

Short Crested Wave中を航走する船の縦揺と上下揺

田才, 福造
九州大学応用力学研究所 : 教授

要, 正博
北九州工業高等専門学校 : 講師

<https://doi.org/10.15017/4743461>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 33, pp.17-31, 1969. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



Short Crested Wave 中を航走する船の 縦 揺 と 上 下 揺

田 才 福 造*
要 正 博**

概 要

九州大学応用力学研究所の大水槽で発生し得る規則的な Short Crested Wave 中を航走する模型船の縦揺と上下揺について理論計算と実験結果とを比較したものである。

本論では、水槽の幅方向に2つの節を有する Short Crested Wave の中心線上を、向い波状態で船が走る場合に限定したのであるが、通常の Strip 法で行なった理論計算と水槽実験とは、運動振幅に関しては可成りよく一致した。

1. 緒 言

Long Crested Wave 中の縦揺および上下揺に関しては、Ordinary Strip Method¹⁾ (以下 O. S. M. と略称する)を用いた理論計算と水槽実験結果とが、割合良く一致することが示されている(例えば文献²⁾)。また船舶技術研究所の角水槽で行なわれた実験と、O. S. M. による計算結果との比較³⁾から見ても、この場合模型船は自由航走ではあるが、斜波の中の縦揺、上下揺に関して、O. S. M. は可成りの精度を有していることがわかる。

本論は、応用力学研究所の大水槽で発生しうる Short Crested Wave⁴⁾⁵⁾ (2つの斜波が重畳されたもの)中における縦揺および上下揺についても、O. S. M. が有効であるかどうかを調べたものである。即ち本論では、水槽の幅方向に2つの節を有する Short Crested Wave の中心線上を、向い波状態で自航する $C_B=0.815$ の肥大模型船の縦揺と上下揺の連成運動方程式を O. S. M. にもとづいて誘導し、運動振幅について理論計算と実験結果とを比較して理論計算の有効性を検討した。

2. 矩型水槽の節波

Fig. 1 で、水槽中心線の静水面上に原点0を採り、水槽の長さ方向にX軸、幅方向にY軸、鉛直上向きにZ軸をとれば、長矩形水槽で-X方向に進行する表面波の速度ポテンシャルは文献(4)から次式のようなになる。

$$\phi = \frac{\omega}{k_0} \cdot \frac{\cosh k_0(Z+h)}{\sinh k_0 h} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B k_0 / \pi}{A_n} \cos \frac{n\pi(-\frac{B}{2} + Y)}{B} \times \\ \times \cos \left(\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{B}\right)^2} \cdot X + \omega t + \varepsilon_n \right) \dots \dots \dots (1)$$

* 九州大学応用力学研究所教授

** 北九州工業高等専門学校講師

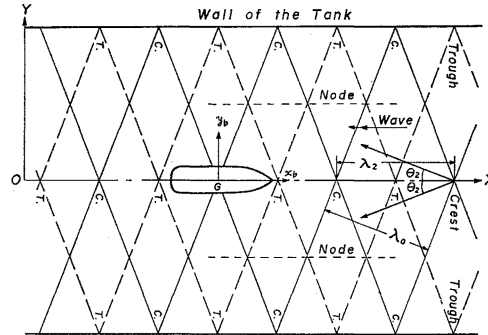


Fig. 1 2 節 波 と 座 標 系

但し B = 水槽水面幅, h = 水深, k_0 は円振動数 ω の一次元波の波数で, 波長を λ_0 とすれば $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ である.

またこの場合の波の位相速度は

$$C_0 = \frac{\omega}{k_0} = \sqrt{\frac{g\lambda_0}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{\lambda_0}}$$

(1)式から進行波の式は

$$\zeta = \sum_{n=0}^{n=Bk_0/\pi} A_n \cos \frac{n\pi(Y+B)}{B} \cdot \sin \left(\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{B}\right)^2} X + \omega t + \varepsilon_n \right) \dots\dots\dots (2)$$

で与えられる.

(2)式は $n \neq 0$ の時に, Y 軸方向即ち水槽の幅方向にも振幅を変化する有節波を表わしている. $n=0$ は勿論 Long Crested Wave である.

さて, (2)式はまた次のようにかきかえることが出来る.

$$\begin{aligned} \zeta = \sum_{n=0}^{n=Bk_0/\pi} \frac{A_n}{2} \left\{ \sin \left\{ k_0 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{Bk_0}\right)^2} \cdot X + \frac{n\pi}{Bk_0} \cdot Y \right) + \omega t + \varepsilon_n \right\} \right. \\ \left. + \sin \left\{ k_0 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{Bk_0}\right)^2} \cdot X - \frac{n\pi}{Bk_0} \cdot Y \right) + \omega t + \varepsilon_n' \right\} \right\} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\text{今} \quad \frac{n\pi}{Bk_0} = \frac{n\lambda_0}{2B} = \sin \theta_n \dots\dots\dots (4)$$

とおけば, $k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{Bk_0}\right)^2} = k_0 \cos \theta_n$ となり, (3)式は X 軸と $\theta_n = \pm \sin^{-1} \frac{n\pi}{Bk_0}$ の角度をなして進行する2つの一次元波が合成されたものであることを示している.

$$\text{ここで} \quad k_0 \cos \theta_n = k_n \dots\dots\dots (5)$$

とおく. $n < \frac{Bk_0}{\pi}$ なる最大の整数を N_0 とし, 更に水深 h が充分大きく, 深海波と考えてよい場合には (1), (2)式は次のようになる.

