静水中および波浪中を航走する船に働く流体力の 時間領域ハイブリッド法による推定

正員 片岡 史朗* 正員 岩下 英嗣**

Estimations of Hydrodynamic Forces Acting on Ships Advancing in the Calm Water and Waves
by a Time-Domain Hybrid Method

by Shiro Kataoka, *Member* Hidetsugu Iwashita, *Member*

Summary

A time-domain computation method based on the hybrid method is originally developed and applied to the wave-making problems of ships both in the calm water and in waves. The fluid domain is decomposed into the near field and the far field, and the space-fixed artificial surface like side-walls of a towing tank is employed to separate them. The Rankine panel method and the Green function method are applied to two domains respectively and the solutions in both domains are combined on the artificial surface. The former makes the present method flexible to the free-surface condition and later guarantees the radiation condition for any frequency. The use of the space-fixed artificial surface makes the theory free from the line-integral which usually appears along the intersection between the free-surface and the artificial surface when the moving artificial surface is used.

The method is applied to the steady and the unsteady wave-making problems of the modified Wigley model, Series-60($C_B = 0.6$) and Series-60($C_b = 0.8$). Through the comparison of hydrodynamic forces between computed and measured, it is confirmed that the present method is very accurate and rational for any case.

1. 緒言

近年、船舶の耐航性能に関する理論推定精度の向上が求められる中、船体運動や自由表面の非線形性を考慮した理論推定ツールの開発が各所で進められてき

ている。ポテンシャル理論をベースとする3次元推定法に限定すれば、海外では Lin & Yue ら (LAMP 法)¹⁾¹²⁾, Maskew¹³⁾, Beck & Cao ら⁴⁾, Nakos & Sclavounos (SWAN)⁵⁾, Bunnik & Hermans⁶⁾, Colagrossi & Landrini⁷⁾ などの研究があり、我が国でも谷澤 & 白倉⁸⁾⁹⁾, 安川¹⁰⁾ などがある。加えて著者らもこれまでに非線形影響が考慮できる理論推定ツールとして時間領域 Green 関数法を取り上げ、数学船型を対象とした数値計算によりその有効性を示してきている¹¹⁾¹²⁾¹³⁾。

* (株) 新来島どつく

** 広島大学大学院工学研究科

これら多くの方法が提案され、波浪中を前進する船の3次元非線形船体運動計推定はともすれば確立されたかに見えるが、実は非定常造波問題に関し、低周波数域を含めた全ての周波数域において放射条件を満足できる方法は少ない。期待される方法としてはわずかに Lin & Yue らの LAMP 法、著者の Green 関数法、谷澤 & 白倉および安川の方法があるが、谷澤 & 白倉の方法は計算負荷の問題からであろうか未だ実用船型への応用には問題を残すようであり、安川の方法は造波曳航水槽を数値的に模擬した計算法であることから斜波中や追い波中での計算は難しい。LAMP 法は船体周りの流場を近場と遠場に分け、近場にランキンパネル法を遠場に Green 関数法を用いたハイブリッド法であり、放射条件の精度の観点からは Green 関数法と同等に厳密であると言える。しかしながら既存の LAMP 法においては仮想境界面が船体と共に移動するようになっているために、定式化上仮想境界面上の線積分が残る上、圧力計算を行う上で必要となる速度ポテンシャルの差分による時間微分計算が煩雑になるという問題がある。

これらの問題を解決するために、著者は空間に固定した仮想境界面を用いるハイブリッド法を新たに提案した¹⁴⁾。また、この方法に基づき、単一吹き出し点が造る波動場に関する基礎的な計算を行い、波核関数を用いて得られる理論解との比較を通じて本手法の有効性を示すとともに格子形状・分割数と放射条件の満足度の関係について詳細に検討を行っている¹⁴⁾。

本研究は、このハイブリッド法を実際の船の問題に適用し、その有効性を検証することを目的としている。ハイブリッド法による定式化を行って計算プログラムを開発するとともに、それを modified Wigley model, Series-60 model ($C_b = 0.6$) および Series-60 ($C_b = 0.8$) の静水中および波浪中の造波問題に適用し、数値計算により得られた流体力を水槽試験結果や strip 法による計算結果と比較することによって本手法の有効性を確認する。なお、本計算法は非線形自由表面問題も取り扱える方法であるが、今回は手法自体の検証を目的としているため、自由表面条件は線形としている。

2. 基礎理論

2.1 問題の定式化

Fig. 1 のように空間に固定された座標系 $o-xyz$ を取って考える。船体上の点の時刻 t における位置を (x, y, z) とし、角度 χ にて入射する波の中を任意の速度 $U(t)$ で前進しているとする。ここで、物体表面 S_H 、

自由表面 S_F 、空間に固定された仮想境界面 S_C を図中に示すように取り、特異点を取り囲む流体領域を内部領域 (Ω_I) と外部領域 (Ω_{II}) に分割して考える。無限水深を考える場合、仮想境界面 S_C は垂直壁面を適切な深さまで取ることにより底部を省略することができる¹⁵⁾。

Fig. 1 Coordinate system

流体は非圧縮・非粘性・非回転の理想流体とし、ポテンシャル理論で考える。内部領域および外部領域の流体の速度ポテンシャルを各々 $\psi(x, y, z; t)$, $\tilde{\psi}(x, y, z; t)$ と記すと、それらは各々の領域における擾乱速度ポテンシャル ϕ および $\tilde{\phi}$ と入射波の速度ポテンシャル ϕ_0 の和として次のように表すことができる。

$$\begin{cases} \psi(x, y, z; t) = \phi(x, y, z; t) + \phi_0(x, y, z; t) & \text{in } \Omega_I \\ \tilde{\psi}(x, y, z; t) = \tilde{\phi}(x, y, z; t) + \phi_0(x, y, z; t) & \text{in } \Omega_{II} \end{cases} \quad (1)$$

ϕ_0 は、たとえば規則波を考える場合には次式のように表すことができる。

$$\phi_0 = \Re \left[i \frac{gA}{\omega} e^{Kz - iK(x \cos \chi + y \sin \chi) + i\omega t} \right] \quad (2)$$

ω , K , A は各々入射波の円周波数、波数 ($K = \omega^2/g$)、波振幅であり、 g は重力加速度を表している。

船体による自由表面の擾乱は小さいと仮定して線形自由表面条件を適用すると、擾乱速度ポテンシャル ϕ および $\tilde{\phi}$ は下記の初期値境界値問題の解として求められなくてはならない。

