

三次元離散渦法を用いた斜航船体周りの流場推定に関する研究

正員 李 聖 旭* 正員 貴 島 勝 郎**
正員 古 川 芳 孝**

An Estimation of Flow Field around a Ship in Oblique Motion by a Three Dimensional Vortex Method

by Sungwook LEE, *Member* Katsuro KIJIMA, *Member*
Yoshitaka FURUKAWA, *Member*

Summary

Present study applies a three-dimensional vortex method to estimate the flow field around a container ship in oblique motion. The three-dimensional vortex method which does not need the grid generation as a pre-process is a Lagrangian method. The governing equations of the three-dimensional vortex method are vorticity transport equations and continuity equations.

In order to solve the convection and diffusion term of vorticity transport equations, present study uses the operator-split algorithm proposed by Chorin. A discretized vorticity model used in present study is vortex blob which is a sphere type and has Gaussian distribution of vorticity. Core-spreading method which calculates the diffusion of vorticity by changing the radius of vortex blob is used and 2nd order Adams-Bashforth method which calculates the convection of vorticity is used. Three-dimensional Hess and Smith type panel method is used to estimate the initial flow field.

In present study, flow fields around a container ship in oblique motion ($\beta = 3^\circ, 6^\circ, 12^\circ$) are shown as results of calculation and usefulness of three-dimensional vortex method is investigated.

1. 緒言

2002 年 12 月、操縦性基準が IMO によって採択された後、その基準を満たすために、設計段階で操縦性能を精度良く把握することが不可欠となってきた。操縦性能を推定する方法としてはいくつか考えられるが、近年コンピュータの発達に伴い、数学モデルを用いて数値シミュレーションを行う方法が主流になりつつある。この方法の場合、取り扱う数学モデルに含まれる流体力の表現が重要になる。船体に作用する流体力については、船体形状が変化すると、船体周りの流場は変化し、船体に作用する流体力も大きく変わってくる。特に、一般的に船尾のフレームライン形状が U 型の船が V 型の船より操縦性が良いと言われているように、船尾形状の変化は船の操縦性に大きな影響を与える。さらに、針路安定性の観点より船尾形状は流場、特に船尾フレームラインは剥離などに影響を与えていると考えられる。従って、まず三次元的な形状（船尾形状）の影響を考慮して船体周りの流場を

正確に推定する必要がある。

三次元的に船体周りの流場を推定する方法としては、細長体理論、有限差分法や有限体積法に基づく CFD 等が挙げられる。これらの手法の中で、野中ら¹⁾は細長体理論に基づいて精度良く船尾形状の違いによる流場の変化を表現している。しかし、この方法は船体を細長体と仮定し、船体近場（二次元横断面）と遠場（二次元水線面）における速度ポテンシャルをマッチングさせることより三次元形状の影響を考慮しているが、正確な三次元形状の影響を考慮するには限度があり、また計算に導入する渦の初期剥離点を実験式から仮定する必要がある。有限差分法および有限体積法などの Navier-Stokes 方程式を直接離散化して計算する方法については、最近、船の操縦運動に適用する研究も行われていて、今後ますます発展が期待される方法である。しかし、まだ計算の前処理過程として要求される格子生成に多くの経験が必要であり、格子生成の方法によって精度が変わってくることもある。従って、本研究では第 1 報として、三次元形状の影響を精度よく考慮でき、計算領域の格子生成の必要がない三次元離散渦法に着目し、船体周りの流場推定への適用性を検討した。

離散渦法²⁾³⁾とは、粘性流れ場に存在する渦度について、その分布を微小な渦要素で離散的に表現し、この渦度場の時間変化を解析することで、非定常な流れ場を解析するものである。この手法の代表的な特長として、流れ場への格子生成が不要、比較的簡単な手順で計算が可能、解析結果から物理現象の理解が容易であ

*九州大学大学院工学府

**九州大学大学院工学研究院

原稿受理 平成 18 年 2 月 24 日

ることが挙げられる。ただし、このような特長が存在するにもかかわらず、一昔前の渦法には、渦の流出位置を予め指定する必要があるなど、実用上の問題があり適用対象が限られていた。しかし、ここ数年で数理的な研究が進展し、渦の流出に関して新たな取り扱いが登場するなど、その実用性が改善された。その結果、噴流や剥離非定常流れなど、工学問題への応用が数多く試みられ、実際に研究成果が報告されている。そして、次世代の CFD を担う有力な手法として、現在注目を浴びつつあり、最近では直進する船について適用した結果も報告されている⁴⁾。

