

(昭和 51 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

簡易化公式による向い波中抵抗増加の計算

正員 丸尾 孟* 正員 石井 昭良**

Calculation of Added Resistance in Head Sea Waves
by Means of a Simplified Formula

By Hajime Maruo Member Teruyoshi Ishii Member

Summary

The formula for the theoretical prediction of the added resistance in head sea waves is simplified by the assumption that the frequency of encounter is not small.

Computations of the added resistance for the Series 60 models by means of the simplified formula are compared with computation by the original formula and results of experiments.

The results of the new formula show a considerable improvement in the agreement with the measured results.

1 緒 言

波浪中の抵抗増加を純理論的に計算する方法として現在用いられている公式¹⁾は、細長船理論を基礎として運動量およびエネルギー定理から導びかれたものであり、理論上は合理的根拠を持つものと考えられるが、数値計算に手数を要することと、実験結果との合致が必ずしも常に満足すべきものとは限らないという理由で、実用的方法としては、なお改良の余地があることも事実である。一方 Gerritsma²⁾ は最近上記の公式よりもはるかに簡単な 2 次元のストリップ法に類似した計算式を提案し、これが実験値とかなり良好な合致を示す結果を与えることから、実用的計算法として注目を受けるに至った。彼はその公式を導くにあたって、かつて著者の一人が示した散乱波と入射波とのエネルギーの釣り合い関係を用いたとしているが、式の誘導にかなり直感的な点もあって、一般にとって必ずしも理解が容易であるとはいえない面がある。今回はまず現在用いられている 3 次元理論の式より出発し、出会い周期が比較的短いという条件の下にストリップ法と類似の仮定を当てはめて、簡易化された公式を導いた。計算例として Series 60 模型を採り上げ、計算結果と実験値および従来の公式によって計算した結果と比較した。

2 抵抗増加公式の簡易化

細長い船が規則的向い波の中を平均速度 U にて前進するものとする。規則波の波長を λ 、波数を $K=2\pi/\lambda$

とすると出会い円周波数は

$$\omega_e = \sqrt{gK} + KU \quad (1)$$

いま $K_0 = g/U^2$ 、 $\Omega = \omega_e U/g$ と書くと、

$$K = \frac{1}{2} K_0 (1 + 2\Omega - \sqrt{1 + 4\Omega}) \quad (2)$$

なる関係がある。船体の平均抵抗増加量を与える公式はよく知られているように、次のように書くことができる。

$$\Delta R = 4\pi\rho \left[-\int_{-\infty}^{-K'} + \int_{-K}^{\infty} \right] \times \frac{(m + \omega_e/U)^2 (m + K)}{\sqrt{(m + \omega_e/U)^4 - K_0^2 m^2}} |H(m)|^2 dm \quad (3)$$

ここに

$$K' = \frac{1}{2} K_0 (1 + 2\Omega + \sqrt{1 + 4\Omega}) \quad (4)$$

であり、また $\Omega < 1/4$ の時に分母が虚となる m の範囲は積分から除くものとする。関数 $H(m)$ は普通 Kochin 関数と呼ばれるものに相当し、船体を表わす特異点より決定されるものである。これは船体近傍の流場について境界条件より決定されるが、細長体理論によると船体近傍の流場は周波数およびフルード数の大小によって異なる形式に表わされることが知られている³⁾。このうちストリップ法の成立する条件は船の幅を $2b$ とし $\omega_e^2 b/g = 0$ (1) のときである。いま船の長さを $2l$ とし幅長さ比 $\varepsilon = b/l$ とすれば、 $\omega_e^2 l/g = 0(\varepsilon^{-1})$ となるから、 $F_N = U/\sqrt{2gl} = 0(1)$ とすれば $\omega_e/U = 0(\varepsilon^{-1/2})$ となる。このとき $K_0 = 0(1)$ 且 $K = 0(\varepsilon^{-1/2})$ であるから、(4)式で ε に関する高次の項を省略すれば、

