

操縦運動時の船体まわりの流場に関する研究

運動性能部 野中 晃二、原口 富博、二村 正、上野 道雄、藤原 敏文
推進性能部 牧野 雅彦、児玉 良明
元運動性能部 吉野 良枝

Research on Flow Field around a Ship in Manoeuvring Motion

by

Koji NONAKA, Tomihiro HARAGUCHI, Tadashi NIMURA,
Michio UENO, Toshifumi FUJIWARA, Masahiko MAKINO,
Yoshiaki KODAMA, Yoshie YOSHINO

ABSTRACT

An accurate method of estimating ship manoeuvrability needs to be developed to accurately evaluate and improve the manoeuvrability of ships. In order to estimate manoeuvrability by a mathematical model, the hydrodynamic forces acting on a ship in manoeuvring motion need to be estimated, for which information on the flow field around a ship is needed.

In this research, we investigated the flow field around a ship and developed a method of estimating the hydrodynamic forces.

We measured the flow field at the ship stern in detail, since this information is particularly important for manoeuvrability. We collected data on the characteristics of the flow field around a ship and developed a method to estimate hydrodynamic forces acting on a ship in manoeuvring motion.

We studied two methods of estimating hydrodynamic forces. One is a simple, practical method that can be used at the initial design stage. We proposed an approximation method based on the slender body theory. The other is a precise method called CFD (Computational Fluid Dynamics) that can estimate flow field and hydrodynamic forces in detail. The CFD method is increasingly used in the study of ship resistance and propulsion. We used the CFD method to study oblique towing motion, and confirmed that the method can be used to estimate hydrodynamic forces acting on a ship in manoeuvring motion.

In addition to the above researches, we conducted free-running model tests of dry cargo ships to study the effect of loading conditions on manoeuvrability, and found that a change in draft affects the course stability.

The results of these studies will facilitate future research of ship manoeuvrability.

目次

1. 緒言	2
2. 斜航時流場の研究	2
2.1 概要	2
2.2 供試模型船及び実験内容	3
2.3 斜航船体まわりの流場の特徴	5
2.4 実験結果と考察	7
2.5 流体力計測結果	15
2.6 まとめ	17
参考文献	19
3. 操縦流体力推定法の研究 (その1.実用的推定法)	19
3.1 概要	19
3.2 流体力の推定式	21
3.3 流場の推定式	24
3.4 計算方法	30
3.5 計算結果と実験結果の比較	32
3.6 まとめ	42
参考文献	43
4. 操縦流体力推定法の研究 (その2.高精度推定法)	44
4.1 概要	44
4.2 定式化	44
4.3 NS計算	44
4.4 まとめ	51
参考文献	51
5. 載貨状態と操縦性能	51
5.1 概要	51
5.2 実験方法	51
5.3 実験結果と考察	52
5.4 まとめ	66
参考文献	66
6. 結言	66
6.1 研究成果	66
6.2 研究成果の活用方法と今後の課題	67
7. 発表論文リスト	68

1. 緒言

船舶の航行安全性の確保は、人命安全上、経済性上のみならず、タンカー事故等による海洋汚染、環境破壊を防ぐための海洋環境保護という面からも、社会的に強く要請されている。

海難事故の約半分ほどの割合を占め、かつ、重大事故につながる危険性の高い衝突・座礁事故を少なくするには、船舶の操縦性能の正確な把握と性能向上が重要であり、国際海事機関（IMO）における船舶の操縦性基準設定の動きも、この認識に立つものである。

船舶の操縦性能の正確な把握と性能向上のためには、操縦性能の精度良い推定技術の確立が必要となる。特に、設

計段階において操縦性能を推定し、操縦性基準を満足する船型にしなければならないという、IMOの操縦性基準への対応の必要性からも、船舶の操縦性能の精度良い推定技術の確立が世界的に強く要請されている。

船舶の操縦性能推定に必要な、船体に働く操縦流体力を推定するには、操縦運動時の船体まわりの流場の把握が必要となるが、精度良い流場モデルを構築出来るほど流場の把握は進んでなく、操縦性能推定に必要な操縦流体力を理論計算のみで推定できる段階にはなっていない。

船体に働く操縦流体力の推定においては、主船体に働く流体力の推定と、主船体・プロペラ・舵の間の相互干渉力の推定が重要な研究課題となっているが、本研究においては、主船体に働く操縦流体力に的を絞り、流場の把握および流体力推定の技術開発と精度向上のための基礎的研究を進めた。

流場把握については、3隻のVLCCの模型船を用いて、船体まわりの流場において、操縦性上重要な流場情報が最も集積している船尾付近の流場を、斜航状態について計測した。

操縦流体力の推定については、上述の流場資料等を参考に、取り扱いの比較的容易な渦層をもつ非粘性流体の仮定のもとに、操縦流体力推定のための流場モデルおよび計算手法の開発を進めるとともに、抵抗・推進分野で実用化が進みつつある数値流体力学の、操縦流体力推定への適用について検討を行った。

なお、実際の操縦性能推定の段階で問題となっている、載貨状態と操縦性能の関係についての資料を得るため、2隻の乾貨物船について、載貨状態の違いによる操縦性能の変化を調べるための自由航走模型試験を行った。

本報告においては、斜航時流場、操縦流体力についての実用的推定法と高精度推定法、及び、載貨状態と操縦性能に分けて、本研究の内容と成果を報告する。

2. 斜航時流場の研究

2.1 概要

船体に働く流体力の推定には、船体まわりの流場の把握が必要になるが、操縦流体力の推定においては、横力発生の主要因となる剥離渦流を含む船尾付近の流場の把握が特に重要となる。主要目は同じでも、船尾形状の違いにより大きく操縦性能が変化する例も報告されており、IMO操縦性暫定基準の施行とあいまって、フレームライン等の詳細な船体形状の影響も考慮出来る精度良い操縦流体力推定法の開発が急務となっている。そのためにも、操縦運動している船体まわりの流場の正しい把握が要求されている。

今回、操縦流体力推定法の開発に資する事を目的に、主要目がほぼ同じで船尾形状のみ異なる3隻のVLCC船型について、斜航時の船尾流場の5孔ピトー管による計測、

タフト法による船尾流場の観察、および船体に働く流体力計測を行い、斜航時の流場の特徴の把握、船尾形状と船尾流場、流体力との関係の把握を試みた。

流場計測では、二つの渦グループに代表される斜航時流場の特徴は、定性的には船型による大きな差は見られないものの、伴流分布、渦度分布の集中度、範囲、強さ等に船型により明確な差が現れた。流体力計測においても、横力、回頭モーメントそのものには大きな差はないものの、操縦性能に大きく影響する圧力中心に船型による明確な差が現れた。

本研究により得られた知見は、今後の操縦流体力推定法の開発に有効な資料となると考え、ここに報告する。

なお、Ship - A、B両船型については、大森他 [1] [2] により、斜航状態と定常旋回状態での船体表面圧力分布計測及び流場と流体力の推定計算が、又、牧野他 [3] により、斜航状態での流場と流体力の推定計算が報告されている。

2.2 供試模型船及び実験内容

2.2.1 供試模型船および実験状態

実験に使用した模型船の要目をTable2.1に、船体形状をFig.2.1に示す。Ship - A、C、Bの3船型は主要目がほぼ同じで、S.S.4より後方の船尾形状が異なっている。Ship - Aは、船尾部断面形状がV型と称されるもので、喫水線での船体幅が広く、船底幅が狭い船型である。逆に、Ship - BはU型と称されるもので、喫水線での船体幅が狭く、船底幅が広い船型である。Ship - Cはその中間型である。実験はすべて舵、プロペラなしの船体単独について行った。

行った実験は、斜航船体の5孔ピトー管による船尾流場計測、タフトによる船尾流場の可視化実験、斜航船体に働く流体力計測の3種類で、その実験内容をTable2.2に示す。可視化実験は、表面タフト法による船体後半部の表面流の可視化と、タフトグリッド法による船尾流場の可視化を行った。実験方法の詳細については後述する。

2.2.2 5孔管による流場計測の方法

流場計測は直径12mmの球形5孔ピトー管を用い、Fig.2.2に示すように、模型船の進行方向に垂直な断面を上下左右20mmの間隔で計測を行った。水圧は半導体圧力計により計測し、サンプリング周波数10HzでA/D変換して、5秒間の平均値を計算機に取り込んだ。計測断面はA.P.断面での計測を主体とした。Table2.2に示すように、Ship - A、Bについては、船尾付近での船体に沿った流場の変化を見るためS.S.1断面とA.P.断面で流場を計測したが、S.S.1断面では装置の都合上船体近くの流場は計測できなかった。Ship - Cについては、船体後方での流場の変化を見るため、A.P.断面とS.S.-2断面において流場計測を行った。水槽使用期間の制限のため一部計測できなかった状態

Table 2.1 Principal Particulars of Ship Models

	Ship-A	Ship-C	Ship-B
L _{pp} (m)	3.50	3.50	3.50
B (m)	0.634	0.634	0.634
d (m)	0.211	0.211	0.211
L/B	5.52	5.52	5.52
B/d	3.01	3.01	3.01
Disp. (m ³)	0.37706	0.37652	0.37581

(Model Scale = 1/91.43)

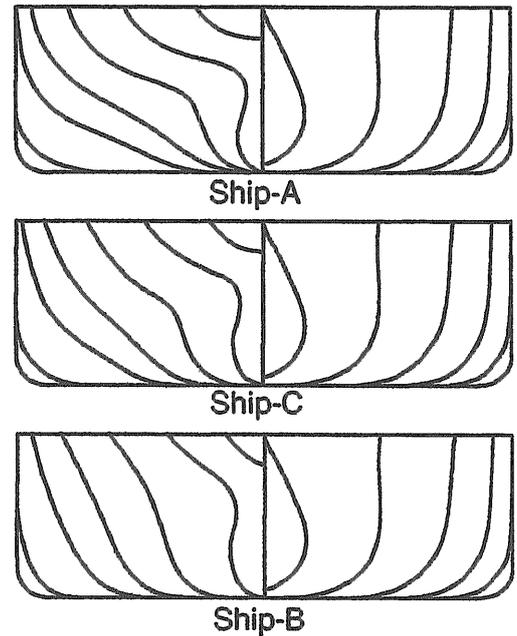


Fig.2.1 Body Plans

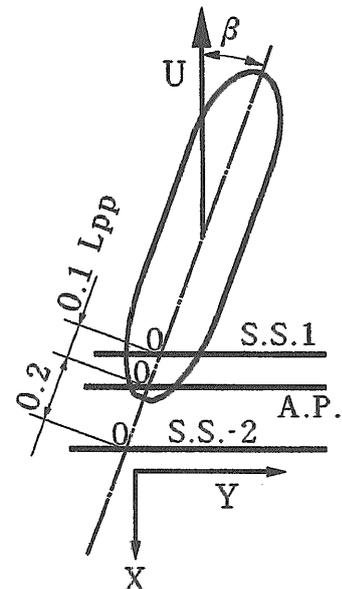


Fig.2.2 Cross Sections for Flow Field Measurements

Table 2.2 Experimental Conditions

Kind of Experiment	Wake Measurement	Flow Visualization		Measurement of Hydrodynamic Forces
Measurement Apparatus	5-Hole Pitot Tube	Tufts on Ship Surface	Tuft Grid	Force Gauge
Ship Speed	$U = 0.81\text{m/s}$ $Fn = 0.138$ $Rn = 2.4 \times 10^6$	$U = 0.43\text{m/s}$ $Fn = 0.073$ $Rn = 1.3 \times 10^6$	$U = 0.43\text{m/s}$ $Fn = 0.073$ $Rn = 1.3 \times 10^6$	$U = 0.81, 0.43\text{ m/s}$ $Fn = 0.138, 0.073$ $Rn = 2.4 \times 10^6, 1.3 \times 10^6$
Ship-A	A.P. $\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$ S.S.1 $\beta = 0^\circ, 9^\circ$	$\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$		$\beta = -24^\circ \sim +24^\circ$
Ship-C	A.P. $\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$ S.S.-2 $\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$		A.P. $\beta = 0^\circ, 4.5^\circ, 9^\circ, 13.5^\circ, 18^\circ$ S.S.-2 $\beta = 0^\circ, 4.5^\circ, 9^\circ, 13.5^\circ, 18^\circ$	$\beta = -24^\circ \sim +24^\circ$
Ship-B	A.P. $\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$ S.S.1 $\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$	$\beta = 0^\circ, 9^\circ, 18^\circ$		$\beta = -24^\circ \sim +24^\circ$

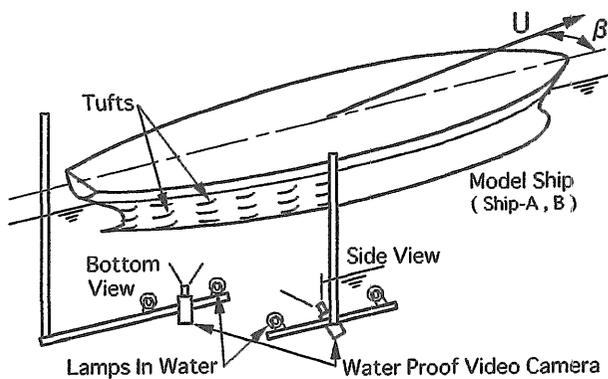
(β : Drift Angle)

Fig.2.3 Setup for Flow Visualization by Surface Tufts

があるが、各々の断面の斜航角 0° 、 9° 、 18° について計測した。船速は $U = 0.81\text{m/s}$ ($Fn = 0.138$, $Rn = 2.4 \times 10^6$ 、ただし代表的長さは船長とした。)の一状態である。

2.2.3 表面タフト法による可視化実験の方法

表面タフト法による可視化実験はShip - A、Bについて行った。実験配置図をFig.2.3に示す。

表面タフト法による可視化実験は船尾船体表面に絹糸をアルミテープで張り付け、水中ビデオカメラにより船側、船底のタフトの様子を観察した。また、撮影した画像から平均的なタフトの向きを読み取り、視角補正を行い後述する可視化図を作った。観察した斜航角はTable2.2に示すように、 $\beta = 0^\circ$ 、 9° 、 18° で、船速は $U = 0.43\text{m/s}$ の一状態である。

2.2.4 タフトグリッド法による可視化実験の方法

最近、タフト法の新しい手法として航空機や自動車の分野で蛍光ミニタフト法が用いられているが、この蛍光ミニタフト法は通常のタフト法に比べ鮮明な画像が得られている [4]。そこで、今回水中にもこの方法の適用を試みた。実験配置図をFig.2.4に示す。タフトグリッドを、5孔管による流場計測と同様に模型船の進行方向に垂直な断面に置

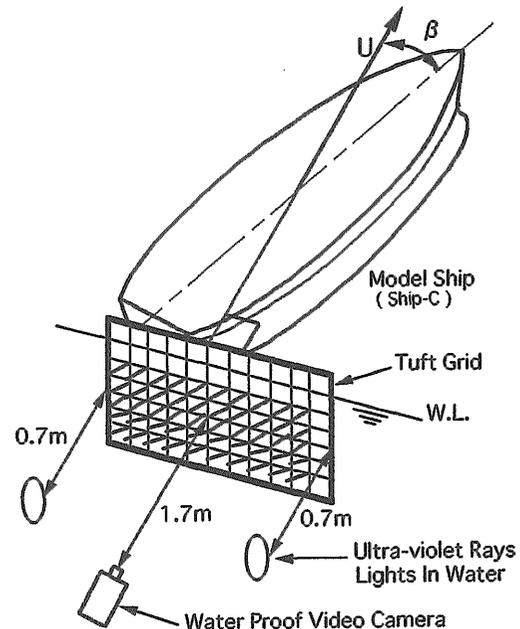


Fig.2.4 Setup for Flow Visualization by Taft Grid

き、その後方の水中ビデオカメラにより観察を行った。グリッド部は 0.7mm の釣糸製で、寸法は幅 400mm 、深さ 240mm 、格子点間隔 20mm である。タフトは、水中での紫外線の減衰が大きいことを考慮し、太さ 0.8mm 、長さ 50mm の蛍光染料で染色したナイロン製を使用した。比重は水よりも僅に重い。照明は水銀灯の外球に紫外線透過フィルターを使用した市販品で、 400W 2灯を水中に設置した。なお観察断面に比べタフトグリッドが小さいため、1航走ごとに模型を横方向に移動し、断面全体を観察した。Table2.2に示すようにタフトグリッド法による可視化実験はShip - Cについて行った。船速は $U = 0.43\text{m/s}$ の一状態、斜航角は $\beta = 0^\circ$ 、 4.5° 、 9° 、 13.5° 、 18° で、観察断面はA.P.断面と船体後方のS.S.-2断面であるが、A.P.断面については船体があるためA.P.断面より 140mm 後方の断面を観察している。

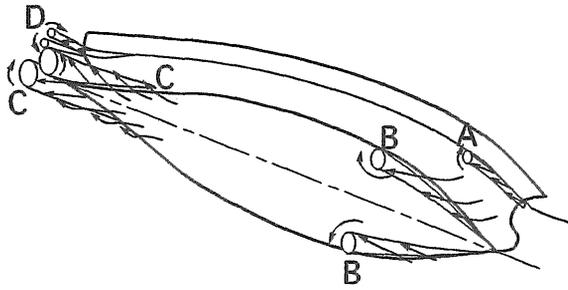


Fig.2.5 Separation Vortices under Straight Towing Condition

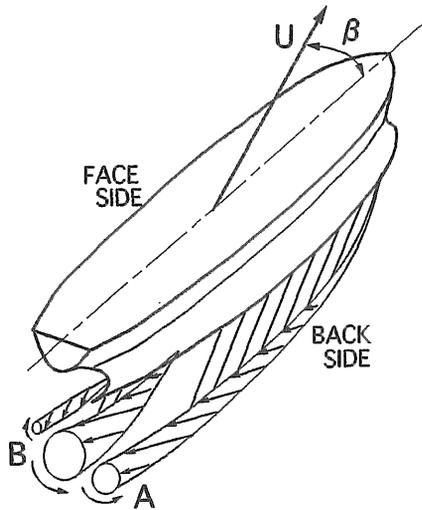


Fig.2.6 Separation Vortices under Obliquely Towing Condition

2.2.5 流体力計測の方法

斜航船体に働く流体力 (surge force, sway force, yaw moment) の計測は、pitch、heave、rollを自由にし、曳航点と模型の重心高さを一致させて計測した。船速は実船相当15kt ($U=0.81\text{m/s}$) と8kt ($U=0.43\text{m/s}$) の2種類で、斜航角は -24° から $+24^\circ$ の範囲で流体力及び姿勢変化を計測した。後述する流体力の計測結果はすべて船体固定座標系で、yawmomentはS.S.5まわりのモーメントである。

2.3 斜航船体まわりの流場の特徴

斜航船体まわりの流場に関しては、これまでいくつかの可視化実験や流場計測が行われ、おおよその構造が明らかとなってきた [5] ~ [10]。そこで計測結果について詳しく述べる前に、これまでの研究成果と今回行ったタフトグリッド法による可視化結果及び流場計測結果により、斜航状態の肥大船まわりの流場の特徴について述べる。

2.3.1 直進状態の肥大船まわりの流場

直進状態の肥大船には多くの剥離渦が発生している。それらの主なものを模式的にFig.2.5に示す [10]。船首では、船首水面付近の首飾り渦 (A) と、船首船底の船首ビルジ渦 (B) がある。船尾では、船底ビルジ部の船尾縦渦あるいは船尾ビルジ渦と呼ばれる渦 (C) と、水面付近の跳水渦 (D) 等がある。この他にもビルジキールでの剥離やパブル型の剥離なども観察されている。これらの剥離渦のう

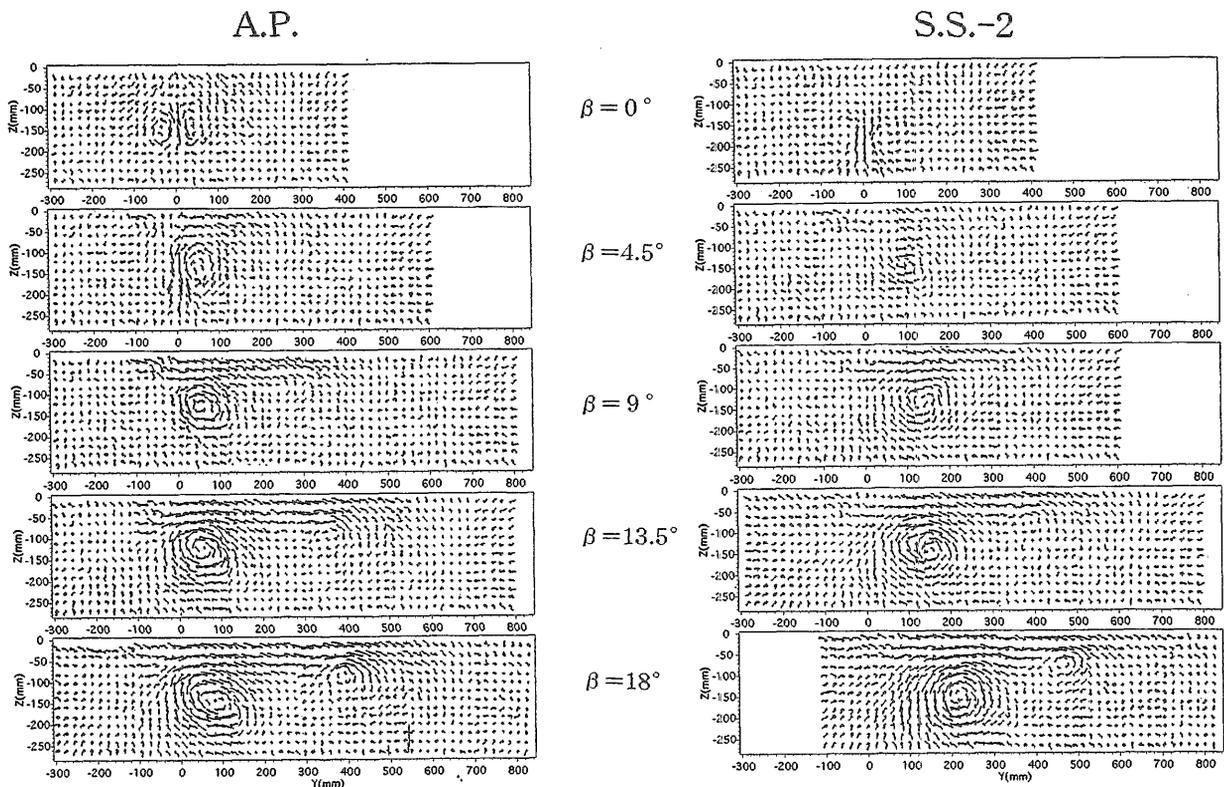


Fig.2.7 Visualized Cross Flow Pattern (Ship-C)

ち、直進状態の船尾で流場を観察した場合に明瞭に認められるものは船尾縦渦 (C) である。

2.3.2 斜航状態の肥大船まわりの流場

前述のような流場を持つ肥大船が斜航した場合、その流場は更に複雑であるが、ここでは横力発生的主要因素と考えられる主な剥離渦を模式的に Fig.2.6 に示す。肥大船が斜航した場合の流場の特徴は、船体前半部から発生する剥離渦 (A) (以下、船首渦と呼ぶ) と、船尾縦渦を含む渦グループ (B) (以下、船尾渦と呼ぶ) の二つの渦 (グループ) の存在である。著者らのこれまでの研究 [8] によれば、斜航角 β がある程度大きい状態においては、船首渦 (A) は船体前半部の船底肩部ビルジ部から発生し、船体平行部ビルジ部の剥離流を巻き込んで行く集中度の強い渦で、その経路は、少しずつ上昇しながらおおそ船体中心面に沿って流れる。船尾渦 (B) は船尾縦渦が斜航角により変化したもので、斜航角の増加とともに Face 側の船尾縦渦が弱くなり、Back 側の船尾縦渦が強くなる。船尾渦は船首渦に比べ広い範囲をゆっくりと巻き込みながら流れる。

Fig.2.7 に今回行った中間的な船型である Ship - C のタフトグリッド法による可視化結果を示す。左側が A.P. 断面、右側が船体後方の S.S. - 2 断面の流場の様子で、 $Y=0$ が船体中心面位置である。ここに示した観測結果は、ある一瞬の画像をつなぎ合わせたものであり、視角補正も行っていない。また、流れにはゆらぎがあるため必ずしも平均的な流場を表わしていない部分もあるが、定性的には以下のような様子が読みとれる。直進状態の A.P. 断面では、一对の船尾縦渦が確認できるが、斜航角が大きくなるに従い、Face 側 (左舷) の渦が弱くなり、Back 側 (右舷) の渦が強くなる。断面間の流場を比較すると、直進状態の A.P. 断面に見られる一对の船尾縦渦は、S.S. - 2 断面では互いに相殺され減衰する。斜航状態の船尾渦は、斜航角の小さいうちは互いに相殺され減衰するが、斜航角が大きくなると相殺量は小さく、残った部分はほぼそのままの強さで後方へ流れている。このような流場の様子は、5孔管計測によりもっと定量的にとらえることができるが、タフトグリッド法による可視化実験は簡単なため、大まかな流れの様子をつかむには便利な方法である。

次に、後述する 5孔管計測から求めた船首渦、船尾渦 (グループ) 各々の渦度の中心位置から、渦の流れる経路について述べる。中間的な船型である Ship - C の船首渦、船尾渦各々の渦度の中心位置を Fig.2.8、2.9 に示す。計測は A.P. 断面と S.S. - 2 断面についてしか行っていないため船体付近の情報はないが、船体後方においては以下のことが言える。斜航角が 9° 、 18° の状態とも船首渦は上昇しながらおおそ船体中心面と平行に流れ、船尾渦は船首渦ほど上昇せず、船体中心面から離れる傾向にある。参考のため、計測範囲すべての渦度の中心位置を Fig.2.10、2.11 に示す。

以上のように、今回実験に供した模型船についても、横

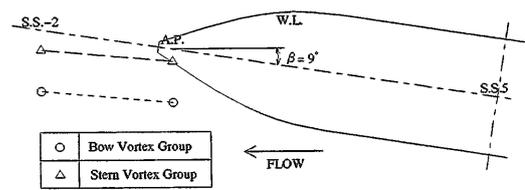


Fig.2.8 Trajectory of Bow and Stern Vortices (Ship-C, $\beta = 9^\circ$)

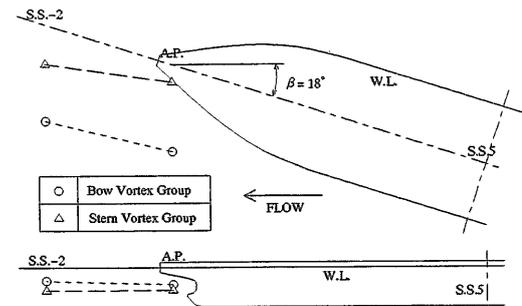


Fig.2.9 Trajectory of Bow and Stern Vortices (Ship-C, $\beta = 18^\circ$)

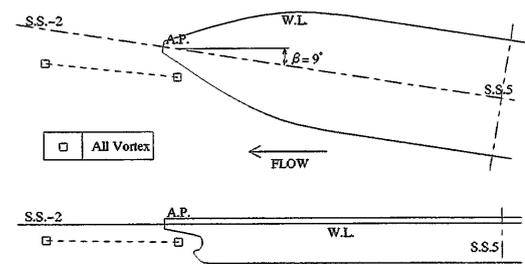


Fig.2.10 Trajectory of Center of Vorticity (Ship-C, $\beta = 9^\circ$)

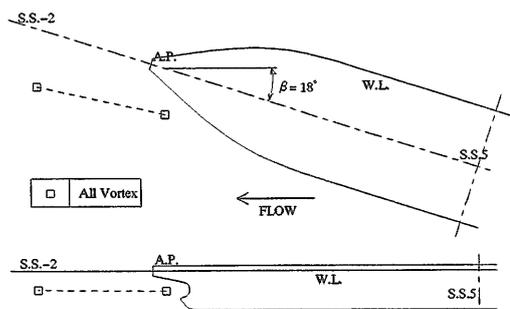


Fig.2.11 Trajectory of Center of Vorticity (Ship-C, $\beta = 18^\circ$)

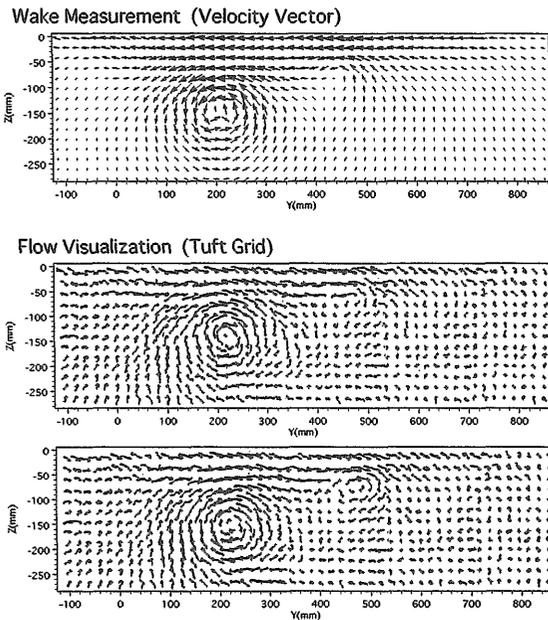


Fig.2.12 Flow Field Measurement and Flow Visualization by Tuft Grid
(Ship - C, $\beta = 18^\circ$, S.S. - 2)

力発生の主要因と考えられる船体前半部から剥離した船首渦と船尾縦渦を主体とする船尾渦という、二つの渦グループに代表される斜航時の流場の特徴、渦強さの変化の傾向、渦の流れる経路など、定性的には著者らのこれまでの研究成果と同じであると言える。

2.3.3 流場のゆらぎと5孔間による流場計測

Fig.2.12にShip - C, $\beta = 18^\circ$, S.S. - 2断面の5孔管により計測した断面内速度ベクトルとタフトグリッド法により撮影したビデオ画像の出力2画面を示す。定性的には速度ベクトルとタフトの様子が良く似ているが、タフトグリッド法の結果を比べると、画像の取り込み時間が違うだけで、タフトの向きや渦の中心位置が移動している。ビデオ観察によれば、斜航角や計測断面によらず、どの状態においても渦の中心付近で周期の短い流場のゆらぎが観察されるが、渦の中心付近以外の流れは安定している。5孔管による流場計測は一点につき5秒間の圧力の平均値から求めた流場で、ゆらぎの周期はこの計測時間に比べると短い周期ではあるが、特に渦中心での圧力計の変動が大きいこと、規則的な圧力変動ではないことから、渦の中心付近の細部構造までは計測できていないと考えられる。例えば、Fig.2.12に示す5孔管により計測した断面内速度ベクトルの、 $Y = 200\text{mm}$ 、船尾渦中心付近のベクトルの向きの不自然さなど、流場のゆらぎによる影響であると考えられ、後述する5孔管による流場計測結果を見る場合には注意を要する。しかし、渦の中心付近以外の流れは安定していることから、渦中心以外については平均的な流場として計測できていると考えている。

2.4 実験結果と考察

2.4.1 5孔管による流場計測

2.3章で斜航船体まわりの流場の定性的な傾向について述べたが、以下では、斜航にともなう流場の変化や、計測断面間の流場の変化、船型の違いによる流場について、5孔管による定量的な計測結果を基に検討を加える。

5孔管による流場計測結果は、伴流分布、渦度分布、速度ベクトルとして表した。ただし、伴流分布といっても船体の長さ方向の速度成分ではなく、計測断面に垂直方向、即ち船体の進行方向の速度成分の分布であり、渦度分布も同様に計測断面内の渦成分の分布である。Ship - A, C, Bの、A.P.断面での伴流分布をFig.2.13に、渦度分布をFig.2.14に、速度ベクトルをFig.2.15に示す。なお、実際の計測はここに示す図よりも横方向に広い範囲について計測を行い、少なくともここに示す計測範囲よりも横には剥離渦が無い事を確認している。

2.4.1.1 直進状態の流場

直進状態における計測結果の左右対称性は、実験精度の評価の一つの目安となる。Fig.2.13の伴流分布の直進状態($\beta = 0^\circ$)を見ると、Ship - A, C, Bともほぼ左右対称な流れとなっている。Fig.2.14の渦度分布の直進状態($\beta = 0^\circ$)では、一対の船尾縦渦が特徴的であり、水面付近にも小さな渦領域が存在するが、どの船型もほぼ左右対称な渦度分布となっている。また、後述する3分力計測結果と渦度分布から推定した横力も比較的良好一致を示しており、本実験の誤差は、本研究目的に対し許容範囲内にあると見てよいであろう。

2.4.1.2 斜航角による流場の変化

直進状態におけるA.P.断面での流場は船型によらずほぼ左右対称な流れであったが、斜航角がついた場合、船型によらず以下のような流場の変化が見られる。

Fig.2.13の伴流分布では、直進で左右対称な流れは、右に 9° 斜航角がつくとプロペラ付近の伴流分布が右へ移ったような形になるとともに、右舷側に船体前半部で剥離した船首渦に対応する伴流が現れる。更に斜航角が右へ 18° となると、船首渦に対応する伴流は更に大きく強くなるが、プロペラ付近の右へ移動した伴流は少し弱くなっている。

Fig.2.14の渦度分布では、直進状態での一対の船尾縦渦は、右に斜航角がつくと、右舷側船尾縦渦が右に移動し大きくなるとともに、左舷側の船尾縦渦が右舷側縦渦の中へ小さくなってめり込むような形になる。また、右舷側には船体前半部で剥離した船首渦が現れる。斜航角が大きくなると、右舷船尾縦渦と船首渦は強さと大きさを増してゆく。

Fig.2.15の速度ベクトル分布で見ると、船首渦と船尾縦渦を主体とする船尾渦という、二つの渦グループに代表される斜航時の流場の特徴が良くわかる。

2.4.1.3 船型による流場の変化

前述のように、斜航中の船体まわりの流場は、どの船型

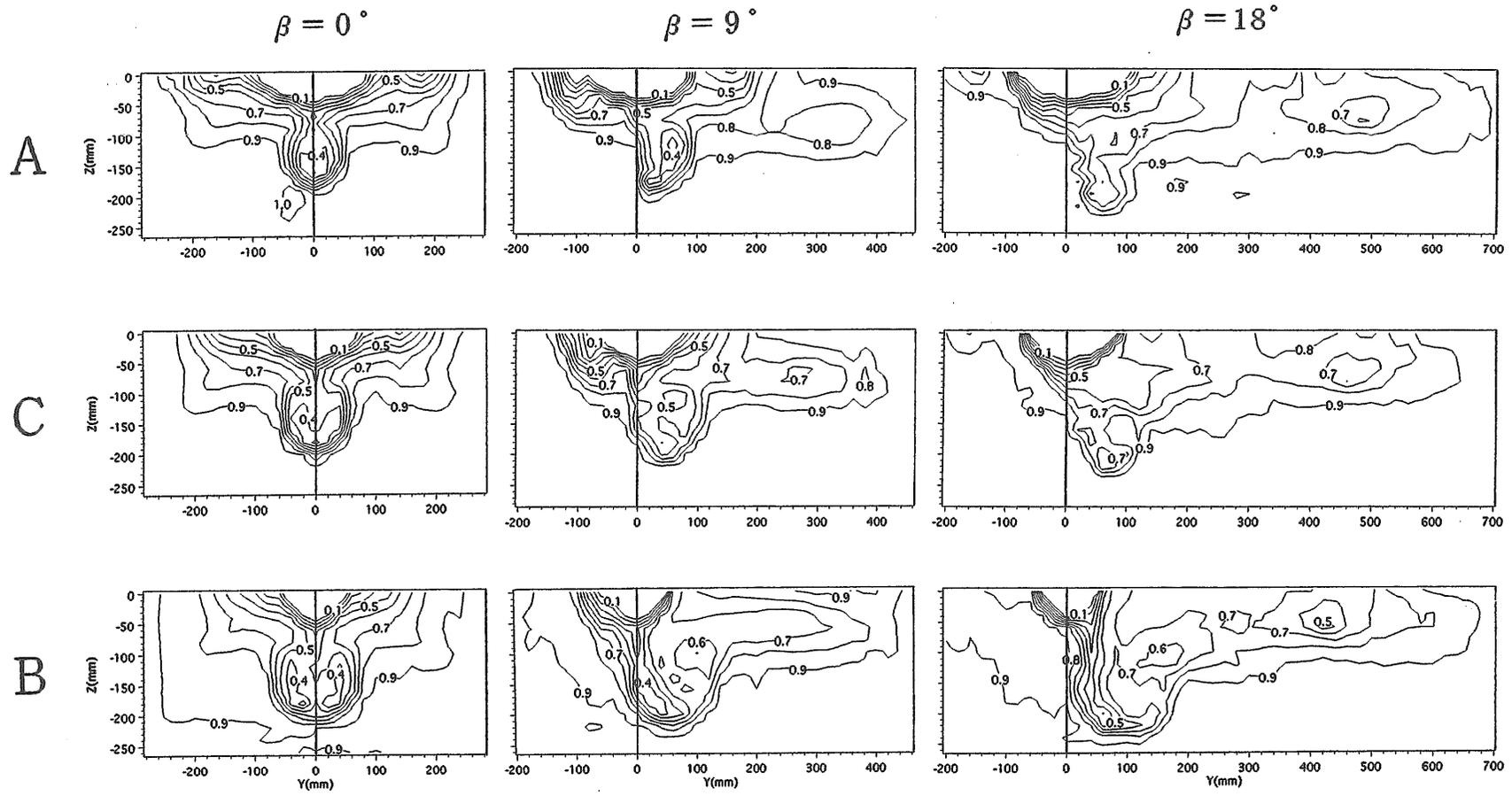


Fig.2.13 Wake Distribution (A.P)