離散渦法にも渦度輸送方程式に含まれている拡散項をどのように考慮するのかによって様々に分類されるが、本研究には特に亀本らによって提案されている Vorticity Layer Spreading 法⁵⁾を用いて数値計算を行う。

2. 数値計算法

2.1 基礎方程式

離散渦法は粘性、非圧縮、非定常流れを対象として発展してきたため、以下では基本的に粘性、非圧縮、非定常流れを取り扱うことにする。この場合、流れの基礎式は粘性、非圧縮、非定常 Navier-Stokes 方程式と連続式であり、それぞれ次式で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

これらの方程式の未知量は速度ベクトル $\mathbf{u}$ と圧力 p であり、多くの数値計算において流速と圧力計算を組み合わせる収束解を得ることが一般的である。しかし、離散渦法においては Navier-Stokes 方程式の回転から得られる渦度輸送方程式と発散から得られる圧力ポアソン方程式によって、流速と圧力の関係を流速と渦度の関係で置き換え、流速と圧力を分離して計算を行う。渦度輸送方程式と圧力ポアソン方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \text{grad}) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (3)$$

$$\nabla^2 p = -\rho \text{div } (\mathbf{u} \cdot \text{grad } \mathbf{u}) \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{u}$ および $\boldsymbol{\omega} (= \text{rot } \mathbf{u})$ はそれぞれ速度ベクトルおよび渦度ベクトルを表す。渦度輸送方程式である (3) 式をラグランジュ的な表現で書き直すと、本研究の基礎式は次式で与えられる。

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \text{grad}) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (5)$$

(5) 式の渦度輸送方程式は Chorin⁶⁾ の提案の operator-splitting 法によって解くことが可能である。任意の時間 t におけるある流体粒子の渦度を $\boldsymbol{\omega}(t)$ とすると、微小時間 dt の間の移流と拡散による渦度の変化は次式で表される。

$$\boldsymbol{\omega}(t+dt) = \boldsymbol{\omega} + (\boldsymbol{\omega} \cdot \text{grad}) \mathbf{u} \cdot dt + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \cdot dt \quad (6)$$

(6) 式における右辺の第二項は二次元流れには現れない渦度の伸縮項、第三項は渦度の粘性拡散項である。

一方、ある位置 $\mathbf{r}$ での渦度粒子の運動と微小時間 dt の間に動いた軌跡は次式で表される。

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u} \quad (7)$$

$$\mathbf{r}(t+dt) = \mathbf{r}(t) + 1.5\mathbf{u}(t) - 0.5\mathbf{u}(t-dt)dt \quad (8)$$

ここで、(8) 式は二次精度の Adams-Bashforth 法である。

2.2 速度と渦度の関係式

Gauss 理論に基づいて連続方程式と Green 関数の定義を用いると、速度と渦度の関係は次式のように与えられる。

$$\mathbf{u} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\boldsymbol{\omega}_0 \times \mathbf{R}}{R^3} dV_0 - \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{(\mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{u}_0) \cdot \mathbf{R}}{R^3} + \frac{(\mathbf{n}_0 \times \mathbf{u}_0) \times \mathbf{R}}{R^3} \right] dS_0 \quad (9)$$

ここで、

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$$

$$R = |\mathbf{R}| = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$$

$$\mathbf{r} : \text{空間での点の位置ベクトル}$$

$$\mathbf{r}_0 : \text{物体表面上での点の位置ベクトル}$$

$$V : \text{渦度が分布する空間}$$

$$S : \text{物体表面}$$

$$\mathbf{n} : \text{外向き法線方向ベクトル}$$

添え字の“0”は位置 $\mathbf{r}_0$ における変数および積分を表す。(9) 式はよく知られている一般化された Biot-Savart の法則で、右辺第一項の空間積分は流場に存在する渦度から誘起される速度を表し、第二項の境界積分は渦度の無いポテンシャル流れによって誘起される速度を表す。また、右辺第一項は Winkelman & Leonard⁵⁾ によって提案された分布関数 $q(\chi)$ を用いて、次式のように置き換えられる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta V_i} \frac{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R}}{R^3} q\left(\frac{R}{\varepsilon_i}\right) dV_i \quad (10)$$

$$q(\chi) = \frac{\chi^3(\chi^2 + 5/2)}{(\chi^2 + 1)^{5/2}} \quad (11)$$

2.3 渦度要素の導入

離散渦法は粘性を考慮するため次のような境界条件を満たす必要がある。

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{on } S \quad (12)$$

$$\mathbf{u} \times \mathbf{n} = 0 \quad \text{on } S \quad (13)$$

ここで、 $\mathbf{n}$ は物体表面での法線方向ベクトルである。(12) 式はパネル法⁹⁾によって、(13) 式は Vorticity Layer Spreading 法を用いることでそれぞれ満足させることにする。Vorticity Layer Spreading 法は物体表面のごく近傍の速度分布を近似することから渦度境界層を仮定し、この渦度境界層内の渦度の移流および拡散の挙動を直接的に取り扱う方法である。本研究では Fig.1 に示すように物体表面から h の高さを持つ渦度境界層を仮定し、その内部の速度分布を渦度境界層の外端速度と物体表面上での粘着条

