

(昭和52年11月 日本造船学会秋季講演会において講演)

# 一定速度で前進し動揺する船の波形解析

正員 大 楠 丹\*

Analysis of Waves Generated by a Ship Oscillating and Running on a Calm  
Water with Forward Velocity

by Makoto Ohkusu, Member

## Summary

Wave analysis is proposed for deriving amplitude function of elementary waves composing nonstationary wave pattern generated by a ship which is forced to oscillate and is running on a calm water with forward velocity. The purpose of this wave analysis is especially to verify the validity of theory of resistance increase in waves in predicting the structure of nonstationary wave pattern due to an oscillating ship.

Wave analysis method proposed here is similar to that which is used in research on stationary wave making resistance theory and is called Newman-Sharma method. Wave patterns generated by an oscillating ship, however, vary with time in contrast with those in stationary wave making and accordingly a process is devised for eliminating time factor and for deriving wave amplitude and phase distribution in space available for analysis. With this process we can easily extract space distribution information of amplitude and phase of nonstationary waves from wave height data which are obtained with repeating measurements a few times at only a point in model basin.

From the results of wave analysis of measured wave pattern compared with theory we can conclude that slender body theory can predict wave amplitude function distribution fairly good. And a little interaction effects between stationary and nonstationary waves are observed.

## 1 序 論

船型とそれが作る波紋との関係を実験的にとらえて研究するという考え方は、乾<sup>1)</sup>によってはじめて船の定常造波抵抗の研究に導入された。この方法の導入によって造波抵抗理論の欠点が明らかにされ、その進展が促されたばかりでなく、船型改良の技術が大幅に進歩したことは良く知られていることである。波紋は船型を原因とする目に見える1つの物理現象であり、造波理論の検証に最適なものと考えられる。したがって船型と波紋の関係に着目する視点は、船の定常造波抵抗以外の研究にも有効であることを期待しても良いであろう。

理論と実際の比較という観点から船体運動理論を眺めると、ストリップ法はその合理性はともかくとして船体運動の推定精度は高く工学的には十分と考えられるが、波浪中の抵抗増加は運動そのものよりは高次の量であり、Radiation Wave, Diffraction Wave 等多くの要素が複雑にからみあっているために、もっと直接的な理論の検証が必要であると思われる。

このような観点に立って、本論文においては船の波浪中の抵抗増加の計算法の精密化を目標において、波浪中を航走する船が作る波を Radiation Wave (波がない水面を船が動揺しながら航走する時に生じる波) と Diffraction Wave (波浪中を船が動揺せずに走る時生じる反射波) に分けて波形解析を行なうことを提案する。船の作る波形は波浪中の抵抗増加に強く関りを持ち、その計測結果から直接的に抵抗増加を求めることも原理的には可能であるはずであり、その意味でも波形解析は定常造波抵抗理論の場合と同様に重要であると考えられる。

波浪中を動揺しながら一定速度で進行する船の作る波については花岡<sup>2)</sup>をはじめ多くの研究者によって理論的研究がなされており、その性質も比較的良く知られている。Fig.1 のように一定速度  $V$  で  $x$  方向に進行する船に固定した座標系から見て、 $x$  軸と  $\theta$  の角度の方向に進む Radiation or Diffraction Wave は、船より遠方で波数  $k$ 、振動数  $\omega$  をもつものとする。 $\omega$  は船の動揺の振動数あるいは波との出会い振動数である。Eggers<sup>3)</sup> によれば、 $\theta$  と波数  $k$  の関係は次のようにあたえられる。この波は静止座標から見て

\* 九州大学応用力学研究所

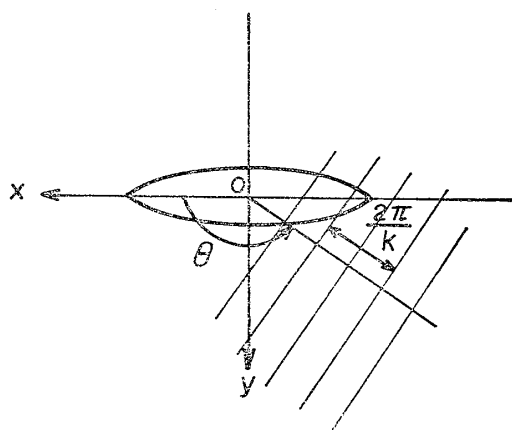


Fig.1 Coordinate System

$$c = \frac{\omega}{k} + V \cdot \cos \theta \quad (1)$$

の進行速度をもち、分散関係、

$$\left( \frac{\omega}{k} + V \cdot \cos \theta \right)^2 = \frac{g}{k} \quad (2)$$

を満足しなければならない。したがって波数は一般に2つあって

$$k_{1,2}(\theta) = K_0 \frac{1 - 2\Omega \cos \theta \pm \sqrt{1 - 4\Omega \cos \theta}}{2 \cos^2 \theta} \quad (3)$$

であたえられる。ただし  $K_0 = g/V^2$ ,  $\Omega = V\omega/g$  である。

この結果を利用すれば、船体より遠方の波形  $\zeta e^{i\omega t}$  は素成波の振幅関数  $f(\theta)$  という考え方を導入することによって次式で表わされるであろう。

$$\zeta e^{i\omega t} = e^{i\omega t} \sum_{i=1}^2 \int_{-\pi}^{\pi} f(\theta) \exp[-ik_i(\theta)(x \cos \theta + y \sin \theta)] d\theta \quad (4)$$

ただし  $4\Omega > 1$  の時は、(3) が実根をあたえない  $\theta$  の範囲  $|\theta| < \cos^{-1}(1/4\Omega)$  を積分範囲から除く必要がある。すなわちこの範囲の方向への素成波は存在しない。(4) の波形は時間項  $e^{i\omega t}$  を除けば定常造波抵抗理論のそれとほとんど同一であり、相違する点は各方向  $\theta$  に対して波数  $k_1, k_2$  に対応する2つの素成波があることである。したがって波形の解析は定常造波抵抗理論とほぼ同様な方法で行なうことができることが判る。