$$\Delta R = 4\pi\rho \int_{-\infty}^{\infty} (m + K) |H(m)|^2 dm \quad (5)$$

* 横浜国立大学工学部

** 日本鋼管(株)

が得られる。またフルード数があまり大きくなく、 $F_N = 0(\varepsilon^{1/2})$ のときは $\omega_e/U = 0(\varepsilon^{-1})$, $K_0 = 0(\varepsilon^{-1})$, $K = 0(\varepsilon^{-1})$ となり(5)式がやはり成立する。さて細長船理論によると、船体から遠く離れた流場を規定する Kochin 関数は船体中心線に沿う吹き出しの線分布によって決定される。そこで x 軸に沿う周期的吹き出し分布の線密度を $M(x)e^{i\omega_e t}$ と書けば

$$H(m) = \int_{-\infty}^{\infty} M(x)e^{imx} dx \quad (6)$$

すなわち $H(m)$ は $M(x)$ のフーリエ変換となる。これを(5)式に代入し、部分積分によって

$$\int_{-\infty}^{\infty} m M(x) e^{imx} dx = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dM(x)}{dx} e^{imx} dx$$

を用い、フーリエ積分定理を適用すれば

$$\Delta R = 8\pi^2 \rho \int_{-\infty}^{\infty} \left[K |M(x)|^2 + i \bar{M}(x) \frac{dM(x)}{dx} \right] dx \quad (7)$$

が得られる。ここに $\bar{M}(x)$ は $M(x)$ の共軛複素数である。(7)式の被積分関数の括弧内第1項をとり

$$\Delta R_1 = 8\pi^2 \rho K \int_{-\infty}^{\infty} |M(x)|^2 dx \quad (8)$$

を考えると、これは吹き出しの強さ(絶対値)によって決定される。次に第2項による部分を ΔR_2 と書き、 $M(x)$ の偏角を $\delta(x)$ とすれば

$$\Delta R_2 = -8\pi^2 \rho \int_{-\infty}^{\infty} |M(x)|^2 \frac{d\delta(x)}{dx} dx \quad (9)$$

となる。したがって抵抗増加は

$$\Delta R = 8\pi^2 \rho \int_{-\infty}^{\infty} |M(x)|^2 \left\{ K - \frac{d\delta(x)}{dx} \right\} dx \quad (10)$$

で与えられる。

3 吹き出し分布密度の決定

抵抗増加の算定に必要な吹き出し分布密度を求めるために、船体近傍の流体運動を考える。 x 軸の正の方向に伝わる規則波の中を、船体が x 軸の負の方向に平均速度 U にて前進すると考え、船体と共に速度 U にて移動する座標をとると、線型理論では流体運動をあらゆる速度ポテンシャルが定常的部分すなわち一様な前進運動による部分 ϕ_0 、船による周期的攪乱の項 ϕ_1 および乱されない海洋波のポテンシャル ϕ_w の和で表わされる。向い波の中の運動として上下揺と縦揺を考え、重心の上下量 z_G 、頭上げを正とした縦傾斜角を ψ 、また規則波による水面の上昇を $z = \zeta_w$ とし、船体の各横切面形状の外向き法線の y 軸および x 軸に対する方向余弦をそれぞれ ν_y, ν_z とすれば、周期的攪乱ポテンシャル ϕ_1 に対する船体表面の境界条件は次式で与えられる⁴⁾。

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial \nu} = \nu_z \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) (z_G - x\psi - \zeta_w)$$

$$- \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial z} \right) (z_G - x\psi) \quad (11)$$

ただし

$$\frac{\partial}{\partial \nu} = \nu_y \frac{\partial}{\partial y} + \nu_z \frac{\partial}{\partial z}$$

細長船理論では ϕ_0 および ϕ_1 は船体の近傍で x 軸に直角な平面内の2次元調和関数となる。すなわち、

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = 0 \quad (12)$$

また、これらが船体近傍の水面で満足する境界条件は $z=0$ にて

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial z} - \frac{\omega_e^2}{g} \phi_1 + \zeta_w \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial z^2} = 0 \quad (14)$$

と書くことができる。(14)式の境界条件はそのままでは取り扱いに不便なので、

$$\phi_1 + \zeta_w \frac{\partial \phi_0}{\partial z} = \phi' \quad (15)$$

と置くと、 ϕ' に対する船体表面の境界条件は

$$\frac{\partial \phi'}{\partial z} = \nu_z \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) (z_G - x\psi - \zeta_w)$$

$$- \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial z} \right) (z_G - x\psi - \zeta_w) \quad (16)$$

