

高速沿岸漁船に対する造波抵抗理論の適用に関する検討 (1)

誌名	水産工学研究所技報. 漁船工学
ISSN	0388970X
著者	升也, 利一
巻/号	9号
掲載ページ	p. 1-10
発行年月	1989年3月

高速沿岸漁船に対する造波抵抗理論の適用に関する検討(第一報)

升也 利一*

目 次

1. 緒言	1	5. 謝辞	8
2. 細長船理論	2	6. 参考文献	8
3. 滑走体理論	7	Summary	10
4. 結言	8		

1. 緒 言

我が国の漁船漁業の発展の中心は今後沿岸漁業へ移行するものと思われる。沿岸漁業に用いられる小型漁船はFRP船の普及とともに、近年その就航速力は著しく増大し、Froude数 V/\sqrt{gL} が1を越えるものも出現するようになってきている。これまでの研究では、この種の高速船型の性能推定や船型改良には主に統計的あるいは実験的な手法が用いられてきた。統計解析の手法としての特徴は、目的とする関数とパラメータの関係を、そのメカニズムの詳細に立ち入らずブラックボックス的に処理出来る点にある。つまり船体とその周囲の流場との因果関係を考えることなく、船型と力との対応関係を大略知ることが出来るのである。しかしそのためには統計資料となる模型実験データの膨大な蓄積が必要であり、またその統計資料の範囲外の船型について推定をおこなうときにしばしば大きな誤差を生じることも知られている。従って、高度の性能推定や新船型開発を目指すときには、圧力分布、流向、流速といった細かな物理量が船型に対してどのように変化し、それが最終的に船体の性能に如何なる影響を及ぼすかを知る必要がある。そのためには船型の性能を支配する船体周囲の流場と船型の関係を直接評価し得る方法が必要である。しかしながら、沿岸漁業に用いられる高速小型漁船のような半滑走の状態で行っている高速艇船型に対しての流体力学的な研究は、現在までのところ理論的にも実験的にも十分行われてきたとはいえない。

このような滑走、半滑走状態の高速艇には排水量型船

舶では問題とされない幾つの特徴がある。まず最初に考えられるのは、揚力の発生に伴って生ずる航走姿勢の大きな変化がある。これは排水量型船舶のように無視出来たり、あるいは高次の補正量を考えれば解決出来る程には小さくはない。従って、通常速度域における静止状態を基準とする従来の手法では、計算においても、実験解析の面でも大きな誤差を生ずる原因となる。しかしながらこの問題を数値計算で扱うには適当な方法がない。その変化量が微小であれば、梅田¹⁾が用いたような手法も妥当と考えられるが大きい場合には、trim moment, sinkage force を計算した後、姿勢を逐次 hydrostatic に修正する以外に推定の方法は無いものと思われる。従って姿勢変化を推定するにしてもまず対象とする船型及びFroude数に対して妥当な推定を行える理論あるいは計算法を見出すことが必要である。

また、姿勢変化を正しく推定する問題と定まった姿勢に対して流れの諸量を正しく推定する問題は分けて考えるべきであると思われるので、航走姿勢変化の問題は次の機会に譲る。

次に飛沫の発生とそれにもとづく抵抗がある。武隈等²⁾によれば、飛沫の形成には表面張力が関係してくるため、特に小型模型を用いた実験結果を実船へ外挿する場合に困難を伴う。更にこれらに基づいて生ずる浸水面積、水線長の変化がある。これは摩擦抵抗の合理的な推定を困難にし、このために抵抗成分の分離あるいは実船への外挿の問題を複雑にしている。しかも、これらは船体付加物によっても大きな影響を受ける場合がある。

武隈等²⁾によれば、この種の船型では粘性圧力抵抗は小さいので、造波の問題が船型の改良、開発を進めていくうえで最も重要な問題となってくる。小林による実験

* 漁船工学部

結果³⁾をみると剰余抵抗の大部分は波形造波抵抗で占められており、航走姿勢が定まれば線形造波抵抗理論の有効な活用が期待できる。そこで本稿では理論計算によって船型変化に対する諸性能の変化を推定する方法を開発する第一段階として、幾つかの既存の造波抵抗理論を取上げ、高速沿岸漁船に対する適用性を検討する。

沿岸小型漁船のような高速域の問題を扱うのに適した造波抵抗理論を高木⁴⁾による解説を参考に選び出してみると、次のようなものがあげられる。

- 1) 薄い船の理論
- 2) 細長船理論
- 3) 滑走体理論
- 4) Neumann-Kelvin 問題

これらの内、1)の薄い船の理論は、この理論の仮定が当てはまるほど沿岸小型漁船の船型は十分薄くはなく、特にチェーンを有する船型に対してはチェーン下面の流場を表現するには不適當であると考えられる。4)の Neumann-Kelvin 問題⁵⁾については、systematic な摂動法の観点からは不整合があると言われ、また、解の一意性や物理的な解釈にも定まった説が無いようなので、この理論に対する検討は次に機会を改めて行う。従ってまず第一報では、上記 2)の細長船理論と 3)の滑走体理論についてそれぞれの理論の仮定、解の定性的傾向を調べ、高速沿岸漁船に対する適用可能性を検討する。そして今後、沿岸小型高速漁船の平水中問題を理論計算によって取り扱う場合の問題点等を明らかにし、その方向づけを行う。

