

Fig.3.21 Circular Motion Test (Deep), SR221-C

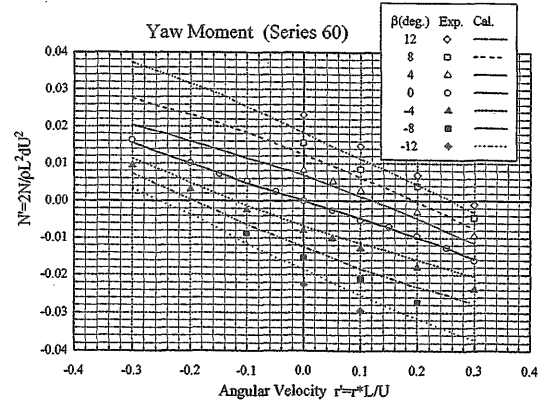
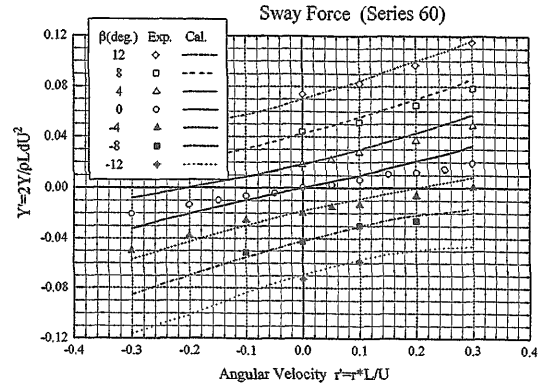


Fig.3.23 Circular Motion Test (Deep), Series 60

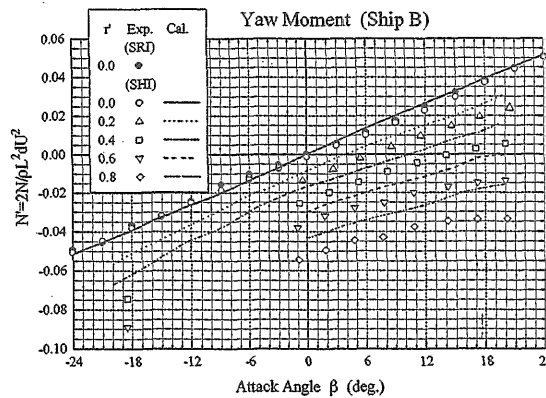
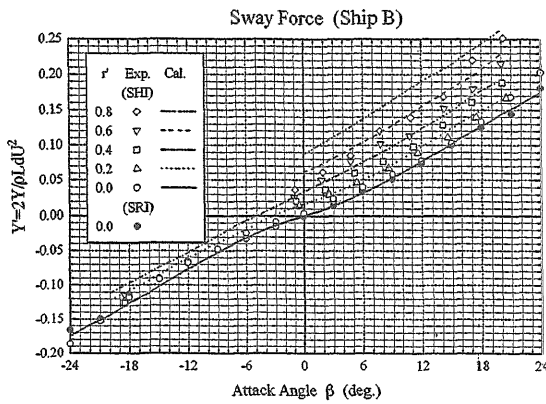


Fig.3.22 Circular Motion Test (Deep), SR221-B

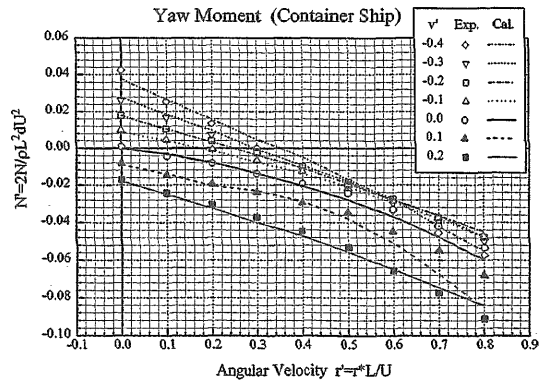
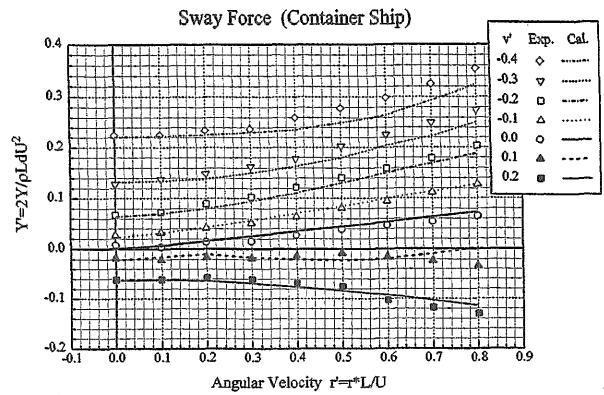


Fig.3.24 Circular Motion Test (Deep), Container Ship

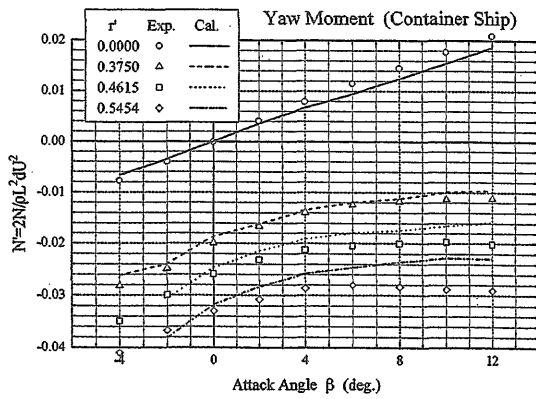
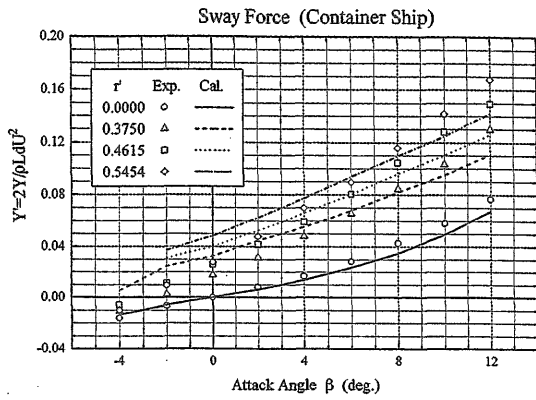


