斜航状態の肥大船の船体にかかる流体力のCFD計算

牧野　雅彦*、児玉　良明*、Andrew SOWDON*

CED Computations of Hydrodynamic Forces Acting on Full Hull Forms in Oblique Tow

by

Masahiko MAKINO, Yoshiaki KODAMA, Andrew SOWDIN

Abstract

Flows around tanker models in oblique tow were computed using an NS solver called NICE, developed at SRI. The Baldwin-Lomax turbulence model was used. Two hull forms were used in computation, i,e., the SR221A hull form and the SR221B hull form. The two forms have the same fore half shape, while they are different in the stern half. The SR221A hull form has V-shape stern sections, and the SR221B hull form has U-shape stern sections. Computations were carried out in drift angles form zero to 18 degrees. Computed results were compared with measured results, both in distributions and integrated values. The measured wake patterns showed the existence of strong longitudinal vortices at the stern. Their intensity was greater with the SR221B hull form of U-shap stern sections. Although the computed wakes showed similar longitudinal vortices, their intensity was smaller than the measured ones. The difference is believed to be attributed to the Baldwin-Lomax turbulence model, which is known to give excessive eddy viscosity values in flows with strong three-dimensional effect such as longitudinal vortices. Integrated values such as surge force, sway force, and rotational moment were compared with measured results. They showed good agreement with measured values. The agreement was slightly better with the SR221A hull form. Thus, it has been shown that an NS solver is useful in estimating hydrodynamic forces acting on a ship hull in oblique tow, and that the turbulence model needs modification in order to increase accuracy.

* 推進性能部
原稿受付　平成8年1月10日
審査済　　平成8年7月10日

1 はじめに

近年の海洋環境保護の機運の高まりやタンカーなどの大型化による衝突・座礁時の海難事故の影響の深刻化のために、船舶の操縦性能の確保を目指して、IMO(国際海事機関) は1993年に暫定操縦性基準を制定した。この基準は5年間の暫定基準であり、基準の妥当性や改善の必要性の検討など、1998年の正式基準の確定に向けて、我が国でも操縦性に関する研究が活発に行われている。船舶の操縦性能が特に問題となるのは肥大船についてであり、日本造船研究協会の共同研究プロジェクトSR221「操縦運動時の船体周囲流場に関する研究」では、肥大船の船尾形状と操縦性能の関係に的を絞った研究が行われている。

船舶の操縦性能の有力な推定法の1つは、既存の船型の操縦性試験データを収集して操縦性能データベースを構築し、新たな船型の操縦性能の推定に役立てることであり、我が国でもその方面の努力が行われている[1)]。

しかし、系統的な模型船試験を行って多数の船舶の操縦性能データを得ることは時間とコストがかかり、短期的な要請に応えることは困難である。そこで、操縦運動を数学的モデルで表す理論的方法が考案され、現在、MMGモデル[2)]が多く用いられている。MMGモデルは、船体、プロペラ、舵のそれぞれに働く流体力を、干渉成分も含めて操縦運動を代表する諸変数の関数として表現している。これらの流体力は類型船のデータを利用する方法が簡便であるが、高精度な推定を行うためには、PMM試験などの模型試験を行う必要がある。

最近、船型まわりの流れに関するナビエ・ストークス方程式(略称、NS方程式)を数値的に解く計算流体力学(CFD) の手法が、主に抵抗・推進の分野で盛んに用いられるようになり[3)]、船体抵抗値や伴流分布がかなりの精度で推定できるようになっている。CFDを操縦性能推定に適用すると、船体に働く流体力やモーメントなどのマクロ的な量が推定できるだけではなく、船体表面圧力分布やSway Forceの長さ方向分布など、諸量の局所的な分布形状を求めることができ、船型差の由来など、精密な議論ができるという特徴をもっている。大森[4)]は、WISDAMコードを用いてSR221の2船型まわりの斜航流についてCFD計算を行い、船型差がCFDによって表現できることを示し、実験値との詳細な比較・討論を行っている。CFD計算では、計算結果の有効性を確かめるためには、用いられる計算スキーム・乱流モデル・格子の解像度についての詳細な吟味が必要である。そのため、ある状態に関するCFD計算の評価を行うにあたって、できるだけ多くの、しかも異なった計算コードによる計算結果があることが望ましい。本報告では、船舶技術研究所で開発された船体まわり流れ用のNSコードであるNICEコード[5)]を用いて、大森と同じ2隻の肥大船型（SR221A,B 両船型）の斜航状態の流れを計算し、流体力を求めた結果を示し、CFD計算の有効性を議論する。

2 定式化

定式化についてはref. 5) にも述べられているが、ここでは斜航流計算に関係が深い部分について主に説明する。

2.1 支配方程式

非圧縮流に擬似圧縮性を導入した擬似圧縮法 (pseudo-compressibility method) で計算する。擬似圧縮法に従って圧力の時間微分項を加えた連続の式と、x-、y-、z-方向の運動量保存則であるNS方程式は、ベクトル形の保存形で次式のようにかける。

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial F}{\partial x}+\frac{\partial G}{\partial y}+\frac{\partial H}{\partial z}+\frac{\partial F_v}{\partial x}+\frac{\partial G_v}{\partial y}+\frac{\partial H_v}{\partial z}=0 \tag{1}$$

