(昭和61年5月 日本造船学会春季講演会において講演)

船尾造波特性に及ぼす境界層・伴流の影響

正員 土 井 康 明* 正員 梶 谷 尚** 正員 北 村 徹***

Effects of Boundary Layer and Wake on Characteristics of Stern Waves

by Yasuaki Doi*, Member Hisashi Kajitani**, Member Tooru Kitamura***, Member

Summary

A numerical analysis is tried how the "waves" and "boundary layer-wake" interacts. External potential flow around a hull is modeled by modified Guilloton method. Viscous flow is modeled by integral boundary layer-wake method. The displacement thickness concept is used to match the viscid-inviscid calculations. Results are compared with experiments and followings are obtained. Stern wave generation and boundary layer-wake growth depend on Froude number. The displacement thickness aft of the stern end increases and the wave resistance reduction due to the boundary layer-wake is remarkable at the speed from hollow to hump.

1緒 言

船尾波は船首波および境界層・伴流の影響を受け複雑 な機構になっている。著者らはこれまでに単純船型(薄 い柱状船型)を用いて船尾造波特性の調査を行ってき た¹⁾。その結果,乾6²⁾が指摘したように船速により船 尾波起点位置が変化することを確認するとともに,船尾 波起点位置の変化が船首波の位相と密接に関連している こと,船尾造波の強弱が船速により顕著に変化するこ と,船体周りの境界層が波動影響を受けていること,そ して波動影響を受けた境界層が船尾造波現象に関与して いると考えられること等を示してきた。

波に及ぼす粘性影響を理論的に取り扱う方法の一つに ポテンシャル領域を伝播する波が境界層・伴流の排除効 果の影響を受けるとする方法がある。境界層による排除 厚さを実際に計算し波に及ぼす排除影響を調べたのは岡 部・神中³⁾に始まりその後,同様なアプローチが姫野⁴⁾, 木下ら⁵⁾, Larsson・Chang⁶⁾, 足達・日夏⁷⁾等によりな されている。このなかで Larsson・Chang は造波に及 ぼす伴流の影響が大きいことを示している。これらの解 析には波と境界層との相互作用,特に境界層・伴流に及 ぼす波の影響が含まれていない。この相互作用を考慮し たものとして Guilloton 法を応用した日夏・竹子⁶⁾の計 算がある。

本研究では船尾造波現象に及ぼす境界層・伴流による 粘性影響を理論モデルを用いて調査した。供試模型は文 献 1) で用いた S-103 である。S-103 は船長・幅比が 11.17 の薄い船であることから境界層・伴流の造波に及 ぼす影響は上述の排除効果により表わされると仮定す る。船尾造波特性は船首波の影響を受けていることから、 理論モデルは波と船体との相互作用を表現しうるもので なければならない。このため、定常造波における Thin Ship Theory の高次近似である Guilloton 法を用いた 非粘性下の流場計算を行い、このような外部流場のもと で粘性計算を試みる。日夏・竹子の計算にはなかった伴 流計算を粘性計算に含め、粘性流れの外部非粘性波動領 域への影響を求め、反復計算を行うことにより「粘性」 と「非粘性」の相互作用を解析する計算法となってい る。境界層計算、伴流計算には積分的解法を用いてい る。具体的な計算法について述べ、つぎにこの計算法の 進め方にそって、(1)波動影響を受けた境界層・伴流, (2) 逆にそれらが船尾造波特性に及ぼす影響を求め, これらを反復させた結果について述べている。

^{*} 広島大学工学部

^{**} 東京大学工学部

^{***} 三菱重工業(株)下関造船所

24

2 境界層・伴流と波動の相互作用を考慮 した数値計算法

2.1 数値計算法の概略

本研究で用いた計算法の大略は以下のようになる。 Guilloton 法によって外部非粘性の造波流場を求める。 このとき Guilloton 変換により波動影響を考慮した船 体表面上の流線を船体後方まで求める。この流線に沿っ て境界層計算,伴流計算を行い排除厚さを求める。この 排除厚さを元の船体に付加したものを新しい船体と考 え,それについて再び Guilloton 法による計算を行い, 境界層計算,伴流計算を行う。以上の計算を造波抵抗値 が収束するまで繰り返し計算する。

