

6. CFD研究の発達

児玉 良明、日野 孝則

Development of CFD Studies

By

Yoshiaki KODAMA and Takanori HINO

Abstract

The development of CFD (Computational Fluid Dynamics) studies in the Ship Performance Division is reviewed.

First the studies based on the potential flow theory or the boundary-layer theory are briefly reviewed.

The studies on the computation of ship viscous flows are described. The pseudo-compressibility approach is used together with the IAF scheme. The wake distributions computed with four different ship hulls show good agreement with measured results.

Computations of free-surface flows around ships are described. The MAC method is used. The computed wave patterns on the hull side showed good agreement with measured results.

Computations of flows past wing sections and propellers are reviewed. It is stressed that the multi-block approach is essential for the computation of flows past marine propellers because of their low pitch ratio.

As an example of the usefulness of CFD for feasibility studies, the computations of MHD (Magneto-hydrodynamics) flows are reviewed. Computed results of the flow past a ship hull under the MHD effect are shown.

Lastly, capabilities and limitations of the present status of CFD are summarized, and the directions toward which future efforts for the development of CFD studies should be directed are discussed.

1 CFD研究の経緯

CFD (Computational Fluid Dynamics)は計算流体力学と訳され、流体運動の支配方程式を数値的に解くことによって流体现象を解明しようとする手法である。近年、コンピュータ・ハードウェアの発達すなわち計算速度の向上・容量の増大・価格の低減は目ざましく、従来は不可能とされてきた大規模計算が研究のみならず工学の実用的な手段として用いられつつある。CFDもその一つであり、流体運動を支配する方程式であるNS(Navier-Stokes)方程式を近似無しに数値的に解くことによって、物体に働く流体力や流場の詳細な構造を解明しようとするものである。

運動量の保存則であるNS方程式は、水に代表される非圧縮性流体では、適当な無次元化を行えば、3次元の場合に次式で与えられる。

$$\begin{aligned} u_t + uu_x + vv_y + ww_z &= -p_x + \frac{1}{R_e}(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) \\ v_t + uv_x + vv_y + vw_z &= -p_y + \frac{1}{R_e}(v_{xx} + v_{yy} + v_{zz}) \\ w_t + uw_x + vw_y + ww_z &= -p_z + \frac{1}{R_e}(w_{xx} + w_{yy} + w_{zz}) \end{aligned} \quad (1.1)$$

ただし u, v, w は速度成分を、 p は圧力、 R_e はレイノルズ数、下添字はすべて偏微分を表す。この式と連立させる質量の保存則を表す連続の式は

$$u_x + v_y + w_z = 0 \quad (1.2)$$

上記2式を適当な境界条件の下に解けば、流体運動は解明されると考えられる。(1.1)式の左辺第2項は対流項(移流項)であり、非線形な項である。この非線形性により、一見単純そうに見えるこの方程式系が解析的に解けなくなり、数値計算によって数値的に解く必要が出てくる。すなわちCFDの登場である。また、レイノルズ数は実用流れでは $Re=10^6 \sim 10^9$ と極めて大きくなり、従って最高次項である右辺第2項の粘性項の係数が小さくなるが、これは境界層の存在を暗示しており、方程式系を解くことを困難にしている。

第2章以降では、当部におけるCFD研究の歴史と現

状が述べられるが、それに先立ち、ここでは当部で行われたCFD以外の理論・計算的研究について言及する。

まず、ポテンシャル流理論に基づいた研究がある。ポテンシャル流理論では、流体の粘性は無視できるとして(1.1)式右辺の粘性項を省略し、さらに、流れは非回転的であるとして速度ポテンシャルを導入する。このとき方程式系は、次式のポテンシャル ϕ に関するラプラスの方程式に帰着される。

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} + \phi_{zz} = 0 \quad (1.3)$$

上式は、殆どの場合、Greenの定理を適用して、境界面上の特異点分布のみによって流場を表す境界要素法(Boundary Element Method, BEM)に帰着させて計算される。3次元流場の場合にも未知数は2次元性であるため極めて経済的な手法である。コンピュータの発達が充分でない時代には殆ど唯一の理論的手法であったし、相当に発達してきている今日でも、依然として強力な手法である。特に、流場の変化が波として減衰せずに遠方まで伝わる船体造波問題では未だに独壇場の観がある。

ポテンシャル流理論の範疇での当部における顕著な研究に小山のプロペラ揚力面理論計算がある^{7), 8), 9), 10), 11)}。また、プロペラに発生するキャビテーションをポテンシャル流で扱ったものに右近¹³⁾、児玉¹⁴⁾の研究がある。それらに先立ち、当部ではないが、プロペラ理論に関する顕著な研究として、花岡^{1), 2), 3), 4), 5), 12)}や菅井の研究がある。

同じくポテンシャル流理論で、船体造波理論を matched asymptotic expansion の手法で扱った足達^{15), 16), 17), 18)}の研究がある。

ポテンシャル流理論に対比されるもう一つの古典的近似理論に境界層理論がある。そこでは、物体に密着して存在する薄い層の中で粘性項を考慮に入れて、上流から下流に向けて放物的に解く。境界層理論の範疇における仕事として、日夏¹⁹⁾の厚い境界層の理論と、石坂(長谷川)²⁰⁾による船尾流場の積分法による推定計算法がある。さらに、日夏・竹子²¹⁾による境界層と波との干渉問題を扱ったものもある。

以下の章ではCFD計算のそれぞれについて詳説するが、ここで全体を概説する。当部におけるCFD研

究すなわちNS方程式の数値計算は、児玉の研究により始まった。児玉は、バックステップ流れ²²⁾・円柱まわり流れ²³⁾に始まり、2次元翼まわり流れ・船体まわり流れについてNS方程式の数値計算を行った。児玉の手法は、航空分野の圧縮性流体の数値計算法との関連性を重視した擬似圧縮法であり、定常流の計算に向いている(第2章)。一方、日野は非定常流の計算に適したMAC法を用いて船体造波の計算を行った(第3章)。

プロペラまわり流れは、船体まわり流れと並んで、当部で扱う重要な流場である。宇都は、プロペラ計算の準備段階として、2次元翼列まわりの流れを計算した。工藤は、スーパーキャビテーションプロペラ等のモデル翼型として2次元薄翼まわり流れを計算し、前縁での圧力振動や後縁での圧力の2値性の問題を解決した。児玉は、3次元翼まわりの流れを計算したのに続き、プロペラまわりの流れを計算したが、単一格子系の限界から、ピッチ比を5以下に下げられなかった。宇都は、限界を越えるために、マルチ・ブロック格子系の採用を提唱し、2次元翼列計算をマルチ・ブロック格子を用いて計算した(第4章)。

CFDの持つ大きな長所の一つは、実現が非常に困難かあるいは不可能な流場を数値計算によって容易にシミュレートできることである。MHD (Magneto-Hydrodynamics) 流場の計算はそれに該当する。導電性流体である海水に、超電導磁石を利用した大きな磁場をかけて電流を流すことによって流場を制御あるいは推力を発生させようとする。このような場の実験を行おうとすれば多額の費用をかけた特殊な設備が必要となるが、CFDを用いればそれらは必要でなく、feasibility studyを容易に行える。日夏はCFDを用いてMHD流場をシミュレートし、船体まわり流場の制御におけるMHDの利用の可能性について調査研究した(第5章)。

2 船体まわり粘性流

2.1 序論

船体まわり流れの計算は、抵抗値の推定・伴流分布の推定等、実用的に重要である。古くは、境界層近似の下に船体表面上に発達する境界層を積分法あるいは微分法を用いて計算していたが、剥離を伴う流れや3次元性の強い流れの場合には、計算が不可能かあるいは精度が悪くて実用にならなかった。

一方、NS方程式に基づくCFDの手法を用いれば、剥離が存在してもそれは数学的な特異点ではないので問題無く計算ができ、強い3次元性も表現することが可能である。児玉は、この船体まわりの粘性流に関するNS方程式の数値計算法について一連の研究を行っている^{24)・25)・26)・27)}。発達の経緯からいくつかのバージョンがあるが、最新のものについて論文として出版されたものが無いので、この機会を借りて、その計算法について詳しく述べるとともに、いくつかの計算結果を実験結果と比較することによって、計算法の有効性を示す。

計算では、RANS 方程式 (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations) が用いられる。すなわち非定常なNS方程式の時間平均をとることによって、速度の時間変動が見かけ上の応力増加として働くために、支配方程式にレイノルズ応力項が付加される。さらに、この付加項を渦粘性係数として表す。擬似圧縮性を導入するため、連続の式に圧力の時間項を付加する。このとき支配方程式は、圧縮流と同様に双曲型となる。渦粘性係数はBaldwin-Lomaxのゼロ方程式乱流モデルにより表す。この乱流モデルは、比較的容易に用いることができ、かつ、剥離の無い流れでは精度の良い解を与えることが知られている。自由表面は上下対称面として近似する。すなわち波の影響は無視する。

数種類の船型に関するNSソルバーによる計算結果を列挙し、それらと比較することによって、計算スキーム・格子・後処理等の問題点について議論する。船型は、Wigley船型、シリーズ60 $C_b=0.6$ 、 0.7 の2船型、HSVAタンカーの合計4船型である。Wigley船型は数式船型であり、最もfineな船型である。シリーズ60船型は C_b 値が示す通りfineな船型とややfullな

船型であり、HSVAタンカーはCb=0.85と最もfullな船型である。

2.2 定式化

2.2.1 支配方程式

支配方程式は非圧縮Navier-Stokes方程式と連続の式からなる。それらは適当な無次元化を行い、保存形で書くと、

$$q_t + F_x + G_y + H_z = 0 \quad (2.1a)$$

ただし

$$q = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} u^2 + p - \tau_{xx} \\ uv - \tau_{xy} \\ uw - \tau_{xz} \\ \beta u \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} uv - \tau_{xy} \\ v^2 + p - \tau_{yy} \\ vw - \tau_{yz} \\ \beta v \end{bmatrix} \quad H = \begin{bmatrix} uw - \tau_{xz} \\ vw - \tau_{yz} \\ w^2 + p - \tau_{zz} \\ \beta w \end{bmatrix} \quad (2.1.b)$$

(2.1a)式の下添字は偏微分を、 τ のそれは成分を表す。上式の第4成分の連続の式には擬似圧縮性が導入され、 $\partial p / \partial t$ 項が付加されている。 β は正の定数である。応力 γ の各成分は、分子粘性成分と渦粘性成分の和として、次のように表される。

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) 2u_x \\ \tau_{yy} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) 2v_y \\ \tau_{zz} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) 2w_z \\ \tau_{xy} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) (u_y + v_x) \\ \tau_{xz} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) (w_x + u_z) \\ \tau_{yz} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) (v_z + w_y) \end{aligned} \quad (2.2)$$

ただし ν_t は渦動粘性係数であり、これを表す乱流モデルとしてBaldwin-Lomaxのゼロ方程式モデルを用いた。支配方程式(2.1)にCartesian座標(x, y, z)から物体

適合座標(ξ, η, ζ)への変換を施す。座標系の関係をFig. 2.1に示す。x座標は主流方向で、F.P.で-0.5、A.P.で0.5である。y座標は右舷方向に正であり、z座標は上に正である。物体適合座標の ξ は前後方向、 η はガス方向、 ζ は船体から離れる方向にとられている。変換された支配方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q}{J} \right) + \hat{F}_\xi + \hat{G}_\eta + \hat{H}_\zeta = 0 \quad (2.3a)$$

ただし

$$\begin{cases} \hat{F} = \frac{\xi_x}{J} F + \frac{\xi_y}{J} G + \frac{\xi_z}{J} H \\ \hat{G} = \frac{\eta_x}{J} F + \frac{\eta_y}{J} G + \frac{\eta_z}{J} H \\ \hat{H} = \frac{\zeta_x}{J} F + \frac{\zeta_y}{J} G + \frac{\zeta_z}{J} H \end{cases} \quad (2.3b)$$

$$\begin{cases} \frac{\xi_x}{J} = y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta \\ \frac{\xi_y}{J} = z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta \\ \frac{\xi_z}{J} = x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta \end{cases} \quad \begin{cases} \frac{\eta_x}{J} = y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta \\ \frac{\eta_y}{J} = z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta \\ \frac{\eta_z}{J} = x_\zeta y_\xi - x_\xi y_\zeta \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\zeta_x}{J} = y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi \\ \frac{\zeta_y}{J} = z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi \\ \frac{\zeta_z}{J} = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \end{cases} \quad J = 1 / \begin{vmatrix} x_\xi & x_\eta & x_\zeta \\ y_\xi & y_\eta & y_\zeta \\ z_\xi & z_\eta & z_\zeta \end{vmatrix}$$

JはJacobianである。

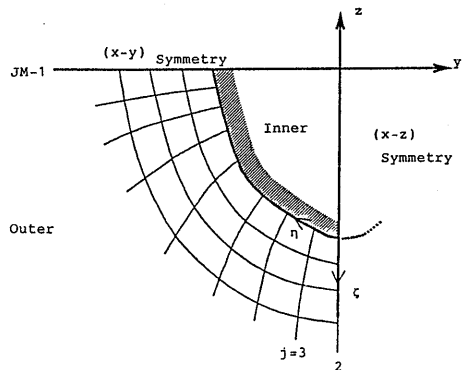


Fig. 2.1 Grid topology and boundary conditions. (b) Section

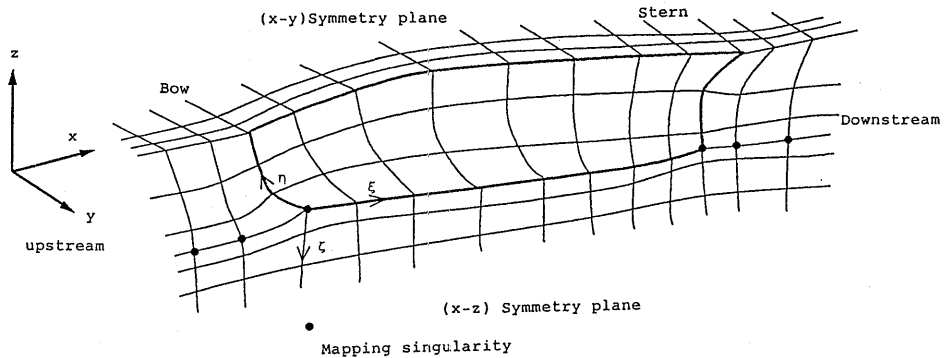


Fig. 2.1 Grid topology and boundary conditions.