2. 細長船理論

船の周りの定常な造波を伴う流場は一般に三次元 Laplace の方程式と非線形自由表面条件、放射条件、船体表面条件によって構成される境界値問題の解として与

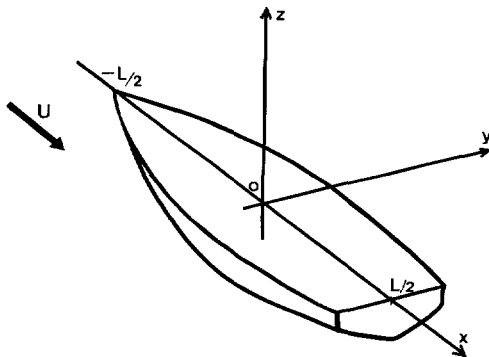


図1 Coordinate System.

えられる。座標系を図1のようにとり、 x 軸の正方向に流れる流速の一樣流 U の中に船は静止しているものとする。速度ポテンシャルの次のように置き、

$$Ux + \phi \dots\dots\dots (1)$$

船体表面の方程式と波面の方程式をそれぞれ

$$y = \pm b(x, z) \dots\dots\dots (2)$$

$$z = \zeta(x, y) \dots\dots\dots (3)$$

とする。自由表面条件は

$$U \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} - g\zeta = 0 \text{ on } z = \zeta \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \left(U + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \dots\dots\dots (5)$$

放射条件は

$$\phi \sim 0 \text{ as } x = -\infty \dots\dots\dots (6)$$

ここで g は重力加速度を表す。何等かの仮定により、攪乱速度が一樣流の流速に比べ、非常に小さいとして自由表面条件を線形化して問題を解くことになるが、本稿で取上げるような高速域では、船体の形状に制約が課されなければならない。本項で取り扱う細長船理論は長さ比べて幅及び吃水が極めて小さいことを仮定するものであり、次項で扱う滑走体理論では、船が極めて扁平であることを仮定するものである。

Cummins によって船の波の問題に対する応用が提案された細長体理論を用いて初めて具体的な造波抵抗の計算式を導いたのは Vossers⁶⁾であった。しかしながら後に Tuck⁷⁾が指摘したとおり、彼の解析は外部解の設定が不適切であったため、導かれた計算式には係数に誤りがあった。Vossers とほぼ同時期に細長船の仮定による正確な造波抵抗公式を導いたのは丸尾⁸⁾であった。彼は通常の船舶に見られるような船首尾端形状では Vossers の導いた計算式が発散することを指摘し、この理論で取り扱い得る幾つかの端部形状を取上げ、それらについての正しい計算式を誘導した。また、彼は船首尾端の影響を無視すれば、細長船の仮定による造波抵抗の公式は、1898年に Michell によって導かれた薄い船の理論において吃水ゼロの極限をとったものにすぎないことも示した。Tuck^{7), 9)}は1963年に接合漸近展開法を用いて船体近傍 (near field) の境界値問題 (内部問題) の解である内部解と、船体から遠く離れたところ (far field) で設定された境界値問題 (外部問題) の解である外部解の接合によって解が確定される過程を明示し、船体周囲の

流場を表す速度ポテンシャルの表示を求めた。彼等三人によって現在知られている細長船理論が創り出されたといわれる。

さてこの理論では幅長さ比 B/L と吃水長さ比 d/L 及び $\partial b(x, z)/\partial x$ が $\epsilon \ll 1$ と仮定される。これによって船体による流体攪乱は微小であると見なせるので、(4)、(5)式の自由表面条件は線形化されて

$$G = -\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} - \frac{2K_0}{\pi} \operatorname{Re} \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} \frac{\exp[k(z+z') + ik\{(x-x') \cos \theta + (y-y') \sin \theta\}]}{k \cos^2 \theta - K_0 + i\mu} dk \dots\dots(8)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで, } r &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \\ r' &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \end{aligned}$$