静止水面上の船体中央を原点とした船体固定の Cartesian coordinates を用いる (Fig. 1)。一様流 (流速 U) は、X軸正の方向に向かっているものとする。

2.2 Guilloton 法

Guilloton 法⁹ は船体表面上の実座標上の点 (x, y, z) を Guilloton 変換により線形化された歪座標上の点 $(x_0, 0, z_0;$ Thin Ship Theory の船体中心面上の点) に対応させることにより船体表面条件の一部高次項を含め、また歪座標を用いることにより一部局所流の影響も考慮した理論 であり、Michell の Thin Ship Theory の高次近似理論といえる。Guilloton 変換は次式のよう に与えられる。 歪座標上 $(x_0, 0, z_0)$ での流速, 波高等 は実座標 (x, y, z) におけるものとしている。

$$x = \int_{F_P}^{x_0} \{1 + u(x_0, 0, z_0)/U\} / \sqrt{1 + (\partial f/\partial x)^2/2} \, dx_0 - l$$
(1)

$$y = \int_{FP}^{x_0} \sigma(x_0, 0, z_0) / (2U) dx_0 \qquad (2)$$

$$z = z_0 - u(x_0, 0, z_0) / (K_0 U)$$
(3)

ここでf(x, z)は船体表面を表わし、 $u(x_0, 0, z_0), \sigma(x_0, 0, z_0)$ は船体中心面上のx方向撹乱速度、吹き出し強さ、 lは半船長、 K_0 は波数(g/U^2 ; g 重力加速度)を表わ す。中心面上の吹き出し強さは次のように与えられる。



Fig. 1 Coordinate systems

ここで

$$u(x_0, 0, z_0) = \iint \sigma(X_0, 0, Z_0) (\partial G / \partial x_0) dX_0 dZ_0$$
(5)

であり、 $G(x_0, 0, z_0; X_0, Z_0)$ はグリーン関数、いわゆ る Kelvin Source による速度ポテンシャルである。そ の波動成分は二重積分項を除いた、二重模型項と自由波 の項としている。

Guilloton 法では z 方向の座標変換は(3)式に示さ れるように自由表面条件を流用している。吃水の小さい 船型の場合この方法で近似できる。しかしながら(3) 式に従えば本供試模型 S-103 のような深吃水船におい ては深い所でも二重模型流れの速度成分が波動成分とし て扱われることになる。この場合は、z方向の座標変換 を u/U 項で表現しなくとも直接 w/U で表わすことが できる。すなわち、Lagrangean coordinate の考えを 用い(3)式を次式のように表わす。

$$z = z_0 + \int_{F_P}^{x_0} w_0(x_0, 0, z_0) / U dx_0 \qquad (6)$$

ここで $w(x_0, 0, z_0)$ は z 方向の撹乱速度である。吹き出し強さは次のように表わされる。

$$\frac{\sigma(x_0, 0, z_0)}{2U} = \frac{1 + u(x_0, 0, z_0)/U}{\sqrt{1 + (\partial f/\partial x)^2/2}} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{w_0(x_0, 0, z_0)}{U} \frac{\partial f}{\partial z}$$
(7)

Gadd⁹) は σ を離散化し(4) 式を連立方程式に変形 することにより吹き出し強さを求めているが、本研究で は、林ら¹⁰に示されている反復計算法を用いる。

2.3 境界層計算法

計算には直交曲線座標系である流値座標系 $0-x_1x_2x_3$ を用いる (Fig. 1)。 x_1 は流線方向, x_3 は船体表面に垂 直な軸とし, q_1, q_2 は x_1, x_2 方向の流速成分としている。 曲線座標系の metrical coefficient h_1, h_2 を次式で表わ す。

$$\begin{array}{c} h_{1} = \sqrt{(\partial x/\partial x_{1})^{2} + (\partial y/\partial x_{1})^{2} + (\partial z/\partial x_{2})^{2}} \\ h_{2} = \sqrt{(\partial x/\partial x_{2})^{2} + (\partial y/\partial x_{2})^{2} + (\partial z/\partial x_{2})^{2}} \end{array} \right\}$$

$$(8)$$

なお x₃ 方向の metrical coefficient h₃ は境界層近似 により

$$h_3 = 1$$
 (9)