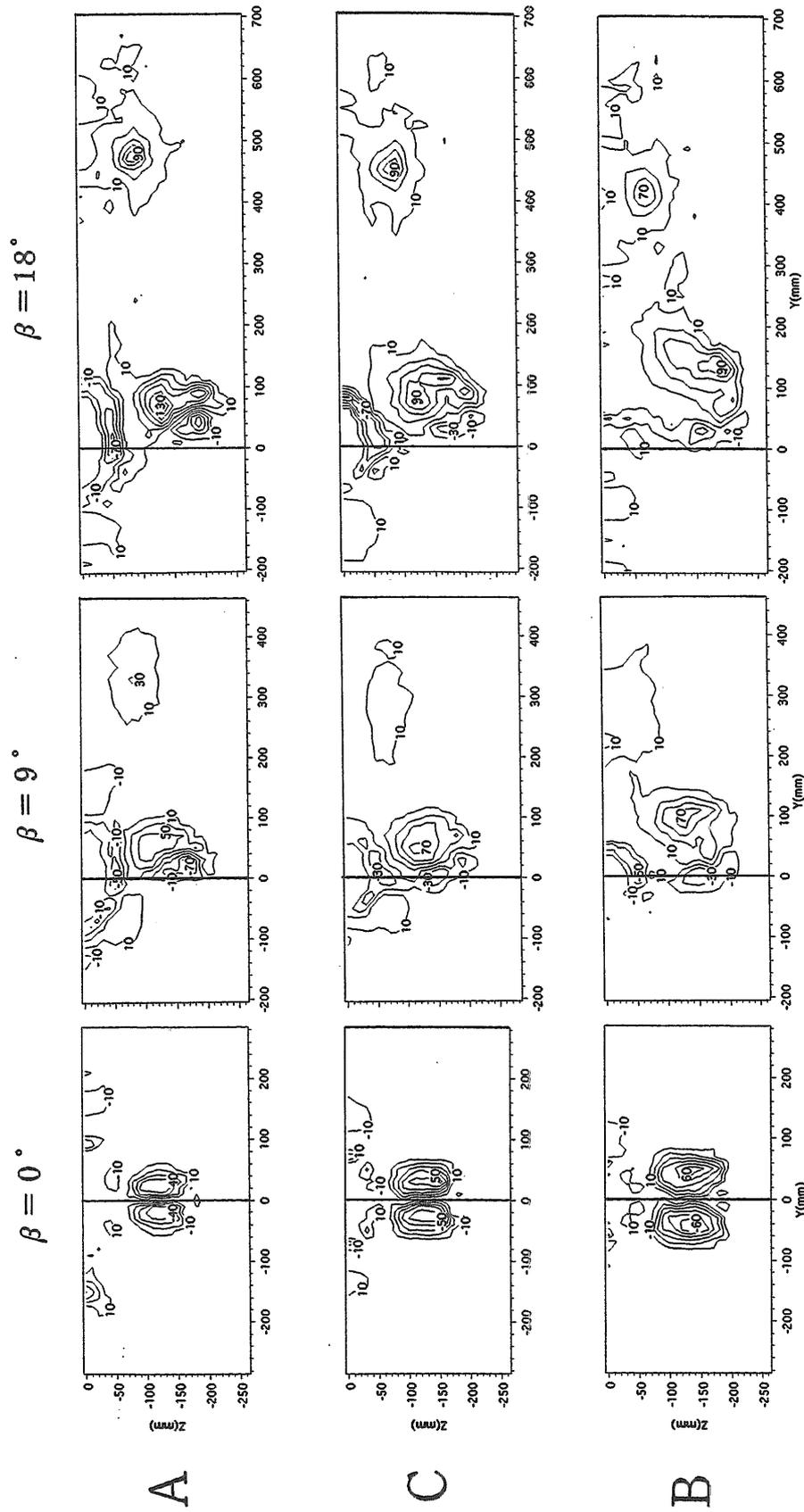


Fig.2.14 Vorticity Distribution (A.P)

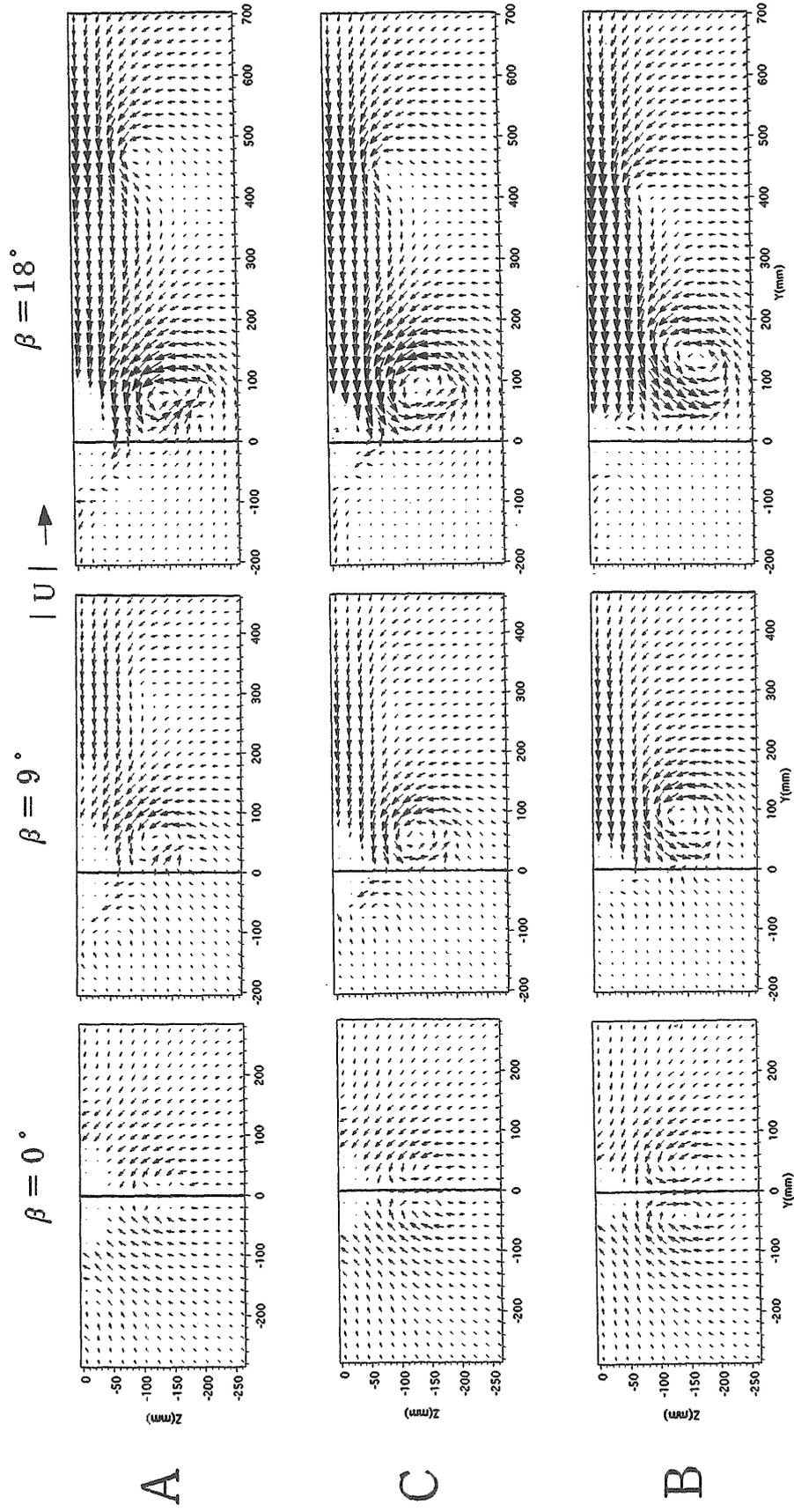


Fig.2.15 Velocity Vector (A.P)

においても定性的には著者らのこれまでの研究結果と同じである。しかし、V型船尾のShip - Aと、中間型船尾のShip - Cと、U型船尾のShip - Bには、船型に対応した以下に示すような流場の明確な差が見られる。

船型による伴流分布 (Fig.2.13) の相違を見ると、直進状態では、Ship - A、Ship - C、Ship - Bへと移るにつれて伴流の範囲は広くなると共に、プロペラ円付近での伴流分布のピークがShip - Aでは中央に一つだったのが、Ship - Cでは左右に二つに分かれだし、Ship - Bでは強い船尾縦渦に対応した二つに分かれた分布となっている。

右へ斜航角がつくと、伴流分布は右よりとなり、かつ、前方からの船首渦に対応する伴流域が現れるが、斜航状態においても伴流域の広がり直進時と同様にShip - Bが最も大きい。

船型による渦度分布 (Fig.2.14) の相違を見ると、直進状態では、一対の強い船尾縦渦と水面付近に一対の弱い逆渦があり、船尾縦渦はShip - A、Ship - C、Ship - Bとなるにつれて強くかつ範囲も広がる。一方、水面付近の逆渦は、Ship - A、Ship - C、Ship - Bとなるにつれて船体形状に対応して幅が狭くなると共に強さも弱くなっている。

斜航状態になると、船尾渦に加えて前方からの船首渦が出てくるが、Ship - Aは渦度の集中が強く、Ship - Bは相対的に集中が弱く範囲は広がっており、Ship - Cはその中間にある。船尾渦の中心は、Ship - A、Ship - C、Ship - Bとなるにつれて船体より遠くへ離れ、船首渦の中心は、Ship - A、Ship - C、Ship - Bとなるにつれて船体へ近づいている。

この渦度分布の船型による変化は、速度ベクトル (Fig.2.15) から明瞭に読みとれる。

2.4.1.4 計測断面間の流場の変化

Ship - A、B両船型についてはS.S.1断面においてもBack側 (右舷) のみ、5孔管による計測を行った。ただし装置の都合上船体近くは計測できなかったため、A.P.断面に比べて情報ははるかに少ないが、わかる範囲でS.S.1断面からA.P.断面 (Fig.2.13、2.14、2.15) への流場の変化を見てみる。Ship - A、Bの、S.S.1断面での伴流分布をFig.2.16に、渦度分布をFig.2.17に、速度ベクトルをFig.2.18に示す。

Ship - Aについては、斜航状態は9°だけしかデータはないが、船首渦はShip - A、Bの両船型とも、船体中心からの横方向の位置は、A.P.断面とあまり変わっておらず、ほぼ船体に沿ってわずかに上昇しながら流れている。なお、Ship - Bの斜航角18°の船首渦はS.S.1断面に比べA.P.断面で渦度のピークが下がっているため少し拡散しているようである。船尾渦については、Ship - AではS.S.1断面の計測範囲内でははっきりしなが、Ship - Bでその一部が計測範囲内に現れているようである。

Ship - Cについては、船体後方のS.S. - 2断面においてA.P.断面と同様の計測を行い、船体後方での流場の変化の様子を調べた。Ship - Cの、S.S. - 2断面での伴流分布、渦度分布、速度ベクトルをFig.2.19に示す。以下にA.P.断面

(Fig.2.13、2.14、2.15) からの流場の変化の様子を述べる。

伴流分布で見ると、S.S. - 2断面では流れはかなり回復しているが、斜航により生じた剥離渦に対応する伴流の回復は遅い。

渦度分布で見ると、直進状態では、一対の船尾縦渦は相殺し急速に減衰している。斜航状態になると、船尾縦渦は弱い渦を吸収して一つの船尾渦領域を形成している。船首渦、船尾渦ともA.P.断面 (Fig.2.14) に比べ渦度の最大値が変化しているため、渦の強さが変わっているように感じられるが、後述の2.4.3の循環の値で見ると渦の強さに大きな差はない。また、2.3.2でも述べたが、斜航状態での渦中心は、船尾渦はA.P.断面から後方では船体中心面から主流方向へ離れてゆくが、前方からの剥離渦は船体中心面に沿う方向に流れている。

2.4.2 表面タフト法による流場観測

Ship - A、B両船型については、船体表面にタフトをはり船体表面流の観測を行った。Fig.2.20にShip - A、Fig.2.21にShip - Bの観測結果を示す。

Ship - A、B両船型の船体表面流れを見ると、直進状態では、船底をほぼ平行に流れてきた流れは、船尾ビルジ部をまわって船側へかけ上ってゆくが、船底から船側へまき上がるころのタフトの示す流向の変化が船尾縦渦の発生を示している。

斜航状態になると、斜航角が大きいほど、上流側船側では船底から船側へかけ上る流れの剥離がおさえられ、船側での下向き流れの成分は小さくなる。一方、下流側では船底から船側へかけ上る流れが強くなり、船尾ビルジ部をまわったところでの流向の変化が大きくなり、強い船尾縦渦の発生を示しており、これに対応して下流側船側の下向き流れも強くなっている。

Ship - AとShip - Bとの流れの相違を見ると、直進状態では船尾S.S.1より後方の船側での流れは、Ship - Aでは喫水の約半分より下部で下向き流れになっているのに対し、Ship - Bではかなり上部から下向き流れを生じており、船尾縦渦の影響がShip - Aに比べて広い範囲に及んでいることを示している。

斜航状態においても、下流側船側ではShip - Bの方が下向き流れの範囲が大きく、船尾渦が下方に強く集中しているShip - Aと、船尾渦が比較的広い範囲に広がっているShip - Bという、渦度の分布状況、集中度の違いを反映している。

全体的には、Ship - BがShip - Aに比べて、船体表面に沿っての流れの変化はゆるやかである。なお、斜航状態では、幅広船底のShip - Bに比べ、Ship - Aでは細い船底を横切る強いcrossflow成分が見られ、これが強い集中渦を作っている原因の一つと考えられる。

2.4.3 循環からみた流場

以上、船体まわりの流場の様子について述べてきたが、

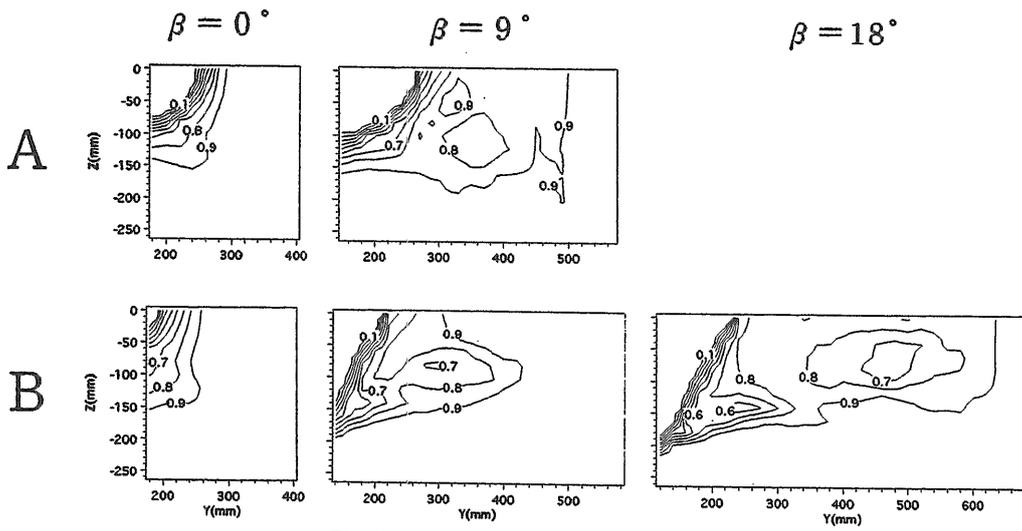


Fig.2.16 Wake Distribution (S.S.1)

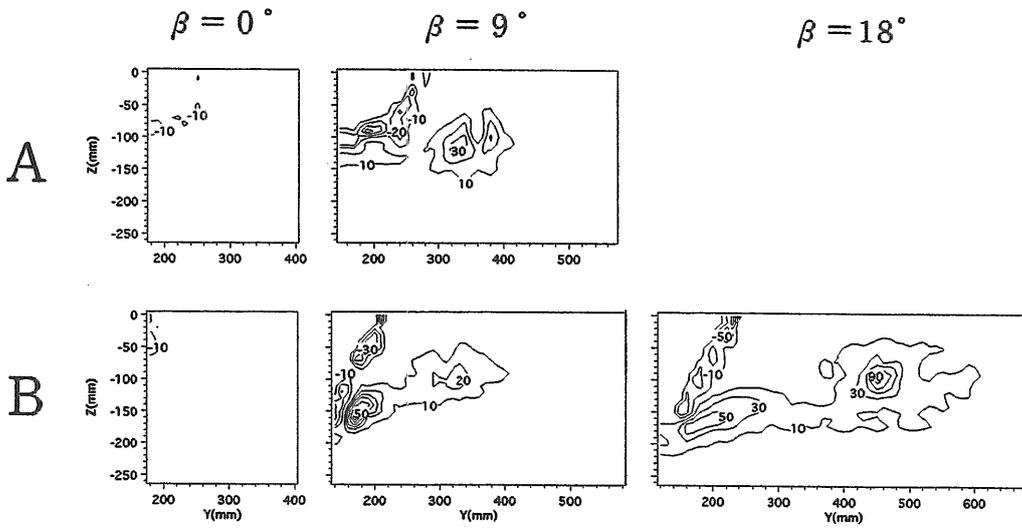


Fig.2.17 Vorticity Distribution (S.S.1)

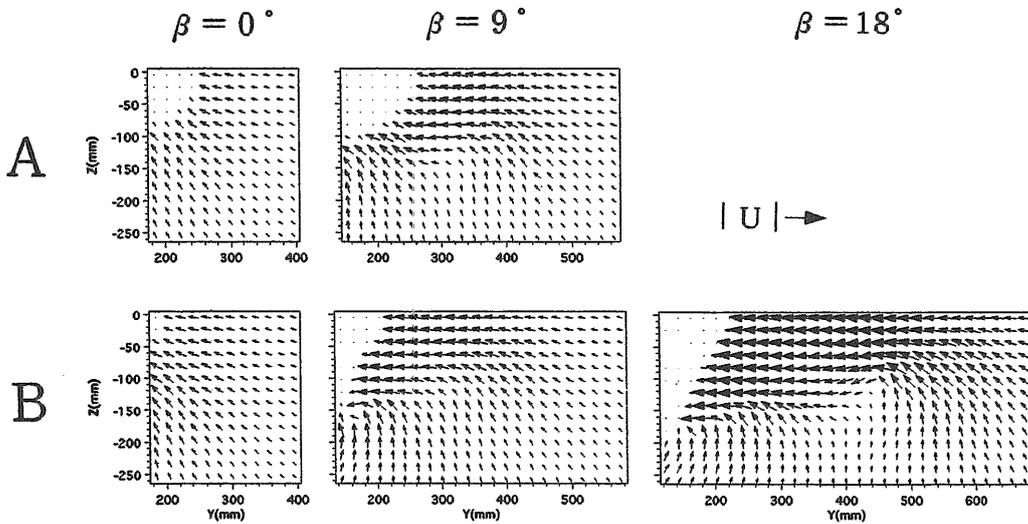
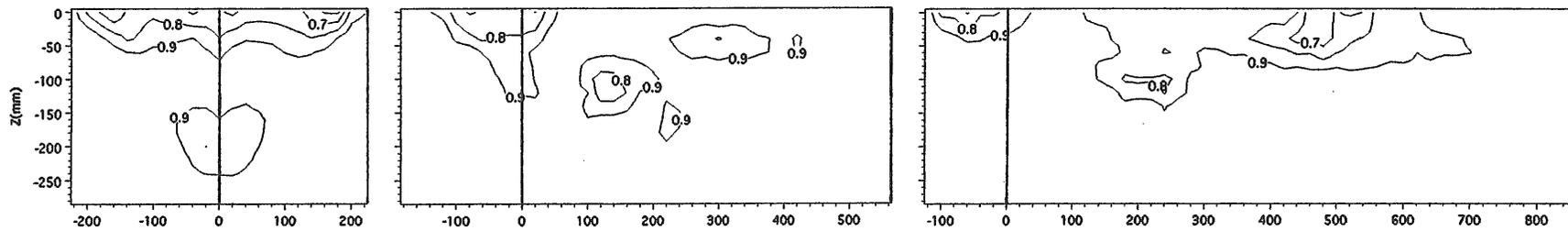
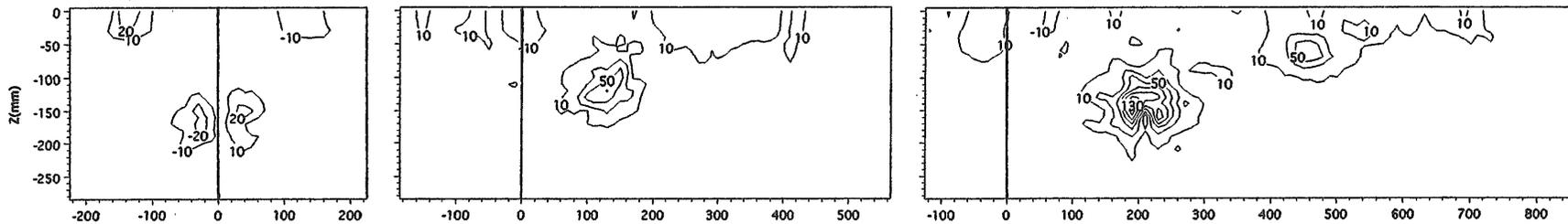


Fig.2.18 Velocity Vector (S.S.1)

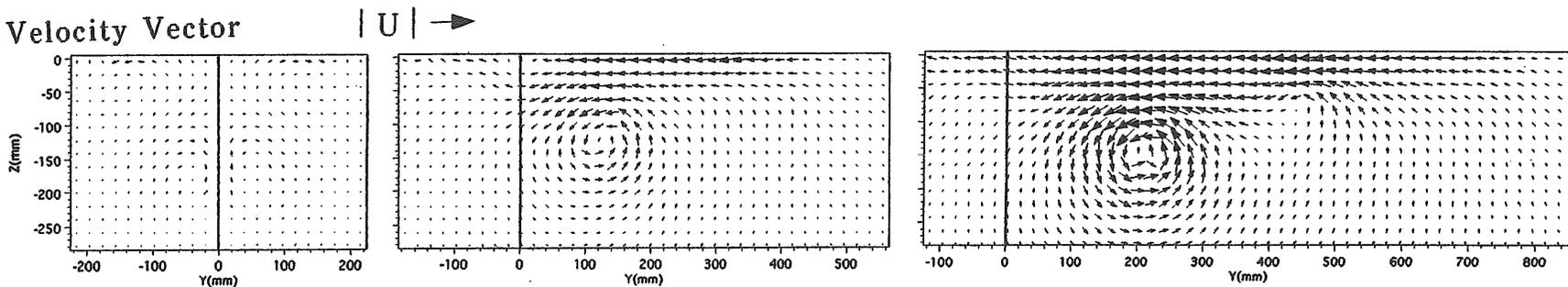
Wake Distribution



Vorticity Distribution



Velocity Vector



$\beta = 0^\circ$

$\beta = 9^\circ$

$\beta = 18^\circ$

Fig.2.19 Flow Field at S.S.-2 (Ship-C)

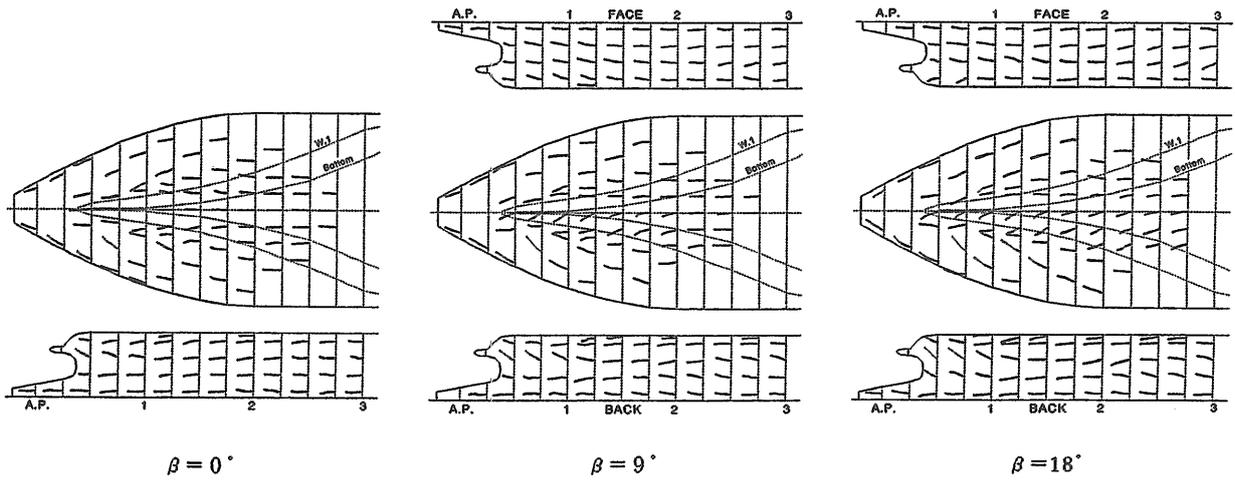


Fig.2.20 Surface Streamlines (Ship-A)

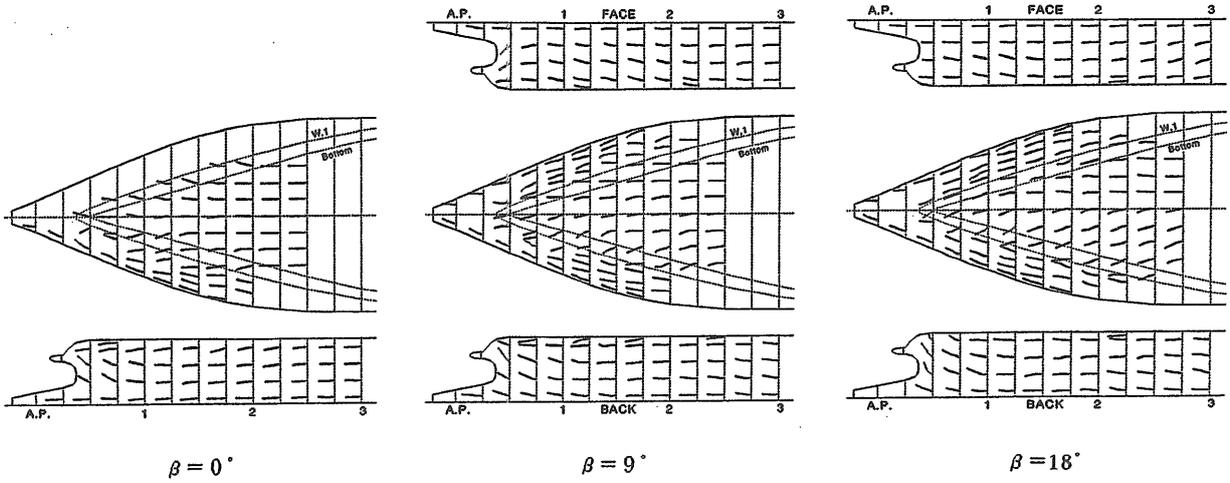


Fig.2.21 Surface Streamlines (Ship-B)

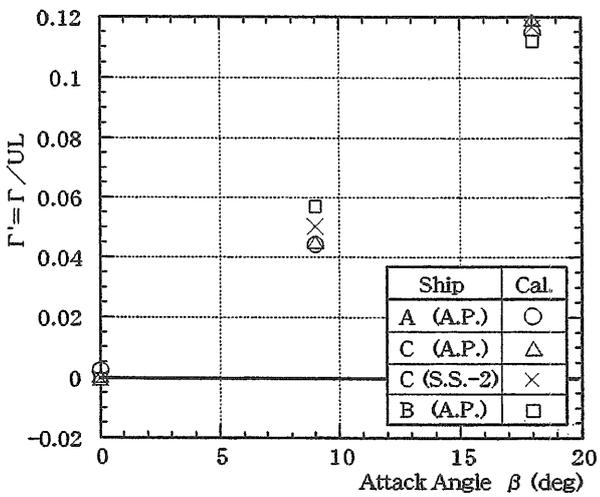


Fig.2.22 Circulation of Trailing Vortex

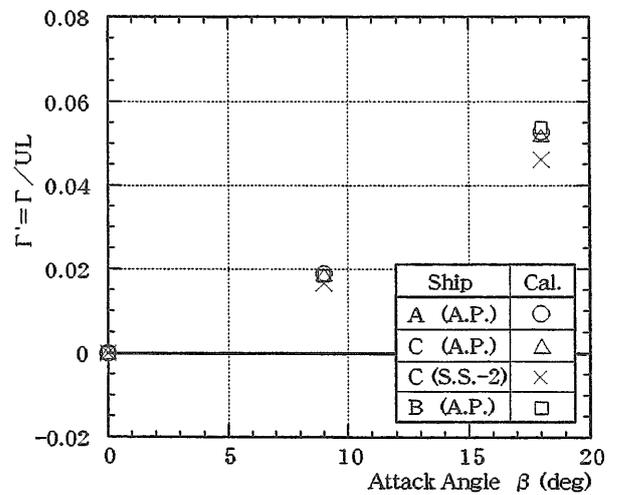


Fig.2.23 Circulation of Bow Vortex Group

ここでは船型等の影響について定量的に検討を行う。

ここに示す結果は、Ship - A、C、BのA.P.断面と、Ship - CのS.S.-2断面の5孔管による計測値から求めた値である。Fig.2.22に計測範囲内の模型船進行方向の全渦成分の循環を示す。また、計測範囲内を船首渦範囲と船尾渦範囲に分割して求めた、船首渦成分の循環をFig.2.23に、船尾渦成分の循環をFig.2.24に示す。Fig.2.25に全渦成分の上下方向の中心位置 Z_0 を示す。

Fig.2.22の全渦成分の循環について見る。A.P.断面での循環を比較すると、Ship - Bが $\beta = 9^\circ$ で少し他より大きめに出ているが、他は大体同じ程度の値である。

船首渦と船尾渦に分けて循環をみると、船首渦による循環 (Fig.2.23) には3船型の間には殆ど差は見られず、船尾渦による循環 (Fig.2.24) に船型による差が出ており、同じ前方船体形状、異なる船尾形状を反映しているものと考えられる。

船体後方で、渦度分布または循環と渦度分布の上下方向中心位置 Z_0 (Fig.2.25) がわかれば、船体に働く横力 Y' は細長体理論における第一次近似で次のように表せる。

$$Y' = 2Y / \rho L d U^2 \cong 2 \rho U \iint \gamma Z dS / \rho L d U^2 = \frac{2\Gamma Z_0}{UL d}$$

但し、 U は船速、 L は船長、 d は喫水、 γ は渦度、 Γ は全循環を表す。

上式を用いてA.P.およびS.S.-2断面の渦度分布より求めた横力を、後述する3分力計測結果と合わせてFig.2.26にCal.としてプロットして示す。渦度分布より求めた横力は、3分力計測値に近い値となっており、5孔管による流場計測が比較的精度良く行われた事を示している。

2.5 流体力計測結果

流体力計測はpitch、heave、rollを自由にし、流体力及び姿勢変化を計測した。船速は $U = 0.81\text{m/s}$ ($Fn = 0.138$)と $U = 0.43\text{m/s}$ ($Fn = 0.073$)の2種類である。これらの計測結果として、Fig.2.27、2.28に無次元のSurge Force X' を、Fig.2.29、2.30にSway Force Y' 、Fig.2.31、2.32にYaw Moment N' 、Fig.2.33、2.34に N'/Y' よりもとめた船体前後方向の圧力中心位置を示す。

Fig.2.27、2.28のSurge Force X' では、全体的に見てShip - A、C、Bの順に抵抗値が小さく、推進性能の観点からはV型船尾のShip - Aの方が良い性能であるといえる。この傾向は、2.4.1.3で述べた船型の違いによる伴流分布 (Fig.2.13) で見られた、Ship - Aの方が伴流の面積が小さかった事と対応している。

Fig.2.27から2.32のSway Force Y' 、Yaw Moment N' では、3船型間に値そのものには大きな差は見られないが、僅かな違いとして以下のことが言える。 Y' では、Ship - BがShip - Aに比べて全体的に少し大きめであり、 N' では、中小斜航角ではShip - Aの方が僅かに大きく、大斜航角ではShip - Bの方が僅かに大きくなっている。Ship - Cは Y' 、

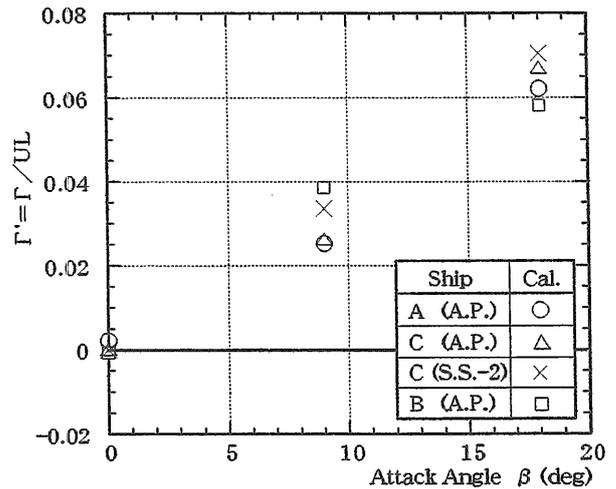


Fig.2.24 Circulation of Stern Vortex Group

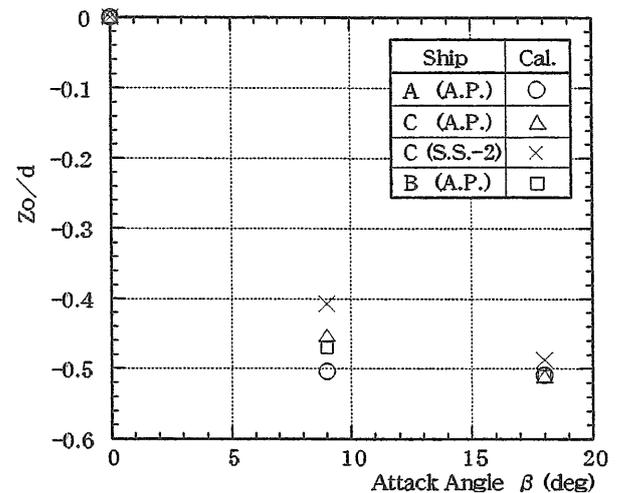


Fig.2.25 Position of Center of Vorticity Distribution

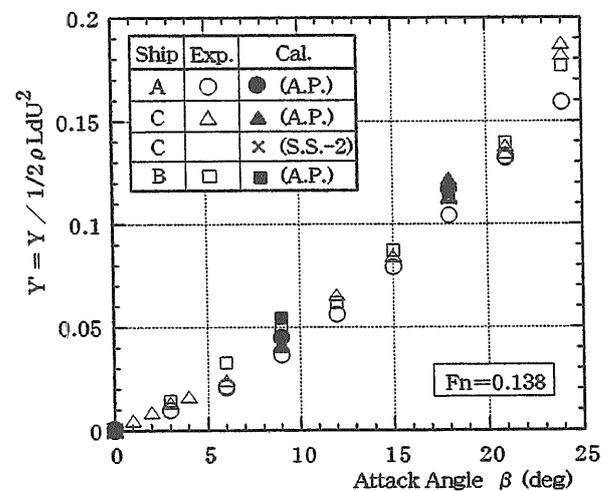


Fig.2.26 Calculated Sway Force using Measured Circulation and Directly Measured One