細長船近似が厳密に成立するのは $\epsilon \rightarrow 0$ の極限においてであるが、このとき船体は自由表面上の一本の線分に縮退し、船体は Kelvin source の線状分布で表される。これが外部解である。外部解では船体が線分に縮退したために船体表面条件を課することが出来ず、従って吹き出し密度を決定することが出来ない。そこで船体の近傍で幅、吃水方向に拡大された仮想の流場を考え、そこで船体表面条件を満足させた内部解を考える。船体近傍で拡大された座標系を新たに次のように定義する。

$$X = x, \quad Y = y/\epsilon, \quad Z = z/\epsilon \dots\dots\dots(9)$$

このような座標系のもとでは空間的な微分操作によって関数のオーダーに変化が起こる。

$$\begin{aligned} \partial/\partial x &= \partial/\partial X, \\ \partial/\partial y &= 1/\epsilon \cdot \partial/\partial Y, \\ \partial/\partial z &= 1/\epsilon \cdot \partial/\partial Z \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{C(x)} \sigma(x; y', z') ds \ln R + \frac{1}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d}{dx'} \{ \operatorname{sgn}(x-x') \ln 2|x-x'| \} dx' \int_{C(x)} \sigma(x'; y', z') \\ &\quad ds(y', z') - \frac{1}{4} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d}{dx'} [H_0(K_0|x-x'|) + \operatorname{sgn}(x-x') Y_0(K_0|x-x'|)] dx' \\ &\quad \int_{C(x)} \sigma(x'; y', z') ds(y', z') - \int \frac{d}{dx'} Y_0(K_0|x-x'|) dx' \int_{C(x)} \sigma(x'; y', z') ds(y', z') \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

$C(x)$ は Girth に沿った積分径路
ここで、 $R = \sqrt{y^2 + z^2}$ 、 H_0 は 0 次の Struve 関数、 Y_0 は 0 次の第二種 Bessel 関数を表す。上式で第一項は二重模型流れを表す二次元吹きだしであり、第二項はその三次元的な断面間の干渉影響を表す。第三項は括弧内をまとめて local disturbance のポテンシャルを表すが、Tuck⁷⁾ の指摘するように Bessel 関数の特異性は第二項の断面間の干渉項と相殺するので、特異性の問題は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z=0 \dots\dots\dots(7)$$

を得る。ここで $K_0 = g/U^2$ である。船体表面条件以外の境界条件と支配方程式を満たす Green 関数は Kelvin source として知られており、それは次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z=0 \dots\dots\dots(11)$$

更に船体表面条件は細長船の仮定により次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial \nu} &= U \frac{\partial b(x, z)/\partial z}{\sqrt{1 + (\partial b(x, z)/\partial z)^2}} \\ &\quad \text{on } y=b(x, z) \dots\dots\dots(12) \end{aligned}$$

ここで ν は首尾線に直角な断面内の法線ベクトルである。内部解は正鏡像の二次元吹き出しと三次元影響及び波の影響を表す x についての未知関数の和として表される。この未知関数は船体近傍で問題を設定したために、(6)式で表される放射条件は課することができないことによって生じた未定項である。結局、放射条件は満足するが船体表面条件を満たさない外部解の内部展開と、船体表面条件は満たすが放射条件の与えられない内部解の外部展開を接合することによって流体の全領域で一様な近似となる速度ポテンシャルの表示が次のように得られる。

生じない。これに対して第四項は transverse wave によるポテンシャルを表すが、Bessel 関数の原点付近の性質により、

$$Y_0(K_0|x-x'|) \sim \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{K_0|x-x'|}{2} \right) \dots\dots\dots(14)$$

のように振舞うため、特異性が生ずる。更にこの理論の特徴を明らかにするために、造波抵抗公式について調べてみる。Tuck⁷⁾ によると船体表面上の圧力積分からでも

後続自由波が持ち去るエネルギーからでも同じ結果が得られ、造波抵抗公式は次式のように与えられる。

$$R_w = -\frac{1}{2} \rho U^2 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2 S(x')}{dx'^2} dx' \int_{-L/2}^{L/2} \frac{d^2 S(x)}{dx^2} Y_0(K_0 |x-x'|) dx \dots\dots\dots (15)$$

但し、船首尾端近傍の横截面積は次の条件を満たすものとして端部影響は省略した。

$$dS(x)/dx = O((x \pm L/2)^\alpha), \alpha > 1$$

さて、今ここで取上げている細長船理論は、transverse wave の波長と船長の比が1以上で成立するような高速域の理論と考えられている。Kotik と Thomsen¹⁰⁾ は(4)式の Froude 数無限大の極限を求めたところ造波抵抗値が負の無限大に発散することが示され、事実彼等が数式船型に対して行った幾つかの計算結果はそのような傾向を示している。今、(4)式に(15)式を代入すると、

$$R_w \sim -\rho U^2 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dS(x')}{dx'} dx' \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dS(x)}{dx} \ln \left(\frac{K_0 |x-x'|}{2} \right) dx \text{ as } K_0 \rightarrow 0 \dots\dots (16)$$