となり、また自由表面条件は $z=0$ にて

$$\frac{\partial \phi'}{\partial z} - \frac{\omega_e^2}{g} \phi' = 0 \quad (17)$$

となる。そこで問題は各横断面内で上記の境界条件を満足する2次元ポテンシャルを求めることになるが、 ϕ_0 が既知ならば解を求めることは可能である。(16)式右辺第2項を除けば普通のストリップ法(OSM)で採用されている条件となるが、第2項によって解に付加される部分は簡単な一般的形式に表わせない。しかし半円断面の物体(半没回転体)について考えてみると、各断面の半径を a とし、円筒座標 r, θ を用いて(16)式を書き直せば

$$\frac{\partial \phi'}{\partial r} = \frac{\nu_z}{a} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) [a(z_G - x\psi - \zeta_w)] \quad (18)$$

となる。そこで任意の断面形状でも境界条件が近似的にこのような形に書けると仮定して、各断面の水線幅を $B(x)$ とすれば

$$\frac{\partial \phi'}{\partial \nu} = \frac{\nu_z}{B(x)} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) [B(x)(z_G - x\psi - \zeta_w)] \quad (19)$$

が得られる。 x 軸に直角な平面内でこの境界条件を満足する2次元ポテンシャルは、その位置の断面形状を持つ柱体が

$$V = \frac{1}{B(x)} \left(i\omega_e + U \frac{\partial}{\partial x} \right) [B(x)(z_G - x\psi - \zeta_w)] \quad (20)$$

なる速度で上下動する場合の解に等しい。この運動の振幅を z_A とすると

$$z_A = |V|/\omega_e \quad (21)$$

である。このとき発生する進行波の振幅を ζ_A とし、このような波を発生する2次元波源の強さを m とすると、波の振幅比は

$$\bar{A} = \frac{\zeta_A}{z_A} = \frac{2\pi m \omega_e}{g z_A} \quad (22)$$

となる。2次元波源の強さと3次元吹き出しの線分布密度 $M(x)$ との間には

$$m = 2M(x) \quad (23)$$

の関係があり、したがって前式より

$$|M(x)| = \frac{g \bar{A} z_A}{4\pi \omega_e} = \frac{g \bar{A} |V|}{4\pi \omega_e^2} \quad (24)$$

が得られる。次に吹き出し密度の位相角 $\delta(x)$ を求めるために、2次元問題の解との関連から次のように考える。いま吹き出し強さの位相が $\sin \omega_e t$ となるように選んだとき、柱体の上下する速度を

$$V = \frac{2g\zeta_A}{\pi \omega_e B(x)} (A_0 \cos \omega_e t + B_0 \sin \omega_e t) \quad (25)$$

と置く。いま断面の動きを

$$z = z_A e^{i\omega_e t + i\beta} \quad (26)$$

と書くと、速度は

$$V = \omega_e z_A e^{i\omega_e t + i\beta + i\pi/2} \quad (27)$$

となる。そこで

$$\tan \alpha = B_0/A_0 \quad (28)$$

と置くと、吹き出しの位相は

$$\delta(x) = \alpha + \beta \quad (29)$$

また波の振幅比は

$$\bar{A} = \frac{\zeta_A}{z_A} = \frac{\pi \omega_e^2 B(x)}{2g \sqrt{A_0^2 + B_0^2}} \quad (30)$$

となる。ここに A_0, B_0 は周期的上下動する2次元柱体の解に含まれる $\xi_B = \omega_e^2 B(x)/2g$ の関数として定義され、断面形状によって決る⁵⁾。(24)式から吹き出し密度は

$$|M(x)| = \frac{g \bar{A} |V|}{4\pi \omega_e^2} = \frac{B(x) |V|}{8 \sqrt{A_0^2 + B_0^2}} \quad (31)$$

4 抵抗増加の公式

(31)式を(8)式に代入すれば

$$\begin{aligned} \Delta R_1 &= \frac{\rho K g^2}{2 \omega_e^4} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A} |V|^2 dx \\ &= \frac{1}{8} \pi^2 \rho K \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|B(x) V|^2}{A_0^2 + B_0^2} dx \end{aligned} \quad (32)$$