としている。

基本的特徴を取り出すことに力点を置き、微小二次流 れの仮定を用いれば境界層内の運動量積分式は次式で表 わされる。

$$\frac{\partial \theta_{11}}{h_1 \partial x_1} + \frac{(H+2)\theta_{11}}{U_S h_1} \frac{\partial U_S}{\partial x_1} - K_1 \theta_{11} = \frac{\tau_{\omega_1}}{\rho U_S} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \theta_{21}}{h_1 \partial x_1} + \frac{2\theta_{21}}{U_S h_1} \frac{\partial U_S}{\partial x_1} + K_2 \theta_{11} (H+1) - 2K_1 \theta_{21}$$

$$=\frac{\tau_{w_2}}{\rho U_S} \tag{11}$$

ここで K_1, K_2 は convergence で次式で表わされる。

$$K_1 = -\frac{\partial h_2}{h_1 h_2 \partial x_1} \qquad K_2 = -\frac{\partial h_1}{h_1 h_2 \partial x_2} \quad (12)$$

また、 δ は境界層厚さ、 θ_{11} 、 θ_{21} は運動量厚さ、H は形 状係数、 δ_1^* は x_1 方向の排除厚さで(13)、(14) 式の ように定義される。 U_s は境界層外端流速、 ρ は流体の 密度である。 τ_1 、 τ_2 は x_1 、 x_2 方向の壁面摩擦力である (Fig. 1)。

$$H = \delta_{1}^{*} / \theta_{11}$$
(13)
$$\delta_{1}^{*} = \int_{0}^{\delta} (U_{S} - q_{1}) dx_{3} / U_{S}$$

$$\theta_{11} = \int_{0}^{\delta} q_{1} (U_{S} - q_{1}) dx_{3} / U_{S}^{2}$$
(14)
$$\theta_{21} = -\int_{0}^{\delta} q_{1} q_{2} dx_{3} / U_{S}^{2}$$

自由表面がなく密度が一定の場合,重力項は静止水圧 と釣合うことにより運動方程式に表われないが,自由表 面を問題にする場合,重力の影響が入ってくる。しかし ながら,境界層近似することにより重力項は境界層外端 の流速で表わすことができる。

運動量積分式に対応する連続の式の積分式 (entrainment の式) は次のようになる。

$$\frac{\partial(\delta-\delta_1^*)}{h_1\partial x_1} = F(H_E) - (\delta-\delta_1^*) \left(\frac{\partial U_S}{U_S h_1\partial x_1} - K_1\right) \\
H_E = (\delta-\delta_1^*)/\theta_{11}$$
(15)

ここで F は entrainment rate で F は Thompson の chart を用い与える。

境界層内の流速分布には Mager model を採用し次のように表わす。

$$\left. \begin{array}{l} q_1/U_S = (x_3/\delta)^{1/n} \\ q_2/U_S = (x_3/\delta)^{1/n} (1 - x_3/\delta)^2 \tan \beta \end{array} \right\}$$
(16)

ここで β は船体表面上の二次流れ角で x_1 軸と限界流線 よりなる角度である(Fig. 1)。流速分布に Mager model を用いた場合,壁面摩擦応力に実験式を用いる必要があ る。本研究では Ludwieg-Tillmann の式を用いる。

$$\tau_1/(\rho U_S^2) = 0.123(10)^{-0.678H} (U_S \theta_{11}/\nu)^{-0.268}$$

(17)