(a) Total view

高レイノルズ数での解の振動を除去するために、4階の数値散逸項を(2.3a)式に付加する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q}{J} \right) + \hat{F}_\xi + \hat{G}_\eta + \hat{H}_\zeta + \frac{\omega}{J} (q_{\xi^4} + q_{\eta^4} + q_{\zeta^4}) = 0 \quad (2.4)$$

ここで ω は正の定数である。上式が正確であるためには、付加項が本来の項に比べて充分小さくなければならない。

2.2.2 離散化

まず、時間微分をPadé時間差分で置き換える。

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\Delta}{1 + \theta \Delta} q^n \quad \text{ただし } \Delta q^n \equiv q^{n+1} - q^n \quad (2.5)$$

ここで n は時間ステップ、 Δ は時間差分オペレータである。 Δt は時間刻みを表す。上式を(2.3a)式に代入し、分母分子に $\Delta t(1 + \theta \Delta)$ をかけると、物体適合格子は時間的に変化しないと仮定すると時間差分オペレータ Δ と空間微分とは入れ換えることができる。

$$\begin{aligned} & \Delta q^n + \theta \Delta t \left[J \frac{\partial}{\partial \xi} (\Delta \hat{F}) + J \frac{\partial}{\partial \eta} (\Delta \hat{G}) + J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\Delta \hat{H}) \right. \\ & \quad \left. + \omega (\Delta q_{\xi^4} + \Delta q_{\eta^4} + \Delta q_{\zeta^4}) \right]^n \\ & = -\Delta t \left[J (\hat{F}_\xi + \hat{G}_\eta + \hat{H}_\zeta) + \omega (q_{\xi^4} + q_{\eta^4} + q_{\zeta^4}) \right]^n \quad (2.6) \end{aligned}$$

時間ステップ n での q の値がすべて既知であるとする、上式の右辺は既知である。上式で ΔF 、 ΔG 、 ΔH は metrics が時間に依存しないことから、(2.3b)に対応して

$$\begin{cases} \Delta \hat{F} = \frac{\xi_x}{J} \Delta F + \frac{\xi_y}{J} \Delta G + \frac{\xi_z}{J} \Delta H \\ \Delta \hat{G} = \frac{\eta_x}{J} \Delta F + \frac{\eta_y}{J} \Delta G + \frac{\eta_z}{J} \Delta H \\ \Delta \hat{H} = \frac{\zeta_x}{J} \Delta F + \frac{\zeta_y}{J} \Delta G + \frac{\zeta_z}{J} \Delta H \end{cases} \quad (2.7)$$

ΔF 、 ΔG 、 ΔH は次のように局所線形化する。

$$\begin{cases} \Delta F \approx A \Delta q + A^\xi \Delta q_\xi + A^\eta \Delta q_\eta + A^\zeta \Delta q_\zeta \\ \Delta G \approx B \Delta q + B^\xi \Delta q_\xi + B^\eta \Delta q_\eta + B^\zeta \Delta q_\zeta \\ \Delta H \approx C \Delta q + C^\xi \Delta q_\xi + C^\eta \Delta q_\eta + C^\zeta \Delta q_\zeta \end{cases} \quad (2.8)$$

上式で A 、 B 、 C は q に関する Jacobian matrix である。(2.1b)式より

$$\begin{aligned} A = \frac{\partial F}{\partial q} &= \begin{bmatrix} 2u & 0 & 0 & 1 \\ v & u & 0 & 0 \\ w & 0 & u & 0 \\ \beta & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ B = \frac{\partial G}{\partial q} &= \begin{bmatrix} v & u & 0 & 0 \\ 0 & 2v & 0 & 1 \\ 0 & w & v & 0 \\ 0 & \beta & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ C = \frac{\partial H}{\partial q} &= \begin{bmatrix} w & 0 & u & 0 \\ 0 & w & v & 0 \\ 0 & 0 & 2w & 1 \\ 0 & 0 & \beta & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.9)$$

(2.8)式で A^ξ, B^ξ, C^ξ は q_ξ に関する Jacobian matrix であり、応力項から生ずる。例えば(2.2)式から γ の各成分は

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right)2u_x \\ &= \left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right)2(\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \zeta_x u_\zeta)\end{aligned}$$

などより

$$\begin{aligned}A^\xi &= \frac{\partial F}{\partial q_\xi} = -\left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) \begin{bmatrix} 2\xi_x & 0 & 0 & 0 \\ \xi_y & \xi_x & 0 & 0 \\ \xi_z & 0 & \xi_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ B^\xi &= \frac{\partial G}{\partial q_\xi} = -\left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) \begin{bmatrix} \xi_y & \xi_x & 0 & 0 \\ 0 & 2\xi_y & 0 & 0 \\ 0 & \xi_z & \xi_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ C^\xi &= \frac{\partial H}{\partial q_\xi} = -\left(\frac{1}{Re} + \nu_t\right) \begin{bmatrix} \xi_z & 0 & \xi_x & 0 \\ 0 & \xi_z & \xi_y & 0 \\ 0 & 0 & 2\xi_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (2.10)$$

同様に、マトリックス A^η, B^η, C^η は上式で $\xi \rightarrow \eta$ と $A^\zeta, B^\zeta, C^\zeta$ は上式で $\xi \rightarrow \zeta$ と書き換えて得られる。

以下のマトリックスを定義する。

$$\begin{cases} \hat{A} = \frac{\xi_x}{J}A + \frac{\xi_y}{J}B + \frac{\xi_z}{J}C \\ \hat{A}^\xi = \frac{\xi_x}{J}A^\xi + \frac{\xi_y}{J}B^\xi + \frac{\xi_z}{J}C^\xi \\ \hat{A}^\eta = \frac{\xi_x}{J}A^\eta + \frac{\xi_y}{J}B^\eta + \frac{\xi_z}{J}C^\eta \\ \hat{A}^\zeta = \frac{\xi_x}{J}A^\zeta + \frac{\xi_y}{J}B^\zeta + \frac{\xi_z}{J}C^\zeta \\ \hat{B} = \frac{\eta_x}{J}A + \frac{\eta_y}{J}B + \frac{\eta_z}{J}C \\ \hat{B}^\xi = \frac{\eta_x}{J}A^\xi + \frac{\eta_y}{J}B^\xi + \frac{\eta_z}{J}C^\xi \\ \hat{B}^\eta = \frac{\eta_x}{J}A^\eta + \frac{\eta_y}{J}B^\eta + \frac{\eta_z}{J}C^\eta \\ \hat{B}^\zeta = \frac{\eta_x}{J}A^\zeta + \frac{\eta_y}{J}B^\zeta + \frac{\eta_z}{J}C^\zeta \end{cases}\quad (2.11)$$

$$\begin{cases} \hat{C} = \frac{\zeta_x}{J}A + \frac{\zeta_y}{J}B + \frac{\zeta_z}{J}C \\ \hat{C}^\xi = \frac{\zeta_x}{J}A^\xi + \frac{\zeta_y}{J}B^\xi + \frac{\zeta_z}{J}C^\xi \\ \hat{C}^\eta = \frac{\zeta_x}{J}A^\eta + \frac{\zeta_y}{J}B^\eta + \frac{\zeta_z}{J}C^\eta \\ \hat{C}^\zeta = \frac{\zeta_x}{J}A^\zeta + \frac{\zeta_y}{J}B^\zeta + \frac{\zeta_z}{J}C^\zeta \end{cases}$$

すると支配方程式(2.6)は次のようになる。

$$\begin{aligned}\Delta q^n + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A} \Delta q + \hat{A}^\xi \Delta q_\xi + \hat{A}^\eta \Delta q_\eta + \hat{A}^\zeta \Delta q_\zeta) \\ + J \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B} \Delta q + \hat{B}^\xi \Delta q_\xi + \hat{B}^\eta \Delta q_\eta + \hat{B}^\zeta \Delta q_\zeta) \\ + J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{C} \Delta q + \hat{C}^\xi \Delta q_\xi + \hat{C}^\eta \Delta q_\eta + \hat{C}^\zeta \Delta q_\zeta) \\ + \omega (\Delta q_{\xi^*} + \Delta q_{\eta^*} + \Delta q_{\zeta^*})]^n \\ = -\Delta t [J (\hat{F}_\xi + \hat{G}_\eta + \hat{H}_\zeta) + \omega (q_{\xi^*} + q_{\eta^*} + q_{\zeta^*})]^n\end{aligned}\quad (2.12)$$

上式の左右辺を次のように整理する。近似因数分解の準備として、左辺の ξ, η, ζ に関する微分項をそれぞれくくり、混合微分項を右辺に持つてくる。さらに、混合微分項を時間ステップ1だけ戻す。

$$\begin{aligned}\Delta q^n + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A} \Delta q + \hat{A}^\xi \Delta q_\xi) + \omega \Delta q_{\xi^*}]^n \\ + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B} \Delta q + \hat{B}^\eta \Delta q_\eta) + \omega \Delta q_{\eta^*}]^n \\ + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{C} \Delta q + \hat{C}^\zeta \Delta q_\zeta) + \omega \Delta q_{\zeta^*}]^n \\ = -\Delta t [J (\hat{F}_\xi + \hat{G}_\eta + \hat{H}_\zeta) + \omega (q_{\xi^*} + q_{\eta^*} + q_{\zeta^*})]^n \\ - \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A}^\eta \Delta q_\eta + \hat{A}^\zeta \Delta q_\zeta) \\ + J \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B}^\zeta \Delta q_\zeta + \hat{B}^\xi \Delta q_\xi) \\ + J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{C}^\xi \Delta q_\xi + \hat{C}^\eta \Delta q_\eta)]^{n-1}\end{aligned}\quad (2.13)$$

次に上式左辺を近似因数分解する。上式左辺は、 $O[\Delta t^2]$ の誤差を許せば、次式のように近似的に因数分解することができる。

$$\begin{aligned}
& \{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A} + \hat{A}^\xi \frac{\partial}{\partial \xi}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \xi^4}]^n \} \\
& \times \{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B} + \hat{B}^\eta \frac{\partial}{\partial \eta}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}]^n \} \\
& \times \{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{C} + \hat{C}^\zeta \frac{\partial}{\partial \zeta}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \zeta^4}]^n \} \Delta q^n \\
& = [\text{RHS of (2.13)}] \quad (2.14)
\end{aligned}$$

上式左辺を3段階に分解するため、中間的な変数 Δq^{**} 、 Δq^* を導入する。すなわち

$$\Delta q^{**} \equiv \{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{C} + \hat{C}^\zeta \frac{\partial}{\partial \zeta}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \zeta^4}]^n \} \Delta q^n \quad (2.15a)$$

$$\Delta q^* \equiv \{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B} + \hat{B}^\eta \frac{\partial}{\partial \eta}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}]^n \} \Delta q^{**} \quad (2.15b)$$

これらを用いると、(2.14)式は3つのsweepに分解することができる。

ξ -sweep

$$\begin{aligned}
& \{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A} + \hat{A}^\xi \frac{\partial}{\partial \xi}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \xi^4}]^n \} \Delta q^* \\
& = [\text{RHS of (2.13)}] \quad (2.16a)
\end{aligned}$$

η -sweep

$$\{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B} + \hat{B}^\eta \frac{\partial}{\partial \eta}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \eta^4}]^n \} \Delta q^{**} = \Delta q^* \quad (2.16b)$$

ζ -sweep

$$\{I + \theta \Delta t [J \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{C} + \hat{C}^\zeta \frac{\partial}{\partial \zeta}) + \omega \frac{\partial^4}{\partial \zeta^4}]^n \} \Delta q^n = \Delta q^{**} \quad (2.16c)$$

各sweepにおいて右辺は既知、左辺は未知量の1次元の微分方程式である。

次に、空間微分を差分で置き換える。用いる差分は2次の中心差分である。例えば ξ -方向では、

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \xi} = -E_\xi^{-\frac{1}{2}} + E_\xi^{+\frac{1}{2}} \\ \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} = E_\xi^{-2} - 4E_\xi^{-1} + 6E_\xi^0 - 4E_\xi^{+1} + E_\xi^{+2} \end{cases} \quad (2.17)$$

E_ξ^{+m} は ξ -方向のシフトオペレータである。

$$E_\xi^{+m} q_{i,j,k} \equiv q_{i+m,j,k} \quad (2.18)$$

ただし (i, j, k) は ξ -, η -, ζ -方向の点の番号である。(2.17)式を用いると、(2.16a)式は次のように離散化される。マトリックス I を単位マトリックス

$$I \equiv \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

と定義して

$$\begin{aligned}
& \Delta q_i^* + \theta \Delta t J_i (E_\xi^{+\frac{1}{2}} - E_\xi^{-\frac{1}{2}}) \\
& \times [\hat{A}_i \Delta q_i^* + \hat{A}_i^\xi (E_\xi^{+\frac{1}{2}} - E_\xi^{-\frac{1}{2}}) \Delta q_i^*] \\
& + \theta \Delta t \omega \frac{\partial^4}{\partial \xi^4} \Delta q_i^* = [\text{RHS}]
\end{aligned}$$