一方波形の計測に関しては、定常造波のそれと非定常造波のそれでは、事情は非常に異なる。定常造波における波形の情報は、ある任意の瞬間における波高の空間的分布を知れば十分であり、いわば一枚のステール写真で表現できる。しかしながら動揺しながら走る船の波紋や波浪中を走る船がつくる波紋は、時間的に変動し、ある瞬間の波高の空間分布を知るだけでは不十分である。その意味で非定常造波の場合の波紋は時間の次元の入った情報であり、定常造波の場合のそれがステール写真的

$$\int_{-\infty}^{\infty} \zeta e^{i\lambda x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} dx \left[ \int_{-\pi/2}^{\theta-\pi/2} - \int_{\pi/2}^{\theta+\pi/2} \right] \left( 1 + \frac{k_1 L}{KL} \Omega \right) \cdot H_1(k_1, \theta) k_1$$

であるのに対しムービー写真的な計測を必要とし、それだけ計測が困難である。このような波紋を、時間と労力の観点から見て実用に耐える方法で計測するためには、何らかの工夫が必要であろう。本論文では、いわば何枚かのステール写真によって時間変動を再現し、情報をとらえる方法が提案されている。

本論文では、Radiation Wave があまり肥えていない船型の波浪中抵抗増加に対して最も大きい寄与をすること、ならびに Diffraction Wave に比べて計測精度が求めやすいことなどの理由で、船を強制上下揺あるいは縦揺させつつ一定速度で曳行し、その時生じる波紋を計測、解析し理論と比較することにする。

## 2 波形の解析理論

Fig.1 のような座標系で、振動数  $\omega$  で動揺しながら静水中を一定速度  $V$  で  $x$  の正方向に進む船の作る波あるいは出会い振動数  $\omega$  で規則波中を航走する船の作る波  $\zeta e^{i\omega t}$  は、船とともに  $V$  で進む座標系での遠方の点  $(x, y)$  で次式のようにあたえられる<sup>4)</sup>。

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{2\omega}{g} \left[ \int_{-\pi/2}^{\theta-\pi/2} - \int_{\pi/2}^{\theta+\pi/2} \right] \left( 1 + \frac{k_1 L}{KL} \Omega \right) \\ & \times H_1(k_1, \theta) k_1 \frac{\exp[-ik_1 R \cos(\theta-\Theta)]}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} d\theta \\ & + \frac{2\omega}{g} \int_{\theta-\pi/2}^{\theta+\pi/2} \left( 1 + \frac{k_2 L}{KL} \Omega \right) \cdot H_2(k_2, \theta) \\ & \times k_2 \frac{\exp[-ik_2 R \cos(\theta-\Theta)]}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} d\theta + O(R^{-1}) \quad (5) \end{aligned}$$

ただし

$H_i(k_i, \theta)$ : Kochin 関数で素成波の振幅に対応する。

$$k_i = K_0 \cdot \sec^2 \theta (1 - 2\Omega \cos \theta \pm \sqrt{1 - 4\Omega \cos \theta}) / 2$$

$$K_0 = g/V^2, \quad K = \omega^2/g, \quad \Omega = \sqrt{K/K_0} = V\omega/g$$

$$R = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \Theta = \tan^{-1}(y/x), \quad L: \text{船の長さ}$$

また積分は  $-\alpha_0 < \theta < \alpha_0$  の範囲を除くものとする。ただし  $\alpha_0 = \cos^{-1}(1/4\Omega)$  ( $1/4\Omega > 1$  の場合は  $\alpha_0 = 0$  とする)。

(5) 式で  $H_i(k_i, \theta)$  が各  $\theta$  方向に進む素成波の振幅関数に対応するもので船型および速度  $V$ , 周波数  $\omega$  によって決定される。波形解析の目的は、これを実測波形から求めることである。なお1で述べたように各  $\theta$  方向に対して波数  $k_1$  と  $k_2$  に対応する2つの素成波が存在することに注意する。

(5) 式の  $\zeta$  を定常造波抵抗理論でいうところの Longi-Cut 方式で解析する。すなわち  $y$  を一定とし、 $\zeta$  を  $x$  方向にフーリエ解析する。以下、右辺の式の頭にある  $2\omega/g$  を除いて式を書く。

$$\begin{aligned}
& \times \frac{\exp[-ik_1x \cos \theta - ik_1y \sin \theta]}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} + \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} dx \int_{\theta-\pi/2}^{\theta+\pi/2} \left(1 + \frac{k_2L}{KL} \Omega\right) H_2(k_2, \theta) \cdot \\
& \times \frac{\exp[-ik_2x \cos \theta - ik_2y \sin \theta]}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} d\theta \\
= & \lim_{M \rightarrow \infty} \left[ \int_{-\pi/2}^{-\alpha_0} + \int_{\alpha_0}^{\pi/2} - \int_{\pi/2}^{3/2\pi} \right] d\theta \frac{(1+k_1L/KL \cdot \Omega) H_1(k_1, \theta)}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} k_1 \cdot \exp(-ik_1y \sin \theta) \\
& \times \left\{ \frac{1}{i(\lambda - \tilde{k}_1 \cos \theta)} (\exp[-i(\lambda - \tilde{k}_1 \cos \theta)y \tan \theta] - \exp[-i(\lambda - \tilde{k}_1 \cos \theta)M]) \right\} \\
& + \lim_{M \rightarrow \infty} \left[ \int_{-\pi/2}^{-\alpha_0} + \int_{\alpha_0}^{\pi/2} \right] d\theta \frac{(1+k_2L/KL \cdot \Omega) \cdot H_2(k_2, \theta) k_2}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} \exp(-ik_2y \sin \theta) \\
& \times \left\{ \frac{1}{i(\lambda - \tilde{k}_2 \cos \theta)} (\exp[i(\lambda - \tilde{k}_2 \cos \theta)M] - \exp[-i(\lambda - \tilde{k}_2 \cos \theta)y \tan \theta]) \right\} \\
& + \lim_{M \rightarrow \infty} \int_{\pi/2}^{3/2\pi} d\theta \frac{(1+k_2L/KL \cdot \Omega) H_2(k_2, \theta) k_2}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} \exp(-ik_2y \sin \theta) \\
& \times \left\{ \frac{1}{i(\lambda - \tilde{k}_2 \cos \theta)} (\exp[-i(\lambda - \tilde{k}_2 \cos \theta)y \tan \theta] - \exp[-i(\lambda - \tilde{k}_2 \cos \theta)M]) \right\} \quad (6)
\end{aligned}$$

(6) 式で,

$$\lim_{u \rightarrow \infty} PV \int_0^{\infty} g(x) \frac{e^{iuf(x)}}{f(x)} dx = \pi i \sum_{i=0}^n \frac{g(x_i)}{|f'(x_i)|} \quad (7)$$

(ただし  $x_i$  は重根でない  $f(x_i)=0$  の根である)