件に基づいて直線的に近似する。その時、渦度境界層の内部に存在する渦度の移流によって渦度境界層の外面を通過する速度 V_c は連続の条件から次のように与えられる⁵⁾⁷⁾。

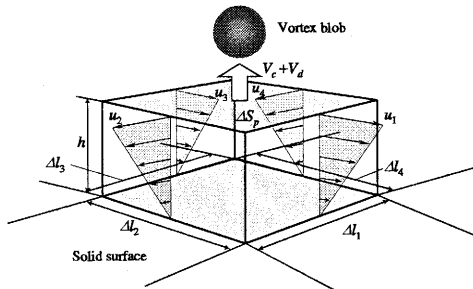


Fig. 1 Introduction of a vortex blob from a solid surface⁵⁾

$$V_c = \frac{1}{\Delta S_p} \sum_{i=1}^4 \int_{\Delta S_i} \mathbf{u}_{si} \, ds \quad (14)$$

$$\mathbf{u}_{si} = \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{n}_{si} \quad (15)$$

$$\Delta S_p = h \cdot \Delta l_i \quad (16)$$

ここで、 ΔS_p 、 $\mathbf{u}_i$ および $\mathbf{n}_{si}$ はそれぞれ渦度境界層の上面の面積、渦度境界層側面に対する法線方向速度および外向き法線ベクトルであり、 h および Δl_i は渦度境界層の高さおよび渦度境界層の辺の長さである。渦度境界層の高さ h に関しては亀本ら⁵⁾ や木田ら⁸⁾ によって提案されているが、本研究では亀本らによって提案されている $1.136\sqrt{\nu\Delta t}$ を渦度境界層の高さとして全ての計算で用いることにする。渦度境界層の高さによる数値計算での影響については後述する。また、渦度境界層の内部に存在する渦度自身の粘性拡散によって流れ場に広がる速度 V_d は次式で与えられる⁵⁾⁷⁾。

$$V_d = \frac{c^2 \nu}{2h} \quad (17)$$

ここで、 $c = 1.136$ 、 ν は動粘性係数である。従って、 $V_c + V_d > 0$ となる時に渦度境界層から流れへの渦度が導入され、渦度要素として球形の vortex blob モデルで離散化する。流れに導入される vortex blob の代表渦度 ω_{out} は渦度境界層内の渦強さが保存されるように次式から決定される。

$$\omega_{out} = \frac{\int_{V_{in}} \omega \, dv}{V_{in} + V_{out}} \quad (18)$$

$$h_{out} = (V_c + V_d) \cdot dt \quad (19)$$

$$V_{out} = \Delta S_p \cdot h_{out} \quad (20)$$

ここで、 V_{in} は渦度境界層の体積、 $\int_{V_{in}} \omega \, dv$ は渦度境界層の持つ循環で粘着条件を満たすように決定される。

2.4 渦度の伸縮と拡散

三次元流れは二次元流れと違って渦度ベクトル方向の伸縮に伴う移流による影響を受けて変化する。そこで、本研究は文献⁵⁾⁷⁾に従って、vortex blob 要素の半径を時間の変化とともに変化させることによって空間的な渦度の分布を変える Core-spreading 法を用いる。Fig.2に示すように、渦度輸送方程式の伸縮項と拡散項は分離され、伸縮による半径の変化は渦度輸送方程式で拡散項を省略した次式に従うことにする。

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \text{grad}) \mathbf{u} \quad (21)$$

$$\frac{dl}{dt} = \frac{l_t}{|\omega_t|} \cdot \left| \frac{d\omega}{dt} \right| \quad (22)$$

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{stretch}} = -\frac{\varepsilon_t}{2 \cdot l_t} \cdot \frac{dl}{dt} \quad (23)$$