あるいは断面の2次元減衰係数 $N = \rho g^2 \bar{A}^2 / \omega_e^3$ を用いて

$$\Delta R_1 = \frac{K}{2 \omega_e} \int_{-\infty}^{\infty} N |V|^2 dx \quad (33)$$

つぎに

$$\frac{d\delta(x)}{dx} = \frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dx}$$

であるが、 A_0', B_0' を各断面の A_0, B_0 を x で微分したものととして、

$$\frac{d\alpha}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\tan^{-1} \frac{B_0}{A_0} \right) = \frac{A_0 B_0' - A_0' B_0}{A_0^2 + B_0^2}$$

と書けるから

$$\begin{aligned} \Delta R_2 &= -\frac{1}{8} \pi^2 \rho \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|B(x) V|^2}{A_0^2 + B_0^2} \\ &\quad \times \left(\frac{A_0 B_0' - A_0' B_0}{A_0^2 + B_0^2} + \frac{d\beta}{dx} \right) dx \end{aligned} \quad (34)$$

となる。以上の式で

$$B(x) V = \left(i\omega_e + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \{ B(x) (z_G - x\psi - \zeta_w) \} \quad (35)$$

であり、 β はその位相からきまる。抵抗増加のうち ΔR_2 は(33)式から Gerritsma の公式と形式上一致するが、前進速度のあるときはその影響は Gerritsma の結果と異なる。

5 数値計算例

数値例に採用した船型は Series 60 の $C_B = 0.6, 0.7$ および 0.8 の形状である。この船型についてはすでに従来の計算法による結果ばかりでなく、広範囲にわたる実験結果が発表されているので比較に便利である^{6),7)}。

抵抗の計算に先立ってまず船体運動を求めておく必要があるが、これには通常のスリップ法(OSM)を用いた。計算に必要な2次元断面に対する進行波振幅比 \bar{A} 、付加質量の自由表面影響 K_A 、および抵抗計算にも関係のある A_0, B_0 等の係数はあらかじめ用意されたプログラムによって新たに計算したが、運動の計算結果はすでに発表されている資料とよく一致した。運動計算によって得られた V の値および係数 A_0, B_0 を用いて(32)(34)式より抵抗増加量を計算した結果は Fig. 1~Fig. 3 に示す通りである。結果は ζ_A を海洋波の振幅として

$$K_{Aw} = \frac{\Delta R}{\rho g \zeta_A^2 B^2 / L} \quad (36)$$

で無次元化してある。上下揺振幅を $|z_G|/\zeta_A = \zeta_0$ 、縦揺振幅を $|\psi|L/\zeta_A = \psi_0$ のように無次元化し、それらの間および各運動成分の波に対する位相差を $\varepsilon_{\theta z}, \varepsilon_z, \varepsilon_\theta$ と書いて K_{Aw} を成分に分けると

$$\begin{aligned} K_{Aw} &= C_{11} \zeta_0^2 + C_{22} \psi_0^2 + C_{33} + C_{12} \zeta_0 \psi_0 \cos \varepsilon_{\theta z} \\ &\quad + C_{12} \zeta_0 \psi_0 \sin \varepsilon_{\theta z} + C_{13} \zeta_0 \cos \varepsilon_z + C_{13} \zeta_0 \sin \varepsilon_z \\ &\quad + C_{23} \psi_0 \cos \varepsilon_\theta + C_{23} \psi_0 \sin \varepsilon_\theta \end{aligned} \quad (37)$$

と書ける⁸⁾。これら各項を順に1~9と番号をつけて Fig. 4~Fig. 8 に示す。

次に従来の3次元計算では(3)式中の $H(m)$ を決定するにあたって船体特異点を表わす吹き出し密度を各断面の水線幅と断面の相対上下速度との積に比例すると

しているが、高木、細田両氏⁹⁾は2次元柱体の解を用いて自由表面影響を取り入れた修正法を提案した。今回は(31)式および(29)式から決定された吹き出し密度を(6)式に代入して $H(m)$ を求め、これを用いて(3)式を計算してみた。これらの値を従来公式による計算値および実験値と比較するにあたって、新谷氏による計算値および実験値を借用した。Fig. 9~Fig. 15にその結果を示してある。ここに2-dimとあるのは簡易化公式による値、3-dimとあるのは上に述べたように自由表面影響を考慮して求めた吹き出し密度を用いて(3)式を計算した結果である。全般的に見て簡易化公式による値は概して3次元計算よりも低目に出る。また多くの場合