Fig.3.25 Circular Motion Test (Deep), Container Ship

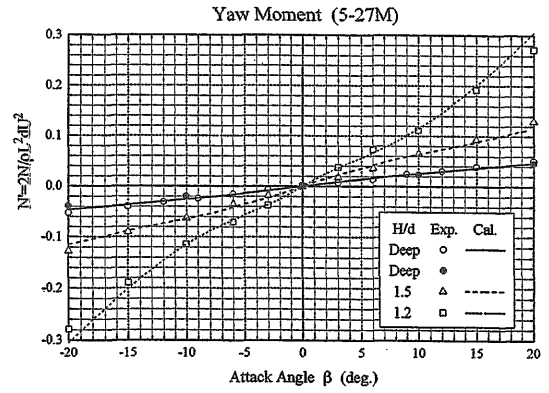
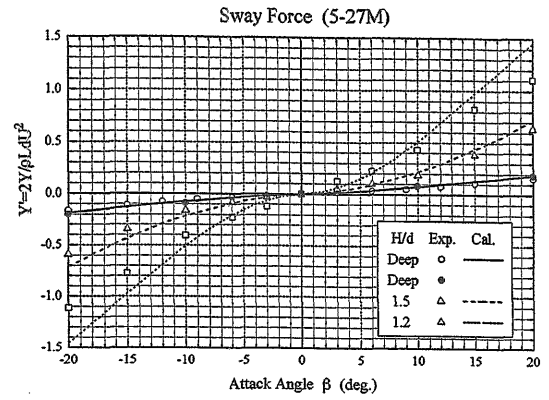


Fig.3.27 Oblique Towing Test (Shallow), 5-27M

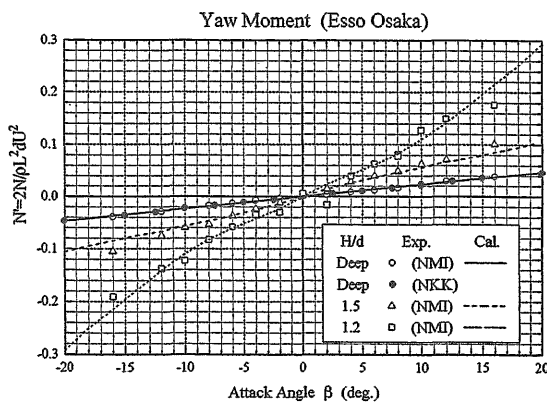
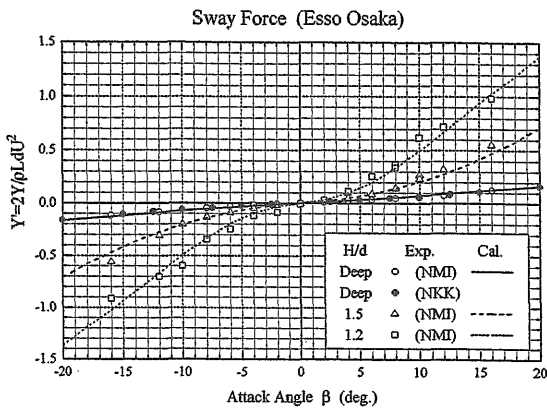


Fig.3.26 Oblique Towing Test (Shallow), Esso Osaka

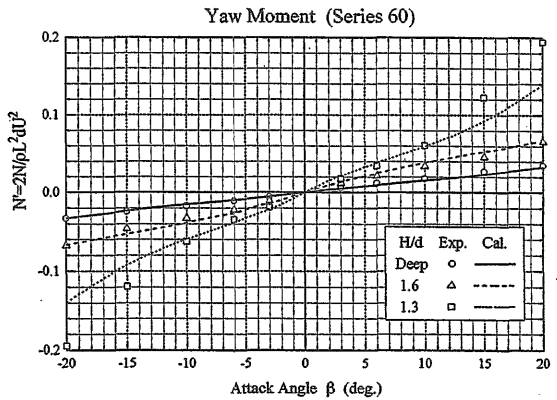
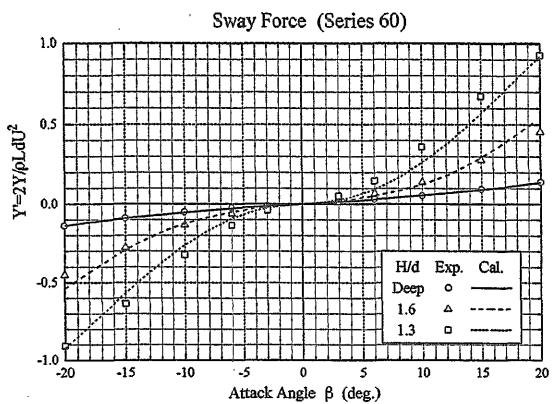


