数学船型の規則波中における船体運動と抵抗増加

正員 中 村 彰 一*

正員 新 谷 厚**

On Ship Motions and Resistance Increase of Mathematical Ship
Forms in Regular Waves

By Shoichi Nakamura, *Member*
Atsushi Shintani, *Member*

Summary

Amplitudes and phases of pitching and heaving of three models having simple mathematical ship forms in regular head waves are calculated by the strip method. The solutions to the coupled and uncoupled motions are obtained, and their results are compared.

Resistance increases of the models in regular head waves with three different wave lengths are also calculated by Maruo's approximate method. A modified method taking into account the effect of forward speed on the vertical velocity of ship sections are also examined.

The motions of the same models as well as the resistance increase in waves are measured and the results are compared with these calculations.

1 緒 言

波浪中における船体運動や抵抗増加等の耐航性能に関する研究の発展は最近著しいものがある。規則波中における上下揺、縦揺の計算は実用船型に対して strip method により実験値とかなりよい一致を示す結果が得られることが判明している。しかしながらこの計算法自体にかなりの仮定が含まれているため、現在の段階でこれを全面的に信頼することにはいささか疑問が感じられる。一方波浪中抵抗増加に関しては、丸尾によつてそれが本質的に造波抵抗の増加であることが理論的に証明され、かつ線型理論における厳密解が得られた。さらに規則的正面向け波の場合の近似式が求められ、この式による計算値と実験値との間にかなりよい一致が得られることが示された。ただこの比較が一つの船型で波長が船の長さに等しい場合のみについてしか行なわれていないので、船型や波長が変わった場合どのような結果が得られるかは明らかにされていない。

本研究では上下揺、縦揺に対する strip method による計算値の適用性を確かめるため、なるべく計算上の不確実な要素を少なくする目的と、波浪中抵抗増加の計算の複雑さを避ける目的で、丸尾が抵抗増加の計算および実験に用いた数学船型を原型に選び、これと水線面形状および断面形状をそれぞれ変化させた 2 隻、計 3 隻の船型について、波長を変えた場合の船体運動および抵抗増加の計算を行なつた。船体運動では上下揺と縦揺の連成計算と非連成計算を行なつて連成項の影響を調べ、抵抗増加の計算では丸尾の近似式に考察を加え、若干の改良を試みて両者の比較を行なつた。また同時にこれらの模型について実験を行ない計算値と比較検討した。特に船の速度の影響を広い範囲に調べるためフルード数 0.5 の高速まで実施した。

2 船 型

船型として次の 3 種の前後対称な数学船型を選んだ。

Model A : $\eta = (1 - \xi^2) \cdot (1 - \xi^4)$

原稿受付 昭和 40 年 7 月 10 日

* 大阪大学工学部

** 防衛庁第一研究所

$$\text{Model B: } \eta = (1 - \xi^2) \cdot (1 - \zeta^{24})$$

$$\text{Model C: } \eta = (1 - \xi^4) \cdot (1 - \zeta^4)$$

ただし原点は船体中央、水線面中心線の位置にあり、これより船首の方向に x 軸を、幅方向に y 軸を、鉛直上方に z 軸をとる。船の長さを L 、幅を B 、喫水を T とし、船体表示を無次元化して $\xi = 2x/L$, $\eta = 2y/B$, $\zeta = -z/T$ とする。寸法比は 3 隻とも $L/B=8$, $B/T=2$, $L/T=16$ とする。3 種の船型のうち Model A は丸尾の波浪中抵抗増加に関する論文¹⁾において、一部の計算および実験が行なわれた船型で、今回の計算および実験と比較するため原型として選んだ。Model C は Model A と断面形状は同じで水線面形状を full にし、従つて方形係数の大きな船型である。Model B は Model A と水線面形状は同じでかつ Model C と方形係数が同じになるように断面形状を U 型にした船型である。船体を ξ の函数と ζ の函数の積の形で表わしたのは数値計算を容易にするためである。水線面より上部は水線面と同一形状にした。各々の正面線図を Fig. 1 に、主要目を Table 1 に示す。

Fig. 1 Body plans.

Table 1 Principal particulars of models.