ここで、 ε および l はそれぞれ vortex blob の渦度半径および長さである。また、粘性拡散による半径の変化は次式で考慮される。

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{diffusion}} = \frac{c^2 \nu}{2\varepsilon_t} \quad (c = 2.242) \quad (24)$$

従って、微小時間 dt 後の渦度半径と渦度は次式で表される。

$$\varepsilon_{t+\Delta t} = \varepsilon_t + \left[\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{stretch}} + \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{diffusion}} \right] \cdot \Delta t \quad (25)$$

$$|\omega_{t+\Delta t}| = |\omega_t| \cdot \left(\frac{\varepsilon_{t+\Delta t}}{\varepsilon_t} \right)^2 \quad (26)$$

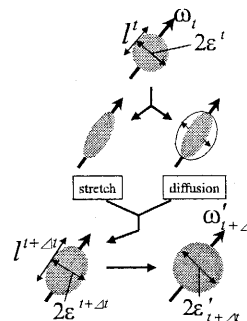


Fig. 2 Procedure of Core-spreading⁵⁾

3. 数値計算例

本研究では三次元離散渦法の数値計算法の有用性を確かめるために、まず球の周りの流場計算を行った。計算対象とした球は、Fig.3に示すように $y-z$ 平面を赤道面として経度方向、緯度方向をそれぞれ 10, 20 分割した平面パネルで表面を構成しており、レイノルズ数を 1000 とした一様流中での解析を行った。また、計算の時間刻み幅は無次元時間 $t' = tU/L$ であり、 t は実時間、 U は一様流流速、 L は球の直径である。一般的に球周りの流れはレイノルズ数により複雑に変化することが知られてお

り、多くの研究者によって渦放出や後流における渦構造の変化が報告されている¹⁰⁾¹¹⁾。Fig.4には $3 \times 10^2 < Re < 1 \times 10^3$ のレイノルズ数領域における球後流の渦構造について、可視化写真およびスケッチを示している。Fig.4に示す可視化実験の結果は、Sakamoto らにより水路中の3次元球に蛍光塗料 uranine dye を直径 1mm のステンレス チューブから噴射して得られたものである¹⁰⁾。この可視化実験において、球後方の流れは乱流化した後流渦が交互に大きく変動しながら流れている様子がみられる。Fig.5と Fig.6は本研究の計算結果で、球表面からはがれた渦要素の位置での速度ベクトルを示している。これらの結果はFig.4に示す可視化実験での球表面に噴射された蛍光塗料の軌跡に相当するもので、直接に比較することが可能であると考えられる。そこで、Fig.5と Fig.6の計算結果と実験の結果を比較すると、時間の経過に伴い、軸対称な渦構造が発達し、徐々に非対称な渦構造へと変化し、球後方の Hair-Pin 状の Vortex Loop と呼ばれる渦構造は周期的に現れていることが分かる。しかし、計算結果の Hair-Pin 状の Vortex Loop が実験の結果よりも前方に現れている様子が見られる。このように多少の差はあるが、この範囲のレイノルズ数における後流渦構造の変化を捉えることができ、数値計算法においては有用であると考えられる。

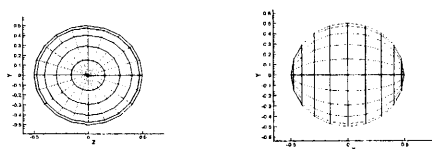
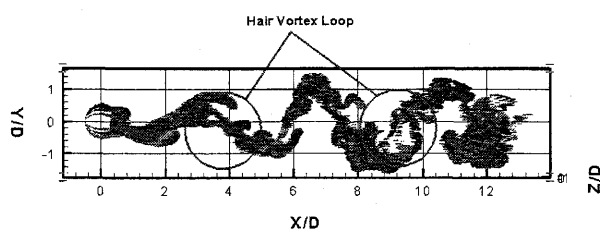
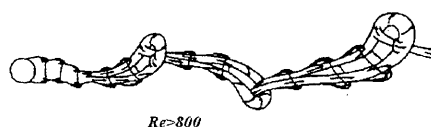
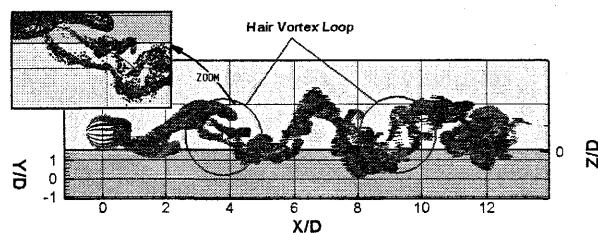