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} \phi \\ \tilde{\phi} \end{Bmatrix} = 0 \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + g \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{Bmatrix} \phi \\ \tilde{\phi} \end{Bmatrix} = 0 \quad \text{on } z = 0 \text{ at } t > 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = V_n - \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad \text{on } S_H \text{ at } t > 0 \quad (5)$$

$$\begin{Bmatrix} \phi \\ \tilde{\phi} \end{Bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} \phi \\ \tilde{\phi} \end{Bmatrix} \quad \text{on } z = 0 \text{ at } t < 0 \quad (6)$$

$$\phi = \tilde{\phi}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial n} \quad \text{on } S_C \text{ at } t > 0 \quad (7)$$

(3) ~ (6) 式は各々 Laplace 方程式, 線形自由表面条件, 物体表面条件, 初期条件である. 物体表面条件右辺の V_n は船体表面の法線方向への移動速度を表している. このように空間固定座標系による定式化においては, 物体固定座標系を用いた定式化において物体表面条件中に定常流場の非定常流場に及ぼす影響項として現れる, いわゆる m_j -term が時間進行計算の中に取り込まれるために陽には現れないことになる. なお, (7) 式は仮想境界面 S_C 上における流場の連続条件を表わしており, この条件を通じて放射条件を満足する解 $\tilde{\phi}$ との結合が行われる. $\phi, \tilde{\phi}$ はこの他に無限水深条件を満足しなくてはならない.

2.2 積分方程式

(3) ~ (7) 式の初期値境界値問題を積分方程式に帰着させて求解する. 内部領域, 外部領域の各々の流体領域に Green の第二定理を適用し, 内部領域にランキンパネル法, 外部領域に Green 関数法を用いる形で定式化すると, 攪乱速度ポテンシャル ϕ および $\tilde{\phi}$ は次式により表記される.

$$\phi(P; t) = - \iint_S \sigma(Q; t) G_R(P, Q) dS \quad \text{for } P \in \Omega_I \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}(P; t) = & \iint_{S_C} \left[\frac{\partial \tilde{\phi}(Q; t)}{\partial n_Q} \tilde{G}_R(P, Q) \right. \\ & \left. - \tilde{\phi}(Q; t) \frac{\partial \tilde{G}_R(P, Q)}{\partial n_Q} \right] \\ & + \int_{-\infty}^t \left\{ \iint_{S_C} \left[\frac{\partial \tilde{\phi}(Q; \tau)}{\partial n_Q} \tilde{G}_W(P, Q; t - \tau) \right. \right. \\ & \left. \left. - \tilde{\phi}(Q; \tau) \frac{\partial \tilde{G}_W(P, Q; t - \tau)}{\partial n_Q} \right] dS \right\} d\tau \quad \text{for } P \in \Omega_{II} \quad (9) \end{aligned}$$

ただし, $P = (x, y, z)$, $Q = (x', y', z')$, $S = S_H + S_F + S_C$ であり, 式中に現れる核関数は以下のように定義されている.

$$G_R(P, Q) = \frac{1}{4\pi r}, \quad \tilde{G}_R(P, Q) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_W(P, Q; t) = & \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \sqrt{gk} e^{k(z+z')} \\ & \cdot \sin(\sqrt{gk} t) J_0(kR) dk \quad (11) \end{aligned}$$

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \quad \frac{r}{r'} = \sqrt{R^2 + (z \mp z')^2}$$

(8) 式および (9) 式において P 点が各境界面上にある場合の積分方程式を導出して離散化した上, (4), (5), (7) 式の境界条件および (6) 式の初期条件を適用して時間進行法により求解することにより攪乱速度ポテンシャル $\phi, \tilde{\phi}$ を数値的に求めることができる. ϕ が求めれば, 各時間における船体表面上の圧力は, Bernoulli の圧力方程式を用いて

$$p(P; t) = -\rho \left(gz + \frac{\partial \psi(P; t)}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla \psi(P; t) \cdot \nabla \psi(P; t) \right) \quad (12)$$

により計算することができる. これを船体表面上で積分することにより船体に働く j 方向の流体力が

$$F_j(t) = - \iint_{S_H} p(P; t) n_j(P) dS, \quad (j = 1 \sim 6) \quad (13)$$

により計算される.

3. 数値計算法

3.1 積分方程式の離散化

境界面を有限個の要素に分割し, 分割された各要素内で吹き出し強さ $\sigma(Q; t)$ が一定であると仮定する. この仮定の下, (8) 式において P 点が境界面上にある場合の離散化式を導出すると以下のように表せる.

$$\begin{bmatrix} \phi_{(i)}^m \\ \phi_{n(i)}^m \end{bmatrix} = - \sum_{j=1}^N \sigma_{(j)}^m \begin{bmatrix} G_{R(i,j)} \\ G_{Rn(i,j)} \end{bmatrix} \quad \text{for } i = 1 \sim N \quad (14)$$

ただし, 式中 $G_{R(i,j)}, G_{Rn(i,j)}$ は

$$G_{R(i,j)} \equiv \iint_{\Delta S(j)} G_R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) dS \quad (15)$$

$$G_{Rn(i,j)} \equiv \begin{cases} \mathbf{n}_i \cdot \iint_{\Delta S(j)} \nabla G_R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) dS & (i \neq j) \\ -1/2 & (i = j) \end{cases} \quad (16)$$

を意味し, 船体表面, 自由表面, 仮想境界面の要素分割数を各々 N_H, N_F, N_C とし総数が $N = N_H + N_F + N_C$ であるとする. $\mathbf{r}$ は任意点の座標値を, $\mathbf{r}_i$ は i 番目の要素の代表点の座標を, また $\Delta S(j)$ は j 番目の要素内の点の座標を表している. 上付きの添え字 m は時間ステップ m (Δt 刻み) の値であることを示しており, 下付きの添え字 n は法線微分を表している (他の偏微分についても同様の表記とする). たとえば $\phi_{(i)}^m, \phi_{n(i)}^m$ は各々時刻 m ステップにおける i 番目の要素の速度ポテンシャルおよびその法線微分値を意味する.