となり、Kotik 等の結論が導かれる。この問題については後に鄭¹¹⁾によって端部影響も含めてより詳細に検討されている。

このようにこの古典的な細長船理論は多くの問題点を含み、特に Kotik 等¹⁰⁾の計算結果が Froude 数 0.7 前後で破綻していることから見ても、Froude 数 0.5~1.0 あるいはそれ以上で航走する沿岸小型漁船にこの理論を適用することには無理がある様に思われる。

この細長船理論を改良する為に Ogilvie はそれぞれ異なる二つの観点から、内部問題でも自由表面条件が剛壁の条件にならないように解析に工夫を行った。彼はまず最初に、流体攪乱を支配するパラメータとして船体の細長比の他に重力加速度を取上げ、これが細長比と同じぐらいの小ささであるとして境界値問題を設定し直した¹²⁾。このとき Froude 数は $O(1/\epsilon)$ の高速となるので、彼は high Froude number の理論とよんでいる。このような high Froude number の仮定のもとでは、内部問題は支配方程式及び船体表面条件は変わりがないが、自由表面条件は非線形となり、(4)、(5)式はそれぞれ次のようになる。

$$U \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right\} - g \zeta = 0 \dots (17)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \left(U + \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \dots\dots\dots (18)$$

これらがそれぞれ実際の自由表面上で成立していなければならぬ。また外部問題では自由表面条件は重力の影響の無い圧力作用面となり波の影響はより高次となって現われない。この理論では重力加速度が船の細長化と同程度の小ささであると仮定したが、Ogilvie 自身も後に述べているように¹³⁾、船の幾何形状によって船速や、まして重力加速度が影響を受けるとは考えられないので、この理論は一種の思想上の理論といえる。この理論は後で述べるように Chapman によって船の横運動の解析に用いられている¹⁴⁾。

次に彼は¹³⁾ x 軸方向の流れの変化率が通常の細長船理論で仮定されるよりも局所的にははるかに大きい所があり、そのような場所では船長を代表長さにとった Froude 数では流れの様子を正確に記述出来ないと考えた。そして彼はこのような流れは流体の持つ慣性力に比べて重力の影響が相対的に小さい high Froude number の流れであり、船首の近傍 (bow near field) にそのような流れが実現されているとした。彼の設定した $X=x/\sqrt{\epsilon}$, $Y=y/\epsilon$, $Z=z/\epsilon$ の bow near field の問題は支配方程式を二次元 Laplace の方程式とし、線形自由表面条件、放射条件、船体表面条件を境界条件として構成される。また、このとき $\partial/\partial X = 1/\sqrt{\epsilon} \cdot \partial/\partial x$ となるが例外として細長船の基礎仮定である $\partial b(x, z)/\partial x = O(\epsilon)$ とは成立しているものとする。このような境界値問題の Green 関数は次のように与えられる。

$$G = \delta(x-x') \ln \frac{R}{R'} - 4\sqrt{K_0} H(x-x') \int_0^\infty e^{v^2(z+z') \cos \{v^2(y-y')\}} \times \sin \{ \sqrt{K_0} v(x-x') \} dv \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 H は単位階段関数
 $R = \sqrt{(y-y')^2 + (z-z')^2}$,
 $R' = \sqrt{(y-y')^2 + (z+z')^2}$

さて上式第一項は二次元吹き出しとその逆鏡像を、第二項は x 軸より放射状に拡る diverging wave のポテンシャルをそれぞれ表している。(19)式を(17)式に代入してみると明らかなように、この理論では diverging wave による diffraction effect が考慮される。Ogilvie はこの bow near field の解の $x=O(1)$ への外部展開と通常の細長船理論の解の bow near field への内部展開が接合することを示したが、彼は解析にあたって Michell

の理論と同じく、水線の勾配で吹き出し密度を決定しているので diffraction effect は考慮されておらず、従って一般船型への拡張の方法も明らかではない¹⁷⁾。

近年になって丸尾は Neumann-Kelvin 問題に細長船の仮定を用いて整合性を与え、かつ、簡略化するという手法で新たに細長船の理論を導いた¹⁸⁾。まず彼は(13)式の通常の細長船の仮定の他に、素成波の進行方向 θ も、

$$\tan \theta = \varepsilon \dots\dots\dots(20)$$

として、Kelvin source の航跡付近での漸近表示を求め、更にこれを Neumann-Kelvin 問題を与える積分方程式の核関数として用いて速度ポテンシャルの一般的な表示を求めた。丸尾の求めた Kelvin source の漸近表示は次式のように書かれる。

$$G \sim \ln \frac{R}{R'} + \pi K_0 \operatorname{sgn}(x-x') \left[\mathbf{H}_1\{K_0(x-x')\} - Y_1\{K_0|x-x'|\} - \frac{2}{x-x'} \right] - 2K_0 + 2\{1 + \operatorname{sgn}(x-x')\} \left[\pi K_0 Y_1\{K_0|x-x'|\} + \frac{2}{x-x'} - 2\sqrt{K_0} \int_0^\infty e^{v^2(z+z')} \cos\{v^2(y-y')\} \sin\{v\sqrt{K_0}(x-x')\} dv \right] \dots\dots\dots(21)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで、} R &= \sqrt{(y-y')^2 + (z-z')^2} \\ R' &= \sqrt{(y-y')^2 + (z+z')^2} \end{aligned}$$