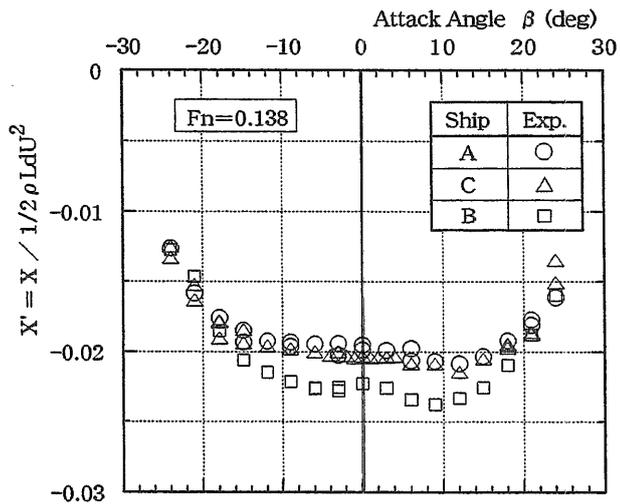


Fig.2.27 Surge Force (Fn = 0.138)

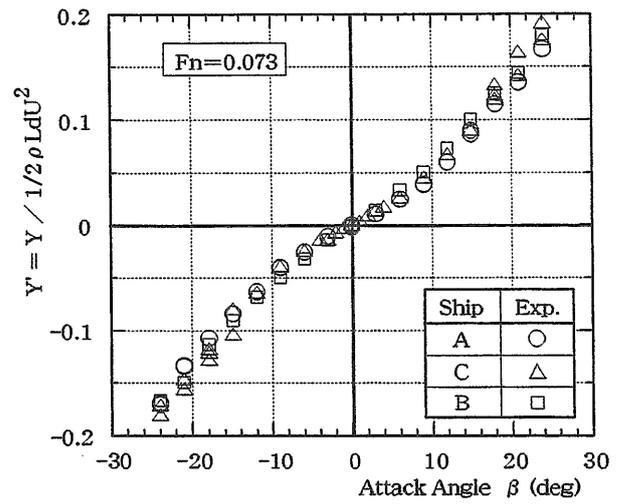


Fig.2.30 Sway Force (Fn = 0.073)

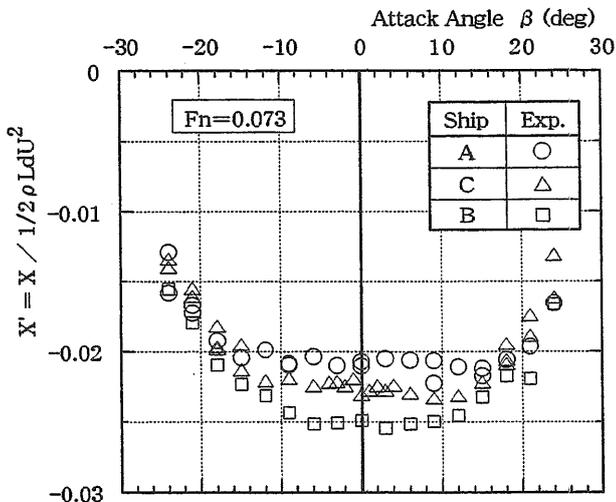


Fig.2.28 Surge Force (Fn = 0.073)

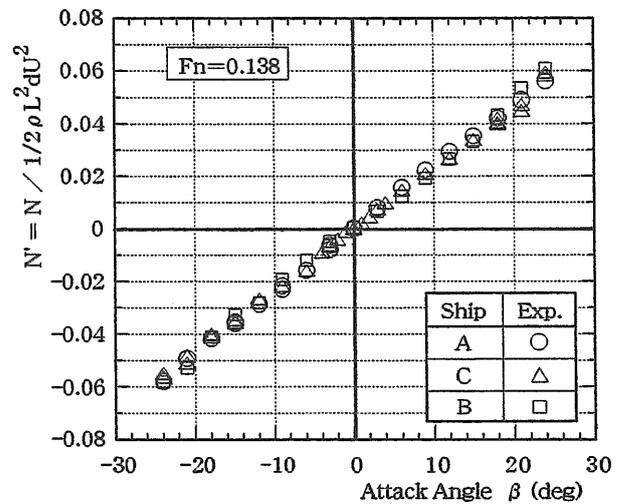


Fig.2.31 Yaw Moment (Fn = 0.138)

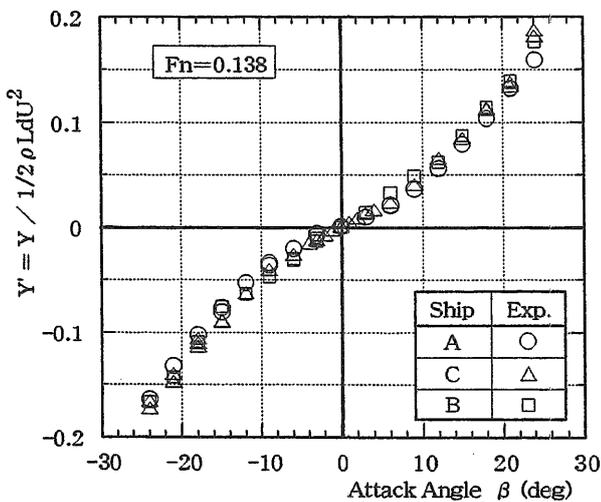


Fig.2.29 Sway Force (Fn = 0.138)

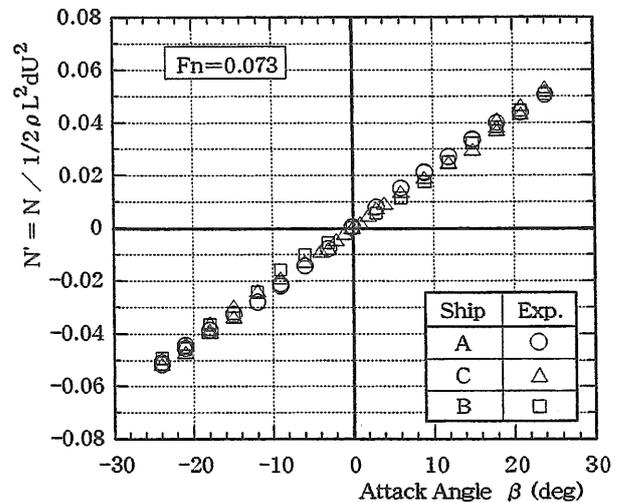


Fig.2.32 Yaw Moment (Fn = 0.073)

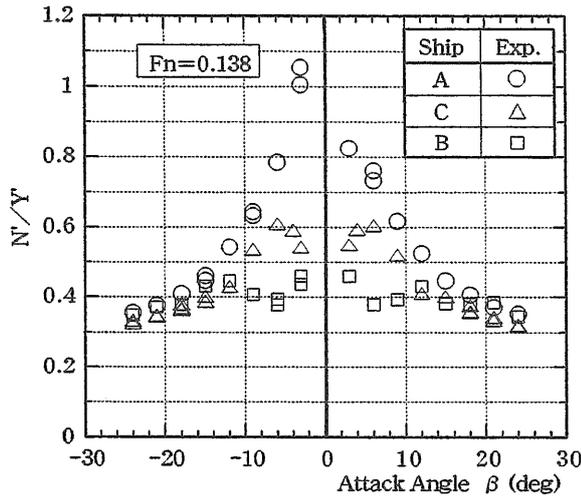


Fig.2.33 Center of Pressure (Fn = 0.138)

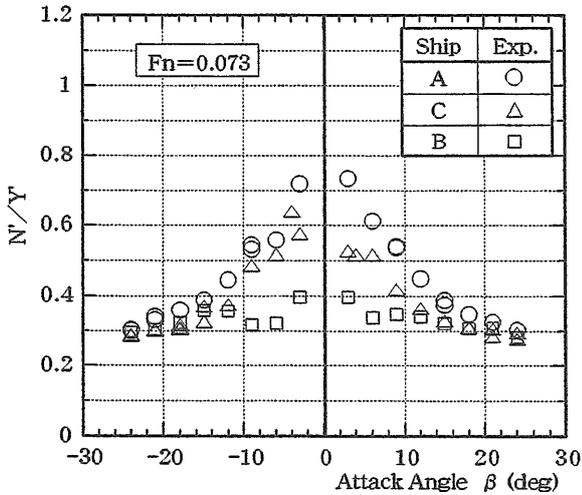


Fig.2.34 Center of Pressure (Fn = 0.073)

N' とも大よそShip - A、Bの中間の値となっている。

Y' 、 N' ではよく見えなかったShip - A、C、Bの3船型の差も、Fig.2.33、2.34の圧力中心位置 N'/Y' で見ると明瞭にその差が現れている。斜航角が大きい場合は3船型ともにあまり差はないが、斜航角が小さくなるにつれて圧力中心は前方へ移動し、針路安定性上重要となる小斜航角において、Ship - Aが最も圧力中心が前方にあり、次いでShip - Cで、Ship - Bは最も圧力中心が後方にあり、かつ、斜航角による圧力中心の位置変化も最も小さい。

回頭運動による圧力中心と比較しなければ針路安定性の評価は出来ないが、斜航状態で見ると、針路安定性上Ship - AよりもShip - C、Ship - CよりもShip - Bが好ましい性質を示している。

参考のため、流体力計測時の模型船の姿勢をFig.2.35から2.40に示す。

Fig.2.35、2.36に示すTrim Angleは、速度の早い $Fn =$

0.138でも 0.2° 程度の傾斜で、計測制度に疑問が残るため船型による定量的な比較はできないが、定性的な傾向は把握できる。

Fig.2.37、2.38に示すSinkageをみると、 $Fn = 0.138$ ではShip - A、Bに比べShip - Cの沈下量が全体的に1mm程度大きい。この沈下量の違いの原因は、Ship - A、Bの流体力計測は中水槽で行い、Ship - Cは動揺水槽で行ったため、船型によるものではなく、曳引車のレール設置精度によるものと考えられる。このため、Sinkageの計測結果については1mmから2mm (Sinkage / d = 0.005から0.01) 程度の誤差が含まれている可能性があり注意を要する。

Fig.2.39、2.40に示すHeel Angleは、多少船型の違いがみられ、Ship - B、C、Aの順に傾斜が大きくなっているようであるが、このHeel Angleの差も 0.2° 程度であり、詳しい検討は行えない。なお、3隻の重心高さKGは同じで、GM値はShip - Aに比べShip - Bが0.01m小さく、Ship - Cはその中間であることを付記しておく。

2.6 まとめ

主要目は同じで、船尾断面形状が相対的にV型のShip - A、中間型のShip - C、U型のShip - Bについて、斜航時船尾流場の把握、船尾形状変化と流場および流体力変化の関係の把握のため、5孔ピトー管計測を主体とする斜航時の船尾流場の計測を行った。

これまでの研究によれば、肥大船が斜航した場合の流場の特徴は、船体前半部から発生する剥離渦 (船首渦) と、船尾縦渦を含む渦グループ (船尾渦) の二つの渦グループの存在である。今回実験に供した3船型についても、斜航角による流場の変化は定性的には大きな差はなく、流場の特徴である二つの渦グループの存在、渦強さの変化、渦の流れる経路などほぼ同じ傾向であった。しかし、定量的には船尾形状の異なるShip - A、Ship - C、Ship - Bの流場に明確な差が現れた。結果を要約すると次のようになる。

1. A.P.断面での伴流分布は、Ship - Bの方がShip - Aより範囲が広くかつ強い。強い伴流分布域は大よそ強い渦度分布域に対応している。
2. 直進時の船尾縦渦は、Ship - B、Ship - C、Ship - Aの順に強い。
3. 斜航時の渦度分布は、積分した全循環としては3船型間に大きな差はないが、Ship - Aは渦度の集積が強く、Ship - Bは広い範囲に分布する。
4. 船首渦による循環は3船型とも殆ど同じであり、船尾渦による循環に船型による差が現れている。
5. 渦グループの中心は、船首渦はShip - Aの方が船体から遠く、船尾渦は逆にShip - Aの方が船体に近い。
6. 渦度分布から推定した横力は、流体力測定結果の横力に近い値となっており、5孔ピトー管による計測がよい精度で行われたことを示している。

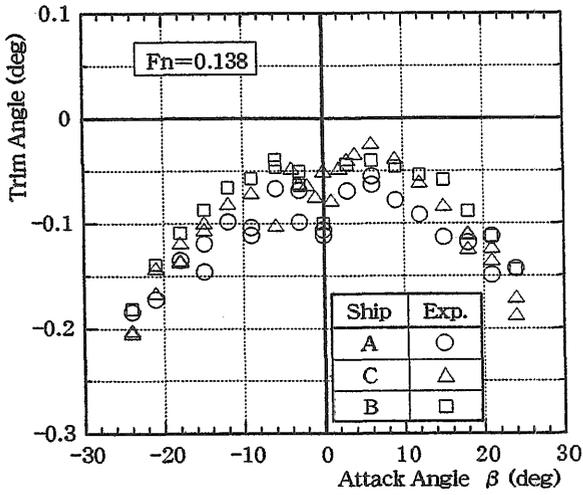


Fig.2.35 Trim Angle (Fn = 0.138)

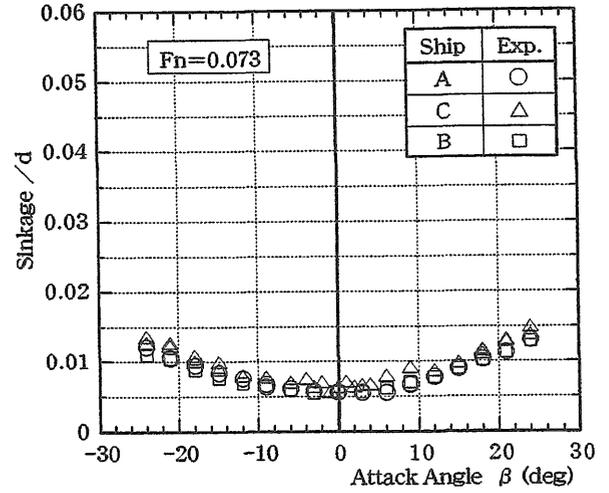


Fig.2.38 Sinkage (Fn = 0.073)

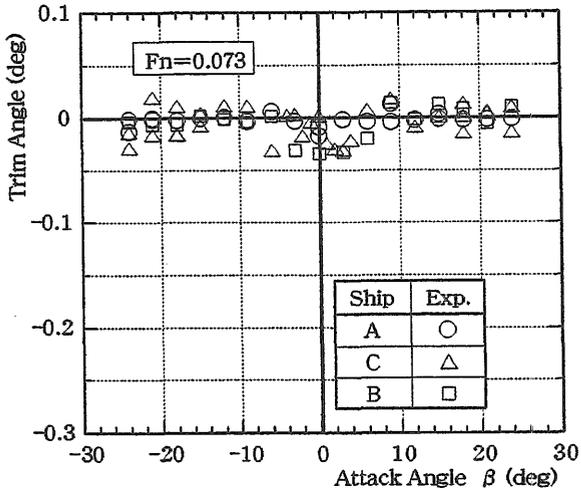


Fig.2.36 Trim Angle (Fn = 0.073)

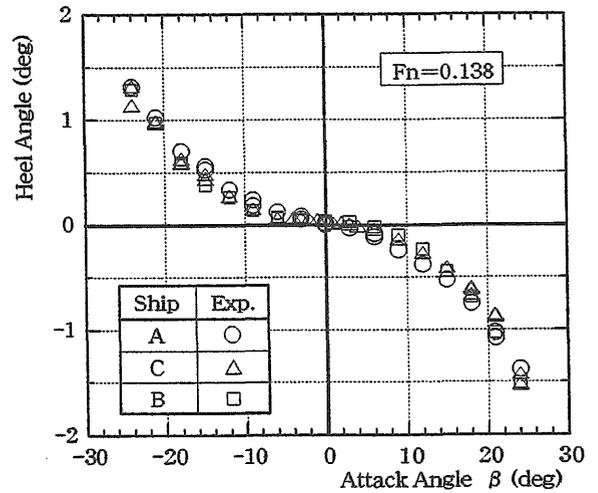


Fig.2.39 Heel Angle (Fn = 0.138)

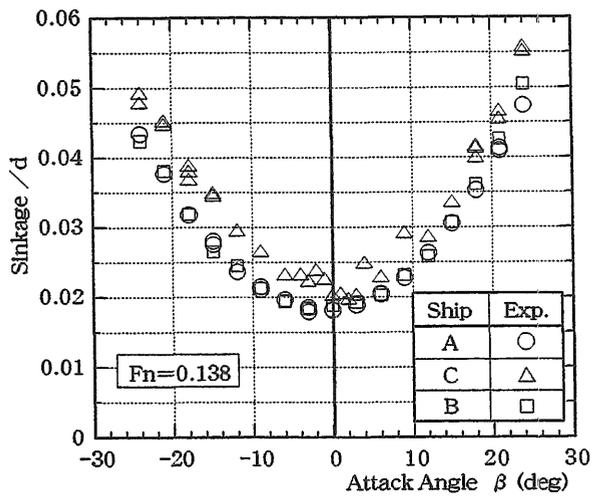


Fig.2.37 Sinkage (Fn = 0.138)

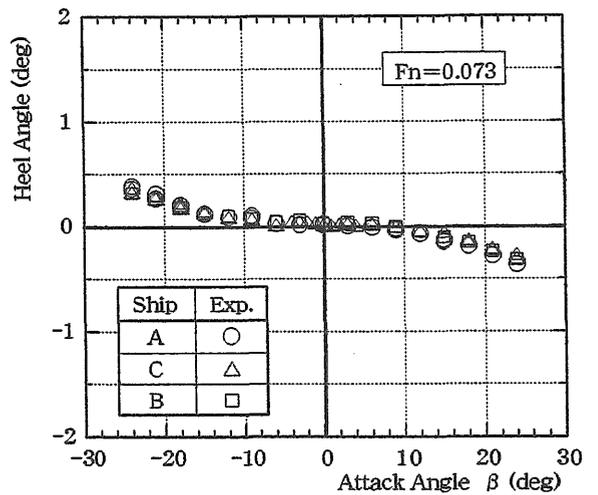


Fig.2.40 Heel Angle (Fn = 0.073)

7. 流体力測定では、斜航による圧力中心位置に船型による差が明瞭に現れた。圧力中心位置は、斜航角が大きいくところでは3船型とも同じような値を示すが、斜航角が小さくなるにつれて前方へ移動し、Ship - Aの圧力中心が最も前方で、次いでShip - C、Ship - Bとなっている。

操縦運動は斜航運動と回頭運動の組み合わせであるが、本研究では斜航状態のみしか扱っていない。精度良い操縦流体力推定法の開発のためには、回頭運動時についても同様な流場データの収集が望まれる。

なお、本研究は日本造船研究協会第221研究部会における共同研究の一部として行われたものであり、関係各位に厚く感謝します。

参考文献

- [1] 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（第一報 斜航状態）、日本造船学会論文集、第176号、(1994)
- [2] 藤野正隆、大森拓也、宇佐美修吾、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（第二報 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)
- [3] 牧野雅彦、児玉良明、Andrew Sowdon：斜航状態の肥大船の船体にかかる流体力のCFD計算、船舶技術研究所報告、第33巻 第1号、(1996)
- [4] 高木通俊：自動車における流れの可視化、流れの可視化学会誌、Vol.5 No.19、(1985)
- [5] 柏谷達男：肥大船の進路安定性と流体力に関する実験的研究（続報）、関西造船協会誌、第169号、(1978)
- [6] 溝口純敏：斜航船体まわりの流れと流体力、関西造船協会誌、第195号、(1984)
- [7] 野中晃二、不破健、二村正：斜航船体まわりの流場と流体力の計測、西部造船会会報、第66号、(1983)
- [8] 野中晃二、不破健、二村正：斜航船体まわりの流場と流体力の計測（第二報 タンカー船型）、西部造船会会報、第72号、(1986)
- [9] 奥野武俊：斜航船体まわりの流場計測、関西造船協会誌、第212号、(1989)
- [10] 永松哲郎：船体形状と流場、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)
- [11] 二村正、原口富博、上野道雄、野中晃二、吉野良枝：斜航船体についての伴流と流体力の測定、船舶技術研究所研究発表会講演集、第62回、(1993)
- [12] 二村正、原口富博、野中晃二、吉野良枝：斜航船体の船尾流場計測、船舶技術研究所研究発表会講演集、第64回、(1994)
- [13] 二村正、野中晃二、原口富博、上野道雄：斜航船体

の船尾流場計測、第23回可視化情報シンポジウム、Vol.15 Suppl. No.1、(1995)

- [14] 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)
- [15] SR221：「操縦運動時の船体周囲流場に関する研究」報告書（第2年度）、(1995)

3. 操縦流体力推定法の研究（その1. 実用的推定法）

3.1 概要

船舶の操縦性能推定のために、現在最も一般的に用いられている操縦運動方程式を表わす数学モデルの基本的構成は、主船体・プロペラ・舵の単独性能を主体にし、これに3者間の相互干渉を組み込ませるという形になっている。

プロペラおよび舵の単独性能については既に種々の実用的推定法があるため、操縦流体力の推定においては、主船体に働く流体力と主船体・プロペラ・舵の3者間の相互干渉流体力の推定が重要研究課題となっている。

本研究の対象とする流体力は主船体に働く操縦流体力であり、主船体の単独性能を推定する実用的手法を開発する事が本研究の目的である。

斜航運動と旋回運動の組み合わせからなる操縦運動をしている主船体（以後単に船体と称する）に働く流体力の主要項は慣性項と減衰項であり、慣性項は付加質量と付加慣性モーメントによる流体力として表され、減衰項においては揚力体としての流体力が重要になる。

操縦性能の推定においては、付加質量と付加慣性モーメントはこれまでの経験から完全流体中での値を用いても実用上十分とされており、Hess & Smith法 [1] に代表される種々の推定法も実用化されており、問題は減衰項の推定となるが、減衰項の中でも船体抵抗については船舶抵抗分野で用いられている推定法を用いればよく、要は Sway Force と Yaw Moment の推定となる。

操縦運動する船体に働く流体力の推定の問題は、滑らかな物体表面からの3次元剥離を伴う粘性流場の推定の問題であり、解法は、そのまま粘性流場問題として解く方法と、剥離渦流域を自由渦層で近似し lifting potential flow として解く方法に分けられる。

3次元物体まわりの剥離を起こした高 Reynolds 数流れを、支配方程式である Navier - Stokes の式と連続の式を数値的に解いてゆく CFD (Computational Fluid Dynamics) は、船舶においては、推進抵抗の分野ではすでに実用の域に達しつつあり [2]、操縦性の分野でも計算が始められているが [3][4]、計算機の急速な進歩と相まって将来実用化されるのは確実と考えられるものの、多大の計算時間と計算機容量を必要とするため、設計段階において必要となる船体形状を少しずつ変えた数種類の船型について種々の運

動状態での流体力の推定に用いるには、なおしばらくの時間が必要であろう。

lifting potential flowとして近似的に操縦流体力を求める方法は、さらに大別して次の三つに分けられる。

1番目は小縦横比薄翼理論に基づく方法で、船体に働く操縦流体力は船体を細長くて薄い翼と仮定して得られる流体力と本質的には同じであり、これに船体の厚さの影響を加えて表そうというもので、多数の模型実験結果をもとに補正を行い精度を高めている。その代表が貴島の式 [5]で、船型主要目の中の僅か5個のパラメーターだけで主船体に働く操縦流体力を簡単に推定でき精度も比較的良好いため、実用的推定式として現在最も広く用いられているが、推定式の係数決定に用いられた船型群から外れた船型については信頼性の確認が十分でなく、5個のパラメーターだけでは表せない船体形状の影響は考慮出来ない。

船体主要目が同じでも、局部的に船体形状が異なると操縦性能が大きく異なる場合があり [6]、船体主要目の影響だけでなく、フレームライン等の微妙な船体形状の影響を考慮出来る精度良い操縦流体力推定法の開発が、操縦性能の基準を満足する船型を設計しなければならないという、IMO 暫定基準への対応の必要性からも、現在強く望まれている。

2番目は細長体理論にもとづく方法で、船体は細長く船長方向への流れの変化はゆるやかで船体各断面で2次元に近い流れになっていると仮定し、上流断面から下流断面に向かって、上流から流れてくる剥離渦の影響を取り入れながら各断面毎に2次元的に流場を求めて行く方法で、フレームライン等の船体形状の影響が考慮でき、計算時間も計算機容量も3次元計算に比べてはるかに少なく済み、これまで発表された文献においても比較的良好な結果が得られており、設計段階で利用できる実用的推定法という点からは現在のところ最も有望な方法と考えられる。

3番目の方法は、細長体の仮定を用いずそのまま3次元流場の問題として解く方法であり、lifting potential flow近似で細長体理論によるか、3次元流場計算を行うかは、理論上の問題よりも、利用できる計算機の容量と速度および流れのモデル化を含めた計算技術の問題が主であると考えられる。実用船型についての3次元流場計算による操縦流体力推定もすでに始まっているが [7]、粘性流場のCFDほどではないが細長体理論による方法に比べて多大の計算機容量と時間を必要とする。

操縦性能推定のため船型を変えて多数の運動状態について流体力を求める必要がある場合、細長体理論による方法は2次元的手法という取り扱いの簡単さと計算時間の短さにおいて非常に有利であり、設計段階における船型チェックのための操縦性能推定に対して、現状では最も有望な方法と考えられる。

船体に働く操縦流体力の推定に細長体理論を用いる方法はいくつか発表されているが、その中で代表的なものが不破 [8]、松本 [9]、溝口 [10] の方法であろう。

不破は、実用船型に対し、細長体理論を用いて流体力を実用的精度で推定できることを初めて示したが、その方法は細長体理論における第1次近似解として求めるものであり、剥離渦層を表す離散渦はビルジ部から直線的に流れるモデルで近似している。なお不破は、船体近くでのみ成り立つ内部解のみよりも、船体から遠方で成り立つ外部解と組み合わせた合成解の方が良い結果が得られることを示している。

松本の方法は基本的には不破の方法と同じであるが、渦層の扱いを更に簡略化しキール下方から直線的に流している。流場は内部解で表現し、横流れ成分の3次元補正として断面積の等しい回転体による修正を行っている。

溝口の方法は、不破や松本の方法に比べてより実際に近い流れのモデルを用いている。剥離渦はビルジ部の圧力最低位置より流出し流れに沿って変形するという、直線渦よりも実際に近い流れのモデルとなっている。流場は反対称成分については内部解を用い、船首尾付近での3次元性を補足するため、肥えた船型に対しては無理と思えるが、2次元平板翼の流れを参考にした補正法を与えている。

不破の方法が発表されてから今日まで24年、溝口、松本の方法の発表からも14年が過ぎた。これらの方法はその時代において要求される精度を満足してきたが、今日では当然の事ながらより高い精度と信頼性が要求されている。

操縦流体力の推定においては、線形項のみならず非線形項まで含めて、フレームライン等の船型の微妙な変化にも対応できる、精度良い推定法の開発が要求されている。そのためには、設計現場等で容易に扱える実用的方法であることは勿論、要求される精度が理論的に保証されている方法であり、多数の実用船型の実験結果との比較検証により信頼性も保証されている方法であることが必要であろう。

本研究においては、以上のような状況を考慮し、精度、信頼性とも高く取り扱い容易な実用性の高い推定法を目標に、以下の5点を推定法開発における基本方針とした。

- (1)船体に働く Sway Force と Yaw Moment を求める。
- (2)流場および流体力の式は、2nd order まで精度が保証されていること。
- (3)流場表現は内部解と外部解より作る合成解を用いる。
- (4)船体形状はルイスフォーム等の近似ではなく実際の形状を用いる。
- (5)浅水域にも適用出来ること。

(1)の意味は、操縦性能推定に必要なのは total force としての sway force と yaw moment であり、局所的な圧力分布や横力分布は直接には必要ない。そのため、局所的な流体力の計算を必要としない、余分な計算は省ける方法が望ましいという事である。

(2)は、操縦運動に対し非線形な性質を持つ操縦流体力の推定には、船体の細長比による摂動展開において leading order の項のみでは不十分で最低限 2nd order の項まで考え

る必要があるという事で、具体的には流場および流体力の式として2nd orderまで理論的に精度の保証されたものを用いる。

(3)は、細長体理論による流場表現において、船体程度の細長比の物体に対しては内部解のみよりも内部解と外部解から作る合成解の方が精度が良いことが知られているので、本方法においても合成解を用いる。

(4)は、フレームライン等の詳細な船体形状の影響まで反映できる推定法を目指すには、当然実際の船体形状を用いる必要があるという事である。

(5)は、ひとたび事故を起こした時、災害規模の大きくなる可能性が高く、そのためより高い精度での性能推定が要求される大きい船ほど、必然的に浅水域での操船が多くなるので、浅水域での性能推定にも使えるものにしたということである。

以上の5点を基本方針として操縦流体力の推定法の開発のための研究を進めた。

3.2 流体力の推定式

3.2.1 まえがき

操縦運動する船体に働く流体力の推定をlifting potential flow問題として扱うことにする。

まず始めに、船体に限定せず、任意形状物体の任意運動に関する問題として流体力の厳密式を求め、次いで細長体の仮定によりこの厳密式を摂動展開し、理論的精度を明確にしつつ操縦流体力の推定に適した近似式を求める。

無限静止流体中を、物体が静止の状態から出発して任意の運動をしている場合、物体表面に沿って発達する境界層および境界層の剥離により形成される剥離渦領域の厚さが薄い場合は、境界層および剥離渦領域を厚さのない渦層で近似することにより、完全流体中において一種の自由表面として剥離渦層を持つ、任意運動をする物体まわりのpotential flow問題として扱うことが出来る。

このようなlifting potential flow問題において物体に働く流体力を求めるには、物体表面で圧力積分する方法が最も一般的な方法であるが、操縦流体力のように物体全体に働くtotal forceとしての流体力が必要な場合には、圧力分布つまり速度分布を求めることなく、速度ポテンシャルの値そのものを使って流体力を直接求める方が、計算が少なく簡単で実用性が高いと考えられる。そこで本論文でも、操縦流体力の推定において、速度ポテンシャルの値そのものを使って流体力を表現する式を求める。

3.2.2 速度ポテンシャルと流体力

3.2.2.1 流体力の厳密表現

無限流体中に静止していた物体が動き出した場合を考える。Fig.3.1に示すように、物体表面(S_B)からは境界層が剥離し、薄い剥離渦層(S_W)が形成されているとする。空

間固定静止座標系(S系)を $O-X_0Y_0Z_0$ とし、物体固定動座標系(B系)を $O-xyz$ とする。

物体はB系の原点 O が速度 \vec{U}_B で移動し、原点のまわりに角速度 $\vec{\Omega}_B$ で回転しているとする。この時B系上の固定点は、S系上を速度 $\vec{U} = \vec{U}_B + \vec{\Omega}_B \times \vec{R}_B$ で移動する事になる。但し、 \vec{R}_B はB系原点 O からの位置ベクトルを表す。

流体は非圧縮性、非粘性で境界層と剥離渦層を除き非回転とすると、境界層と剥離渦層を除いた流体領域(D)ではS系上において攪乱速度ポテンシャル Φ 存在し、境界層と剥離渦層の厚さを無限小と仮定すると、攪乱速度ポテンシャル Φ は次の条件を満足しなければならない。

$$\begin{aligned} [L] \quad & \nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{in } D \\ [H] \quad & (\nabla \Phi - \vec{U}) \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{on } S_B \\ [WK] \quad & (\nabla \Phi - \vec{V}) \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{on } S_W \\ [WD] \quad & S_W \text{の両面で圧力が等しい} \\ [\infty] \quad & \Phi, \nabla \Phi \rightarrow 0 \quad \text{as } |\vec{R}| \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (3.1)$$

但し、[L]は質量保存則を示す連続の式であるLaplaceの式、[H]は物体表面での境界条件(Hull boundary condition)、[WK]は剥離渦層は流れに沿うという渦層の運動の境界条件(WakeのKinematic boundary condition)、[WD]は剥離渦層は力を支えないという渦層の力学的境界条件(WakeのDynamic boundary condition)、 $[\infty]$ は物体から遠方での条件を表わす。

なお、 \vec{V} は境界面の速度ベクトルであり、[WK]での \vec{V} は剥離渦層 S_W の速度ベクトルを表す。

このような流場における攪乱速度ポテンシャル Φ の遠方での漸近形は、次のようになる事が知られている[11][12]。

$$R \rightarrow \infty \text{ で } \Phi \rightarrow \frac{1}{8\pi} (\nabla \frac{1}{R} \cdot \vec{\alpha}), \quad \vec{\alpha} = \iiint_{D_\infty} (\vec{R} \times \vec{\omega}) dV \quad (3.2)$$

但し、 $\vec{\alpha}$ は境界層や剥離渦層をも含む流体全域(D_∞)における渦度 $\vec{\omega}$ のモーメントを表す。

物体に働く流体力 \vec{F} および流体モーメント \vec{M} を、物体表面での圧力積分の式を変形して速度ポテンシャルの値そのものを用いる式として求めるが、本論文では単に流体力という言葉で、流体力 \vec{F} および流体モーメント \vec{M} の両者を意味することにする。

Fig.3.2に示すように、任意運動している物体と渦層を囲んで、流体中に任意の検査面 S_C を考える。物体表面 S_B 、自由渦層 S_W 、検査面 S_C で囲まれた流体領域を D とし、境界面、 S_B 、 S_W 、 S_C 、で立てた領域 D から外向き方向の単位法線ベクトルを \vec{n} 、境界面の面素を $d\Sigma$ とする。

先ず、圧力積分の形で、物体に働く流体力は次式で表される。

$$\frac{\vec{F}}{\rho} = - \iint_{S_B} \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 \right\} \vec{n} d\Sigma$$

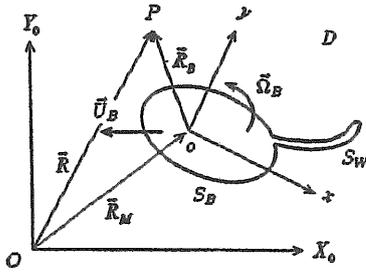


Fig.3.1 Coordinate System

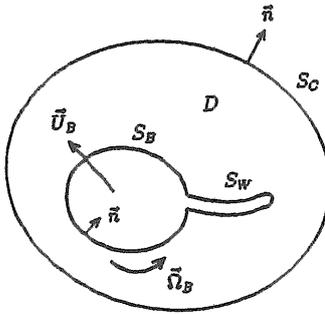


Fig.3.2 Control Surface

$$\frac{\bar{F}}{\rho} = - \iint_{S_B} \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 \right\} \bar{n} d\Sigma \quad (3.3)$$