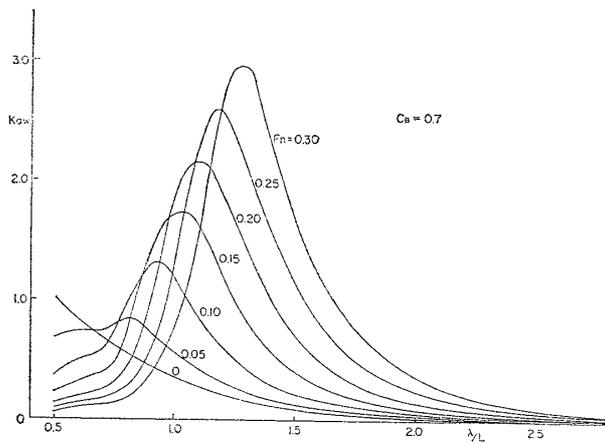


Fig. 1 Added resistance coefficient

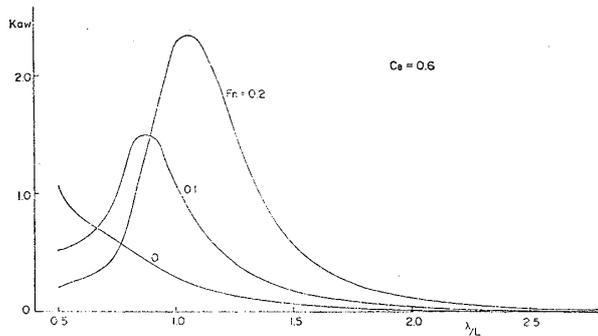


Fig. 2 Added resistance coefficient

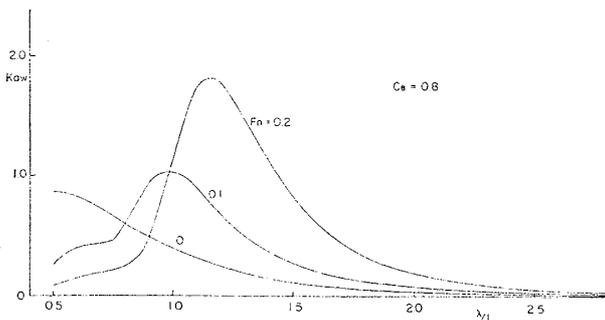


Fig. 3 Added resistance coefficient

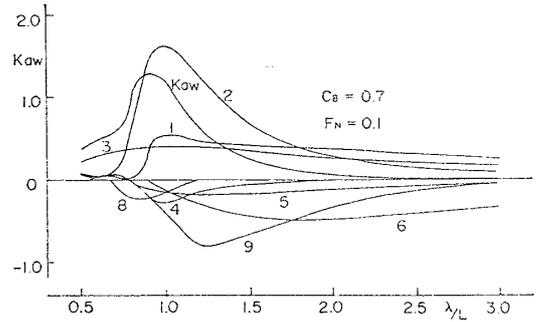


Fig. 4 Components of added resistance

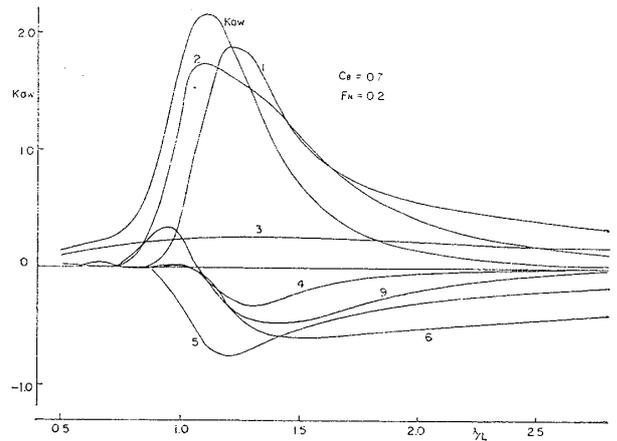


Fig. 5 Components of added resistance

