship in regular head waves (froude number; 0.10)

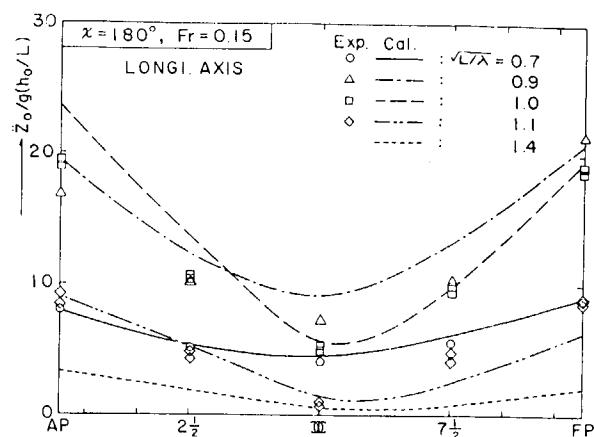


Fig. 6.1.1b Amplitudes of vertical acceleration induced on the ship in regular head waves (froude number; 0.15)

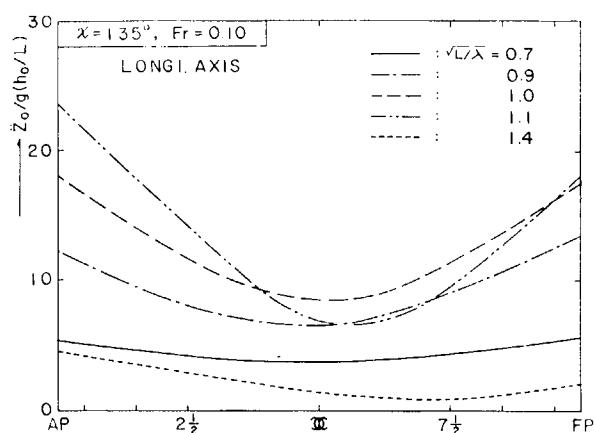


Fig. 6.1.2a Amplitudes of vertical acceleration induced on the ship in regular bow waves (froude number; 0.10)

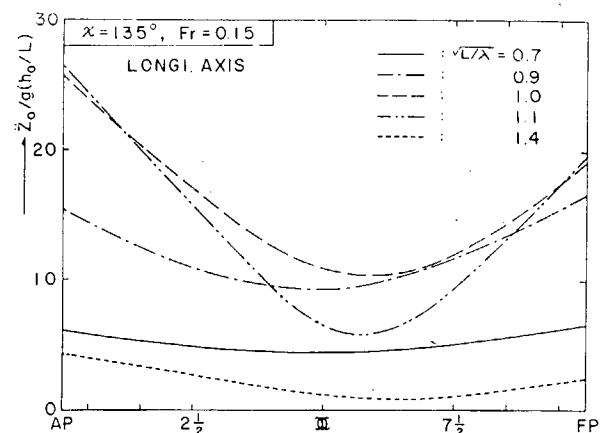


Fig. 6.1.2b Amplitudes of vertical acceleration induced on the ship in regular bow waves (froude number; 0.15)

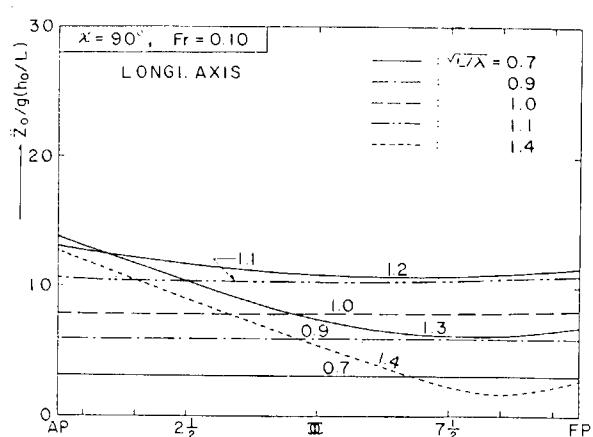


Fig. 6.1.3a Amplitudes of vertical acceleration induced on the ship in regular beam waves (froude number; 0.10)

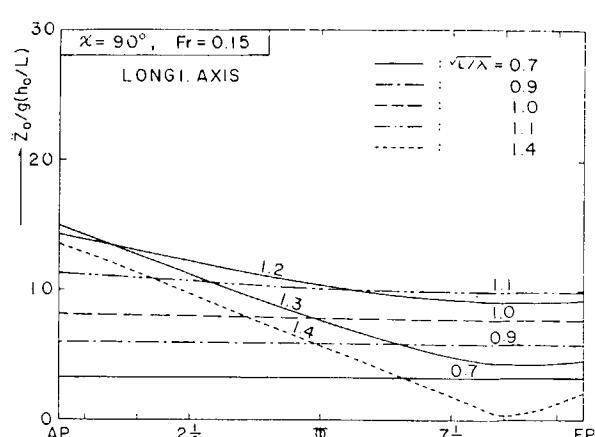


Fig. 6.1.3b Amplitudes of vertical acceleration induced on the ship in regular beam waves (froude number; 0.15)

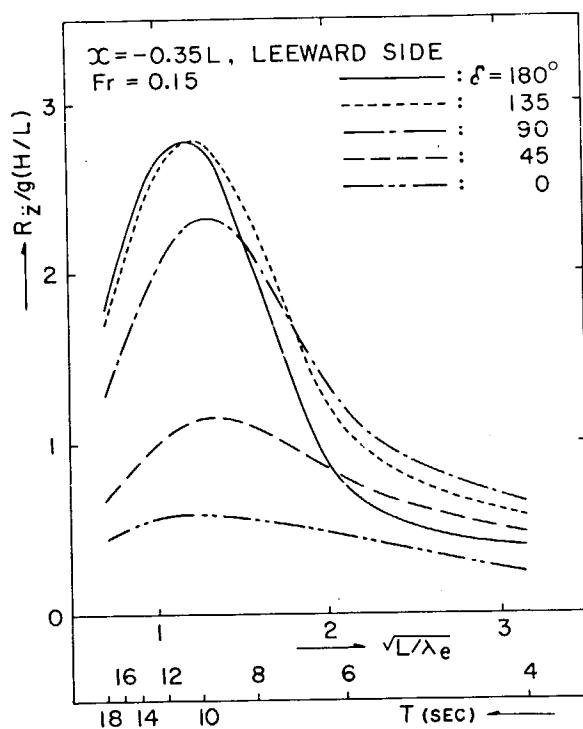


Fig. 6.2.1a Standard deviations of vertical acceleration induced on the leeward side water line at S.S.1-1/2