Fig.3.28 Oblique Towing Test (Shallow), Series 60

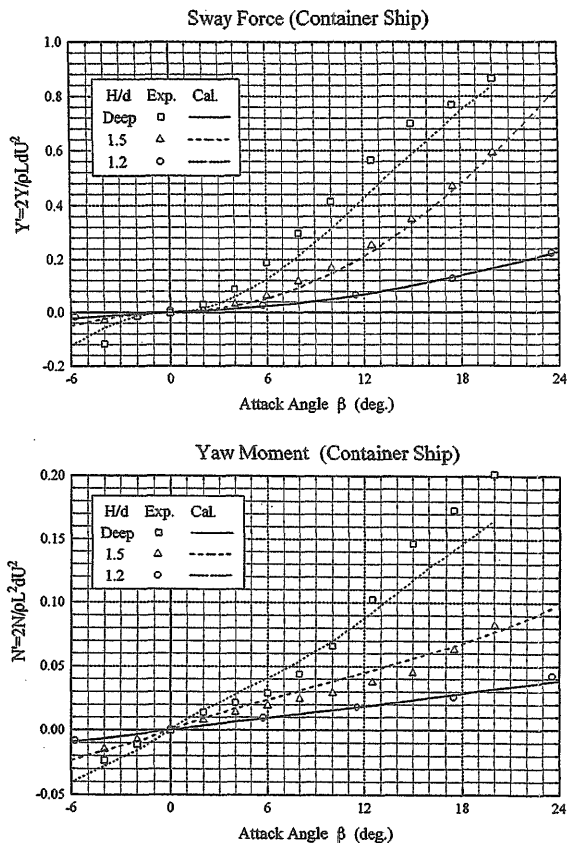


Fig.3.29 Oblique Towing Test (Shallow), Container Ship

以上という場合で、このように浅い水域では深水域と同じ舵角に対応する運動においては偏角もごく小さくなるということが知られており、操縦性能評価への影響は小さいと考えられる。

3.5.4 計算結果と実験結果の比較のまとめ

以上、推定計算値と実験値との比較により、本推定法は利用の容易な小型EWSで短時間で計算でき、精度も比較的良く、船体形状の違いによる流体力の変化もよくとらえており、十分実用的な方法であることが確かめられた。

一方実用的には十分とは言え、旋回運動が強い場合や浅水域においては推定精度が低下する場合があることが明らかになった。その有力な原因の一つとして、本推定法で用いている流れのモデルが、旋回運動が強い場合や浅水域の場合には実際の流れをうまく近似していないという可能性が考えられる。

例えば、旋回角速度が大きくて斜航角が小さい場合、強い船尾渦と同じオーダーの強さの前方船体からの船尾渦とは逆方向に回転する渦が船尾付近でぶつかり合うが、両渦グループの干渉がうまく近似出来ていない可能性がある。また、浅水域でも渦の流出条件は深水域と全く同じにしてはいるが、実際は水深により変化していると予想される。

流れのモデルの構築は実際の流場の資料をもとに進めるべきであるが、旋回運動時および浅水域での流場について

は、流れのモデルの構築に利用できるような詳しい流場の資料は殆ど公表されていない。より信頼性ある、より精度良い流体力推定法を開発するには、流体力のデータは勿論のこと、これらの流場のデータを収集、整備する必要があるであろう。

3.6 まとめ

操縦運動する主船体に働く操縦流体力の推定について、流体力の式と流場の式の演繹により本研究で提案する推定方法の基本的考え方を示し、流場観測とそれに基づく流れのモデルの作成および計算方法により具体的推定手法を示し、実験と計算との比較により本推定方法の実用性を示した。

3.2節「流体力の推定式」において、lifting potential flow問題における非常に簡単な形で流体力の厳密式を求め、これを計算に適した表示に変換し、次いで、細長体理論の仮定の下に流体力の非線形性を考慮するのに最低限必要と考えられる2nd orderまで理論的に精度の保証された流体力の近似式を導いた。更に、これらの厳密式と近似式は、水底平面とその水面に対する鏡像平面で囲まれた上下対称流場として近似する浅水域問題にも、全く同じ形で適用できることを示した。

3.3節「流場の推定式」においては、3.2節の流体力の近似式に対応して、同じ細長体理論の仮定の下に2nd orderまで理論的に精度の保証された速度ポテンシャルの解の構成を示した。

この解は、船体の近傍で成り立つ内部解と船体から遠方で成り立つ外部解とのマッチングにより作られる合成解で、内部解の主要部の2次元解と3次元補正項からなり、3次元補正項は等価物体まわりの3次元解と2次元解の差となっている。流体全領域で有効なこの速度ポテンシャルの合成解を、深水域および浅水域に対して求めた。

3.4節「流れのモデルと計算方法」においては、第2章での流場の観測結果をもとに、lifting potential flowとして流場を推定する場合に必要な流れのモデルを作成し、このモデルを用いて第4章に示した速度ポテンシャルを求める具体的方法を示した。

この流れのモデルは、剥離は船底から船側への流れが存在するビルジ部で発生し、剥離渦の強さは剥離点における境界層の持つ渦度に比例するとしたもので、流場の資料は深水域での斜航時のものだけであるが、旋回運動時にも浅水域においてもそのまま成り立つと仮定している。

計算の主要部は、船首から船尾に向かって各断面で前方からの剥離渦を考慮に入れて内部解を求めて行く部分で、渦層の不自然な動きをおさえるため渦核の導入と各断面での渦の再配置を行う方法をとっている。

3.5節「計算結果と実験結果の比較」においては、以上説明してきた操縦流体力推定方法の実用性を見るため、深水域では7隻の船型について、浅水域では4隻の船型につ

いて、主船体に働く sway force と yaw moment の推定計算と模型実験結果との比較を行った。

その結果は本論文全体としての結論となるもので、本論文で提案した操縦流体力の推定方法は、利用の容易な小型EWSで短時間で計算でき、比較的精度も良く、船体形状の違いによる操縦流体力の変化をよくとらえており、十分実用的な方法であることが確かめられた。

本推定方法の特徴は、簡単にまとめると、操縦流体力の非線形性を考慮するのに最低限必要と考えられる 2nd order まで理論的精度の保証された流体力および流場の式を用いていること、フレームライン等の微妙な船体形状の影響を把握できるよう写像船型ではなく実際の船体形状の値を使えること、浅水域での流体力も深水域の場合の単に約2倍の時間で計算できること、利用の容易な小型EWSで短時間で計算出来る事である。

本推定方法の実用性は模型実験結果との比較により確かめられたが、その過程において、本推定方法を今後改良すべき方向もまた明確になった。

一つは、強い旋回運動にも対応できるよう流場および流体力の式の構成を再検討すること、もう一つは、これが特に重要と考えられるが、強い旋回運動や浅水域での運動においても実際の流れをうまく近似出来るよう流れのモデルを再検討することである。流れのモデルの検討を行うには対象とする流場の把握が必要になるが、旋回運動時や浅水域の場合について公表された詳しい流場の資料は殆どない。流体力発生メカニズムの解明、高精度流体力推定法の開発のためには、斜航時に加えて旋回運動および浅水域での運動を含む流場のデータの収集と蓄積が必要である。