を用い, さらに留数部分を取り出せば, 次のような波形解析の式が得られる。なお, 以下の式では  $H_i(k_i, \theta) = H_i(k_i, -\theta)$  としている (縦, 上下揺)。

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} \zeta e^{ik_1x \cos \theta} dx \\
= & 2\pi \cdot \frac{(1+k_1L/KL \cdot \Omega)}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} \cdot \frac{k_1 \cdot \exp[-ik_1y \sin \theta]}{|g_1(k_1 \cos \theta)| \sin \theta} \\
& \times H_1(k_1, \theta) + O(1/y) \quad (8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} \zeta e^{ik_2x \cos \theta} dx \\
= & 2\pi \cdot \frac{(1+k_2L/KL \cdot \Omega)}{\sqrt{1-4\Omega \cos \theta}} \cdot \frac{k_2 \cdot \exp[\mp ik_2y \sin \theta]}{|g_2(k_2 \cos \theta)| \sin \theta} \\
& \times H_2(k_2, \theta) + O(1/y) \quad (9)
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
g_i(\lambda) = & (\lambda + K_0\Omega)^2 / (K_0\lambda) \cdot \\
& \times \left( \lambda + K_0\Omega \pm K_0\Omega \left| \frac{\lambda + K_0\Omega}{\lambda - K_0\Omega} \right| \right) \quad (10)
\end{aligned}$$

である。(8) および (9) 式が,  $y$  = 一定の線上の  $\zeta$  のデータを用いる波形の解析の式であり,  $y$  が十分大きければ  $\zeta$  のフーリエ解析から容易に  $H_i(k_i, \theta)$  が求められることを示している。なお, (8) および (9) 式で  $\alpha_0 \leq \theta \leq \pi$  であることはいうまでもない。また (9) 式で複号は, 上が  $\alpha_0 < \theta < \pi/2$  の場合, 下が  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$  の場合である。

一般に  $\zeta$  のデータはある一定の  $x$  以後は計測不可能であり, (8), (9) のフーリエ積分を  $x \rightarrow -\infty$  まで行なうことはできない。3章で述べるように実験上の都合から  $\Omega > 1/4$  の場合についてのみ前進動揺する船の波形の計測が可能であり, この場合は, 船首より前の  $x$  における  $\zeta$  は 0 とみなし得る)。そこでなんらかの工夫が必要に

なるが, ここでは定常造波抵抗理論の場合の Newman<sup>5)</sup> の方法にならって, ある  $x$  の値以後の波形を, 花岡<sup>2)</sup> および Newman<sup>6)</sup> によって求められた漸近波形で近似し積分を行なうことにした。すなわち, 船より十分後方で,  $\zeta$  を次式で近似する。

$$\zeta \sim A_1 \frac{e^{i\tilde{k}_1x}}{\sqrt{|x|}} + A_2 \frac{e^{i\tilde{k}_2x}}{\sqrt{|x|}} \quad (11)$$

ただし,  $\tilde{k}_i = K_0(1+2\Omega \pm \sqrt{1+4\Omega})/2$  である。

$A_i$  を船より十分後方の  $\zeta$  のデータから決定し, それ以後の (8), (9) の  $\zeta$  としては (11) を用いて積分を実行する。定常造波抵抗理論における波形解析に関する多くの研究<sup>7)</sup> が示すように, いわゆる Longi-Cut 法の精度に関しては, 例えば波高計測位置  $y$  の影響など検討を要する問題もあるが, 本論文では計測波の解析によってその検討を行うこととし, 詳しい理論的検討は今後の課題とした。

### 3 実測波形の解析

#### 3.1 波形の計測法

模型船を強制上下揺および強制縦揺させ, 一定速度で静水中を曳航する。このとき生じる波を計測するのであるが, 序論でも述べたように, 一定速度で前進し動揺する船の作る波は時間的に変動するので解析に適した波形情報を得るには特別の実験方法が必要である。

一般に船の動揺  $\eta = l \cdot \cos \omega t$  によって生じる波形は次式で表わすことができる。

$$\begin{aligned}
\zeta(x, y, t) = & \zeta_0(x, y) + \zeta_c(x, y) \cos \omega t \\
& + \zeta_s(x, y) \sin \omega t + n(x, y, t) \quad (12)
\end{aligned}$$

ここで座標  $(x, y)$  は前進する船に固定した原点から測るものとし,  $\zeta_0$  は波形の定常部分で船が動揺せず一定速度で静水中を進行する際生じる波紋となるはずのものである。 $n(x, y, t)$  は高調波成分をふくむ解析の対象にならない雑音成分である。

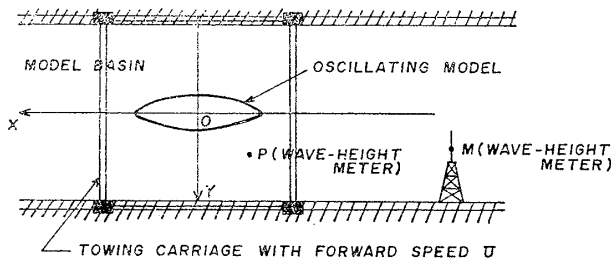


Fig. 2 Sketch of Model Basin

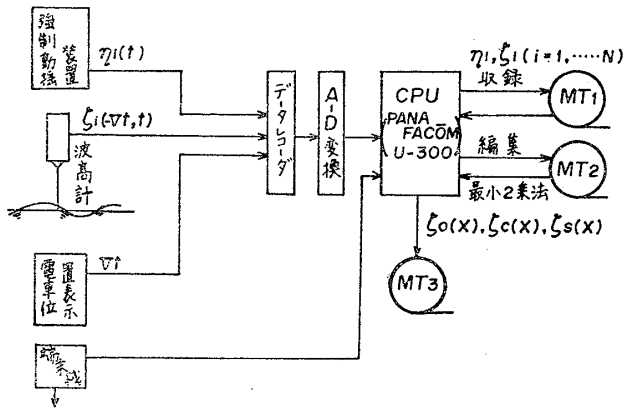


Fig. 3 Data Processing System

波形の計測には次のような方法が考えられる。Fig. 2において曳行電車に固定した点Pに波高計を置き、模型船を強制動揺させ、かつ曳行しながら波を計測する。いい換えれば、(12)式において $(x, y)$ を固定し、その点での波高の時間的変化を計測し、その平均値から $\zeta_0$ を、平均値のまわりの変動振幅と位相から $\zeta_c$ と $\zeta_s$ を求める方法である(以下Point計測法と呼ぶ)。Point計測法によれば(12)式の雑音 $n(x, y, t)$ をとり除いたデータを得ることは容易であり、したがって波高情報の信頼度は高い。その反面、1回の計測で空間の1点での情報しか得られないからこのデータのほしい場所の数だけ波高計を移動して実験を繰り返すか、あるいはその数だけ波高計を準備する必要がある、データをとる点の空間的密度には自ら限度がある。なお、この計測法では波高計は対水速度を有するので水面を攪乱しない非接触型あるいはサーボ式の水位計が必要である。