ただし

$$q=\begin{bmatrix}u\\v\\w\\p\end{bmatrix},$$

$$F=\begin{bmatrix}u^2+p\\uv\\uw\\\beta u\end{bmatrix},G=\begin{bmatrix}vu\\v^2+p\\vw\\\beta v\end{bmatrix},H=\begin{bmatrix}wu\\wv\\w^2+p\\\beta w\end{bmatrix},$$

$$F_v=-\nu\begin{bmatrix}\tau'_{xx}\\\tau'_{xy}\\\tau'_{xz}\\0\end{bmatrix},G_v=-\nu\begin{bmatrix}\tau'_{xy}\\\tau'_{yy}\\\tau'_{yz}\\0\end{bmatrix},H_v=-\nu\begin{bmatrix}\tau'_{xz}\\\tau'_{yz}\\\tau'_{zz}\\0\end{bmatrix}, \tag{2}$$

$$\nu\equiv\frac{1}{R_e}+\nu_t$$

$$\left\{\begin{array}{lll}\tau'_{xx}=2u_x, & \tau'_{xy}=u_y+v_x, & \tau'_{xz}=u_z+w_x,\\ \tau'_{yy}=2v_y, & \tau'_{yz}=v_z+w_y, & \\ \tau'_{zz}=2w_z & & \end{array}\right. \tag{3}$$

(u,v,w) は (x,y,z) 方向の流速、p は圧力である。F、G、H は非粘性項である。F_v、G_v、H_v は粘性項であり、ν のうち $\frac{1}{R_e}$ は分子粘性を表し、ν_t は渦粘性係数すなわち乱流運動によるレイノルズ応力成分を表す。

2.2　Baldwin-Lomax 乱流モデル

乱流モデルとして Baldwin-Lomax 乱流モデル[6)] (以下、B-L モデル) を用いた。B-L モデルはゼロ方程式型の乱流モデルで、２次元の薄い境界層の実験データをベースとしているため、船体のような流線型物体の境界層を表現するのに適しており、摩擦抵抗成分を主体とする船体抵抗値も、正確に推定することができる。しかし一方、肥大船船尾のように境界層が厚くなると実際とのずれが大きくなり、渦粘性係数を過大に評価し、縦渦などの cross flow 成分を過小評価することが、多くの実験と計算の比較により分かっている[7)]。ただし本報告では、斜航流計算の第１歩として、最も使われることの多い B-L モデルを用いることにした。

B-L モデルでは、固体壁を起点とする場合と伴流中で表す式が異なる。

1) 固体壁領域

壁からの垂直方向距離を y とする。渦粘性係数 μ_t の式は、さらに内層と外層に分けられ、次式で与えられる。

$$\mu_t = \begin{cases} (\mu_t)_{inner} & y \le y_{crossover} \\ (\mu_t)_{outer} & y > y_{crossover} \end{cases} \tag{4}$$

ただし

$$(\mu_t)_{inner} = l^2|\omega|$$

$$\begin{cases} l = ky[1-\exp(-\dfrac{y^+}{A^+})] \\ y^+ = \dfrac{\sqrt{\tau_w}y}{\mu} \\ \mu : \text{粘性係数} \\ A^+ = 26, \quad k = 0.4 \end{cases}$$

$$(\mu_t)_{outer} = KC_{cp}F_{wake}F_{kleb}$$

$$\begin{cases} K = 0.0168 \\ C_{cp} = 1.6 \\ F_{wake} = \min[y_{max}F_{max},\ C_{wake}y_{max}\dfrac{U_{dif}^2}{F_{max}}] \\ \qquad F = y|\omega|[1-\exp(-\dfrac{y^+}{A^+})] \\ \qquad F_{max} : F\text{の最大値。} \\ \qquad y_{max} : F\text{が最大値をとる}y\text{の値。} \\ \qquad U_{dif} = |U|_{max} - |U|_{min} = |U|_{max} \\ \qquad C_{wake} = 1.0 \\ F_{kleb} = [1+5.5(\dfrac{C_{kleb}y}{y_{max}})^6]^{-1} \\ \qquad C_{kleb} = 0.3 \end{cases} \tag{5}$$

Renze[8)] の指摘に従い、上式中で C_{wake} の値を 0.25 ではなく 1.0 とした。

2) 伴流領域

船体の下流域であり、y は伴流中の最小速度面からの垂直方向距離をとる。この領域では外層だけが存在し、μ_t は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mu_t &= (\mu_t)_{outer} \\ &= KC_{cp}F_{wake}F_{kleb} \end{aligned} \tag{6}$$

ただし

$$\begin{cases} F_{wake} = C_{wake}y_{max}\dfrac{U_{dif}^2}{F_{max}} \\ \qquad U_{dif} = |U|_{max} - |U|_{min} \\ \qquad\qquad \text{直進の場合、}|U|_{min}\text{は対称面上の値。} \end{cases} \tag{7}$$

2.3 有限体積積分 (座標変換 + 離散化)

物体適合座標 (ξ,η,ζ) を用いる。(ξ,η,ζ) の各方向の番号を (i,j,k) とする。支配方程式 (1) 式を図 3 に示すような点 (i,j,k) を中心とした 6 面体の格子セル (コントロールボリューム) で有限体積積分し、離散化する。

$$\int\!\!\int\!\!\int_{V_{i,j,k}} \left(\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{\partial H_v}{\partial z} \right) dV = 0 \qquad (8)$$

先ず第 1 項は、次式のように、中心での値と体積の積で近似する。

$$\int\!\!\int\!\!\int_{V_{i,j,k}} \frac{\partial q}{\partial t} dV \simeq V_{i,j,k} \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{i,j,k} \qquad (9)$$