参考文献

- [1] J.L.Hess, A.M.O.Smith : Calculation of Nonlifting Potential Flow About Arbitrary Three-Dimensional Bodies, *Journal of Ship Research*, Vol.8, No.2, (1964), pp.22-44.
- [2] 日夏宗彦、日野孝則 : 第6章 船体まわりの流れの計算法、船体まわりの流れと船型開発に関するシンポジウム、推進性能研究委員会・第5回シンポジウム、日本造船学会、(1993)、pp.225-262.
- [3] 大森拓也、藤野正隆、宮田秀明、金井誠 : 肥大船の操縦運動中の流場に関する研究 (第1報 斜航状態)、*日本造船学会論文集*、第176号、(1994)、pp.241-250.
- [4] 藤野正隆、大森拓也、宇佐見修吾、江口純弘、宮田秀明 : 肥大船の操縦運動中の流場に関する研究 (第2報 定常旋回中の船体流体力と圧力分布)、*日本造船学会論文集*、第177号、(1995)、pp.13-28.
- [5] K.Kijima, T.Katsuno, Y.Nakiri, Y.Furukawa : On the manoeuvring performance of a ship with the parameter of loading condition、*日本造船学会論文集*、第168号、(1990)、pp.141-148.
- [6] 第221研究部会 : 操縦運動時の船体周囲流場に関する研究 (第2年度報告書)、*日本造船研究協会*、(1995)、pp.96-107.
- [7] 松井志郎、楊建民、玉島正裕、山崎隆介 : 旋回する船体まわりの流場と流体力の計算、*西部造船会会報*、第88号、(1994)、pp.57-72.
- [8] 不破健 : 斜行中の船体にはたらく流体力について、*日本造船学会論文集*、第134号、(1973)、pp.135-147.
- [9] 松本憲洋、末光啓二 : 操縦運動時に船体に働く流体力、*関西造船協会誌*、第190号、(1983)、pp.35-44.
- [10] 溝口純敏 : 三次元はく離渦を考慮した斜航船体まわりの流れの計算、*関西造船協会誌*、第188号、(1983)、pp.57-66.
- [11] G.K.Batchelor : *An introduction to fluid dynamics*, Cambridge, (1967)
- [12] J.C.Wu : *Theory for Aerodynamic Force and Moment in Viscous Fluid*, *AIAA Journal*, Vol.19, No.4, (1981), pp.432-441.
- [13] J.N.Newman : *Marine Hydrodynamics*, MIT Press, (1977)
- [14] O.M.Faltinsen, B.Pettersen : *Vortex shedding around two-dimensional bodies at high Reynolds number*, 14th Symp. on Naval Hydrodynamics, (1982), pp.97-139.
- [15] H.Glauert : *The lift and pitching moment of an aerofoil due to a uniform angular velocity of pitch*, *ARC Reports and Memoranda*, No.1216, (1928), pp.636-646.
- [16] P.J.Taylor : *The Blockage Coefficient for Flow About an Arbitrary Body Immersed in a Channel*, *Journal of Ship Research*, Vol.17, No.2, (1973), pp.97-105.
- [17] 谷一郎編 : *流体力学の進歩・境界層、丸善*、(1984)、pp.180
- [18] P.T.Fink, W.K.Soh : *Calculation of Vortex Sheets in Unsteady Flow and Applications in Ship Hydrodynamics*, 10th Symp. Naval Hydrodynamics, (1974)、pp.463-491.
- [19] 野中晃二、二村正、原口富博、上野道雄 : 斜航する船体の船尾流場の計測、*日本造船学会論文集*、第177号、(1995)、pp.29-40.
- [20] 松本憲洋 : *Captive Model Test on 'Eso Osaka'*、第4回JAMP資料、(1981)、
- [21] 芳村康男 : *"Eso Osaka" 2.5m 模型船の拘束模型試験結果*、第7回JAMP資料、(1983)、
- [22] I.W.Dand, D.B.Hood : *Manoeuvring Experiments using Two Geosims of the 'Eso Osaka'*、*NMI Report*, R163, (1983)
- [23] 第175研究部会 : 加減速時における操船性能に関する

る研究、日本造船研究協会、研究資料 No.321、(1979)、pp.32,117-120.

- [24] 野中晃二、二村正、吉野良枝：浅水中で斜航する船体に働く流体力の計測、船研研究発表会講演集、第34回、(1979)、pp.44-48.
- [25] 第7基準研究部会：船舶の操縦性能に関する研究、日本造船研究協会、研究資料 No.150R、(1986)、pp.62-68
- [26] 第7基準研究部会：船舶の操縦性能に関する研究、日本造船研究協会、研究資料 No.176R、(1990)、pp.53-79.
- [27] 第7基準研究部会：船舶の操縦性能に関する研究、日本造船研究協会、研究資料 No.141R、(1985)、pp.51-65.
- [28] 第221研究部会：操縦運動時の船体周囲流場に関する研究（第1年度報告書）、日本造船研究協会、(1994)、pp.67-97.