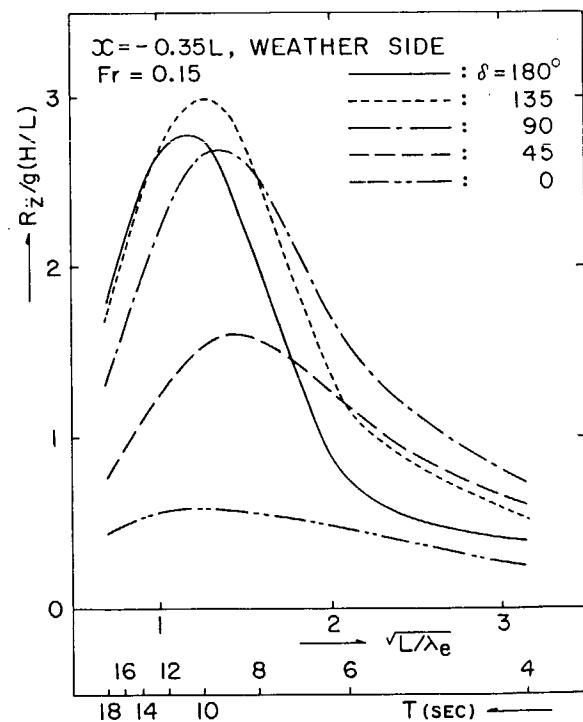


Fig. 6.2.1b Standard deviations of vertical acceleration induced on the weather side water line at S.S.1-1/2

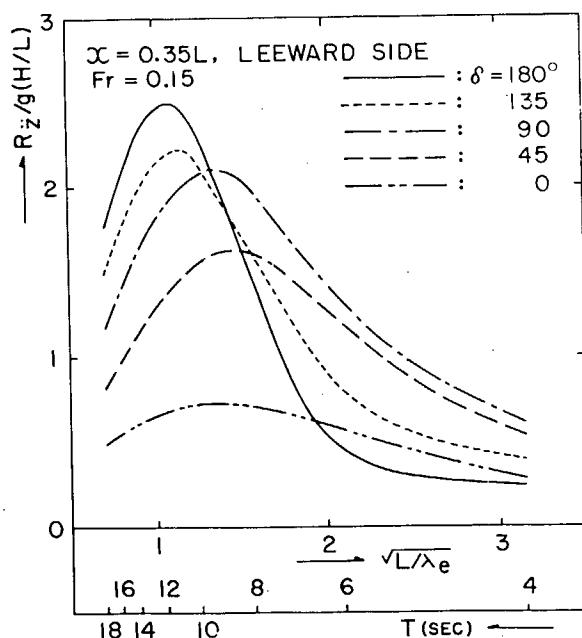


Fig. 6.2.2a Standard deviations of vertical acceleration induced on the leeward side water line at S.S.8-1/2

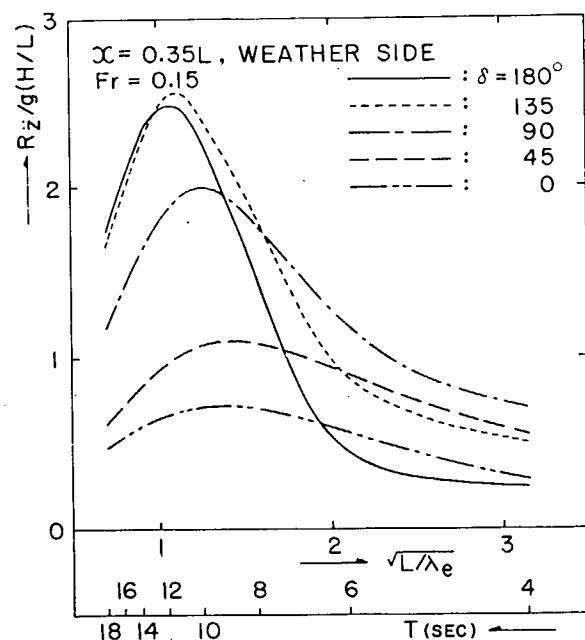


Fig. 6.2.2b Standard deviations of vertical acceleration induced on the weather side water line at S.S.8-1/2

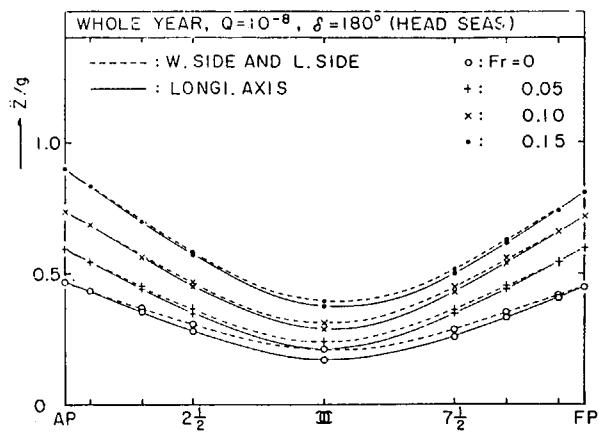


Fig. 6.3.1a Vertical accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (head seas)

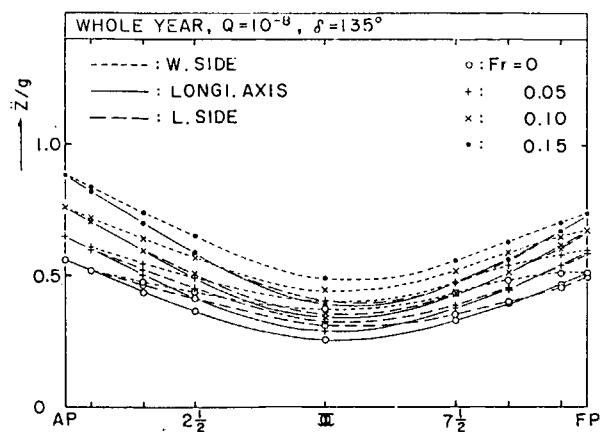


Fig. 6.3.1b Vertical accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (bow seas)

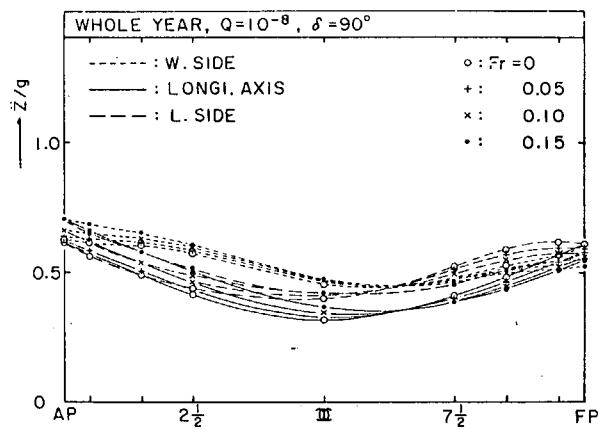


Fig. 6.3.1c Vertical accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (beam seas)