Model	A	B	C	Model	A	B	C
Length L (m)	3.000	3.000	3.000	Waterplane coeff.	0.667	0.667	0.800
Breadth B (m)	0.375	0.375	0.375	Vertical prismatic coeff.	0.800	0.960	0.960
Draft T (m)	0.1875	0.1875	0.1875	L/B	8.00	8.00	8.00
Displacement (kg)	112.5	135.0	135.0	B/T	2.00	2.00	2.00
Block coefficient	0.5333	0.6400	0.6400	Radius of gyration(m)	0.750	0.750	0.750
Midship section coeff.	0.800	0.960	0.960				

3 規則波中の船体運動の計算

規則的正面向い波中を一定速度で直進している船の上下揺および縦揺はサージングを無視し、渡辺²⁾、福田³⁾の計算法に従い strip method で求めた。上下揺 z は船体が浮き上がる方向を正に、縦揺角 θ は船首が持ち上がる方向を正にとると、運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} a\ddot{z} + b\dot{z} + cz + d\ddot{\theta} + e\dot{\theta} + g\theta &= F_1 \cos \omega_E t - F_2 \sin \omega_E t \\ A\ddot{\theta} + B\dot{\theta} + C\theta + D\ddot{z} + E\dot{z} + Gz &= M_1 \cos \omega_E t - M_2 \sin \omega_E t \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

(1) 式の解は

$$z = z_0 \cos(\omega_E t + \gamma), \quad \theta = \theta_0 \cos(\omega_E t + \delta) \quad (2)$$

ただし

$$z_0 = \sqrt{\frac{P^2 + Q^2}{R^2 + S^2}}, \quad \tan \gamma = \frac{RQ - SP}{RP + SQ}$$

$$\theta_0 = \sqrt{\frac{P'^2 + Q'^2}{R'^2 + S'^2}}, \quad \tan \delta = \frac{RQ' - SP'}{RP' + SQ'}$$

$$P = (\omega_E^2 A - C)F_1 + \omega_E \cdot B \cdot F_2 - (\omega_E^2 d - g)M_1 - \omega_E \cdot e \cdot M_2$$

$$Q = (\omega_E^2 A - C)F_2 - \omega_E \cdot B \cdot F_1 - (\omega_E^2 d - g)M_2 + \omega_E \cdot e \cdot M_1$$

$$\begin{aligned}
P' &= (\omega_E^2 a - c) M_1 + \omega_E \cdot b \cdot M_2 - (\omega_E^2 D - G) F_1 - \omega_E \cdot E \cdot F_2 \\
Q' &= (\omega_E^2 a - c) M_2 - \omega_E \cdot b \cdot M_1 - (\omega_E^2 D - G) F_2 + \omega_E \cdot E \cdot F_1 \\
R &= -(\omega_E^2 a - c)(\omega_E^2 A - C) + (\omega_E^2 d - g)(\omega_E^2 D - G) + \omega_E^2 \cdot b \cdot B - \omega_E^2 \cdot e \cdot E \\
S &= \omega_E b(\omega_E^2 A - C) + \omega_E E(\omega_E^2 a - c) - \omega_E e(\omega_E^2 D - G) - \omega_E E(\omega_E^2 d - g)
\end{aligned}$$

今回選んだ船型はいずれも前後対称で船首船尾の断面積が0であるから運動方程式の各係数はかなり簡単化されて次のようになる。

$$\begin{aligned}
a &= M + \Delta M, \quad \Delta M = \frac{\rho \pi}{2} \int \left\{ \frac{B(x)}{2} \right\}^2 (C_0 K_4) dx \\
b &= \int N dx, \quad N = \frac{\rho g_0^2}{|\omega_E|^3} \cdot \bar{A}^2 \\
c &= \rho g_0 A_w, \quad d = 0, \quad e = -V \cdot \Delta M, \quad g = -V \cdot b \\
A &= I + \Delta I, \quad \Delta I = \frac{\rho \pi}{2} \int \left\{ \frac{B(x)}{2} \right\}^2 (C_0 K_4) x^2 dx \\
B &= \int N x^2 dx \\
C &= \rho g_0 \int B(x) x^2 dx - V \cdot E, \quad D = 0, \quad E = V \cdot \Delta M, \quad G = 0 \\
F_1 &= \rho h e^{-k r T} \left\{ g_0 \int B(x) \cos kx dx - \omega(\omega + kV) \int S \cos kx dx \right\} \\
F_2 &= h \omega e^{-k r T} \int N \cos kx dx \\
M_1 &= -h \omega e^{-k r T} \int N x \sin kx dx \\
M_2 &= \rho h e^{-k r T} \left\{ g_0 \int B(x) \sin kx dx + \omega V \int S \cos kx dx - \omega(\omega + kV) \int S x \sin kx dx \right\}
\end{aligned}$$