4. 操縦流体力推定法の研究（その2.高精度推定法）

4.1 概要

船舶の操縦性能の有力な推定法の1つとして船体まわりの流れをコンピュータを用いて数値的に解く、計算流体力学（CFD）の手法を適用することが考えられる

CFDを適用すると、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、船型差の由来などを議論するための基礎的データを提供できるという特徴をもっている。

CFDは推進・抵抗分野を中心に発展してきたが、それらの分野では十分な精度で計算が出来るようになりつつある。

しかし、操縦性能推定分野にCFDを用いた例は、そう多くない。これは、操縦性が問題となる斜航・旋回状態などの状況下では、強い渦の発生が予想されるが、この強い渦を正確に表現することが必要なためと思われる。

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 [1] を用いて、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、操縦性能推定に対するCFD計算の有効性を議論する。

4.2 定式化

NICEコードは、疑似圧縮性を用いてナビエ・ストークス方程式を計算するプログラムで、定常流を効率良く計算することができる。定式化についてはKodama [1]、牧野 [2] に述べられているので参照されたい。

Table 4.1 Computation conditions

船型	SR221A 船型、SR221B 船型
無次元化	Lpp で無次元化 FP で $x=-0.5$, AP で $x=0.5$
斜航角 β	$\beta = 0$ 度 (直進)、3 度、6 度、 ± 9 度、13.5 度、18 度の 7 種類。
格子 トポロジー	H-O 格子系 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
境界条件	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 S.S. 5% 位置まで層流、 S.S. 5% 位置から下流は乱流。 Baldwin-Lomax 乱流モデル

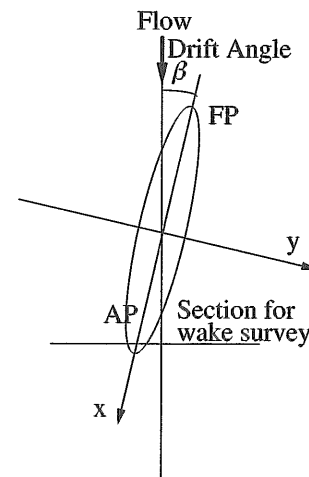


Fig.4.1 Coordinate

4.3 NS計算

4.3.1 計算条件

計算条件をTable4.1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Lppで無次元化されており、ミッドシップで $x=0.0$ 、FPで $x=-0.5$ 、APで $x=0.5$ である。時間の無次元化は一樣流速と船長Lppで行い、無次元時間 $t=1.0$ は一樣流速の流体が1.0船長進む時間である。

計算に用いた座標系をFig.4.1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

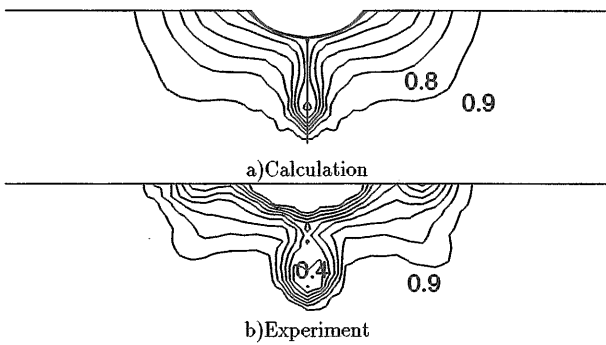


Fig.4.2 Wake distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221A)

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。

計算対象は、肥大船型のSR221A船型及びSR221B船型である。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性を持ち、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 [3]。これ以降、SR221A船型をA船型、SR221B船型をB船型と記述する。

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。格子は、計算時間を節約し、かつ計算精度を高めるため、船体表面垂直方向の格子間隔は、境界層を正確に表す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。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 $\beta = 0$ 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。

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。

この計算では、FPから5%LPPまでは層流、5%以降はBaldwin - Lomax乱流モデル [4] を用いた。計算は比較に用いた実験と同じレイノルズ数は $Re = 2.835 \times 10^6$ で行った。

4.3.2 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

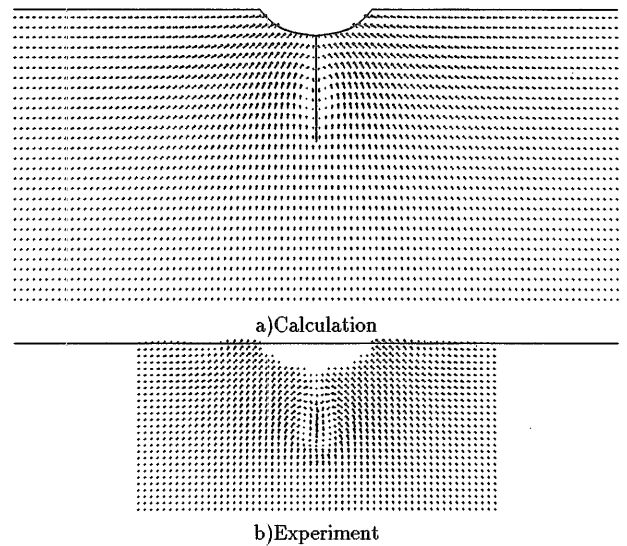


Fig.4.3 Velocity contour ($\beta = 0$ [deg.], SR221A)

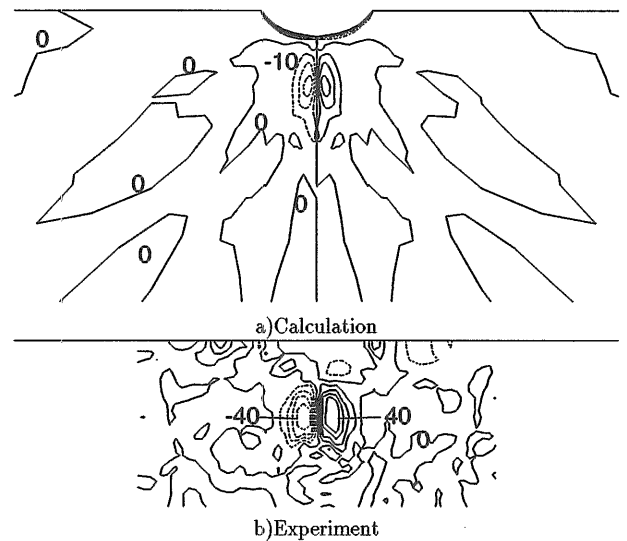


Fig.4.4 Vorticity distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221A)

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。

(1)SR221A船型 斜航角 $\beta = 0$ 度

Fig.4.2に斜航角 $\beta = 0$ 度の船尾伴流分布を示す。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。

Fig.4.3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。

Fig.4.4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。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 $\beta = 9.0$ 度

Fig.4.5に船尾伴流分布を示す。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Fig.4.3の斜航角 $\beta = 0$ 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 $\beta = 9$ 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、境界層を正確に表現するため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 $\beta = 0$ 度では格子の細かい所に位置している渦が、斜航角 $\beta = 9$ 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。