さらに

$$\begin{aligned}
& \Delta q_i^* + \theta \Delta t J_i [\hat{A}_{i+\frac{1}{2}} \Delta q_{i+\frac{1}{2}}^* - \hat{A}_{i-\frac{1}{2}} \Delta q_{i-\frac{1}{2}}^* \\
& + \hat{A}_{i+\frac{1}{2}}^\xi (\Delta q_{i+1}^* - \Delta q_i^*) - \hat{A}_{i-\frac{1}{2}}^\xi (\Delta q_i^* - \Delta q_{i-1}^*)] \\
& + \theta \Delta t \omega (\Delta q_{i+2}^* - 4\Delta q_{i+1}^* + 6\Delta q_i^* - 4\Delta q_{i-1}^* + \Delta q_{i-2}^*) \\
& = [\text{RHS}]
\end{aligned}$$

上式で

$$\Delta q_{i\pm\frac{1}{2}}^* = \frac{\Delta q_{i\pm 1}^* + \Delta q_i^*}{2}$$

とし、マトリックス中に現れるmetricsや q は、必要ならばすべて最後までbreakdownしてから平均値をとる。すると上式は結局次式の5重対角連立方程式に帰着される。

$$\begin{aligned}
& K \Delta q_{i-2}^* + L \Delta q_{i-1}^* + M \Delta q_i^* + N \Delta q_{i+1}^* + O \Delta q_{i+2}^* \\
& = [\text{RHS of (2.13)}] \quad (2.19a)
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{cases} K = \theta \Delta t \omega I \\ L = \theta \Delta t [J(-\frac{1}{2}\hat{A}_{i-\frac{1}{2}} + \hat{A}_{\xi i-\frac{1}{2}}) - 4\omega I] \\ M = I + \theta \Delta t [J(-\frac{1}{2}\hat{A}_{i-\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\hat{A}_{i+\frac{1}{2}} \\ \quad - \hat{A}_{\xi i-\frac{1}{2}} - \hat{A}_{\xi i+\frac{1}{2}}) + 6\omega I] \\ N = \theta \Delta t [J(\frac{1}{2}\hat{A}_{i+\frac{1}{2}} + \hat{A}_{\xi i+\frac{1}{2}}) - 4\omega I] \\ O = \theta \Delta t \omega I \end{cases} \quad (2.19b)$$

η -sweepでの K 、 L 、 M 、 N 、 O は、上式に次の置換を行って得られる。

$$\begin{cases} i \rightarrow j \\ \hat{A} \rightarrow \hat{B} \\ \hat{A}_\xi \rightarrow \hat{B}_\eta \end{cases}$$

ζ -sweepでは次の置換を行う。

$$\begin{cases} i \rightarrow k \\ \hat{A} \rightarrow \hat{C} \\ \hat{A}_\xi \rightarrow \hat{C}_\zeta \end{cases}$$

(2.17)式の差分を用いることにより、離散化された形においても保存性がみだされるが、コントロールボリュームが、Fig. 2.2に示されるように $\pm\frac{1}{2}$ の点で区切られる形となり、境界近傍では $\frac{1}{2}$ の隙間があき、そこでは保存性が満たされない。

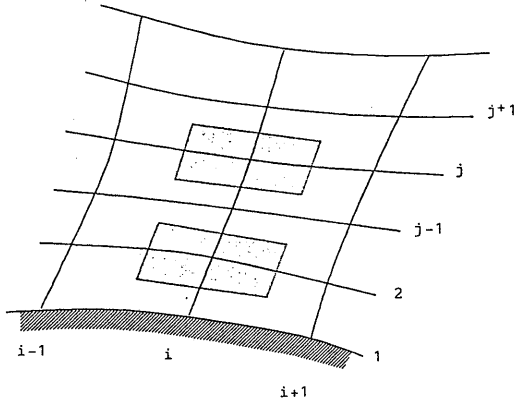


Fig. 2.2 Control volume.

2.2.3 境界条件

Fig. 2.1 に船体まわり格子のトポロジーと境界条件を示す。格子はH-O格子であり、船底から上下流にmapping singularityが存在する。

ξ -sweepの境界条件は、上流端では一様流の条件すなわち

$$q_i = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \Delta q_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (i = 1, 2)$$

であり、下流端ではzero extrapolationすなわち

$$q_{IM} = q_{IM-1} = q_{IM-2}$$

である。 η -sweepの境界条件は、Left endで(x-z)面の対称性の近似的な条件すなわち

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = 0 \rightarrow q_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} q_3,$$

$$q_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} q_3$$

であり、Right endでは(x-y)面の対称性の近似的な条件すなわち

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = 0 \rightarrow q_{JM-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} q_{JM-2}$$

$$q_{JM} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} q_{JM-2}$$

である。すなわち、(x-z)対称面上と(x-y)対称面上では支配方程式を解かないため、保存性が満たされない。

ζ -sweepの境界条件は、Bottom endではsolid wallあるいは(x-z)面の対称性の近似的な条件を用

い、Top endでは一様流の条件を用いる。Bottom endで保存性が満たされないことは既に述べた。

2.3 計算結果

以下に示す計算では、特に断らない限り、次のパラメータを用いた。

$$IM=81, JM=27, KM=31, ifp=16, iap=60$$

$$\omega = 1.0, \Delta t = 0.001, x_{ifp} = 0.0, x_{iap} = 1.0$$

$$x_{upstream} = -1.0, x_{downstream} = 1.5$$

$$\text{Outer boundary radius} = 1.0, \beta = 0.1$$

ただし ifp と iap は船首端と船尾端での i の番号である。

計算はすべて主記憶容量32MBのStellar GS-1000ワークステーションを用いて行った。無次元時間で約5.0まで計算し、計算所要時間は約1~2日であった。計算結果の収束性の判定は次のように行った。無次元時間で1だけ計算を続行してもA.P.での伴流分布が殆ど変化しないとき、収束したと判定した。

Wigley船型²⁵⁾

Fig. 2.3に数式船型であるWigley船型の伴流分布すなわちx-方向の速度成分uの分布を示す。Wigley船型は非常にfineな船型である。x=0.5はAP位置をさす。計算値は実験値²⁸⁾と良く一致している。

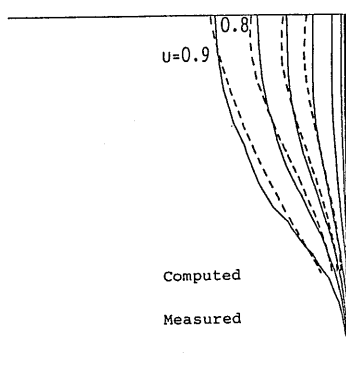


Fig. 2.3 Wake contours of Wigley hull.
(a) x=0.5 (A.P.)

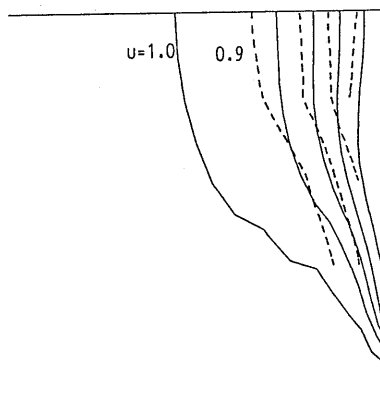


Fig. 2.3 Wake contours of Wigley hull.
(b) x=1.0 (wake)

シリーズ60(Cb=0.6)船型²⁵⁾

Fig. 2.4に船体近傍格子を示す。船尾で格子のskewnessが高い。Fig. 2.5に伴流分布を示す。レイノルズ数は $Re=4 \times 10^6$ である。破線は実験値²⁹⁾を示す。AP(x=0.5)より上流では良く一致しているが、APより下流でのwakeのかたまりが十分に表現できていない。

この船型に関しては、断面内での格子点数が約2倍の細かい格子(IM=81, JM=37, KM=45)を用いての計算も行ったが、伴流分布は殆ど変わらなかった。Fig. 2.6に圧力分布を示す。

シリーズ60(Cb=0.7)船型²⁵⁾

同じシリーズ60船型でCbをやや大きくした船型を計算した。レイノルズ数は $Re=1.7 \times 10^6$ である。Fig. 2.7に伴流分布を示す。実験値³⁰⁾との一致は良好であるが、Bottomでは計算はかなり薄い境界層を示している。Fig. 2.8に圧力分布を示す。

HSVAタンカー

レイノルズ数は $Re=5.0 \times 10^6$ である。Fig. 2.9に伴流分布を示す。実験との比較³¹⁾では、非常にfull(Cb=0.85)な船型にもかかわらず良く一致しているといえる。

この船型については、4階の数値散逸項の係数 ω の大きさを半分にして計算したが、殆ど差が無かった。また、外側境界半径を2倍に増やして計算した

が、これも差が見られなかった。Fig.2.10に圧力分布を示す。

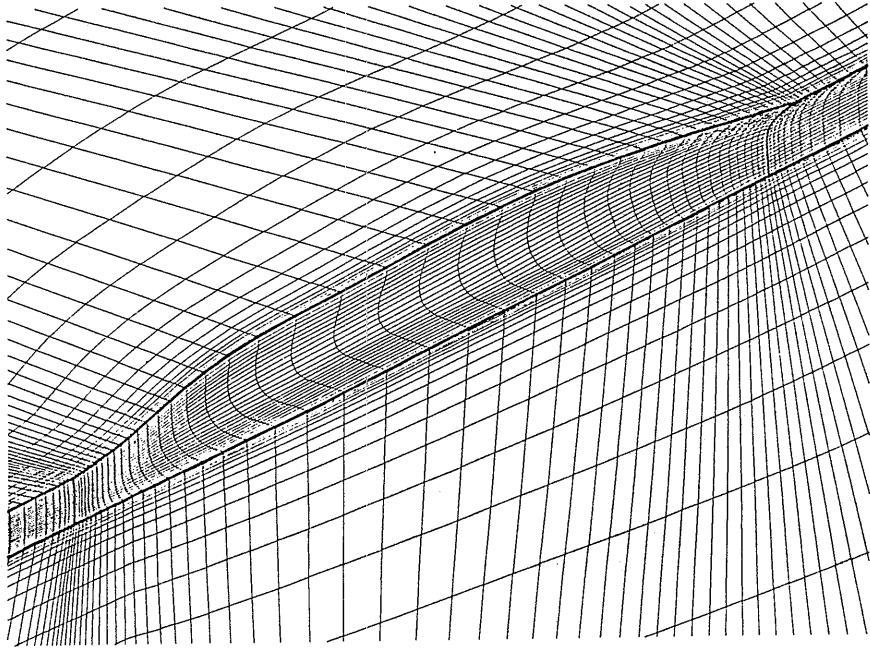


Fig. 2.4 Grid around Series 60 ($C_b=0.6$) hull.

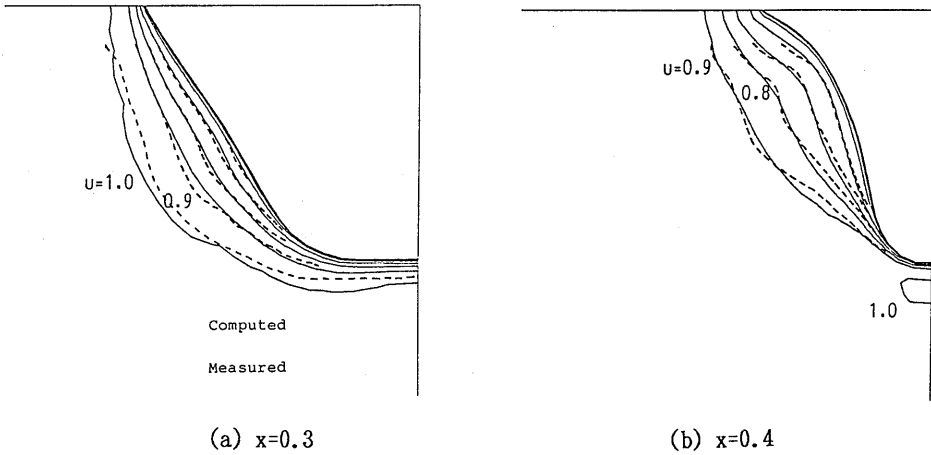


Fig. 2.5 Wake contours of Series 60 ($C_b=0.6$) hull.

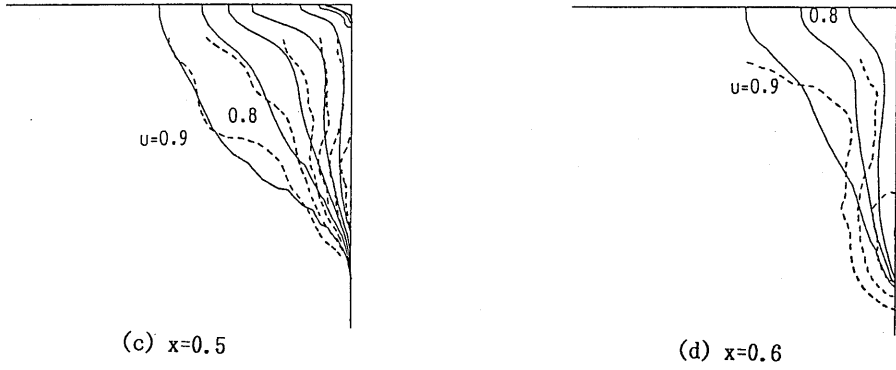


Fig. 2.5 Wake contours of Series 60 ($C_b=0.6$) hull.