発散定理、渦層の条件、領域 D で渦度0の条件を用いて圧力積分の式を変形すると、次の運動量理論の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{F}}{\rho} = & - \frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W+S_C} \Phi \bar{n} d\Sigma + \iint_{S_C} \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 \right\} \bar{n} d\Sigma + \\ & + \iint_{S_C} \nabla \Phi \cdot \left\{ (\bar{v} \cdot \bar{n}) - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \\ \frac{\bar{M}}{\rho} = & - \frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W+S_C} \Phi (\bar{R} \times \bar{n}) d\Sigma + \iint_{S_C} \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 \right\} (\bar{R} \times \bar{n}) d\Sigma \\ & + \iint_{S_C} (\bar{R} \times \nabla \Phi) \cdot \left\{ (\bar{v} \cdot \bar{n}) - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで任意の検査面である S_C を十分遠方にとり静止境界であるとする、 S_C で境界面の速度 $\bar{v} = \mathbf{0}$ であること、及び、速度ポテンシャル Φ の遠方での性質 (3.2) 式により、運動量理論の式 (3.4) 式は次のように簡単な形の式となる。

$$\frac{\bar{F}}{\rho} = - \frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi \bar{n} d\Sigma, \quad \frac{\bar{M}}{\rho} = - \frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi (\bar{R} \times \bar{n}) d\Sigma \quad (3.5)$$

(3.5) 式は、剥離渦層のない nonlifting potential flow で得られる式 [13] に、形の上では単に渦層 S_W での積分が加わっただけであるが、渦層の存在により速度ポテンシャル Φ 従って流体力 \bar{F} , \bar{M} は、これまでの運動履歴の影響 (memory effect) を受けるとともに、 Φ は物体の6自由度

の各運動の線形関数として表すことは一般には出来なくなる。なお、2次元流の \bar{F} については、(3.5) 式の形は既に Faltinsen が示している [14]。

(3.5) 式は空間固定静止座標系 (S系) 上での表示であり、モーメント \bar{M} も S系原点まわりのモーメントになっている。物体固定動座標系 (B系) 上での表示に変換し、かつ、B系原点まわりのモーメントにすると次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{F}}{\rho} = & - \frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi \bar{n} d\Sigma - \bar{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \bar{n} d\Sigma \\ \frac{\bar{M}}{\rho} = & - \frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi (\bar{R}_B \times \bar{n}) d\Sigma - \bar{U}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \bar{n} d\Sigma \\ & - \bar{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi (\bar{R}_B \times \bar{n}) d\Sigma \end{aligned} \quad (3.6)$$

(3.5)、(3.6) 式の表現は非常に簡潔であり、物体および渦層により流体に与えられる運動量と角運動量の変化の割合という物理的にも理解しやすい形となっている。しかし、実際に流体力を求める場合には出発渦を含めて渦層全体についての情報が必要になる。

以上は無限流体中を物体が運動する場合であるが、浅水域を航行している船体に働く操縦流体力を求める場合、水面を剛体平面と見なし水面に関する水底の鏡像を考え、水底とその鏡像に挟まれた上下対称な流場問題として扱う場合がある。

この場合水底が水平面とすると、水底とその鏡像平面に挟まれた流場は、遠方では水平面内での2次元流に近づき攪乱速度ポテンシャルの漸近形は次のようになる [12]。

$$R \rightarrow \infty \text{ で } \Phi \rightarrow \frac{1}{2\pi} \left\{ \nabla \left(\ln \frac{1}{R} \right) \cdot \bar{a} \right\} \quad (3.7)$$

この遠方での速度ポテンシャルの性質、水底とその鏡像平面で境界面に垂直方向の流れが無いという条件 $\partial \Phi / \partial n = 0$ であること、及び、鏡像を用いた事による水面に関しての流場の上下対称性を考慮すると、浅水域においても無限流体中の場合と同じく物体に働く流体力として (3.5)、(3.6) 式が導かれる。

3.2.2.2 流体力の実用的表現

任意運動する物体に働く流体力の式、(3.5)、(3.6) 式は、渦層が流出し始めてから短時間後の流体力の計算には便利であるが、渦層全体の情報を把握しておく必要があるため、長時間任意運動した後の物体に働く流体力を求めることは実際上は不可能に近い。そこで、物体後方の検査面を物体に近づけ、検査面より後方の渦層の情報を検査面上での流場の情報で置き換えてみることにする。

Fig.3.3, 3.4 に示すように、物体の主運動方向と逆方向に、物体固定動座標系 (B系) の x 軸をとる。流体中の外部境界面として、B系の x 軸に垂直な任意の x 位置での断面 S_C と、物体から十分遠方にある境界面 $S_{C\infty}$ とからなる検査面を考える。

S_C と $S_{C\infty}$ で囲まれた物体と渦層の表面を S_B と S_W とする。 S_C と S_B との交線を C_B 、 S_C と S_W との交線を C_W とする。 C_B および C_W 上で S_C 面内での流体から外向き方向の

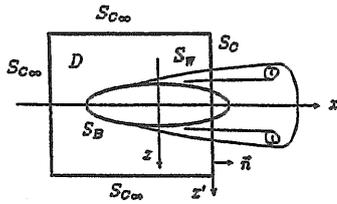


Fig.3.3 Space Fixed Control Surface S_C and $S_{C\infty}$

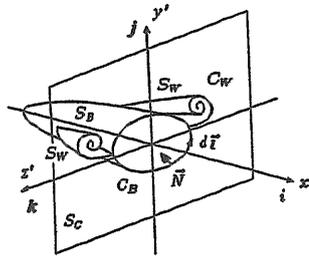


Fig.3.4 Potential Integral Region

単位法線ベクトルを \vec{N} 、 C_B および C_W 上の線素ベクトルを $d\vec{l}$ とする。これ以後、 S_C 面から C_B と C_W とで囲まれた物体と渦層を除いた領域を、改めて S_C 面とする。

境界面 $S_B, S_W, S_C, S_{C\infty}$ で囲まれた流体領域 D をとし、(3.3) 式から (3.4) 式を求めた場合と同様にして圧力積分の式を変形し、断面 S_C より前方部分の物体に働く流体力の式が得られる。

S_C および $S_{C\infty}$ を空間固定の静止境界面とすると、物体に働く流体力は空間固定静止座標系 (S系) 上で次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{\rho} &= -\frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma - \oint_{C_B+C_W} \Phi (\vec{v} \times d\vec{l}) \\ &\quad + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 \vec{n} - \nabla\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \\ \frac{\vec{M}}{\rho} &= -\frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi (\vec{R} \times \vec{n}) d\Sigma - \oint_{C_B+C_W} \Phi \vec{R} \times (\vec{v} \times d\vec{l}) \\ &\quad + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 (\vec{R} \times \vec{n}) - (\vec{R} \times \nabla\Phi) \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \end{aligned} \quad (3.8)$$

但し、線積分中の \vec{v} は C_B, C_W の S_C 面内における移動速度ベクトルを表す。

(3.8) 式が簡潔な厳密式 (3.5) 式に対応する式で、 S_C 断面より後方からの影響が、右辺第2,3項の S_C 面での線積分と面積分として出てきている。なお (3.8) 式の \vec{F} の形は既に Newman により示されている [13]。

(3.8) 式を物体固定動座標系 (B系) 上での表示に変換し、モーメントも B系原点まわりにすると、次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{\rho} &= -\frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma - \vec{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma - \oint_{C_B+C_W} \Phi (\vec{v} \times d\vec{l}) \\ &\quad + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 \vec{n} - \nabla\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\vec{M}}{\rho} &= -\frac{d}{dt} \iint_{S_B+S_W} \Phi (\vec{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma - \vec{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi (\vec{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma \\ &\quad - \vec{U}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma - \oint_{C_B+C_W} \Phi \vec{R}_B \times (\vec{v} \times d\vec{l}) \\ &\quad + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 (\vec{R}_B \times \vec{n}) - (\vec{R}_B \times \nabla\Phi) \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \end{aligned} \quad (3.9)$$

更に、右辺第一項の微積分の順序を変更すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{\rho} &= -\iint_{S_B+S_W} \frac{\partial\Phi}{\partial t} \vec{n} d\Sigma - \iint_{S_C} \nabla\Phi \{ (\vec{v} - \vec{U}) \cdot \vec{n} \} d\Sigma - \oint_{C_B+C_W} \Phi (\vec{U} \times d\vec{l}) \\ &\quad - \vec{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 \vec{n} - \nabla\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \\ \frac{\vec{M}}{\rho} &= -\iint_{S_B+S_W} \frac{\partial\Phi}{\partial t} (\vec{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma - \iint_{S_C} (\vec{R}_B \times \nabla\Phi) \{ (\vec{v} - \vec{U}) \cdot \vec{n} \} d\Sigma \\ &\quad - \oint_{C_B+C_W} \Phi \vec{R}_B \times (\vec{U} \times d\vec{l}) - \vec{U}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma \\ &\quad - \vec{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 (\vec{R}_B \times \vec{n}) - (\vec{R}_B \times \nabla\Phi) \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \end{aligned} \quad (3.10)$$

但し、 $\vec{U} = \vec{U}_B + \vec{\Omega}_B \times \vec{R}_B$ であり、 \vec{v} は渦層 S_W の移動速度ベクトルである。検査面 S_C を物体より後方におく事により、物体全体に働く流体力が求まる。

物体が任意運動の後しばらく定常運動を続けており、 S_C 面も含めて S_C 面より前方の物体および渦層近傍での流場が定常とみなせる場合、(3.10) 式右辺の第一項、第二項が消え、定常流体力の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{\rho} &= -\oint_{C_B+C_W} \Phi (\vec{U} \times d\vec{l}) - \vec{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma \\ &\quad + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 - \nabla\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \\ \frac{\vec{M}}{\rho} &= -\oint_{C_B+C_W} \Phi \vec{R}_B \times (\vec{U} \times d\vec{l}) - \vec{U}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma \\ &\quad - \vec{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_W} \Phi (\vec{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma \\ &\quad + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 (\vec{R}_B \times \vec{n}) - (\vec{R}_B \times \nabla\Phi) \frac{\partial\Phi}{\partial n} \right\} d\Sigma \end{aligned} \quad (3.11)$$

一例として斜航運動している船体への適用を考え、物体は xy 平面 ($z=0$: 水面) に関して対称な形状をしており、 xy 平面内を定常斜航運動 $\vec{U} = \vec{U}_x i + \vec{U}_y j$ をしている場合を考えると、物体全体に働く流体力は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{\rho} &= -\vec{U} \times \oint_{C_W} \Phi d\vec{l} + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\Phi_y^2 + \Phi_z^2 - \Phi_x^2) i - \Phi_x \Phi_y j \right\} d\Sigma \\ \frac{\vec{M}}{\rho} &= -\vec{U} \times \iint_{S_B+S_W} \Phi \vec{n} d\Sigma - \oint_{C_W} \Phi \vec{R}_B \times (\vec{U} \times d\vec{l}) \\ &\quad - \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\Phi_y^2 + \Phi_z^2 - \Phi_x^2) y + x \Phi_x \Phi_y \right\} d\Sigma k \end{aligned} \quad (3.12)$$

なお、本項3.2.2で求めた流体力の式は、前項3.2.1と同様に浅水域の流場に対してもそのまま成り立つ。

3.2.3 細長体理論による近似表現

検査面 S_C より前方の物体と渦層での攪乱速度ポテンシ

アル Φ 、及び、検査面 S_C 上での速度分布がわかれば、物体に働く流体力は前節3.2の式で求めることが出来るが、本節では船体への適用を考え、流場計算の簡単な2次元的手法の使える細長体理論による物体に働く流体力の近似式を求める。

物体の長さを L 、幅を B としたとき、 $\varepsilon = B/L$ は十分小さいとし微小パラメーターとして用い、物体に働く流体力の厳密式 (3.10) 式を ε で摂動展開する。まず、物体と渦層の位置と形状について次のように仮定する。

$$x/L = O(1), \quad y/B = O(1), \quad z/B = O(1) \quad \text{on} \quad S_B, S_{B_r} \\ n_x = O(\varepsilon), \quad n_y = O(1), \quad n_z = O(1) \quad \text{but} \quad \vec{n} = (n_x, n_y, n_z) \quad (3.13)$$

次に、物体および渦層の運動について、次のように仮定する。

$$\bar{U}_1/U_x = O(\varepsilon), \quad \bar{\Omega}_B L/U_x = O(\varepsilon), \quad \bar{V}/U_x = O(\varepsilon) \quad (3.14)$$

但し、

$$\bar{U} = \bar{U}_B + \bar{\Omega}_B \times \bar{R}_B = (U_x i + U_y j + U_z k) + \bar{\Omega}_B \times \bar{R}_B = U_x i + \bar{U}_1 \quad (3.15)$$

以上の物体と渦層の形状と運動についての仮定の下に、流体力の式を展開しオーダー評価を行う。(3.10) 式の摂動展開において、 $O(\varepsilon^4)$ 以下の低次の項を残し、 $O(\varepsilon^5)$ 以上の高次の項を無視すると、無限流体中でも浅水流場でも物体に働く流体力は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\bar{F}}{\rho} = & - \iint_{S_B+S_{B_r}} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \vec{n} d\Sigma - \iint_{S_{B_r}} \nabla \Phi \{ (\bar{V} - \bar{U}) \cdot \vec{n} \} d\Sigma - \oint_{C_B+C_{B_r}} \Phi (\bar{U} \times d\vec{l}) \\ & - \bar{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_{B_r}} \Phi \vec{n} d\Sigma + \frac{1}{2} \iint_{S_C} (\Phi_y^2 + \Phi_z^2) d\Sigma i \\ & - \iint_{S_C} (\Phi_y j + \Phi_z k) \Phi_x d\Sigma \\ \frac{\bar{M}}{\rho} = & - \iint_{S_B+S_{B_r}} \frac{\partial \Phi}{\partial t} (\bar{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma - \iint_{S_{B_r}} (\bar{R}_B \times \nabla \Phi) \{ (\bar{V} - \bar{U}) \cdot \vec{n} \} d\Sigma \\ & - \bar{U}_B \times \iint_{S_B+S_{B_r}} \Phi \vec{n} d\Sigma - \oint_{C_B+C_{B_r}} \Phi \bar{R}_B \times (\bar{U} \times d\vec{l}) \\ & - \bar{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_{B_r}} \Phi (\bar{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma \\ & + \iint_{S_C} \left\{ \frac{1}{2} (\Phi_y^2 + \Phi_z^2) (zj - yk) - x\Phi_x (\Phi_y k - \Phi_z j) \right\} d\Sigma \end{aligned} \quad (3.16)$$

但し、 \bar{F} も \bar{M} も右辺の最後の項は、物体全体に働く流体力を求めるため S_C 面を物体より後方におく場合は、 $O(\varepsilon^5)$ 以上の高次の項となり無視出来る。なお、時間微分については $\partial \Phi / \partial t = O(\varepsilon^2) U^2$ と仮定している。

(3.16) 式は、 $O(\varepsilon^2)$ より小さく $O(\varepsilon^5)$ より大きいので、 ε のべき乗で考えると $O(\varepsilon^3) + O(\varepsilon^4)$ の範囲という事になり、2nd order まで有効な式と言うことが出来る。(16) 式において S_C 面上で $\Phi_x = 0$ の場合は、 \bar{F} は厳密式の (3.10) 式に一致する。

速度 \bar{U}_B 、角速度 $\bar{\Omega}_B$ でゆるやかな定常旋回運動をしている場合には、物体全体に働く流体力は、次のようになる。

$$\frac{\bar{F}}{\rho} = - \oint_{C_r} \Phi (\bar{U} \times d\vec{l}) - \bar{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_{B_r}} \Phi \vec{n} d\Sigma + \frac{1}{2} \iint_{S_C} (\Phi_y^2 + \Phi_z^2) d\Sigma i$$

(212)

$$\begin{aligned} \frac{\bar{M}}{\rho} = & - \bar{U}_B \times \iint_{S_B+S_{B_r}} \Phi \vec{n} d\Sigma - \oint_{C_r} \Phi \bar{R}_B \times (\bar{U} \times d\vec{l}) \\ & - \bar{\Omega}_B \times \iint_{S_B+S_{B_r}} \Phi (\bar{R}_B \times \vec{n}) d\Sigma \end{aligned} \quad (3.17)$$

\bar{F} の右辺第一項は Kutta-Joukowski の定理に相当する揚力の項、右辺第二項は付加質量による遠心力、右辺第三項は誘導抵抗を表す。 \bar{M} の右辺第一項、第二項は渦層がある場合の広義の Munk moment、第三項は付加慣性性能率によるモーメントを表す。

定常流体力の式 (3.17) 式において、攪乱速度の情報が必要とするのは誘導抵抗の項だけであり、推定対象としている操縦流体力の Sway force と Yaw moment は、攪乱速度ポテンシャル Φ のみで表現されている。

3.2.4 流体力の式のまとめ

操縦流体力の推定への応用を目的に、剥離渦層を流出しながら任意運動している物体について、物体まわりの流場を剥離渦層を厚さのない自由渦層で近似した流れのモデルによる lifting potential flow 問題としてとらえた時の、物体に働く流体力の速度ポテンシャルによる表現について検討し、次のような結果を得た。

- (1) 物体表面及び渦層表面での速度ポテンシャル積分形で表される、物体に働く流体力の簡単な形での厳密式 (3.5) 式、(3.6) 式を導き出した。
- (2) 物体が長時間任意運動した後では、(1) の簡単な厳密式では實際上計算は不可能となるため、後方検査面を物体に近づけることにより、長時間運動後も計算可能な実用的厳密式 (3.10) 式を導き出した。
- (3) 船体のような細長体が直進状態まわりで微小運動している場合について、2nd order まで精度の保証された、物体に働く流体力の近似式 (3.16) 式、(3.17) 式を導き出した。
- (4) 浅水流場として用いられる上下2平面に挟まれた上下対称な流場の問題でも、本章に示した流体力の厳密式および近似式はそのままの形で適用できる。

本節に示した式による流体力の推定精度は、当然のことながら速度ポテンシャルの推定精度にも依存する。精度を保つ即ち整合性を保つには、流体力の厳密式を用いる場合には速度ポテンシャルも厳密な値を必要とし、細長体近似における 2nd order まで有効な流体力の式を用いる場合には、速度ポテンシャルも 2nd order まで有効である事を必要とする。

3.3 流場の推定式

3.3.1 まえがき

船体に働く流体力を求めるには、船体まわりの流場の情報が必要になる。実用的な操縦流体力の推定式として、3.2節で細長体近似により 2nd order まで有効な式を導いた

が、この式を用いるには流場の情報すなわち速度ポテンシャルもまた、3.2節と同じ仮定の細長体近似による2nd orderまで有効な値を求めることが必要になる。

船体程度の細長比を持つ物体に細長体理論を適用する場合、物体の近傍のみで成り立つ内部解よりも、内部解と物体から遠方で成り立つ外部解から作る全領域で成り立つ合成解が、良い近似を与えることが知られている。その際遠方で成り立つ外部解においては、長軸方向の横断面積変化を表すsource分布による対称流場成分が1st orderとなり、横向きのdoublet分布による反対称流場成分が2nd orderの項として出てくる。

斜航運動、回頭運動という反対称運動の結果生じる操縦流体力は反対称流場に支配的影響を受けるが、外部解における1st orderとなる対称流場成分を表すsource分布は、船体前半部のsourceと船体後半部のsinkにより一種のdoubletとなっており、2nd orderとなる横向きdoubletによる反対称流場成分と1st orderの対称流場成分とのオーダー的な差は実質的には小さいと考えられる。従って、操縦流体力推定のための流場推定においては、船体から遠方においても反対称流場成分を考慮しておくことは必要と考えられる。

つまり、操縦流体力の推定においては、流体力の非線形性に対する考慮に加えて、流場自体も2nd orderまで考慮する事が重要となる。

本節3.3においては、前節3.2で求めた流体力の近似式に用いることを目的に求めた、前節と同じ細長体理論の仮定のもとに流場の全域において2nd orderまで精度の保証された、深水域および浅水域で操縦運動する船体まわりの流場を表現する速度ポテンシャルの合成解を示す。

得られた合成解は、内部解の主要部となる2次元ポテンシャルに3次元補正項を足したものとなっており、この3次元補正項は単純化した形状の物体まわりの3次元流場と2次元流場の差という物理的にわかりやすい形で表される。

なお、船の速度は、操縦流体力への造波現象の影響が無視できる程度の速度域とし、水面を剛体平面として鏡像を考えた上下対称な2重モデルを用いる。浅水域の場合も、水底を水平な平面と仮定し、水底の水面に関する鏡像面と水底面とで挟まれた領域内での上下対称な2重モデルを用いる。

3.3.2 深水域での流場の表現

3.3.2.1 定式化

平水中を、速度 U 、偏角 β 、回頭角速度 Ω で定常旋回運動をしている、長さ $L (= 2l)$ 、幅 B 、喫水 d の船体を考える。

Fig.3.5に示すように、空間固定静止座標系を $O-X_0Y_0Z_0$ 、船体固定動座標系を $O-xyz$ とし、船体の長さ方向に x 軸、幅方向に y 軸、 xy 平面に垂直に z 軸をとる。

$Z_0 = 0$ を静止水面とし、浅水域の場合は $Z_0 = -A$ を水底

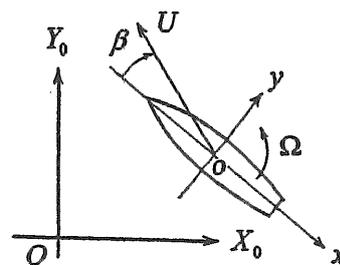


Fig.3.5 Coordinate System

とする。

攪乱速度ポテンシャルを Φ 、船体表面を $H=0$ 、剥離渦流を表す自由渦層を $W=0$ とすると、 Φ および W は以下の条件を満足しなければならない。

質量保存則を示す連続の式、

$$[L] \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial X_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z_0^2} \right) \Phi = 0 \quad (3.18)$$

船体表面での条件、

$$[H] \quad \frac{DH}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial X_0} \frac{\partial}{\partial X_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial Y_0} \frac{\partial}{\partial Y_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial Z_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right) H = 0 \quad \text{on } H=0 \quad (3.19)$$

遠方での条件、

$$[\infty] \quad \Phi, \nabla \Phi \rightarrow 0 \quad \text{as } R \rightarrow \infty, \quad R^2 = X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2 \quad (3.20)$$

自由渦層を横切って圧力連続の条件、

[WD] C_p が $W=0$ の両面で等しい。

$$C_p = \frac{p-p_\infty}{\frac{\rho}{2} U^2} = -\frac{2}{U^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{U^2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial X_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Y_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z_0} \right)^2 \right\} \quad (3.21)$$

自由渦層の運動の条件、

$$[WK] \quad \frac{DW}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial X_0} \frac{\partial}{\partial X_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial Y_0} \frac{\partial}{\partial Y_0} + \frac{\partial \Phi}{\partial Z_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right) W = 0 \quad \text{on } W=0 \quad (3.22)$$

浅水域の場合は、水底 ($Z_0 = -A$) およびその鏡像面 ($Z_0 = A$) での条件 (Bottom boundary condition) が加わる。

$$[B] \quad \frac{\partial \Phi}{\partial Z_0} = 0 \quad \text{on } Z_0 = \pm A \quad (3.23)$$

[L]、[H]、[WD]、[WK]、[B] の条件を、船体固定動座標系による表示に変換すると次式が得られる。

$$[L] \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0$$

$$[H] \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} + U \cos \beta + \Omega y \right) \frac{\partial H}{\partial x} + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} - U \sin \beta - \Omega x \right) \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial z} = 0 \quad \text{on } H=0$$

[WD] C_p が $W=0$ の両面で等しい。

$$C_p = -\frac{2}{U^2}(U \cos \beta + \Omega y) \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{2}{U^2}(U \sin \beta + \Omega x) \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{1}{U^2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\}$$

$$[WK] \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} + U \cos \beta + \Omega y \right) \frac{\partial W}{\partial x} + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} - U \sin \beta - \Omega x \right) \frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad \text{on } W=0 \quad (3.24)$$

さらに次のような無次元化を行う。

$$\Phi = Ul \cdot \phi, \quad \Omega = \omega \cdot U/l, \quad A = l \cdot a \\ x = l \cdot \xi, \quad y = l \cdot \eta, \quad z = l \cdot \zeta, \quad dl = l \cdot ds, \quad d\Sigma = l^2 \cdot dS \quad (3.25)$$

そうすると (3.24) 式は次のようになる。

$$[L] \quad \phi_{\xi\xi} + \phi_{\eta\eta} + \phi_{\zeta\zeta} = 0 \\ [H] \quad (\phi_\xi + \cos \beta + \omega \eta) H_\xi + (\phi_\eta - \sin \beta - \omega \xi) H_\eta + H_\zeta \phi_\zeta = 0 \quad \text{on } H=0 \\ [WD] \quad C_p \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \\ C_p = -2(\cos \beta + \omega \eta) \phi_\xi + 2(\sin \beta + \omega \xi) \phi_\eta - (\phi_\xi^2 + \phi_\eta^2 + \phi_\zeta^2) \\ [WK] \quad (\phi_\xi + \cos \beta + \omega \eta) W_\xi + (\phi_\eta - \sin \beta - \omega \xi) W_\eta + \phi_\zeta W_\zeta = 0 \quad \text{on } W=0 \\ [B] \quad \phi_\zeta = 0 \quad \text{on } \zeta = \pm a \quad (3.26)$$

ここで船体および渦層の形状と運動の大きさについて、 $\varepsilon = B/L$ を微小量として、第3章で流体力の近似式を求めた場合と同じ次の仮定をおく。

$$x/l = O(1), \quad y/l = O(\varepsilon), \quad z/l = O(\varepsilon) \\ n_x = O(\varepsilon), \quad n_y = O(1), \quad n_z = O(1) \quad \text{on } S_B, S_n \\ \beta = O(\varepsilon), \quad \omega = O(\varepsilon) \quad (3.27)$$

但し、 $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$, $\vec{U}_B = (-U \cos \beta, U \sin \beta, 0)$,

$$\vec{\Omega}_B = (0, 0, \Omega)$$

横運動 β および ω の大きさについては、剥離渦層のない nonlifting potential flow の場合は微小量の仮定は必要ない。

3.3.2.2 内部解

船体近傍の $\xi = O(1)$, $\eta = O(\varepsilon)$, $\zeta = O(\varepsilon)$ の領域における速度ポテンシアル ϕ の様子を調べる。この領域で ϕ は次のように展開できるとする。

$$\phi(\xi, \eta, \zeta) = \varepsilon \cdot \phi_1 + \varepsilon^2 \cdot \phi_2 + \varepsilon^3 \cdot \phi_3 + O(\varepsilon^4) \quad (3.28)$$

ここで、内部変数 X, Y, Z, α, ϖ を導入する。

$$\xi = X, \quad \eta = \varepsilon \cdot Y, \quad \zeta = \varepsilon \cdot Z, \quad \sin \beta = \varepsilon \cdot \sin \alpha, \quad \omega = \varepsilon \cdot \varpi \quad (3.29)$$

(3.28)、(3.29) 式を (3.26) 式に代入し、 ε の次数でまとめる。但し、深水域のため水底での条件 [B], は省く。 ϕ のオーダーの項は、

$$(214)$$

$$[L] \quad \phi_{1Y} + \phi_{1ZZ} = 0 \quad \text{in } D \\ [H] \quad \phi_{1Y} H_Y + \phi_{1Z} H_Z = 0 \quad \text{on } H=0 \\ [WD] \quad C_{p1} \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \quad (3.30) \\ [WK] \quad \phi_{1Y} W_Y + \phi_{1Z} W_Z = 0 \quad \text{on } W=0 \\ \text{となり、(3.30) 式と [0] の条件は } \phi_1 = 0 \text{ で満足される。} \\ \varepsilon^2 \text{ のオーダーの項は、}$$

$$[L] \quad \phi_{2Y} + \phi_{2ZZ} = 0 \quad \text{in } D \\ [H] \quad \phi_{2Y} H_Y + \phi_{2Z} H_Z = H_Y (\sin \alpha + \varpi X) - H_X \cos \beta \quad \text{on } H=0 \\ [WD] \quad C_{p2} \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \\ C_{p2} = -2 \cos \beta \cdot \phi_{1X} + 2(\sin \alpha + \varpi X) \phi_{1Y} - 2(\phi_{1Y} \phi_{2Y} + \phi_{1Z} \phi_{2Z}) = 0 \\ [WK] \quad \phi_{2Y} W_Y + \phi_{2Z} W_Z = W_Y (\sin \alpha + \varpi X) - W_X \cos \beta \quad \text{on } W=0 \quad (3.31)$$

ε^3 のオーダーの項は、

$$[L] \quad \phi_{3Y} + \phi_{3ZZ} = -\phi_{1XX} = 0 \quad \text{in } D \\ [H] \quad \phi_{3Y} H_Y + \phi_{3Z} H_Z = -\phi_{1X} H_X = 0 \quad \text{on } H=0 \\ [WD] \quad C_{p3} \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \\ C_{p3} = -2 \cos \beta \cdot \phi_{2X} + 2(\sin \alpha + \varpi X) \phi_{2Y} \\ - (\phi_{1X}^2 + \phi_{2Y}^2 + \phi_{2Z}^2 + 2\phi_{1Y} \phi_{3Y} + 2\phi_{1Z} \phi_{3Z}) \\ = -2 \cos \beta \cdot \phi_{2X} + 2(\sin \alpha + \varpi X) \phi_{2Y} - (\phi_{2Y}^2 + \phi_{2Z}^2) \\ [WK] \quad \phi_{3Y} W_Y + \phi_{3Z} W_Z = -\phi_{1X} W_X = 0 \quad \text{on } W=0 \quad (3.32)$$

となる。つまり攪乱速度ポテンシアル ϕ で考えると、 ϕ の leading order は $\varepsilon^2 \cdot \phi_2$ であり、2nd order は $\varepsilon^3 \cdot \phi_3$ となる。

そこで、改めて $\phi = \varepsilon^2 \cdot \phi_2 + \varepsilon^3 \cdot \phi_3$ として内部領域において 2nd order まで有効な速度ポテンシアル ϕ を定義すると、 ϕ の満足すべき条件は次のようになる。

$$[L] \quad \phi_{\eta\eta} + \phi_{\zeta\zeta} = 0 \\ [H] \quad \phi_\eta H_\eta + \phi_\zeta H_\zeta = (\sin \beta + \omega \xi) H_\eta - \cos \beta \cdot H_\xi \quad \text{on } H=0 \\ [WD] \quad C_p \text{ が } W=0 \text{ の両面で等しい。} \quad (3.33)$$

$$C_p = -2 \cos \beta \cdot \phi_\xi + 2(\sin \beta + \omega \xi) \phi_\eta - (\phi_\eta^2 + \phi_\zeta^2) \\ [WK] \quad \phi_\eta W_\eta + \phi_\zeta W_\zeta = (\sin \beta + \omega \xi) W_\eta - \cos \beta \cdot W_\xi \quad \text{on } W=0$$

(3.33) 式を満足する速度ポテンシアル ϕ は次式で与えられる。

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{C(\xi)} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial N} \left(\ln \frac{1}{r} \right) - \phi \frac{\partial}{\partial N} \left(\ln \frac{1}{r} \right) \right\} ds + g(\xi), \\ r^2 = (\eta - \eta')^2 + (\zeta - \zeta')^2 \quad (3.34)$$

$C(\xi)$ は考えている断面での船体及び自由渦層の girth を表し、 $\partial/\partial N$ は流体外部へ向かう法線方向微分を表す。 $g(\xi)$ は遠場における解との matching から得られる。

遠場の解との matching を行うには、(3.34) 式で表される速度ポテンシアル ϕ が船体から遠方でどのような形になるのか、 ϕ の outer limit を求める必要がある。 η, ζ を十分大きくし $\eta, \zeta \geq O(1/\varepsilon)$ とすると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial N}(\ln r) &= -\{N_\eta(\eta - \eta') + N_\zeta(\zeta - \zeta')\} \left\{ \frac{1}{r_0^2} + O(1/r_0^3) \right\} \\ \frac{\partial}{\partial N}(\ln r) &= -\{N_\eta(\eta - \eta') + N_\zeta(\zeta - \zeta')\} \left\{ \frac{1}{r_0^2} + O(1/r_0^3) \right\} \\ \frac{H_\xi}{\sqrt{H_\eta^2 + H_\zeta^2}} &= \frac{H_\xi}{\sqrt{H_\xi^2 + H_\eta^2 + H_\zeta^2}} \left\{ 1 + \frac{H_\xi^2}{2(H_\eta^2 + H_\zeta^2)} + O(\varepsilon^4) \right\} \\ &= n_\xi \{1 + O(\varepsilon^2)\} \\ r_0^2 &= \eta^2 + \zeta^2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

但し、 (N_η, N_ζ) は2次元断面での船体および自由渦層の girth への法線の方向余弦を、 (n_ξ, n_η, n_ζ) は3次元の船体および渦層の表面での法線の方向余弦を表す。

(3.33) 式の $[H]$, $[WK]$ の条件、(3.35) 式、自由渦層を厚さのない doublet 層で表すこと、鏡像モデルによる流場の上下対称性、及び、船体の左右対称性を利用して、(3.34) 式を展開し 2nd order の項までとると次式となる。

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{1}{2\pi} \oint_{C_H + C_W} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial N} \left(\ln \frac{1}{r} \right) - \phi \frac{\partial}{\partial N} \left(\ln \frac{1}{r} \right) \right\} ds + g(\xi) \\ &= -\frac{1}{2\pi} \oint_{C_H + C_W} \left\{ (\sin \beta + \omega \xi) N_\eta - \cos \beta \cdot n_\xi \right\} \left(\ln r_0 - \frac{\eta \eta' + \zeta \zeta'}{r_0^2} \right) ds \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} \oint_{C_H + C_W} \phi (N_\eta \cdot \eta + N_\zeta \cdot \zeta) \frac{1}{r_0^2} ds + g(\xi) \\ &= \frac{1}{2\pi} \cos \beta \cdot \ln r_0 \cdot \oint_{C_H} n_\xi ds + \frac{1}{2\pi} (\sin \beta + \omega \xi) \frac{\eta}{r_0^2} \oint_{C_H} N_\eta \cdot \eta' ds + g(\xi) \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} \frac{\eta}{r_0^2} \oint_{C_H + C_W} \phi N_\eta ds \\ &= \frac{1}{2\pi} \cos \beta \cdot \ln r_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} S(\xi) + g(\xi) \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} \frac{\eta}{r_0^2} \left\{ (\sin \beta + \omega \xi) S(\xi) + \oint_{C_H + C_W} \phi N_\eta ds \right\} \end{aligned} \quad (3.36)$$

但し、 $S(\xi)$ は l^2 で無次元化した船体横断面積、 C_H と C_W は船体と渦層のその横断面での girth を表す。

(3.36) 式が、近場における速度ポテンシャル ϕ の 2nd order の項までとった outer limit であり、右辺第1項と第2項が対称流場成分、第3項が反対称流場成分を表す。ここで、

$$F(\xi) = (\sin \beta + \omega \xi) S(\xi) + \oint_{C_H + C_W} \phi N_\eta ds \quad (3.37)$$

とおくと、(3.36) 式は、原点に $S'(\xi) \cos \beta$ の source と $F(\xi)$ の doublet をおいた場合の2次元攪乱速度ポテンシャルとなっている。渦層 C_W の存在しない場合は、 $F(\xi)/(\sin \beta + \omega \xi)$ はその断面の排除流体と付加質量による見掛けの質量に一致する。

3.3.2.3 外部解と合成解

深水域なので (3.26) 式から水底での条件 $[B]$ を除いたものと、遠方での条件 $[\infty]$ を満足する速度ポテンシャル ϕ は、次式の形で与えられる。

$$\phi = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_H + S_W} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{1}{R} - \phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) \right\} dS \quad (3.38)$$

$$R^2 = (\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2 + (\zeta - \zeta')^2$$

S_H と S_W は船体表面と自由渦面を表し、 $\partial/\partial n$ は船体表面と自由渦面における流体外部向きの法線方向微分を表す。

自由渦層は、船体より後方では x 軸より大きく離れて行く可能性があるが、船体から遠方にある自由渦の船体付近の流場に与える影響は小さく、例えば Glauert[15] による trailing vortex の変形による翼面での誘導速度の評価によると、渦系が翼端から x 軸上を無限後方までのびている場合と、 $\omega = O(\varepsilon)$ に対応する旋回半径上に渦系があったとした場合との誘導速度の差は、誘導速度を $O(1)$ とした場合高々 $O(\varepsilon^2 \ln \varepsilon)$ であり、遠場においても、自由渦層を x 軸上の特異点分布で表しても十分良い近似になると考えられる。