Fig. 3 Panel arrangements for sphere

Fig. 4 Visualization experiment around a sphere ($Re > 800$)¹⁰⁾Fig. 5 Flow pattern around a sphere ($Re = 1000$, $x - y$ plane)Fig. 6 Flow pattern around a sphere ($Re = 1000$)

4. 斜航船体周りの流場推定

前章での計算結果より、定量的な精度は不十分であるが定性的にはその有用性があることが分かった。そこで本研究では斜航船体周りの流場推定に本手法を適用する。本章では斜航角

Table 1 Principal particular of SR108

	SR108(Model Ship)
$L(m)$	3.0
$B(m)$	0.4350
$d(m)$	0.1629
C_B	0.5717

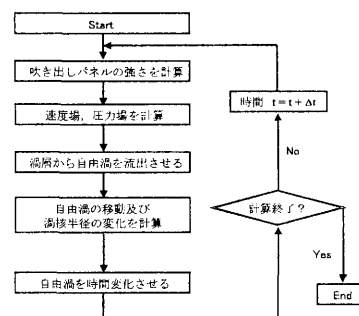


Fig. 7 Flow chart for vortex method

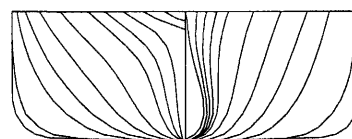


Fig. 8 Body plan of SR108

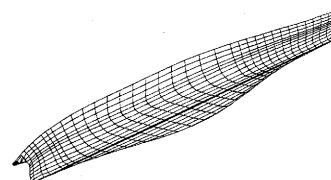
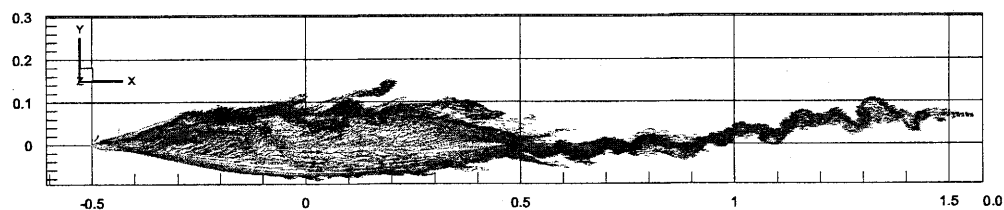
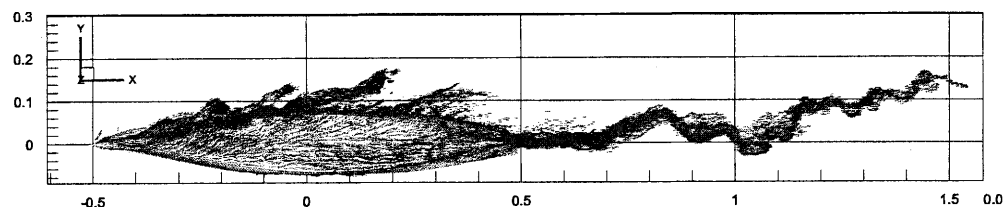
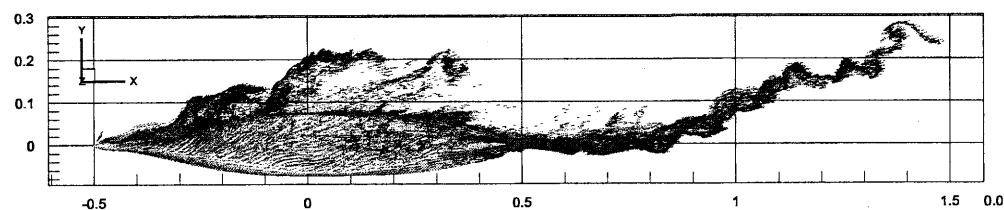
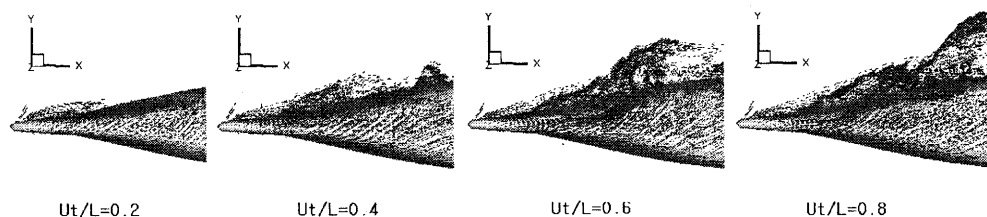
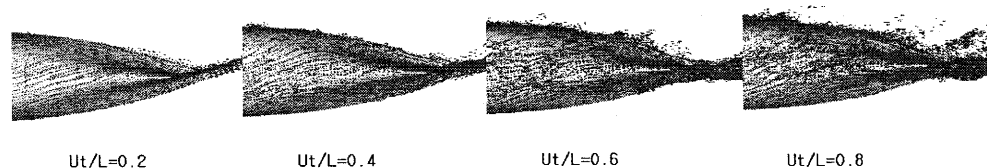