ν は流体の動粘性係数である。 x₂ 方向の 壁面摩擦応力 については

$$\tau_2/(\rho U_S^2) = \tau_1/(\rho U_S^2) \tan\beta \qquad (18)$$

の関係が成立するとしている。

(13), (14), (16), (17) 式を運動量積分式, entrainment の式に用いると、最終的には未知数は θ_{11} , *H*, β となり、各々の方程式を流線方向に数値積分することに よりこれらは求められる。

2.4 伴流計算法

伴流計算には境界層計算と同様に微小二次流れの仮定 を用いた運動量積分式を採用した。伴流中での x₁, x₂ 方向の摩擦応力は対称面上では零となることから積分式 は次のように表わせる。

$$\frac{\partial \theta_{11}}{h_1 \partial x_1} = K_1 \theta_{11} - \frac{(H+2)\theta_{11}}{U_S h_1} \frac{\partial U_S}{\partial x_1}$$
(19)
$$\frac{\partial \theta_{21}}{h_1 \partial x_1} + \frac{2\theta_{21}}{U_S h_1} \frac{\partial U_S}{\partial x_1} + K_2 \theta_{11} (H+1) - 2K_1 \theta_{21} = 0$$
(20)

伴流内の流速分布として姫野⁴), Larsson・Chang⁶)が 用いた Coles' wake law を採用する。

$$\left. \begin{array}{c} q_1/U_S = 1 - \lambda \cos^2(\pi x_3/2\delta) \\ q_2/U_S = (1 - x_3/\delta)^2 \tan \beta q_1/U_S \end{array} \right\}$$
(21)

ここで(13),(14)および(21)式を運動量積分式 (20)および entrainment の式(15)に用いることによ り次式を得る。

$$\frac{\tan\beta G}{6(H-1)h_1} \frac{\partial\theta_{11}}{\partial x_1} + \frac{\theta_{11}G}{6(H-1)\cos^2\beta h_1} \frac{\partial\beta}{\partial x_1} \\ + \frac{\tan\beta I\theta_{11}}{6h_1} \frac{\partial H}{\partial x_1} = \frac{\tan\beta G\theta_{11}}{3(H-1)} \\ \times \left(K_1 - \frac{\partial U_S}{U_Sh_1\partial x_1}\right) - \theta_{11}K_2(H+1) \qquad (22) \\ \frac{H(H+2)}{2(H-1)h_1} \frac{\partial\theta_{11}}{\partial x_1} + \frac{(H^2 - 2H - 2)\theta_{11}}{2(H-1)^2h_1} \frac{\partial H}{\partial x_1} \\ = F(H_E) - \frac{H(H+2)\theta_{11}}{2(H-1)} \left(\frac{\partial U_S}{U_Sh_1\partial x_1} - K_1\right)$$

$$(23)$$

ここで

$$G = aH^{2} + bH + c$$

$$I = (aH^{2} - 2aH - b - c)/(H - 1)^{2}$$

$$a = 7/\pi^{2} - 1 \qquad b = 10/\pi^{2} \qquad c = -17/\pi^{2} - 2$$
(24)

境界層内で適用される entrainment rate は伴流中で 精度が良くないとされているので Larsson・Chang⁶) に ならい Kang の伴流に対する次の実験式を採用した。

$$F=0.\ 11299-0.\ 048275\ 1\ n(H_E)$$
$$+0.\ 0051395\{1\ n(H_E)\}^2$$
(25)

*θ*₁₁, *H*, *β* は境界層計算の場合と同様に(19)式および (22), (23) 式を流線方向に数値積分することにより求 められる。

2.5 数值計算

具体的な計算は以下のようにして行った。まず, Guilloton 法の計算において船体中心面上の吹き出し分 布の範囲は F.P. より A.P. 後方 $0.3L(L: m \in \mathbb{R})$ と しその分割は x 方向には 103 分割, z 方向には 10 分割 とした。境界層計算の数値積分には Runge-Kutta-Gill 法を用いた。境界層剝離は形状係数 $H \ge 1.8$ で生じる と仮定し剝離点以降は壁面摩擦応力 $\tau_1=0$ として計算 26