そこで定常造波の場合と同じく水槽に固定した波高計Mによる情報を利用し、数回実験を繰り返すだけで $\zeta_0$ 、 $\zeta_c$ および $\zeta_s$ の値の空間的分布を容易に計測する方法を開発した。以下、この方法をMultifold計測法と呼ぶことにする。

Fig. 2において模型船の中央部が点M

を通過する時点から時間を測ると、船の動揺は $\eta_i = l \cdot \cos(\omega t + \epsilon_i)$ であり、点Mにおかれた波高計で測定されるデータは $n(x, y, t)$ は小さいので除くことができると仮定すれば次式のように表わすことができる。 $y$ は点Mの $y$ 座標。

$$\zeta_i(-Vt, y, t) = \zeta_0(-Vt, y) + \zeta_c(-Vt, y) \times \cos(\omega t + \epsilon_i) + \zeta_s(-Vt, y) \sin(\omega t + \epsilon_i) \quad (13)$$

何回か実験を繰り返すと $\epsilon_i$ をいつも同一にすることは不可能であるので、このことをむしろ積極的に利用する。 $\epsilon_i (i=1, \dots, N)$ が適当にバラつくように $N$ 回(3回以上)実験を繰り返す、その時得られた $N$ 個の波形データ $\zeta_i(t) (i=1, \dots, N)$ を用いれば最小2乗法によって関数 $\zeta_0(x, y)$ 、 $\zeta_c(x, y)$ 、 $\zeta_s(x, y)$ を決定できる。すなわち数回の実験によって $y$ が一定の線上における任意の点 $x$ での波振幅と位相が得られる。

具体的にはFig. 3に示すような流れでデータは処理される。1回の航走毎に得られた波高データ $\zeta_i(t)$ および強制動揺の運動 $\eta_i(t)$ は水槽内に置かれたデータレコーダに収録され、次の航走までの間にオンラインでコンピュータに送りこまれ、磁気テープ(MT-1)に収録される。何回か実験を繰り返す、 $\epsilon_i$ が適当にバラついて最小2乗法を実行することがわかると、 $\Delta x = 1/150 L$  ( $L$ : 船の長さ)キザミの $x$ の点における $\zeta_0(x, y)$ 、 $\zeta_c(x, y)$ 、 $\zeta_s(x, y)$ が求められ磁気テープ(MT-3)に収録される。

Fig. 4およびFig. 5にはMultifold法で得られた $\zeta_c$ 、 $\zeta_s$ の例が各種の $y$ について示されている。Point法による結果が、白丸、三角等で示されており、2つの方法による計測結果の一致度はほぼ満足すべきものと考えら

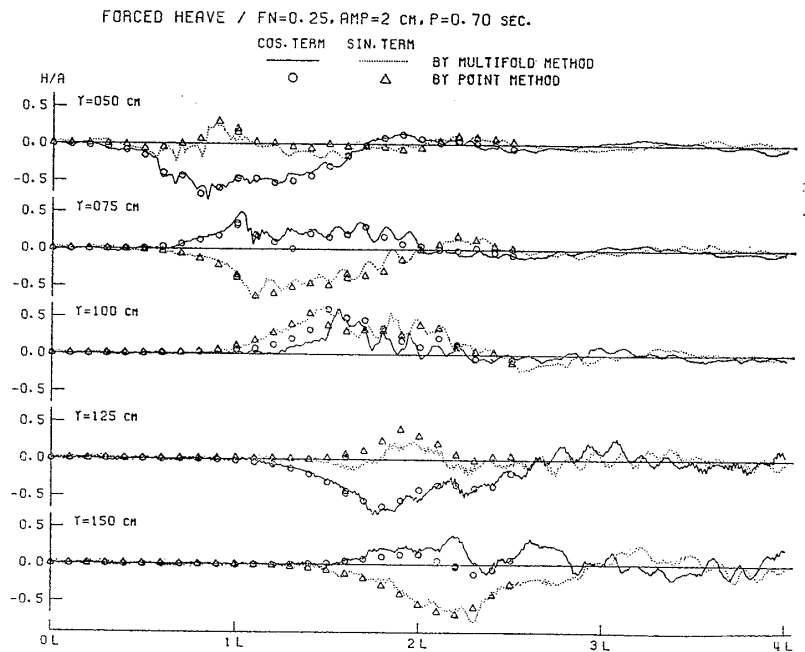


Fig. 4 Example of Measured Wave

れ、Multifold 法による波形の計測は有効であると判断される。

一定速度で走りながら動揺する船の作る波紋の計測は、 $\Omega = V\omega/g < 1/4$  の場合は不可能である。この場合は、船から発生した波が船より前方に伝わり水槽壁からの反射波がすべての場所の波高データを汚染するからである。 $\Omega$  が  $1/4$  より大きくても、 $1/4$  に近い場合は同様の理由で計測が困難である。また波紋のひろがりや速度、周波数によって異なるので、水槽壁の反射による  $x$  方向のデータの長さの限度は実験的に定めた。船首から 3 船長～4 船長のデータが有効であるもののみ解析を行

なった。

実験にあたってはスタート時の過渡現象による波動が船より前方の水面を汚染しないように船が走り出してから船の動揺をスタートさせた。この方法が良いことは、経験的に確かめられ、船が波高計のある点（スタートから約 30m）に達するとその影響はほとんど無視できることがわかった。

### 3.2 実測波形の解析

実験には  $L_{PP}=1.5\text{m}$ ,  $B=0.25\text{m}$ ,  $T=0.125\text{m}$ ,  $C_b=0.66$ ,  $C_m=0.94$  の前後対称船型を用い、強制上下揺と強制縦揺の実験を行なった。実験速度ならびに動揺周