Fig. 9 Panel arrangement of SR108

Fig. 10 Flow pattern around SR108 at $\beta = 3^\circ$, $Ut/L = 1.05$ Fig. 11 Flow pattern around SR108 at $\beta = 6^\circ$, $Ut/L = 1.05$ Fig. 12 Flow pattern around SR108 at $\beta = 12^\circ$, $Ut/L = 1.05$ Fig. 13 Time trajectories of vortex particles around F.P. of SR108 at $\beta = 12^\circ$, $Ut/L = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ Fig. 14 Time trajectories of vortex particles around A.P. of SR108 at $\beta = 12^\circ$, $Ut/L = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$

$\beta = 3^\circ, 6^\circ, 12^\circ$ において $U = 0.3\text{m/sec}$ の速度で航走する船体周りの流場をとりあげ、Fig.7に示すフローチャートに従って、 $t = 0.1$ の刻みで計算を行った。計算に用いた船型はコンテナ船型 (SR108) であり、その主要目を Table 1に示す。また、船速は十分遅いものとして自由表面の影響は考慮せず、静水面を固定壁とみなし二重模型流れを考える。Fig.8と Fig.9に計算対象船の Body plan とパネル分割を示す。パネルの分割は船長方向に 36、横断面のフレームラインに沿って 24 等分し、合計 $36 \times 24 = 864$ 枚のパネルで分割した。

Fig.10から Fig.12は斜航角 $\beta = 3^\circ, 6^\circ$ および 12° においての計算結果で、無次元時間 $t' = tU/L = 1.05$ の時 (実時間 10 秒相当) の船体周りの流場に存在する渦要素の位置での速度

ベクトルを示している。それぞれの図はいずれも船底から自由表面を見上げた状態を示している。説明の便宜のために船体に対し流れが流入する方を Face 側、その反対を Back 側と呼ぶことにする。Fig.10から Fig.12によると、船首部 Face 側から船首部 Back 側にもぐり込んだ流れは斜航角が 3° から 12° と大きくなるにつれて強く巻き込む渦グループ (以後、船首部渦と呼ぶ) を構成し、剥離して流れていることが分かる。また、この船首部渦グループは斜航角が大きくなるにつれ、船体中央部でますます大きな角度で船尾へ流れて行く。この原因は船首から剥離した渦グループが船体中央部での Cross flow の影響を受けたためであると考えられる。また、時間経過による船体周りの流場の変化については、紙面の都合上、斜航角 3° から 12° のうち、斜航角 12°

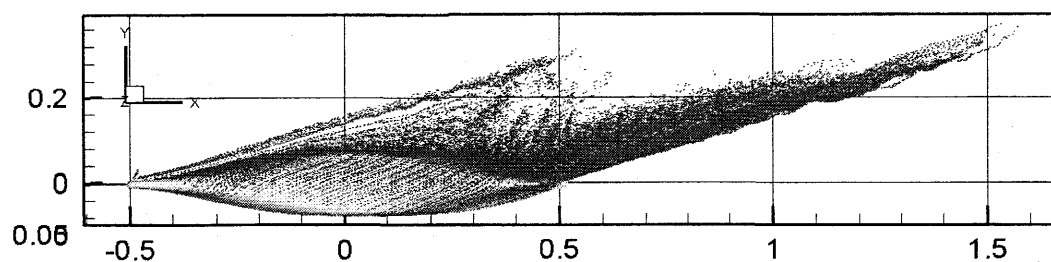


Fig. 15 Flow pattern around SR108 at $\beta = 12^\circ$, $Ut/L = 1.05$, $h = 1/\sqrt{R_n}$

において無次元時間 $Ut/L = 0.2, 0.4, 0.6$ および $Ut/L = 0.8$ について検討を行う。Fig.13から Fig.14で示しているように、船体が動き始めるにつれて、船首および船尾の Face 側から渡った流れは Back 側で巻き込む現象を見せ始め、時間が経過するにつれて、この巻き込む流れは周期的に振れるように蛇行しながら流れていることが分かる。