P 点が S_H 上にある場合, 境界条件 (5) より

$$\begin{aligned}\phi_{n(i)}^m &= V_{n(i)}^m - \phi_{0n(i)}^m \\ &= - \sum_{j=1}^N \sigma_{(j)}^m G_{Rn(i,j)} \quad \text{for } i = 1 \sim N_H \quad (17)\end{aligned}$$

なる離散化された積分方程式を得ることができる。 $V_{n(i)}^m$, $\phi_{0n(i)}^m$ は時間ステップ m における, 船体表面上にある i 番目の要素の法線移動速度および入射波に基づく法線速度を表している。

P 点が S_F 上にある場合, 自由表面条件 (4) を用いて

$$\phi_{n(i)}^m = -\phi_{z(i)}^m = \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi_{(i)}^m}{\partial t^2} \quad (18)$$

となるが, 右辺の時間に関する 2 階微分に関して Milne の 2 次オーダー差分式¹⁶⁾ を用いることにすると (18) 式を用いて

$$\begin{aligned}\phi_{(i)}^m &= 2\phi_{(i)}^{m-1} - \phi_{(i)}^{m-2} \\ &\quad + \frac{\Delta t^2}{12} \left(\frac{\partial^2 \phi_{(i)}^m}{\partial t^2} + 10 \frac{\partial^2 \phi_{(i)}^{m-1}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \phi_{(i)}^{m-2}}{\partial t^2} \right) \\ &= 2\phi_{(i)}^{m-1} - \phi_{(i)}^{m-2} \\ &\quad - g \frac{\Delta t^2}{12} \left(\phi_{z(i)}^m + 10\phi_{z(i)}^{m-1} + \phi_{z(i)}^{m-2} \right) \quad (19)\end{aligned}$$

なる関係を得ることができる。これに (14) 式を用いて, 自由表面上での方程式として次式を得ることになる。

$$\begin{aligned}& - \sum_{j=1}^N \sigma_{(j)}^m \left(G_{R(i,j)} + g \frac{\Delta t^2}{12} G_{Rz(i,j)} \right) \\ &= 2\phi_{(i)}^{m-1} - \phi_{(i)}^{m-2} - g \frac{\Delta t^2}{12} (10\phi_{z(i)}^{m-1} + \phi_{z(i)}^{m-2}) \\ &\quad \text{for } i = N_H + 1 \sim N_{HF} \quad (20)\end{aligned}$$

ただし, $N_{NH} \equiv N_H + N_F$ である。この方程式は, 時間に関する微分演算において採用する差分式として何を用いるかにより若干異なる式になる。他の差分式についてもいくつか試してみたが, 上記差分式が最も計算精度が良かったため, 本研究ではこれを採用することにしたという経緯があることを付記しておく。

P 点が S_C 上にある場合, まず (9) 式を離散化表示して

$$\begin{aligned}& - \sum_{j=1}^{N_C} \left(\tilde{\phi}_{n(j)}^m \tilde{G}_{R(i,j)} - \tilde{\phi}_{(j)}^m \tilde{G}_{Rn(i,j)} \right) \\ &= \Delta t \sum_{k=0}^{m-1} \varepsilon_k \sum_{j=0}^{N_C} \left(\tilde{\phi}_{n(j)}^k \tilde{G}_{W(i,j)}^{m-k} - \tilde{\phi}_{(j)}^k \tilde{G}_{Wn(i,j)}^{m-k} \right) \\ &\quad \text{for } i = 1 \sim N_C \quad (21)\end{aligned}$$

を得る。時間に関する積分は台形積分により処理しており

$$\varepsilon_k = \begin{cases} 1/2 & \text{for } k = 0 \\ 1 & \text{for } k \neq 0 \end{cases}$$

である。また, $\tilde{G}_{R(i,j)}$, $\tilde{G}_{Rn(i,j)}$ は (15), (16) 式と同様に

$$\tilde{G}_{R(i,j)} \equiv \iint_{\Delta S(j)} \tilde{G}_R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) dS \quad (22)$$

$$\tilde{G}_{Rn(i,j)} \equiv \begin{cases} \iint_{\Delta S(j)} \mathbf{n}_j \cdot \nabla \tilde{G}_R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}) dS & (i \neq j) \\ -1/2 & (i = j) \end{cases} \quad (23)$$

のように定義されている。仮想境界は移動しないため, これらは一度計算して保存しておけばよい。一方, $\tilde{G}_{W(i,j)}^m$, $\tilde{G}_{Wn(i,j)}^m$ は

$$\begin{aligned}\tilde{G}_{W(i,j)}^m \\ \tilde{G}_{Wn(i,j)}^m\end{aligned} \Bigg\} = \begin{cases} \tilde{G}_W(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j; m\Delta t) \Delta S(j) \\ \mathbf{n}_j \cdot \nabla \tilde{G}_W(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j; m\Delta t) \Delta S(j) \end{cases} \quad (24)$$

のように要素の代表点でモノポールの的に計算する。 ∇ は副変数に関する偏微分することを表している。これらは時間進行に伴い新しい時刻の値を計算して追加しながら保存して行けばよいが, 後述のように実際の計算においてはあらかじめ全ての時刻での計算を行い保存している。

S_C 上における (7) の境界条件を用いて, (21) 式中の $\tilde{\phi}_{(j)}^m$, $\tilde{\phi}_{n(j)}^m$ を (14) 式により吹き出し分布で置き換えると次式を得ることができる。

$$\begin{aligned}& \sum_{j=1}^N \sigma_{(j)}^m \sum_{l=1}^{N_C} \left(G_{Rn(l+N_{HF},j)} \tilde{G}_{R(i-N_{HF},l)} \right. \\ &\quad \left. - G_{R(l+N_{HF},j)} \tilde{G}_{Rn(i-N_{HF},l)} \right) \\ &= \Delta t \sum_{k=0}^{m-1} \varepsilon_k \sum_{l=0}^{N_C} \left(\phi_{n(l+N_{HF})}^k \tilde{G}_{W(i-N_{HF},l)}^{m-k} \right. \\ &\quad \left. - \phi_{(l+N_{HF})}^k \tilde{G}_{Wn(i-N_{HF},l)}^{m-k} \right) \\ &\quad \text{for } i = N_{HF} + 1 \sim N \quad (25)\end{aligned}$$