を進めた。これは船尾流場の流れの可視化より船尾域で は逆流を伴う顕著な境界層剝離が生じていなかったため 剝離域は薄い層よりなると仮定したことによる。

境界層計算は乱流促進用 stud の位置 (x/l=-0.9)より始めた。初期値は H=1.4, $\beta=0$ とし θ_{11} は平板 についての層流境界層の解 (ブラジウスの解)を用い た。

繰り返し計算において排除厚さにある係数を掛けたも のを船体に加えて次の計算を進めた。これは排除厚さを そのまま船体に付加すると解が振動して収束しなくなっ たためである。第1回目に計算された排除厚さ(Fig.2 実線)は船尾後方において大きくなる。これは後で述べ る波動影響によるがその結果,図中実線のA部で圧力が 高くなりB部で圧力が低くなる。このため2回目の計算 による排除厚さの形状は点線のようになり今度は A' 部 での圧力が低くなり B' 部での圧力は高くなる。結果と して次に計算される排除厚さの形状は1回目のような形 となり振動を繰り返す。これははじめに計算された排除 厚さが大きすぎたためである。これを避けるため1回目 に計算された排除厚さを半分に減らして次の計算を行 い、以後この抑制率を 10% ずつ緩めて計算を進めた。

反復計算による解の収束の様子を造波抵抗係数 Cw で



Fig. 2 Alternation of displacement thickness in computing procedure









表わした例を Fig.3 に示す。これは $F_n(7n - F) = 0.30$ における造波抵抗係数で横軸は Fig.4 に示すフロ - チャートにおける (B) の反復回数である。反復計算



Fig. 6-1 Calculated boundary layer parameters of S-103 ($F_n=0.28$, $R_n=2.177 \times 10^6$)



Fig. 6-2 Calculated boundary layer parameters of S-103 ($F_n=0.33$, $R_n=2.565\times10^6$)

(A) の第1回目は Michell の近似計算でありそのあと の計算は Guilloton 法によるものである。Guilloton 法 による反復計算 (Fig. 4 の (A)) は3回でほぼ 収束し ている。その後, 境界層・伴流計算を行い2回目の反復 計算 (B) に移る。 C_w は回を追うごとに 漸減 し 8回 (反復計算 (B)) でほぼ収束している。

境界層・伴流計算に用いた流線の例を Fig.5 に示す。 これは Guilloton 変換(1),(3) 式により求めた流線 で z_0 は船体表面上の流線に対応する船体中心面上の z軸方向の位置(それぞれ一定値)を表わす。波動影響が 大きい自由表面近傍では流線の数を多くした。

3 計算結果および考察

計算の結果,得られた境界層・伴流の諸特性を Fig. 6-1,6.2 に示す。3段目の図には convergence K_1, K_2 を示す。ここで R_n はレイノルズ数 ($R_n = UL/\nu$) であ る。図中の無次元化は半船長 l で行っている。 $H, \theta_{11}, \delta_1^*$ は船側波形とほぼ同じ位相で波打っている。これは 波形の上り勾配の位置では境界層外端の流速が減速され るため境界層が発達し、逆に波形の下り勾配では増速さ れるため境界層の発達が抑えられるためである。以下各 々の特性について考察する。

3.1 2次流れ

A. P. 後方の伴流中における 2 次流れ角 β はすべて 30° 以上となり図示していない。 β が大きくなるのは船尾近 傍で K_2 が大きくなり,また運動量厚さも大きくなるた めである。計算における微小 2 次流れの仮定は伴流中で は必ずしも満足されていない恐れもあるが流場の概要は 把握できる。文献 1)で行った流速計測の結果をもとに 算出した流向角 β_v を計算値と比較し Fig. 7 に示す。 β_v は次式により求めた。式中の u, w は x, z 方向の撹乱 速度成分である。

$$\beta_v = \tan^{-1} \{ w / (U_0 + u) \}$$
 (26)