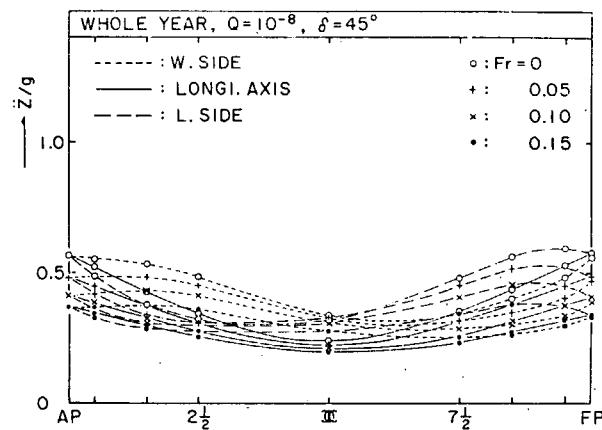


Fig. 6.3.1d Vertical accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (quartering seas)

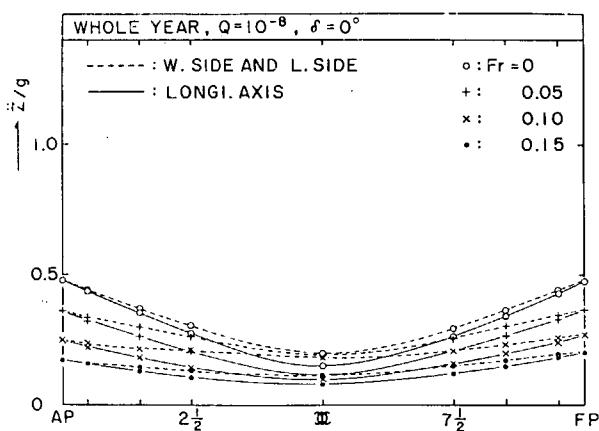


Fig. 6.3.1e Vertical accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (following seas)

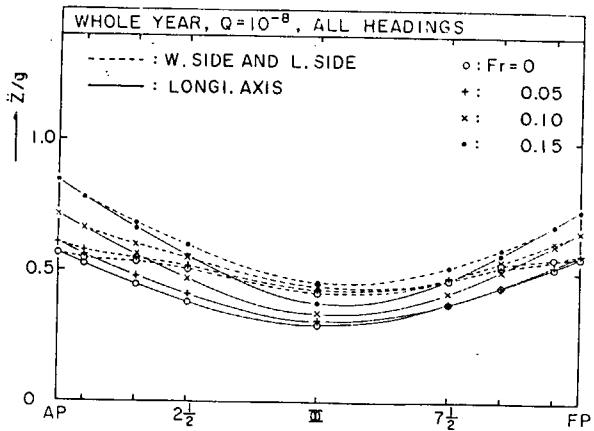


Fig. 6.3.1f Vertical accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (all headings)

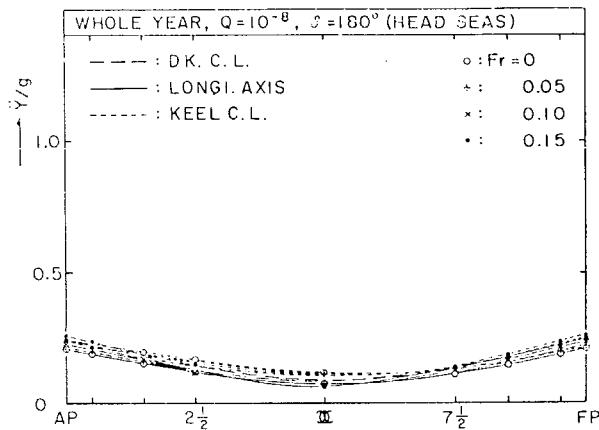


Fig. 6.3.2a Horizontal accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (head seas)

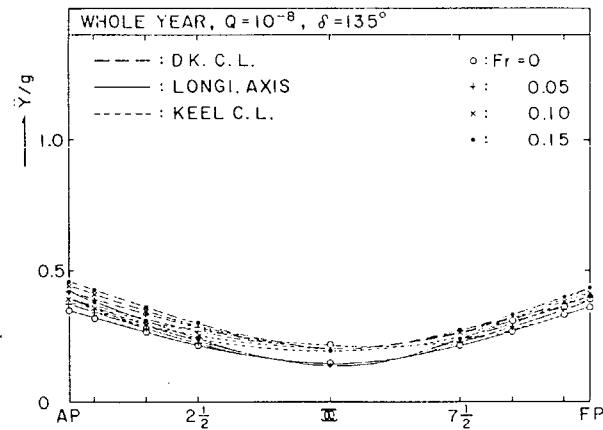


Fig. 6.3.2b Horizontal accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (bow seas)

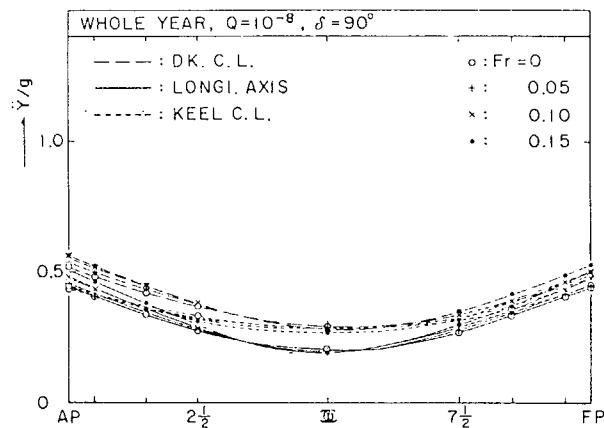


Fig. 6.3.2c Horizontal accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (beam seas)

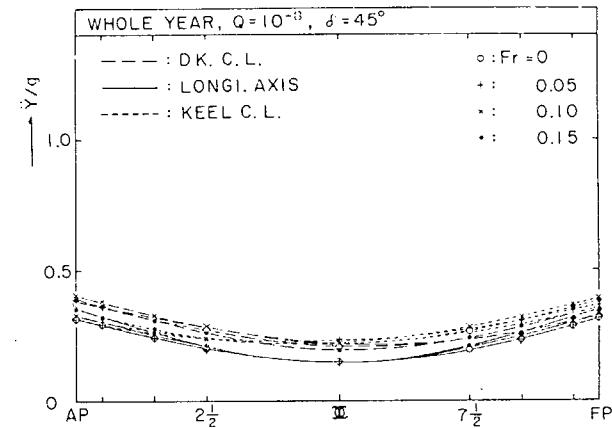


Fig. 6.3.2d Horizontal accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (quartering seas)