右辺の $\phi_{(j)}^k$, $\phi_{n(j)}^k$ ($j = 1 \sim N_C$) については, 時間ステップ m の前のステップ $m-1$ までの値が既知でなくてはならない。これらは時間ステップ m において $\sigma_{(j)}^m$ が得られた直後に (14) 式を用いて計算しておけばよい。

3.2 計算の手順

本研究における計算の手順を以下に示す。

1. S_H , S_F , S_C を要素分割する。

2. $S_F + S_C$ に対し G_R を, S_C に対し $\tilde{G}_R$ を計算して保存する. この際, 前者の計算については後述のように, S_F 上の領域を船体近傍の移動要素領域と固定要素領域に分けて計算時間を短縮する工夫を行なう. なお, (16) 式で表される G_R , (23) 式で表される $\tilde{G}_R$ の計算に関しては Newmann¹⁷⁾ の方法により平面要素内での厳密積分を行う.
3. あらかじめ全計算ステップ数を決めておき, S_C 上で全時間ステップにおける波核関数 $\tilde{G}_W$ の計算を行い保存する. (11) 式で定義される $\tilde{G}_W$ は Liapis¹⁸⁾, King¹⁹⁾ らによる計算手法を基にして著者らが見直した計算手法¹¹⁾ を適用し, (24) 式のように各要素の代表点を用いてモノポールの計算を行う.
4. 時間経過に伴う船体の位置を計算する. Radiation 問題の場合には強制動揺による変位も考慮して計算することになる.
5. 得られた船体位置から水面下の船体表面要素 S_H および船体近傍の自由表面上移動要素を再配置する.
6. S_H および再配置を行った自由表面上の移動領域について G_R の計算を行う. 手順 2. であらかじめ計算され保存されている G_R の中で追加・要素位置移動による変更箇所のみを更新すればよい.
7. 離散化された積分方程式 (17), (20), (25) 式を連立して解き, 吹き出し強さ $\sigma_{(i)}^m$ を決定する. この大規模マトリックス演算に対しては, 反復法の中から共役勾配法, SOR 法を選択して検討を行なったところ, SOR 法 (緩和係数はおおむね 0.7) を用いるのが効率上最良であることが分かった.
8. 得られた $\sigma_{(i)}^m$ を用いて (14) 式により $\phi_{(i)}^m$, $\nabla\phi_{(i)}^m$, $\phi_{t(i)}^m$ を計算して保存する. 時間偏微分については 3 点の後退微分 (2 次精度) を適用している. この際, 要素の再配置による各時刻における計算点の移動については以下の補正式を用いている.

$$\begin{aligned} \phi_{t(i)}^m = & \frac{\Delta t}{2} (3\phi_{(i)}^m - 4\phi_{(i)}^{m-1} + \phi_{(i)}^{m-2}) \\ & - \frac{\Delta t}{2} (3\mathbf{r}_{(i)}^m - 4\mathbf{r}_{(i)}^{m-1} + \mathbf{r}_{(i)}^{m-2}) \cdot \nabla\phi_{(i)}^m \quad (26) \end{aligned}$$

$\mathbf{r}_{(i)}^m$ は i 番目の点の時間ステップ m における空間固定座標値を表している.

9. (12), (13) 式を用いて船体表面上の圧力および流体力を計算する.
10. 時間ステップ m を 1 つ進めて手順 4. へ戻る.

3.3 自由表面要素の取り扱い

計算時間短縮のために計算手順 2. において行なっている自由表面上要素の取り扱いについて述べておく.

Fig. 2 上図に示すように, S_F 上の領域は船体を取り囲む船体近傍 (領域 Γ_I) とその外 (領域 Γ_{II}) とに分けて取り扱う. 計算の最初である計算手順 1. では, あたかも船体が存在しないとして船体近傍領域も外部と同様に矩形要素に分割しておく. そしてこの要素に対して手順 2. における G_R および $\tilde{G}_R$ の計算を行い保存しておく.

Fig. 2 Arrangement of the free surface panels around the ship hull

続いて, 船体近傍領域 Γ_I を船体水線を除く形で要素分割する. 船首近傍の要素分割の様子を Fig. 2 の中段に示している. たとえば初期の船首部要素は 1-2-3-4 の格子点で構成されている. 船体表面自体は図中 $\mathbf{r}_F$ 点を用いて要素分割するので, 船首部では船体と自由表面との間に僅かな隙間が生じることになるが, 一定要素を用いた今回の計算においては, これによる影響は実用上無視できるレベルのものである.

時間が進行すると共に, 船体は前進ししかも動揺する

ことによって水線面形状は空間固定座標に対して移動する。 Δt 間に移動する量が少なければ中段の図のように 1-2-3-4 の要素は 1'-2'-3'-4' へと移動する。この場合には領域 Γ_I , Γ_{II} の仕切り位置は変化しないとして計算を続行する。

一方、 Δt 間に移動する量によっては、船体水線面が領域 Γ_I から Γ_{II} へと飛び出すことになる。Fig. 2 の下段の図がその場合の様子を示している。この場合には、領域 Γ_I を領域 Γ_{II} に対して x 軸方向に一要素分移動させるという手続きを取った上、以後の計算を行なう。船尾部の扱いについても同様である。船体運動によっては、船首部の境界は一要素移動しても船尾部の境界は移動しない場合もあり、従って領域 Γ_I は x 軸方向へ伸び縮みしながら全体として前進して行くことになる。なお、時間進行に伴う領域 Γ_I 内部での自由表面再分割は、 x 方向の分割刻みを固定し、 y 方向の格子点位置のみを変化させて行なっている。CFD で使われる算盤グリッド的な扱いと考えて良い。

計算の最初においては、領域 Γ_I に船体を含めないで、領域 Γ_{II} と同様の矩形要素で分割しておき、 $S_F + S_C$ に対して G_R を計算しておく。時間進行に伴い新たに計算し直す必要のある G_R は、再配置を行った S_H および領域 Γ_I の各要素から全領域に対するものと領域 Γ_{II} および S_C 上の要素から再配置を行った S_H および領域 Γ_I の要素に対するもののみとなる。このように自由表面領域を移動領域と固定領域とに分けて取り扱うことにより、各時間ステップにおける核関数の演算回数を激減させ、計算時間の大幅な節約が可能となる。