境界層計算は流線に沿って行っているため計算値の β_v



Fig. 7 Vertical flow angle of S-103 $(F_n=0.27)$

は内挿値である。図より計算値と実測値とは良く一致し ていることが分かる。

3.2 運動量厚さ,排除厚さ

境界層, 伴流の発達に及ぼす波の影響は概略次のよう になる。船首波の船尾端部における位相が Fig.8(a) のようになり, 流速の波動成分と二重模型流れの成分の 相乗効果により減速が大きくなった場合,境界層の発達 が著しくなる。実測の船側波形(文献 1)の Fig.3 か らほぼ $F_n=0.23$, 0.28 がこの状態に対応する。逆に (c)のように船首波の波動成分の流速が増速するとき 境界層の発達は抑えられる。この状態はほぼ $F_n=0.25$, 0.33 に対応する。 $F_n=0.28 \ge F_n=0.33$ では Fig.6 より船尾端での運動量厚さ,排除厚さが大きく違ってい るがこれは上述の船首波の波動影響によるものである。 レイノルズ数の違いにより運動厚さ等は多少異なるが, むしろ波動の影響が顕著であることが分かる。

本来二重模型流れでは船尾端で境界層がおおきく発達 するが、興味深いことは、船尾を過ぎた伴流域において も波動の影響により運動量厚さが増加することである。 Fig.8(a)の状態では船尾端において運動量厚さが著し く増加しており、速度勾配に対して非常に敏感な状態に なっている。さらに船首波と船尾波が重なることにより 負の速度勾配を受け伴流中で運動量厚さが急増すること になる。これにともない排除厚さの形状も伴流中で膨ら むようになる。Fig.9 に船速による船尾船後の排除厚さ



Fig. 10-1 Calculated displacement thickness and source distribution depending iterative procedures (S-103, $Z_0/1=0.01$, $F_n=0.26$)

の変化を示す。 $F_n=0.28$ から 0.31 にかけて伴流中での排除厚さの膨らみが大きい。これに対して $F_n=0.27$ では排除厚さが船尾端で最大となるため排除厚さの形状は緩やかな曲線となっている。このときの船首波の位相はほぼ Fig.8 (d)の状態に対応する。また船首波の位



Fig. 8 Wave profile models at stern end



Fig. 9 Calculated displacement thickness of S-103 $(Z_0/1=-0.01)$



Fig. 10-2 Calculated displacement thickness and source distribution depending iterative procedures (S-103, $Z_0/1=0.01$, $F_n=0.28$)

相が(b)となる $F_n=0.30$ では Fig.9 に見るように 船尾端までは境界層の発達が抑えられているが船首波と 船尾波が重なる船尾後方で排除厚さが増加している。

Fig. 10 に反復計算ごとに計算された排除厚さとそれ に対応する船体中心面上の吹き出し分布を示す。図中 の数字は反復計算の回数であり計算が収束する様子を示 す。 $F_n=0.26$ には反復計算による排除厚さ,吹き出し 強さの変化は小さく収束状態も良いのに対し, $F_n=0.28$ ではその変化が大きく反復計算の収束状態も悪い。この 速度域は船尾波起点位置がときに不安定になる²⁾ ところ であり、上述のような船尾伴流の不安定性がその要因に なっているものと推察される。

3.3 船尾波起点位置

船速による船尾域の吹き出し分布の変化を Fig. 11 に 示す。 $F_n=0.24$ より高速になるに従い船尾の吸い込み 量および伴流域での吹き出し量が次第に減少し $F_n=$ 0.27 でそれらが最小になる。そして $F_n=0.27$ より高速 では船速により船尾域での吹き出し分布形状が次第に船 尾側に移動している。このような現象はすでに述べたよ うに船首波,船尾波と境界層・伴流の相互干渉により生 じるものであるがこの相互作用が船尾造波,造波抵抗に 及ぼす影響は無視できないと考えられる。