コントロールボリューム (i,j,k) の体積 $V_{i,j,k}$ は 6 つの 4 面体 (tetrahedron) の体積の和として計算される。

第 2 項以降は次式の Gauss の積分定理を用いて変形する。

$$\int\!\!\int\!\!\int_V \mathrm{grad}\phi dV = \int\!\!\int_S \phi \mathbf{n}^* dS$$

ただし　$\mathbf{n}^* = (n^*_x, n^*_y, n^*_z)$: 単位外向き垂直ベクトル (10)

上式を $\frac{\partial F}{\partial x}$ に適用し、さらに 6 面体の各面での積分を面の中心での値とその面の面積の x 方向射影との積で近似する。

$$\int\!\!\int\!\!\int_V \frac{\partial F}{\partial x} dV = \int\!\!\int_S F n^*_x dS \simeq \sum_{l=1}^{6} F_l (\delta S n^*_x)_l \qquad (11)$$

ただし

$$\left\{ \begin{array}{lll} F_1 \equiv F_{i+\frac{1}{2},j,k} , & F_3 \equiv F_{i,j+\frac{1}{2},k} , & F_5 \equiv F_{i,j,k+\frac{1}{2}} , \\ F_2 \equiv F_{i-\frac{1}{2},j,k} , & F_4 \equiv F_{i,j-\frac{1}{2},k} , & F_6 \equiv F_{i,j,k-\frac{1}{2}} \end{array} \right. \qquad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (\delta S n^*_x)_1 \equiv (\delta S n^*_x)_{i+\frac{1}{2},j,k} = (\delta S n_x)^{\xi}_{i+\frac{1}{2},j,k} \\ (\delta S n^*_x)_2 \equiv (\delta S n^*_x)_{i-\frac{1}{2},j,k} = -(\delta S n_x)^{\xi}_{i-\frac{1}{2},j,k} \\ (\delta S n^*_x)_3 \equiv (\delta S n^*_x)_{i,j+\frac{1}{2},k} = (\delta S n_x)^{\eta}_{i,j+\frac{1}{2},k} \\ (\delta S n^*_x)_4 \equiv (\delta S n^*_x)_{i,j-\frac{1}{2},k} = -(\delta S n_x)^{\eta}_{i,j-\frac{1}{2},k} \\ (\delta S n^*_x)_5 \equiv (\delta S n_x)_{i,j,k+\frac{1}{2}} = (\delta S n_x)^{\zeta}_{i,j,k+\frac{1}{2}} \\ (\delta S n^*_x)_6 \equiv (\delta S n_x)_{i,j,k-\frac{1}{2}} = -(\delta S n_x)^{\zeta}_{i,j,k-\frac{1}{2}} \end{array} \right. \qquad (13)$$

上式でベクトル $\mathbf{n}$ は 6 つの面上で ξ、η、あるいは ζ の増える方向にとられた単位垂直ベクトル、すなわち面 $i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}$ で $\mathbf{n}^*$ と同じ向き、面 $i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}$ で $\mathbf{n}^*$ と逆の向きにとられた単位垂直ベクトルである。

$\frac{\partial G}{\partial y}$、$\frac{\partial H}{\partial z}$ についても同様にして

$$\int\!\!\int\!\!\int_V \frac{\partial G}{\partial y} dV = \int\!\!\int_S G n^*_y dS \simeq \sum_l G_l (\delta S n^*_y)_l$$
$$\int\!\!\int\!\!\int_V \frac{\partial H}{\partial z} dV = \int\!\!\int_S H n^*_z dS \simeq \sum_l H_l (\delta S n^*_z)_l \qquad (14)$$

各面の射影は次のように計算する。面 $i \pm \frac{1}{2}$ においては

$$\left\{ \begin{array}{l} (\delta S n_x)^{\xi} = \frac{1}{2}[(y_2 - y_4)(z_3 - z_1) - (z_2 - z_4)(y_3 - y_1)] \\ (\delta S n_y)^{\xi} = \frac{1}{2}[(z_2 - z_4)(x_3 - x_1) - (x_2 - z_4)(z_3 - z_1)] \\ (\delta S n_z)^{\xi} = \frac{1}{2}[(x_2 - x_4)(y_3 - y_1) - (y_2 - y_4)(x_3 - x_1)] \end{array} \right. \qquad (15)$$

ただし

$$\begin{array}{l} \mathbf{P}_1 \equiv \mathbf{P}_{i\pm\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \\ \mathbf{P}_2 \equiv \mathbf{P}_{i\pm\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \\ \mathbf{P}_3 \equiv \mathbf{P}_{i\pm\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \\ \mathbf{P}_4 \equiv \mathbf{P}_{i\pm\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \end{array}$$

面 $j \pm \frac{1}{2}$ 及び面 $k \pm \frac{1}{2}$ においても同様に処理する。

以上をまとめると支配方程式は次式のように表せる。

$$\begin{array}{ll} V_{i,j,k} \frac{\partial q}{\partial t}_{i,j,k} & +(\hat{F} + \hat{F}_v)_{i+\frac{1}{2}} - (\hat{F} + \hat{F}_v)_{i-\frac{1}{2}} \\ & +(\hat{G} + \hat{G}_v)_{j+\frac{1}{2}} - (\hat{G} + \hat{G}_v)_{j-\frac{1}{2}} \\ & +(\hat{H} + \hat{H}_v)_{k+\frac{1}{2}} - (\hat{H} + \hat{H}_v)_{k-\frac{1}{2}} = 0 \end{array} \qquad (16)$$