4. 数値計算結果および考察

4.1 供試船型および要素分割

本計算法を検証するために、船型が

$$\left. \begin{aligned} y' &= (1 - x'^2)(1 - z'^2)(1 + \alpha x'^2) \\ x' &= x/(L/2), y' = y/(B/2), z' = z/d \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

で表される Wigley model, より実船に近い船型として Series-60($C_b = 0.6$) および Series-60($C_b = 0.8$) を対象として数値計算を行なった。Wigley model に関する計算は、比較に用いる実験結果の都合により、定常造波問題については上記の式において $\alpha = 0.0$ とした parabolic Wigley model に対して、非定常造波問題については $\alpha = 0.2$ とした modified Wigley model に対して行っている。

船体表面の要素分割は、Wigley model については片舷につき 256 要素 (船長方向 32 分割, ガース方向 8 分割) とし、Series-60 model についてはより微細に船

型を表現するために 576 要素 (船長方向 48 分割, ガース方向 12 分割) としている。時間進行に伴い、水面下の形状は船体の運動に応じて時々刻々変化するわけであるが、その際各時間ステップごとに必要となる船体表面の要素再分割は、格子点位置のみをガース上で移動させ分割数は一定となるようにしている。Figs. 3 ~ 5 に modified Wigley model および Series-60 model ($C_b = 0.6$ & 0.8) の時刻 $t = 0$ における要素分割図を示す。水面下 ($z \leq 0$) のみに計算格子が設けられている。

Fig. 3 Computation grid for modified Wigley model

Fig. 4 Computation grid for Series-60 model ($C_b = 0.6$)

Fig. 5 Computation grid for Series-60 model ($C_b = 0.8$)

Fig. 6 に計算で使用した自由表面および仮想境界面の要素分割の一例を示している。解析時間を一定にした場合、船速に応じてその間に船が進む距離は異なるため、それが内部領域 Ω_I に収まるように船速によって内部領域の x 軸方向の長さを伸縮させる必要が生じる。図は解析時間を 10 秒とした場合の $F_n = 0.2$ の例であり、自

由表面領域を長さ $6.0L$, 片幅 $0.75L$ (L :船長), 仮想境界面の深さを $0.5L$ としている. 定式化のところでも記したが, 本計算における仮想境界は底部が省略されており閉じていない. 水深が増せば波の粒子運動は指数関数的に減少するから底部を省略できるわけであるが, その理由故に, 本来その深さは船が造波する波の波長によって変更する必要がある. しかし, 今回の計算においては簡便のために $0.5L$ で固定して計算している.

要素数は $y > 0$ の領域に対して自由表面 3072(192×16) 要素, 仮想境界面 320($(48+8 \times 2) \times 5$) 要素である. 今回の計算においては, この自由表面および仮想境界面の要素分割数は計算する船型や船速に依らず常に一定にしている. たとえば Series-60 model の場合, 前記のように船体表面片舷で 576 要素であるから, 自由表面, 仮想境界面を含む全要素数は片側約 4000 要素になる.

Fig. 6 Computation grids on the free surface and the artificial surface for $F_n = 0.20$

4.2 定常造波問題の計算結果

まず, Parabolic Wigley model を対象としてそれが静水中を運動を拘束されて前進する場合の計算を行った. 計算はフルード数 $F_n = U_0/\sqrt{gL} = 0.2 \sim 0.4$ の範囲で前進速度を変化させて行っている. 内部領域の x 軸方向の長さは自由表面および仮想境界面の分割数を前述のように固定したまま, 前進速度に合わせて $6.0L \sim 9.0L$ の範囲で変化させている. 解析時間はいずれの船速においても 10 秒である. 時間刻みは $\Delta t = 1/25\text{sec.}$ とし, 船の加速は次式のようにしている.

$$U(t) = U_0 f(t) \quad (28)$$

$f(t)$ は加速を表す関数であり次式¹⁰⁾を用いている.

$$f(t) = \begin{cases} 6\left(\frac{t}{t_0}\right)^5 - 15\left(\frac{t}{t_0}\right)^4 + 10\left(\frac{t}{t_0}\right)^3 & \text{for } t \leq t_0 \\ 1.0 & \text{for } t > t_0 \end{cases} \quad (29)$$

ただし, $t_0 = 5.0\text{sec.}$ としている.

Fig. 7 に $F_n = 0.316$ の場合の前進速度, 船体に働く x 方向 および z 方向の力, y 軸周りのトリムモーメ

ントの時刻歴変化を示す. 図中の流体力は, 船の静止時の浸水表面積および定常航走時の船速 U_0 を用いて無次元化してある. x 方向の流体力で数値計算に起因した解の振動が僅かに見られるが, いずれの流体力も無次元時間 $t\sqrt{g/L} = 15$ 以降ではほぼ定常になっている様子が確認できる. 僅かに見られる数値振動は, 自由表面要素の x 方向長さ Δx が船体が Δt 間に進む距離と等しくなっていない, つまり $\Delta x = U_0 \Delta t$ の関係になっていないことに起因していると思われる. 今回のように一定要素を用いた計算では他の例²⁰⁾でも見受けられる現象である.

Fig. 7 Time histories of the forward speed, hydrodynamic forces and moment for parabolic Wigley model at $F_n = 0.316$

Fig. 8 Wave-making resistance of the parabolic Wigley model

Fig. 8 に定常造波抵抗係数の結果を示している. これ

は各 F_n に対して得られた x 方向の流体力の時刻歴において $t\sqrt{g/L} = 18 \sim 20$ 間で平均をとることにより求めたものである。比較のため ITTC の活動の一環として行われた実験結果²¹⁾を曲線で示している。 $F_n < 0.3$ の速度域で計算値が実験結果よりも若干大きくなっているものの、全般的に実験結果との一致度は良好であり、 $F_n > 0.3$ で見られるハンプ・フォローも良好に推定できている。今回の計算が線形自由表面を適用したものであることを考え併せると十分な推定精度であると評価できよう。

4.3 非定常造波問題の計算結果（前進速度なし）

本計算法の利点の一つは、同じ計算プログラムにより、先に示した定常問題、前進速度なしの非定常造波問題、前進速度を有する非定常造波問題の全てが取り扱えることにある。この汎用性を示すとともに、その際の放射条件の満足度を確認する目的で modified Wigley model を対象として前進速度なしの場合の強制 heave 運動の計算を行い、付加質量および減衰力係数について周波数領域 Green 関数法による計算結果と比較検討した。