期は、 $F_N=0.15$  (0.6 秒, 0.8 秒, 1.0 秒) および  $F_N=0.25$  (0.5 秒, 0.7 秒, 0.9 秒) である。実験は九州大学応用力学研究所大水槽 (80m×8m×3m) で行ない、波高計の位置は水槽の長さ方向のほぼ中心位置、 $y$  は 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.0m である。

波形の解析を行う前に、船を動揺させながら一定速度で曳行したときの定常波形  $\zeta_0(x, y)$  が、動揺せずに走った時の波形と一致しているかどうかを調べることは興味がある。その比較の一例が Fig. 6 に示されている。図中 Basic としてある線が船を動揺させずに曳行した時の波形であり、その他が 0.9 秒の周期、2 cm の振幅で上下揺させた場合の定常波形である。この結果によると船が動揺することによって、定常波形の位相が、 $y$  の大きい場所では船の前方へ少しずれることがわかる。

(8), (9) 式による解析結果に対する  $y$  の影響を見るために、 $F_N=0.25$ , 上下揺周期 0.7 秒, 振幅  $\delta=2\text{cm}$  の場合について解析の結果得られた無次元された  $H_2(k_2, \theta)$  の絶対値が、種々の  $y$  に対して Fig. 7 に示されている。少なくとも  $H_2(k_2, \theta)$  の絶対値に対してはほとんど  $y$  の効果は見られないことがわかる。しかし、ここでは示さなかったが  $H_2(k_2, \theta)$  の位相、ならびに波長が短かくしかも大きさが小さいために解析精度にも問題があると考えられる  $H_1(k_1, \theta)$  に関しては  $y$  の効果が著しく、理論的検討はもとより、直接波形を観察する等の研究が今後必要である。

Fig. 8～Fig. 10 には  $F_N=0.25$  の上下

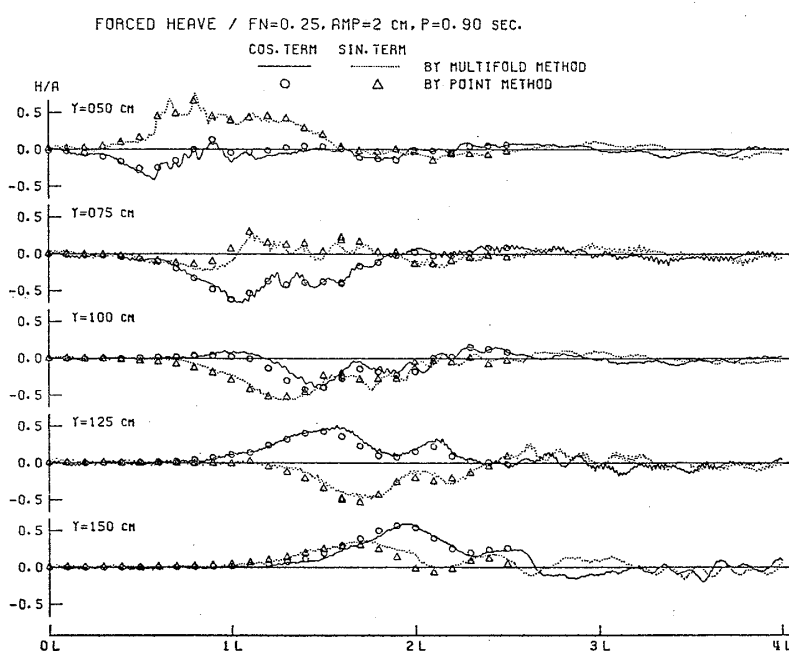


Fig.5 Example of Measured Wave

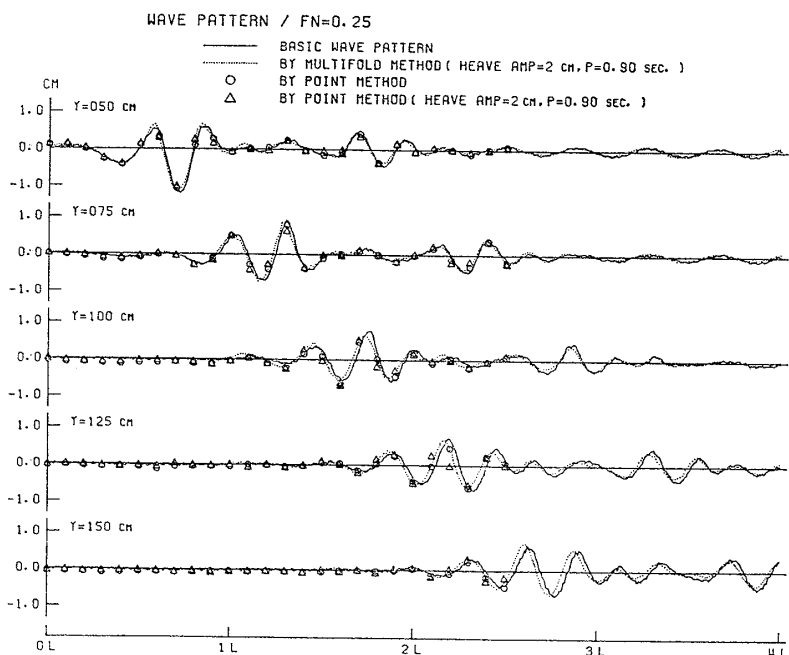


Fig.6 Example of Measured Wave

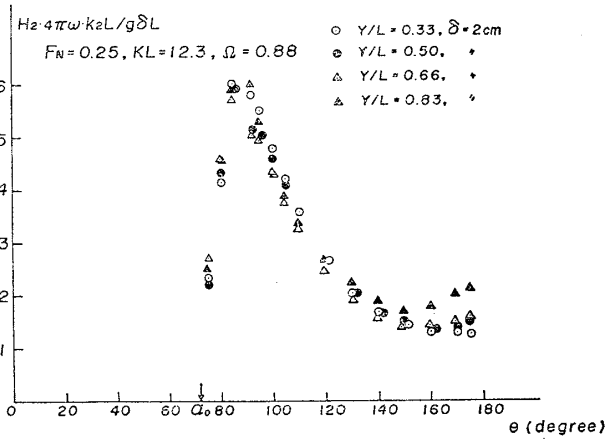


Fig. 7 Y-effect on Results of Wave Analysis (Heaving Motion)