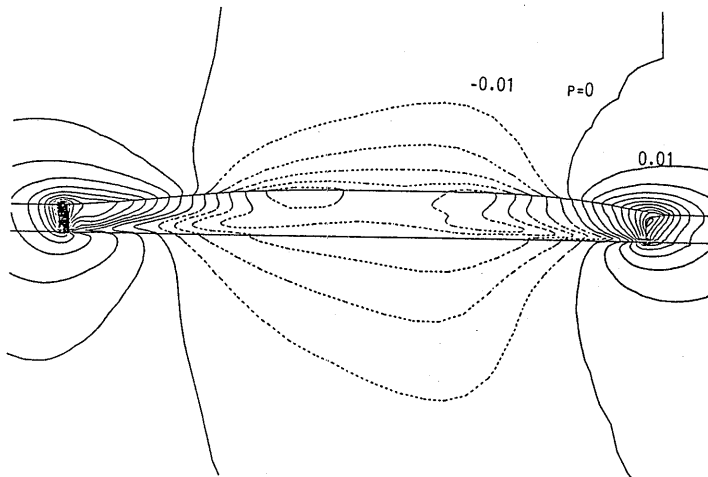


Fig. 2.6 Pressure contours of Series 60 ($C_b=0.6$) hull.

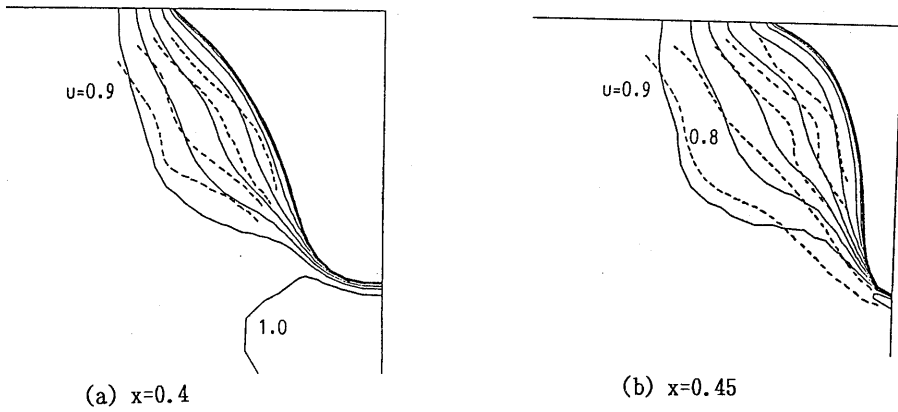


Fig. 2.7 Wake contours of Series 60 ($C_b=0.7$) hull.

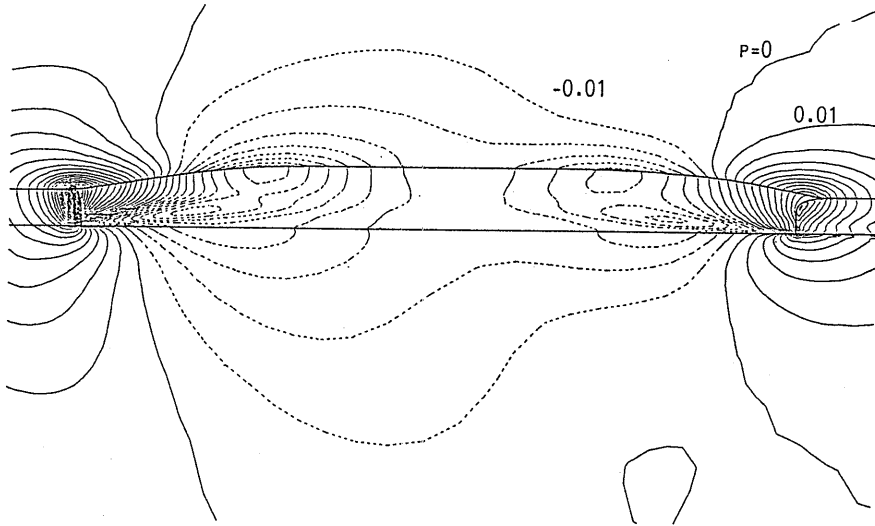


Fig. 2.8 Pressure contours of Series 60 ($C_b=0.7$) hull.

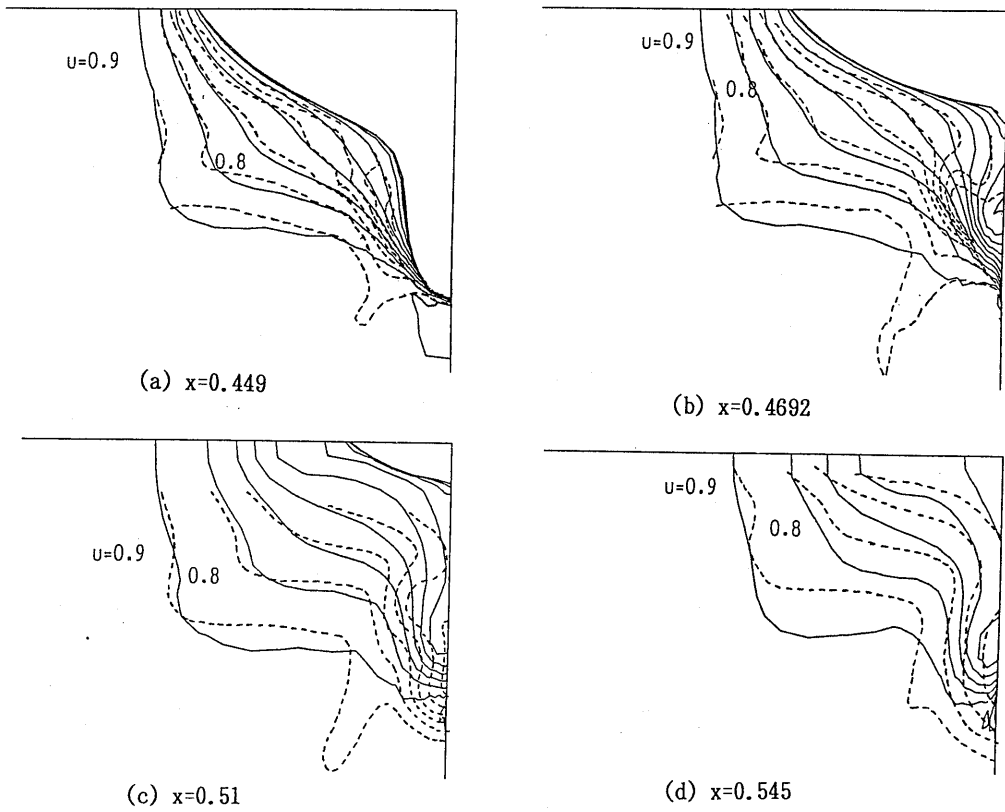


Fig. 2.9 Wake contours of HSVA tanker.

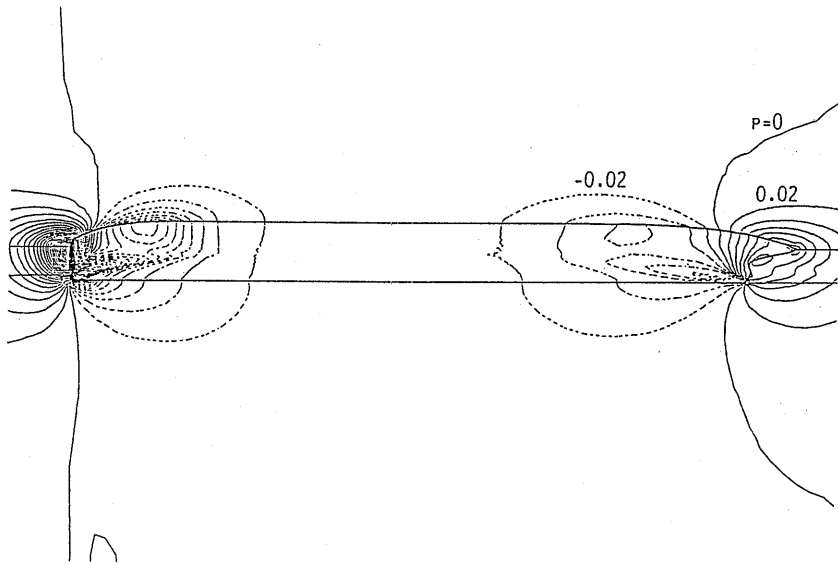


Fig. 2.10 Pressure contours of HSWA tanker.

2.4 本章の結論

4種の肥大度の異なる船型についての計算結果を見て、Cbの小さいfineな船型からCbの大きいfullな船型まで、伴流分布については、実験結果とかなり良く一致すると言える。ただし、肥大船での縦渦の大きさ・強さが充分にとらえられていない。この原因として考えられるものは、船体表面・左右対称面での保存性の欠如、mapping singularityの悪影響、船尾近傍格子の大きなskewnessの悪影響、そして乱流モデルである。

このように、船体まわり粘性流については、CFD技術は精度の点で実用にかかなり近づいていると言え

る。またコストの点でも、本計算が、高価なスーパーコンピュータではなくデスクサイドに置けるワークステーションを用いて行われたことから見て、設計サイドでの利用が充分可能であると思われる。さらに、計算時間についても、コンピュータの急速な発達から見て、現在1~2昼夜かかる計算が、数年後には1~2時間で行えるようになるかも知れない。

最後に、船体まわり流れの計算についてのこれからの主な課題は、マルチ・ブロック格子等の技術の利用による複雑形状船体の取扱いと、複雑3次元流場を表現できる乱流モデルの開発・利用であると思われる。

3 NS造波計算

3.1 序論

船舶や海洋構造物のまわりの流れの大きな特徴は自由表面の存在である。自由表面上を走る船によって造られる波は造波抵抗の原因となり、波浪中に置かれた船舶や海洋構造物は海洋波から外力を受けて運動するなど、自由表面の影響を含めた流れの解析が必要とされる。

船体造波問題の解析は伝統的に粘性影響を無視して速度ポテンシャルを用いた方法が主流であり、自由表面条件を線形化した線形造波抵抗理論をベースとして幾多の理論が展開された。その多くは船体表面または船体中心面に特異点を分布させる方法であるが、最も進展したものの一つとして Neumann - Kelvin問題があり、当部関連では足達、竹子がこの問題の計算法を研究している³²⁾。しかし、線形造波抵抗理論は実用船型に対しては精度のよい解析結果を与えないこと、また船体近傍における非線形波の存在³³⁾は線形化された自由表面条件の限界を示すものと言える。

計算機の進展に伴い、現在では船体造波計算には境界積分法の一つである Rankine Source法³⁴⁾が主に用いられている。これは、特異点を船体表面だけでなく自由表面上にも分布させるものであるが、自由表面条件は二重模型流れを用いて線形化近似されることが多い。有効性は線形理論のそれに比べて高まってはいるが、例えば肥大船船首における波崩れや高速艇のスプレーなどの解析への適用には限界がある。

また、船体まわりには乱流境界層が発達し、自由表面波と相互に干渉する。このような干渉を解析するために、上述の速度ポテンシャルによる造波計算と境界層理論による計算を組み合わせる手法が開発されている。日夏、竹子による計算²¹⁾はこの例の一つである。しかし、境界層計算、造波計算ともに限界のある近似解法であり、その組み合わせによるアプローチも適用範囲は限られている。

船体造波に対するCFDアプローチは東大水槽における TUMMAC (Tokyo University Modified Marker And Cell)法³⁵⁾の開発から始まるといってよい。こ

れはMAC法を基礎とした Navier-Stokes/Euler方程式の差分解法であり、自由表面条件を非線形のまま扱う点に特徴があった。種々の船型に適用した例では船首波を非常に精度よく計算できることが示されている。しかし、直交直線格子を使用しているため任意形状の物体に対する境界条件の満足度は近似的であり、粘性流れ問題への適用には問題がある。

日野は新たな自由表面流れの計算コードを開発するにあたり、任意形状の物体に対して物体表面条件を満たすために物体形状に適合した一般曲線座標系を採用し、物体表面条件を高精度化することで粘性流と自由表面流れを同時に解くことを可能にした。一方、計算格子は自由表面に対しては適合させなかった。同時期に開発されたコードで、自由表面にも適合した格子を採用した例³⁶⁾もあったが、各時間ステップで刻々変わる波面に適合させて格子を生成するには多大な労力を必要とすること、また支配方程式が移動座標系上で書かれることになり複雑さを増すことなどを考え、自由表面適合格子は採用しなかった。また、自由表面に適合しない格子系の方が柔軟性が高く、波面のオーバーターンや波崩れを扱える可能性があることも考慮した。

初期のバージョン³⁷⁾では低レイノルズ数の流れに限定されていたが、後に乱流モデルを組み込み³⁸⁾高レイノルズ数流に対応するものとなった。また、計算対象も船舶だけでなく水中翼のまわりの流れ³⁹⁾や波単独の問題⁴⁰⁾への適用も行われているが、ここでは船体まわりの流れの例のみを述べる。