ただし M : 船体質量, ΔM : 船体付加質量, I : 船体質量慣性モーメント, ΔI : 船体付加質量慣性モーメント, ρ : 水の密度, g_0 : 重力加速度, V : 船速, ω : 波の円周波数, ω_E : 出会円周波数, h : 波振幅, k : 波数 $= 2\pi/\lambda$ (λ : 波長), $B(x)$: 水線面幅, T : 喫水, r : 横断面積係数, ρS : 各断面の付加質量, C_0 : Lewis 断面に対する付加質量係数, K_4 : C_0 に対する自由表面の影響係数, N : 単位上下揺速度に対する減衰力, $\bar{A}$: 減衰力係数で, 上下揺により発散される波振幅と上下揺振幅との比で表わされる, A_w : 水線面積; 積分は船体全長について行なう。

Table 2 Natural periods of models.

Model		A	B	C
Heaving T_z (sec)	Calculated	0.949	1.072	0.970
	Measured	0.930	1.075	0.951
Pitching T_θ (sec)	Calculated	0.980	1.103	0.948
	Measured	0.968	1.110	0.945

計算は3隻とも $\lambda/L = 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5, 2.0$ の6種についてフルード数 $F_n = 0, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4, 0.5$ の9種, 合計 54 状態について電子計算機を用いて行なつた。 $C_0 K_4$, $\bar{A}$ の値は田オの値^{4), 5)}を使用した。これらの値より速度0の固有周期 T_z , T_θ を求め, T_E を出会周期として同調係数 A_z , A_θ を求めた。計算による固有周期を Table 2 に示す。計算結果は動揺振幅は無次元化し, 上下揺に対して $\zeta_0 = z_0/h$, 縦揺に対して $\phi_0 = \theta_0/kh$ を, 上下揺の波に対する位相差 γ , 縦揺の位相差 δ とともに λ/L を parameter にそれぞれの同調係数に対して Fig. 2 に示す。また (1) 式による連成計算のほかに連成項を0とした非連成計算も同時に行かない, その結果を Fig. 2 中に破線で示した。なお図には実験結果と比較するため $\lambda/L = 0.75, 1.0, 1.5$ のものだけを示してある。また波長と動揺振幅との関係をみるため, F_n を parameter にして連成計算による ζ_0 , ϕ_0 を λ/L に対して Fig. 3 に示した。これより次のことがわかる。

- 1) 振幅は同調係数1付近で最も高く, 一般に波長が長いほど振幅のピークは高い。
- 2) 同一波長での振幅のピークは概ね Model B, A, C の順に高い。

Fig.2 Motion amplitudes and phases as a function of tuning factor.

Fig.2 Motion amplitudes and phases as a function of tuning factor.

Fig.3 Heaving and pitching amplitudes as a function of wave length.

3) 連成計算と非連成計算とを比較すると、縦揺では概して非連成計算の方がピークでの振幅が高く、逆に上下揺では非連成計算の方が低く、特に波長の長い場合にこの傾向が著しい。また連成計算による縦揺振幅の曲線は波長の長い場合にこぶ状を呈することがあり、その場合にはピークの位置が非連成計算よりも同調係数の高い方へずれる。

4) 位相差は同調係数ベースに表わすと、波長の長い場合にはほとんど一本の線にまるまるが、波長の短い場合、特に上下揺では異なつた値となり、この場合には連成計算と非連成計算との差が著しい。