上式において、第一項は二次元の逆鏡像流れを、次の大括弧内は local disturbance を最後の二大括弧内第一項と第二項は transverse wave を、 v に関する積分項は diverging wave をそれぞれ表す。この Green 関数の内部解に相当するものは(19)式と同一であるが、吹きだしの没水深度が浅い場合には、その航跡付近の波動は

diverging wave によるものが支配的であること¹⁷⁾からも(19)式の形をとることが了解できる。さてこの(19)式を Neumann-Kelvin 問題を与える積分方程式の核関数として用いると、細長船の仮定により線積分項は省略できることになり、速度ポテンシャルの表示は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi} \int_{C(x')} \sigma(x'; y', z') \ln \frac{R}{R'} ds(y', z') + \frac{K_0}{4} \int_{-L/2}^{L/2} \left[\operatorname{sgn}(x-x') \left[\mathbf{H}_1\{K_0(x-x')\} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - Y_1\{K_0|x-x'|\} - \frac{2}{\pi|x-x'|} \right] - 2K_0 \right] dx' \int_{C(x')} \sigma(x'; y', z') ds(y', z') \\ &\quad + \frac{1}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \{1 + \operatorname{sgn}(x-x')\} \left[\pi K_0 Y_1\{K_0|x-x'|\} + \frac{2}{|x-x'|} - 2\sqrt{K_0} \int_0^\infty e^{v^2(z+z')} \cos\{v^2(y-y')\} \right. \\ &\quad \left. \sin\{v\sqrt{K_0}(x-x')\} dv \int_{C(x')} \sigma(x'; y', z') ds(y', z') \right] dx' \dots\dots\dots(22) \end{aligned}$$

上式において以前の理論に見られた Bessel 関数の特性は全て $2/(x-x')$ の項と相殺するのがわかる。また、核関数のなかに(19)式の表現が含まれていることから、diverging wave の diffraction effect も船体表面条件に反映されていることがわかる。しかしながら、(13)式の表現にも共通することではあるが、local disturbance と transverse wave は外部解から現われたものなので、当然のことながら船体表面条件を満足しない。丸尾はこれに対してさらに補完的なポテンシャルを考えることを提案しているが、細長船理論を用いて計算を簡略化しようという主旨からは外れたものとなる。

ところで、(2)式で内部解を決定する段階では見かけ上、何等かの理由で線形化された high Froude number の流れあるいは、bow near field の流れと同じ問題を

解くことになる。この種の問題は操縦性の分野ではより早くから取上げられており、Chapman¹⁴⁾ が差分法を用いて平板に働く横力を計算したのを初めに、任意船型に対しては山崎¹⁹⁾、柏木^{20,21)}によって拡張が図られている。さて Chapman の計算では、定常流場を計算するにあたって自由表面と平板との交点に特異性を生ずる。

Chapman はこれを sloshing の問題等に現われる Taylor instability ではないかとし、平板と交差する自由表面上の格子点に圧力を加えるという条件を付加してこの問題を解決している。山崎も Chapman の方法を拡張して用いているが、後に柏木が Wigley 船型に対して(19)式で与えられる Green 関数を用いて計算を行った結果では^{20),21)}、静止自由表面と船体との交線に現われる線積分項の寄与を考慮することによって、有意²⁰⁾な解を得

ている。(19式において吹き出しの没水深度ゼロの極限を考えればこれは二重吹き出しに縮退するので、線積分項の効果は自由表面上に圧力を添加したことに等しい。従って柏木の線積分の寄与を考慮した方法は、Chapman が数値的に導入した付加条件と等価なものとみなすことができる。このことから定常直進運動においても(24式にも

線積分の寄与を何等かの形で考慮する必要があるのではないと思われる。

最後に(24式より求める抵抗について見てみると、後続自由波から計算される造波抵抗は次式で与えられている。

$$R_w = \frac{2}{\pi} \rho K_0 \int_0^\infty \left| \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{C(x)} \sigma(x, y, z) \exp\{K_0 v^2 z + i K_0 v x + i K_0 v^2 y\} ds(y, z) \right|^2 dv$$

$$+ \frac{2}{\pi} \rho K_0^2 \int_{-L/2}^{L/2} dx' \int_{C(x')} \sigma(x', y', z') ds(y', z') \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{C(x)} \sigma(x, y, z) ds(y, z)$$

$$\times \left[\frac{1}{(x-x')^2} - \frac{\pi}{2} K_0^2 Y_0\{K_0(x-x')\} + \frac{\pi K_0}{2(x-x')} Y_1\{K_0(x-x')\} \right] \dots \dots \dots (24)$$