前進速度がないため、自由表面および仮想境界面の計算領域は長さ方向 $2.0L$ 、幅方向 $1.0L$ とし、要素分割は自由表面 $2048(64 \times 32)$ 要素、仮想境界面 $160((16 + 8 \times 2) \times 5)$ 要素としている。仮想境界面の深さは前記の定常問題と同様に $0.5L$ で固定である。船に強制した heave 運動 $\xi_3(t)$ は後述の (30) 式により与えている。付加質量および減衰力係数は、得られた流体力の時刻歴から任意の 1 周期を抽出して Fourier 級数に展開し、その一次成分から算出している。ここで、以後 A_{ij} , B_{ij} は j 方向の運動による i 方向の付加質量および減衰力を表すとする。

Fig. 9 に付加質量および減衰力係数の計算結果を周波数領域 Green 関数法と比較して示している。前進速度なしの周波数領域 Green 関数法は、非常に良好な精度で実験結果を説明できることが周知となっており、そういう評価からするとこれによる計算結果はほぼ実験結果と見なし得ると考えても良いであろう。本ハイブリッド法の計算結果は、低高周波数域において僅かながら周波数領域 Green 関数法と差を生じていることが分かる。これは、造波する波が長くなる低周波数域では、仮想境界面の深さ $0.5L$ が不十分であることに因ると思われる。こうした僅かな相違を除けば、今回のハイブリッド法による推定結果は周波数領域 Green 関数法による結果と良好な一致を示しており、前進速度なしの非定常造波問題においても十分な推定精度を有すると結論できる。

Fig. 10 に $KL = 5.0$ および 20.0 に対する時刻 $t = 6.0T$ ($T = 2\pi/\omega$: 強制動揺周期) での非定常波形

(ring wave) の等高線を示している。 $KL = 5.0$ の低周波数域では波形が未だ発達中のようにも見え、波動場が定常に達するにはもう少し長い計算時間が必要であるかも知れない。しかし、 $KL = 5.0, 20.0$ のいずれにおいても、仮想境界面からの反射波などは見受けられないことから、放射条件については上記の流体力の見地からのみでなく波動場の見地からも良好に満足されているものと考察される。

Fig. 9 Added mass and damping coefficients of the modified Wigley model due to heave motion at $F_n = 0.0$

KL=5.0

KL=20.0

Fig. 10 Contour plots of unsteady heave waves generated by heave motion of the modified Wigley model at $F_n = 0.0$, $KL = 5.0$ & 20.0

4.4 非定常造波問題の計算結果 (前進速度あり)

次に本ハイブリッド法を modified Wigley model, Series-60($C_b = 0.6$), Series-60($C_b = 0.8$) の 3 船型の radiation 問題 (強制 heave 運動および強制 pitch 運動) および diffraction 問題 ($\chi = 180\text{deg.}$) に適応して計算を行い, 実験結果およびストリップ法による計算結果と比較検討した。

計算において, 船への強制 heave 運動 $\xi_3(t)$ および強制 pitch 運動 $\xi_5(t)$ は次式で与えている。

$$\xi_j(t) = A_j f(t) \cos \omega t \quad (j = 3, 5) \quad (30)$$

ここで, A_j は加振振幅, ω は動揺周波数, $f(t)$ は (29) 式で定義されている。加振振幅は, 比較する実験結果が微小動揺による結果であったため, 計算もそれに対応させて $A_3 = 0.01L$, $A_5 = 0.01\text{rad.}$ としている。一方, diffraction 問題における入射波振幅 A も実験が微小振幅波で行われたためそれに対応させて $H/\lambda = 2A/\lambda = 1/50$ (H : 波高, λ : 波長) としている。

Fig. 11 Time histories of forced heave motion and hydrodynamic forces and moment for modified Wigley model at $F_n = 0.20$, $KL = 10.0$

[Radiation 問題]

(1) Modified Wigley model

Fig. 11 に一例として $F_n = 0.20$, $KL = 10.0$ の条件下で, 船体に与えた強制 heave 運動および船体に作用する流体力の時刻歴変化を示す。流体力に含まれる定常

成分によるゼロシフト量を分かり易く示すために, 流体力からは圧力式の $\rho g z$ から算出される力, すなわち復原力に起因する力を除いて図示している。従って, この時刻歴を Fourier 級数に展開して 1 次成分を抽出すれば, 直接的に付加質量および減衰力を得ることができる。一方, 水槽試験において付加質量および減衰力係数を抽出する場合には, 復原力を含んだ時刻歴を Fourier 解析し, その後線形理論で算定される復原力を差し引くことにより付加質量を算定する。本計算結果を実験と比較する場合には, 本来は実験と同じ解析手順を取るべきであるが, 今回の解析では上述のようにあらかじめ時刻歴から復原力を差し引いた時刻歴から付加質量を得ている。微小振幅運動であればこの手順の違いによる影響は微小であるから以後の比較には影響しないと考えられる。

図から無次元時間 $t\sqrt{g/L} = 15$ 以降で流体力がほぼ定常状態になっている様子が確認され, 前進速度を有する非定常問題についても数値解の収束性に問題がないことが分かる。

流体力の時刻歴より Fourier 解析を通じて求めた heave および pitch に関する付加質量および減衰力係数の計算結果を Figs. 12, 13 に示す。図中実線が本ハイブリッド法による計算結果, 破線がストリップ法による計算結果, 白丸が実験結果²²⁾を示している。本ハイブリッド法による計算結果は全般的に実験結果と非常に良く一致しており, 図中に示したストリップ法による計算結果に比べて大幅に推定精度が向上していることが確認される。

図中の矢印は $\tau = U\omega/g = 0.25$ となる波数を示している。このような低周波数域では, 船体運動により造波された k_2 波が船の前方へも伝播する。そのために, 特に国外で提案されている多くのランキンパネル法が適応できなくなる。具体的には, 周波数領域の上流差分法, パネルシフト法, 時間領域の SWAN などは, 上流に波が伝播しないことを前提とした方法であり, 低周波数域では使用できない。一方, 既に著者らは本ハイブリッド法がこのような周波数域においても放射条件を問題なく満足できることを単一吹き出し点の計算を通じて示しており¹⁴⁾, 今回の船の流体力レベルの計算と実験との比較においてもそれが検証されたことになる。