4 規則波中の抵抗増加の計算

正面規則波に向つて進む前後対称の船の抵抗増加 ΔR の無次元係数 K_w は丸尾の近似式¹⁾によつて次式で与えられる。

$$K_w = \frac{\Delta R}{\rho g_0 h^2 B^2 / L} = D_{11} \zeta_0^2 + D_{22} \psi_0^2 + D_{33} + D_{12} \zeta_0 \psi_0 \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) + D_{13} \zeta_0 \cos \varepsilon_1 + D_{23} \psi_0 \cos \varepsilon_2 \quad (3)$$

ここで各 D 係数は文献 (1) の式を変形すれば次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} D_{11} &= \frac{F_n^2}{\pi} \int (x + \omega_1)^2 \cdot S(x) I^2(x) \exp[-8\gamma(T/L) F_n^2 (x + \omega_1)^2] dx \\ D_{22} &= \frac{\pi F_n^2}{(\lambda/L)^2} \int (x + \omega_1)^2 S(x) \cdot J^2(x) \exp[-8\gamma(T/L) F_n^2 (x + \omega_1)^2] dx \\ D_{33} &= \frac{1}{2\lambda/L} \int S(x) \cdot I^2\left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right) \cdot \left[\exp\left\{-4\gamma(T/L) \cdot [F_n^2 (x + \omega_1)^2 + \frac{\pi}{2\lambda/L}]\right\} + 2\gamma(T/L) \right. \\ &\quad \left. \times \left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right) \exp\left\{-4F_n^2(f/L) \left(\frac{\pi}{2F_n^2 \lambda/L} + x + \omega_1^2\right)\right\} \right]^2 dx \\ D_{12} &= -\frac{2F_n^2}{\lambda/L} \int (x + \omega_1)^2 \cdot S(x) \cdot I(x) J(x) \exp[-8\gamma(T/L) (x + \omega_1)^2] dx \\ D_{13} &= -F_n \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda/L}} \int (x + \omega_1) \cdot S(x) I(x) I\left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right) \cdot P(x) dx \\ D_{23} &= \frac{2\pi}{\lambda/L} \sqrt{\frac{\pi}{\lambda/L}} \int (x + \omega_1) S(x) J(x) I\left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right) P(x) dx \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ただし

$$S(x) = \frac{\left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right)(x + \omega_1)^2}{\sqrt{(x + \omega_1)^4 - \frac{x^2}{4F_n^4}}}$$

$$P(x) = \exp\left[-8\gamma(T/L) F_n^2 \left\{\frac{\pi}{4F_n^2 \lambda/L} + (x + \omega_1)^2\right\}\right] - 2\gamma(T/L) \left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right) \\ \times \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda/L} \cdot (f/L) - 4F_n^2 \{\gamma(T/L) + (f/L)\} \cdot (x + \omega_1)^2\right]$$

$$I(x) = \int_0^1 \eta_0(\xi) \cos(x \cdot \xi) d\xi$$

$$J(x) = \int_0^1 \eta_0(\xi) \xi \sin(x \cdot \xi) d\xi$$

$$\omega_1 = \frac{\pi}{\lambda/L} + \frac{1}{F_n} \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda/L}}$$

$$\int = - \int_{-\infty}^{-K'} + \int_{-1/2F_n^2}^{\infty}$$

ただし $S(x)$ が虚数になる所を除く

$$K' = \frac{\pi}{\lambda/L} + \frac{1}{2F_n^2} + \frac{1}{F_n} \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda/L}}$$

($-K'$ は $S(x)$ の分母の根号内の式の最小根)

f = 水線面より浮心までの距離

$$\varepsilon_1 = -\gamma$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\pi}{2} - \delta$$

さて今回船体運動を strip method によつて求めたのと同様に、船体の任意の一断面における船体運動に基づく鉛直方向の流速を求めると、 $\cos \theta \doteq 1$ として

$$v_z = \dot{z} + x\dot{\theta} - V\theta \quad (5)$$

この他に波による上下方向流速 v_w がある。これは近似的に

$$v_w = -kche^{-k\gamma T} \cos(kx + \omega_E t) \quad (6)$$

とおける。従つて船体の水に対する流速 v_s は

$$v_s = v_z - v_w \quad (7)$$

ここで η_0 を水線面表示式として Michell 式の近似で船体を表わす吹出し分布を

$$\sigma = -\frac{v_s}{2\pi} \eta_0 \quad (8)$$

とおく。以下文献 (6) に従つて計算を行ない前後対称の条件を入れると次式が得られる。

$$K_w = D_{11}\zeta_0^2 + (D_{220} + D_{221} + D_{222})\phi_0^2 + D_{33} + (D_{120} + D_{121})\zeta_0\phi_0 \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) + D_{13}\zeta_0 \cos \varepsilon_1 \\ + (D_{230} + D_{231})\phi_0 \cos \varepsilon_2 \quad (9)$$