文献 1) では船尾波起点の位置および船尾波の強弱が 船速により変化することを船尾波特性として挙げてお り、例えば F_n =0.27 から 0.33 にかけて船尾波起点位 置は次第に船尾側に移動し、また船尾波が強く現われる ことを観察している。本研究では船尾波起点を船尾にお ける縦波の明瞭な波頂線が船側と交わる位置と定義して いるが、それはおおむね主な縦波の素成波が発生する位 置と考えられる。いま船速による起点位置の変化を吹き 出し分布形状の船速による変化に対応づけ、また波の 強さを特異点の強さに対応づけて考える。そうすると Fig. 11 に示した吹き出し分布の速度による変化は文献 1) で観察した船速による船尾波起点の位置、船尾波の 強弱とよく対応づけられる。

船尾波起点位置については、境界層剝離により死水域 が生じて船体表面の圧力が大きく変化し、そこから船尾 波が生じるという考え方もある。しかし、S-103 では顕 著な船尾剝離は観察されず、また生じているとしても極 く薄い層に限られているものと推察される。したがっ て、S-103 では船尾波起点位置と剝離現象を結びつける ことは難しく、むしろ上述のように波動影響を受けた境 界層・伴流の排除厚さの変化に船尾波起点が関与し、そ の極端なケースとして流れに剝離が生じた場合にはさら にその影響を受けるとするのが妥当と考えられる。

3.4 造波抵抗に及ぼす影響

造波抵抗係数(Cw)の計算値を実測値と比較し Fig.



Fig. 11 Calculated aft-part source distribution of S-103 ($Z_0/1=0.01$)



12 に示す。C_w は次式により求めた。

$$C_{w} = R_{w} / (1/2\rho U^{2}L^{2}) = 2\pi \int_{0}^{\pi/2} \{A^{*}(\theta)/L\}^{2} d\theta$$
(27)

ここで R_w は造波抵抗値, $A^*(\theta)$ は重率振幅関数であ る。Guilloton 法そのものにはまだ問題があり、高速域 における計算値は実測値と比較し低めを与えるのが一般 的傾向であるが、ここでは Guilloton 法のみの結果(非 粘性計算)と本計算法(粘性影響を含む計算)の結果を 比較することにより造波に及ぼす境界層の排除影響を議 論する。Fig. 12 より排除厚さが造波抵抗に及ぼす影響 は C_w 曲線の hollow から hump にかけて強く現われ ている。この速度域では船首波の船尾における位相が Fig.8(a)に相当し船尾での流れの減速が大きくなる。 このため船尾での排除厚さが増大し、吹出きし強さは弱 くなる。逆に hump から hollow にかけては排除影響に よる造波抵抗の減少量が少ない。これは船首波の船尾に おける位相が Fig.8(c) にあたり船尾での流れの減速 が小さくなることにより排除厚さの増加が少なくなるか らである。造波抵抗の hump, hollow が顕著な単純船

型などでは一般に C_w 曲線の hump から hollow に至 る曲線に比べ hollow から hump に 至る曲線がなだら かであるが、この理由の一つとして上に述べたことが考 えられる。

本計算によると C_w の hump 域を含め hollow から hump に至る速度域で伴流域の排除厚さに膨らみが生じ るがこれは造波抵抗に次のような影響を及ぼしている。 Fig. 13 で open wake と示した線は船尾伴流中におけ













る排除厚さの膨らみをなくした近似 model である。 こ の open wake model による C_w 曲線を計算し Fig. 12 に示した。本計算による C_w と open wake model による C_w の違いは曲線の hollow から hump にかけ て現われる。両者の比較から,排除厚さの膨らみは造波 抵抗を減少させ C_w 曲線の hump の位置を高速側に移 動させる効果のあることが分かる。