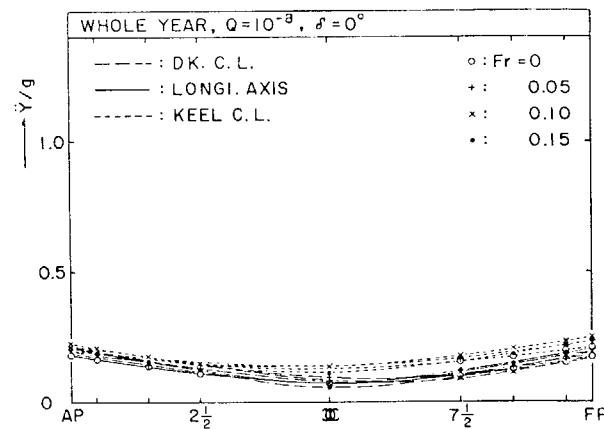


Fig. 6.3.2e Horizontal accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (following seas)

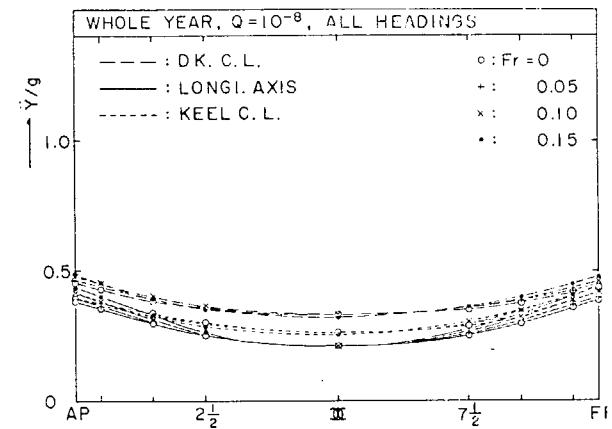


Fig. 6.3.2f Horizontal accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (all headings)

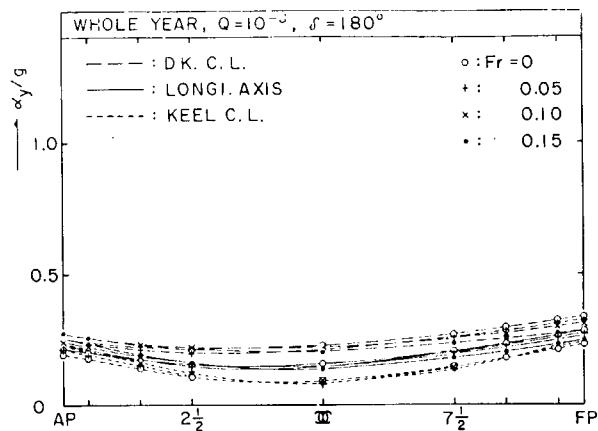


Fig. 6.3.3A Transverse accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-3}$  in the north atlantic ocean (head seas)

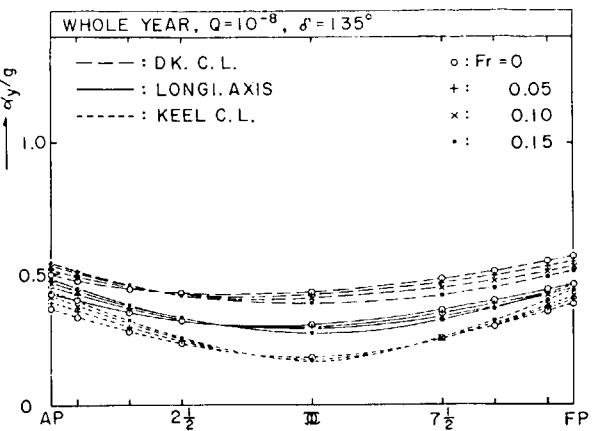


Fig. 6.3.3B Transverse accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (bow seas)

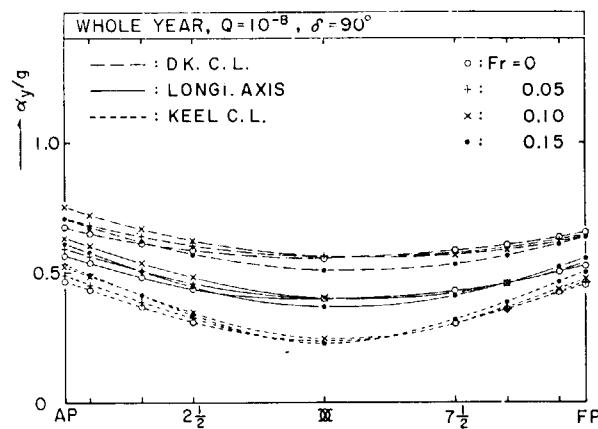


Fig. 6.3.3C Transverse accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (beam seas)

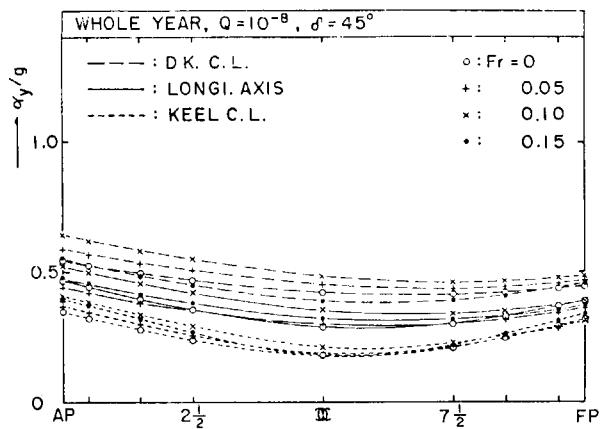


Fig. 6.3.3D Transverse accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (quartering seas)

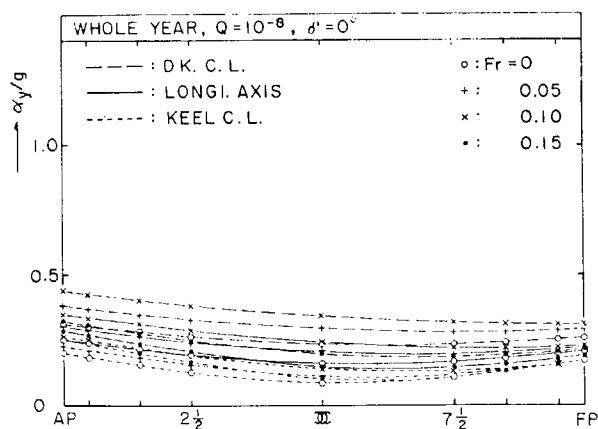


Fig. 6.3.3E Transverse accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (following seas)