この式は D_{221} , D_{222} , D_{121} , D_{231} を 0 とすると丸尾の浮心位置の影響を考慮しない近似計算式⁶⁾と一致する。ここに出て来た 4 つの D 係数は迎え角の影響を示す項で (5) 式右辺第 3 項より得られ、次式で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} D_{221} &= \frac{2\pi F_n^2}{(\lambda/L)^2} \int (x + \omega_1) S(x) I(x) J(x) \exp\{-8\gamma(T/L) F_n^2 (x + \omega_1)^2\} dx \\ D_{222} &= \frac{\pi F_n^2}{(\lambda/L)^2} \int S(x) I^2(x) \exp\{-8\gamma(T/L) F_n^2 (x + \omega_1)^2\} dx \\ D_{121} &= -\frac{2F_n^2}{\lambda/L} \int (x + \omega_1) S(x) I^2(x) \exp\{-8\gamma(T/L) F_n^2 (x + \omega_1)^2\} dx \\ D_{231} &= \frac{F_n}{\lambda/L} \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda/L}} \int S(x) I(x) I\left(x + \frac{\pi}{\lambda/L}\right) \exp\left[-8\gamma(T/L) F_n^2 (x + \omega_1)^2 - \frac{2\pi}{\lambda/L} \gamma(T/L)\right] dx \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

これらは (4) 式の D_{ij} の被積分函数をそれぞれ d_{ij} で表わすと近似的に次式で求まる。

$$\left. \begin{aligned} D_{221} &= -\frac{\pi}{\lambda/L} \int \frac{d_{12}}{(x + \omega_1)} dx \\ D_{222} &= \left(\frac{\pi}{\lambda/L}\right)^2 \int \frac{d_{11}}{(x + \omega_1)^2} dx \\ D_{121} &= -\frac{2\pi}{\lambda/L} \int \frac{d_{11}}{(x + \omega_1)} dx \\ D_{231} &= -\frac{\pi}{\lambda/L} \int \frac{d_{13}}{(x + \omega_1)} dx \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

今回は計算の都合上 (4) 式および (11) 式によつて K_w を求めた。上記 D 係数の計算は電子計算機および筆算により、積分は Simpson 第一法則およびプラニメーターによつた。計算した状態は $\lambda/L = 0.75, 1.0, 1.5$ の 3 種について $F_n = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ の 5 種、合計 15 状態である。計算結果を F_n ベースで Fig. 4 に示す。このうち Model A の $\lambda/L = 1.0$, $F_n = 0.1 \sim 0.3$ については上にあげた丸尾の計算値があるが、今回計算した値はこれらとほぼ一致する。

Fig. 4 より次のことがわかる。

- 1) D 係数は一般に速度増大に伴つて絶対値が減少する傾向を示す。
- 2) 各 D 係数のうち縦揺振幅に関する係数 (D_{220}) は一般に優勢であるが、長い波長、高速時には上下揺振幅に関する D_{11} が優勢となる。
- 3) 低速では波長増大に伴つて D 係数は減少する傾向を示すが、高速では増大の傾向を持つものもある。
- 4) 一般に Model C, A, B の順に数値が大きい。これは運動振幅の計算値とは逆の傾向である。

Fig.4 Coefficients of components of resistance increase.