第一項は diverging wave の成分であり、第二項は transverse wave による寄与を表す。ここで Kotik 等に倣ってフルード数無限大の極限を求めてみると、まず第一項は $K_0 \rightarrow 0$ のとき明らかにゼロとなり、第二項は大括弧内が、

$$\left[\frac{1}{(x-x')^2} - K_0 \ln \left\{ \frac{K_0(x-x')}{2} \right\} - \frac{1}{(x-x')^2} \right] = K_0 \ln \left\{ \frac{K_0(x-x')}{2} \right\} \sim 0$$

as $K_0 \rightarrow 0$

となるので、先に述べた通常の細長船理論に見られた不合理は解消されていることがわかる。また先の理論では船体表面上の圧力積分から求めた抵抗値と後続自由波から計算されるそれとが一致したが、丸尾²²⁾は(24式に於て吃水ゼロの極限をとり、 $K_0 = O(\epsilon)$ を仮定してやれば、後で述べる滑走体理論の表式と一致することから、この理論で圧力積分によって求められた抵抗値は飛沫抵抗の成分を含むものになると述べている。

この理論を用いた計算結果は今迄に極小数が series

60について発表されている²³⁾。その結果からまず船測波形をみると(図2)、Ogilvie が bow near field の問題に対して指摘した通り、船首の前方には流体攪乱が無いとして問題が解かれたことによる船首波位相の後退、没水深度影響が考慮されなかったことから来る transverse wave の目立ち過ぎがみてとれる。また、断面上的流速分布を表す図(図3)では実線が吹き出しのみ考慮した場合を表し、破線及び点線は diverging wave それにの寄与も含めたものを表す。前者と後二者の差が diverging

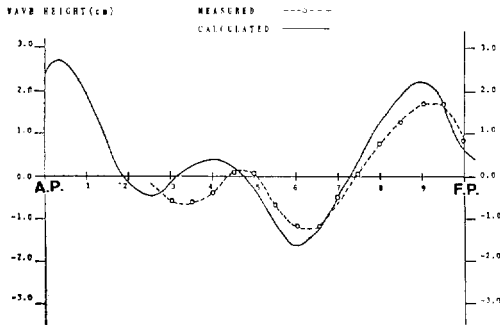


図2 Wave Profiles at $Fn=267$.

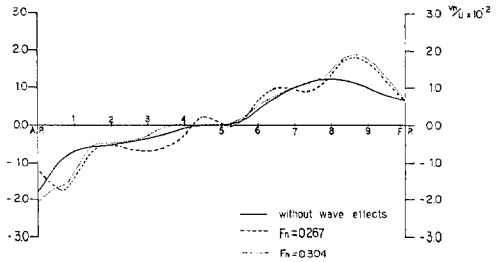


図3 Normal Velocity near the Free Surface.

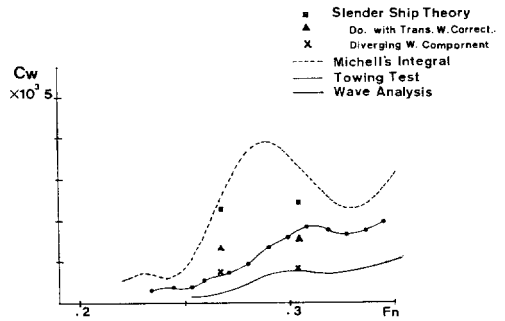


図4 Wave Resistance Coefficient of Series 60.

wave の diffraction effect を表すことになるが、船側波形とはあまり対応しておらず、実線の周りに振動している様に見える。これは線積分を省略したことによる影響に対してもこれを十分表現し得るので高速の沿岸漁船船型への適用を試みる価値があるものと思われる。

3. 滑走体理論

次に滑走面のアスペクト比が小さい滑走体の理論を上げる^{24), 25)} と、この理論による速度ポテンシャルの影響のようにも思われる。造波抵抗の計算結果には transverse wave の成分に修正を加えたものも示されているが(図4)、丸尾等の用いた修正式から diverging wave の造波抵抗を計算してみると×印のあたりとなる。明ら

かに transverse wave にもとづく成分が過大な値を与えていることがわかり、ここにも transverse wave に没水深度影響が取り入れられなかった影響が現われている。22式において $K_0 = O(\epsilon)$ を仮定してやれば、外部解から生ずる二つの波の項は消えて Ogilvie の bow near field の解に形式的に一致するが、対象とする船速によってはこのような取り扱いも可能であろう。いずれにして、この細長船理論は Froude 数に対する制約も無く、diffraction effect も考慮されており、また、船型の相示は次式の様に与えられる。22式からの誘導は丸尾によって文献22)に詳しく述べられているのでここでは省略する。

$$\phi(x, y, z) = -\frac{2}{\pi \rho U} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-b(x,0)}^{b(x,0)} P(x', y') \{1 + \operatorname{sgn}(x-x')\} dx' \int_0^\infty v e^{v^2 z} \cos\{v^2(y-y')\} dy' \cos\{\sqrt{K_0} v(x-x')\} dv \dots\dots\dots(24)$$