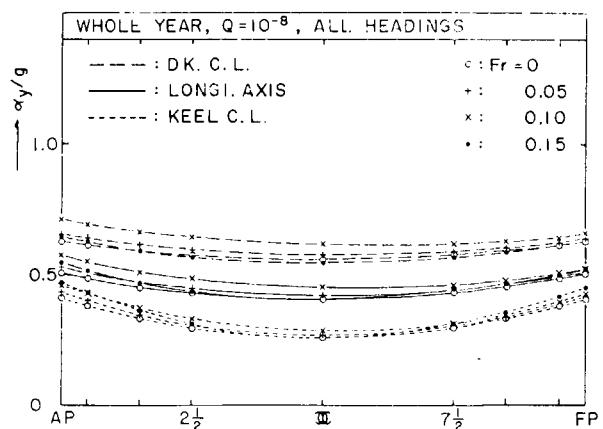


Fig. 6.3.3F Transverse accelerations predicted with the exceeding probability of  $10^{-8}$  in the north atlantic ocean (all headings)

## 7. 浪浪中における船速低下

一般に、波浪外力が船速により変化するものであることは、よく知られている。したがって、大型専用船のように波浪中における船速低下が甚しいものにあっては、当然これを考慮する必要がある。

波浪中における船速低下に関しては多くの研究がなされているが、いまのところ理論的に精度良く推定計算できる迄には至っていない。模型実験結果や就航船の実績を加味しつゝ、適正な判断を加える必要がある。

本章では、大型専用船を主なる対象として、波浪中における船速の自然低下を現実的に推定する方途について述べるとともに、波浪外力に及ぼす船速影響について、これを変動水圧、船首衝撃水圧および甲板衝撃水圧の三つの見地から概観することにする。

### 7.1 船速低下の原因とその推定法

波浪中（荒天時）で船速が低下する原因としては、船体抵抗が増加すること、推進性能が低下すること、および風圧抵抗が増加することなどがあげられる。この中で最も大切なものは船体抵抗の増加である。これはさらに、波浪中で船体が運動しながら前進するために生ずるいわゆる非定常造波抵抗の増加と漂流力の増加とに分けて考えられる。このうち、大型専用船のように水線面積が大きいものにあっては、漂流力の占める割合が大きいものと想像される。漂流力は、非定常造波抵抗と同様におよそ波高の自乗に比例するとともに、出会い波と船体運動との位相差にも大きく左右されるものである。

<sup>1)</sup> 永元らは、波浪中における船速低下を理論計算する方法として、次のような仮定を設けている。

- (1) 船体運動の推定はストリップ理論により計算する。
- (2) 波浪中（荒天時）における速力低下は波による船体抵抗増加が大部分であるから、丸尾の理論<sup>2)</sup>による造波抵抗の増分を計算して推定する。従って操船者の判断により故意に行なわれる減速は考えない。
- (3) 実船と模型船の抵抗推進に関する Correlation Factor は船速により変化せず一定とする。
- (4) 波浪中における自航要素およびプロペラ性能を谷口<sup>3)</sup>に従って静水中的値と同一とする。
- (5) 不規則波中における抵抗増加は丸尾<sup>4)</sup>に従い波スペクトルと規則波中における抵抗増加量との線形重ね合せにより求められるとする。

このような理論計算法は、現在のところ最も常識的なものと考えられるが、その主要な柱である丸尾の理論が細長体を前提としたものであるため、肥大船型にそのまま適用するにはいさか問題があろう。永元らは、就航船の実績との対比によりこれを現実的に解決している。

理論推定法の問題点としては、上述のような肥大船への適用性という根本的な問題のほかにも、波浪中における自航要素およびプロペラ性能の推定の問題、肥大船の短波長域における抵抗増加の問題、理論の斜め波および不規則波中への拡張の問題などもあり、現在この方向の研究が鋭意進められつつある。<sup>5), 6), 7), 8), 9)</sup> これらの研究が完成した暁には、充分な精度で波浪中の船速が推定できるようになるものと期待される。それ迄は、従来の理論計算法に模型試験結果や就航船の実績などを加味し、総合的に判定するのが最も現実的な方法といえよう。

### 7.2 船速低下に関する模型実験

大型専用船が波浪中でどのように船速低下を來すかその大要を把握するため、角水槽で笠木山丸による模型実験を行なった。実験方法としては、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水平中である所定の速力が得られるようにあらかじめ設定し、波浪中でもこの値を一定に保つたまゝ航走させた。したがって、模型船は実船とほど同じように波浪中で船速が自然に低下して行くものと考えられる。

Fig. 7.1 は、斜め規則波中で船速がいろいろな波長の波に対してどのように低下して行くかを示したものである。この

図から向波に近い程船速の低下が大きい事、また波長対船長比( $\lambda/L$ )が0.75附近で甚しい船速低下を来すことがわかる。波高12.35m( $H_s = L/20$ )といった大波の中では、この値が平水中速力の80~90%という甚しいものになることは注目に値する。もちろん、模型船と実船とでは駆動系の特性に相違があるため、船速低下を正確に対応させるためにはエンジン・シミュレーションを必要とする。したがって、本実験結果は実船の荒天中における船速低下の大要を示すにとどまっている。

ここでいう船速低下とは、船が波浪中で絶対空間に対してその移動速度をどのように低下させるかということである。したがって、その原因となる主なものに波浪による造波抵抗の増加と漂流がある。大型専用船では、その中で漂流が占める割合の大きいことは、その水線面積が大きいことからも容易に想像されることは前にも述べた。Fig. 7.2は、縦軸に船が実際に走ったコースの波に対する角度を、また横軸に船首方位角をとって、斜め波中における漂流の度合を表わしたものである。漂流が全くなければ実験点が45°の線上に乗るはずであり、これから下方に離れるほど漂流が大きいことを示す。この図から $\lambda/L$ が0.5~0.75の波では斜め波から横波にかけて漂流が非常に大きくなることがわかる。

船速低下や漂流が大きくなることは、運動の振幅だけでなく位相とも重要な関係にある。たとえば、 $\lambda/L = 0.75$ の場合、向い波中の縦運動がそれ程大きくなにもかかわらず船速低下が甚しいのは、丁度この波周期に相当する辺りに本船の縦運動の同調点があり、位相関係がより重要な役割を果しているためと考えられる。波長が船長より短い場合、斜め波から横波にかけて漂流が大きくなるのは、運動の振幅が大きくなることに対応している。

Fig. 7.3は、笠木山丸の波浪中における抵抗増加を丸尾の理論に従って計算したものである。これを模型船による波浪中船速低下の実験値と比較すると、最も船速低下の甚しい $\lambda/L$ の値と、抵抗増加が最大になる $\lambda/L$ の値とは一致していない。波浪中の推進性能が平水中のそれとそう大きな変化がないものであることを考え合せると、肥大船では理論と実験との一致度があまり良くないようである。また、短波長域で理論では抵抗増加量が非常に小さくされることも実情に合わない。