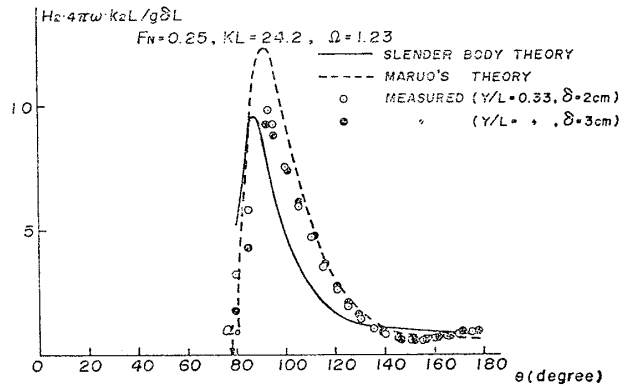


Fig. 10 Wave Amplitude Function  $H_2(k_2, \theta)$  (Heaving Motion)

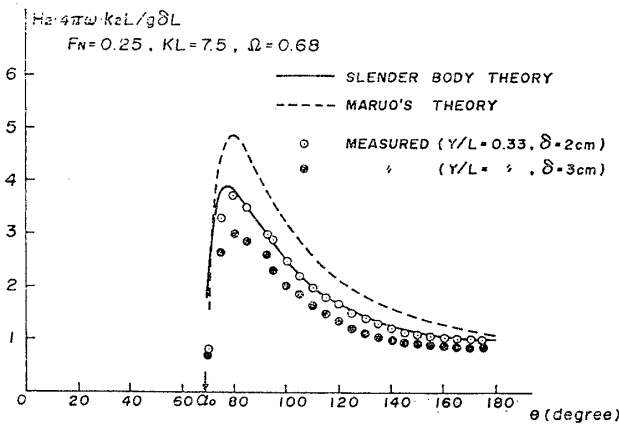


Fig. 8 Wave Amplitude Function  $H_2(k_2, \theta)$  (Heaving Motion)

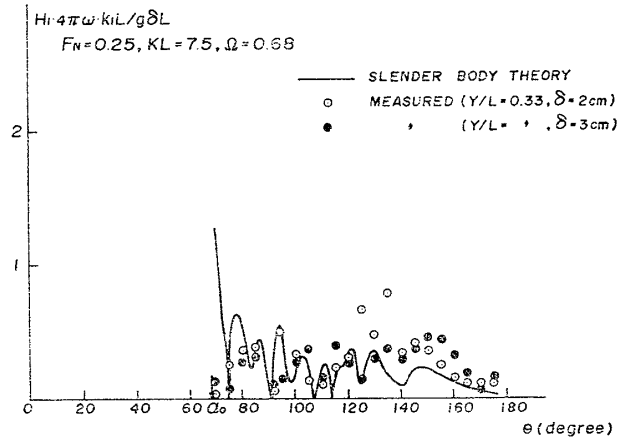


Fig. 11 Wave Amplitude Function  $H_1(k_1, \theta)$  (Heaving Motion)

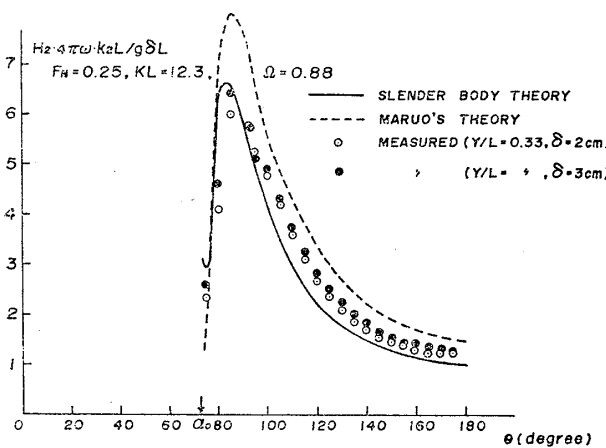


Fig. 9 Wave Amplitude Function  $H_2(k_2, \theta)$  (Heaving Motion)

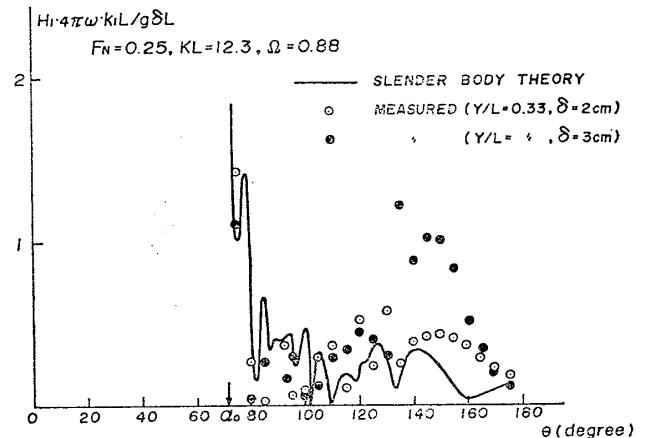


Fig. 12 Wave Amplitude Function  $H_1(k_1, \theta)$  (Heaving Motion)

揺の場合の  $H_2(k_2, \theta)$  の解析結果が丸印で示されている。なお、これらの図で  $KL = \omega^2/gL$  である。動揺の振幅  $\delta$  を 2cm, 3cm と変えても結果はほとんど変わっていない。一方、Fig. 11~Fig. 13 に示された同じ場合の  $H_1(k_1, \theta)$  の結果はバラついて精度が悪いことが予想される。これは、この波長成分の波高が  $H_2(k_2, \theta)$  のそれに

比し 1 桁程度大きさが小さいことおよび各  $\theta$  方向の素成波の波長が著しく短いことのために精度のよい解析が困難であることを示している。大きさが小さいため実用上は問題がないであろうが、今後の研究課題であろう。

Fig. 14 は  $F_N = 0.25$ , 周期 0.7 秒の縦揺の場合の  $H_2(k_2, \theta)$  の解析結果である。 $\delta$  は  $F.P$  における上下変位の振幅を示している。

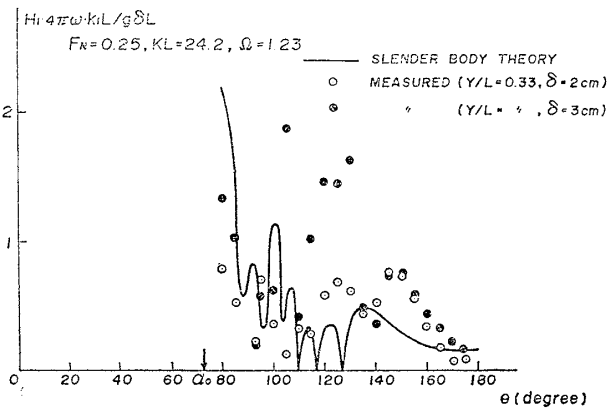


Fig. 13 Wave Amplitude Function  $H_1(k_1, \theta)$  (Heaving Motion)