5) 迎え角の影響を示す係数は一般に値が小さいが、縦揺と上下揺との位相差に関する係数 D_{121} のみは大きく、特に高速時、波長の長いときに著しい。

5 実 験

実験は長さ3mの木製模型船について行なつた。いずれも船首より5%Lの位置に乱流促進のために幅約2mmのスタッドを10mm間隔で、高さ1.6mmに植えた。慣性半径は空気中でL/4に合わせ、固有周期は静水中で縦揺、上下揺のみの自由動揺を行なわせて測定した。測定した固有周期はTable 2に示してある。平水中抵抗試験、規則波中抵抗試験を大阪大学試験水槽および防衛庁第一研究所大水槽において行なつた。抵抗測定はいずれも重錘式により、曳引車と模型船との間の相対速度は前者はプーリーの動きをペン書きし、後者では運動測定金具の移動をポテンシオメーターを使用して電氣的に測定し、上下揺、縦揺の計測はいずれもポテンシオメーターを使用した測定金具により、波高は前者では金属板型波高計に、後者では超音波波高計によつて測定した。

波長は計算値との比較上 $\lambda/L=0.75, 1.0, 1.5$ の3種に重点をおき阪大水槽では $\lambda/L=0.5\sim 2.0$ で速度は $F_n=0.3$ までを行ない、防衛庁水槽では上記3種の波長で速度範囲は $F_n=0.5$ まで実験した。波高は $5\text{cm}\sim 3.5\text{cm}$ とし、甲板上に被水する状態はできるだけ避けた。なお一部の波長、速度については波高を 3cm より 9cm まで変化させて実験し、振幅、抵抗増加の無次元値が変らないことを確かめた。実験値は上下揺、縦揺の振幅および位相差を Fig. 2 中に、抵抗増加係数を Fig. 5 に示す。また上下揺、縦揺振幅の実験値の平均線より求めた各フルード数毎の値を Fig. 3 中に記入した。

6 計算と実験の比較

上下揺、縦揺の連成計算による計算値と実験値を比較すれば Fig. 2, Fig. 3 より次のことがいえる。

- 1) 振幅、位相差ともに全体の傾向は計算と実験とで同一であるが、数量的にはかなりの差のある場合もある。
- 2) 速度0の固有周期、動揺振幅はかなり良い一致を示した。
- 3) 上下揺振幅は Model A, B はピークで実験値は計算値より低いが、Model C は概して同じである。波長の短いときは一般に実験値が高く、波長の長いときは低速では割合よく合っているが高速ではかなり差がある。
- 4) 縦揺振幅は各船型とも波長が短いときはよく合っている。波長が長い場合、ピークの高さは Model A, C は概ね合っているが、Model B ではかなり実験値が低い。
- 5) 位相差は縦揺については実験値は全体として割合よい一致を示しているが、上下揺については縦揺に比べるとやや差がある。

つぎに上下揺、縦揺の非連成計算値と比較すると波長の長い場合振幅にピークの現われる同調係数の値はむしろ非連成計算値の方が実験値に近い。連成計算の方が非連成計算よりも実験値によく合うという結論は今回の実験からは確認できなかった。

速度0の場合連成項は0となり連成計算と非連成計算とは一致するが、このときは計算値と実験値とがかなりよく一致していることから、連成項の計算法に問題があるように思われる。しかも速度が増大するに従って影響の大きくなる項はいずれも付加質量および減衰力に関する項であるから、結局 C_0K_4 , $\bar{A}$ の推定の誤差に起因する問題であろう。今回選んだ船型は各断面が簡単な多項式で表現できるもので、Lewis 断面ではない。比較のため代表的断面について今回の模型と同じ断面積係数および幅喫水比に相当する Lewis 断面を示すと Fig. 1 の破線のようになる。田才の C_0K_4 , $\bar{A}$ は Lewis 断面に対する値でその値をそのまま使用したことに誤差の一因があるようにも思われる。

減衰力に対する3次元影響係数を求めた Havelock⁷⁾, Vossers⁸⁾, Kaplan⁹⁾ の計算および Gerritsma, Golovato の実験値より推定した田才⁵⁾ の値によれば周波数によつて変化するが、今回の実験に相当する周波数では最大約 1.4 になっている。これらより strip method によつて求めた減衰力は低目の値を与えることが多いことがわかり、ピークの振幅について計算値は実験値と同じ程度かあるいは高いということを説明するものであろう。速度0における固有周期は計算値と実験値とよく一致しているからこれは付加質量の推定に大きな誤りがなかったことを示している。上記の減衰力に関する3次元影響係数の資料によれば速度増加に伴つて値は1に近づき、また速度0の時の付加質量推定に誤差が少ないことから、振幅について計算値と実験値との著しい差は、付加質量および減衰力に対する速度の影響や、速度増加に基づく船体沈下量、トリム角、定常造波等の影響によるものと考えられる。