$$\varphi = \frac{\omega}{k_0} e^{k_0 z} \sum_{n=0}^{N_0} A_n \cos \frac{n\pi}{B} \left(Y + \frac{B}{2} \right) \cos (k_n X + \omega t + \varepsilon_n) \dots\dots\dots (6)$$

$$\zeta = \sum_{n=0}^{N_0} A_n \cos \frac{n\pi}{B} \left(Y + \frac{B}{2} \right) \sin (k_n X + \omega t + \varepsilon_n) \dots (7)$$

N_0 は水槽に存在し得る最大の節数を示す。例えば、応用力学研究所の水槽では、 $B = 8 \text{ m}$ であるから、造波機の運動周期 ($= 2\pi/\omega = T_w$) 1.0秒の時には $N_0 = 10$, 1.6秒では $N_0 = 4$ である。しかし独立に発生しうる最高節数は、 $T_w = 1.0$ 秒では5節、 $T_w = 1.6$ 秒では4節である。(5)式の k_n は見掛けの波数を示す。従って節波の波長を λ_n とすれば

$$\lambda_n = 2\pi/k_n = \lambda_0 / \cos \theta_n \dots (8)$$

3. 節波の中の縦揺、上下揺の運動方程式

Fig. 2 で、船は水槽中心線上をX軸方向に一定速度V（前後揺が生じるので、船速は周期的に変化しているのであるが、前後揺は一般に小さく、船速の平均値はVであると考えてよい）で進むものとし、微小変位zの上下揺と重心Gの周りに θ の縦揺を行なうものとする。前後揺が縦揺、上下揺におよぼす影響は小さいので、前後揺は省略する。

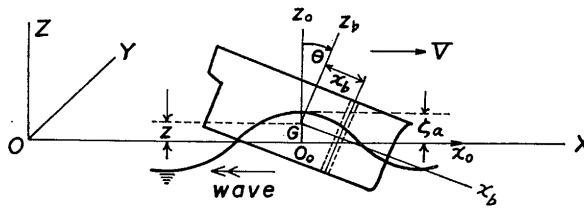


Fig. 2 座 標 系

$O_0 - x_0 y_0 z_0$ はVの速度で進行する移動座標である。また重心Gを原点とする船体座標を $G - x_b y_b z_b$ とし、波がない時は、Gは静水面上即ちOX上にあり、 $t=0$ でGはOにあるものとする。

波は-X方向に進むのであるが、偶数節波の場合、 $t=0$ で波頂はO点にあるものとすれば、 n 節波の subsurface の式は、

$$\zeta_w = -\zeta_a e^{k_0 z} \cos \left\{ \frac{n\pi}{B} \left(-\frac{B}{2} + Y \right) \right\} \cos (k_n X + \omega t) \dots (9)$$

但し ζ_a は波振幅である。

また波の orbital velocity の上下方向成分は

$$\dot{\zeta}_w = \zeta_a \omega e^{k_0 z} \cos \left\{ \frac{n\pi}{B} \left(-\frac{B}{2} + Y \right) \right\} \sin (k_n X + \omega t) \dots (10)$$

船体運動は小さいと仮定しているので、(9), (10)式は更に次式で表わされる。

$$\zeta_w = -\zeta_a e^{k_0 z_0} \cos \left\{ \frac{n\pi}{B} \left(-\frac{B}{2} + y_b \right) \right\} \cos (k_n x_b + \omega_e t) \dots (11)$$

$$\dot{\zeta}_w = \zeta_a \omega e^{k_0 z_0} \cos \left\{ \frac{n\pi}{B} \left(-\frac{B}{2} + y_b \right) \right\} \sin (k_n x_b + \omega_e t) \dots (12)$$

上式中の z_0 は移動座標、 y_b, x_b は船体座標である。また ω_e は出会円振動数で、次式で表わされる。

$$\omega_e = \omega + k_n V \dots \dots \dots (13)$$

同様にして

$$\zeta_w = \zeta_a \omega^2 e^{k_0 z_0} \cos \left\{ \frac{n\pi}{B} \left(-\frac{B}{2} + y_b \right) \right\} \cos (k_n x_b + \omega_e t) \dots \dots \dots (14)$$

さて縦揺，上下揺の連成運動方程式は一般に次式のようにかくことが出来る．

$$\left. \begin{aligned} a\ddot{z} + b\dot{z} + cz + d\ddot{\theta} + e\dot{\theta} + g_1\theta &= R_e [\zeta_a \bar{F}_0 e^{i\omega_e t}] \\ A\ddot{\theta} + B\dot{\theta} + C\theta + D\ddot{z} + E\dot{z} + G_1 z &= R_e [\zeta_a \bar{M}_0 e^{i\omega_e t}] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

(15)式の左辺は，船体の慣性力，復原力および静水中で上下揺，縦揺を行なう時の radiation force である．

本論で実験に用いた模型船は文献(2)の研究で用いられた肥大船型 N-ship である．その主要寸法および模型プロペラを Table 1 および Table 2 に示す．

Table 1 Full Load Condition of N-Ship Model

Length between perpendicular	L	3.000m
Beam	B	0.501m
Depth	D	0.250m
Draft	d	0.169m
Displacement	Δ	206.48kg
Block coefficient	C_B	0.815
Waterplane area coefficient	C_w	0.870
Prismatic coefficient	C_p	0.822
Center of buoyancy forward of midship		6.55cm
Center of waterplane area forward of midship		-0.10cm
Radius of gyration for pitch		0.235L

Table 2 Particulars of Model Propeller

Diameter	D	0.0804m
Pitch ratio (constant)	H/D	0.730
Expanded area ratio	a_E	0.575
Boss ratio		0.187
Rake angle		10°
Numbers of blades		5
Turning direction		Right
Section of blade		Aerofoil