ここで $P(x, y)$ は船底に作用する圧力分布である。上式を見ると分るように、この理論の特徴は船体が自由表面上に加えられた等価な圧力分布で表現されることである。つまり、与えた圧力分布に対して流場が定まり、流場が定まった後でその自由表面上の流線として、与えた圧力分布に対応する船型が初めてわかることになる。従って、船型を与えてそれに対する流場を計算しようとするならば、自由表面上の流線が目的の船型に収斂するまで、試行錯誤によって繰り返し計算を行う必要がある。24式の被積分関数は上流側には影響を及ぼさないで、このことを利用すれば24式による求解は不可能なこと

ではないと思われるが、非常に困難なものとなることが予想される。次にこの理論から導かれる揚力及び圧力抵抗については、更に高速であること、滑走面にねじりが無いこと、船尾端で船幅が最大となることを仮定したうえで、丸尾によって次の様な式を導きその特徴を明らかにしている²⁶⁾。滑走面の幅を $b(x)/2$ 、船体表面の方程式を新たに

$$z = h(x)$$

とすると、揚力は、

$$L = \frac{1}{2} \rho \pi U^2 B^2 \frac{dh(L/2)}{dx} + 2\rho B \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dh(x')}{dx'} (L/2 - x') [K\{b(x')\} - E\{b(x')\}] dx' \dots\dots\dots(25)$$

圧力抵抗は

$$R_L = \frac{\pi}{4} \rho U^2 \left[\left(B \frac{dh(L/2)}{dx} \right)^2 + 2 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{db(x')}{dx'} \left\{ \frac{dh(x')}{dx'} \right\} dx' \right] + 2 \rho g B \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dh(x)}{dx} dx \cdot \int_{-L/2}^x \frac{dh(x')}{dx'} \frac{d}{dx} (x-x') \left[K \left\{ \frac{b(x')}{b(x)} \right\} - E \left\{ \frac{b(x')}{b(x)} \right\} \right] dx' \dots\dots\dots(26)$$

のように表される。ここで K 、 E はそれぞれ第一種及び第二種の完全楕円積分である。圧力抵抗の式で注目されるのは、Froude 数無限大の極限においても抵抗が存在することである。即ち、中括弧内第一項は造波抵抗であり、Froude 数無限大の極限では薄翼理論における誘導抵抗と同質のものとなる。但し、流体に接する面は翼の半分であるので誘導抵抗も半分となっている。中括弧

内第二項は飛沫抵抗を与えるものと考えられている。

以上見てきたように、滑走体理論は高速の極限での造波抵抗の性質や、飛沫抵抗の存在などいくつかの興味深い結果を示しているが、具体的な数値計算にあたっては困難が予想される。

4. 結 言

本論では沿岸で用いられる高速小型漁船の性能推定に、既存の理論ではどのような造波抵抗理論が適用可能か検討を加えてきた。その結果、今回取上げた理論の中では、船型を正確に考慮できること、高速域でも成立すること、数値計算にあたって特に問題がないことな故から、丸尾によって最近導かれた細長船理論の理論が最も可能性が高いものと思われる。また、この理論の数値計算プログラムの核となる部分は、高速漁船が波浪中を航行する際に船体に働く非定常な流体力を求めることにも利用できるため、現在この理論に基づき数値計算プログラムの開発に着手している。今回は、主としてそれぞれの理論の解の定性的な傾向から検討を行ったが、次報では具体的な数値計算結果を踏まえたうえで、沿岸高速漁船の平水中間問題に対するこの理論の適用性について、更に詳細な検討を加えることを予定している。