(3.38) 式において、 η と ζ を大きくして行った時の ϕ の漸近形を求め、2nd order の項までとり遠場における近似解とする。

η, ζ を大きくし $\eta, \zeta \geq O(1/\varepsilon)$ とすると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} &= \frac{1}{R_0} \left\{ 1 + \frac{\eta \eta' + \zeta \zeta'}{R_0^2} + O(1/R_0^2) \right\} \\ \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) &= \frac{1}{R_0^3} (n_\eta \cdot \eta + n_\zeta \cdot \zeta) \{1 + O(1/R_0)\} \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$R_0^2 = (\xi - \xi')^2 + r_0^2 = (\xi - \xi')^2 + \eta^2 + \zeta^2$$

この性質を用いて、前項 3.3.2.2 で内部解の outer limit を求めた場合と同様にして、遠場での ϕ の漸近形を求める。

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{1}{4\pi} \iint_{S_H + S_W} \left\{ -(\cos \beta + \omega \eta') n_\xi \right. \\ &\quad \left. + (\sin \beta + \omega \xi') n_\eta \right\} \frac{1}{R_0} \left\{ 1 + \frac{\eta \eta' + \zeta \zeta'}{R_0^2} \right\} dS \\ &\quad - \frac{1}{4\pi} \iint_{S_H + S_W} \phi \cdot \frac{1}{R_0^3} (n_\eta \cdot \eta + n_\zeta \cdot \zeta) dS \\ &= -\frac{\cos \beta}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{1}{R_0} \left(\oint_{C_H} n_\xi ds \right) d\xi' + \frac{\sin \beta}{4\pi} \eta \int_{-1}^1 \frac{1}{R_0^3} \left(\oint_{C_H} n_\eta \cdot \eta' ds \right) d\xi' \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} \omega \eta \int_{-1}^1 \frac{\xi'}{R_0^3} \left(\oint_{C_H} n_\eta \cdot \eta' ds \right) d\xi' - \frac{1}{4\pi} \eta \int_{-1}^1 \frac{1}{R_0^3} \left(\oint_{C_H + C_W} \phi n_\eta ds \right) d\xi' \\ &= -\frac{\cos \beta}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{S'(\xi')}{R_0} d\xi' - \frac{\eta}{4\pi} \int_{-1}^1 \frac{G(\xi')}{R_0^3} d\xi' \\ G(\xi) &= (\sin \beta + \omega \xi) S(\xi) + \oint_{C_H + C_W} \phi n_\eta ds \end{aligned} \quad (3.40)$$

(3.40) 式が 2nd order の項までとった ϕ の漸近値であり、これを遠場における近似解である外部解とする。(3.40) 式の ϕ の右辺第1項が x 軸上の強さ $S'(\xi) \cos \beta$ の source 分布による対称流場成分を、右辺第2項が x 軸上の η 方向を向く強さ $G(\xi)$ の doublet 分布による反対称流場成分を表している。

内部解との matching のため、外部解 (3.40) 式の inner limit を求める。 r_0 つまり η と ζ を小さくし $\eta, \zeta \leq O(\varepsilon)$ とすると、

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{|\xi - \xi'|} \left\{ 1 - \frac{r_0^2}{2(\xi - \xi')^2} + O(r_0^4) \right\}$$

$$\sqrt{(1 + \xi)^2 + r_0^2} = (1 + \xi) + \frac{r_0^2}{2(1 + \xi)} + O(r_0^4) \quad (3.41)$$

これを用いて (3.40) 式を展開し、2nd order の項までとる。

$$\begin{aligned} \phi &= -\frac{\cos \beta}{4\pi} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{S'(\xi') - S'(\xi)}{R_0} d\xi' + S'(\xi) \int_{-1}^1 \frac{d\xi'}{R_0} \right\} \\ &\quad - \frac{\eta}{4\pi} \left\{ \left[\frac{G(\xi')}{r_0^2} \frac{\xi' - \xi}{R_0} \right]_{\xi'=-1}^{\xi'=\infty} - \int_{-1}^{\infty} G'(\xi') \frac{1}{r_0^2} \frac{\xi' - \xi}{R_0} d\xi' \right\} \\ &= -\frac{\cos \beta}{4\pi} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{S'(\xi') - S'(\xi)}{|\xi - \xi'|} d\xi' + S'(\xi) (\ln 4(1 - \xi^2) - 2 \ln r_0) \right\} \\ &\quad - \frac{1}{4\pi r_0^2} \left\{ G(\infty) + G(-1) - \int_{-1}^{\infty} G'(\xi') \operatorname{sgn}(\xi' - \xi) d\xi' \right\} \\ &= -\frac{\cos \beta}{4\pi} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{S'(\xi') - S'(\xi)}{|\xi - \xi'|} d\xi' + S'(\xi) \cdot \ln 4(1 - \xi^2) \right\} \\ &\quad + \frac{\cos \beta}{2\pi} S'(\xi) \cdot \ln r_0 - \frac{1}{2\pi r_0^2} G(\xi) \end{aligned} \quad (3.42)$$

船体近傍で成り立つ内部解 (3.34) 式と船体から遠方で成り立つ外部解 (3.40) 式が、中間領域で一様に接続するよう、内部解の outer limit (3.36) 式と外部解の inner limit (3.42) 式を等しいとおくと次の関係式が得られる。

$$g(\xi) = -\frac{\cos \beta}{4\pi} \left\{ \int_{-1}^1 \frac{S'(\xi') - S'(\xi)}{|\xi - \xi'|} d\xi' + S'(\xi) \cdot \ln 4(1 - \xi^2) \right\},$$

$$F(\xi) = G(\xi) \quad (3.43)$$

全流体領域で有効となる合成解は、内部解と外部解の和からその共通部分 (3.36) 式または (3.42) 式を差し引くことにより、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi(\text{合成解}) &= \phi_{IN} + \phi_{OUT} - \frac{1}{2\pi} S'(\xi) \cos \beta \cdot \ln r_0 - g(\xi) + \frac{1}{2\pi r_0^2} F(\xi) \\ &= \phi_{2D} - \frac{\cos \beta}{4\pi} \left\{ 2S'(\xi) \ln r_0 + \int_{-1}^1 \frac{S'(\xi')}{R_0} d\xi' \right\} \\ &\quad + \frac{\eta}{4\pi} \left\{ \frac{2}{r_0^2} F(\xi) - \int_{-1}^{\infty} \frac{F(\xi')}{R_0^3} d\xi' \right\} \end{aligned} \quad (3.44)$$

但し、 ϕ_{IN} は内部解 (3.34) 式、 ϕ_{OUT} は外部解 (3.40) 式を、 ϕ_{2D} は内部解の主要部である (3.34) 式の右辺第1項の2次元ポテンシャルを表す。

全流体領域で2nd order まで有効な合成解 ϕ (3.44) 式は、内部解の主要部である2次元成分 ϕ_{2D} に右辺第2項の対称流場成分に対する3次元補正項と右辺第3項の反対称流場成分に対する3次元補正項が加わった形となっている。通常用いられている細長体理論においては、外部解では leading order の項しか考慮されず、そのため (3.44) 式右辺第3項の反対称流場成分に対する3次元補正項が落ちている。

(216)

3.3.4 浅水域での流場の表現

3.3.4.1 内部解

浅水域の場合、船体の近傍 $\xi = O(1), \eta = O(\varepsilon), \zeta = O(\varepsilon)$ の領域においては、深水域の場合と同様に、攪乱速度ポテンシアルは次の条件を満足する速度ポテンシアル ϕ により近似される。

$$\begin{aligned} [L] \quad &\phi_{\eta\eta} + \phi_{\zeta\zeta} = 0 \\ [H] \quad &\phi_{\eta} H_{\eta} + \phi_{\zeta} H_{\zeta} = (\sin \beta + \omega \xi) H_{\eta} - \cos \beta \cdot H_{\zeta} = 0 \quad \text{on } H = 0 \\ [WD] \quad &C_p \text{ が } W = 0 \text{ の両面で等しい。} \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$C_p = -2 \cos \beta \cdot \phi_{\xi} + 2(\sin \beta + \omega \xi) \phi_{\eta} - (\phi_{\eta}^2 + \phi_{\zeta}^2)$$

$$[WK] \quad \phi_{\eta} W_{\eta} + \phi_{\zeta} W_{\zeta} = (\sin \beta + \omega \xi) W_{\eta} - \cos \beta \cdot W_{\zeta} = 0 \quad \text{on } W = 0$$

$$[B] \quad \phi_{\zeta} = 0 \quad \text{on } \zeta = \pm a$$

(3.45) 式を満足する速度ポテンシアル ϕ は、次式で与えられる。

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \oint_{c(\xi)} \left(\frac{\partial \phi}{\partial N} \cdot E - \phi \cdot \frac{\partial E}{\partial N} \right) ds + f(\xi) \quad (3.46)$$

但し、

$$\begin{aligned} E(\eta, \zeta; \eta', \zeta') &= -\frac{1}{2} \ln \left\{ \cosh \frac{\pi}{2a} (\eta - \eta') - \cos \frac{\pi}{2a} (\zeta - \zeta') \right\} \\ &\quad - \frac{1}{2} \ln \left\{ \cosh \frac{\pi}{2a} (\eta - \eta') + \cos \frac{\pi}{2a} (\zeta + \zeta') \right\} + \ln \left(\frac{\pi}{2a} \right) \end{aligned}$$

$c(\xi)$ は考えている断面での船体および渦層の girth を、 $\partial/\partial N$ は流体外部へ向かう法線方向微分を表し、 $f(\xi)$ は深水域の $g(\xi)$ に対応するもので外部解との matching から得られる。

次に、内部解 (3.46) 式の outer limit を求める。 $\eta \geq O(1/\varepsilon)$ として漸近展開を行い2nd order の項までとる。深水域の場合と同じ細長体の仮定、鏡像モデルによる流場の上下対称性、船体の左右対称性を利用して、浅水域での内部解 (4.32) 式の outer limit として次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow \frac{\cos \beta}{4a} S'(\xi) \eta - \frac{\cos \beta}{2\pi} S'(\xi) \ln \left(\frac{\pi}{a} \right) - \frac{1}{4a} \operatorname{sgn}(\eta) F(\xi) + f(\xi) \\ F(\xi) &= (\sin \beta + \omega \xi) S(\xi) + \oint_{c(\xi)} \phi N_{\eta} ds \end{aligned} \quad (3.47)$$

outer limit (3.47) 式の第1項、第2項と第4項 $f(\xi)$ が対称流場成分を表し、第3項が反対称流場成分を表している。

(3.47) 式は、 $\eta\zeta$ 平面の幅 $2a$ の帯状領域において、 $\cos \beta \cdot S'(\xi)/2a$ の source と $F(\xi)/2a$ の doublet を $\eta = 0$ に一様に分布させた場合の2次元攪乱速度ポテンシアルとなっている。

$\eta \rightarrow \pm \infty$ での速度ポテンシアル (3.47) 式の差を流入速度 $\sin \beta + \omega \xi$ で割った値の1/2は、その断面の2次元の無次元付加質量を $M(\xi)$ とすると、

$$F(\xi)/4a(\sin \beta + \omega \xi) = \{S(\xi) + M(\xi)\}/4a \quad (3.48)$$

であり、浅水問題で通常 blockage coefficient [16] と呼ばれている値となる。

内部解の outer limit (3.47) 式において、反対称流場

は $\eta = 0$ におかれた doublet $F(\xi)$ で表されており、 $F(\xi)$ を流入速度で割った値は (3.48) 式に示されているように、船体による排除流体 $S(\xi)$ に付加質量 $M(\xi)$ を加えたその断面での見掛けの質量を表している。つまり、内部解 (3.46) 式を遠方から見た場合、反対称流場は断面積が $\{S(\xi) + M(\xi)\}/2$ の物体まわりの流れのように見えることを示している。

3.3.4.2 外部解と合成解

船体から遠方の $\xi \geq O(1), \eta \geq O(1), \zeta = O(\epsilon)$ の領域においては、流場は次の条件を満足する速度ポテンシャル ϕ で 2nd order まで近似される。

$$\begin{aligned} \phi_{\xi\xi} + \phi_{\eta\eta} &= 0 \\ \phi_{\zeta} &= 0 \quad \text{on } \zeta = \pm a \end{aligned} \quad (3.49)$$

$$\phi, \nabla\phi \rightarrow 0 \quad \text{as } r_s \rightarrow \infty, \quad r_s^2 = \xi^2 + \eta^2$$

(3.49) 式の [L] より $\phi = \psi(\xi, \eta) + q(\zeta)$ という形の解が考えられるが、 $[\infty]$ の条件および内部解の outer limit との接続を考えると $q(\zeta) = 0$ となり、外部解は ζ に無関係な $\sigma(\xi)$ 平面の 2次元ポテンシャルとして表すことが出来、条件 [B] は自動的に満足される。

この領域において、船体と自由渦の流場に与える影響は深水域と同様に $\eta = 0$ の特異点分布で近似できる。そこで、外部解を $\eta = 0$ に source $m(\xi)$ と横向き doublet $\sigma(\xi)$ を分布させた次式の 2次元ポテンシャルで表すことにする。

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 m(\xi') \cdot \ln \frac{1}{r} d\xi' - \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \sigma(\xi') \frac{\eta}{r^2} d\xi', \quad r^2 = (\xi - \xi')^2 + \eta^2 \quad (3.50)$$

内部解との matching のため、外部解 (3.50) 式において η を小さくしていった場合の inner limit を求める。 $\xi = O(1), \eta \leq O(\epsilon)$ として 2nd order の項までとると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi \rightarrow & -\frac{1}{2} m(\xi) |\eta| - \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \{m(\xi) - m(\xi')\} \cdot \ln |\xi - \xi'| d\xi' \\ & - \frac{1}{2\pi} m(\xi) \{ (1-\xi) \ln(1-\xi) + (1+\xi) \ln(1+\xi) - 2 \} - \frac{1}{2} \sigma(\xi) \cdot \text{sgn}(\eta) \end{aligned} \quad (3.51)$$

内部解 (3.46) 式と外部解 (3.50) 式が中間領域において一様に接続するよう、内部解の outer limit (3.47) 式と外部解の inner limit (3.51) 式を等しいとおくと、次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned} m(\xi) &= -\frac{\cos\beta}{2a} S'(\xi) \\ \sigma(\xi) &= \frac{1}{2a} F(\xi) \\ f(\xi) &= -\frac{\cos\beta}{2\pi} S'(\xi) \left[-\frac{1}{2a} \{ (1-\xi) \ln(1-\xi) \right. \\ & \quad \left. + (1+\xi) \ln(1+\xi) - 2 \} - \ln \left(\frac{\pi}{a} \right) \right] \\ & \quad - \frac{\cos\beta}{4\pi a} \int_{-1}^1 \{ S'(\xi) - S'(\xi') \} \ln |\xi - \xi'| d\xi' \end{aligned} \quad (3.52)$$

従って、全領域で成り立つ浅水域における 2nd order ま

で有効な攪乱速度ポテンシャルの合成解は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_{2D} - \frac{\cos\beta}{4\pi a} \int_{-1}^1 S'(\xi') \ln \frac{1}{r} d\xi' - \cos\beta \cdot S'(\xi) \left\{ \frac{|\eta|}{4a} - \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{\pi}{a} \right) \right\} \\ & \quad - \frac{\eta}{4\pi a} \int_{-1}^1 \frac{F(\xi')}{r^2} d\xi' + \frac{1}{4a} F(\xi) \cdot \text{sgn}(\eta) \end{aligned} \quad (3.53)$$

$$F(\xi) = (\sin\beta + \omega\xi) S(\xi) + \oint_{C(\xi)} \phi_{2D} N_\eta ds, \quad r^2 = (\xi - \xi')^2 + \eta^2$$

ϕ は、内部解 (3.46) 式の右辺から $f(\xi)$ を除いた 2次元ポテンシャルを表す。

合成解 (3.53) 式 ϕ の右辺第 2、3 項が対称流場の 3次元補正項、右辺第 4、5 項が反対称流場の 3次元補正項になっている。これらの 3次元補正項は、対称流場の場合は $\cos\beta \cdot S'(\xi)$ という source 分布による、反対称流場の場合は $F(\xi)$ という doublet 分布による、3次元流場と 2次元流場の差として表されている。

3次元補正項における特異点分布の表す物体を等価物体と呼ぶことにするが、3次元補正項は、船体形状の細かい局所的变化を直接的には考慮するものではなく、船体の影響を近似する簡単な形状の等価物体による 3次元流場と 2次元流場の差という、ある平均値的な補正値を各断面に与えようとするものである。

等価物体は、深水域の場合は回転体となるが、浅水域の場合は等価物体の横断面積は深水域と同じで、対称流場に対して $S(\xi)$ 、反対称流場に対しては $\{S(\xi) + M(\xi)\}/2$ となるが、もはや回転体ではなく ζ に無関係となるので、本論文では浅水域においては対称流場に対しては幅が $S(\xi)/2a$ の物体を、反対称流場に対しては $\{S(\xi) + M(\xi)\}/4a$ の物体を表すものとする。

(3.53) 式は、水深は喫水と同じオーダーの $a = O(\epsilon)$ であり、遠方では $\xi\eta$ 平面の 2次元流場として近似できるという浅水近似のもとに求められた式であり、この仮定が成り立つ範囲の水深で用いるべきものである。

3.3.4 流場の表現のまとめ

3.3節で示した細長体理論における速度ポテンシャルの合成解は、横断面内における 2次元の詳しい流場の様子は内部解で与え、3次元影響の主要部分を外部解から与えようとするもので、外部解において 2nd order として出てくる反対称流場成分を含ませることにより、操縦流体力推定のような反対称流場成分が支配的影響を持つ流場の表現に適した構成となっている。

深水域および浅水域の流場に対して速度ポテンシャルの合成解 (3.44) 式および (3.56) 式を導いたが、両者ともにその構成は内部解の主要部である 2次元ポテンシャル ϕ_{2D} 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次元流場と 2次元流場の差として表され、等価物体の横断面積は、対称流場に対しては船体横断面積と同じ、反対称流場に対しては船体横断面積と付加質量の横断面積との平均値となっている。

流場の表現に対する本研究の成果は、細長体理論において2nd orderまで理論的精度の保証された速度ポテンシャルの合成解を導き出した事であり、特にこれまで反対称流場成分の表現に対して不十分だった3次元補正項について、2nd orderまで考慮した外部解と内部解とのmatchingで合成解を構成する事により、物理的にも理解の容易な形で、理論的に明確な形で3次元補正項を導き出した点に集約される。

3.4 流れのモデルと計算方法

3.4.1 まえがき

lifting potential flowとして流場を推定しようとする場合、剥離や剥離渦の特徴を適切に組み込んだ流れのモデルが必要になる。この流れのモデルを用いて、3.3節で示した細長体近似による速度ポテンシャルを求め、3.2節で示した細長体近似による流体力の式に代入し、操縦流体力を求めることになる。

本論文では、剥離渦層を自由に变形する多数の渦糸で近似した流れのモデルを用いるが、本章においては、まず2章の流場の観測結果をもとに仮定した、流れのモデルを組み立てるのに必要となる剥離および剥離渦層についての条件を示し、次いで、細長体近似のもとに流場を上流から下流に向かって求めて行き、最終的には全流体領域で2nd orderまで精度を保証された速度ポテンシャルを求める、その具体的計算方法を示す。

3.4.2 流れのモデル

流れのモデルの構成においては、剥離および剥離渦のモデル化が重要なポイントとなる。

本論文では、剥離後の剥離渦領域は厚さのない自由渦層で近似し、自由渦層の満足すべき条件は $[WK]$ $[WD]$ として与えられているが、完全流体としては存在しない船体表面からの境界層の剥離について、剥離がどの位置でどのような条件で発生するかという剥離発生モデル化が必要となる。

自由渦層はpotential flowの場で渦層を横切ってpotential gapを生じるdoublet層として表されるが、細長体近似による内部解の計算においては、各断面内での自由渦層を表すdoublet層を小さい要素に区切り、各要素上でdoubletの強さを一定とするモデルを用いる。これは2次的には離散渦モデルであり、3次的には渦糸モデルに相当する。剥離発生モデル化は、渦糸モデルにおいて各渦糸の出発点となる各断面での初生渦の強さと位置の決定条件を必要とする。

2章での流れの計測結果によると、船体表面での剥離の発生については、船体後方で明確に確認できる渦度分布を持つ自由渦に対応する剥離渦流の主成分は、船底から船側へまわる流れがビルジ部で剥離したものであり、一方、船

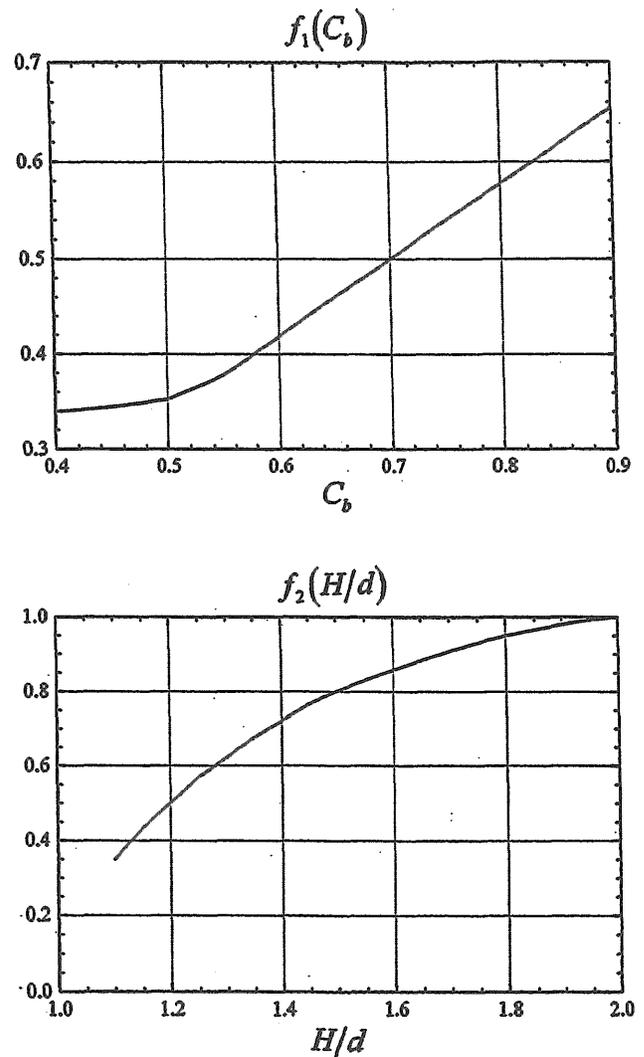


Fig.3.6 $C_r = f_1(C_b) \cdot f_2(H/d)$

側から船底へまわる流れもビルジ部で剥離を起こしている場合があるが、その場合は剥離渦は直ちに拡散し減衰している。

船首部付近の流れを見ると、肥えた船型の船底付近では船側から船底への流れとなり、剥離しても急速に拡散、減衰し自由渦に対応するような渦は生じていない。やせた船型では、船底から船側へまわる流れが剥離した場合、船首部では剥離渦は船体表面のごく近くを流れ、早くてもS.S.9を過ぎたあたりから徐々に船体から離れて行くのが観測された。この結果を参考に、剥離発生については、少し余裕をみて、S.S.91/2以降の船体において船底から船側へまわる流れが生じているビルジ部で剥離が発生するという流れのモデルを用いることにした。

船体近くの流場を内部解として、船首断面から船尾断面に向かって求めて行くが、各断面で剥離発生の有無を調べ、剥離発生の場合は発生する剥離渦（初生渦）の強さと位置

を決めることが必要になる。

2次元離散渦モデルにおいては、単位時間に剥離点から放出される循環 $d\Gamma/dt$ は剥離点での流速 U_s をとすると、

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{1}{2} U_s^2 \quad (3.54)$$

で与えられる事が多いが[17]、本論文でもこの考え方を基本とする。

計算する断面間の距離を $\Delta x (= \Delta t \cdot U \cos\beta \cdot (1 + O(\epsilon^2)))$ とすると、初生渦の強さ(循環)は、

$$\Delta\Gamma = \frac{1}{2} U_s^2 \cdot \Delta t = \frac{1}{2} U_s^2 \cdot \frac{\Delta x}{U \cos\beta} \quad (3.55)$$

となるが、この値をそのまま使って計算すると渦が強すぎる結果になったので、本論文の渦モデルでは、初生渦の強さを次式の γ とし、

$$\gamma = \Delta\Gamma \cdot C_\gamma = \frac{1}{2} U_s^2 \cdot \frac{\Delta x}{U \cos\beta} \cdot C_\gamma \quad (3.56)$$

C_γ を補正係数として加え、肥せき度 C_b と水深喫水比 H/d の関数として、

$$C_\gamma = f_1(C_b) \cdot f_2(H/d) \quad (3.57)$$

と表している。 f_1 と f_2 の値を Fig.3.6 に示す。

f_1 については、3.5節に示す7隻の模型船の深水域における斜航実験結果と、 f_1 の値を変えた計算結果とを比較しながら、 f_1 が C_b の滑らかな関数となるよう試行錯誤的に f_1 の値を決めた。

f_2 についても、3.5節に示す模型船のなかで浅水域での斜航実験結果のある4隻の模型船の実験値を用いて、 f_1 と同様に試行錯誤で、水深喫水比 H/d の関数として f_2 の値を決めた。

初生渦を置く位置については、初生渦導入により剥離点においてガス方向の船体との相対流速が0になること、および、初生渦導入により剥離点付近で逆流が発生しないことを条件とした。

逆流が発生しないという条件については、2次元流において Fig.3.7 に示すような平面上の一様流中に渦をおいたとき、S点に立てた法線より(図中破線)以上傾いた線上にS点で流速が0になる強さの渦をおいた場合、S点に立てた法線上では逆流は生じない。

船体表面は曲率をもつ有限領域であるが、簡単のため、剥離点に立てた法線より下流方向へ傾いた線上で、Fig.3.7 に示すように船体表面を無限平面として得られる剥離点で

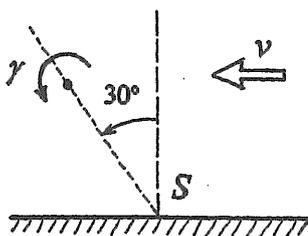


Fig.3.7 Initial Vortex

の流速を0にする位置を、初生渦の位置とした。

浅水域の場合も深水域の場合と全く同じに、初生渦の位置は無限水深において流速を0にする位置とした。

こうして発生させた剥離渦は流れにのって移動するが、渦同士が接近すると誘導速度が大きくなって不自然に大きな運動をすることがある。そこで、渦からある距離以内ではその渦による誘導速度は渦からの距離に比例するといういわゆる渦核を導入し、渦核内の平均誘導速度が剥離渦層を表す離散渦間の平均距離を l としたとき長さ l あたり強さ γ の循環密度を持つ2次元の滑らかな渦層に接近したときの最大誘導速度 $\gamma/2l$ となるよう、渦核半径を $l/2\pi$ とした。

渦が船体表面に近づいたときも不自然な動きをする場合がある。そこで、渦と船体との間の最低接近距離を設け、計算による試行錯誤でこの距離を船幅の0.5%とし、これより近づいた時は船体表面から法線方向にこの距離の位置まで押し戻している。初生渦についても、この距離以内の時は船体表面からこの距離だけ離れた位置に、剥離点での法線から下流方向に傾いた線上においている。

以上の剥離および剥離渦についての仮定の下に、船体まわりの流場を求めることになる。

3.4.3 流場の計算方法

流場の計算は、細長体近似において上流から流れてくる剥離渦を取り込みながら各断面での内部解を求め、全断面の内部解より3次元補正項を求め、内部解の主要部と3次元補正項の足し合わせとして全流体領域で有効な速度ポテンシャルを求める。

始めに船体近傍で成り立つ内部解を求めるが、内部解を求めるための条件式(3.33)式において変数 ξ の陽に出ている式 $[H] [WK] [WD]$ において、

$$\xi = t \cdot \cos\beta \quad (3.58)$$

とおくと、

$$d\xi = dt \cdot \cos\beta \cdot \{1 + O(\epsilon^2)\} \quad (3.59)$$

となり、(3.33)式と同じ2nd orderまで有効な式として次のように表せる。

$$[H] \quad \frac{\partial H}{\partial t} + (\phi_\eta - \sin\beta - \omega\xi) \frac{\partial H}{\partial \eta} + \phi_\zeta \frac{\partial H}{\partial \zeta} = 0 \quad \text{on } H=0$$

$$[WK] \quad \frac{\partial W}{\partial t} + (\phi_\eta - \sin\beta - \omega\xi) \frac{\partial W}{\partial \eta} + \phi_\zeta \frac{\partial W}{\partial \zeta} = 0 \quad \text{on } W=0 \quad (6.7)$$

$$[WD] \quad C_p = -2 \frac{\partial \phi}{\partial t} + 2(\sin\beta + \omega\xi)\phi_\eta - (\phi_\eta^2 + \phi_\zeta^2)$$

これは t を時間として (η, ζ) 平面において流速 $(\sin\beta + t \cdot \omega \cos\beta, 0)$ の流れの中に置かれた、変形する物体 $B(\eta, \zeta; t \cdot \cos\beta) = 0$ まわりの2次元非定常流の問題と見ることが出来る。

船首断面から始めて船尾断面に向かって各断面で内部解を求めて行くが、その際、条件 $[WK]$ は各離散渦を流れに沿って流すことにより満足させ、条件 $[WD]$ は流れて行く

各離散渦の強さを、時間（即ち船長方向の距離）によって変化させず一定とする事により満足させる。

連続渦層を離散渦モデルで近似する場合、近似誤差を少なくするには各離散渦間の距離を等間隔にした方が良いことが知られており[17][18]、本論文の計算においても渦間の距離が等しくなるよう渦の再配置を各断面ごとに行っているが、その際、近似する渦層上のpotential分布を変えないように離散渦の強さと位置の再配置を行い、実質的に各離散渦が強さを変えずに流れて行くようにしている。

船尾断面以降は流場は変化しないものと仮定するが、第4章で示したように細長体近似の範囲内においてはこの仮定を用いても、流場の推定精度は2nd orderまで保証されている。

全断面での内部解が求まったら、次は3次元補正項を求める。3次元補正項の船体表面および渦層上での値は、3次元補正項は2nd orderの値であり船体表面および渦層上での値と等価物体上での値との差は更にもう一次高次のオーダーとなるため、2nd orderまで有効な解として計算の簡単な等価物体上での値を用いることにする。

等価物体は、深水域では回転体となるが、浅水域においては断面積は与えられているが断面形状に関しては必ずしも明確でないので、2nd orderであるという点を考慮し、浅水域においては便宜上水深と同じ喫水の矩形断面上の値を用いる事にする。

3.4.4 流れのモデルと計算方法のまとめ

本節で述べた流れのモデルと計算方法の要点をまとめると次のようになる。

(1)剥離は、船底から船側方向への流れが存在するS.S.91/2以降のビルジ部で発生する。

(2)剥離による初生渦の強さ（循環）は、

$$\gamma = \frac{1}{2} U_s^2 \cdot \frac{\Delta x}{U \cos \beta} \cdot C_\gamma$$

とし、 C_γ は肥せき度 C_B と水深喫水比 H/d の関数として与える。

(3)初生渦の位置は、剥離点での流速0および剥離点の法線上で逆流が発生しないという条件より求める。

(4)流出した剥離渦には渦核を考え、各離散渦間の平均距離を l とするとき渦核半径を $l/2\pi$ とする。

(5)剥離渦の船体表面との最低接近距離を船幅の0.5%とし、この距離以内には船体に近づかせない。

(6)内部解は、船首断面から船尾断面に向かって2次元非定常問題として求めて行く。

(7)剥離渦層を近似する離散渦は、各断面毎に渦間の距離が等間隔になるよう再配置する。

(8)船尾以降で流場は変化しないとする。

(9)3次元補正項の船体表面および渦層上での値として、等価物体上での値を用いる。

(10)浅水域での等価物体の断面形状は矩形断面とする。

Table 3.1 Particulars of Model Ships

	Esso Osaka			5-27M	SR221-A
	0.829			0.820	0.8045
L(m)	6.000	3.536	2.500	2.000	3.500
B(m)	0.978	0.577	0.408	0.400	0.634
d(m)	0.401	0.236	0.167	0.148	0.211
Deep : Oblique Tow	[20]	[22]	[21]	[23]	[19][28]
Deep : CMT	[20]		[21]	[23]	[28]
Shallow : Oblique Tow		[22]		[23]	

	SR221-C	SR221-B	Series 60		Container Ship
	0.8033	0.8018	0.700		0.672
L(m)	3.500	3.500	4.500	4.000	3.000
B(m)	0.634	0.634	0.643	0.571	0.435
d(m)	0.211	0.211	0.257	0.229	0.163
Deep : Oblique Tow	[19][28]	[19][28]	[24]	[23]	[25]
Deep : CMT		[28]		[23]	[25][26]
Shallow : Oblique Tow			[24]		[27]

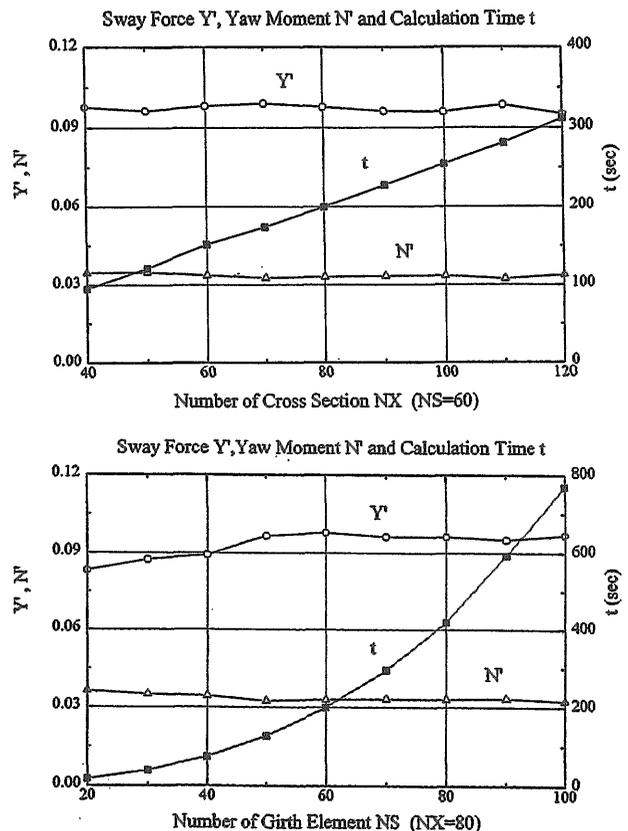


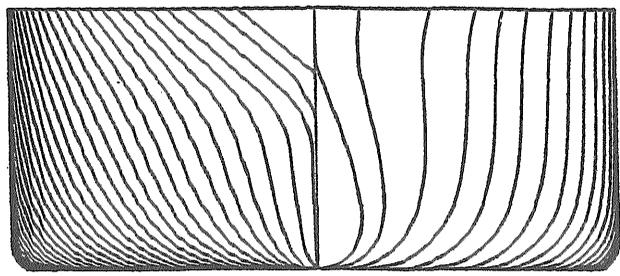
Fig.3.9 Effect of Element Number on Calculation

3.5 計算結果と実験結果の比較

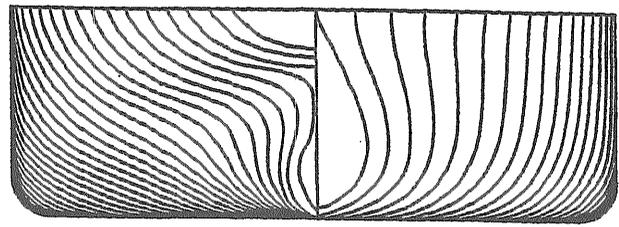
3.5.1 まえがき

本節では、これまで述べてきた推定法を用いて実用船型を対象に、斜航および旋回運動する主船体に働く sway force と yaw moment を求め、模型実験結果と比較し本研究で示した推定法の有効性、実用性を示す。