ただし下添字が 1 つしかないものたとえば $(\ )_{i+\frac{1}{2}}$ は $(\ )_{i+\frac{1}{2},j,k}$ を表し、また

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{F} = (\delta S n_x)^{\xi} F + (\delta S n_y)^{\xi} G + (\delta S n_z)^{\xi} H \\ \hat{G} = (\delta S n_x)^{\eta} F + (\delta S n_y)^{\eta} G + (\delta S n_z)^{\eta} H \\ \hat{H} = (\delta S n_x)^{\zeta} F + (\delta S n_y)^{\zeta} G + (\delta S n_z)^{\zeta} H \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{F}_v = (\delta S n_x)^{\xi} F_v + (\delta S n_y)^{\xi} G_v + (\delta S n_z)^{\xi} H_v \\ \hat{G}_v = (\delta S n_x)^{\eta} F_v + (\delta S n_y)^{\eta} G_v + (\delta S n_z)^{\eta} H_v \\ \hat{H}_v = (\delta S n_x)^{\zeta} F_v + (\delta S n_y)^{\zeta} G_v + (\delta S n_z)^{\zeta} H_v \end{array} \right. \qquad (17)$$

2.4 その他の離散化

移流項では前処理 (MUSCL) 型の 3 次精度風上差分を用いてセル界面での運動量流束の値を評価し、粘性項は Gauss の積分定理を用いてセル界面での積分に変換して 2 次中心差分で評価する。

時間微分は Padè 時間差分形式で表現したオイラーの陰的時間差分で近似する。n を時間ステップとして

$$\frac{\partial}{\partial t} \simeq \frac{1}{\Delta t} \frac{\Delta}{1 + \theta \Delta} \qquad (18)$$

ただし

時間差分オペレータ $\Delta q^n \equiv q^{n+1} - q^n$

上式を支配方程式(16)に代入する。移流項及び粘性項に時間差分オペレータ Δ がかかった非定常項には近似因数分解法を適用し、3次元の連立方程式を、ξ-、η-、ζ-各方向の1次元連立方程式の組み合わせに置き換える。さらに、1階差分には1次風上差分を用いて3重対角行列に収まるようにし、3重対角ソルバーを用いて効率的に計算する。

2.5　境界条件

図3に計算領域を示す。格子トポロジーはH-Oである。計算領域は矩形状であり、上流面（upstream）、下流面（downstream）、左面（left）、右面（right）、底面（bottom）、頂面（top）の6つの境界面をもつ。

(1) 上流面 (i=0,1)

一様流を課す。すなわち

$$\begin{cases} u = 1 \\ v = w = p = 0 \end{cases} \qquad \Delta q = [0] \tag{19}$$

(2) 下流面 (i=IM-1,IM)

速度はゼロ外挿で与える。圧力はゼロ外挿よりも一様流の値を与えるほうが下流端の影響が少なく良い結果を与える。すなわち

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial \xi} = \dfrac{\partial v}{\partial \xi} = \dfrac{\partial w}{\partial \xi} = 0 \\ p = 0 \end{cases} \tag{20}$$

(3) 左面 (j=-1,0)

右舷の平水面である(x-y)平面があり、z-対称の条件を与える。

$$\begin{cases} q_0 = & I_3 q_1 \\ q_{-1} = & I_3 q_2 \end{cases} \qquad \text{ただし } I_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{21}$$

Δq についても同様である。

(4) 右面 (j=JM,JM+1)

左舷の平水面である(x-y)平面があり、z-対称の条件を与える。

$$\begin{cases} q_{JM} = & I_3 q_{JM-1} \\ q_{JM+1} = & I_3 q_{JM-2} \end{cases} \tag{22}$$

Δq についても同様である。

(5) 底面

固体壁のある部分と、左右対称の計算領域が接続される接続域とに分けられる。i) 接続域 (k=-1,0)

次の i の値の点

$$2 \le i \le IFP-1 \qquad \text{or} \qquad IAP \le i \le IM-2$$

において、次式が与えられる。

$$\begin{cases} q_{j,0} = & q_{JM-j,1} \\ q_{j,-1} = & q_{JM-j,2} \end{cases} \tag{23}$$

ii) 固体壁 (k=0)

$(IFP \le i \le IAP-1)$ の点において速度成分は全てゼロ、圧力は隣接するセル中心での値をゼロ外挿して与える。

3　NS計算

3.1　計算条件

計算条件

計算条件を表 1 に示す。すべてのデータは、無次元化し処理を行なった。座標系は船長で無次元化されており、ミッドシップで x = 0、FP で x = -0.5、AP で x = 0.5 である。時間の無次元化は一様流速と船長で行い、無次元時間 t=1.0 は一様流速の流体が1.0船長進む時間である。

船型

計算対象は、肥大船型のSR221A船型及びSR221B船型である。図 1 に正面線図を表 2 に主要目をそれぞれ記す。2つの船型は前半部が同じで、後半部にいわゆるV型とU型と呼ばれる形状を持つ船型である。SR221A船型はV型と呼ばれるフレームライン形状で進路不安定な性質を持ち、SR221B船型はU型と呼ばれるフレームライン形状で進路安定な性質を持っている [9]。これ以降、SR221A船型をA船型、SR221B船型をB船型と記述する。