波の強制力は平均喫水 rT に働くものとして計算を行なつたがこれは厳密ではなく、特に短い波長のときに誤差が大きくなる。しかしこれは振幅にはあまり大きな影響を与えない。従つて波長が短いときには計算された強制力は小さい値を与えるが、実際はもつと大きな値であることが予想される。

抵抗増加の計算は Fig. 4 の μ 係数と Fig. 2 中に示す動揺振幅および位相差の実験値の平均線の値を用いて求めた。抵抗増加係数の各成分ごとの値を Fig. 5 に示し、全体の抵抗増加係数を Fig. 6 に示す。Fig. 5, 6 中の実線は丸尾の式 (3) によるもので、今回迎え角の影響を考慮した計算式 (9) によるものを点線で示した。これらの図より次の結果が得られた。

- 1) 抵抗増加係数 K_w の傾向は計算値と実験値は一致する。
- 2) $\lambda/L=0.75, 1.0$ については低速部を除きおおむね一致する。
- 3) $\lambda/L=1.5$ では Model A, B は実験値が高いが、Model C は低い。

Fig. 5 Components of resistance increase coefficients.

4) K_w は運動振幅の最も大きい同調係数 1 付近で最大となる。同調係数増大に伴って抵抗増加は次第に減少していくが、同一同調係数のときには波長によらず抵抗増加はほぼ同一の値を示している。

5) 迎え角の影響を示す項は波長の短いときには小さな値で、波長が長く、かつ速度が大きいときにのみ大きい値を示す。実験値と比較すると Model A, B はこの影響を取り入れない方がかえってよく合うが、Model C は影響を取り入れた方がよい。

6) 運動に strip method による計算値を使った場合と実験値を使った場合とを比較した結果、実験値を使用した方が概してよい。

抵抗増加の成分を Fig. 5 より判断すると、波長の短い低速部では縦揺による抵抗増加が、優勢であるが波長の長い高速部では上下揺によるものが優勢となる。波長の短い場合で高速時には運動振幅がほとんど 0 となり船体表面での波の反射に基づく抵抗増加分が主要な割合を占める。迎え角の影響は縦揺振幅に基づく項は増大し、上下揺と縦揺との位相差に基づく項は逆に減少し、この傾向は波長が長いほど著しい。

ここでも船体運動と同様に種々問題点があるように思われる。すなわち strip method を用いたために吹出し分布の決定に 3 次元影響を考える必要があること、高速時に船体沈下とトリムを起こすことによる影響、波の力が平均喫水に働くとした点の影響もあると思われる。しかしこのような影響を計算に取り入れることは計算を極めて複雑にしてしまうので、現実的には行ない難いように思われる。迎え角の影響については今回明確な結論が得られなかつたので今後の問題として残される。しかし波長の短いとき、波長の長くて低速のときには影響が少ない

ことが判明したから、そのような目的に使用される船の場合は計算に取り入れる必要はないように思われる。ただしここにとりあげた船はいずれも前後対称の船型であるが実際の船型は前後非対称で、副部もあるから実用船型にこの計算を適用するとかなり複雑になる。(前後非対称で副部を考えない場合 4 節で行なつた計算で D 係数の数は 28 ケとなり、このうち迎え角の影響項は 10 ケである。)

7 船型の比較

長さ、幅、喫水の同一な船 3 隻について運動計算、抵抗増加計算および実験を行なつたので船型の比較ができる。まず運動振幅は先にあげたようにピークの値は Model B, A, C の順となる。これより断面形状の差が著しく影響することが判る。Model B と C は同一排水量で、断面の形は Model B は U 型、C は V 型である。これより U 型の方が振幅が大きいという結が得られる。Model A は C と断面形状が同一であるが水線形状は Model A の方がやせている。これより水線面積係数の大きい方が振幅は小さいといえる。抵抗増加を示す D 係数は Model C,

Fig. 6 Total resistance increase coefficients.