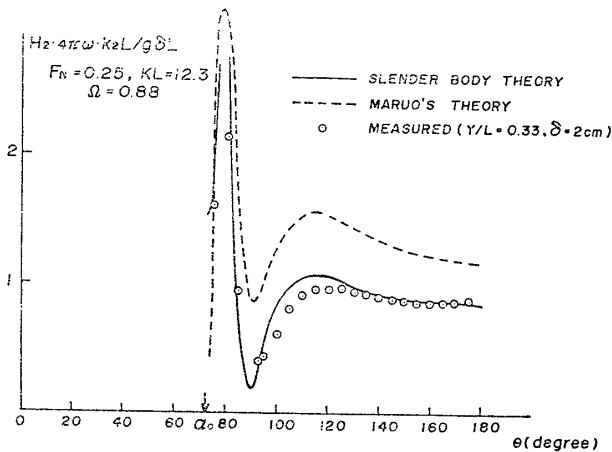


Fig. 14 Wave Amplitude Function  $H_2(k_2, \theta)$  (Pitching Motion)

4 理論と実験の比較

実測波形の解析によって得られた  $H_i(k_i, \theta)$  ( $i=1, 2$ ) と理論計算によって予測されたそれとを比較することによって、波形レベルでの理論の妥当性を検証することができる。これが本研究の目的の1つである。

動揺する船の作る波形、すなわち Far field における速度ポテンシャルを比較的簡単に計算することができ、実用的にも用いられている代表的な方法に次の2つがある。その1つは、細長体理論<sup>8)</sup>であり、他の1つは波浪中の抵抗増加の計算に用いられる丸尾の近似法<sup>4)</sup>である。

細長体理論によれば、一定速度で前進し周波数  $\omega$  で上下揺あるいは縦揺する船によって生ずる波の速度ポテンシャルは、いわゆる Far field では静止水面における船体縦中心線上に分布する pulsating source によって表わすことができ、その密度の  $\sigma(x)$  は次のようにあたえられる。

$$\sigma(x) = \frac{g}{4\pi\omega} \delta \bar{A}(x) e^{i\epsilon(x)} e^{i\omega t} \quad (14)$$

ただし  $x$  軸は船の長さ方向にとる。 $\bar{A}(x)$ ,  $\epsilon(x)$  は、船

の座標  $x$  における断面が単位振幅で上下揺し、流体運動がその断面をふくむ平面内だけで2次元的に生じるとした時の遠方に伝わる波の振幅と位相である。すなわち、 $x$  軸に直角、水平方向に  $y$  軸をとれば、 $y=+\infty$  に伝わる波は

$$\bar{A}(x) e^{i(\omega t - ky + \epsilon(x))} \quad (15)$$

である。 $\bar{A}(x)$ ,  $\epsilon(x)$  を求めるためには種々の方法<sup>9)</sup>があり、計算は比較的容易である。なお (14) 式で  $\delta$  は  $x$  における断面の上下揺振幅であり、船が上下揺する場合は  $x$  にかかわらず一定値をとり、縦揺の場合は  $x$  によって変化する。

(14), (15) を用いて  $H_i(k_i, \theta)$  を求めることができる。

$$\begin{aligned} H_i(k_i, \theta) &= \int_{-L/2}^{L/2} \sigma(x) e^{ik_i x \cos \theta} dx \\ &= \frac{g}{4\pi\omega} \int_{-L/2}^{L/2} \delta \bar{A}(x) e^{i\epsilon(x)} e^{ik_i x \cos \theta} dx \quad (16) \end{aligned}$$

丸尾の方法によれば、同じく動揺する船によって生じる遠方の波は、船底近くの船体縦中心線上に分布する pulsating source と pulsating doublet によって表現され、その密度  $\sigma(x)$ ,  $m(x)$  は次式で与えられる。

$$\sigma(x) = -\frac{\omega}{2\pi} b(x) i \delta e^{i\omega t} \quad (17)$$

$$m(x) = -\frac{V}{2\pi} b(x) \delta e^{i\omega t} \quad (18)$$

また  $x$  における分布の深さ  $rd$  は座標  $x$  における水線面下断面積/水線幅であたえられる。なお、ここで  $b(x)$  は座標  $x$  の断面の水線幅の半分である。したがってこの場合の  $H_i(k_i, \theta)$  は次式であたえられる。

$$\begin{aligned} H_i(k_i, \theta) &= -\frac{i}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} (\omega + k_i V \cos \theta) \delta \cdot b(x) \\ &\quad \times \exp(-k_i rd + ik_i x \cdot \cos \theta) dx \quad (19) \end{aligned}$$

具体的な (16) 式および (19) 式の計算にあたっては、船を長さ方向に 40 等分し、それらの各断面で  $\bar{A}(x)$ ,  $\epsilon(x)$  を求め、 $\bar{A}(x)$ ,  $\epsilon(x)$ ,  $b(x)$ ,  $rd(x)$  の等分された断面間の値は  $x$  の 2 次式で内挿し (16) と (19) 式を数値積分によって求めた。(16) および (19) 式から得られた結果が、上下揺 ( $F_N=0.25$ ) の  $H_2(k_2, \theta)$  については Fig. 8~Fig. 10 に実線と点線で、同じ場合の  $H_1(k_1, \theta)$  については細長体理論の結果のみが Fig. 11~Fig. 13 に示されている。 $k_1$  の値は一般には非常に大きく、丸尾の方法による Source および Doublet は (19) 式からもわかるように比較的深い場所 (細長体理論の場合は深さ 0 の所) に分布しているため、それらの  $H_i(k_i, \theta)$  への寄与はほとんどない。したがって丸尾の方法では  $H_1(k_1, \theta)$  はほぼ 0 となる。

Fig. 14 には縦揺の場合 ( $F_N=0.25$ ) の例が同じく実線と点線で示されている。

なお  $F_N=0.25$ ,  $KL=7.5$  (Fig.8 と Fig.11) は,  $\lambda/L=1.8$  の向え波中の動揺に対応し,  $F_N=0.25$ ,  $KL=12.3$  (Fig.9, Fig.12, Fig.14) は  $\lambda/L=1.25$  の向え波の動揺,  $F_N=0.25$ ,  $KL=24.2$  (Fig.10, Fig.13) は  $\lambda/L=0.8$  の向え波中の動揺に対応している。