座標系

計算に用いた座標系を図 2に示す。座標系は船体固定座標系であり、原点をミッドシップ断面と水線面および左右対称面の交点にとり、x座標を船尾方向を正に、y座標を右舷を正に、z座標を上方を正とした。斜航角 β は、左舷から一様流が流れてくる方向を正とした。なお、斜航状態における x= 一定断面は、実験結果と対応させるために、一様流速に対して直角方向にとった。

斜航角 β

斜航角 β に対する傾向を精密に出すため、計算は3度毎に行った。また、計算の斜航角 β に関する対称性を調べるため、斜航角 β を絶対値が等しく逆符号にとった計算を1状態について行ったが、流場は順符号の β のそれと正確に左右対称となった。

表 1 計算条件

船型	SR221A 船型、SR221B 船型
無次元化	船長で無次元化 船首で x=-0.5, 船尾で x=0.5
斜航角 β	β =0 度 (直進)、3 度、6 度、± 9 度、13.5 度、18 度の 7 種類。
最小格子間隔 Δ_{min}	$\frac{0.005}{\sqrt{Re}} = 2.97 \times 10^{-6}$
格子 トポロジー	H-O 格子系 船首尾線に適合 左右対称 一船型について一格子
格子点数	IM(船首尾方向)=91、 JM(ガース方向)=49(両舷) KM(壁垂直方向)=45 の合計 20 万点。 ifp(FP の i 番号)=16 iap(AP の i 番号)=66
計算領域	Xup (上流端) = -1.0 Xdown (下流端) = 1.5 $Xfp \equiv -0.5$ $Xap \equiv 0.5$ 外側半径 = 1.0
境界条件	上流端：一様流 下流端：ゼロ外挿 側方：一様流 水面：上下対称 (Double model flow, 自由表面波は考慮されず)
乱流状態	レイノルズ数 $Re = 2.835 \times 10^{-6}$ 船首から 5 % 位置まで層流、 5% 位置から下流は乱流。 Baldwin-Lomax 乱流モデル [6)]
計算時間	時間刻み Δ t=0.01 無次元時間で t ≈ 12 まで計算

表 2 主要目

項目	SR221A 船型	SR221B 船型
船型 後半	V 型	U 型
L/B	5.52	5.52
B/d	3.01	3.01
Cb	0.8045	0.8018
Cp	0.8084	0.8057
Cpf	0.8611	0.8611
Cpa	0.7504	0.7557
Lcb	-2.45	-2.61

格子

格子は、計算時間を節約し、かつ計算精度を高めるため、次のように格子間隔を設定した。

船体表面垂直方向の格子間隔は、境界層を正確に表現するために船体表面近傍では細かく、船体から離れるにつれて急速に粗くした。このとき、船体表面近傍の最小格子間隔 Δ_{min} は、レイノルズ数より算出した。船長方向の格子間隔は、流場が急激に変化する船首尾部に格子をより多く分布させて計算精度の向上を図った。このため、格子点数は、約２０万点となった。

格子トポロジーは図 3 に示すように H-O 型で、船首尾線に適合した格子系である。格子は 1 船型について左右対称な格子を 1 つだけ生成し、異なる斜航角の場合も格子は同一で、斜航角 β の違いは一様流の向きの違いで表した。斜航角 β =0 度の場合も、流場の左右対称性を仮定した片舷計算ではなく、両舷を計算した。

これらの条件で作成された A 船型の船体表面格子を図 4 に示す。

図 5 に A 船型の断面格子を示す。図 5 a) は x = 0.3 (SS2) 断面、図 5 b) は x = 0.5 (AP) 断面、図 5 c) は x = 0.7 (SS-2) 断面の格子である。ただし、計算に用いられる格子は、x =一定平面上に無いので、図 5 の格子は与えられた x 座標の位置でスプライン関数を用いて内挿して得られたものである。

B 船型も同様な分布を持っている。

計算領域

計算領域は、半径 1.0 船長、長さ 2.5 船長のかまぼこ状の形をしている。上流端より FP まで 0.5 船長、AP より下流端まで 1.0 船長とした。

境界条件

上流端および外側端の境界では斜航角 β の一様流、下流端では直進状態の計算と同様に格子線方向のゼロ外挿条件を与えた。計算には、Double model flow の仮定を採用し、自由表面波は考慮されていない。なお、計算に用いられたスキームはグローバルな保存性をもっており、船体を囲むどの面で積分しても積分値は変わらない特徴を持っている。特に、船体表面と外側境界の応力等の積分値が等しい事を確認した。

乱流状態

この計算では、船首から 5 % 船長までは層流、5 % 以降は Baldwin-Lomax 乱流モデル [6)] を用いた。計算は実験 (ref. 10) , 11) , 12)) と同じレイノルズ数 $Re = 2.835 \times 10^{-6}$ で行った。

計算時間

計算は時間刻み Δ t=0.01 で約 1200 ステップ、すなわち無次元時間 t で約 12 まで行ない、十分に収束していることを確認した。一状態あたりの計算時間は HP-735 EWS を用いて約 1 日を要した。