5. 謝 辞

本論を取りまとめるにあたり、参考文献の入手などに種々の御便宜を図って頂きました防衛大学校 鈴木勝雄先生、横浜国立大学 平山次清先生に心から感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 梅田直哉：高速漁船の航走時姿勢変化について，関西造船協会誌196号，pp. 9-17 (1985)
- 2) 武隈克義，馬場栄一：高速艇の流体力学的諸性能に関する研究，三菱重工技報，Vol.18, No.3, pp. 66-77 (1981)
- 3) 小林務：高速沿岸漁船の速力性能に関する研究，水産工学研究所研究報告5号，pp. 97-183 (1984)
- 4) 高木又男：造波抵抗理論概説，関西造船協会誌165号，pp. 105-119 (1977)
- 5) Brard R.: The representation of a given ship form by singularity distributions when the boundary condition is linearized, Journal of Ship Research Vol. 16, pp. 79-92 (1972)
- 6) Vossers G.: Wave Resistance of Slender Ships, Schiffstechnik Bd. 9, Heft 46, pp. 73-78 (1962)
- 7) Tuck E. O.: On Vossers' Integral, International Seminar on Theoretical Wave Resistance, pp. 697-709 (1963)
- 8) Maruo H.: Calculation of the Wave Resistance of Ships, the Draught of Which is as Small as the Beam, Journal of Zousen Kiokai, No. 112, pp. 21-37 (1962)
- 9) Tuck E. O.: A Systematic Asymptotic Expansion Procedure for Slender Ships, Journal of Ship Research, Vol. 8, No. 1, pp. 15-23 (1964)
- 10) J. Kotik & P. Thomsen: Various Wave Resistance Theories for Slender Ships, Schiffstechnik Bd. 10, Heft 54 (1963)
- 11) 鄭 正桓：細長船理論の検討，横浜国立大学修士論文 (1969)
- 12) T. F. Ogilvie: Nonlinear High-Froude-Number Free Surface Problem: Journal of Engineering Mathematics, Vol. 1. pp. 215-235 (1967)
- 13) T. F. Ogilvie: The Wave Generated by a Fine Ship Bow, 9th Naval Hydrodynamics pp. 1483-1525 (1972)
- 14) Chapman. R. B.: Free-Surface Effects for Yawed Surface-Piecing Plates, Journal of Ship Research Vol. 20, No. 3, pp. 125-136 (1976)
- 15) Tuck E. O.: Discussion to T. F. Ogilvie for his article, "The Wave Generated by a Fine Ship Bow" 9th Naval Hydrodynamics, pp. 1524(1972)
- 16) Sir Horace Lamb: ラム流体力学2，東京図書 (1981)
- 17) Ogilvie T. F.: End Effects in Slender-Ship Theory, International Seminar on Wave Resistance, pp. 11-9-139 (1976)
- 18) Maruo H.: New Approach to the Slender Ships with Forward Speed, Bulletin of Faculty of Engineering, Yokohama National University Vol. 33, pp. 85-99 (1982)
- 19) K. Yamasaki, et al.: Linear Hydrodynamic Coefficients of Ships with Forward Speed During Harmonic Sway, Yaw and Roll Oscillations, 4th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, pp. 56-70 (1985)
- 20) 柏木正：前進速度を持つ一般船型に働く流体力について，第4回運動性能委員会資料 Mc 4 (1984)
- 21) 柏木正：高速航走する船に働く反対称流体力について (続報)，関西造船協会誌195号，pp. 17-34 (1984)
- 22) 丸尾孟：半滑走高速艇の流体力学，高速艇研究特別委員会資料，HP-6-9 (1986)
- 23) Maruo H., Ikehata M.: An Application of New Slender Ship Theory to Series 60, $C_b =$

- 0.60., The Second Workshop on Ship Wave Resistance Computations, pp. 141-160 (1983)
- 24) Maruo H.: The Lift of Low Aspect Ratio Planing Surface, Proceedings of the 11 th Japan National Congress for Applied Mechanics pp. 211-214 (1961)
- 25) Maruo H., High- and Low-Aspect Ratio Approximation of Planing Surfaces, Schiffstechnik Bd. 14 Heft 72 pp. 57-64.

Examination of the applicability of wave-making resistance theories to high-speed coastal fishing boats (first report).

By

Toshikazu MASUYA

Summary

For high speed coastal fishing boats, the wave-making problem is vital in estimating their performance. In this first report, therefore, for future computation, we will examine the applicabilities of several wave-making resistance theories pertaining to these craft, and attempt to predict upcoming numerical problems. At first, the slender ship theory is taken up and some remarkable theories are examined. Next, the low-aspect-ratio planing surface theory is examined.

Consequently, the classical slender ship theory breaks down at a high Fround number, which is in the range of the running speed of high-speed fishing boats. Ogilvie's bow near-field analysis is apparently not the matching procedure between the bow near-field solution and the usual slender-ship solution to the conventional ship forms.

The planing surface theory is formidable to solve, because the hull is represented by an equivalent pressure distribution on the free surface.

Regarding these two theories, only one of the slender-ship theories recently presented by Maruo may be applicable. Its solution includes the diffraction effect of the diverging wave, and the singularity is eliminated in the transverse wave. And its near-field solution is formally identified as Ogilvie's bow near-field solution. The solution also identifies the low-aspect-ratio planing surface theory if the draught tends to zero at high-speed. Its computer program, nevertheless, is expected easily to degenerate into unsteady wave-making problems, as is formulated by Chapman and others.

But the Neumann-Kelvin problem still remains. The examination of this theory remains as a future task. In high-speed craft, the running attitude largely varies by the hydrodynamic lift acting upon her bottom. But such quantities are difficult to estimate. This is also a future task.