実際の海面は不規則なものであり、浪波中の船速低下もこのような不規則海面について推定できるものでなければならない。前にも述べたように、理論計算では不規則波中における抵抗増加を丸尾の理論に従い波のスペクトラムを用いて規則波中の抵抗増加の線型重ね合せとして求めている。しかしながら、このような計算法の実験的裏付けが完全にされている訳でもないので、こゝでは理論的問題を離れて、大型専用船が不規則波中でどの程度船速低下を来すかを模型実験で確かめてみた。

不規則波としては、ISSC型のスペクトラムを有るものを選んだ。このスペクトラムは、有義波高および平均波周期を夫々任意に選べるので、短期海面の表現には適している。一方、もっと長期的に見た平均的な海面の表現として、Beaufort Scaleに対する特定の有義波高と平均波周期との組合せをもった不規則波を対応させる考え方もある。<sup>11)</sup> 模型実験はこれら両者について行なった。

Fig. 7.4は、不規則向波中での船速低下に関する模型実験結果を示したものである。横軸には実船に換算した有義波高が、また縦軸には船速がとてある。

まず、図中に点線で示すものはISSCスペクトラムで有義波高と平均波周期とをいろいろ変えて船速低下を求めたものである。パラメータにとった $\lambda_m$ は平均波周期に相当する波長を示している。この図から、有義波高が5mを超えると船速低下が甚しくなること、および $\lambda_m/L = 0.5 \sim 1.0$ でとくに船速低下が激しいことがわかる。これらの傾向はFig. 7.1の規則波中における船速低下の特性から大凡は説明することができる。たゞ、不規則波中における船速低下の値は波周期にある幅があるため、規則波中のそれ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ものになるようである。

つぎに、図中に実線で示すものはBeaufort Scaleに対応した特定不規則波中における船速低下の実験結果である。有義波高 $H_s$ と平均波周期 $T_s$ との組合せは、風力のBeaufort Scaleに対応して図中右上のように特定されるものとしている。横軸にはこうした有義波高に対応したBeaufort Scaleも並べて目盛ってある。しかしながら、このスケール上で

の変化は同時に平均波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、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 附近で再び変化が少ないものになることがある。これは船速低下が有義波高だけでなく平均波周期にも大きく支配されるため、その傾向はたとえば変化の激しい Beaufort Scale 8 から 9 にかけて不規則波には  $\lambda/L = 0.75$  に相当する波成分が多く含まれていることなどからも容易に説明することができる。

### 7.3 船速と波浪外力との関係

波浪中における船速低下が波浪外力に対してどのような影響を及ぼすかについて考えてみよう。一口に波浪外力といつても、変動水圧、船首衝撃水圧、甲板衝撃水圧などその対象に従って周囲の条件も異なるため、ケースバイケースに考える必要がある。

#### (1) 波浪変動水圧

波浪変動水圧は、波と船体運動とによりひき起される相対水位の変化にもとづく静的圧力の変動と、運動している船体と波の粒子との相対速度にもとづく動的圧力の変動とに分けて考えられる。前者は、いわゆる Froude - Kriloff の力といわれるもので、そこでは船速は波との出合に影響を与え、出合波は船体運動を左右する。つまり、船速は船体運動を介して間接的に影響を与えることになる。後者は、いわゆる radiation force 及 diffraction force といわれるもので、そこでは船速が直接関係する部分もあるが、大部分はやはり船体運動を介した間接的なものである。肥大船では、これらのうちで Froude - Kriloff の力が支配的である。船速と波浪変動水圧との関係は、とくに大波高の場合を除きストリップ法の計算によりほぼ完全に把握することができる。

波浪変動水圧に対して船速影響が大きく現われるのは、場所的には SS 7-1/2 より前方船首に近い辺りで、向い波乃至は斜め向い波の状態においてである。波長については、 $\lambda/L = 0.5$  以上の比較的長い波の場合に影響があり、とくに  $\lambda/L = 0.75 \sim 1.0$  の範囲で著しい。 $\lambda/L = 1.25$  以上の長波長になると変動水圧の値そのものが小さくなるため、船速影響は重要視しなくてもよい。波高としては、船体強度計算のためということを考えると有義波高 10 m 以上は必要であろう。いま有義波高を 10 m とすると、Fig. 7.4 でパラメータ  $\lambda_m/L = 1.0$  の線から読みとれるように、平水中船速 15 節のものが波浪中では約 10 節に低下する。しかしながら、このように大きな船速低下に対しても、波浪変動水圧の長期予測値の変化はそれほど大きくはない。<sup>12)</sup> 船首附近で向波中約 10 % の低下となる。波浪変動水圧はあまり波高が高くない範囲では有義波高と比例関係にあるが、有義波高が 5 m を超えると船速低下が現われ始め、10 m 以上になるとそれがかなりの量に達する。変動水圧もそれに伴って有義波高に対して比例関係からかなり下った値となる。つまり、船速と波浪変動水圧とは相互に関連し合っていると考えた方がよい。

#### (2) 船首波浪衝撃水圧

船首波浪衝撃水圧の発生メカニズムとしては、Wagner 型（碎波前）と Bagnold 型（碎波後）とに分けて考えてはいるが、要は衝撃水圧のピーク値  $P_1$  が落下衝撃実験の結果から、

$$P_1 = K(\beta) \cdot \frac{1}{2} \rho V^2$$

の形で与えられるものとしている。ここで  $\beta$  は波面と船体表面との相対傾斜角を、また  $V$  は同じく相対速度の船体表面法線方向成分を表わしている。 $K(\beta)$  は係数で、上記衝撃の型により異なる値を採用している。

船速影響のあらわれ方について考えてみると、まず  $V$  についていえば、船首附近では船速の変化はそのまま  $V$  の変化となってあらわれる。また、 $\beta$  に対しては船速は船首波干渉係数および船体運動影響係数の形で採入られているが、これらはすべてフルード数の 2 次の関数関係で近似されている。そして、さらに  $K(\beta)$  は Wagner 型の場合  $\beta$  に関して指數関数的に変化している。このほかにも、船速は接水率、接水回数にも影響しているが、衝撃水圧に対して結果的には何乗かのオーダーで効いて来ることになる。つまり、船速影響は極めて著しいことになる。

船側衝撃水圧に対して船速影響が大きく現われるのは、場所的には船首近傍に限られ、かつ向い波乃至は斜め向い波

の状態においてである。しかしながら、衝撃水圧が大きな問題となるのは、 $\lambda/L$ が0.5以下の比較的短い波長の場合であり、かつ有義波高もそれ程大きな値を必要としない。つまり、衝撃水圧の場合は変動水圧の場合と異なり、あまり船速低下が起らないような海象でもしろ問題となるものである。したがって船速としては平水中の速力をそのまま採るのが無難であろう。また、衝撃水圧は船体に対して局部的に発生するものであるから、大きな衝撃水圧が船速低下を引き起すというようなことはない。