3.2　計算結果

計算との比較に用いた実験の計測断面は船体座標系ではなく、主流方向に直角な断面を計測断面としている。そのため、斜航角βを持つ場合の計測流場図は、x＝一定断面ではない。今回の報告では、斜航角βを持つ場合は、主流方向に直角な断面をスプライン関数を用いて内挿しプロットした。以下の図中で用いられている実験結果は

ref.10),11),12) から引用した。

(1)SR221A 船型

船体表面圧力分布

図 6 に船体表面圧力分布を示す。船体表面圧力分布は、次の無次元化を行い、正の圧力を実線で、負の圧力を破線で示した。

$$p \equiv \frac{p^*}{\rho U^2 L^2} = \frac{1}{2} C_p$$

p^*：有次元圧力値

図 6 a) は一様流が船体正面より流入してくる場合、すなわち斜航角 β =0 度の船体表面圧力分布である。図 6 b) は一様流が左舷前方 9 度方向より流入してくる場合、すなわち斜航角 β = 9 度の船体表面圧力分布である。図 6 c) は斜航角β =18 度の船体表面圧力分布である。

斜航角β =0 度では左右対称な分布が得られている。また、左舷より流れが流入するので、斜航角βが大きくなるに従って、左舷船首で流れが船底に回り込む部分および右舷船尾で流れが上がってくる部分で負圧のピークが強くなっている。

斜航角β =0 度

図 7 に斜航角β =0 度の船尾伴流分布を示す。x=0.5 (AP) 断面では計算結果は実験結果に比べて分布のくびれがやや少ない。これは用いられている Baldwin-Lomax 乱流モデルの問題点、すなわち境界層の外層で渦粘性係数を過大に評価し、伴流分布を鈍らせてしまう点で、かねてから指摘されており、SR222 において改良が行われている。しかし全体的には一致しており、伴流分布のこぶの位置とピーク値 (u=0.4) も良く一致している。実験では水線面近くに小さなこぶがあるが、計算では現れず、あるいは自由表面影響かも知れないが、詳細は不明である。

図 8 に面内速度成分を示す。計算では計算格子点での面内速度成分の値が得られるが、スプライン関数を用いて正方格子の交点位置で内挿したベクトルをプロットした。この方法でプロットすると従来の計算格子点位置でのプロットに比べて渦の位置等の流れの構造が把握しやすい利点がある。

図 9 に渦度分布を示す。渦度分布は、反時計方向の渦度を実線で、時計方向の渦度を破線で表示している。x=0.5 (AP) 断面では、実験と計算の分布は似ているが、ピーク値が実験が 40 に対して計算は 30 と、やや小さい。

斜航角β =9.0 度

図 10 に船尾伴流分布を示す。x=0.5 (AP) 断面では実験との一致は良いが、右舷側に離れて存在する船首肩渦が原因と見られる低速域の塊が計算には現れていない。また図 8 の斜航角β =0 度の場合には、計算値は実験値に比べてやや低い程度であったが、斜航角β =9 度の場合の方が差がより大きい。これらの差の原因は、格子の解像度の差によるものと思われる。すなわち、図5に示すように、計算格子は左右対称面近傍では非常に細かいが、対称面を少し離れると急速に粗くなる。斜航角β =0 度では格子の細かい所に位置している渦が、斜航角β =9 度では格子の粗い部分に位置するためである。このために、格子の解像度が不足し、船体の陰に流れが回り込む部分での渦の成長が遅くなること、および、渦の消滅が早くなるため、前述の現象が現れたと考えられる。

図 11 に面内速度成分を示す。実験に現れている副次的な弱い渦が計算には現れていない。

図 12 に渦度分布を示す。x=0.5 (AP) における反時計方向の渦度のピーク値を、計算では実験の約 66 % とかなり低く評価している。さらに、時計方向の渦度のピーク値も計算値は実験値の約 14 % と小さく評価するなど大きく違っている。また時計方向の渦の形が、計算結果は実験よりひしゃげた形をしている。船尾伴流分布と同様に実験には現れている右舷側の渦が計算に現れていない。このような渦の発達の差に、Baldwin-Lomax 乱流モデルの問題点および計算格子の粗さが現れていると考えられる。

斜航角β =18 度

図 13 に船尾伴流分布を示す。x=0.5 (AP) 断面では実験との一致は良い。船体の陰に流れが回り込む部分の流速の低下域が 9 度に比較して大きくなっている。斜航角β =18 度の伴流分布のこぶのピーク値は、実験が u=0.6 に対し計算は u= 0.5 と概ね合致している。

図 14 に面内速度成分を示す。斜航角β =9 度に比較して、水平方向成分が強くなっている。

図 15 に渦度分布を示す。x=0.5 (AP) における渦度のピーク値は、計算値が実験値の約 38 % になっている。特に副次的な時計方向の渦度のピーク値が計算値は実験値の約 13 % とかなり低く見積もっている。また、実験では、主渦である反時計方向の渦の中心が2つに分化しているのが見受けられるが、計算では1つの大きな渦になっている。さらに、計算値と実験値の渦度のピー

ク値を斜航角で検討すると、斜航角β =9 度の反時計方向のピーク値は、計算値が実験値の約66 ％ 、時計方向は約 14 ％ となっているが、斜航角β =18 度は、反時計方向が約 40 ％、時計方向が約 13 ％となっている。より渦の強い斜航角β =18 度の方が、斜航角β =9 度に比較して、実験との差が大きい。これは、斜航角が増えたために、渦の中心が格子の粗い部分に位置して渦を正確に捉えられないため、および、渦が強くなり乱流モデルの問題がより強く現れたためと思われる。

(2) SR221B 船型

船体表面圧力分布

図 16 に船体表面圧力分布を示す。斜航角β =0 度では、図 6 のA船型と比べて、船尾のビルジ部で低圧部が形成されている。斜航角β =9 度ではA船型よりB船型がピークが強い。斜航角β =18 度ではピークの強さは変わらないが、斜航角β =9度に比較してピークの位置がややセンター、後方よりにずれている。