Fig.4.6に面内速度成分を示す。大きな渦の下に存在する反時計方向の副次的な弱い渦が実験に現れているが計算には現れていない。

Fig.4.7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違いに、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 $\beta = 18$ 度

Fig.4.8に船尾伴流分布を示す。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 $\beta = 18$ 度の伴流分布の

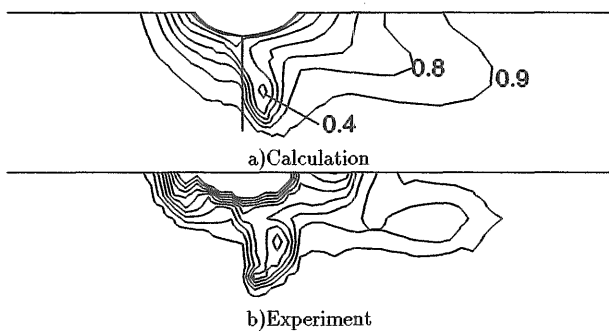


Fig.4.5 Wake distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221A)

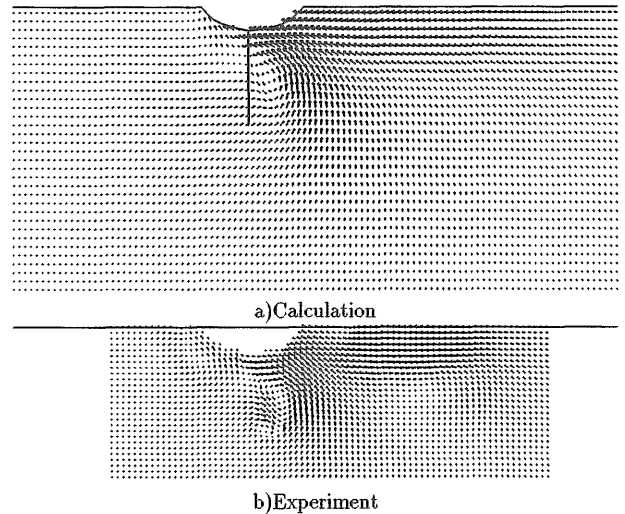


Fig.4.6 Velocity contour ($\beta = 9$ [deg.], SR221A)

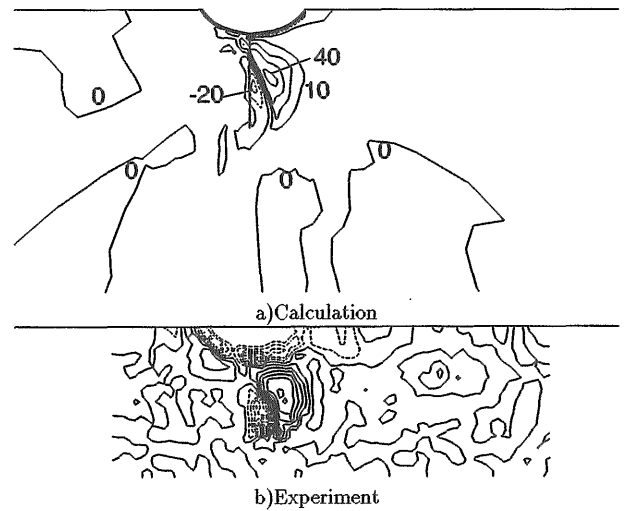


Fig.4.7 Vorticity distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221A)

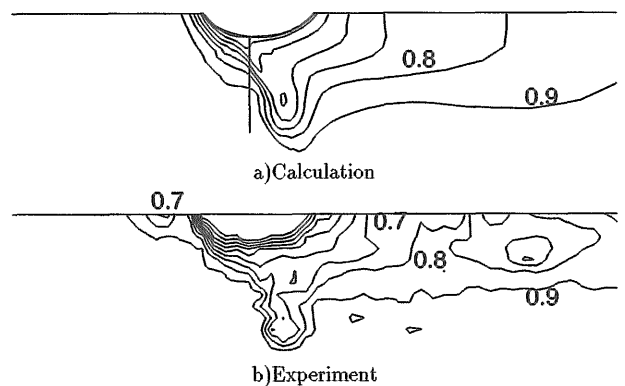


Fig.4.8 Wake distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221A)

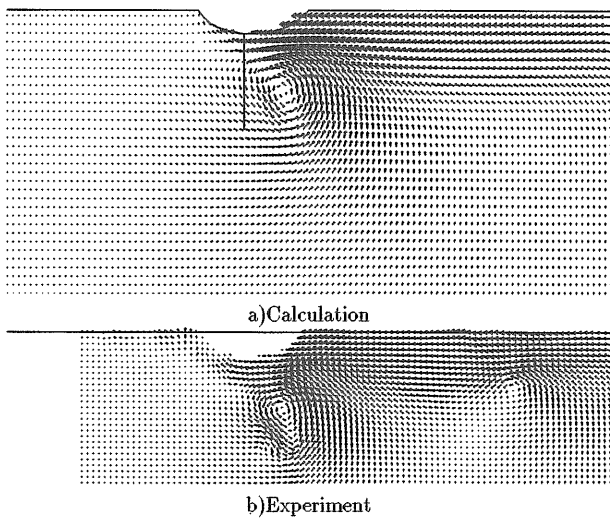


Fig.4.9 Velocity contour ($\beta = 18$ [deg.], SR221A)

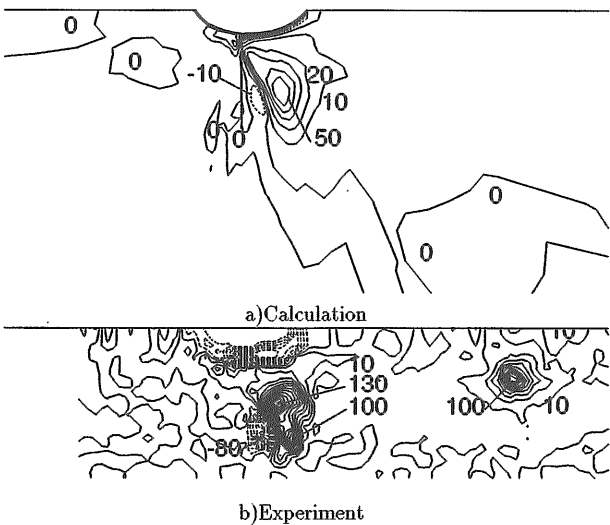


Fig.4.10 Vorticity distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221A)