(15)式の左辺の radiation force の各係数は、文献(2)の著者等によって O. S. M.¹⁾ に従って計算されているので、その結果を借用した。Long Crested Wave 中の縦揺と上下揺を論じた文献(2)と異なるのは、(15)式の右辺即ち波浪強制力のみである。

(15)式の第一式の右辺を次のようにかく。

$$R_e [\zeta_a \bar{F}_0 e^{i\omega_e t}] = F_z = F_{z1} + F_{z2} + F_{z3} \dots\dots\dots (16)$$

(16)式で F_{z1} は Froude-Kriloff 理論に基づく上下揺強制力であり、 F_{z2} , F_{z3} はそれぞれ波の orbital velocity, orbital acceleration の上下方向成分に基づく力である。

ここで、船幅は波長に比べて非常に小さいとして、(11), (12), (14)式の $y_b = 0$ とおいて近似的に取扱う。即ち任意の位置 x_b の船体断面を考える時、船体表面に生ずる波の圧力は y_b 方向に変化するのであるが、平均的には $y_b = 0$ における値が一様に分布していると仮定して計算するのである。さらに深さ方向には O. S. M. と同様に船体断面の平均吃水 $T = S_w / 2y_0$ における ζ_w , $\dot{\zeta}_w$, $\ddot{\zeta}_w$ を用いて計算する。但し S_w は immersed sectional area で、 y_0 は水線面の半幅である。

このように近似した ζ_w , $\dot{\zeta}_w$, $\ddot{\zeta}_w$ を再記すれば

$$\left. \begin{aligned} \zeta_w &= -\zeta_a e^{-k_0 T} \cos \frac{n\pi}{2} \cos (k_n x_b + \omega_e t) \\ \dot{\zeta}_w &= \zeta_a \omega e^{-k_0 T} \cos \frac{n\pi}{2} \sin (k_n x_b + \omega_e t) \\ \ddot{\zeta}_w &= \zeta_a \omega^2 e^{-k_0 T} \cos \frac{n\pi}{2} \cos (k_n x_b + \omega_e t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

(15)式の右辺を

$$\left. \begin{aligned} R_e [\zeta_a \bar{F}_0 e^{i\omega_e t}] &= \zeta_a [F_1 \cos \omega_e t - F_2 \sin \omega_e t] \\ R_e [\zeta_a \bar{M}_0 e^{i\omega_e t}] &= \zeta_a [M_1 \cos \omega_e t - M_2 \sin \omega_e t] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

さらに

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= F_{11} + F_{12} + F_{13} + F_{14} + F_{15} \\ F_2 &= F_{21} + F_{22} + F_{23} + F_{24} + F_{25} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

とおけば、 F_{11} , F_{12} etc. は次の式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} F_{11} &= -\rho g \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} 2y_0 e^{-k_0 T} \cos k_n x_b \cdot dx_b \\ F_{12} &= \omega_2 \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \cos k_n x_b \cdot dx_b \\ F_{13} &= \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} N' e^{-k_0 T} \sin k_n x_b \cdot dx_b \\ F_{14} &= k_n V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \cos k_n x_b \cdot dx_b \\ F_{15} &= -k_0 V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \cdot \frac{dT}{dx_b} \sin k_n x_b \cdot dx_b \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 F_{21} &= -\rho g \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} 2y_0 e^{-k_0 T} \sin k_n x_b \, dx_b \\
 F_{22} &= \omega^2 \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \sin k_n x_b \, dx_b \\
 F_{23} &= -\omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} N' e^{-k_0 T} \cos k_n x_b \, dx_b \\
 F_{24} &= k_n V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \sin k_n x_b \, dx_b \\
 F_{25} &= k_0 V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \frac{dT}{dx_b} \cos k_n x_b \, dx_b
 \end{aligned}
 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \end{array} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

次に

$$\begin{aligned}
 M_1 &= M_{11} + M_{12} + M_{13} + M_{14} + M_{15} + M_{16} \\
 M_2 &= M_{21} + M_{22} + M_{23} + M_{24} + M_{25} + M_{26}
 \end{aligned}
 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

とおけば

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= \rho g \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} 2y_0 e^{-k_0 T} \cdot x_b \cdot \cos k_n x_b \cdot dx_b \\
 M_{12} &= -\omega^2 \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} x_b \cos k_n x_b \, dx_b \\
 M_{13} &= -\omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} N' e^{-k_0 T} x_b \sin k_n x_b \, dx_b \\
 M_{14} &= -k_n V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} x_b \cos k_n x_b \, dx_b \\
 M_{15} &= -V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \sin k_n x_b \, dx_b \\
 M_{16} &= k_0 V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \frac{dT}{dx_b} x_b \sin k_n x_b \, dx_b \\
 M_{21} &= \rho g \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} 2y_0 e^{-k_0 T} x_b \sin k_n x_b \, dx_b \\
 M_{22} &= -\omega^2 \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} x_b \sin k_n x_b \, dx_b \\
 M_{23} &= \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} N' e^{-k_0 T} x_b \cos k_n x_b \, dx_b \\
 M_{24} &= -k_n V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} x_b \sin k_n x_b \, dx_b
 \end{aligned}
 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{array} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

$$\left. \begin{aligned} M_{25} &= V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} x_b \cos k_n x_b dx_b \\ M_{26} &= -k_0 V \omega \cos \frac{n\pi}{2} \int_{-l_1}^{l_2} m' e^{-k_0 T} \frac{dT}{dx_b} x_b \cos k_n x_b dx_b \end{aligned} \right\}$$

②①, ②②式中の m' および N' は, 船体の単位長さ断面が上下揺する時の2次元付加質量おけび造波減衰係数である. 本稿においては, 田才⁹⁾に従って m' および N' を求め, ②①, ②②式から波浪強制力を計算した. 但し O.S.M. にならって F_{15} , F_{25} , M_{15} および M_{25} を無視した.