一方、前述したように渦度境界層の高さ h が数値計算結果に与える影響について検討を行う。本研究で用いている渦度境界層の高さ h は数値計算の解像度を決定するパラメータであり、渦度境界層の高さ h を低く取れば、境界層の近似精度も上がり高精度の解析が可能となる。これに対して、渦度境界層の高さ h を高く取ると、剥離点近傍から渦要素が導入されることになる。Fig.15と Fig.12はそれぞれ木田ら⁹⁾によって提案された $h = 1/\sqrt{R_n}$ 、亀本ら⁹⁾によって提案された $h = 1.136\sqrt{\nu\Delta t}$ を用いた場合の斜航角 $\beta = 12^\circ$ における計算結果である。これらの結果から、Fig.15は渦度境界層の高さ h が Fig.12の渦度境界層の高さより高くなっているため、剥離点近傍より渦要素が導入され、移流の効果が Fig.12より大きいことが分かり、精度がより低いと考えられる。従って、船体周りの流場計算においては渦度境界層の高さを低くする必要があることが分かる。渦度境界層の高さの影響に関する詳細な説明は文献¹¹⁾を参照されたい。Fig.16から Fig.18は斜航角 $\beta = 3^\circ, 6^\circ$ および 12° において、A.P. 付近 ($0.43 < x/D < 0.47$) に存在する渦要素の位置での速度ベクトルの $y-z$ 成分を示している。これらの結果を見ると、斜航角が大きくなるにつれ、A.P. 付近の Back 側へと巻き込む流れが強くなり、A.P. 付近に集中する現象を見せている。また、少し見にくいですが、Fig.19から Fig.21は各斜航角での船尾部渦グループの様子を表す。斜航角 $3^\circ, 6^\circ$ と比べて比較的大きい 12° の場合は、船尾 Back 側の船尾渦グループが強いことが分かり、斜航角が大きくなるにつれて船首および中央部の Face 側から船尾 Back 側にもぐり込んだ流れの範囲はますます大きくなっていることが分かる。

以上のように三次元離散渦法を用いた斜航船体周りの流場の計算結果は、野中ら¹⁾によって検討された流場同様なパターンを表しているが、Face 側から Back へと渡る船底や Back 側の渦グループは不安定な形となっていることが分かる。この原因は渦度境界層から流れ場への導入された vortex blob の半径や数が船体周りの流れ場に存在する渦度分布を滑らかに離散化するには不足していた結果であると考えられる。従って、船体周りの流場計算に適用するためには、より多くの渦要素を導入する必要があり、その導入手法や渦層の高さに関する検討が必要である。

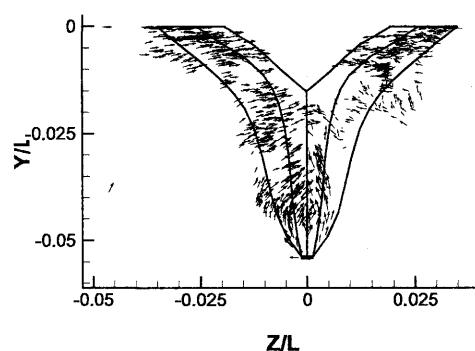


Fig. 16 Velocity vector at vortex particles around A.P. of SR108 ($y-z$ plane), $\beta = 3^\circ$, $Ut/L = 1.05$

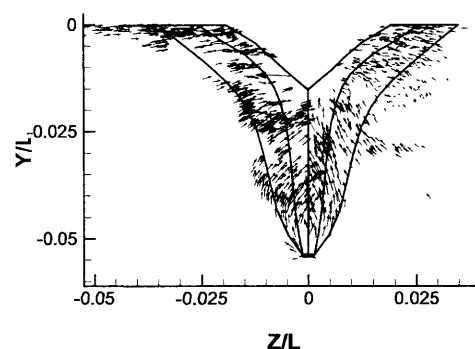


Fig. 17 Velocity vector at vortex particles around A.P. of SR108 ($y-z$ plane), $\beta = 6^\circ$, $Ut/L = 1.05$

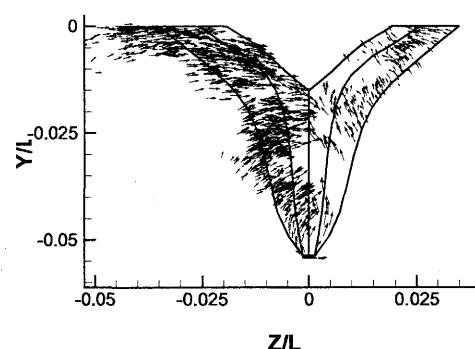


Fig. 18 Velocity vector at vortex particles around A.P. of SR108 ($y-z$ plane), $\beta = 12^\circ$, $Ut/L = 1.05$