(2) Series-60 model($C_b = 0.6$)

Figs. 14, 15 に Series-60 model($C_b = 0.60$) の付加質量および減衰力係数の計算結果を示す。ここに示す Series-60 model($C_b = 0.6$) および後述の Series-60($C_b = 0.8$) の実験結果²³⁾は広島大学と九州大学応用力学研究所との共同利用研究により得られたものである。

Fig. 12 Added mass and damping coefficients for heave and pitch of modified Wigley model at $F_n = 0.20$

Fig. 13 Coupled added mass and damping coefficients between heave and pitch of modified Wigley model at $F_n = 0.20$

Fig. 14 Added mass and damping coefficients for heave and pitch of Series-60 model ($C_b = 0.6$) at $F_n = 0.20$

Fig. 15 Coupled added mass and damping coefficients between heave and pitch of Series-60 model ($C_b = 0.6$) at $F_n = 0.20$

Fig. 16 Added mass and damping coefficients for heave and pitch of Series-60 model ($C_b = 0.8$) at $F_n = 0.20$

Fig. 17 Coupled added mass and damping coefficients between heave and pitch of Series-60 model ($C_b = 0.8$) at $F_n = 0.20$

 Fig. 18 Wave exciting forces and moment of modified Wigley model at $F_n = 0.20$, $\chi = 180$ degs.

 Fig. 19 Wave exciting forces and moment of Series-60 model ($C_b = 0.6$) at $F_n = 0.20$, $\chi = 180$ degs.

 Fig. 20 Wave exciting forces and moment of Series-60 model ($C_b = 0.8$) at $F_n = 0.20$, $\chi = 180$ degs.

Series-60 model($C_b = 0.6$) についても modified Wigley model の結果と同様に、全般的に実験結果と良い一致を示していることが確認される。Series-60 model($C_b = 0.6$) では Wigley model と異なり特に船尾部が wall side 形状とは大きく異なる形状となっている。このような船型を時間領域 Green 関数法を用いて計算すると、運動に伴う水面下の船体形状の時間変化が大きくなることに起因して数値解が不安定になる場合がある。Figs. 14, 15 は、こういう船型に対しても本ハイブリッド法が特に問題なく適応できるを示している。

(3) Series-60 model($C_b = 0.8$)

Figs. 16, 17 に blunt な船型への適用例として Series-60 model($C_b = 0.8$) に対する結果を示している。Series-60 model($C_b = 0.6$) 同様に、本計算法による結果は全周波数域で実験結果と良好な一致を示していることが確認される。

ここでは図面の繁雑さを避けるために示さなかったが、Figs. 14 ~ 17 に示された本計算法による一連の結果は、周波数領域ランキンパネル法による計算結果²³⁾とも良く一致している。周波数領域のランキンパネル法と本計算法との大きな相違の一つに、定常流場の影響の取り入れ方がある。前者は定常問題を解いていわゆる m ベクトルを計算し、これを非定常計算の自由表面条件および船体表面条件を通じて非定常問題に反映させるのに対して、後者は定常流場の影響が時間進行の計算中に自然と取り込まれる形になる。この両者が同様の結果を与えるということは、本計算法による定常流場の影響の取り込みが問題なく行なえていることを示しているとも言える。

[Diffraction 問題]

(1) Modified Wigley model

Fig. 18 に正面向波中($\chi = 180\text{deg.}$)を運動を拘束されて前進する modified Wigley model に作用する波強制力および波強制モーメントの結果を示している。計算における入射波の導入の仕方には色々な方法が考えられるが、今回の計算においては、 $t = 0$ から (28) 式にて船を加速前進させると同時に入射波を

$$\phi_0 = \Re \left[i \frac{gA}{\omega} f(t) e^{Kz + iKx + i\omega t} \right] \quad (31)$$

のように発生させている。 $f(t)$ は (29) 式で定義されている。入射波および攪乱速度ポテンシャルから計算される圧力を船体表面上で積分して波浪強制力の時刻暦が得られる。その時刻暦を、入射波の波頂が船体中央部に来た瞬間を時間基準として Fourier 解析することにより波浪強制力を得ることになる。

今回は自由表面条件として線形自由表面条件を用いて

おり、また diffraction 問題においては船体運動が拘束されているために水面下($z \leq 0$) 船体形状は変化しない。従って、本計算法による計算は完全なる線形理論に対応する計算になっている。

本ハイブリッド法による計算結果は波強制力の振幅、位相ともに実験結果と非常に良く一致しており、radiation 問題の場合と同様に推定精度が良好であることが確認される。

(2) Series-60 model($C_b = 0.6$)

Fig. 19 に Series-60 model($C_b = 0.6$) に対する結果を示す。実験値は先の radiation 流体力同様、広島大学と九州大学応用力学研究所との共同利用研究により得られたものである。

本計算法と実験値との合致は modified Wigley model の場合と同様に全周波数域において極めて良好である。ストリップ法は 2 次元理論にしては精度の良い推定となっているが、短波長域においては実験と間に相違が見られる。3 次元影響や前進速度影響の取り入れ方が不十分であることに起因していると考えられる。

(3) Series-60 model($C_b = 0.8$)

Fig. 20 に Series-60 model($C_b = 0.8$) の結果を示す。modified Wigley model が超細長船型、Series-60 ($C_b = 0.6$) がコンテナ船型の例だとすると、Series-60 ($C_b = 0.8$) は肥大船型の例に相当する。

本計算法は全体的に実験と良く一致している。Surge 強制力において計算値と実験値とに大きな差が見られるが、この差は他の三次元計算法、たとえば周波数領域ランキンパネル法などによる比較においても見られる²³⁾。Series-60($C_b = 0.6$) の実験結果と比べて、船型がより blunt な Series-60($C_b = 0.8$) の方が surge 強制力が小さいというのも経験上不可思議であり、これは実験解析におけるチャンネル定数の間違いなど、単純なミスによる実験値の間違いではないかと考えている。早急に追試が必要である。Surge 強制力に関しては、周波数領域ランキンパネル法²³⁾と本計算法の結果がほとんど一致していることから、本計算法は妥当であると判断する。

5. 結 言

本研究では、静水中および波浪中を航走する船の流体力の推定を行なう新しい方法として、時間領域ハイブリッド法を提案・開発し、それを各種船型に適応してその妥当性を検証した。本研究により得られた結果をまとめると以下の様になる。