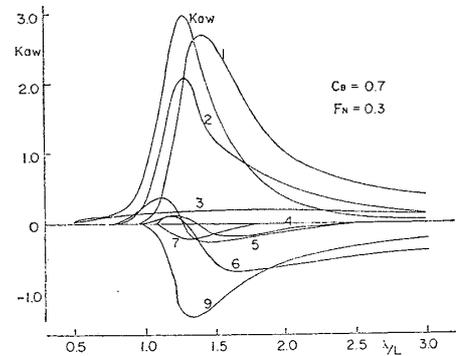


Fig. 6 Components of added resistance

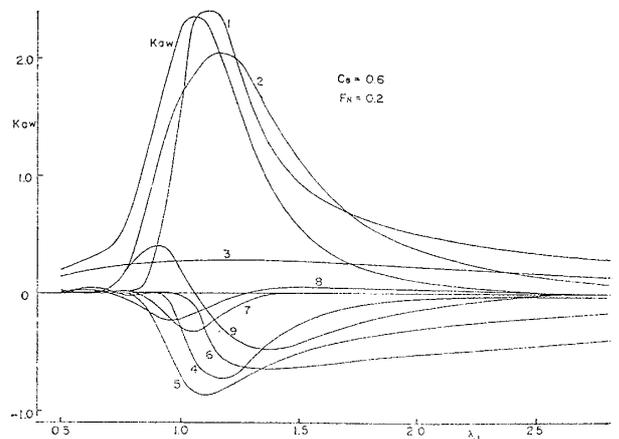


Fig. 7 Components of added resistance

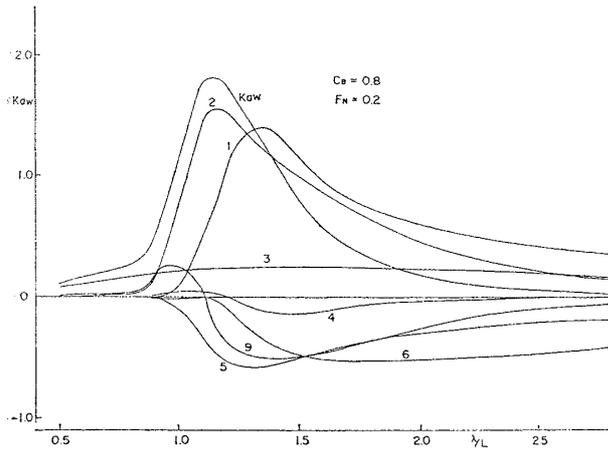


Fig. 8 Components of added resistance

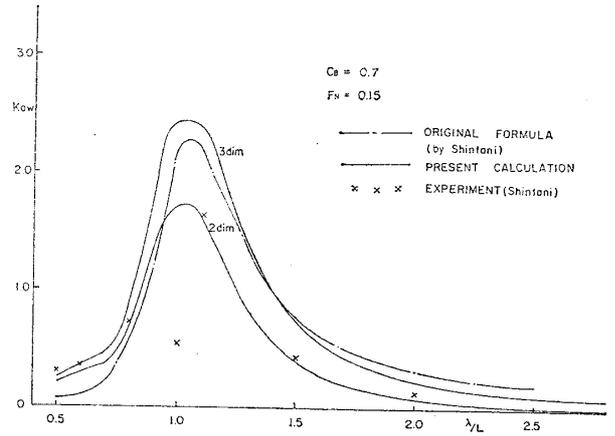


Fig. 11

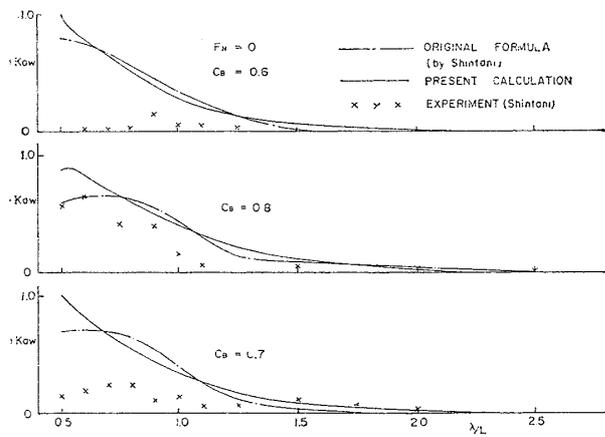


Fig. 9

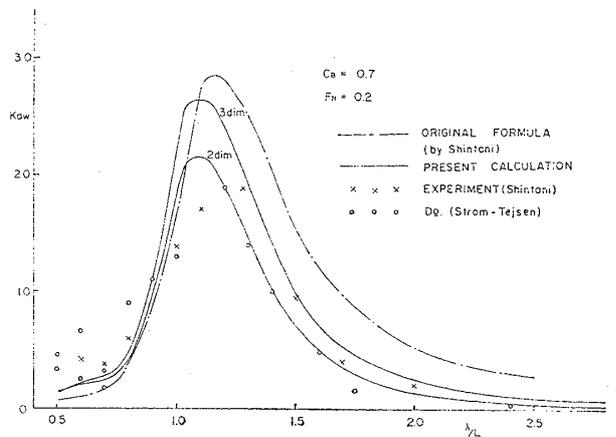


Fig. 12

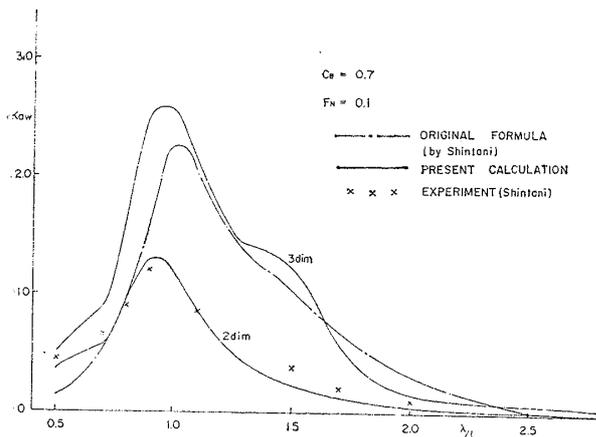