3.2 計算法

3.2.1 基礎式とアルゴリズム

基礎式は3次元非圧縮性流体に関する非定常 Navier-Stokes (NS)方程式または、Euler方程式および連続の式であり、 z 座標を鉛直上向きにとったデカルト座標系 (x, y, z) を用いて以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} u_t + (u - 2\nu_{tx})u_x + (v - \nu_{ty})u_y + (w - \nu_{tz})u_z \\ = -p_x + (1/Re + \nu_t)(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) \end{aligned} \quad (3.1a)$$

$$v_t + (u - \nu_{tx})v_x + (v - 2\nu_{ty})v_y + (w - \nu_{tz})v_z \\ = -p_y + (1/Re + \nu_t)(v_{xx} + v_{yy} + v_{zz}) \quad (3.1b)$$

$$w_t + (u - \nu_{tx})w_x + (v - \nu_{ty})w_y + (w - 2\nu_{tz})w_z \\ = -p_z + (1/Re + \nu_t)(w_{xx} + w_{yy} + w_{zz})$$

$$-1/Fn^2 \quad (3.1c)$$

$$u_x + v_y + w_z = 0 \quad (3.2)$$

ここで (u, v, w) はそれぞれ (x, y, z) 方向の速度成分、 p は圧力、 ν_t は無次元化された乱流動粘性係数である。また、変数は一様流速 U_0 、船体長さ L 、流体密度 ρ を用いて無次元化されており、流れのパラメータはフルード数 $F_n (= U_0 / \sqrt{gL})$ とレイノルズ数 $Re (= U_0 L / \nu)$ (g : 重力加速度、 ν : 動粘性係数) である。なお、Euler 方程式では $\nu_t = 0$ であり、かつ粘性項が省略される。任意形状の物体境界を扱うため(3.1)および(3.2)式を一般曲線座標系 (ξ, η, ζ) を用いて書き換える。前述したように、この座標系は船体形状には適合しているが、自由表面形状には適合させない。したがって、自由表面形状は時間とともに変化するが、計算座標系は時間依存とはならず、格子生成は最初に一度だけ行なえばよい。座標変換を行うと(3.1)および(3.2)式は以下のように書ける。

$$u_t + K = -(\xi_x \phi_\xi + \eta_x \phi_\eta + \zeta_x \phi_\zeta) \quad (3.3a)$$

$$v_t + L = -(\xi_y \phi_\xi + \eta_y \phi_\eta + \zeta_y \phi_\zeta) \quad (3.3b)$$

$$w_t + M = -(\xi_z \phi_\xi + \eta_z \phi_\eta + \zeta_z \phi_\zeta) \quad (3.3c)$$

$$\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \zeta_x u_\zeta \\ + \xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta + \zeta_y v_\zeta \\ + \xi_z w_\xi + \eta_z w_\eta + \zeta_z w_\zeta = 0 \quad (3.4)$$

ここで、 (K, L, M) は以下のように定義される。

$$K = (U - a - \xi_x \nu_{tx})u_\xi \\ + (V - b - \eta_x \nu_{ty})u_\eta \\ + (W - c - \zeta_x \nu_{tz})u_\zeta \\ - \nu_{tx}(\xi_x v_\xi + \eta_x v_\eta + \zeta_x v_\zeta) \\ - \nu_{tz}(\xi_x w_\xi + \eta_x w_\eta + \zeta_x w_\zeta) \\ - (1/Re + \nu_t)(\nabla^2 u) \quad (3.5a)$$

$$L = (U - a - \xi_y \nu_{tx})v_\xi \\ + (V - b - \eta_y \nu_{ty})v_\eta \\ + (W - c - \zeta_y \nu_{tz})v_\zeta \\ - \nu_{tx}(\xi_y u_\xi + \eta_y u_\eta + \zeta_y u_\zeta) \\ - \nu_{tz}(\xi_y w_\xi + \eta_y w_\eta + \zeta_y w_\zeta) \\ - (1/Re + \nu_t)(\nabla^2 v) \quad (3.5b)$$

$$M = (U - a - \xi_z \nu_{tx})w_\xi \\ + (V - b - \eta_z \nu_{ty})w_\eta \\ + (W - c - \zeta_z \nu_{tz})w_\zeta \\ - \nu_{tx}(\xi_z u_\xi + \eta_z u_\eta + \zeta_z u_\zeta) \\ - \nu_{ty}(\xi_z v_\xi + \eta_z v_\eta + \zeta_z v_\zeta) \\ - (1/Re + \nu_t)(\nabla^2 w) \quad (3.5c)$$

(U, V, W) は共変速度成分であり、

$$U = \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \quad (3.6a)$$

$$V = \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \quad (3.6b)$$

$$W = \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \quad (3.6c)$$

と定義され、 (a, b, c) は、

$$a = \xi_x \nu_{tx} + \xi_y \nu_{ty} + \xi_z \nu_{tz} \quad (3.7a)$$

$$b = \eta_x \nu_{tx} + \eta_y \nu_{ty} + \eta_z \nu_{tz} \quad (3.7b)$$

$$c = \zeta_x \nu_{tx} + \zeta_y \nu_{ty} + \zeta_z \nu_{tz} \quad (3.7c)$$

である。また、 $(\nu_{tx}, \nu_{ty}, \nu_{tz})$ は、

$$\nu_{tx} = \xi_x \nu_{t\xi} + \eta_x \nu_{t\eta} + \zeta_x \nu_{t\zeta} \quad (3.8a)$$

$$\nu_{ty} = \xi_y \nu_{t\xi} + \eta_y \nu_{t\eta} + \zeta_y \nu_{t\zeta} \quad (3.8b)$$

$$\nu_{tz} = \xi_z \nu_{t\xi} + \eta_z \nu_{t\eta} + \zeta_z \nu_{t\zeta} \quad (3.8c)$$

と計算される。 ϕ は静水圧を除いた圧力、

$$\phi = p + z/Fn^2 \quad (3.9)$$

であり、 ∇^2 は座標変換されたラプラシアン演算子、

$$\nabla^2 q = (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)q_{\xi\xi} \\ + (\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2)q_{\eta\eta} \\ + (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)q_{\zeta\zeta}$$

$$\begin{aligned}
& +2(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z) q_{\xi \eta} \\
& +2(\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) q_{\eta \zeta} \\
& +2(\zeta_x \xi_x + \zeta_y \xi_y + \zeta_z \xi_z) q_{\zeta \xi} \\
& +(\xi_{xx} + \xi_{yy} + \xi_{zz}) q_{\xi} \\
& +(\eta_{xx} + \eta_{yy} + \eta_{zz}) q_{\eta} \\
& +(\zeta_{xx} + \zeta_{yy} + \zeta_{zz}) q_{\zeta}
\end{aligned} \quad (3.10)$$

である。

基本アルゴリズムはMAC法⁴¹⁾に従い、運動方程式については時間差分はEuler Explicit、空間差分は対流項については河村の3次上流差分⁴²⁾格子の計量は4次中心差分、他の項は2次中心差分を用いて解く。対流項に3次上流差分を用いることにより計算は安定となり、高レイノルズ数においても人工粘性を付加する必要はない。各時間ステップで連続の条件を満たすため、運動方程式と連続の式から導かれる圧力に関するPoisson方程式、

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \phi = & -\xi_x K_{\xi} - \eta_x K_{\eta} - \zeta_x K_{\zeta} \\
& -\xi_y L_{\xi} - \eta_y L_{\eta} - \zeta_y L_{\zeta} \\
& -\xi_z M_{\xi} - \eta_z M_{\eta} - \zeta_z M_{\zeta} \\
& -D_t
\end{aligned} \quad (3.11)$$

を用いる。ここで、Dは、

$$\begin{aligned}
D = & \xi_x u_{\xi} + \eta_x u_{\eta} + \zeta_x u_{\zeta} \\
& + \xi_y v_{\xi} + \eta_y v_{\eta} + \zeta_y v_{\zeta} \\
& + \xi_z w_{\xi} + \eta_z w_{\eta} + \zeta_z w_{\zeta}
\end{aligned} \quad (3.12)$$

であり連続の式(3.4)の左辺と等しい。(3.11)式で次の時間ステップでD=0と置くことで、連続条件を満たすように圧力場を求める。(3.11)式は、SOR (Successive Over Relaxation)法により反復解法で解く。

解法のプロセスは、圧力場、速度場および自由表面形状を与えられ、まず運動方程式(3.3)により次の時間ステップでの速度を求める。次に、後述する自由表面条件にしたがって次の時間ステップでの波形を計算する。最後に圧力をPoisson方程式(3.11)を解いて求める。以上を解が収束するまで繰り返す。初期値としては静止状態を与え、流入速度が一樣流になるまで運動方程式(3.3)に慣性項を付加して加速を行う。

3.2.2 乱流モデル

高レイノルズ数における粘性流計算には乱流モデルが必須である。ここではBaldwin-Lomaxの代数モデル⁴³⁾を用いる。これはCebeci-Smithのモデルを基に改良されたものであり、航空空気力学の数値シミュレーションでよく用いられている。自由表面の影響を考慮するための変更は行っていない。

3.2.3 自由表面条件

粘性と表面張力の影響を無視すると、自由表面条件は水面上の圧力が大気圧に等しいという圧力条件と運動学的条件の二つになる。運動学的条件は、自由表面形状を

$$\zeta = h(\xi, \eta; t) \quad (3.13)$$

と与えると、

$$h_t + U h_{\xi} + V h_{\eta} - W = 0 \quad \text{on} \quad \zeta = h \quad (3.14)$$

と表わされる。(3.14)式を(3.3)式と同様に差分表示して解き、自由表面形状を時間進行的に求める。自由表面位置と一致しない計算格子上で圧力条件を満たすため、圧力のPoisson方程式を解く際に 'Irregular Stars' 法⁴⁴⁾一般曲線座標系に拡張して用いている。

この方法を基礎として、2次元波のオーバーターニングを扱う手法も開発されている⁴⁵⁾。

3.2.4 物体表面条件

NS解法では、物体境界条件には壁関数法を用いる。No-Slip条件を壁面上で与えるためには壁近傍の格子は粘性底層を解像する程度まで細かくする必要がある。本スキームは時間差分にEuler Explicit差分を用いているので、時間刻みはCFL条件により制約されており、細かい格子間隔になれば時間刻みもそれに比例して小さくなり収束までに多大な計算時間を費やすことになる。一方、壁関数法を用いる場合には物体近傍での速度分布形を仮定するので、壁面近くでの格子間隔を大きくとることができ、計算時間、記憶容量の面で有利になる。しかしその反面、

壁近傍での速度分布があらかじめ仮定された形からずれる場合には精度が落ちるという短所がある。

ここで用いた壁関数は一般的な対数法則であり、

$$\frac{q}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (3.15)$$

と書ける。ただし、 q は速度の大きさ、 u_τ は壁面上での摩擦速度、 $y^+ = Reu_\tau y$ であり、 y は壁からの距離である。また、定数は $\kappa = 0.4, B = 5.5$ とした。

ChenとPatelの手法⁴⁶⁾と同様に、 $j=1$ を壁面上の点として、 $j=2$ と $j=3$ の2点が対数領域にあると仮定する。 $j=3$ での速度の大きさ q_3 と壁からの距離 y_3^+ を用いて(3.15)式から摩擦速度 u_τ を求める。この u_τ と y_2^+ から逆に $j=2$ での速度の大きさ q_2 を決める。 $j=2$ での速度の方向は壁面に平行とする。壁面上での圧力と波高は $j=2$ での値と等しく置く。一方、Euler解では物体境界上でFree-Slip条件を課す。すなわち、壁面に垂直な方向の速度をゼロとする。 $j=3$ での速度の大きさは外側2点の大きさから外挿し、壁面に沿う方向の速度を求める。圧力と波高についてはNS解と同様に扱う。

3.2.5 外部境界条件

流入境界では一様流、すなわち $u=1, v=w=\phi=0$ 、波高ゼロを与える。流出境界では速度、圧力、波高ともゼロ外挿、すなわち内側の値と等しく置く。中心面では対称条件を課す。

3.3 計算結果

3.3.1 Wigley船型

最初の計算例³⁸⁾はWigley船型に対するNS解である。計算に用いた格子をFig. 3.1に示す。格子点数は $100 \times 20 \times 38$ であり、幾何的方法によって生成した。自由表面に適合させない格子を用いたため、計算格子は水面より上の領域に対しても生成する必要がある。水面より上の格子点については流体量の計算は行わない。計算領域は

$$-1 < x < 1, 0 < y < 0.5, -0.5 < z < 0.036$$

ただし $x=0$ をMidship、 $y=0$ を中心面、 $z=0$ を静止水面とする。 η -方向の最小格子間隔は0.0008とした。波は遠方まで減衰せずに伝わるので、正確な計算のためには格子間隔は、船体から離れた所でもある程度細かくする必要がある。しかし、計算機の記憶容量、計算時間の制限から、格子数、計算領域ともに充分ではなく従って格子間隔も特に外部境界近くでは、広がってしまっている。計算条件はフルード数 $Fn=0.25$ 、レイノルズ数 $Re=10^6$ とした。

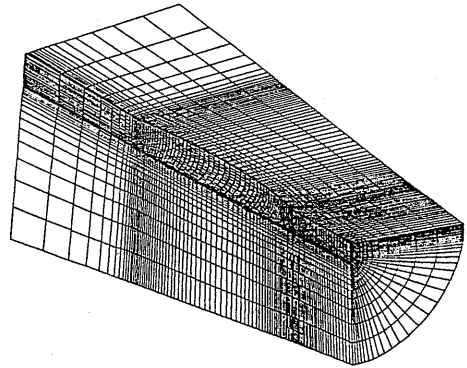


Fig. 3.1 Grid around Wigley hull.

Fig. 3.2に計算された波高の等高線図を示す。船体から離れた所での波高は格子間隔が広いいため減衰が大きい。

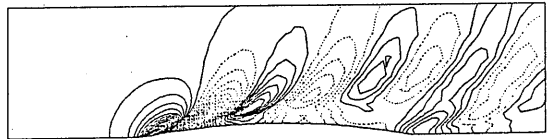


Fig. 3.2 Waveheight contours of Wigley hull.