### (3) 甲板衝撃水圧

船首甲板上における衝撃水圧は、打上げ波浪の厚みに相当する静水圧と船体との相対運動の加速度にもとづく動的水圧とから成る。しかしながら、その推定式は最終的には

$$n = P_a / \rho g h_0 = \alpha (Z_d - f_e) / h_0$$

の形に整理し、実験的に係数を決定している。ここで、 $Z_d$  は dynamical swell-up を含んだ F.P. における相対垂直運動で、また  $f_e$  は F.P. の有効乾舷である。 $\alpha$  はもちろんフルード数により変化し、 $F_n = 0.1, 0.125, 0.15$  の各値に対して  $\alpha = 1.63, 2.06, 2.40$  のごとくに変化する。

船首甲板上における衝撃水圧は、向い波乃至は斜め向い波中で頻繁に起るが、波浪が打上げることが絶対的条件である事を考えると、<sup>13)</sup>  $\lambda/L = 0.5$  以上の比較的長い波長成分を含み、有義波高も 7~8 m は必要となる。したがって、この場合の船速としては笠木山丸の場合、12~13 節程度には低下しているものと考えた方がよい。

以上、本章の結果をまとめると次のとくである。

- (1) 波浪中における船速の推定に当っては、とくに肥大船に対しては、理論計算だけでなく模型試験結果や就航船の実績なども加味し、総合的に判断すべきである。
- (2) 波浪変動水圧を推定するに当っては、向い波中の船首部では船速低下の影響が大きいから、これを考慮する必要がある。この種の大型専用船では、不規則波の平均波周期に相当する波長が  $\lambda_m / L = 0.5$  より長く、有義波高も 10 m を超える海象を想定すると、大ざっぱな推定ではあるが、平水中速力 1.5 節のものが、浪浪中では 1.0 節程度に船速が落ちるものと考えられる。
- (3) 船首衝撃水圧を推定するに当っては、安全側をとり、船速低下は考慮せず、平水中の船速をそのまま使うべきである。
- (4) 甲板衝撃水圧を推定するに当っては、船速低下は変動水圧を推定する場合と同じに考えればよい。

## 参考文献

- 1) 永元隆一ほか：波浪中における速力低下と波浪外力について、西部造船会会報第 47 号（1973）
- 2) 丸尾 孟：Resistance in Waves, Researches on Sea Keeping Qualities of Ships in Japan, 造船協会 60 周年記念叢書 Vol. 8 (1963)
- 3) 谷口 中：波浪中の推進性能、造船協会誌 第 383 号 (1963)
- 4) 丸尾 孟：波浪中の船体抵抗増加に関する研究(第 2 報), 造船協会論文集第 108 号 (1960)
- 5) 藤井斉, 高橋雄：肥大船の波浪中抵抗増加推定法に関する実験的研究, 造船学会論文集第 137 号 (1975)
- 6) 中村彰一：耐航性の諸要素, 日本造船学会, 耐航性に関するシンポジウム (1969)
- 7) 中村彰一：風, 波浪及び操舵による馬力増加, 肥大船の推進性能に関するシンポジウム, 日本造船学会, (1975)
- 8) 中村彰一：波浪中の抵抗増加および推進性能に関する内外文献表題集, 造船学会誌第 558 号 (1975)
- 9) SR161 研究報告等
- 10) 菅井和夫ほか：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)
- 11) 高石敬史ほか：一軸高速コンテナ船の斜め波中における動搖特性, 造船学会論文集第 129 号 (1971)
- 12) 日本造船研究協会第 131 研究部会：研究資料 No. 213, P 90 (1975) (担当, 福田, 藤井)
- 13) 福田淳一：波浪中の船の Deck Wetness に関する長期予測, 造船学会論文集第 124 号 (1968)