Fig. 10

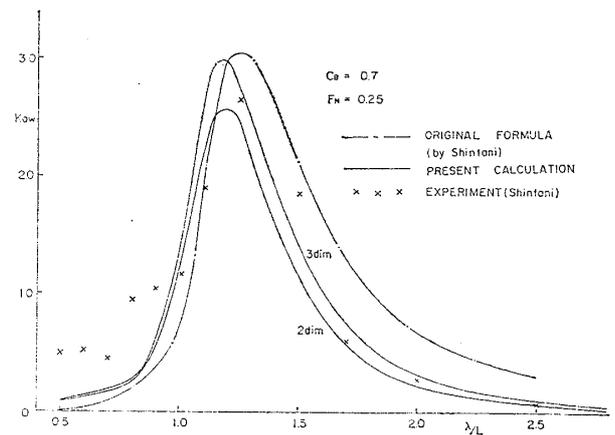


Fig. 13

3次元計算値よりも実験に近い結果を与えるように見えるが、今回の例のみから簡易化公式がより正確な値を与えると断定するのは早計であろう。3次元公式の方が理論的には精密のはずであるが、これが多くの場合大き過ぎる値を示すのは、細長船理論の欠陥と共通の原因があるのかも知れない。肥えた船型の短波長の範囲で実験値が計算値よりも著しく大きくなる現象が見られるが、こ

れは藤井氏¹⁰⁾によって指摘された船首側面による波の反射の影響と見られる。理論式にはこの点が考慮されていないので短波長の部分に対しては何かの方法でこの現象を取り入れる工夫が必要であろう。

$C_B=0.7$ の模型に対して Gerritsma の式を用いて計算したところ、今回の簡易化公式による結果と顕著な差は現われなかった。これは前進速度の影響が比較的小さ