Fig. 3.3は船体表面上の波高分布である。 $x/L = -0.5$ は船首、 $x/L = 0.5$ が船尾である。計測値(レイノルズ数は 5.0×10^6)とほぼ一致している。

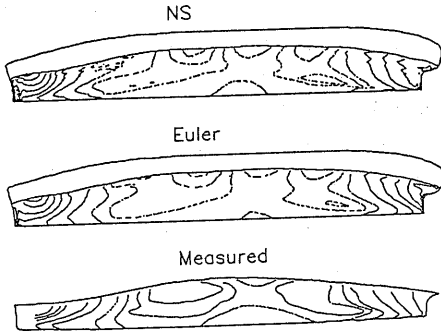


Fig. 3.8 Hull surface pressure distribution of Series 60 ($C_b=0.6$) hull.

APを含む計算面での流速分布をFig. 3.9に示す。等高線は主流方向の速度を、ベクトルは面内成分である。NS解では伴流が形成され、縦渦が見られる。実験値⁵⁰⁾と比較すると、伴流分布、縦渦の位置ともに一致度はあまり良くない。この点は今後さらに検討する必要がある。

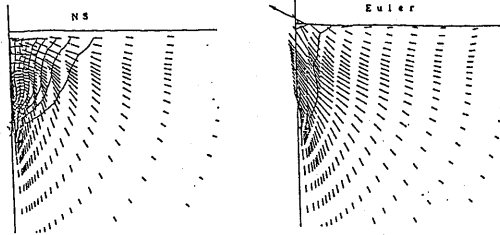


Fig. 3.9 Velocity distribution at stern of Series 60 ($C_b=0.6$) hull.

3.3.3 高速艇船型

Euler解によって、本計算法の高速艇造波現象への適用可能性を検討した⁵¹⁾。高速艇のまわりの自由表面流れは、船首部におけるスプレーの発生、トランサムスターンにおける波面の切れなど排水量型の船舶の場合とは大きく異なった特徴を持っている。非線形自由表面条件を満足する本計算が高速艇造波現象のこのような特徴をどの程度シミュレートすることができるかを数値実験により検討する。Euler解を生成するEuler方程式は、NS方程式の粘性項を省略したものであり、粘性影響が非常に小さい高速艇まわり流れでは、計算の困難なNS方程式を用いる

よりも、むしろ実用的であると考えられる。

計算法は3.2で述べたものと基本的に同じであり、波面のオーバーターニングは扱えない。船首部でのスプレーをシミュレートするためには自由表面条件の扱いにさらに工夫が必要である。一方、船尾端での境界条件として波高が船底より低くはないという条件を付加し、船尾での波面の切れをモデル化した。

対象は単純な形状の箱型船型 ($L/B=5$) であり、実験状態に合わせてFPでの喫水を $-0.0335L$ 、APでの喫水を $0.053L$ として与えた。計算格子は $71 \times 30 \times 21$ であり、船型に適合した直交直線格子とした。

速度はフルード数で 1.011 とした。Fig. 3.10に波高の等高線図、Fig. 3.11に波形の鳥瞰図を示す。高フルード数に対応して長波長の波が生成されている。実験では船首部においてスプレーが前方および側方に飛ぶのが認められるが、この計算結果では当然、スプレーは表現されていない。一方、船尾での波の切れはよくシミュレートされている。船側で切れた波がまわりこんで船体後方で山を形成する様子も実際の波形とよく対応している。

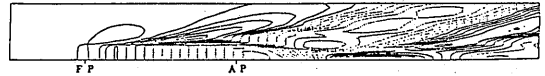


Fig. 3.10 Waveheight contours of a high-speed craft.

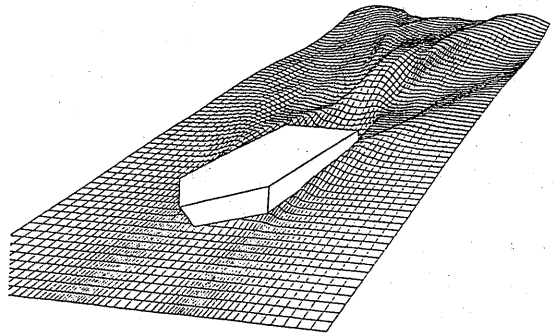


Fig. 3.11 Perspective view of waves around a high-speed craft.

3.4 本章の結論

NS/Euler方程式による船体まわりの自由表面流れのシミュレーション法について述べた。計算結果は波形や圧力分布は実験値と良い一致を示すが、粘性流場の特性は十分とらえられていない。また時間方向にEuler Explicit差分を用いていることから、多大な計算時間が必要である。より高精度、効率的な計算法を開発する必要がある。また、自由表面の影響を考慮した乱流モデルについても検討しなくてはならない。

一方、高速艇造波の特徴であるスプレーを表現するためには、自由表面条件のさらなる改良が必要であるが、船尾における波の切れは本計算法のわずかな変更でシミュレート可能であることが分かった。

4 MHD計算

4.1 はじめに

MHD (Mageneto-hydrodynamics)とは電磁流体力学の略である。海水のような導電性流体に電場や磁場をかけると流体に電磁力がはたらく。この作用を船の推進装置として利用するための研究が行われてきたが、日夏はこの電磁力を流場制御に用いる可能性を調べるため、CFDを用いた一連の研究を行った。

CFDの有効な利用法の一つとして、feasibility studyにおける利用があげられる。流体現象を伴うある装置の実用性を調べるとき、実験が不可能あるいは非常に高価につく場合に、CFDを用いた数値シミュレーションで代用させれば、容易かつ安価に実行することができる。船体まわり流れについてのMHDの研究においても、海水の電気抵抗が大きいと、顕著な効果を得るためには超電導磁石を用いた強磁場をかける必要があり、実験的研究を行おうとすると特殊な施設と莫大な費用がかかる。一方、CFDを用いれば計算機のみを必要とし、費用もごく僅かで済む。CFDはこのようなfeasibility studyに大変適していると言える。

4.2 支配方程式

電磁力を作用させた場合の流体運動の支配方程式は、厳密にはNS方程式に電磁場の方程式であるMaxwellの方程式を連立させたものであるが、流体が海水の場合は磁気レイノルズ数 R_m が非常に小さいので誘導磁場は無視でき、したがって磁場 \mathbf{B} は静磁場として与えられ⁵²⁾、計算は非常に簡単になる。このとき支配方程式は、無次元表示すると、

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \frac{1}{R_e}\nabla^2\mathbf{u} + \frac{H_a^2}{R_e}\mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = R_{mj}\mathbf{j} \approx 0 \quad (4.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (4.5)$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (4.6)$$

ただし、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 \mathbf{E} は電場ベクトル、 \mathbf{B} は磁束密度ベクトル、 \mathbf{j} 、 H_a はHartmann数である。さらに、定常状態を仮定しかつ物体が不導体であると仮定すると、電場 \mathbf{E} もポテンシャルとして陽的に与えることができる。結局、電場・磁場を陽的に与えて(4.1)、(4.2)式を速度と圧力について解けばよいことになる。ただし \mathbf{j} は(4.6)式で与えられる。(4.1)式右辺第3項はLorentz力と呼ばれる外力項である。

(4.2)式の連続の式に擬似圧縮性を導入すると、外力項を付加する修正を施すだけで、第2章で取り上げた船体まわり粘性流の計算法を用いることができる。高レイノルズ数流れの計算では、さらに、乱流モデルを導入する必要がある。

4.3 流場制御の数値シミュレーションへの応用

基礎となる計算スキームは、IAFスキームである(第2章参照)。日夏⁵⁵⁾は2次元チャンネル内と2次元円柱まわりについてのMHD流れを層流状態で計算し、計算スキームの有効性を示した。Fig.4.1に非MHD状態でのダクト内流れの渦度分布を示す。ダクトの拡大部で剥離が生じている(実線)。Fig.4.2にMHD状態での渦度分布を示す。電磁力によって剥離が消滅している。また日夏⁵⁶⁾は、2次元翼型まわ

り流れをレイノルズ数 $Re=10^4$ の層流で計算し、電磁力によって翼型まわりの流れが制御できることを示した。Fig. 4.3 a), b) に電磁力によってNACA0012翼型の剥離が消滅する様子を流速分布で示す。

高レイノルズ数流れの計算によく用いられる乱流モデルとして2方程式モデルである $k-\varepsilon$ モデルとゼロ方程式モデルである Baldwin-Lomaxのモデルがあるが、日夏はそれぞれを用いた MHD流の計算を行っている。先ず $k-\varepsilon$ 乱流モデルについて、Hinatsu⁵⁸⁾ は乱動エネルギー k とその散逸率 ε の式の電磁力の影響下での定式化を行い、電磁力が乱動エネルギーのsinkとして作用することを導いた。そしてその結果を2次元チャンネル流れに適用した。なおここでは、物理的には常に正であるべき k および ε が数値計算上でも常に正であることを保証するためKodama⁵⁷⁾ によって開発された指数表現の手法が用いられている。さらに日夏⁵⁹⁾ は、 $k-\varepsilon$ モデルの定式化を用いて 2次元翼型まわりの高レイノルズ数流れを計算した。Fig. 4.4 a), b) に電磁力によって翼背面の流れが加速され、それに応じて圧力分布が下がる様子を示す。

Baldwin-Lomaxの乱流モデルを用いたMHD流の計算がHinatsu et al.⁶⁰⁾ によって行われた。そこでは

Wigley数式船型の船尾に電磁力を作用させ、流れを加速させることによって伴流分布を変化させる計算が行われた。Fig. 4.5 a), b) に電磁力によって流れが加速され、それに応じて伴流分布が変化する様子を示す。

4.4 本章の結論

海水に関するMHD流れの数値計算は、方程式が従来のNS方程式に外力項を付加する以外は変わらないので、比較的容易に行うことができる。また、一般座標を用いて定式化すれば、任意物体形状まわりのMHD流れが計算でき、設計のためのfeasibility studyへの利用が可能であるといえる。ただし、数値計算の常として、実験との比較による検証が重要であり、本章でとりあげた流れのように実験データが得られにくい流れでは、計算結果の解釈に注意を要する。

最後に、以上にあげた研究の大部分は運輸省海上技術安全局技術課の「船体周りの流れの制御に関する調査研究」^{52), 53), 54)} に沿ったものであることを付記する。

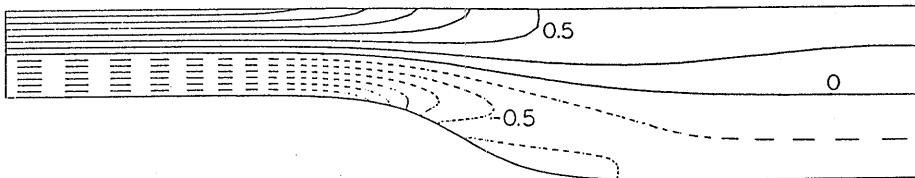


Fig. 4.1 Vorticity distribution in duct ($Re=200$). Non MHD condition.

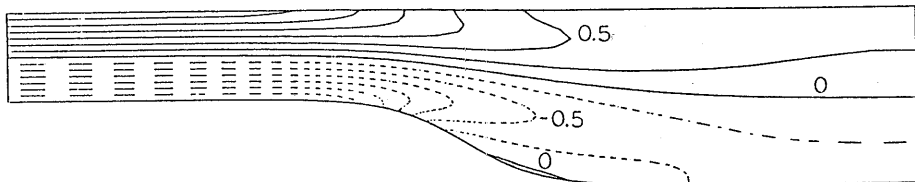


Fig. 4.2 Vorticity distribution in duct ($Ha=4, E=0$). MHD condition.

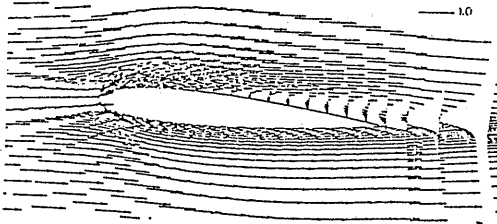


Fig. 4.3(a) Velocity distribution in non-MHD condition. $Re=10^4$.
Attack angle = 5 deg.

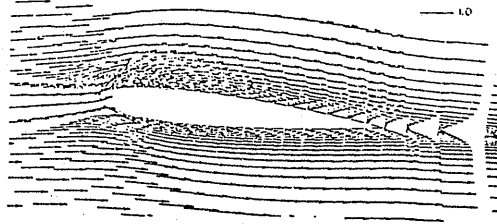


Fig. 4.3(b) Velocity distribution in MHD condition. $Ha=12.64$, $E=-200$

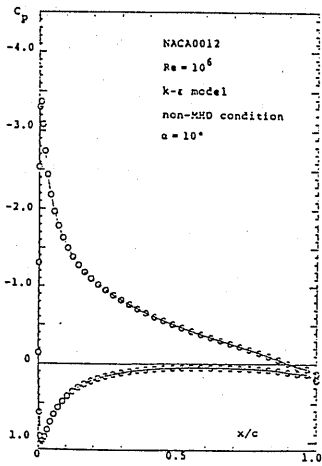


Fig. 4.4(a) Wing surface pressure distribution in non-MHD condition. $Re=10^6$,
attack angle=10 deg.