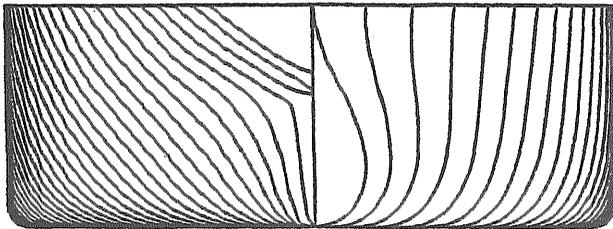
主船体に働く操縦流体力は慣性項と減衰項からなり、本



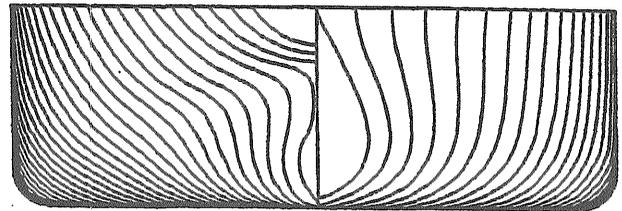
Esso Osaka



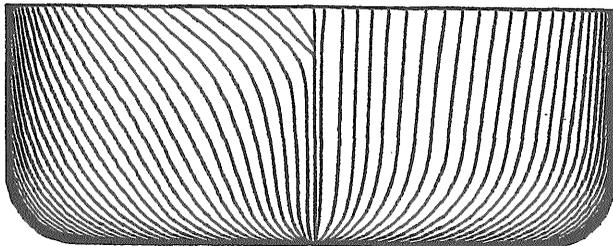
SR221-A



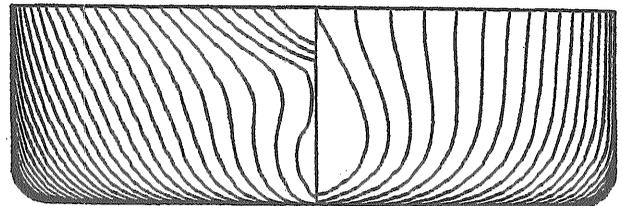
5-27M



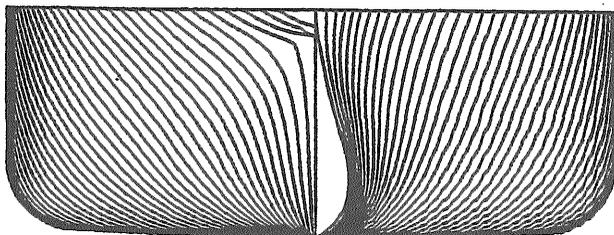
SR221-C



Series 60



SR221-B



SR108 Container Ship

Fig.3.8 Cross Sections of Model Ships

論文の目的は減衰項の *sway force* と *yaw moment* の実用的推定法を示すことにあるが、慣性項についても基本的に同じ手法で推定することが出来る。

流場の式と流体力の式の整合性に加えて、慣性項および減衰項がともに同じ理論的精度の保証された手法で推定できるという意味においても、本手法は主船体に働く操縦流体力の推定に対して整合性ある手法という事が出来る。

3.5.2 対象船型と要素分割

推定計算の対象とした船型には、計算と比較できる実験値が公表されており広い範囲の船型を含み、かつ、主要目だけでなくフレームライン等の船体形状の操縦流体力に与える影響も比較できるように、Table 3.1 に示す7隻の模型船を用いた。

Table 3.1 には対象模型船の船種、通称、主要目、実験の種類、実験データの出典を示す。SR221A、B、Cの3船型は、主要目が殆ど同じで船尾断面形状が異なっており、船尾形状変化の操縦流体力に与える影響を本手法でどの程度推定できるのかを示す例として選んだ。

計算に用いた各船型の断面形状を Fig. 3.8 に示す。これらの入力値としての船体形状は、オフセットの値より断面形状を3次スプラインによる内挿で求め、次いで船長方向にも3次スプラインで内挿して求めた。

流体力の推定計算値は、Fig. 3.9 に示すように船体の船長方向への分割数を変えることにより変化するが、分割数を多くしていても一定値に収束するのではなくある一定値まわりに上下に変動している。

船体形状の細かな変化の影響を見るには分割数は多い方が良いだろうが、分割数が多いほど計算時間は長くなる。本論文の計算では、平均的には収束していると考えられ、かつ、船体形状の影響を見るにも十分と推定される80分割を用いることにした。

各断面においてはガスを微小要素に等分割し、各要素上には *doublet* と *source* が一定値で分布するとしている。キールから喫水線までの片舷でのガス分割数は、Fig. 3.9 に示すように計算値が平均的に安定してきている60等分割を用いている。

計算機はHP9000 シリーズ715/33を用いており、一運動状態についての計算時間は深水域については4分弱、浅水域については約8分かかった。

3.5.3 計算と実験との比較

深水域で斜航運動する船体に働く *sway force* と *yaw moment* についての推定計算と実験との比較を Fig. 3.10 ~ 3.16 に示す。

Fig. 3.10 はタンカー船型「Esso Osaka」についての模型実験結果との比較である。

「Esso Osaka」については、浅水域も含めて広範囲な実船試験が行われ、その詳しい実験データが公表されたことから、同船型を用いた操縦性能に関する国際協力研究が

進められた。Fig. 3.10 は世界各国で行われた模型実験の中で、大きさの異なる模型船についての代表的な実験結果との比較である。

実験値は、異なる実施機関と異なる模型船の大きさを考慮すると良くまとまっているが、詳しく見ると上下に小さな幅をもって分布しており、小さな模型船ほど流体力は大きめの値となっているが、これが縮尺影響を表すのか実験方法による差を表しているのかの判断は困難である。平均値が必ずしも正しい値とは断定出来ないが、計算値は実験値と平均的に良い一致を示している。

Fig. 3.11 は、同じくタンカー船型「5-27M」について、2機関で行われた実験結果との比較である。両機関の実験値には差があるが、模型船の大きさによる実験値の差については、*yaw moment* は「Esso Osaka」の場合とは逆に小さな模型船の方が小さめに出ている。実験値の差の原因がはっきりしないため、両機関の実験値の中間の値を比較の対象とせざるを得ないが、計算値は両機関での実験値の中間の値を示しており妥当な推定と考えられる。

Fig. 3.12 から Fig. 3.14 にかけてが、第2章の流場観測で用いた主要目が同じで船尾形状の異なる、3隻のSR221型タンカー船型についての実験結果との比較である。

実験は2種類の船速、実船で8ktおよび15kt相当の船速で行っている。斜航角が20°もあるような状態で15ktもの高速で航走することは、実際にはありえないが、第2章の流場観測では5孔ピトー管による計測精度を上げるため15kt相当の船速で実験を行ったため、船速により流体力がどの程度変化するかを見るため15ktでも3分力測定を行った。

15ktもの船速になると、流体力には本推定法では考慮していない自由表面影響がかなり入ってくると考えられ、実験値における8ktと15ktとの差は大半が自由表面影響と推測されるが、3船型ともに大凡、15ktの方が8ktより *sway force* は僅かに小さく *yaw moment* は僅かに大きくなっており、計算値は自由表面影響の小さい8ktの実験結果の方と良い一致を示している。

フレームラインの違いによる3船型の流体力の差は、第2章の流場観測で述べたように *sway force* の中心位置に大きく現れてくる。*sway force* の中心位置は、斜航角の小さい所では小さい計測値による割り算のため誤差が大きくなり実験精度は低下するが、斜航角が小さくなるにつれて *sway force* の中心位置が前方へ移動するそのオーダーの3船型間の差は明確であり、計算値もこの差を定量的に良く説明している。この事は、フレームライン等の船体形状の変化が船体に働く操縦流体力に与える影響を評価するのに、本推定法は十分な実用的精度を有している事を示している。

Fig. 3.15 は、貨物船型「Series 60」についての3機関での実験結果との比較であり、実験値のまとまりは非常に良い。

Sway force については、計算値と実験値とは斜航角の全

範囲にわたって良い一致を示している。yaw momentについては、斜航角が 5° から 10° 付近にかけて計算値は僅かに実験値より小さくなっているが、実用上は問題ないであろう。

Fig.3.16は、本論文で実験と計算の比較に用いた船型の中では最も瘦せて細長いコンテナ船型についての比較であり、「Series 60」と同様に2機関の実験値は良くまとまっている。実験結果と計算値も「Series 60」の場合と同様に良い一致を示している。

以上が斜航運動についての比較であるが、次に、旋回運動時の結果をFig.3.17に、旋回運動と斜航運動を組み合わせたCMT (CircularMotionTest) の結果とそれに対する計算結果をFig.3.18～3.25に示す。

Fig.3.17はタンカー船型「Esso Osaka」について、斜航試験のFig.3.10と同じ機関で行われた斜航角のついていない純旋回運動に対する実験結果との比較である。

旋回運動がはいると船体の質量による遠心力が計測系に働く。斜航角のない純旋回状態では、計測値から船体の質量による遠心力成分を差し引いた純流体力成分は遠心力成分に比べて小さく、相対的に計測誤差が大きくなる。この事も原因の一つと考えられるが、3機関の実験値は大きくばらついている。

Fig.3.10の斜航試験結果のような、模型船の大きさとの単純な関係は見あたらず、平均値的な値を比較の対象とせざるを得ない。計算値と実験値とは、yaw momentについては平均値的には良い一致を示しているが、sway forceについては、無次元旋回角速度 r' が0.4を越えるあたりから平均値との一致度は低下し始めている。

Fig.3.18は、Fig.3.17と同じ「Esso Osaka」の模型によるCMT実験結果との比較で、実験値と計算値は全体的に良い一致を示しているが、無次元回頭角速度 r' が0.8という強い旋回運動の場合は、斜航角が $\pm 6^\circ$ 程度以内の小斜航角域で一致度は低下し計算値は実験値より大きな値となっている。

Fig.3.19にタンカー船型「5-27M」に対するCMTの結果との比較を示す。なおFig.3.11中の黒丸印は、Fig.3.19の回頭角速度0での実験値をプロットしたものであるが、Fig.3.19において実験値のばらつきを考慮した平均曲線のようなものを考えれば、Fig.3.11において黒丸印はもっと計算値に近い値となる。

Fig.3.19においては、計算値は実験値に比べ、回頭角速度および斜航角が大きくなるとsway forceは僅かに小さめyaw momentは僅かに大きめとなるが、大きな斜航角 30° の場合を除き実験値と計算値は良い一致を示している。

Fig.3.20からFig.3.22にかけて、船体の主要目が同じで船尾形状の異なるSR221船型に対するCMTの結果との比較を示す。

sway forceに関しては、3隻ともに、無次元回頭角速度 r' が0.4以上の旋回運動では計算値と実験値の一致度は低下し、計算値は実験値よりかなり大きめの値となっている。

SR221船型と他の船型との大きな差は、Fig.3.8の断面形状の図からわかるように、船体中心面から船側への距離が喫水線から船底に向かって単調に減少して行く他の船型の船尾形状に比べて、SR221船型は船尾バルブを持っている点である。この船尾バルブの存在が流れを複雑にし、旋回運動が強くなると本推定法で用いている簡単な流れのモデルでは精度良く対応出来なくなっている可能性も考えられる。

強い旋回運動におけるsway forceの実験値と計算値の一致度は、斜航角が大きくなるにつれて若干回復している。更に、計算値は実験値よりかなり大きめの値となっているとはいえ、船型がA→C→Bへと移るにつれてsway forceが大きくなって行く傾向は推定出来ている。

yaw momentについては、3隻ともに計算値が実験値より少し低めには出ているが、流体力の評価には実用上十分であろう。

Fig.3.23は、貨物船型「Series 60」に対するCMTの結果との比較である。

sway forceについては、斜航角 0° の純旋回運動では「Esso Osaka」やSR221船型と同じような傾向で計算値は実験値より幾分高めに出ているが、計算値と実験値は全体的に良い一致を示している。

yaw momentについては、斜航角が大きくなるにつれて計算値は実験値より少し低めに出てくるようになるものの、全体的に実験値と計算値との一致度は良い。

Fig.3.24とFig.3.25は、同じ大きさの同一船型のコンテナ船を用いて別々の機関で行われたCMTの結果との比較である。

Fig.3.24では、無次元横方向速度 v' が0.1 (斜航角 5.7°)で回頭角速度が大きいところで、計算値は少し不自然な動きを示しており、流れをうまく近似出来ていないようであるが、この部分を除き、sway forceおよびyaw momentともに計算値は実験値と回頭角速度の大きいところまで良い一致を示している。

Fig.3.25では、Fig.3.24に比べ縦軸の表示範囲が異なるため差が少し大きく見えてくるが、回頭角速度が大きい場合に斜航角が小さいところでsway forceは計算値が実験値より高めの値を推定するようになるものの、全体的にはsway forceおよびyaw momentともに計算値と実験値の一致度は良い。

深水域においては、以上のように計算値と実験値は全体的に良い一致を示しているが、斜航運動のみの場合に比べて、旋回運動が入ってくると旋回運動が強い場合は特に小斜航角域で船型によっては推定精度が下がる場合がある。

旋回運動が強くなると推定精度が低下するということは、本推定法の基礎をなす細長体理論における横運動が小さいという仮定の範囲を越えているという事が原因の一つとして考えられるが、旋回運動が強い場合には、後述するように本推定法で用いている流れのモデルが実際の流れをうまく近似出来なくなっているということも可能性の一つ

として考えられる。

浅水域になると実験そのものが困難になるため、公表されている実験データは数少ない。

長さ3~4m程度の模型船を用いた浅水の水槽試験では、精度良く流体力測定を行うには水槽底の平面仕上げ精度が±1,2mm程度の厳しい精度が要求されるため、精度良く浅水実験が行える水槽そのものが少ないこと、及び、浅水実験では模型船の走行により生じる残流の減衰が遅く、1回走る毎に残流が減衰するまで長時間待たねばならず実験効率が非常に悪いこと等により、浅水実験が行われる機会は少ない。

Table3.1の船型の中では、浅水域での斜航試験のデータが公表されているEsso Osaka、5-27M、Series 60、SR108型コンテナ船について、推定計算値と実験値との比較を行った。

浅水域での斜航試験の実験値と推定計算結果との比較をFig.3.26~3.29に示す。

Fig.3.26はタンカー船型「Esso Osaka」についての比較である。

「Esso Osaka」については、国際的な協力研究ということで浅水域での実験も数多く行われたが、殆どが流体力そのものではなく線形微係数等の形で発表されており、これら微係数により実験値をどの程度説明出来ているのかはよく分からないため、本研究では流体力そのものが公表されている機関のデータを引用している。

実験値は水深がごく浅い水深喫水比 $H/d = 1.2$ においては若干のばらつきがみられるが、sway forceおよびyaw momentともに計算値と実験値は全体にわたって良く一致している。

Fig.6.21はタンカー船型「5-27M」についての比較である。

水深がごく浅い $H/d = 1.3$ において斜航角の大きいところで、計算値は実験値と比べて低めの値となっているが、全体的には良い一致を示している。

水深が浅くなるにつれて操縦流体力の斜航角に対する非線形性は変化し、浅くなるほど非線形性は一般に強くなる傾向にあるが、「5-27M」の場合、yaw momentは深水域では斜航角が大きくなるにつれて傾きは緩やかになっていくが、浅くなると逆に他の船型と同様に傾きは強くなっていく。計算値は、水深による流体力の非線形性の変化の傾向も良く表している。

Fig.3.28は貨物船型「Series 60」に関する比較で、sway forceは良く合っているが、yaw momentについては浅い $H/d = 1.3$ において斜航角の大きい範囲で一致度が低下している。

Fig.3.29はコンテナ船型に関する比較で、これもごく浅い $H/d = 1.2$ において推定精度は低下している。

深水域の場合に比べて浅くなるにつれて推定精度は低下しているが、実験結果との一致度が悪くなるのは水深喫水比が1.3および1.2というごく浅い場合の斜航角が約10度

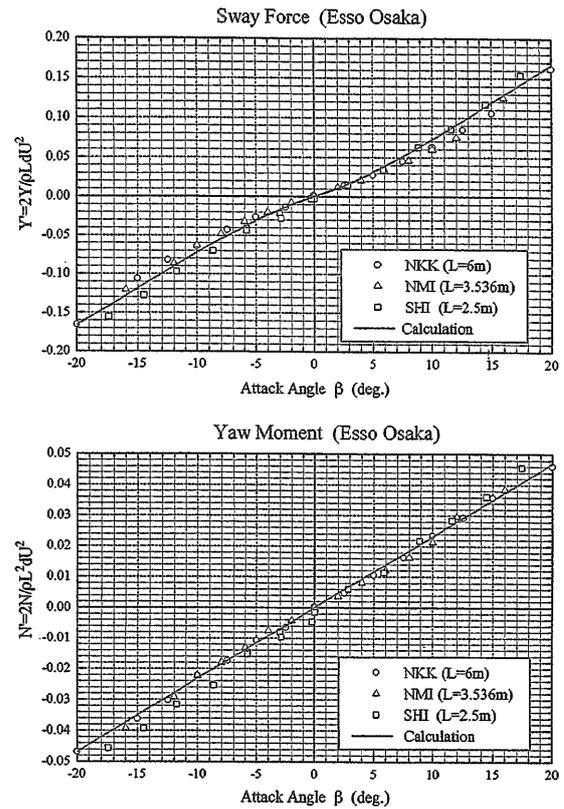


Fig.3.10 Oblique Towing Test (Deep), Esso Osaka

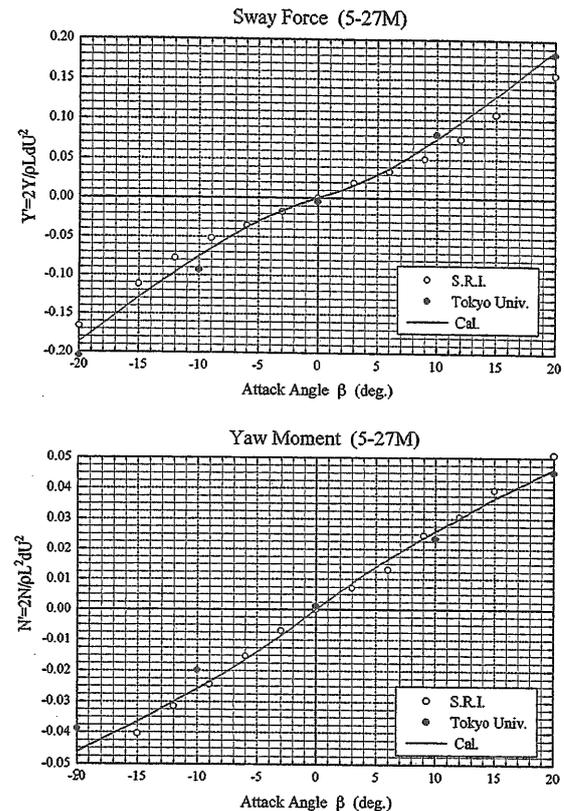


Fig.3.11 Oblique Towing Test (Deep), 5-27M

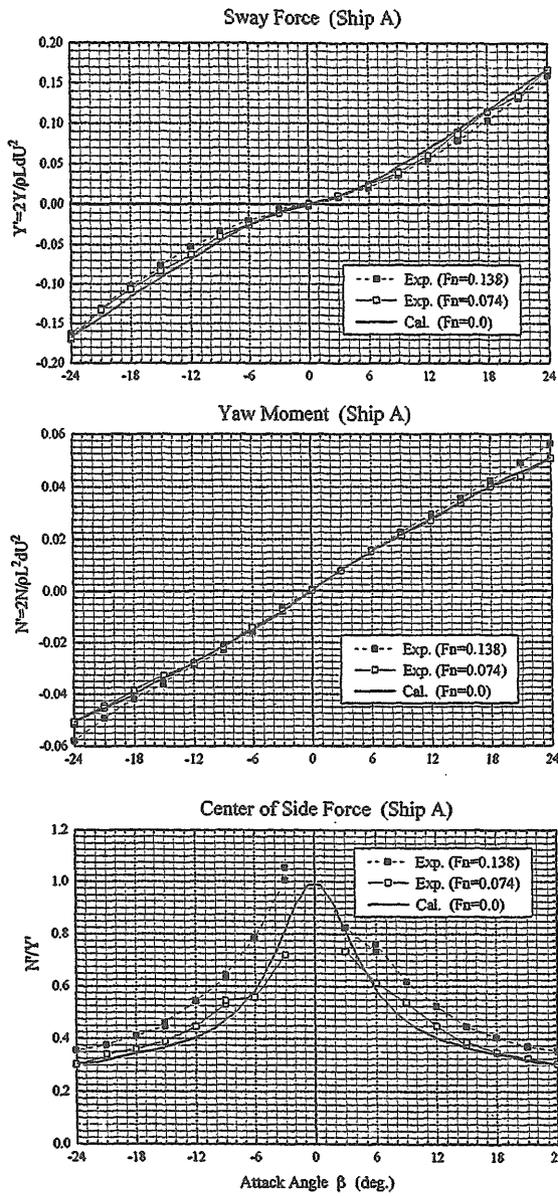


Fig.3.12 Oblique Towing Test (Deep), SR221-A

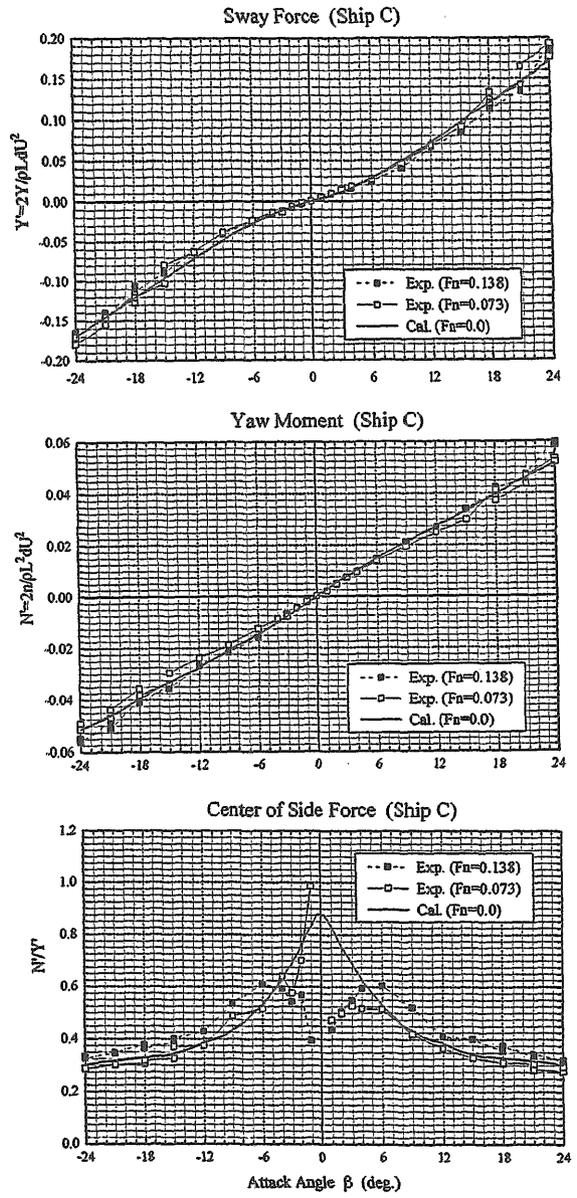


Fig.3.13 Oblique Towing Test (Deep), SR221-C

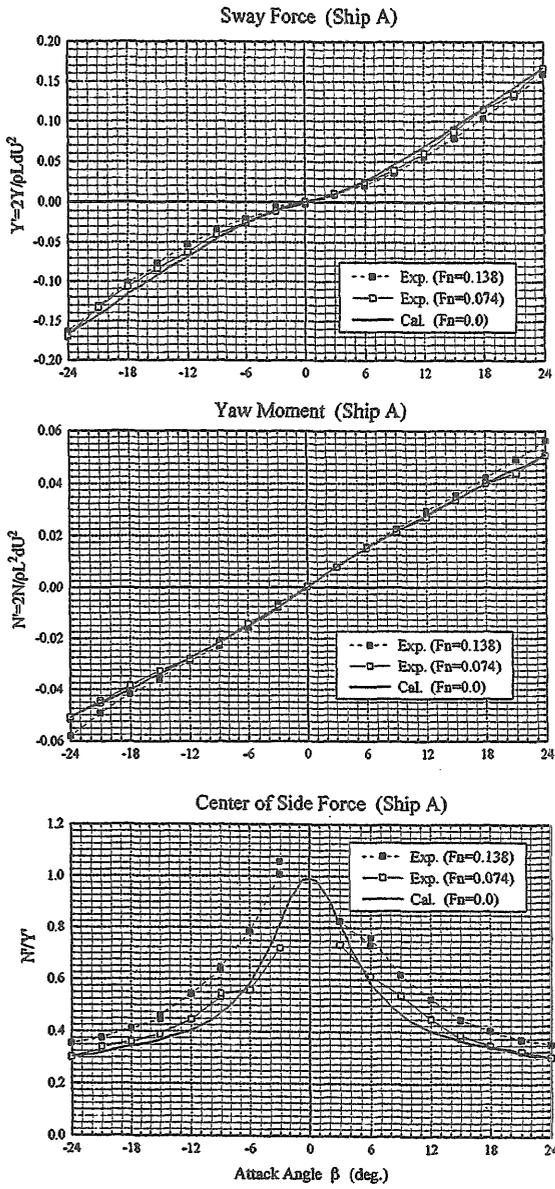


Fig.3.14 Oblique Towing Test (Deep), SR221-B

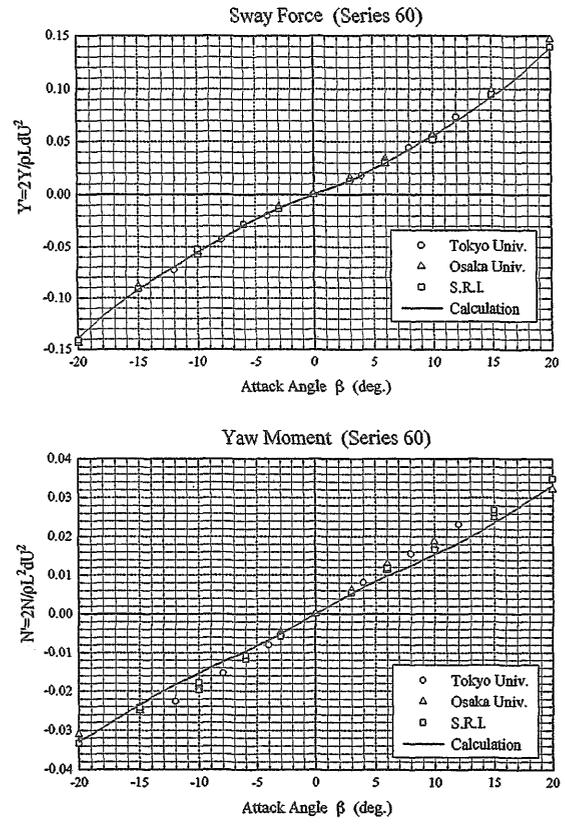


Fig.3.15 Oblique Towing Test (Deep), Series 60

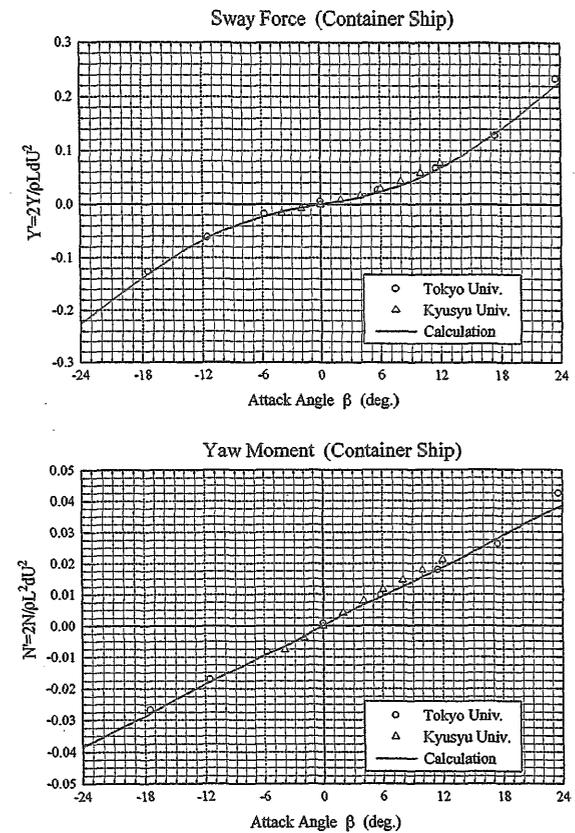


Fig.3.16 Oblique Towing Test (Deep), Container Ship

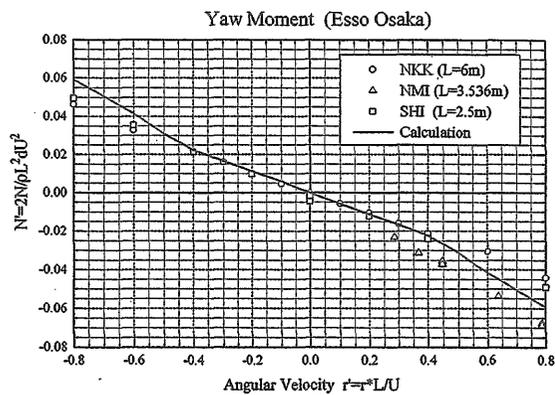
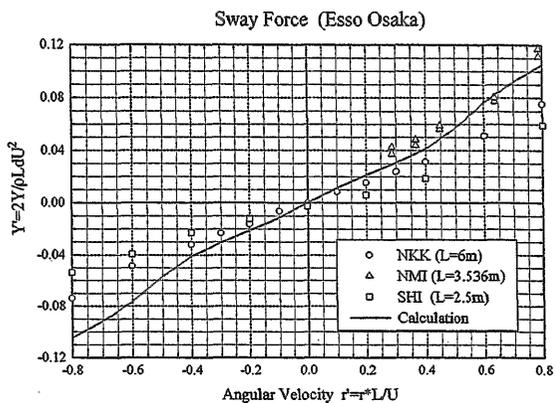


Fig.3.17 Turning Test (Deep, $\beta = 0^\circ$), Esso Osaka

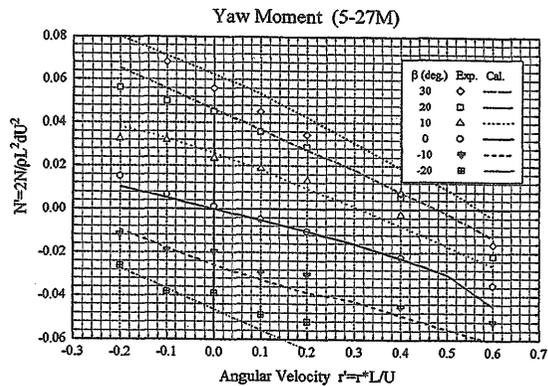
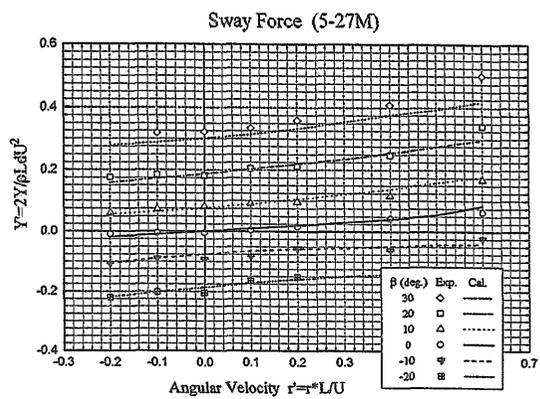


Fig.3.19 Circular Motion Test (Deep), 5-27M

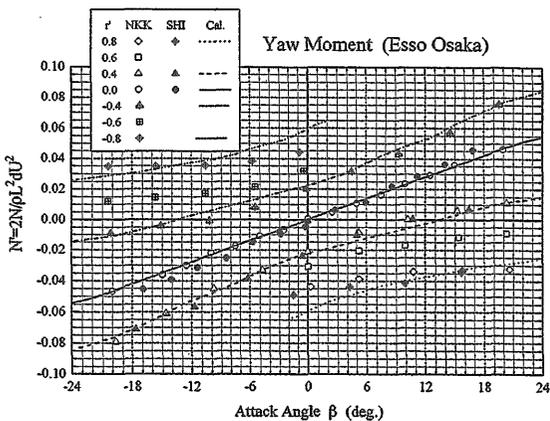
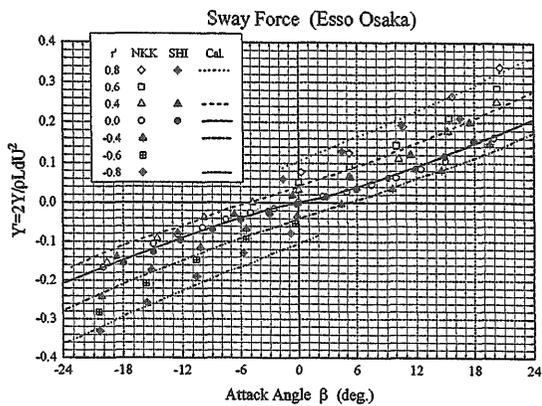


Fig.3.18 Circular Motion Test (Deep), Esso Osaka

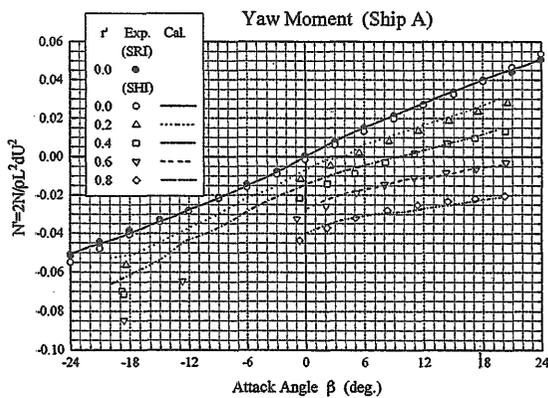
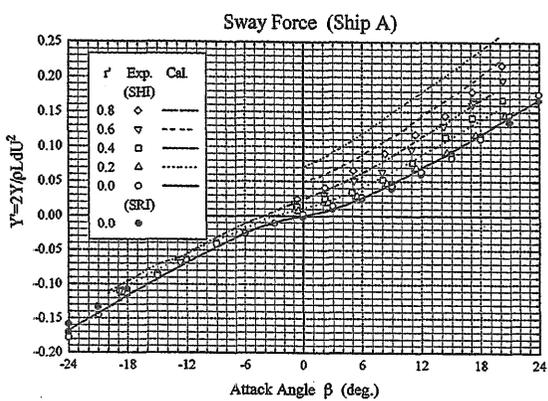


Fig.3.20 Circular Motion Test (Deep), SR221-A

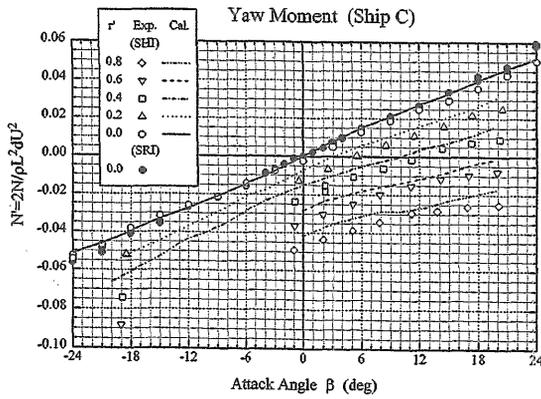
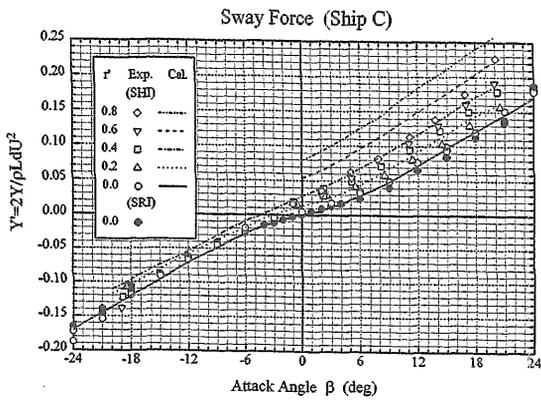