4. 理論計算と水槽実験との比較

実験と計算との比較は, 2節波 ($n=2$) の中を, Table 1 に示す満載状態の模型船が向い波状態で自航する場合について行なった.

造波周期 T_w は0.9秒から0.1秒おきに2.0秒まで, また船速は Froude 数 $F_N = V/\sqrt{gL} = 0.10$, 0.13, 0.16および0.20の4通り変えて実験した.

上下揺変位および縦揺角は6自由度船体運動計測装置⁷⁾により, また節波の波高計測は超音波波高計によりてそれぞれ計測された. なお, 模型船に小さいながら艀揺, 左右揺および横揺を生ずるため, 手動の操従装置*を操作して模型船を直進せしめた.

一方数値計算も4状態の速度に対して, λ_0/L は0.5から2.0まで行なった.

計算および実験結果を Fig. 3~Fig. 16 に示す.

Fig. 3, Fig. 4 は2節波および零節波 (Long Crested Wave) における上下揺の強制外力の無次元値の比較を示す. 図中で $C_0 = \rho g \int_{-l_1}^{l_2} 2y_0 dx_b$, $\bar{F} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2}$ である.

Fig. 5, Fig. 6 は2節波, 零節波における縦揺強制モーメントの無次元値の比較である. 図中で $C_1 = \rho g \int_{-l_1}^{l_2} 2y_0 x_b^2 dx_b$ である.

Fig. 5, Fig. 6 で, λ_0 が大きくなるにつれて, $\bar{M}/C_1 k_0$ は極大値を生じて再び減少している. 2節波の場合は(4)式から $\theta_2 = \sin^{-1} \lambda_0/B$. 従って λ_0 の増大とともに θ_2 は大きくなり船は Bean Sea Condition に近づくため縦揺モーメントは減少することを図は示している. $\theta_2 = \pi/2$ 即ち $\lambda_0 = B$ の場合は横波(この場合, 波は水槽の長さ方向には進行しないで, 水槽の幅方向に変動する静振となる)状態であるから $\bar{M}$ は非常に小さくなる.

次に船体運動に関しては,

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0 \cos (\omega_0 t + \varepsilon_z) \\ \theta &= \theta_0 \cos (\omega_0 t + \varepsilon_\theta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

において(19)式を解くことにより, z_0 , θ_0 , ε_z , ε_θ を求めることが出来る.

Fig. 7 は, 上下揺振幅の無次元値 z_0/ζ_a の応答曲線である. 同様に Fig. 8 は縦揺振幅 θ_0 を2節波の波傾斜角 $k_2 \zeta_a = 2\pi \zeta_a/\lambda_2 = k_0 \zeta_a \cos \theta_2$ で割って無次元化したものである.

* これは北統夫技官の設計に成るものである.

Fig. 9~Fig. 12 は, 2 節波中の上下揺の応答曲線の計算と実験値との比較を示す. また Fig. 13~Fig. 16 は縦揺に対するものである. なお Fig. 9~Fig. 16 に点線で示したものが Long Crested Wave に対する応答曲線の計算値²⁾である.

さて実験と計算値の比較であるが, 上下揺に関しては, $F_N \leq 0.16$ では両者良く一致しているといえることができる. $F_N = 0.20$ では, 応答曲線の peak 即ち $\lambda_0/L = 1.2$ の近傍で実験値の方が低い. これは Long Crested Wave 中での実験と計算の比較に見られる現象³⁾と同じである. 即ち Long Crested Wave 中での strip method の欠点⁴⁾が, Short Crested Wave でも生じたことを意味する.

次に縦揺については, 4 速度とも $\lambda_0/L \leq 1.2$ までは計算と実験は良く一致している. $\lambda_0/L \geq 1.3$ では, 低速ではさほどでもないが, 高速になる程計算と実験の不一致が大きくなる. Long Crested Wave に対する研究²⁾でも, $\lambda_0/L > 1.3$ では実験が計算値より少し大きい傾向を示した. この傾向が Short Crested Wave で強調されたことになる. このことは, さきにものべたように λ_0/L の増大とともに θ_2 が大きくなるため Beam Sea 状態に近ずき, 波浪強制力に対する理論計算の近似度が低下するためであろうと推論される. この点に関しては, 斜波中の上下揺, 縦揺の理論の改善に関連して今後研究されねばならない問題であろう.

5. 結 論

以上, 2 節波中を向い波状態で自航する肥大型模型船の上下揺, 縦揺の運動振幅について, O. S. M. による理論計算と水槽実験との比較を行なったが, 得られた主要な結論は次の通りである.

- 1) 運動振幅の計算と実験の一致に関しては, 上下揺, 縦揺ともに, Long Crested Wave 中と同程度であるといえることができる.
- 2) Short Crested Wave 中の縦揺については, λ_0/L の大きい領域, 即ち Beam Sea に近い状態で, Long Crested Wave 中の場合よりも, 計算の精度が悪化する.

今後更に 4 節の場合について研究する予定であり理論の改善に努めたいと考えている. なお, 波の node 上を航走すると左右揺, 横揺および艀揺を生ずる. この Lateral Motion の研究は次の機会に発表する予定である.