- (1) 本計算法を静水中を航走する船の定常造波問題に適応し、流体力の推定精度を検証した。Parabolic

Wigley model の造波抵抗係数に関する実験結果との比較により、本計算法が良好な推定精度を有することが分かった。

- (2) 波浪中で動揺する船の問題、いわゆる前進速度なしの非定常造波問題に本計算法を適用し、その検証を行なった。Modified Wigley model の強制 heave 問題に対する Green 関数法の結果と本計算法の結果は、付加質量および減衰力係数の推定において良好な精度で一致しており、また船体から造波された非定常波を観察することにより放射条件が問題なく満足されていることを確認した。
- (3) 波浪中を航行する船の radiation 問題および diffraction 問題など非定常造波問題に本計算法を適用し、推定精度の検証を行なった。Modified Wigley model, Series-60($C_b = 0.6$), Series-60($C_b = 0.8$) の三種類の船型に対する radiatio 流体力、波浪強制力の計算と実験との比較を通じて、本計算法が極めて高い推定精度を有することが確認された。

今後は、特に低周波数域における放射条件の満足度に着目しながら、圧力や波形など非定常波動場の推定に関する本計算法の妥当性を検証していく予定である。

謝 辞

本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金(基盤研究(A))(1)14205145)により、また実験データの取得に関しては九州大学応用力学研究所共同利用研究(2000年度, 2001年度)により行われたことを付記し、関係各位に謝意を表わす。加えて、その他本研究を行うに当たり御協力を賜った関係各位に謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) Lin, W. M. and Yue, D. K. P.: Numerical Solutions for Large-amplitude Ship Motions in the Time-Domain, 18th Symp. on Naval Hydrodynamics, Ann Arbor, 1990
- 2) Lin, W. M., Zhang, S., Weems, K. & Yue, D.K.P.: A Mixed Source Formulation for Nonlinear Ship-Motion and Wave-Load Simulations, Prec. 7th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 1999
- 3) Maskew, B.: A Nonlinear Numerical Method for Transient Wave/Hull Problems on Arbitrary Vessel, SNAME Trans., Vol.99, pp.299-318, 1991
- 4) Beck, R. F., Cao, Y., and Lee, T.-H.: Fully Nonlinear Water Wave Computations using the the Desingularized Method, 6th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa City, Iowa, pp.3-20, 1993
- 5) Nakos, D. E., Kring, D. and Sclavounos, P. D.: Rankine Panel Methods for Transient Free-Surface Floes, 6th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa City, Iowa, pp.613-632, 1993
- 6) Bunnik, T. H. J. and Hermans A. J.: Stability Analysis for the 3D Unsteady Free-Surface Condition with Raised Panels, 13th IWWF, Netherlands, 1998
- 7) Colagrossi, A. and Landrini, M.: Time Domain Analysis of Ship Motions, 1st International Conference on High Performance Marine Vehicles, South Africa, 1998
- 8) 白倉洋亮: 非粘性波浪数値水槽における非線形船体運動に関する研究, 大阪大学学位論文, 2001
- 9) Tanizawa, K.: Development of a 3D-NWT for Simulation of Running Ship Motions in Waves, 16th IWWF, Hiroshima, 2001
- 10) 安川宏紀: 境界要素法による船体運動の時刻歴解析(その1: 流体力の計算), 西部造船会々報第100号, pp.83-98, 2000
- 11) 片岡史朗, 末吉 明, 東濱 清, 岩下英嗣, 高木幹雄: 波浪中船体運動に及ぼす船体非線形影響に関する研究, 西部造船会会報, 第104号, pp.111-120, 2002
- 12) 片岡史朗, 末吉 明, 東濱 清, 岩下英嗣, 高木幹雄: 波浪中船体運動に及ぼす水面上船体形状の影響に関する研究, 西部造船会会報, 第105号, pp.149-158, 2002
- 13) 片岡史朗, 末吉 明, 東濱 清, 岩下英嗣, 高木幹雄: 時間領域 Green 関数法による波浪中船体運動の計算, 西部造船会会報, 第101号, pp.49-61, 2001
- 14) 片岡史朗, 岩下英嗣, 末吉 明, 東濱 清, 高木幹雄: 非定常造波問題における波核関数の時間領域ハイブリッド法による計算, 西部造船会会報, 第108号, pp.61-72, 2004
- 15) Iwashita, H., Lin Xin, Takaki, M.: Combined Boundary-integral Equations Method for Ship Motions in Waves, Transactions of

- the West-Japan Society of Naval Architects,
No.85, pp.37-55, 1993
- 16) Abramowitz, M. and Stegun, I. A.: Hand-
book of Mathematical Functions, Dover Pub-
lications (9th printing), Inc., Newyork, p.897,
1970
 - 17) Newman, J. N.: Distribution of Sources and
Normal Dipoles over a Quadrilateral Panel,
Journal of Engineering Mathematics, Vol.20,
pp.113-126, 1986
 - 18) Liapis, S. J.: Time-domain analysis of ship mo-
tion, Ph. D. Diss., The University of Michigan,
1986
 - 19) King, B.: Time-domain analysis of wave excit-
ing force on ships and bodies, Rep. No.013,
Dept. of Nav. and Marine Eng., University of
Michigan, 1987
 - 20) 岩下英嗣: 前翼式 WISES の翼間空力干渉と波浪中
空力特性に関する研究 (その二), 日本造船学会論文
集, 第 194 号, pp.47-57, 2003
 - 21) 17th ITTC Resistance Committee Report :
Cooperative Experiments on Wigley Parabolic
Models in Japan, 2nd Edition, 1983
 - 22) JOURNÉE J. M. J.: Experiments and Calcula-
tions on four Wigley Hullforms, Faculty of
Mechanical Engineering and Marine Technol-
ogy, Ship Hydrodynamic Lab., Delft Univer-
sity of Thechnology, 1992
 - 23) Nechita, M., Iwashita, H., Tominaga, S.,
Tanaka, S., Kamisuji, K.: A Bluntness Ef-
fect of Hull Form on Hydrodynamic Forces
and Unsteady Waves of a Ship Advancing in
Waves, Transactions of West-Japan Society of
Naval Architects, No.102, pp.11-19, 2001
-