Fig.3.21 Circular Motion Test (Deep), SR221-C

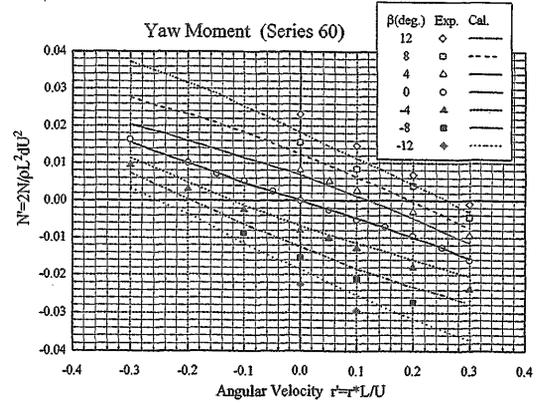
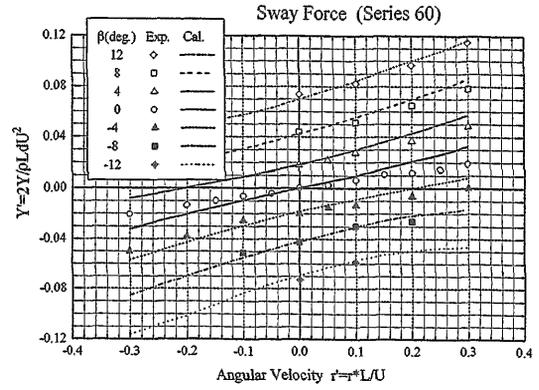


Fig.3.23 Circular Motion Test (Deep), Series 60

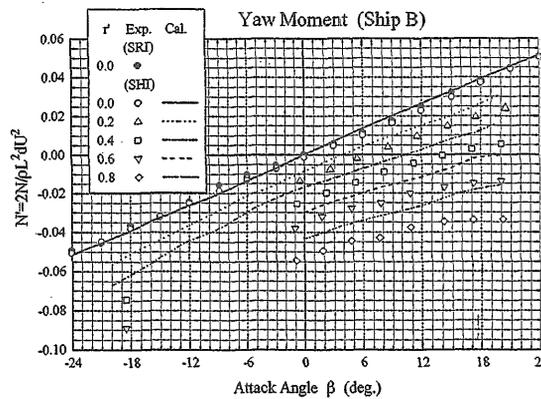
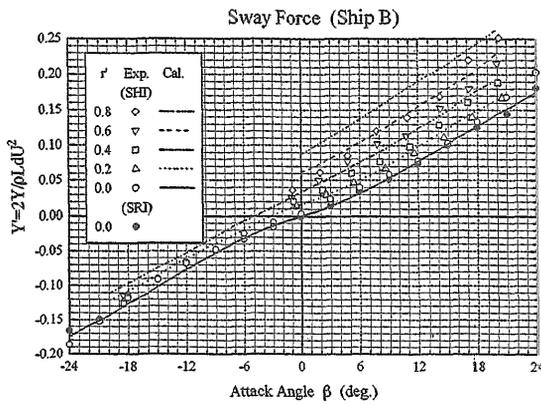


Fig.3.22 Circular Motion Test (Deep), SR221-B

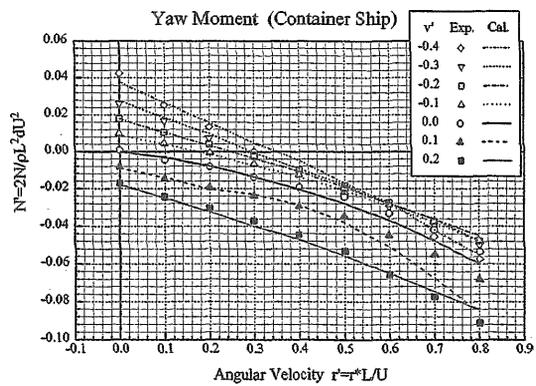
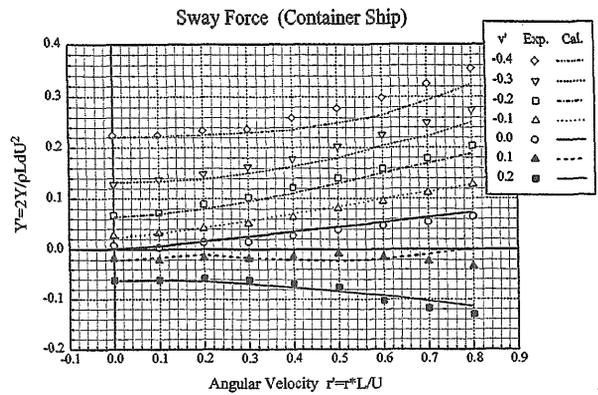


Fig.3.24 Circular Motion Test (Deep), Container Ship

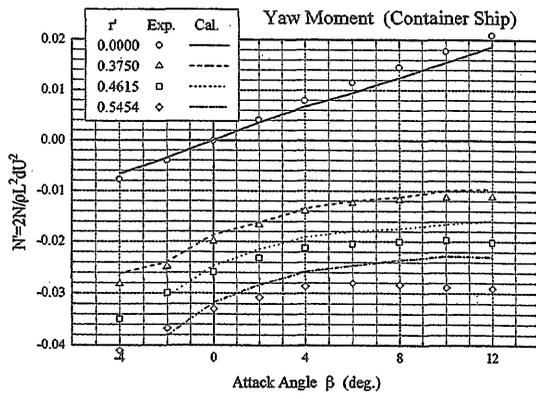
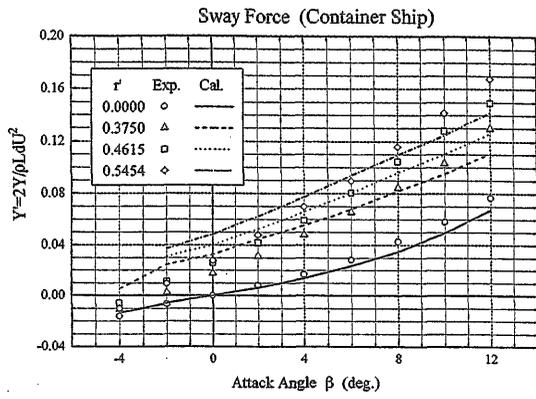


Fig.3.25 Circular Motion Test (Deep), Container Ship

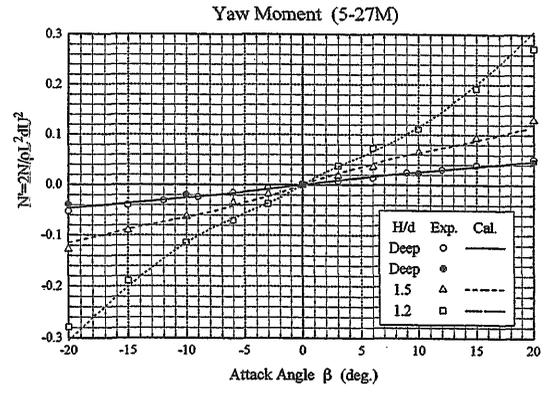
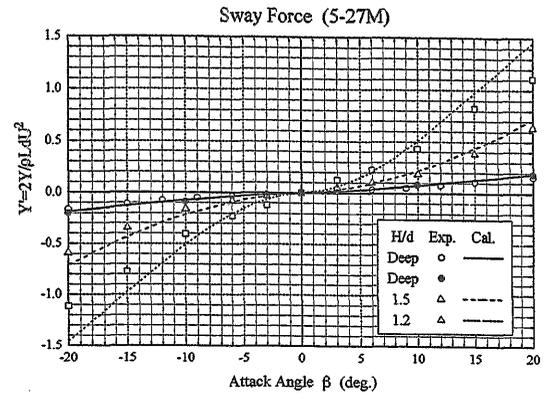


Fig.3.27 Oblique Towing Test (Shallow), 5-27M

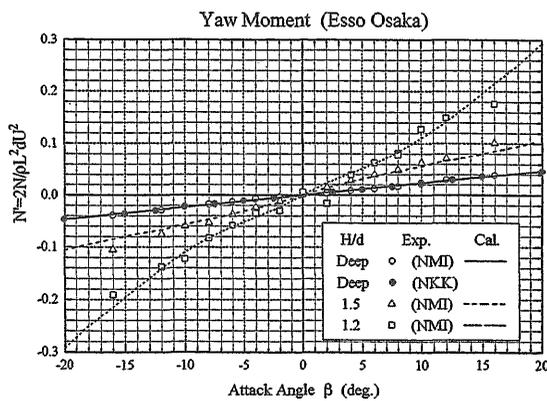
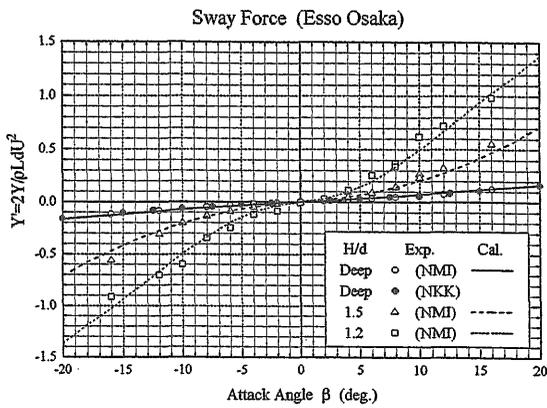


Fig.3.26 Oblique Towing Test (Shallow), Esso Osaka

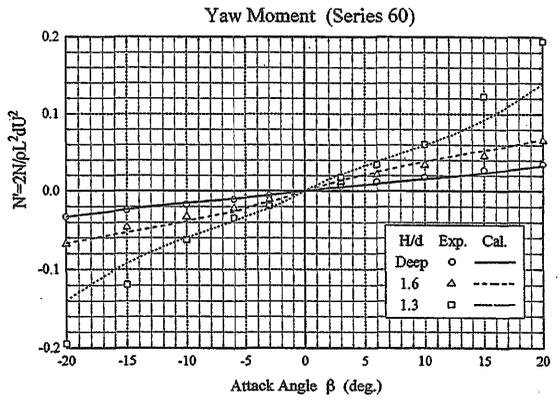
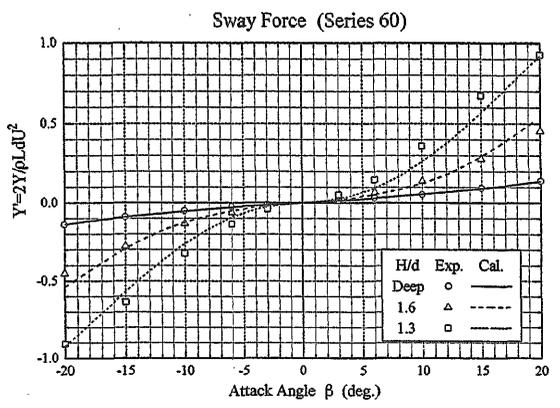


Fig.3.28 Oblique Towing Test (Shallow), Series 60

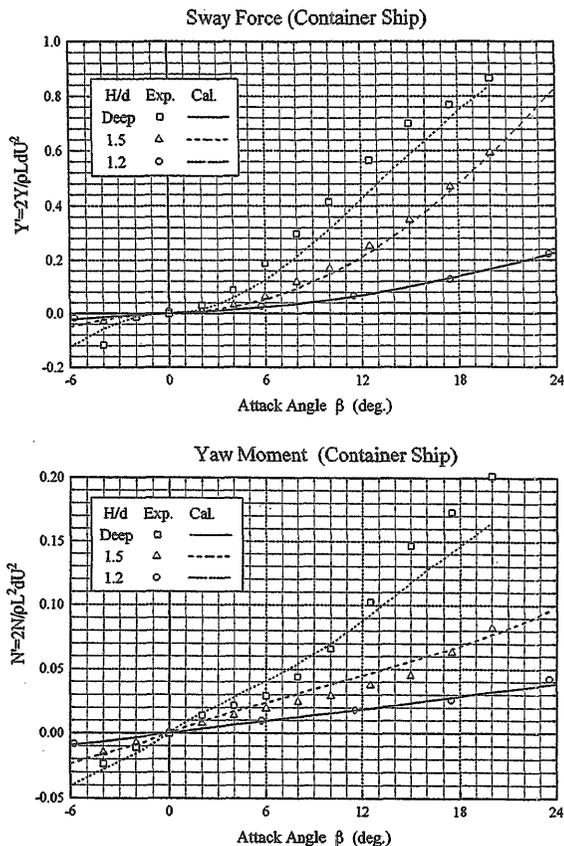


Fig.3.29 Oblique Towing Test (Shallow), Container Ship

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過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

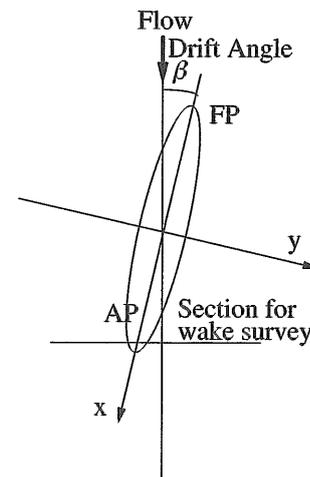


Fig.4.1 Coordinate

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

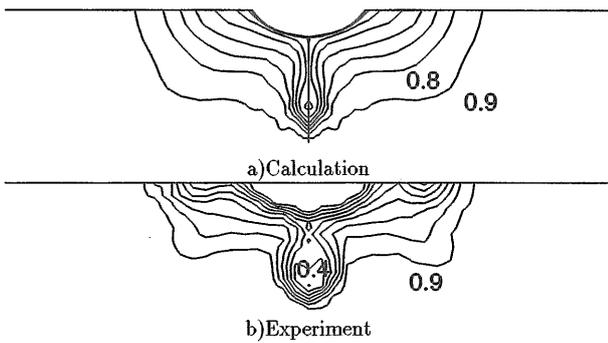


Fig.4.2 Wake distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221A)

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

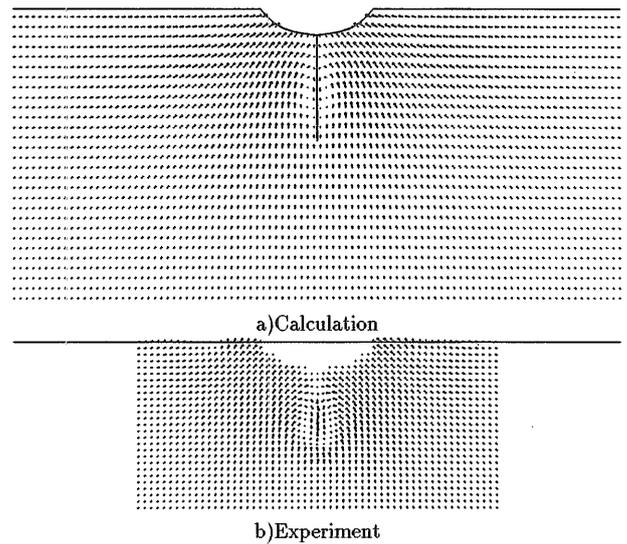


Fig.4.3 Velocity contour ($\beta = 0$ [deg.], SR221A)

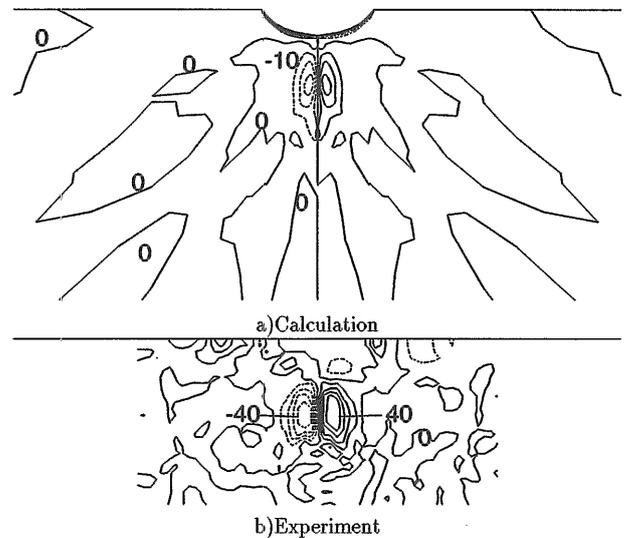


Fig.4.4 Vorticity distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221A)

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

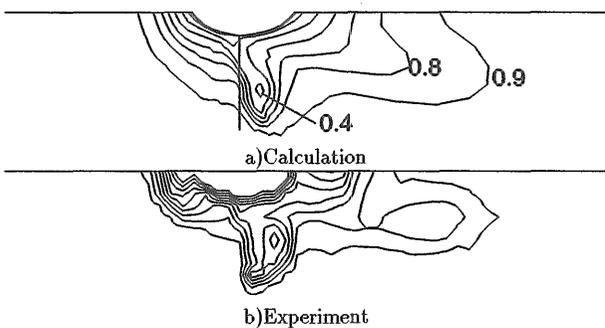


Fig.4.5 Wake distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221A)

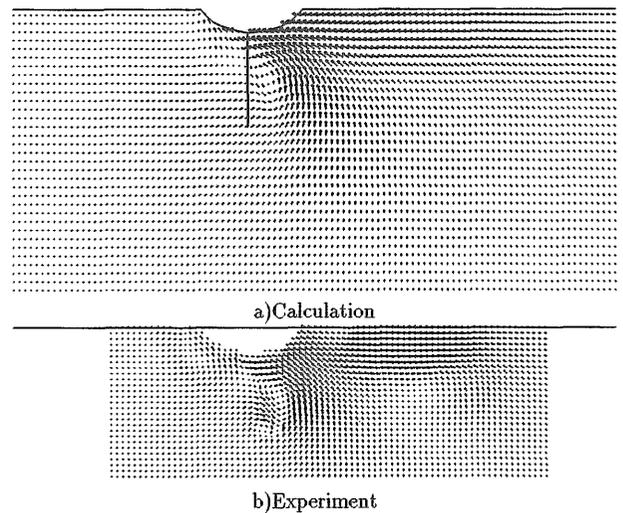


Fig.4.6 Velocity contour ($\beta = 9$ [deg.], SR221A)

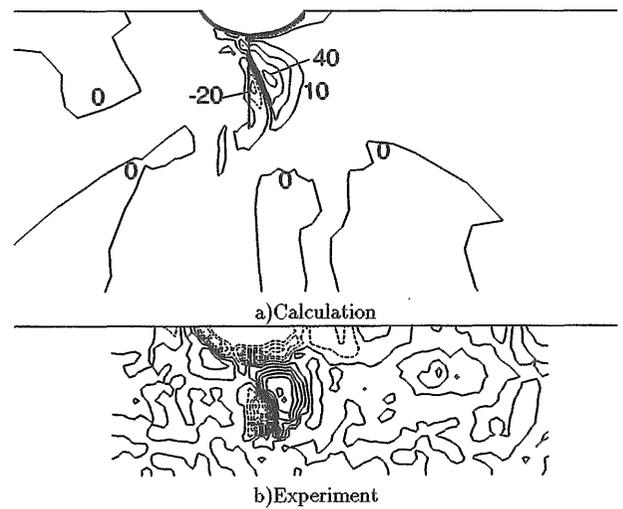


Fig.4.7 Vorticity distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221A)

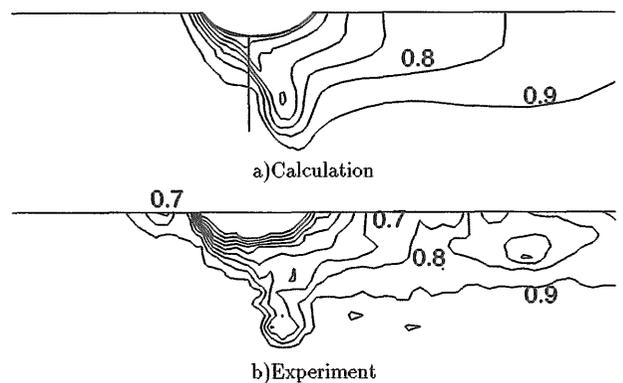


Fig.4.8 Wake distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221A)

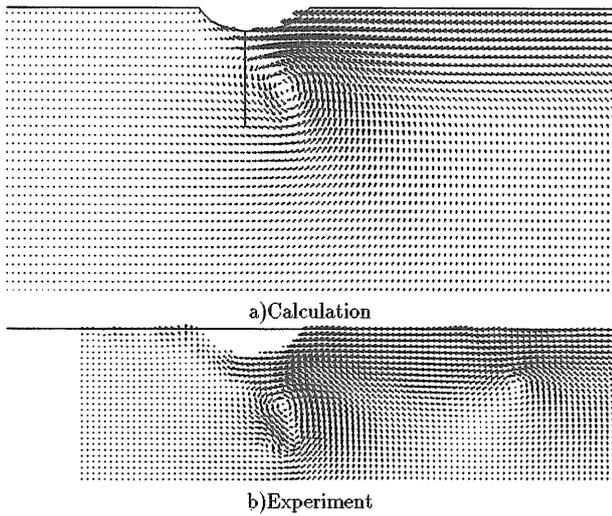


Fig.4.9 Velocity contour ($\beta = 18$ [deg.], SR221A)

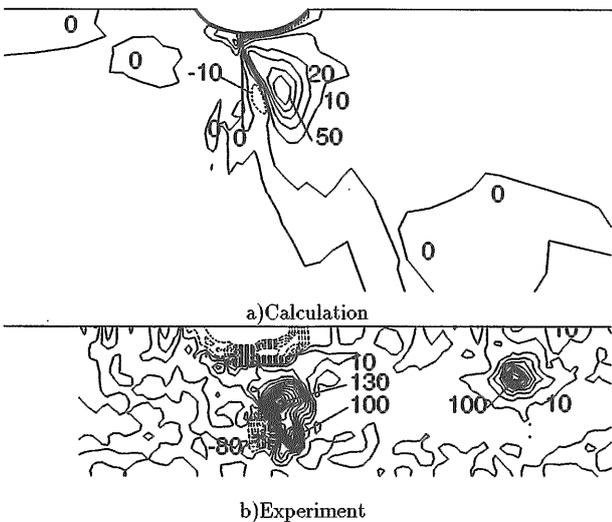


Fig.4.10 Vorticity distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221A)

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

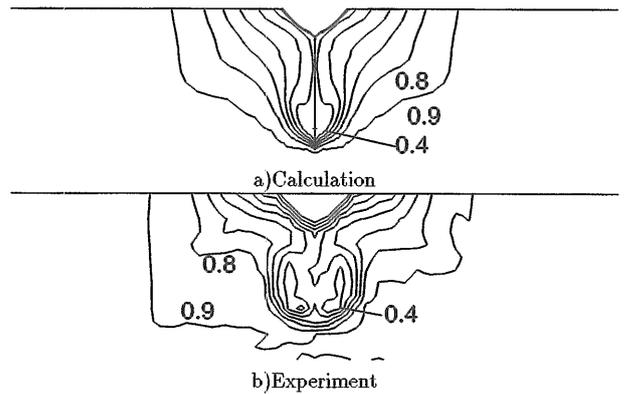


Fig.4.11 Wake distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221B)

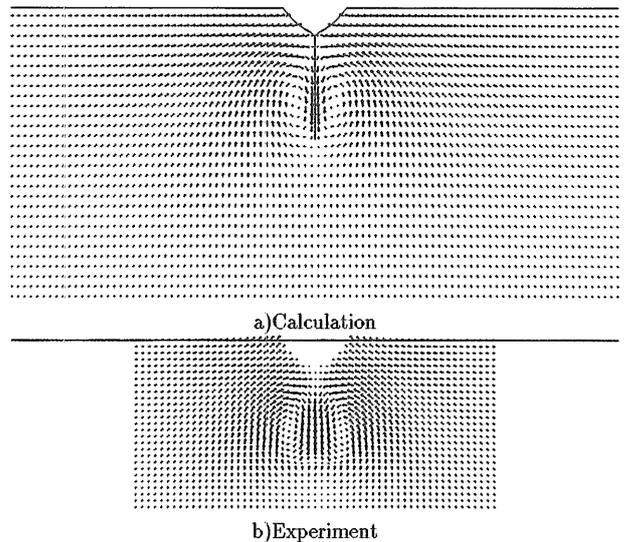


Fig.4.12 Velocity distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221B)

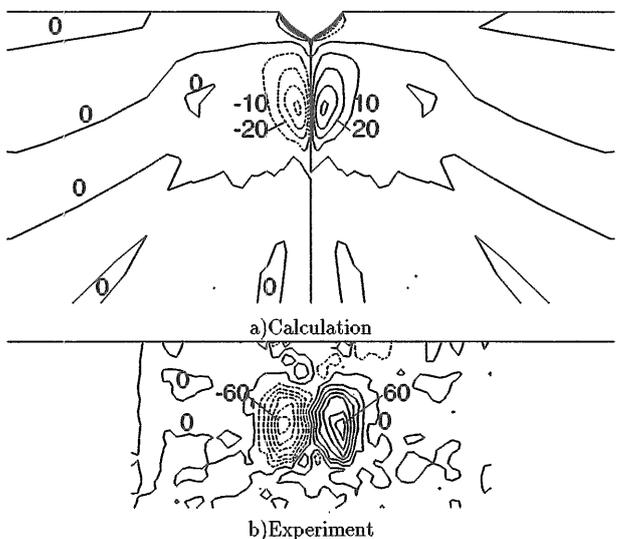


Fig.4.13 Vorticity distribution ($\beta = 0$ [deg.], SR221B)

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、計算は実験と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

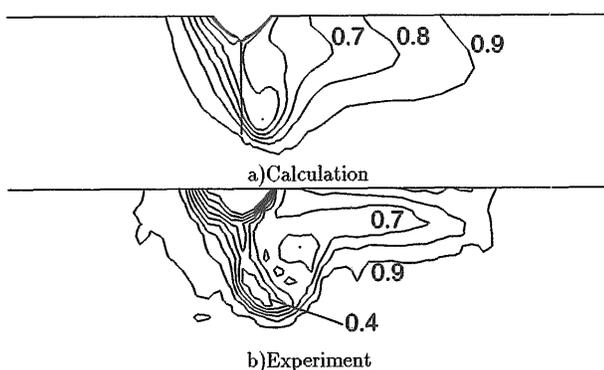


Fig.4.14 Wake distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221B)

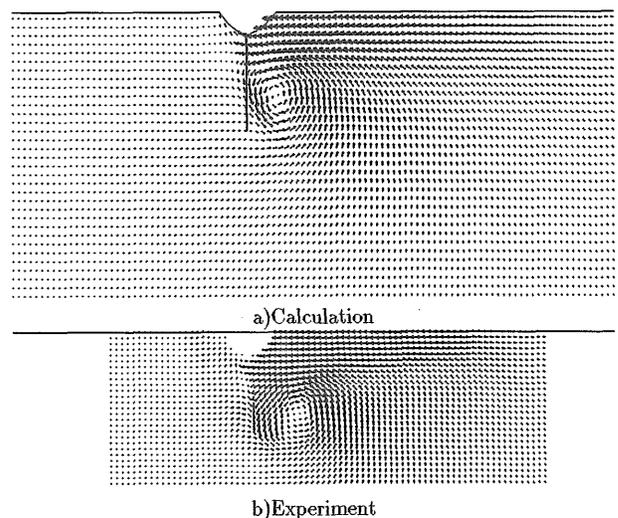


Fig.4.15 Velocity contour ($\beta = 9$ [deg.], SR221B)

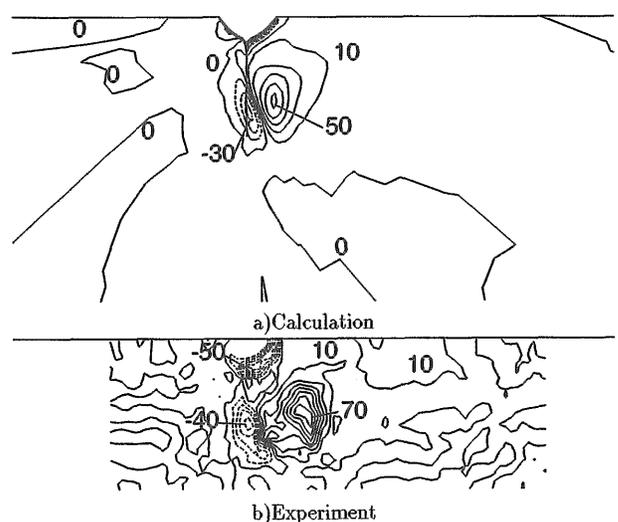


Fig.4.16 Vorticity distribution ($\beta = 9$ [deg.], SR221B)

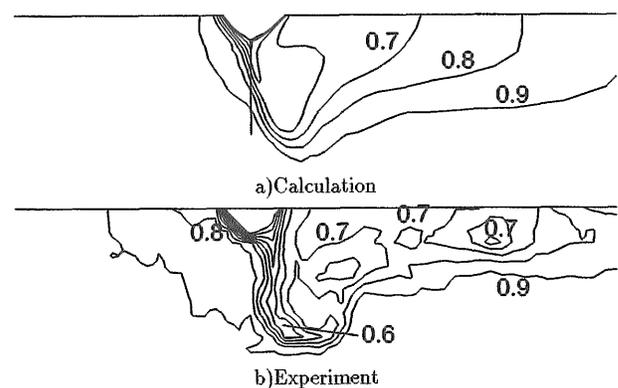


Fig.4.17 Wake distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221B)

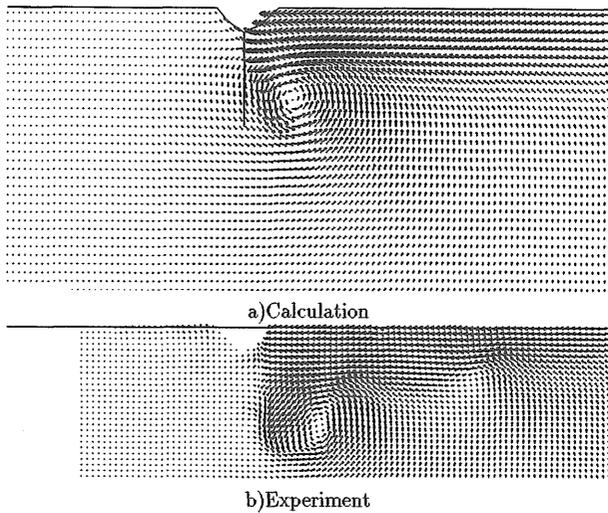


Fig.4.18 Velocity contour ($\beta = 18$ [deg.], SR221B)

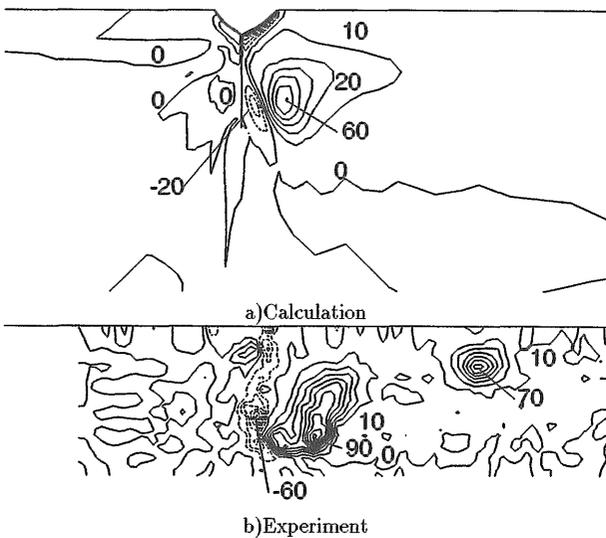


Fig.4.19 Vorticity distribution ($\beta = 18$ [deg.], SR221B)

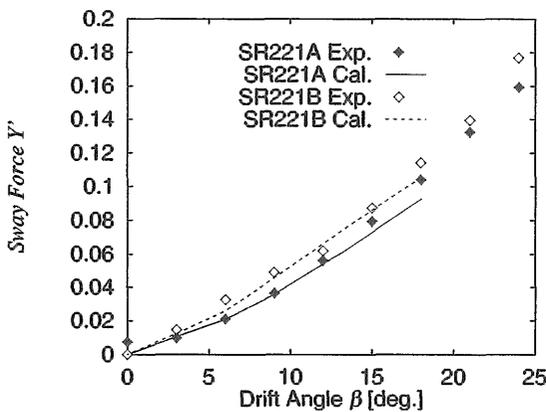


Fig.4.20 Sway Force Y'

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。

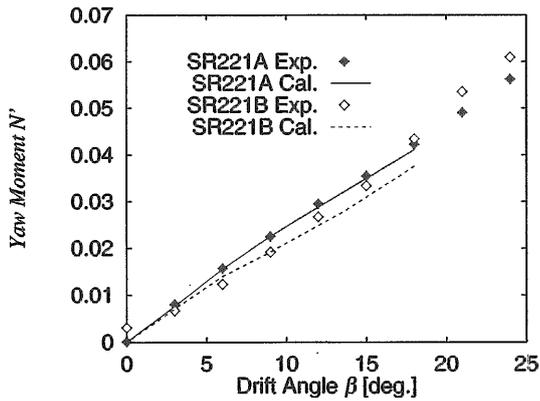


Fig.4.21 Yaw Moment N'

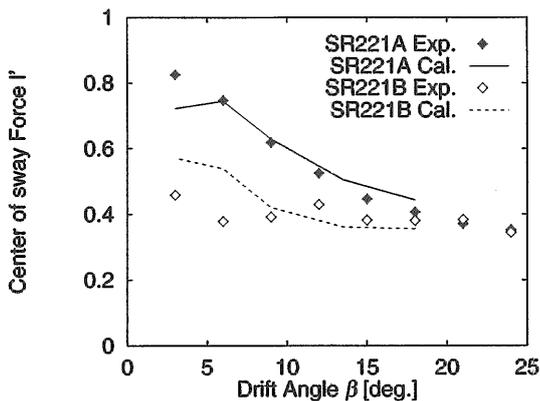


Fig.4.22 Center of sway Force I'

船型差は良く出ている。

Yaw Moment

Fig.4.21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。 $\beta = 18$ 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。

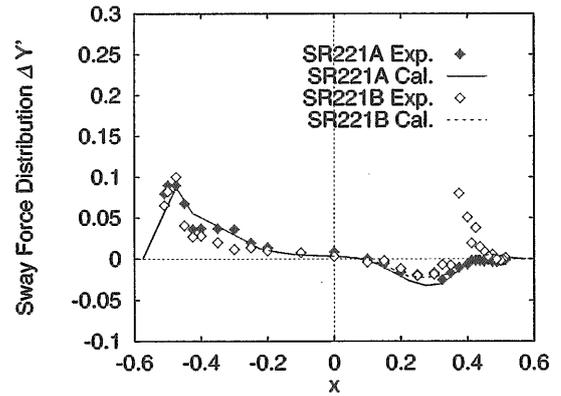
横力の着力点

Fig.22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。

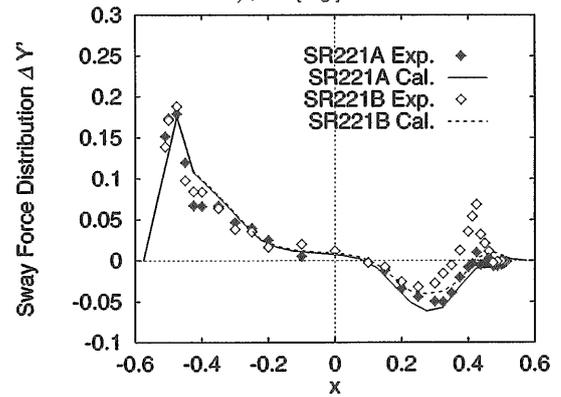
Sway Force分布

Fig.4.23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樣に小さく評価している。

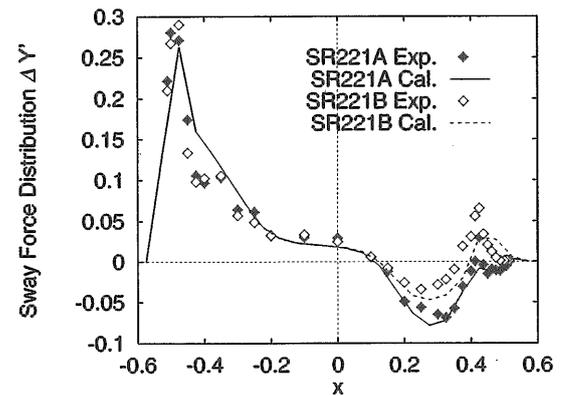
斜航角 $\beta = 3$ 度および6度では、実験には現れているB



a) $\beta = 3$ [deg.]



b) $\beta = 6$ [deg.]



c) $\beta = 9$ [deg.]