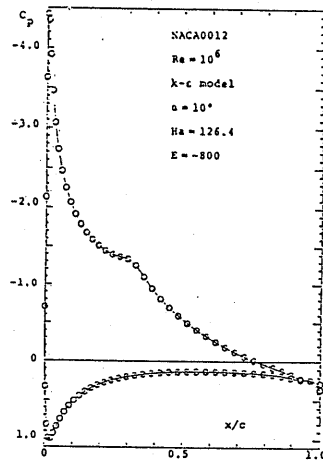


Fig. 4.4(b) Wing surface pressure distribution in MHD condition. $Ha=126.4$, $E=-800$.

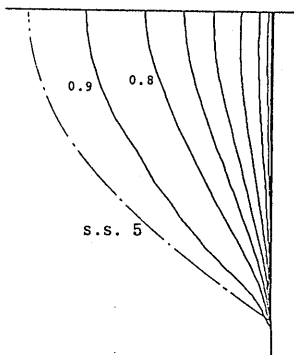


Fig. 4.5(a) Wake contours at F.P. in non-MHD condition. $Re=10^6$.

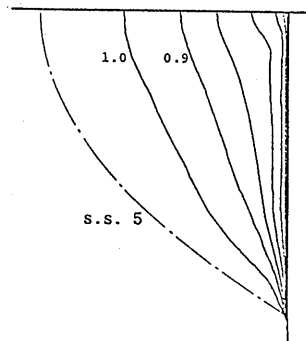


Fig. 4.5(b) Wake contours at F.P. in MHD condition. $E=800$.

5 翼型・プロペラおよび振動円柱の計算

5.1 翼型・プロペラ

スクループロペラまわり流れは、船体まわり流れとならんで船舶の推進性能に最も関係の深い流れである。この流れでは剥離が殆ど生じず揚力が支配的であるため、従来のポテンシャル流理論のKutta条件がかなりの精度で成り立ち、通常のプロペラに関しては簡単な粘性修正を施した揚力面理論が高い実用性をもっている。しかし、プロペラ形状が複雑になったり作動条件が厳しくなると、NS計算が重要になってくる。

2次元翼型まわりの流れは、プロペラまわり流れを2次元的にモデル化したものであり、プロペラ計算のための計算スキームや乱流モデルの検証のプラットフォームとして役に立つ。また、揚力面理論と組み合わせ、各半径位置での翼断面の性能を推定するために使われるなど、実用的価値もある。児玉⁶¹は、Baldwin-Lomaxの乱流モデルを用いて、翼型まわりの高レイノルズ数流れを計算した。この計算コードはNICE2Dと名付けられ、松田ら⁶²によってマニュアルが書かれている。

2次元薄翼まわり流れを計算すると、前縁半径が小さいのでその近傍で格子線の曲率が大きく、それが原因で圧力振動が現れることが多いが、工藤⁶³は、前縁で格子を充分細かく切ることによって圧力振動を消すことができることを示し、さらに、後縁がcut-offされている翼型に通常のC-型格子のかわりにD-型格子を用いると、そこでの圧力振動を除去することができることを示した。また、児玉⁶⁴は、計算スキームを非保存形から保存形に変えることによって前縁の圧力振動を除去できることを示した。

プロペラまわり流れと2次元翼型まわりの流れの中間に位置するのが、2次元翼列まわりの流れである。この流れは、プロペラまわり流れをある半径をもった円柱で輪切りにしさらに展開したものに相当する。通常のプロペラを2次元翼列で表現すると翼同士が前後に大きくずれて位置し、周期境界と組み合わせた単一格子系では格子のskewnessが大きくなり過ぎるので、周期境界面での格子のずれを許したマルチブロック格子を用いる必要がある。宇都⁶⁵・

⁶⁶は、2次元翼列まわりの高レイノルズ数流れをマルチブロック格子を用いて計算し、ブロック間の境界で流れの諸量がスムーズにつながる計算結果を得た。Fig. 5.1に2次元翼列まわりの計算格子を、Fig. 5.2に計算によって得られた圧力分布を示す。さらに宇都⁶⁷は、それらの計算に解適合格子を導入し、流れの変化の激しい領域に格子点が自動的に集まるように計算スキームを改良した。

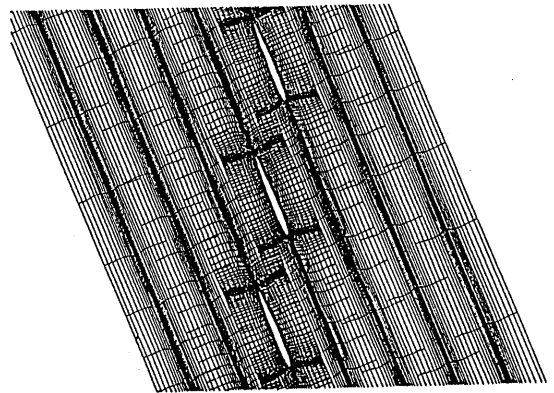


Fig. 5.1 Grid around two-dimensional wing cascades.

実用プロペラまわり流れのNS計算はまだ無いが、児玉⁶⁴は3次元楕円翼まわりの流れをレイノルズ数 $R_e=10^3$ で計算し、翼端渦の生成をとらえることができた。さらに、児玉⁶⁸はピッチ比=5.0のプロペラまわりの流れをレイノルズ数 $R_e=5,000$ で周期格子を用いて計算した。Fig. 5.3に格子分布を、Fig. 5.4に圧力分布を示す。ピッチ比が大きい理由は、周期格子を用いた場合に、ピッチ比を実用プロペラの範囲である1.0以下にするとプロペラ翼間格子のskewnessが大きくなりすぎ、格子生成が事実上不可能になるためである。この困難を回避するためには、2次元翼型の場合と同様に、周期格子をあきらめてマルチブロック格子を採用することである。宇都⁶⁹は、マルチブロック格子の技術を確立するために、2次元翼列まわり流れについて、一連の研究を行っている。

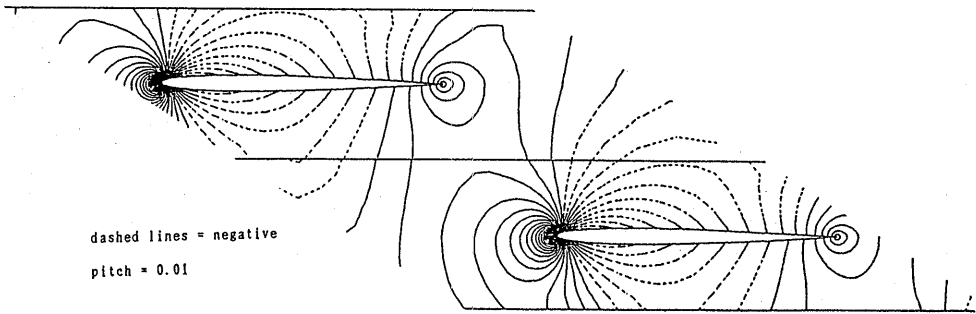


Fig. 5.2 Pressure contours around two-dimensional wing cascades.

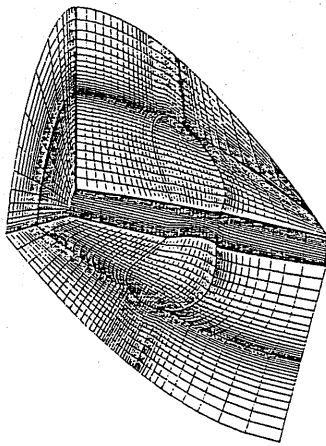


Fig. 5.3 Grid around a propeller.

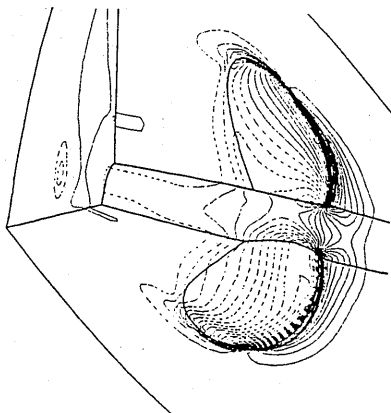


Fig. 5.4 Pressure contours around a propeller.
Re=5,000.

5.2 振動円柱

海洋工学におけるCFDの重要な応用として、海洋構造物にはたらく流体力の推定があげられる。海洋構造物は主に円柱を部材として構成されるので、係留された海洋構造物に波があたるときの流場は2次元振動円柱まわりの流れとしてモデル化される。推進性能部では、東京大学生産技術研究所の木下研究室との共同研究として、2次元振動円柱まわりの流れの数値シミュレーションの研究を、昭和62年から3年間行った。

静止流体中で2次元円柱が振動する流れに関する非定常NS方程式を円柱とともに動く格子系の上で計算し、円柱に働く流体力を求め、実験結果と良い一致を得るとともに、振動円柱まわり流れの状態が K_c 数によって変化することによって円柱に働く流体力も質的に変化することを解明した^{70)・71)}。Fig. 5.5に振動円柱まわりの渦度分布を、Fig. 5.6に K_c 数の変化にともなう円柱の抗力の変化を実験値と比較したものを示す。

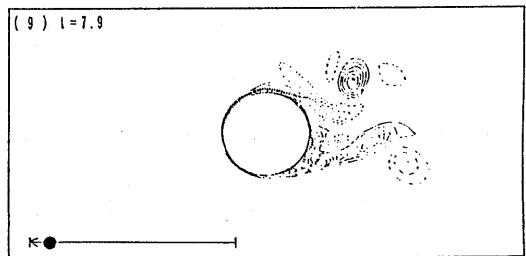


Fig. 5.5 Vorticity distribution around an oscillating circular cylinder ($K_c=5$).
solid lines : counter-clockwise
broken lines : clockwise

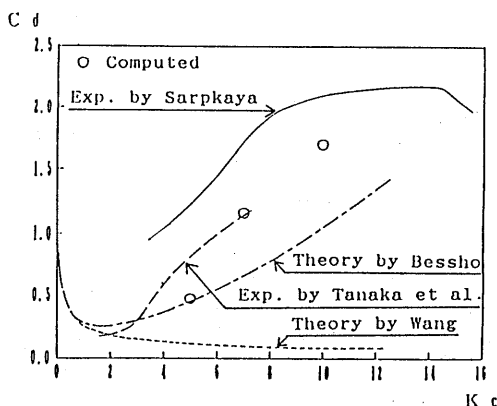


Fig. 5.6 Drag coefficient C_d of an oscillating circular cylinder.

6 今後の方向

以上、CFD研究の発達を見てきたが、始まってまだ日が浅いにもかかわらず既にかかなり広い範囲をカバーしており、その内容の実用の域に達しつつあることがわかる

この発達を支えるのは計算機ハードウェアの急速な発達である。スーパーコンピュータに代表される超大型機の発達だけでなく、EWS(Engineering Work Station)と呼ばれるデスクトップあるいはデスクサイド型の小型かつ安価なコンピュータの発達も著しく、2~3年で計算速度が10倍以上になることも珍しくない。この結果、計算コストの急速な低下と計算時間の大幅な短縮が同時に起こり、CFDがエンジニアの設計ツールとして利用される環境ができつつある。現在の発達の速度から見ると、例えば10年後に、今のパソコンクラスの計算機で3次元のNS計算を日常的に行うようになったとしても不思議ではない。

ハードウェアの発達と同じ位重要なのがソフトウェア技術すなわち計算スキームの発達である。ハードウェアの発達が連続的であるのに対して、計算スキームの発達は階段的である。すなわち、ある計算スキームが登場して一世を風靡し、次に他のスキームがまた一世を風靡する、といった具合である。例えば、圧縮流では、1980年代初頭にはBeam-Warming法⁷²⁾が全盛であったが、80年代半ばにTVDスキーム⁷³⁾が登場してそれにとって替わり、現在に至っている。

このように計算スキームの発達はトピック的な面

があるが、そのなかにも着実な傾向が見て取れる。それは、単純な有限差分法(Finite Difference Method)から、保存則を表す積分的關係をより厳密に満たす有限体積法(Finite Volume Method)へ、さらに有限要素法(Finite Element Method)への推移である。この傾向に並立するもう一つの傾向は、構造格子(structured grid)から非構造格子(unstructured grid)への移行である。構造格子は定式化が簡単であり、構造型を利用したベクトル化も容易で高速計算に適している反面、形状の自由度が低く、複雑形状物体の計算には適さない。これに対して非構造格子は形状に対する自由度が大きく、どんな形状にも対応できると言えるが、高速計算のためのベクトル化が困難である。ただし、最近では複数のCPUを用いて同時に計算を行う並列計算機が普及しつつあり、これを用いれば、非構造格子でも高速化が可能と思われる。このように、ハードウェアの発達と計算スキームの発達は密接に関連している。

構造格子と非構造格子の中間に位置するのがマルチブロック格子(Multi-block grid)、あるいは複合格子(Composite grid)と呼ばれるものである。これは、5章で述べたように、複数の構造格子を用いて計算領域を覆うものであり、非構造格子程の自由度は無いが、複雑形状物体もそれなりに表現でき、各ブロック内では構造格子であるためベクトル化も容易である。マルチブロック格子は、実用的な技術として、活用されていくと考えられる。

船体まわり流れでは、模型船から実船でレイノルズ数が $R_e=10^6 \sim 10^9$ にもなる。このような高レイノルズ数流れの計算では乱流モデルの利用が不可欠である。現在は、ゼロ方程式乱流モデルあるいは $k-\epsilon$ モデル等の2方程式乱流モデルが用いられている。将来はレイノルズ応力モデル等のさらに高度な乱流モデルが用いられると思われるが、新しいモデルの確立には膨大な実験データの蓄積が必要であり、時間と労力がかかるため、将来のCFDの発達のボトルネックとなる可能性がある。