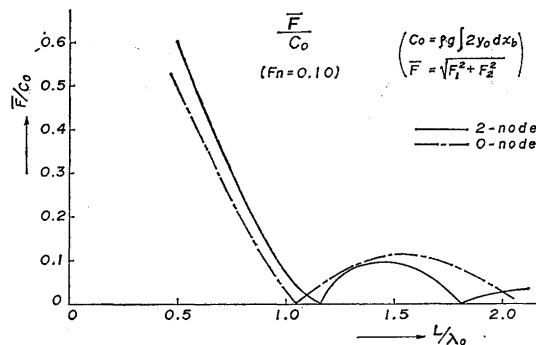
終りに, 本研究実施に当り, 水槽実験および解析を担当した荒川広行助手, 北統夫, 田代昭正, 稲田勝技官, 渡辺公彦君の努力に感謝すると共に, 数値計算, 図面作成に協力した栗原真人助手および岡崎陽子嬢に謝意を表する次第である.

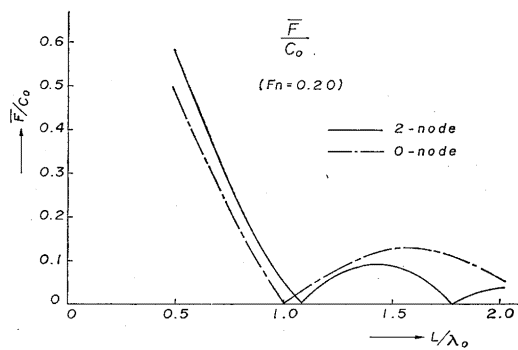
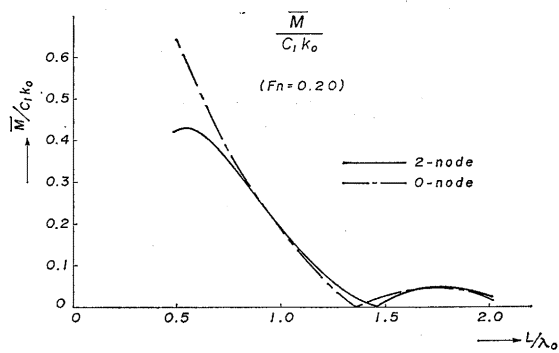
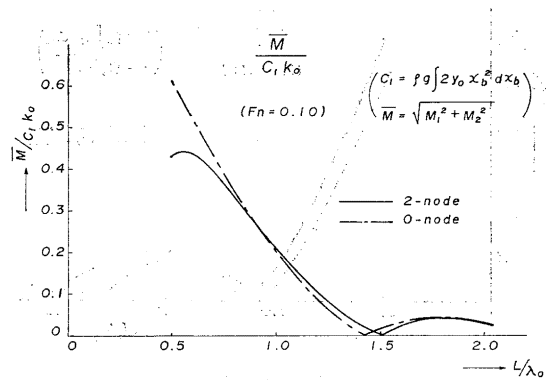
なお本研究の一部は, 文部省科学研究費によったことを付記する.

参 考 文 献

- 1) F. Tasai: "Improvements in the Theory of Ship Motions in Longitudinal Waves", Appendix of the Seakeeping Committee Report of the 12th ITTC, Rome, 1969.
- 2) 田才福造, 栗原真人, 荒川広行, 川隅一道, 北統夫: "肥大船の耐航性能に関する研究", 西部造船会会報, 第37号, 昭和44年2月
- 3) Y. Yamanouchi and S. Ando: "Experiments on Series 60, $C_b=0.70$ Ship Model in Oblique Regular Waves", Proceedings of 11th ITTC, TOKYO, 1966.
- 4) 栗谷陽一: "長水槽における高節波の生成について", 九州大学応用力学研究所所報, 第17号, 昭和36年
- 5) 栗原道徳, 田才福造, 栖原寿郎: "九州大学応用力学研究所の海洋災害研究用大水槽について" 西部造船会会報, 第32号, 昭和41年7月
- 6) 田才福造: "船の上下動揺ならびに縦動揺における減衰力および附加質量について," 造船協会論文集, 第105号, 昭和34年7月
- 7) F. Tasai, M. Kaname and H. Arakama: "Equipment for Measuring Six Motions of a Ship Model", Report of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Vol. XIII, No. 45, 1965.
- 8) 田才福造: "縦波中の船の Pitching, Heaving に関する模型実験", 九州大学応用力学研究所所報 第26号, 昭和42年

(昭和44年12月5日 受理)

Fig. 3 上下揺強制力 ($F_N=0.10$)

Fig. 4 上下揺強制力 ($F_N=0.20$)Fig. 5 縦揺強制力 ($F_N=0.10$)Fig. 6 縦揺強制力 ($F_N=0.20$)

Two node wave

Non-dimensional amplitude of heave (Calculation)

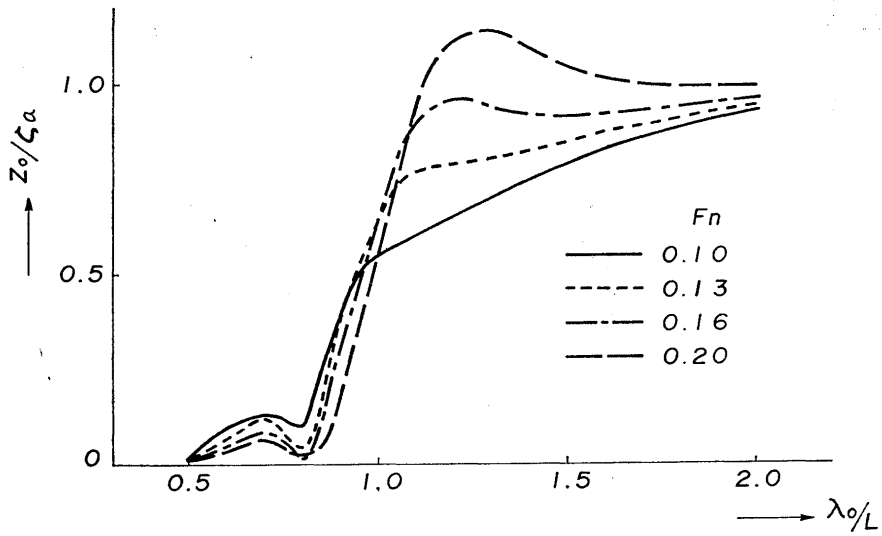


Fig. 7 2節波中の上下揺振幅の計算値

Two node wave

Non-dimensional amplitude of pitch (Calculation)