A, B の順に大きい。これらを組み合わせた K_w の形で比較するとおおむね類似の値となつてしまう。 $\lambda/L=1.5$ の場合は計算では Model C, A, B の順に大きい、実験値は Model B, A, C の順であつて結論は引き出せない。 $\lambda/L=1.0, 0.75$ の場合は運動振幅と D 係数との大小関係が逆であるために、お互いに打ち消し合つて抵抗増加はほぼ同一になるのであろう。Model A と B または C とは方形係数が異なるが、 K_w の値にさした差がみられないことは方形係数はさほど重要な因子ではないように思われる。固有周期は長い方から上下揺で Model B, C, A, 縦揺で Model B, A, C の順である。したがつて同一速度、同一波長で同調係数の値が異なる。今回の計算値だけからいえば、 $\lambda/L=1.0$ での最大の K_w の値は Model A で $F_n=0.15$, B で 0.1, C で 0.2 となる。したがつて同一速度同一波長での抵抗増加の比較は複雑な様相を示す。Model B と C とでは U 型船と V 型船の比較になるが、低速では B が、高速では C が抵抗増加が大きいから、単に船型のみによる比較は困難である。

8 結 言

簡単な数式表示による船型について規則波に向つて航走する場合の船体運動ならびに抵抗増加について近似計算および実験を行ない次の結論を得た。

1) Strip method による船体運動計算は傾向はおおむね実験と合うが、数値的には予想外に合わない場合があり、特に短波長の上下揺および高速時の動揺振幅に著しい。これは断面の近似の影響、減衰力の 3 次元影響、速度の影響、連成項の計算法の不完全性等と考えられる。

2) 抵抗増加の計算は長波長の高速時を除いて実験値とかなり一致する。今回取り入れた迎え角の影響は長波長の高速時に現われるが実験値と比較していずれがよく合うかについては結論は得られなかつた。

3) 船型の比較として方形係数は主要な因子として現われなかつた。U 型船と V 型船とを比較すると U 型船は運動振幅は大きい、 D 係数は小さく、V 型船はその逆であり結局抵抗増加はほぼ同一であるが、同調係数の値によつて判断の必要がある。

終りに臨み本研究に助言をいただいた横浜国立大学丸尾教授に対し謝意を表します。また船体運動の計算には三菱重工業の電子計算機を使用させていただき、この面で同社神戸研究所藤井斉技師のご厚意に感謝致します。さらに計算ならびに実験を実施していただいた大阪大学船舶試験水槽および防衛庁水槽の職員各位のご尽力、特に直接数値計算および実験解析にあたられた大阪大学大学院工学研究科の細田竜介、宮本雅史両君のご労苦に衷心よりお礼申し上げます。

なお本研究は昭和 39 年度文部省科学研究費による研究の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 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）p. 33
- 2) 渡辺恵弘：船の上下動及び縦揺の理論に就て，九大工学集報，第 31 巻，第 1 号（1958）p. 26
- 3) 福田淳一：規則波中の船の縦曲げモーメント，造船協会論文集，第 110 号（1961）p. 241
- 4) 田才福造：船の上下動揺並びに縦動揺に於ける減衰力及び附加質量について，造船協会論文集，第 105 号（1959）p. 47
- 5) 田才福造：船の Heaving 並びに Pitching に対する附加質量及び減衰力（続），西部造船会々報，第 21 号（1961）p. 109
- 6) Researches on Seakeeping Qualities of Ships in Japan, 造船協会 60 周年記念叢書, Vol. 8 (1963) p. 89
- 7) T. H. Havelock : The Damping of Heave and Pitch : A Comparison of Two-dimensional and Three-dimensional Calculations, T. I. N. A. Vol. 98 (1956) p. 464
- 8) G. Vossers : 7) 中の討論
- 9) Paul Kaplan and Pung Nien Hu : Three-Dimensional Stripwise Damping Coefficients for Heave and Pitch of a Submerged Slender Spheroid, Journal of Ship Research, Vol. 4, No. 1 (1960) p. 1