Fig.8~Fig.10 および Fig.14 からは, 理論が振幅関数  $H_2(k_2, \theta)$  のレベルでも実測結果を比較的良く推定していることがわかる。とくに細長体理論の結果が比較的簡単な計算法にもかかわらず実測値を良く説明しているのは興味深い。さらに細かく見てみると, 理論値同士の比較では, 丸尾の方法が細長体理論より大きな振幅関数をあたえる。これは Fig.14 の縦揺の場合にとくに顕著である。これは中村と新谷<sup>10)</sup>が指摘するように  $-V\theta$  (ここで  $\theta$  は船の縦揺角) に比例する Source 分が考慮されていないことによると思われる。したがってこの点を計算に入れれば両者の差は小さくなると考えられる。実測値と理論の比較では, 実測値が動揺周期の長いほど理論値に対して相対的に小さくなるのがわかる。したがって動揺周期が短いほど実測値は丸尾の方法のあたえる値に近く, 動揺周期が長くなるにつれて細長体理論のあたえる結果に近づいてくる。ここで用いた細長体理論がいわゆる Short wave 近似のものであることを考えると, この事実はやや奇異に感じられ今後検討が必要である。動揺振幅の影響については, Fig.8 の最も周期の長い場合を除いて, 波高は動揺振幅に比例するという線形性を裏付ける結果が得られている。

Fig.11~Fig.13 の  $H_1(k_1, \theta)$  については, 細長体理論の結果と実測値は大略一致する。 $k_1$  が非常に大きいために (16) 式の数値積分のあたえる結果が, 真の振幅関数の非常に細い変化まで正しく示しているかやや疑問があるが,  $H_1(k_1, \theta)$  の大きさが  $H_2(k_2, \theta)$  に比べて1桁程度小さく, 抵抗増加への寄与が小さいことを考慮すれば, この結果も細長体理論の有効なことを示すものであろう。なお動揺周期の最も短い Fig.13 からわかるように, 動揺振幅  $\delta=3\text{cm}$  の結果が異常に大きく, Fig.8 の周期の最も長い場合の  $H_2(k_2, \theta)$  が  $\delta=3\text{cm}$  で小さいことと併せて今後詳しい実験によって研究する必要がある。

## 5 結 言

船が一定速度で静水中を進行し, 上下揺あるいは縦揺する時に生じる波紋を解析し, 理論と比較した。この結果得られた結論を列記すれば以下の通りである。

(1) 非定常波を Longi-Cut 方式で波形解析し, 波紋を構成する素成波の振幅関数を求めることができた。2種類の素成波のうち, 波長の長いものに関する解析結果は波高のデータを4船長程度とれば,

波高計測位置の船の横方向への距離にはあまり関係がないことが実験の結果からわかった。なお, 波長の短い方の成分に関しては, 波高が小さいこともあり解析精度の向上の研究が今後必要である。

(2) 水槽に固定した波高計による計測を数回繰り返すことにより, Longi-Cut line 上の任意の位置における非定常波の振幅と位相を求めることができる計測法を開発し, その信頼度が十分であることを確かめた。この方法により比較的容易に非定常波の計測および解析を行なうことができる。

(3) 船が上下揺あるいは縦揺をしながら静水中を進行する時生じる波紋のうちの定常成分は, 動揺せずに同一速度で航走する船の作る波と僅かに相違し, 船が動揺することによって定常波は船の前方へ位相がずれることが, 実験の結果から判明した。この傾向は  $y$  が大きいほど著しくなり, 興味ある事実である。

(4) 実測の振幅関数を理論値と比較した結果, 細長体理論および丸尾の方法は波形の微細構造まで比較的良く説明し得るものであることが判った。とくに細長体理論の精度は満足すべきものがある。もちろんこれらの結論は, 供試船型から考えて  $C_b$  が 0.7 より小さい船にあてはまるものであろう。なお, このような船型においては波浪中の抵抗増加に対する Diffraction の影響は非常に小さいので, Radiation wave で理論と実測が一致することは, すなわちこのような理論による抵抗増加の計算値の精度を裏付けるものであろう。

今後, 波形の解析をより肥えた船型, Diffraction 問題に適用して, 今回得られた結論がその場合にもあてはまるかどうか研究する必要がある。波形の変形, 波形解析の精度の問題をふくめて次の研究課題としたい。

終りに本研究の遂行にあたり, ご激励いただいた九州大学応用力学研究所 田才福造教授に深く感謝する。

また, データ処理システムの完成および実験にご協力いただいた同研究所 安永 誠技官, 図面を画いて下さった北条万寿代さんに深く感謝する。なお, 本論文におけるデータ処理および数値計算は同研究所 PANAFACOM-U-300 ならびに FACOM 230-48 を使用したことを付記する。

## 参 考 文 献

- 1) 乾 崇夫他: 球状船首の造波効果に関する水槽試験, 造船協会論文集, 第108号 (1960).
- 2) Hanaoka, T.: On the Velocity Potential in Michell's System and the Configuration of the Wave-ridges due to a Moving Ship (Non-Uniform Theory of Wave Resistance-4), 造船協会論文集, 第93号 (1953).

- 3) Eggers, K. : Über das Wellenbild einer pulsierenden Störung in Translation, Schiff und Hafen, Heft 11 (1957).
  - 4) 丸尾 孟 : 波浪中の船体抵抗増加に関する研究 (第1報), 造船協会論文集, 第101号 (1957).
  - 5) Newman, J.N. : The Determination of Wave Resistance from Wave Measurements along a Parallel Cut, International Seminar on Theoretical Wave Resistance, Ann Arbor Michigan (1963).
  - 6) Newman, J.N. : The Damping and Wave Resistance of a Pitching and Heaving Ship, Journal of Ship Research, Vol.3, No.1 (1959).
  - 7) 例えば池畑光尚, 野沢和男 : 波形解析による造波抵抗の算定, 造船協会論文集, 第121号 (1967).
  - 8) Ogilvie, T.F., Tuck, E.O. : A Rational Strip Theory of Ship Motions Part I, Report No. 013, Dept. of Naval Architecture and Marine Eng. The University of Michigan (1969).
  - 9) 例えば田才福造 : 船の上下動揺並びに縦動揺における減衰力及び付加質量について, 造船協会論文集, 第104号 (1959).
  - 10) 中村彰一, 新谷 厚 : 数学船型の規則波中における船体運動と抵抗増加, 造船協会論文集, 第118号 (1965).
-