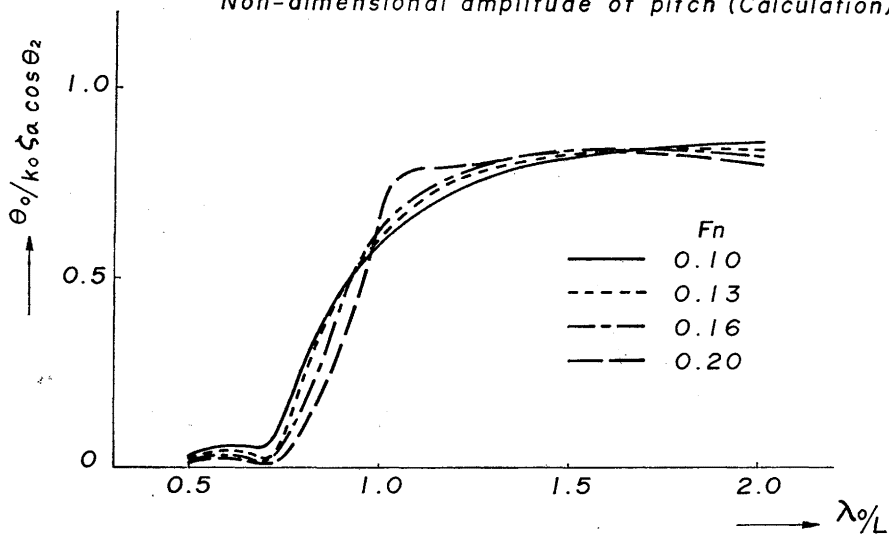
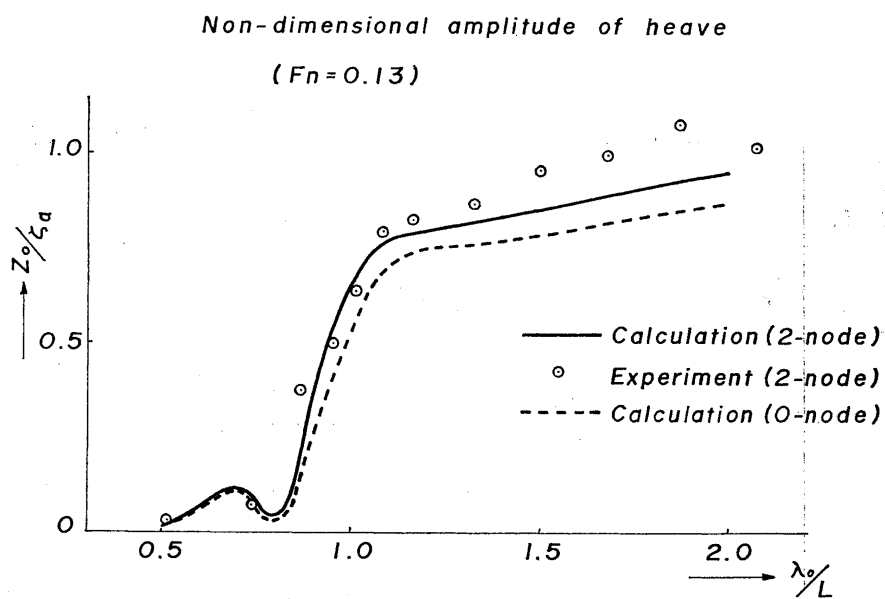
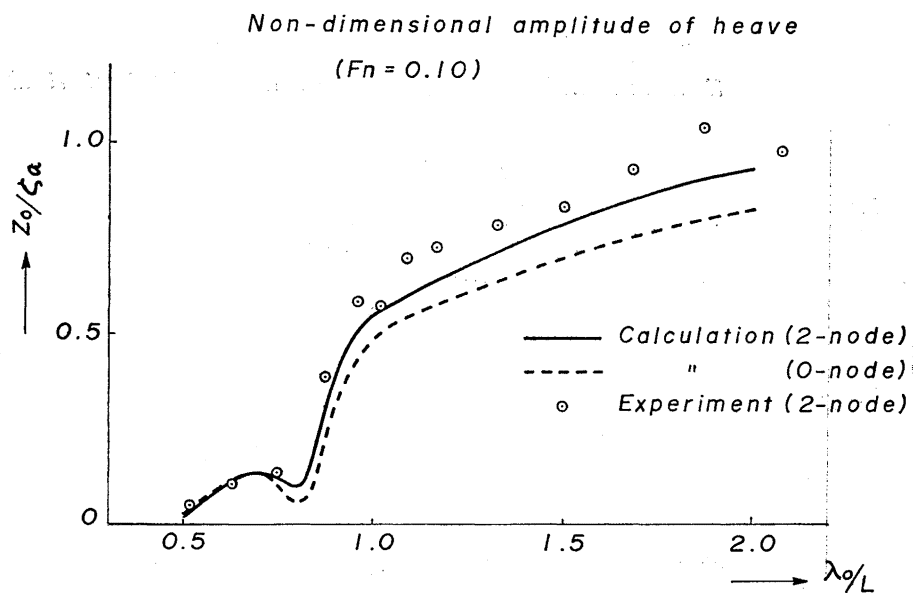
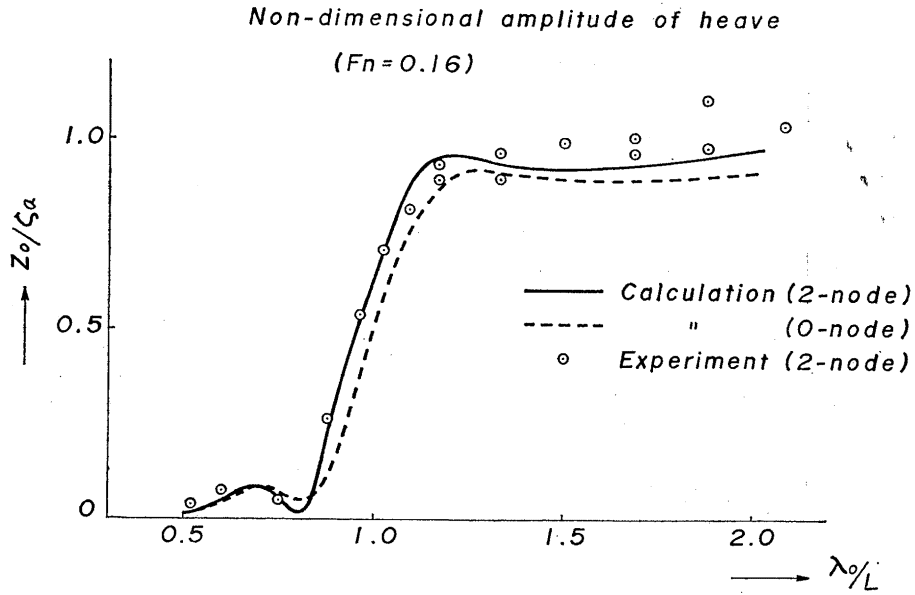