高速域を除いた実測と本計算との一致は良く,現象を 良くつかんだ計算であることが分かる。

計算で得られた重率振幅関数を Fig. 14 に示す。 F_n = 0.29 では Guilloton 法と実測との重率振幅関数に位相 のずれが見られるのに対し, F_n =0.25 での位相のずれ は少ない。波紋観察によると F_n =0.29 の速度域では船 尾波の起点位置が前方に移動しているのに対して, F_n =0.25 では船尾波起点位置は船尾端近くに位置してい ることから船速により波の構成が変わったと考えられ る。排除厚さの影響を考慮した本計算はその違いを説明 している。波動影響を受けた境界層・伴流が逆に波に影 響を及ぼしており, その程度は船速により刻々変化して いる。

Fig. 15 に計算で得られた船側波形を実測と対比し示した。図中船尾後方の波形は船体中心面におけるものである。排除厚さを考慮することにより船尾域,および船尾後方での波高が低くなり,波形がより実測に近づいている。

4 結 言

「波」と「境界層・伴流」の相互作用を考慮した一つ の計算法を示し、実際に計算を試み、実測結果と対比さ せ次の結論を得た。

 境界層・伴流は波動影響を受け発達している。伴 流による排除厚さは波動影響により船尾後方でも大きく なることがある。その速度域は船首波の船尾端における 波傾斜が次第に大きくなるところである。

2) 波動影響を受けた境界層・伴流は逆に波動に跳ね 返って影響している。造波抵抗の hollow から hump に至るところでは境界層・伴流の発達が大きくなる。そ の結果,波に対応する吹き出し強さは弱くなり,船長方 向の吹き出しの主要部は収縮する。この傾向は実流場の 船尾波特性をよく説明している。

3) 船尾後方の排除厚さの膨らみは造波抵抗を低減さ せている。この排除厚さが膨らむ速度域は hollow から hump にかけてであり船尾波起点位置がときに不安定に なるところであるが,数値計算(繰り返し計算)におい ても不安定になっている。

謝 辞

本研究を進めるに際し、有益な討論、助言を賜わった 広島大学工学部波多野修次教授ならびに仲渡道夫教授に 深甚の謝意を表わします。また、終始かわらぬ助言と暖 かい激励を賜わった同大学橋本剛助教授にも深く謝意を 表わします。

なお本研究の数値計算には広島大学総合情報処理セン ターの HITAC M200-H を利用した。

参考文献

- Doi, Y., Kajitani, H., Miyata, H., Kuzumi, S.: Characteristics of Stern Waves Generated by Ships of Simple Hull Form (First Report), J. of the Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol. 150 (1981).
- 乾 崇夫, 増永公明, 三浦豊昭, 大越章三郎: 写 真による船尾造波機構の観察, 日本造船学会論文

集,第 101 号 (1957).

- Okabe, J., Jinnaka, T.: On the Waves of Ships, Report of Research Inst. for Fluid Eng. 7-1, Kyusyu Univ (1950).
- Himeno, Y.: Displacement Effect of Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer and Wake of Ship, International Seminar on Wave Resistance, Japan (1976).
- 5) 木下 健, 丸尾 孟, 仁藤雅夫, 又野鉄哉:薄い 船の造波に及ぼす粘性影響について――自由表面 のある粘性流体中の船の抵抗について(その2) ――, 日本造船学会論文集, 第 146 号 (1979).
- Larsson, L., Chang, M-S.: Numerical Viscous and Wave Resistance Calculation Including Interaction, 13 th Symposium on Naval Hydrodynamics, Japan (1980).
- Adachi, H., Hinatsu, M.: On Methods of the Separation of Resistance Components of Thin Ships: J. of the Kansai Soc. of Naval Arch., Japan, Vol. 183 (1981).
- Hinatsu, M., Takesi, H.: A Calculation Method for Resistance Prediction Including Viscid-Invisid Interaction, 2nd International.
- Symposium. on Ship Viscous Resistance, Goteborg (1985).
- Gadd, G. E.: Wave Resistance Calculations by Guilloton's Method, Trans. RINA, Vol. 115 (1973).
- 林 允進,乾 崇夫,梶谷 尚,土屋好寬,金井 誠:Guilloton 法による船型改良法,関西造船協 会誌,第 172 号 (1979).