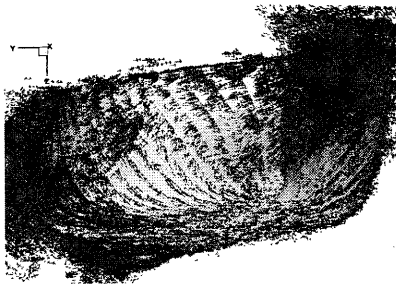


Fig. 19 Flow pattern around the stern of SR108
at $\beta = 3^\circ$, $Ut/L = 1.05$

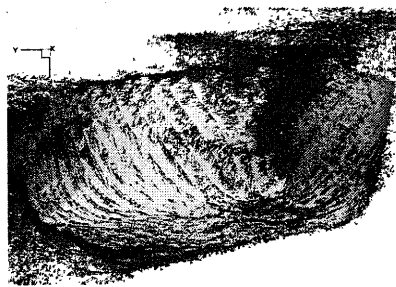


Fig. 20 Flow pattern around the stern of SR108
at $\beta = 6^\circ$, $Ut/L = 1.05$

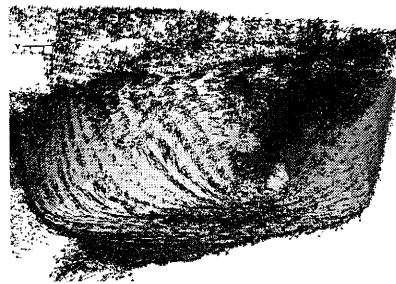


Fig. 21 Flow pattern around the stern of SR108
at $\beta = 12^\circ$, $Ut/L = 1.05$

5. 結言

本研究では、操縦性能に大きな影響を及ぼす船尾形状と操縦性能の相関について検討する為の第一段として、三次元離散渦法を用いて斜航する船体周りの流場計算を行い、その有用性を検討した。船体周りの流場（特に船尾付近）については、概略、本計算手法によりその特徴を把握することが出来ると思われるが、まだまだ計算精度を向上させる必要があり、可視化実験との比較も必要である。また、コンテナ船型だけではなく、他の船体周りの流場計算へも適用して船型の違いによる流場の変化も検討する必要がある。今後これらの計算精度を上げると同時に、船体に働く流体力と流場の関係、船尾形状と流体力の関係について検討を行う予定である。

参考文献

- 1) 野中 晃二, 原口 富博, 二村 正, 上野 道雄, 藤原 敏文, 牧野 雅彦, 児玉 良明, 吉野 良枝: 操縦運動時の船体周りの流場に関する研究, 船舶技術研究所報告 34 巻 5 号, 1997

- 2) 亀本 喬司: 乱流モデルとしての渦法の発展性 (前編: 渦法の基礎を考える), 数値流体力学, 第 2 巻, 第 1 号, 1993 年 10 月
- 3) 亀本 喬司: 乱流モデルとしての渦法の発展性 (後編: 渦法で流れを捉える), 数値流体力学, 第 2 巻, 第 2 号, 1994 年 1 月
- 4) K.Suzuki, R.Hirakawa, A.Ojima and K.Kamemoto : Calculation of Viscous Flow around Ship Models by Means of Advanced Vortex Method, CFD Workshop Tokyo 2005, March 9-11 2005, NMRI Tokyo
- 5) 亀本 喬司, 祝 宝山, 小島 成: 最新渦法の注目すべき特性とラグランジュLES 法としての課題, 第 14 回数値流体力学シンポジウム, 2000
- 6) A. J. Chorin : Numerical study of slightly viscous flow, J. Fluid Mech., vol.57, 1973, pp.785-796
- 7) 小島 成, 亀本 喬司: 渦法による水平軸風車翼周りの非定常流れ解析, 第 14 回数値流体力学シンポジウム, 2000
- 8) T.Kita, k.Kimura : Computaional Fluid Dynamics J., 7-3, 1998, pp.325-341
- 9) J. L. Hess, A. M. O. Smith : Calculation of Nonlifting Potential Flow About Arbitrary Three-Dimensional Bodies, Journal of Ship Research, 1964
- 10) A.Sakamoto, H.Haniu : A Study on Vortex shedding from Spheres in a Uniform Flow. Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol.112, 1990, pp.386-392
- 11) 小島 成: 渦法のターボ機械三次元非定常流れ解析への応用に関する研究, 博士学位論文, 2001 年 1 月