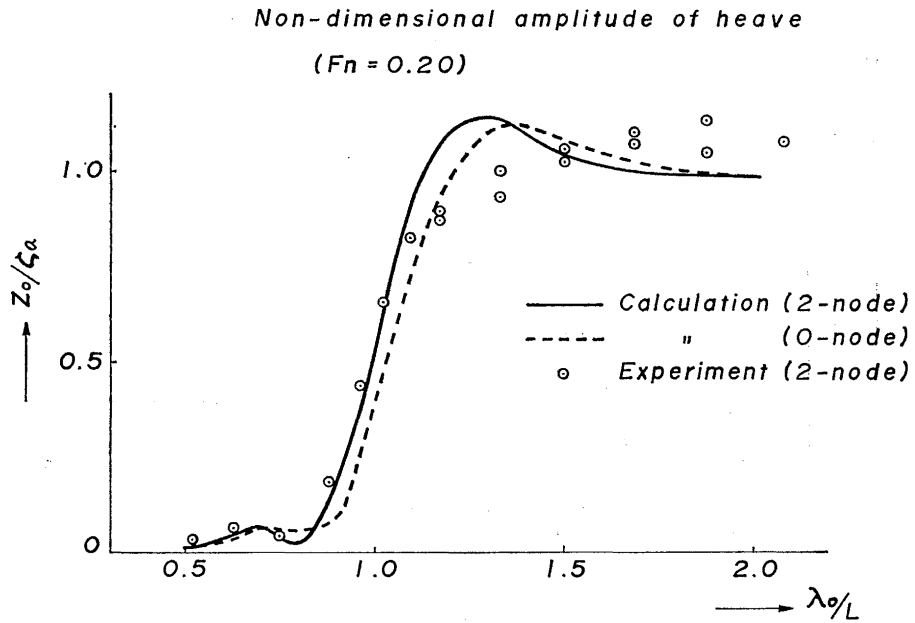
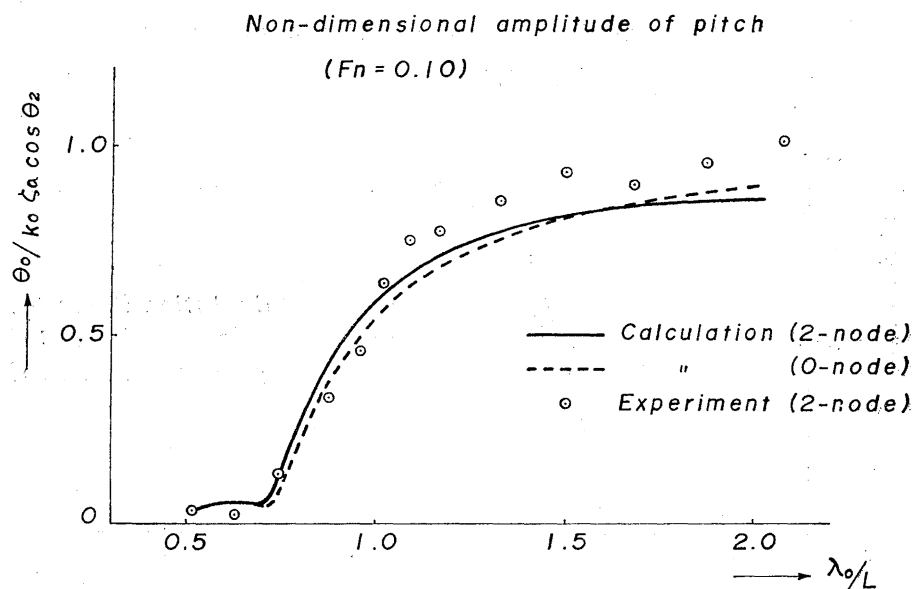
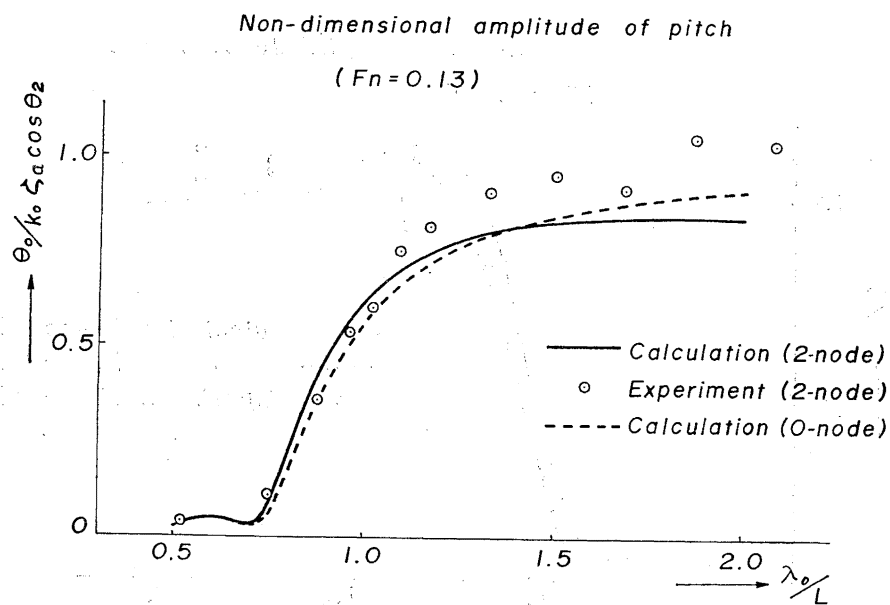