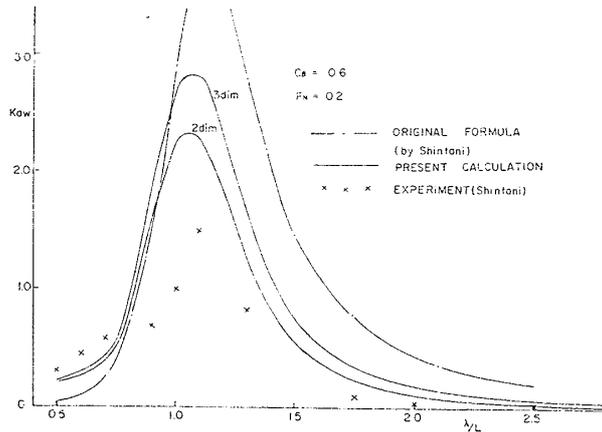


Fig. 14

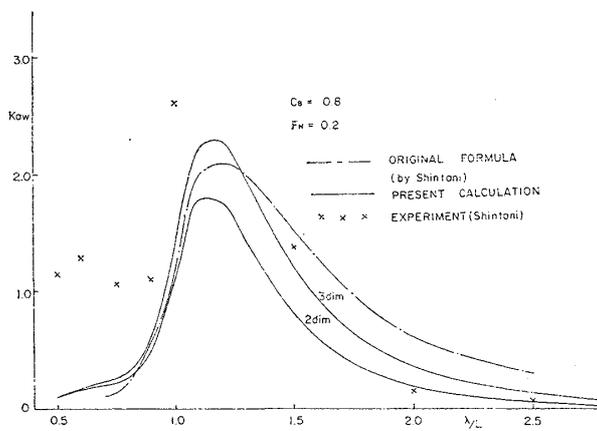


Fig. 15

いことによるものであると思われる。

6 結 論

出合い周波数がある程度大きいとして抵抗増加の式を簡易化し、Series 60 船型について計算した結果を従来の式による値および実験値と比較した。簡易化公式による値は従来の計算式による値あるいは吹き出し密度に自由表面影響を加味して修正した計算値よりも概して実験値に近い結果を示した。これによって簡易化公式が従来の計算式よりもすぐれていると速断することはできないにしても、計算プログラムが従来の方法よりも短くなり、またストリップ法による運動計算と共通な係数が用いられている点など、実用面で便利な点のあることは確かだ

あろう。Gerritsma の式による結果との差はわずかであったが、今回の式はより明瞭な理論的根拠によって導かれたものなので、一層合理的計算法といつてよからう。

今回の研究で新谷博士より数多くの資料の提供を受けまた貴重な助言を得た。氏の御厚意に厚く感謝の意を表す。また計算プログラムの作製について笠原和子横浜国立大学助手の協力を得たことにも謝意を表す。本研究における数値計算は東大大型計算機センター HITAC 8800 電算機および横浜国立大学電算機センターリモートバッチステーションを用いて行われたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 丸尾 孟: Resistance in Waves, Researches on Seakeeping Qualities of Ships in Japan, Chap. 5, 造船協会 60 周年記念叢書, Vol. 8, (1963)
- 2) Gerritsma, J.: Some Recent Advances in the Prediction of Ship Motions and Ship Resistance in Waves, International Jubilee Meeting NSMB, (1972) p. 171.
- 3) 丸尾 孟: Discussions of Relative Magnitude of Governing Parameters in the Problem of Slender Ships in Waves, Bul. Faculty of Engg, Yokohama National Univ, Vol. 23: (1974) p. 11.
- 4) 丸尾 孟: 向い波の中の船体運動に対する細長体理論の応用, (その 1. 基礎理論の展開), 造船協会論文集, 第 120 号, (1966) p. 51.
- 5) 田才福造, 高木又男: 規則波中の応答理論および計算法, 日本造船学会耐航性に関するシンポジウム, (1969) p. 1.
- 6) 新谷 厚: 波浪中抵抗増加の計算と実験の比較, 関西造船協会誌, 第 137, (1970) p. 44.
- 7) Strom-Tejsen, J., Yeh, H. Y. H. & Moran, D. D.: Added Resistance in Waves, Trans. SNAME Vol. 81 (1973) p. 109.
- 8) 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) p. 121.
- 9) 高木又男, 細田龍介, 島崎春子: 波浪中の抵抗増加の計算に関する一改良, 関西造船協会誌, 第 141 号, (1971) p. 33.
- 10) 藤井 齊, 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) p. 132.