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。

Fig.4.9に面内速度成分を示す。斜航角 $\beta = 9$ 度に比較して、水平方向成分が強くなっている。

Fig.4.10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 $\beta = 9$ 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 $\beta = 18$ 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 $\beta = 18$ 度の方が、斜航角 $\beta = 9$ 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

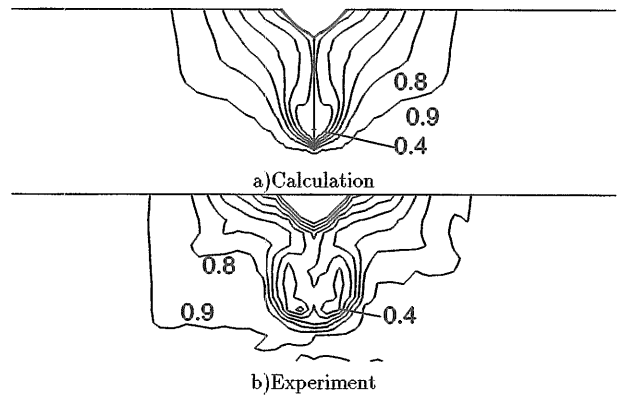


Fig.4.11 Wake distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221B)

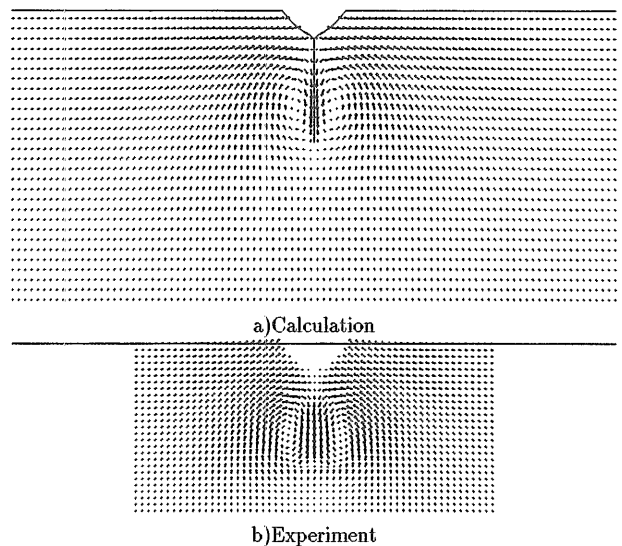


Fig.4.12 Velocity distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221B)

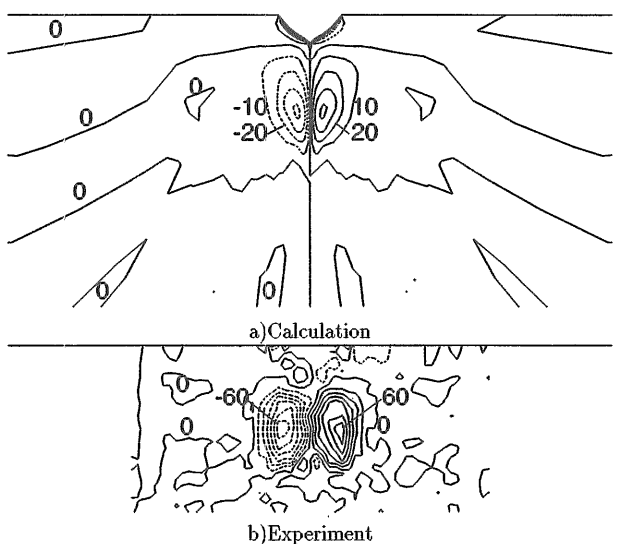


Fig.4.13 Vorticity distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221B)

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

斜航角 $\beta = 0$ 度

Fig.4.11 にB 船型の斜航角 $\beta = 0$ 度の伴流分布を示す。A 船型よりも縦渦が強く、伴流分布のくびれが大きい。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。

Fig.4.12 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。

Fig.4.13 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

Fig.4.14、Fig.4.15、Fig.4.16 に $\beta = 9$ 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はほぼ等しいが、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 $\beta = 9$ 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

Fig.4.17、Fig.4.18、Fig.4.19 に $\beta = 18$ 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)流場のまとめ

- 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

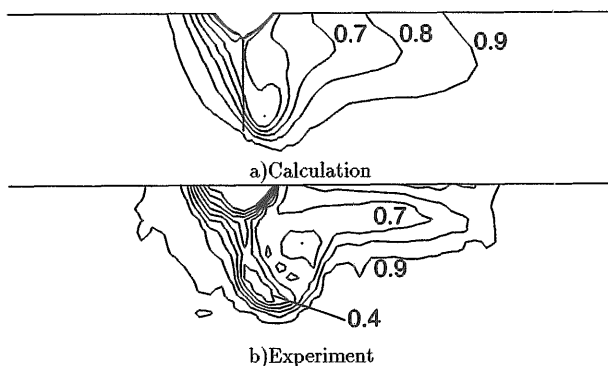


Fig.4.14 Wake distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221B)