Fig. 8 2節波中の縦揺振幅の計算値



Fig. 11 上下揺振幅の計算と実験との比較 ($F_N=0.16$)Fig. 12 上下揺振幅の計算と実験との比較 ($F_N=0.20$)

Fig. 13 縦揺振幅の計算と実験との比較 ($F_N=0.10$)Fig. 14 縦揺振幅の計算と実験との比較 ($F_N=0.13$)

Non-dimensional amplitude of pitch
($F_n = 0.16$)

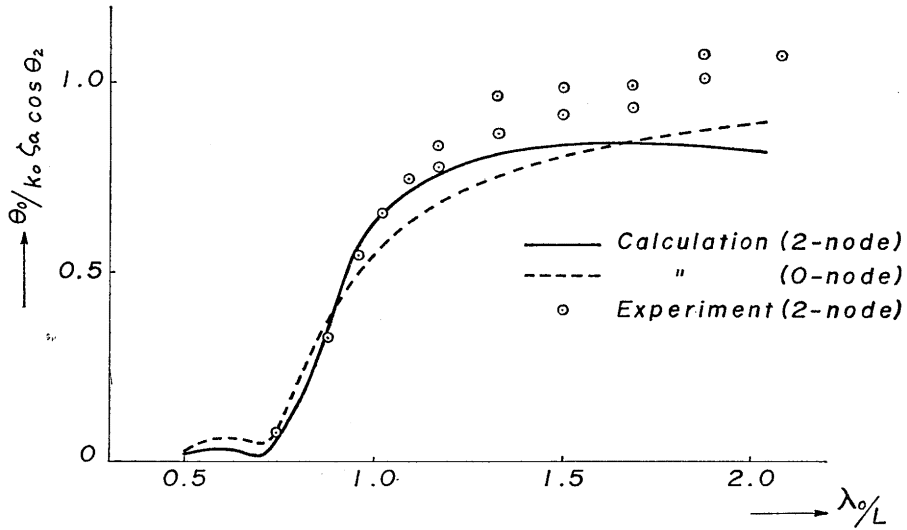


Fig. 15 縦揺振幅の計算と実験との比較 ($F_N=0.16$)

Non-dimensional amplitude of pitch
($F_n = 0.20$)

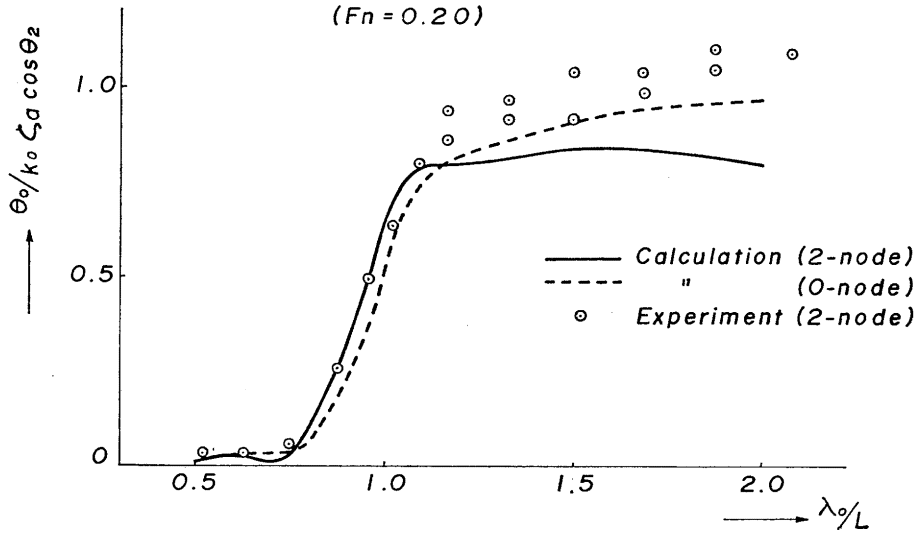


Fig. 16 縦揺振幅の計算と実験との比較 ($F_N=0.20$)