一方、多数の格子点を用いて、乱流の微小変動も数値計算で表現しようとする直接シミュレーションの手法がある。現在は、ハードウェアの制約から、低いレイノルズ数の流れに適用されるにとどまっているが、将来はさらに高いレイノルズ数まで適用さ

れるのは間違いない。直接シミュレーションの重要な利用法の一つは、乱流モデルの検証のための基礎データの生成である。実験では計測が不可能な圧力変動と速度変動の相関等も容易に得ることができる。このデータを用いて乱流モデルを検証し、さらに高いレイノルズ数の流れに適用して実験結果と比較するというのが、最近の乱流モデルの構築の一般的なパターンに既になっている⁷⁴⁾。

自由表面波は、船舶海洋流体力学で避けて通れない現象である。乱流モデルが、機械工学等工学の他の分野で精力的に研究が行われており、その研究成果を借りることが可能であるのに対して、自由表面波は殆ど船舶海洋分野に固有の現象であるため、自力で道を開くしかない。自由表面波は境界条件として計算に入ってくるが、一般的に、境界条件の取扱いは、支配方程式そのものの取扱いと同等あるいはそれ以上に困難である。また、境界形状が変化することが、その取扱いを一層困難にしている。さらに、ある点の変化が殆ど減衰することなく遠方まで伝わるために、計算領域の広い範囲で高い解像度が要求され、計算量が大きい。3章に示された研究を引き続き今後も行っていく必要がある。今後の研究の方向としては、自由表面境界も含めての保存性の成立、遠方へ伝播する波の表現として解析適手法とのマッチング、が重要と思われる。

CFDについて最近重要視されてきたのがvalidationである。CFDの初期には、コンピュータの能力の制限から、計算に用いられる格子点数を充分大きくとれず、計算結果が格子点数に依存することが多かった。また、外側境界が充分遠方にあるか否かの問題もある。validationは、計算結果のこのような数値的なパラメータに対する依存性が十分に小さいかどうかを検証するプロセスである。CFDによる計算結果は、実験結果などと比較する前に、数値計算上の問題点をチェックするvalidationを行う必要がある。そしてある計算手法の優劣を議論するとき、その手法が格子に対する依存性が小さい解を生成するか等、validationを考慮に入れて行う必要がある。

このように、数多くの未解決の課題を抱えているが、CFDは今後さらに発展し、船舶海洋流体力学の分野での有用なツールとして、ますます重要性を増すであろう。

謝辞

慶応義塾大学理工学部の棚橋教授には、MHD流れの研究について、多くの有用な議論をして頂いた。東京大学生産技術研究所木下健助教授と大学院生の村重淳氏には、共同研究契約に基づき、振動円柱まわり流れの計算において多大の貢献をして頂いた。米国MIT海洋工学科のProf. Dick K. P. Yue、当時米国スタンフォード大学機械工学科博士過程に在学中であったDr. R. Van der WijngaartならびにDr. Kyle D. Squiresは、科学技術庁招待研究員制度により当部に滞在し、共に研究をして頂いた。科学技術庁航空宇宙技術研究所（航研）数理解析部主任研究官の福田正大氏には、共同研究契約に基づき、有益な議論を頂くとともに、航研所有のスーパーコンピュータ施設の利用の便宜を図って頂いた。

以上の方々に、感謝致します。

参考文献

- 1) 花岡達郎：非定常プロペラ理論序説、日本造船学会論文集、第109号、昭和36年6月、pp.1-7。
- 2) 花岡達郎：非定常プロペラ揚力線の積分方程式について、日本造船学会論文集、第110号、昭和36年12月、pp.185-191。
- 3) 花岡達郎：プロペラの基礎理論（特にMunkの定理と揚力線理論について）、船舶技術研究所報告、第5巻 第6号、pp.1-42。
- 4) 花岡達郎：非定常プロペラ揚力面の数値解法（その1 基礎理論）、船舶技術研究所報告、第6巻 第5号、pp.1-14。
- 5) 花岡達郎：プロペラの基礎理論 III (discrete loading function によるプロペラ揚力面の二つの解法)、船舶技術研究所報告、第14巻 第6号、昭和52年11月、pp.59-80。
- 6) 菅井和夫：船用プロペラ特性解析法に関する

- a Circular Cylinder Using an Implicit Factored Method, 船舶技術研究所報告、第22巻4号、1985年7月、pp.25-68.
- 24) Kodama, Y. : Computation of High Reynolds Number Flows Past a Ship Hull Using the IAF Scheme、日本造船学会論文集 第161号、1987年6月、pp.24-33.
- 25) Kodama, Y. : Grid Generation and Flow Computation for Practical Ship Hull Forms and Propellers Using the Geometrical Method and the IAF Scheme, 5th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 1989年9月、pp.41-54.
- 26) Kodama, Y.: Computation of 3-D Incompressible Navier-Stokes Equations for Flow Around a Ship Hull by an Implicit Factored Method, Osaka International Colloquium on Ship Viscous Flow, 1985年10月、pp.109-124.
- 27) Kodama, Y.: Three-Dimensional Grid Generation around a Ship Hull Using the Geometrical Method、日本造船学会論文集、第164号、1988年12月、pp.9-16.
- 28) Sarda, O. P. : Turbulent Flow Past Ship Hulls - An Experimental and Computational Study, Ph. D. Thesis, Univ. of Iowa (Aug. 1986).
- 29) Toda, Y. et al. : Mean-Flow Measurements in the Boundary Layer and Wake of a Series 60 $C_b = 0.6$ Model Ship With and without Propeller, IIHR Report No.326, Iowa Institute of Hydraulic Research, Univ. of Iowa (Nov. 1988).
- 30) Okuno, T. : Study on Three-dimensional Boundary-Layers on Ship Hulls, Ph.D.Thesis, Univ. of Osaka Prefecture (In Japanese) (Nov. 1980).
- 31) Hoekstra, M.: Recent Development in a Ship Stern Flow Prediction Code, IN C-5, Hiroshima (September 1989).
- 32) Adachi, H. and Takeshi, H.: Neumann-Kelvin Program Solved by the Iterative Procedure Using Hess & Smith Solcer Program, *Proceedings of the 2nd Workshop on Ship Wave Resistance Computation*, Washington, (1983), pp. .
- 33) Miyata, H. and Inui, T. : Nonlinear Ship Waves, *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 24 (1984), pp.215-288.
- 34) Dawson, C.W.: A Practical Computer Program for Solving Ship-Wave Problems, *Proceedings of the 2nd International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, Berkeley, (1977), pp.30-38.
- 35) Miyata, H. and Nishimura, S. : Finite-Difference Simulation of Nonlinear Ship Waves, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.157 (1985), pp.327-357.
- 36) 佐藤、宮田、馬場、梶谷 : 船体まわりの波と粘性流の差分シミュレーション法、日本造船学会論文集、160号 (1987)、pp.14-20.
- 37) Hino, T. : Numerical Simulation of a Viscous Flow with a Free Surface around a Ship Model, *Journal of The Society of Naval Architects of Japan*, Vol.161 (1987), pp.1-9.
- 38) Hino, T. : Computation of a Free Surface Flow around an Advancing Ship by the Navier-Stokes Equations, *Proceedings of the 5th International Conference on Ship*

- Hydrodynamics*, Hiroshima, (1989), pp.69-82
- 39) Hino, T. : Numerical Computation of a Free Surface Flow around a Submerged Hydrofoil by the Euler / Navier-Stokes Equations, *Journal of The Society of Naval Architects of Japan*, Vol.164 (1988), pp.9-17.
- 40) Squires, K.D., Hino, T. and Kodama, Y. : Application of the Fractional Step Method to Free Surface Flow Problems, *Papers of Ship Research Institute*, to appear.
- 41) Harlow, F. H. and Welch J. E. : Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Flow of Fluid with Free Surface, *The Physics of Fluids*, Vol.8 (1965), pp.2182-2189.
- 42) Kawamura, T. and Kuwahara, K. : Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness, *AIAA paper*, 84-0340, (1984).
- 43) Baldwin, B. and Lomax, H. : Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, *AIAA paper*, 78-257, (1978).
- 44) Chan, R. K.-C. and Street, R. L. : A Computer Study of Finite-Amplitude Water Waves', *Journal of Computational Physics*, Vol.6 (1970), pp.68-94.
- 45) Hino, T. : Numerical Simulation Method for Overturning Waves, 船舶数値流体力学フォーラム、東京、(1987), pp.58-65.
- 46) Chen, H. C. and Patel, V. C. : Calculation of Trailing-Edge, Stern and Wake Flows by a Time-Marching Solution of the Partially-Parabolic Equations, *IIHR Report*, No.285, Iowa Institute of Hydraulic Research, Univ of Iowa, (1985).
- 47) : Cooperative Experiments on Wigley Parabolic Models in Japan', 17th ITTC Resistance Committee Report, (1983).
- 48) 日野 : 船体まわりの自由表面流れの数値シミュレーション、第3回数値流体力学シンポジウム、東京、(1989), pp.299-302.
- 49) Takeshi, H., Hino, T., Hinatsu, M., Tsukada, Y. and Fujisawa, J. : ITTC Cooperative Experiments on a Series 60 Model at Ship Research Institute, *Papers of Ship Research Institute*, Supplement No.9 (1987)
- 50) Mewis, F. and Heinke, H. J. : Untersuchungen der Umströmung eines Modells der Serie 60 mit $C_b=0,60$, *Sciffbauforschung*, Vol.23, No.3 (1984), pp.148-154.
- 51) 日野、牧野 : 高速艇造波の数値シミュレーション、第54回船舶技術研究所研究発表会(1989)、pp.76-79.
- 52) 運輸省海上技術安全局技術課 : 「船体まわりの流れの制御に関する調査研究」昭和60年度報告書、昭和61年6月。
- 53) 運輸省海上技術安全局技術課 : 「船体まわりの流れの制御に関する調査研究」昭和61年度報告書、昭和62年5月。
- 54) 運輸省海上技術安全局技術課 : 「船体まわりの流れの制御に関する調査研究」昭和62年度報告書、昭和63年9月。
- 55) Hinatsu, M. and Kodama, Y. : Numerical Simulation of Flow Controlled by MHD Effect --- 2D Laminar Flow ---, 関西造船協会誌 第201号、昭和61年6月、pp.91-100.

- 56) 日夏宗彦：電磁力による二次元翼周りの流場制御に関する研究、船舶技術研究所報告 第24巻 第5号、昭和62年9月、pp.15-30。
- 57) Kodama, Y. : A Method to Assure Positiveness of k and ε in the Computation of the $k-\varepsilon$ Turbulence Model, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 160, 1987, pp.21-27.
- 58) Hinatsu, M. : $k-\varepsilon$ Modelling of MHD Flow and Its Simulation of Channel Flow, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 161, 1987, pp.34-41.
- 59) 日夏宗彦：電磁力で制御された翼型まわり乱流場の流場制御シミュレーション、日本造船学会論文集、第163号、昭和63年6月、pp.88-96。
- 60) Hinatsu, M. et al. : Study on Flow Control Using an MHD Effect, Proceedings of the 17th Symposium on Naval Hydrodynamics, The Hague
- 61) 児玉良明：渦粘性モデルを用いた二次元翼型まわり高レイノルズ数流れに関するナビエストークス方程式の数値解法、第46回船舶技術研究所研究発表会講演集、1985年11月、pp.89-93。
- 62) 松田登、児玉良明：NICE2D-2次元高レイノルズ数粘性流計算プログラム、船舶技術研究所報告、第26巻4号、1989年7月、pp.55-86。
- 63) 工藤達郎：CFDによる薄翼の性能計算、第52回船舶技術研究所研究発表会講演集、1988年12月、pp.41-44。
- 64) 児玉良明：船舶技術研究所におけるCFD研究の現状、第52回船舶技術研究所研究発表会講演集、1988年12月、pp.31-36。
- 65) 宇都正太郎他：2次元翼列まわりの粘性流の数値計算、第52回船舶技術研究所研究発表会講演集、1988年12月、pp.45-48。
- 66) Uto, S. : Computation of the Two-Dimensional Incompressible Turbulent Flow around a Wing Section in Cascade, 船舶技術研究所報告、第26巻4号、1989年7月、pp.1-28。
- 67) 宇都正太郎：解適合格子を用いた翼列まわりの粘性流の数値計算、第54回船舶技術研究所研究発表会講演集、1989年11月、pp.64-67。
- 68) 児玉良明：プロペラまわり流場のNS Solverによる計算、第54回船舶技術研究所研究発表会講演集、1989年11月、pp.68-71。
- 69) 宇都正太郎：複合格子法を用いた翼列まわりの粘性流の数値計算、関西造船協会平成2年度秋季講演会にて講演予定、1990年11月。
- 70) Kinoshita, T. et al. : Simulation of Force Acting on a Cylinder in Oscillatory Flow by Direct Calculation of the Navier-Stokes Equations, 5th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Hiroshima, 1989, pp.222-237。
- 71) Murashige, S. et al. : Direct Calculation of the Navier-Stokes Equations for Forces Acting on a Cylinder in Oscillating Flow, Proceedings of the 8th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, the Hague, 1989, pp.411-418。
- 72) Beam, R.M. and Warming, R.F. : An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol. 16, No.4, April 1978, pp.393-402。
- 73) Chakravarthy, S. R. : The Versatility and Reliability of Euler Solvers Based on High-Accuracy TVD Formulations, AIAA Paper,

AIAA-86-0243, 1986.

- 74) Mansour, N. N. et al. : Near-Wall $k-\varepsilon$
Turbulence Modeling, AIAA Journal, Vol.28,
August 1989, pp.1068-1073.