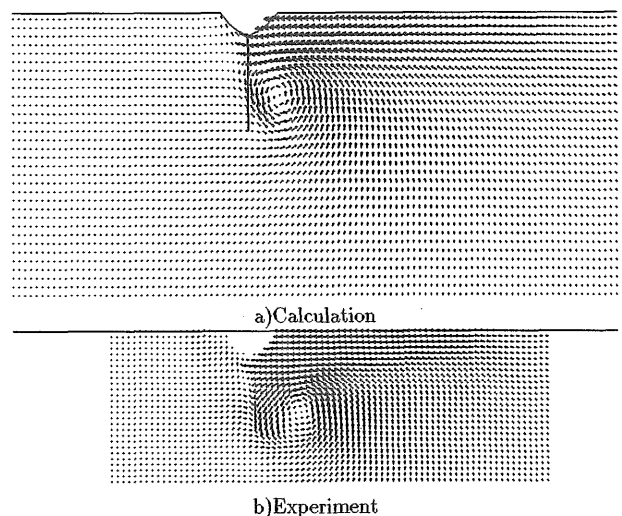


Fig.4.15 Velocity contour ($\beta = 9$ [deg.], SR221B)

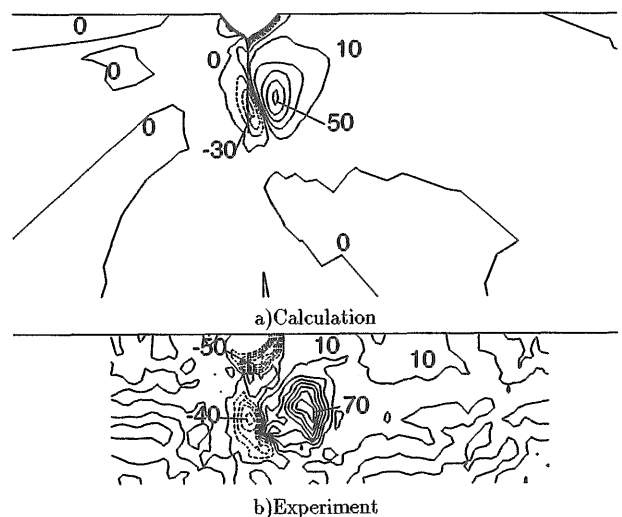


Fig.4.16 Vorticity distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221B)

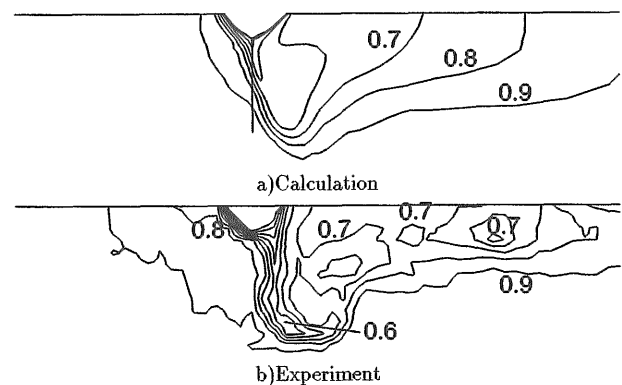


Fig.4.17 Wake distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221B)

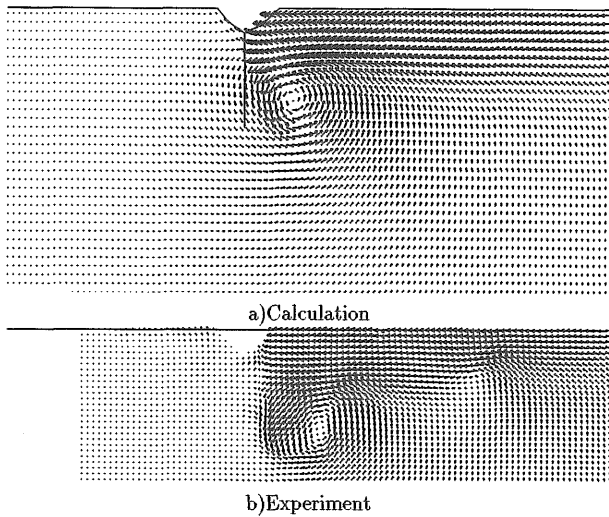


Fig.4.18 Velocity contour ($\beta = 18$ [deg.], SR221B)

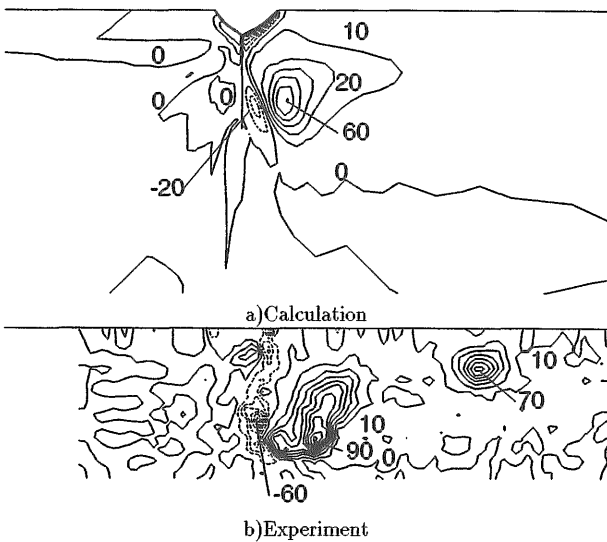


Fig.4.19 Vorticity distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221B)

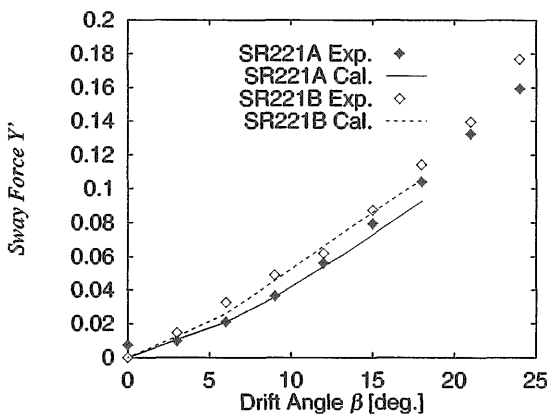


Fig.4.20 Sway Force Y'

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貫性が低い。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、伴流分布のくびれが大きい。
- 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。

(4)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。

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

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

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

$$\text{横力の着力点 } 1' = \frac{N'}{Y'}$$

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

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。実験値は大森 [5] から引用した。

Sway Force

Fig.4.20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、 $\beta = 18$ 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 $\beta = 6, 9$ 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。