斜航角$\beta = 0$度

図 17 にB船型の斜航角β =0 度の伴流分布を示す。A船型よりも縦渦が強く、AP 断面 (x=0.5) での伴流分布のくびれが大きい。また、縦渦の誘導速度も大きく、後流中 (x=0.7) で伴流域の中心がずっと下方に移動している。計算は、伴流分布のくびれの度合いや渦度の絶対値を一貫して過小評価しているが、船型差は表れている。

図 18 に面内速度成分を示す。計算は水面付近の垂直方向成分を小さく評価している。

図 19 に渦度分布を示す。渦度のピーク値は計算値が実験値の約 66 ％ と、やはり計算は小さく評価する傾向がある。

斜航角$\beta = 9$度

図20 、図 21 、図 22 にβ =9 度の場合の伴流分布、面内速度成分、渦度分布をそれぞれ示す。

伴流分布のピーク値は計算値と実験値でほぼ等しいが、低速域は小さく計算している。

渦度分布も渦度のピーク値を計算値は実験値の約 75 ％ と小さく評価している。さらに、計算は渦の範囲も小さく評価している。また、A船型の斜航角β =9 度における時計方向の渦度のピーク値が計算値は実験値の約 50 ％ であったが、B船型のそれは約 70 ％ と一致度が良くなっている。A船型に比較してB船型はピークを良く捕らえるが影響域を小さく評価する傾向があるようである。

A,B船型ともに、計算値は実験値よりピーク値を小さく、さらに影響域を小さめに評価する傾向が有る。

斜航角$\beta = 18$度

図 23 、図 24 、図 25 にβ =18 度の場合の伴流分布と面内速度成分と渦度分布をそれぞれ示す。伴流分布は、計算は実験に比較してかなり小さく評価している。これらの斜航角βがゼロでない場合には、B船型の計算結果はA船型のそれよりも実験結果との一致度が低いように見える。

(3) まとめ

- 伴流分布では計算結果は実験結果に比べて鈍い。これは、かねてから指摘されてたBaldwin-Lomax乱流モデルの問題点である。しかし大略的には一致しており、伴流分布のこぶの位置とピーク値も良く一致している。
- 実験では水線面近くに小さなこぶがあるが、計算では現れず、あるいは自由表面影響かも知れないが、詳細は不明である。
- 右舷側に離れて存在する船首肩渦が原因と見られる低速域の塊が計算には現れていない。これは、格子解像度の不足、特に斜航時の渦中心付近の解像度不足、乱流モデルの限界が考えられる。
- 斜航角が大きくなると一致度がやや良くない。この差の原因は、斜航角が小さいときは格子の細かい所に位置している渦が、斜航角が大きくなると格子の粗い部分に位置するためと思われる。
- 時計方向の渦の形が、計算結果は実験よりひしゃげた形をしている。
- A船型はB船型よりピークの一致度が低い。特に、時計方向の渦度のピーク値は違っている。
- B船型はA船型よりも 縦渦が強く、AP 断面 (x=0.5) での伴流分布のくびれが大きい。また、 縦渦の誘導速度も大きく、 後流中 (x=0.7) で伴流域の中心がずっと下方に 移動している。
- 全体的に見て渦の強さに対する計算結果は実験結果と比較してこれも過小評価しているが、斜航角の変化に対する追従性や船型差は良く表されていると言える。

流体力

船体にかかる力を積分して求めた流体力の値を示す。この流体力は、船体座標系で示し、次の無次元化を行った。

$$\text{Surge Force X'} = \frac{X}{\frac{1}{2}\rho U^2 dL}$$

$$\text{Sway Force Y'} = \frac{Y}{\frac{1}{2}\rho U^2 dL}$$

Yaw Moment N' = $\frac{N}{\frac{1}{2}\rho U^2 dL^2}$

横力の着力点 l' = $\frac{N'}{Y'}$

Sway Force 分布 Δ Y' = $\frac{\Delta Y}{\frac{1}{2}\rho U^2 d\Delta L^2}$

A 船型の計算値は実線で、実験値はマーク付き実線で、B 船型の計算値は破線で、実験値はマーク付き破線で、それぞれ図示した。実験値は ref. 10), 11), 12), 4)から引用した。

Surge Force

図 26 に Surge Force すなわち船体の船首尾方向の力を示す。A 船型のそれは実験結果と良く一致している。B 船型のそれは実験値よりも小さめの値となっている。この差の原因としては、B 船型での強い縦渦が表現できず、誘導抵抗成分が小さく評価されていることが考えられる。B 船型では A 船型ほど一致が良くないが、船型差は正しい方向に出ている。

Sway Force

図 27 に Sway Force あるいは横力すなわち船首尾方向に直角方向の力を示す。A 船型では一致度は高く、β =18 度で少し過小評価である。B 船型もほぼ同様であるが、実験結果では β =6、9 度に分布の小さなコブがあるが、計算にはコブは無い。大きな β での不一致の原因としては、乱流モデルの限界や不十分な格子の解像度等が考えられる。船型差は良く出ている。