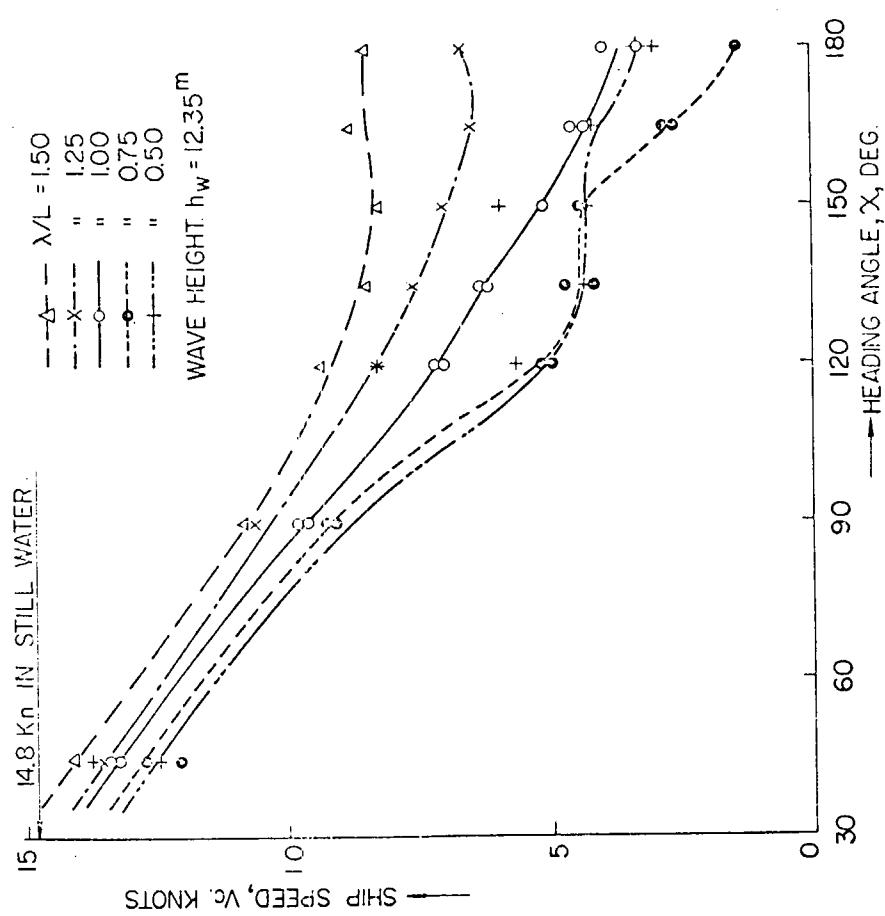


Fig. 7.1 斜め規則波中での船速低下

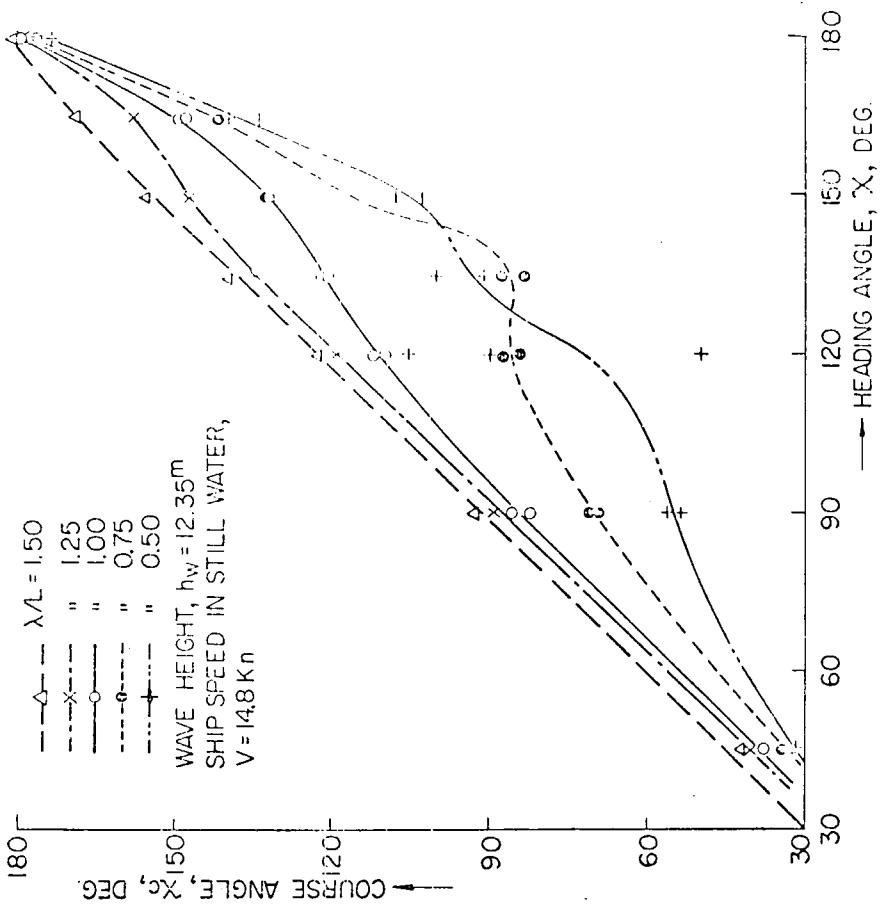


Fig. 7.2 斜め規則波中での船体漂流による  
コース角の変化

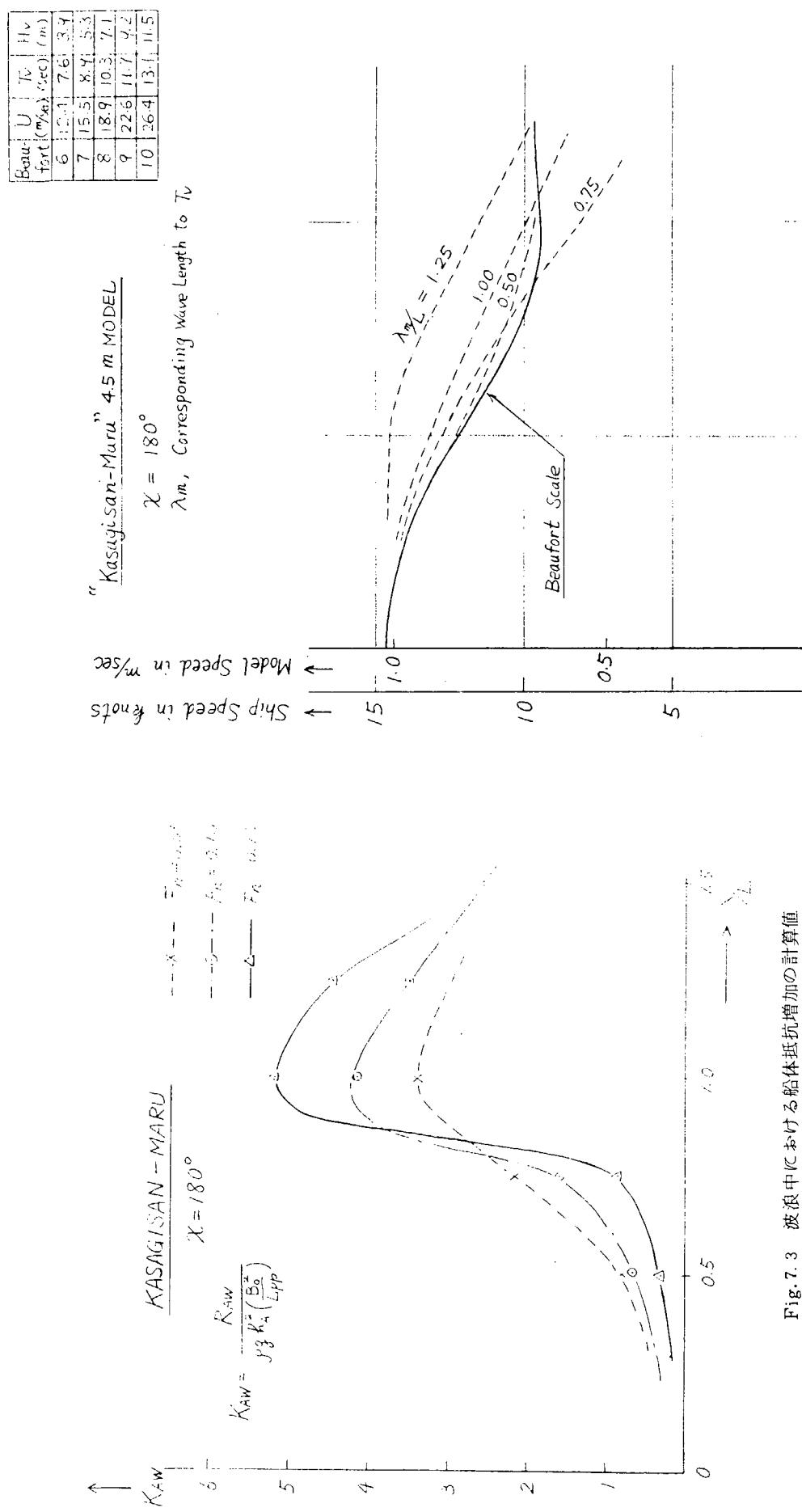


Fig. 7.3 波浪中における船体抵抗増加の計算値

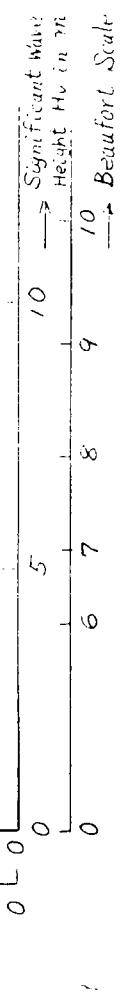


Fig. 7.4 不規則波中の船速低下