Yaw Moment

図 28 に Yaw Moment を示す。計算はここでも A 船型のほうが実験との一致度が非常に良い。船型差もほぼ表現できている。しかし、大きな斜航角 β において、実験では A 船型と B 船型の値が交差しているが、計算では交差していない。β =18 度では A 船型の計算結果は実験結果と良く一致しているのに対して、B 船型は計算結果と実験結果のずれが A 船型より大きい。やはり、B 船型の計算結果の精度が低いようである。

横力の着力点

図 29 に横力の着力点を示す。A 船型の計算結果は実験と良く一致している。B 船型のそれは小さな斜航角 β で実験との一致度が低い。これは Sway Force の過大評価が主な原因である。

Sway Force 分布

図 30 に斜航角 3,6,9 度における Sway Force の船首尾方向の分布を示す。この Sway Force の分布は、船体前半部の実験値と計算値はどの角度でも、ピークの位置、ピークの大きさのいずれも良く一致しているが、船体後半部は実験に比べて計算は一様に小さく評価している。

斜航角 β =3 度および 6 度では、実験には現れている B 船型の船体後半部の正のピークが計算には現れていない。A 船型は計算値と実験値が良く一致している。

斜航角 β =9 度では、実験には現れている B 船型の船体後半部の正のピークが現れているが過小評価をしている。また、A 船型の正のピークは現れていない。

これらのピークが計算結果には捉えられていないが、船型差は良く出ている。ただし、斜航角 β =9 度までしか計測値が無いために、これ以上の斜航角での傾向は不明である。

これらの A 船型は B 船型より一致度が高い傾向は、3.2 の計算結果と同じ傾向である。

船型差

A 船型の Sway Force は、B 船型のそれよりも常に小さい (図 27 参照) が、A 船型の Yaw Moment は、B 船型のそれよりも常に大きい (図 28 参照)。この理由は、図 30 を見れば明らかである。すなわち、A 船型では、船体の前半部と後半部で Sway Force の分布の符号が逆であり、Sway Force の積分において打ち消し合うが、Yaw Moment の積分においては強め合い、その結果、小さな Sway Force と大きな Yaw Moment が得られるまた、B 船型では、後半部の Sway Force 分布の一部に前半部と同一符号の高いピークがあり、そのため、Sway Force の積分において強め合うが、Yaw Moment の積分においては弱め合い、その結果、大きな Sway Force と小さな Yaw Moment が得られる

4　結論

肥大船型の SR221A,SR221B の２つの船型について、船研で開発した NICE コードを用いて、斜航角が 0 度から 18 度までの斜航状態の CFD 計算を行い、実験値と比較した。

計算は EWS を用いて 1 状態あたり 1 日程度の時間で完了し、斜航状態の NS 計算がほぼ実用段階にあることが分かった。計算では、直進・斜航状態を問わず、縦渦を過小評価することが確かめられたが、この原因は、一部には格子解像度の不足があげられるが、主に計算に使用した乱流モデルである Baldwin-Lomax 乱流モデルにあると言える。

計算結果として、船体表面における積分により抵抗値、Sway Force 、回転モーメント、着力点の位置、Sway Force 分布が求められた。これらの計算結果は、V 型船尾断面を有する A 船型は実験と計算の一致度が高く満足できるレベルだった。しかし、U 型船尾断面を有する B 船型はやや一致度が悪かった。この差の原因は、船尾の縦渦の強さを表現できない事と思われ、渦をより正確に表現できる乱流モデルを使用した計算が今後の課題である。

謝辞
本研究は当研究所指定研究「主船体に働く操縦流体力の研究」として実施したが、併せて社団法人日本造船研究協会第221研究部会「操縦運動時の船体周囲流場に関する研究」の一環としても行なわれた。同部会部会長である東京大学藤野正隆教授および代表幹事である住友重機械工業株式会社の佐々木紀之氏をはじめとする委員の方々からの貴重な御討論に対し感謝いたします。
また、石川島播磨重工株式会社大森拓也氏ならびに当研究所運動性能部二村正氏には貴重な実験データを快く提供して頂き感謝いたします。

参考文献

[1] 原口富博ほか「操縦性能データベースについて」、第66回船舶技術研究所研究会講演集、1995年11月。

[2] 小川陽弘ほか「MMG報告I－操縦運動の数学モデルについて」, 日本造船学会誌 第575号、1977年。

[3] 児玉良明「実用期にさしかかったCFD（数値流体力学）」, 第58回船舶技術研究所研究会講演集、1991年12月。

[4] 大森拓也ほか「肥大船の操縦運動中の流場に関する研究」, 日本造船学会論文集 第176号、1994年。

[5] Kodama, Y.:"Computation of Ship's Resistance Using an NS Solver with Global Conservation — Flat Plate and Series 60 (Cb=0.6) Hull —", 日本造船学会論文集 第172号、1992年12月。

[6] Baldwin, B.S. and Lomax, H.,"Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper 78-257.

[7] The Proceedings of the CFD Workshop Tokyo 1994 vols.1 and 2, 1994.

[8] Renze, K.J. et al.;"A Comparative Study of Turbulence Models for Overset Grids", A

[9] 松本光一郎ほか「操縦性基準と船型設計」、運動性能研究委員会第12回シンポジウム講演集、1995年12月。

[10] 二村正ほか「斜航船体についての伴流と流体力の測定」、第62回船舶技術研究所研究会講演集、1993年11月。

[11] 二村正ほか「斜航船体の船尾流場の計測」、第64回船舶技術研究所研究会講演集、1994年11月。

[12] 二村正ほか「斜航船体の船尾流場と流体力の計測結果」、運動性能部部内資料、1993年11月。