Fig.4.23 Distribution of sway force

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 $\beta = 9$ 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 $\beta = 9$ 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、4.3.2

の計算結果と同じ傾向である。

(5)船型差

A船型のSway Forceは、B船型のそれよりも常に小さい(Fig.4.20参照)が、A船型のYaw Momentは、B船型のそれよりも常に大きい(Fig.4.21参照)。この理由は、Fig.4.23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

4.4 まとめ

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。

参考文献

- [1] Kodama, Y.: "Computation of Ship's Resistance Using an NS Solver with Global Conservation - Flat Plate and Series 60 ($C_b = 0.6$) Hull -", 日本造船学会論文集第172号、1992年12月。
- [2] 牧野雅彦ほか,Y.: "斜航状態の肥大船の船体にかかる流体力のCFD計算", 船舶技術研究所報告第33巻1号、平成8年。
- [3] 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。
- [4] Baldwin, B.S. and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated

Turbulent Flows," AIAA Paper 78-257.

- [5] 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. 載貨状態と操縦性能

5.1 概要

操縦性暫定基準(IMO決議A.751(18))が1993年11月のIMO第18回総会で採択されたが、この基準は5年間の暫定基準で、1994年7月1日以降建造される100m以上の船舶およびすべてのケミカルタンカーとガスキャリアーに適用される。この操縦性暫定基準は満載状態での性能基準となっているため、乾貨物船のように通常バラスト状態で海上試運転を行う船の場合、基準で定められた夏季満載状態での操縦性能を推定し、基準を満足しているかどうか判断する必要がある。このため今回2隻の模型船を用いて、バラストおよび満載の両状態について操縦性試験を行い、載貨状態の違いによる操縦性能の変化について調査した。

5.2 実験方法

今回実験に使用した模型船は2隻のバルクキャリアーで、これらの模型船の特徴は、船尾形状と舵の組み合わせが、それぞれ逆Gタイプと平衡舵、マリナータイプとマリナー舵となっている点である。以後、前者をA船、後者をB船と呼ぶことにする。その主要寸法等をTable 5.1に示す。載貨状態は、A船がHeavy Ballast condition (70%Load)とDesigned Full Load Condition、B船がTrial Condition (60%Load)とFull Load Condition (94%Load)である。平水中船速は、A船はバラスト、満載両状態とも $F_n = 0.14$ (実船で11.2kt)、B船はバラスト状態で $F_n = 0.17$ (実船で15kt)、満載状態で $F_n = 0.15$ (実船で13kt)である。また、2隻ともバラスト、満載両状態においてトリムなしの状態を実験を行っており、操縦性試験としては旋回試験、逆スパイラル試験、Z操舵試験の3種類の試験を行った。

Table 5.1 Principal dimensions of models

	Ship-A		Ship-B	
	Heavy Ballast Condition (70% Load)	Designed Full Load Condition (100% Load)	Trial Condition (60% Load)	Full Load Condition (94% Load)
L_{pp} (m)	4.5	4.5	4.5	4.5
B (m)	0.773	0.773	0.674	0.674
d (m)	0.1996	0.2784	0.162	0.245
W (kg)	559.1	798.7	390.3	608.6
GM (m)	0.1058	0.07932	0.11359	0.06348
κ (t/L)	0.2586	0.249	0.2436	0.2437

5.3 実験結果と考察

5.3.1 実験結果と考察

A船のバラスト、満載の両状態での旋回特性（角速度（ $r' = rU/L$ ）、偏角（ β ）、速度低下（ U/U_0 ）、舵直圧力（ $F_n' = F_n / ((1/2) \rho L d U^2)$ ）、スラスト（ $T' = T / ((1/2) \rho L d U^2)$ ）を Fig.5.1 に示す。舵角に対する旋回角速度の変化を見ると、不安定ループ幅を除いてバラスト、満載の両状態の間に顕著な差は見られない。また、不安定ループ幅はバラスト状態では 1° と限界安定に近く、満載では 6° とバラスト状態と比べて強い針路不安定性を示している。舵角に対する速度低下の変化を見ると、舵角 0° 付近では不安定性特有の傾向を示しており、それ以外のところでは旋回角速度同様に、バラスト、満載両状態の間に顕著な差はない。次に、旋回角速度に対する舵直圧力の変化を見ると、 r' が不安定ループ高さ（ $-0.2 \sim 0.2$ ）の範囲では、バラスト状態では舵力がゼロになっており、満載状態では旋回抵抗になっていることが解る。それ以外の範囲ではバラスト状態が満載状態よりも大きくなっている。同様に、旋回角速度に対する偏角、スラストについても、 r' が $-0.2 \sim 0.2$ の範囲を除くとバラスト状態が満載状態よりも大きくなっている。一方、旋回角速度に対する速度低下については、両状態とも大差なく、同じ旋回角速度に対しては同じ速度低下を起こしていることが解る。

同様の解析をB船について行ったものを Fig.5.2 に示す。舵角に対する角速度および船速低下を見ると、両状態状態で不安定ループ幅を有し、それを除く範囲ではA船同様大きな差は見られない。不安定ループ幅は満載状態の方が軽荷状態より 1° 大きく針路不安定性が強い。旋回角速度に対する舵直圧力を見ると、A船と異なり r' が不安定ループ高さより広い範囲（ $-0.4 \sim 0.4$ ）で、バラスト、満載両状態で旋回抵抗になっていることが解る。それを除く範囲では、舵力、偏角、スラストともA船同様に、バラスト状態が満載状態よりも大きくなっており、また速度低下では、大きな差が見られない。

Fig.5.3、Fig.5.4にA、B両船の旋回縦距、旋回圏の結果を示す。この図から、小舵角の範囲を除いて、両船ともバラスト、満載両状態で顕著な差が見られず、旋回初期の運動が載貨状態によって大きく変化しないことが解る。

以上のことから、イーブンキールで載貨状態が異なる船の定常旋回運動の場合、角速度が同じことから、定常旋回時の遠心力は船の排水量に比例していること、この時偏角、舵力、スラストが異なることから、船体各部に働く力が載貨状態によって異なることが解る。また、今回の実験ではイーブンキールの状態で行っており、従って喫水の変化による影響を調べたことになるが、これらの結果は旋回性能には載貨状態の影響、即ち喫水変化による影響が、小舵角の不安定ループ幅を除けば表れないことを示している。通常のバラスト状態での海上試運転では、船尾トリムをつける場合が多いと考えられるので、そうした場合の旋回性能

は今回の結果と異なるものと思われる。

Z操舵試験におけるオーバーシュート角の計測結果を、Table5.2～Table5.5に示す。A船については、 $10^\circ Z$ のファーストオーバーシュート角が右舵から始めた場合（ $+10^\circ/10^\circ$ ）と左舵から始めた場合（ $-10^\circ/10^\circ$ ）とでは、バラスト状態では大差ないものの満載では大きく異なっており、左右の非対称性が見られる。この時、ファーストオーバーシュート角は左舵から始めた方が大きくなっているが、計測舵力は左舵の方が右舵より小さいことから、この舵力の差によるものと考えられる。一方、セカンドオーバーシュート角は右舵から始めた方が大きくなっている。 $20^\circ Z$ についても $10^\circ Z$ より小さいものの同様の傾向が見られる。B船についてみると、 $10^\circ Z$ のファーストオーバーシュート角には、A船同様満載状態で左右非対称性が見られるが、 $20^\circ Z$ については左右非対称性が見られない。また、A船同様計測舵力は左舵の方が右舵より小さい。これらの結果から、左右の非対称性は $10^\circ Z$ のファーストオーバーシュート角に顕著に表れると言える。

次に、A船について $10^\circ Z$ 操舵試験における運動等の時系列例を Fig.5.9、Fig.5.10に、それぞれバラスト状態および満載状態を示す。舵力について見ると、バラスト状態では一定舵角の間ほぼ一定の値を示しているが、満載状態では時間とともに減少している。これは、舵への有効流入角に対する運動の影響の違いと推測される。B船については、Fig.5.11、Fig.5.12に示すが、バラスト、満載両状態について一定舵角時の舵力の減少が見られ、バラスト状態ではA船の結果と異なっている。これは、舵を含む船尾形状の違いと推測される。

5.3.2 実験結果と推定計算結果の比較

操縦性能の推定を数学モデル[1]を用いて行った結果と実験結果との比較を、A船のバラスト、満載両状態の旋回特性（角速度、偏角、船速低下）について行ったものを Fig.5.5、Fig.5.6に示す。角速度については不安定ループ幅を除けば、バラスト、満載の両状態について計算結果と実験結果との一致は良好である。また不安定ループ幅を除いて、偏角については計算結果の方が小さく、船速低下については計算結果の方が低下量は少ないが、実用的な範囲で推定できていると言える。しかし、角速度における不安定ループ幅については推定できておらず、その結果偏角も船速低下も小舵角では一致していない。不安定ループ幅は針路安定性能を表す指標として重要であり、載荷状態にかかわらず推定法の確立が必要である。B船の旋回特性については、Fig.5.7、Fig.5.8に示す。推定精度はA船に比べてやや落ちている。また、A船と同様、小舵角での不安定ループ幅が推定できていない。

A船について、Z操舵運動時の推定値と実験値の比較をバラスト、満載の両状態について Fig.5.9、Fig.5.10に示す。いずれも起ち上がりは推定値、実験値とも良く一致しているが、その後は偏角、方位などの変化が時間とともに推定

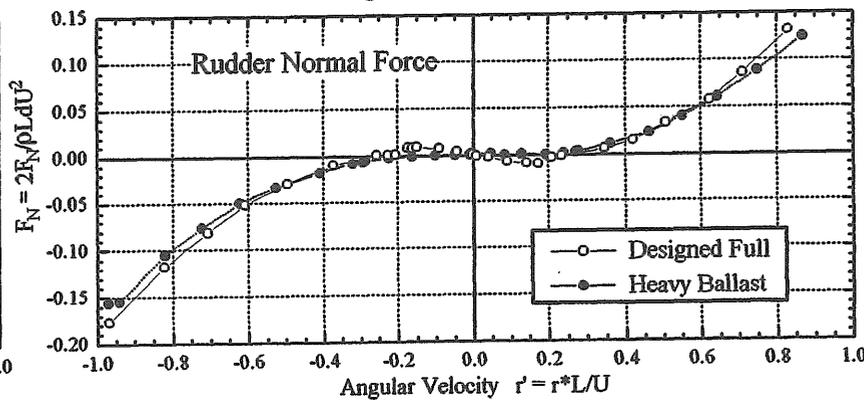
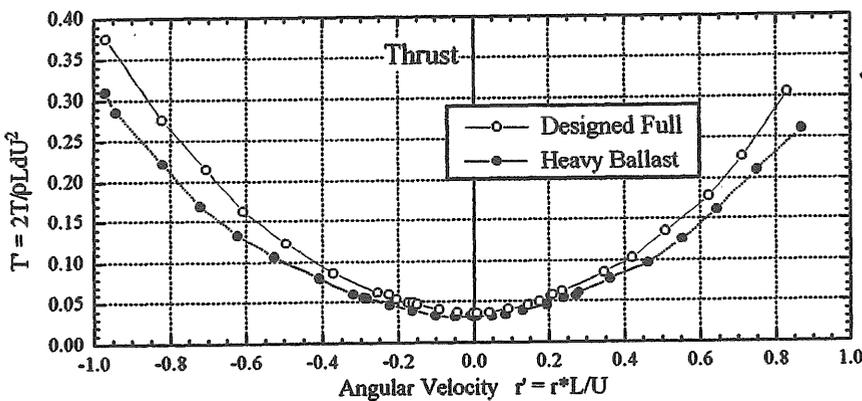
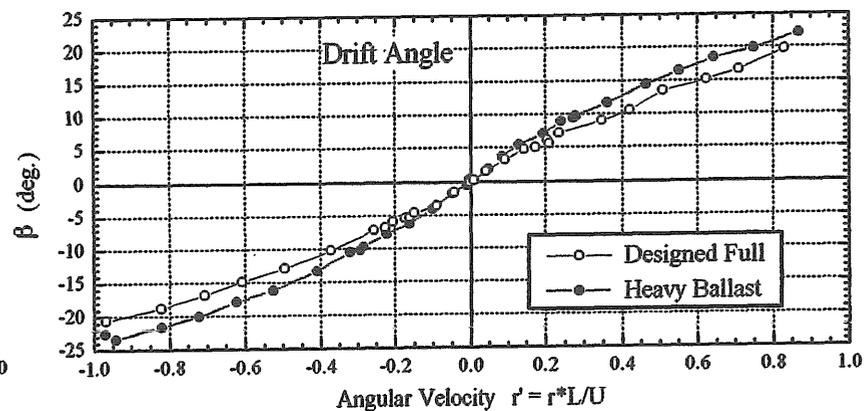
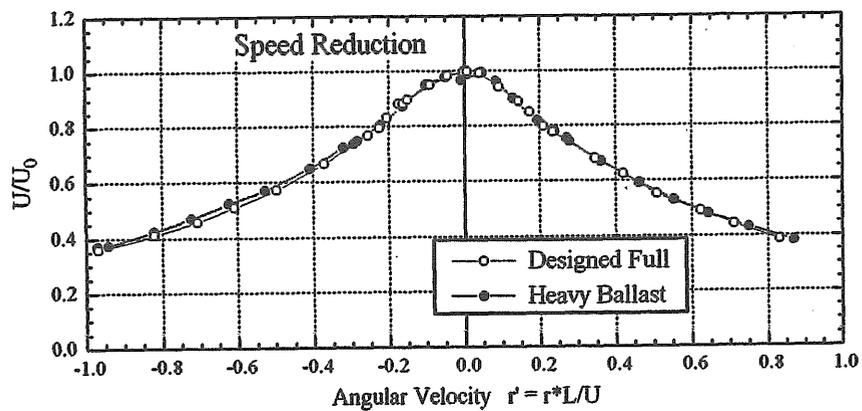
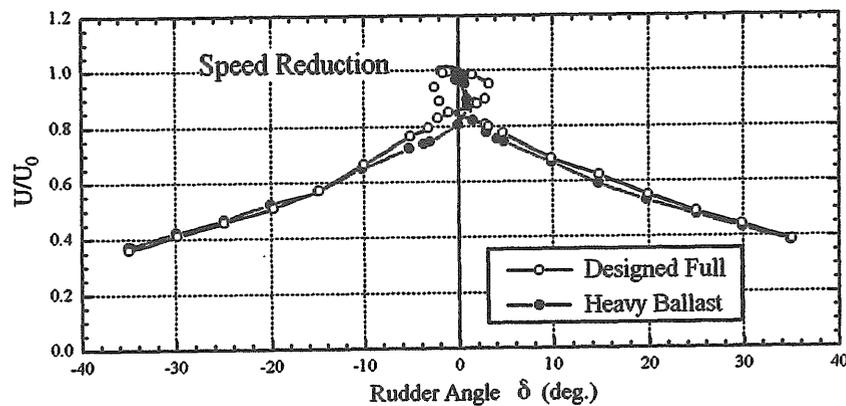
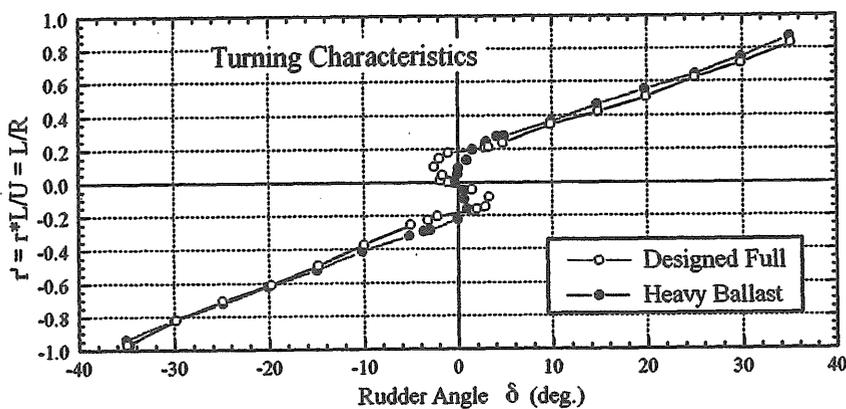


Fig.5.1 Turning performance (Ship A)

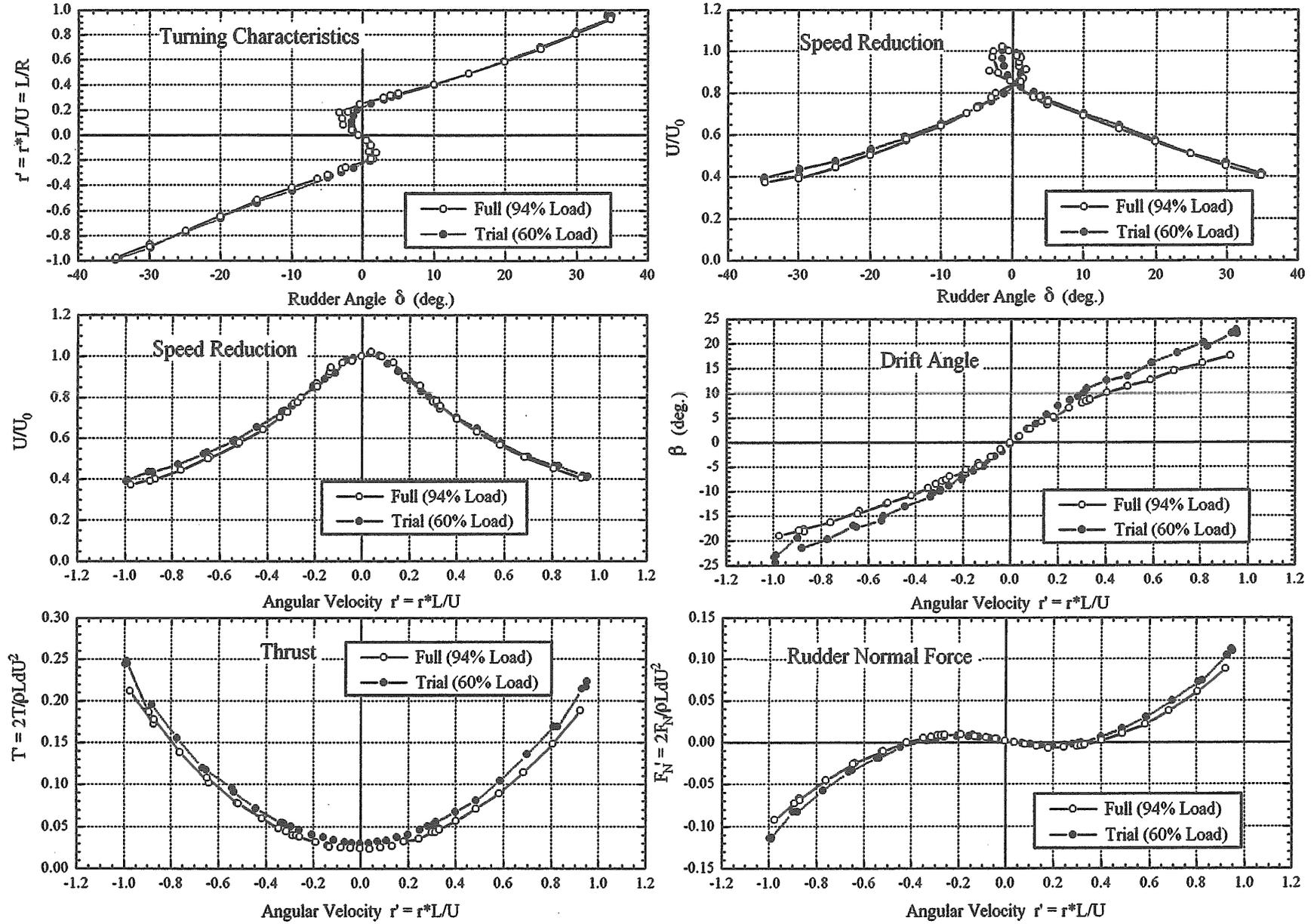


Fig.5.2 Turning performance (Ship B)

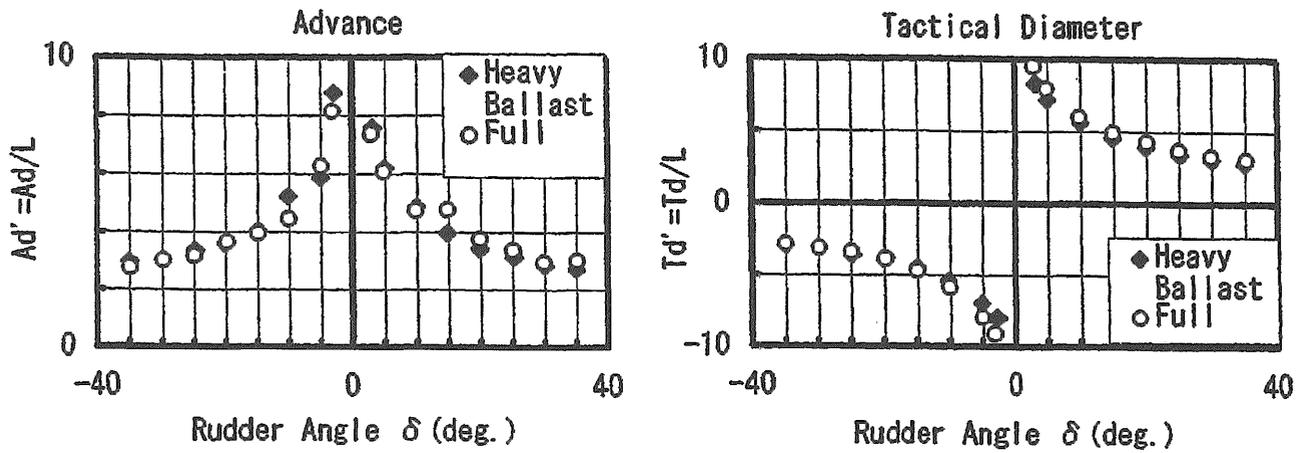


Fig.5.3 Advance and transfer (Ship A)

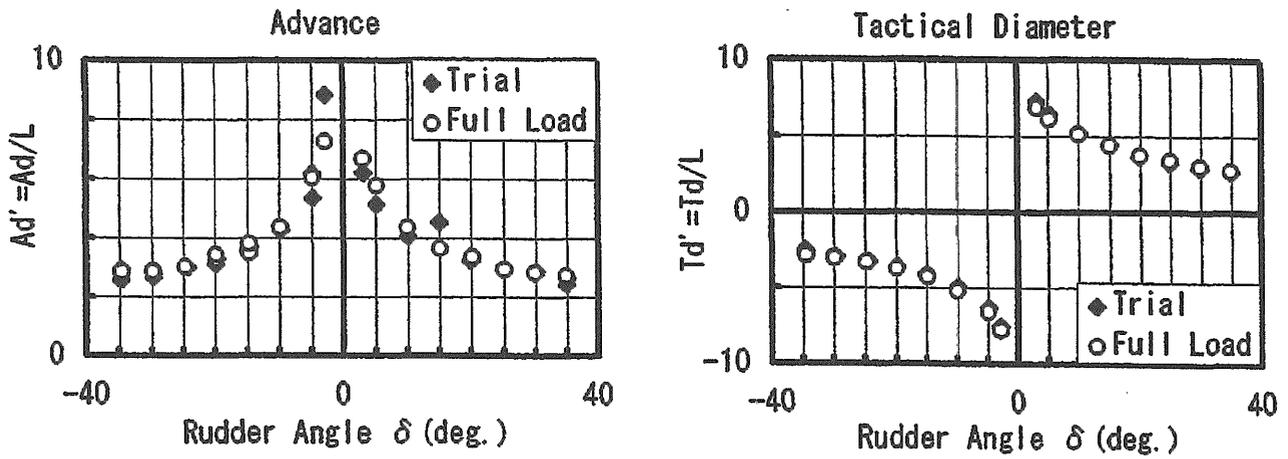


Fig.5.4 Advance and transfer (Ship B)

Table 5.2 Overshoot angle in zig-zag manoeuvre (Ship A in ballast condition)

	No.	1st overshoot angle (deg.)	2nd overshoot angle (deg.)	3rd overshoot angle (deg.)
+ 10° / 10°	1	6.10	14.83	11.34
	2	5.29	14.22	12.90
	Mean	5.70	14.53	12.12
- 10° / 10°	1	8.13	11.60	14.86
	2	8.32	12.08	15.39
	Mean	8.23	11.84	15.13
+ 20° / 20°	1	11.68	12.84	10.96
	2	11.12	12.52	11.05
	3	12.26	13.23	10.92
Mean	11.69	12.86	10.98	
- 20° / 20°	1	11.98	11.76	12.07
	2	11.68	11.23	12.52
	Mean	11.83	11.50	12.30

Table 5.3 Overshoot angle in zig-zag manoeuvre (Ship A in full load condition)

	No.	1st overshoot angle (deg.)	2nd overshoot angle (deg.)	3rd overshoot angle (deg.)
+ 10° / 10°	1	8.40	18.10	9.11
	2	7.85	17.44	
	Mean	8.13	17.77	9.11
- 10° / 10°	1	15.67	14.88	
	2	15.34	14.75	
	Mean	15.51	14.82	
+ 20° / 20°	1	12.41	15.58	11.97
	2	11.78	15.27	12.90
	3	12.29	15.46	11.85
	4	12.62	15.70	12.62
Mean	12.28	15.50	12.34	
- 20° / 20°	1	16.60	12.78	14.61
	2	16.29	13.42	15.28
	3	16.90	13.18	14.57
Mean	16.60	13.13	14.82	

Table 5.4 Overshoot angle in zig-zag manoeuvre (Ship B in ballast condition)

	No.	1st overshoot angle (deg.)	2nd overshoot angle (deg.)	3rd overshoot angle (deg.)
+10° / 10°	1	9.12	14.89	
	2	8.27	14.92	
	3	8.76	15.98	
	4	9.38	15.69	
	Mean	8.88	15.37	
-10° / 10°	1	9.15	15.60	
	2	9.91	15.35	
	3	7.08	14.89	
	4	9.80	15.87	
	Mean	8.99	15.43	
+20° / 20°	1	14.38	14.03	12.77
	2	14.20	13.60	12.62
	3	14.29	14.49	13.15
	4	14.30	13.80	14.25
	Mean	14.29	13.98	13.20
-20° / 20°	1	13.32	13.54	13.47
	2	13.54	14.32	13.47
	3	13.88	14.38	13.65
	Mean	13.58	14.08	13.53

値と実験値でずれてくる。舵角が一定の時の舵力の大きさは、バラスト状態では実験値が時間とともにほぼ一定値なのに対し、推定値は時間とともに減少する傾向にある。一方、満載時では推定値より実験値の方が大きく減少している。この原因としては、前述した様に推定値は小舵角での運動を正しく表していないため、この運動の違いが舵力の違いになっていると考えられる。B船についてのZ操舵運動時の推定値と実験値の比較を、Fig.5.11、Fig.5.12にそれぞれバラスト、満載の状態について示す。舵力の推定値の大きさは、バラスト、満載両状態とも実験値ほど時間とともに減少しない。

この小舵角での運動の推定精度を高めるため、造研のSR221研究部会では線形項のみであるが、船のフレームラインを考慮した操縦微係数の推定法[2]を提案している。この方法に従い計算した例をFig.5.13～Fig.5.16に示す。Fig.5.13はA船のスパイラル特性を示したものであり、小舵角での推定精度がかなり改善されていることが解る。Fig.5.14はA船についてZ操舵運動時の推定値と実験値を比較したもので、推定値と実験値の一致は良好である。同様にB船について示したものが、Fig.5.15、Fig.5.16である。ここでは、操縦微係数の推定に加えて、更に小舵角での舵力の推定精度の改善を考慮し、有効流入角を減少させた結果を示す。それぞれ小舵角でのスパイラル特性およびZ操舵運動時の推定値と実験値の一致は良い。これらの計算結果を見ると、線形項の操縦微係数の推定精度の向上により小舵角でのスパイラル特性は改善される。更にZ操舵運動時の推定精度、特に基準との関係でオーバーシュート角の精度が重要であるが、舵力の推定精度が良くなるとともに、

Table 5.5 Overshoot angle in zig-zag manoeuvre (Ship B in full load condition)

	No.	1st overshoot angle (deg.)	2nd overshoot angle (deg.)	3rd overshoot angle (deg.)
+ 10° / 10°	1	15.80	24.40	
	2	15.23	24.61	
	Mean	15.52	24.51	
- 10° / 10°	1	9.92	27.29	
	2	10.87	29.15	
	Mean	10.40	28.22	
+ 20° / 20°	1	21.46	20.48	18.64
	2	21.24	20.01	17.21
	Mean	21.35	20.25	17.93
- 20° / 20°	1	19.08	20.42	18.04
	2	19.50	19.92	19.55
	Mean	19.29	20.17	18.80

オーバーシュート角の一致度が良くなっていることがわかる。

5.4 まとめ

A船,B船の2隻の模型船を用いて、オープンキールで載貨状態が異なる場合の実験を行い、次のことが解った。

- (1)舵角に対する旋回性能の変化を見ると、A、B両船とも小舵角での不安定ループ幅を除いてバラスト、満載の両状態の間に顕著な差は見られない。また、小舵角での不安定ループ幅は、満載状態の方がバラスト状態よりも大きい。
- (2)旋回角速度に対する舵直圧力の変化を見ると、A船の場合r'が不安定ループ高さ(-0.2~0.2)の範囲では、バラスト状態では舵力がゼロになっており、満載状態では旋回抵抗になっている。それ以外の範囲ではバラスト状態が満載状態よりも大きくなっている。B船の場合、A船と異なりr'が不安定ループ高さより広い範囲(-0.4~0.4)で、バラスト、満載両状態で旋回抵抗になっている。
- (3)旋回角速度に対する偏角、スラストについては、r'が不安定ループ高さの範囲を除くと、A、B両船とも、バラスト状態が満載状態よりも大きくなっている。
- (4)また、旋回角速度に対する速度低下については、A、B両船ともバラスト、満載の両状態で大差ない。
- (5)旋回縦距、旋回圏については、バラスト、満載両載荷状態でA、B両船とも顕著な差は見られない。
- (6)Z操舵試験における左右の非対称性は、10°Zのファーストオーバーシュート角に顕著に表れる。
- (7)操縦性能の推定を数学モデルを用いて行った結果と実験結果との比較をすると、A、B両船とも、角速度、偏角、船速低下については不安定ループ幅を除けば、バラスト、満載の両状態について計算結果と実験結果との一致は実用的な範囲で良好である。

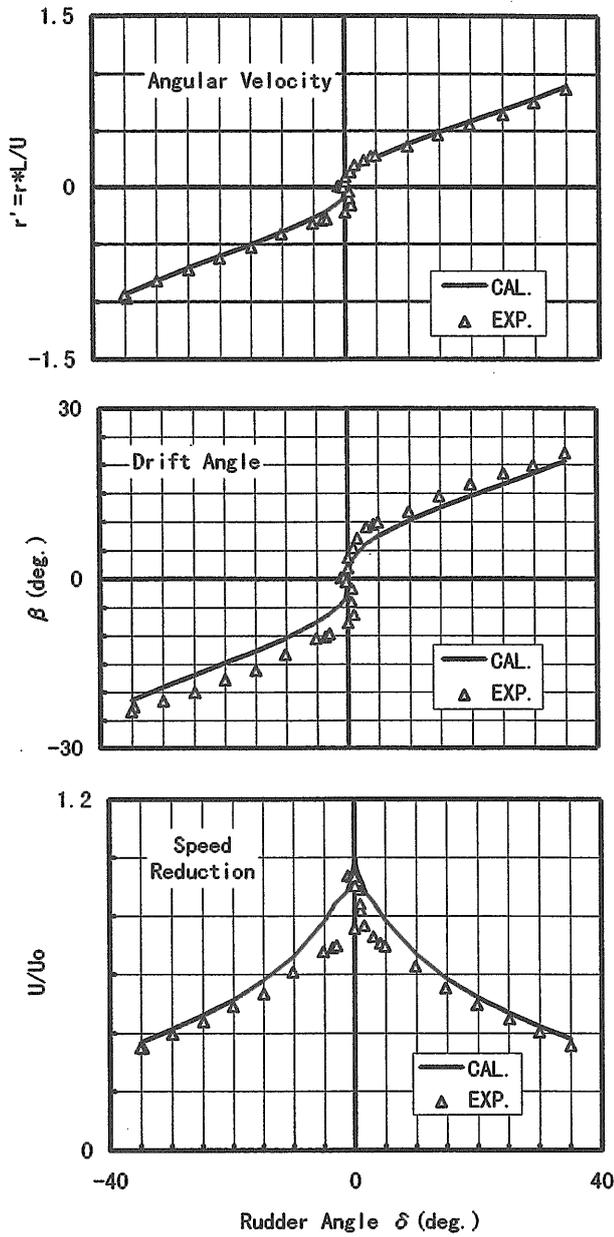


Fig.5.5 Comparison between estimation values and experimental results in turning performance (Ship A in ballast condition)

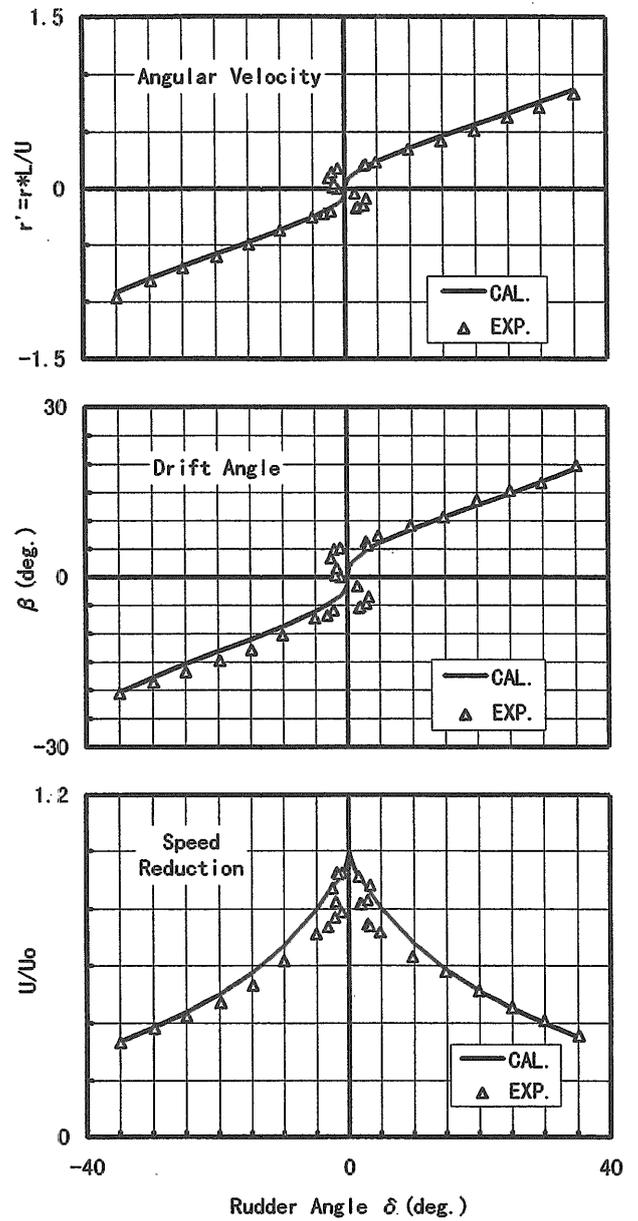


Fig.5.6 Comparison between estimation values and experimental results in turning performance (Ship A in full load condition)

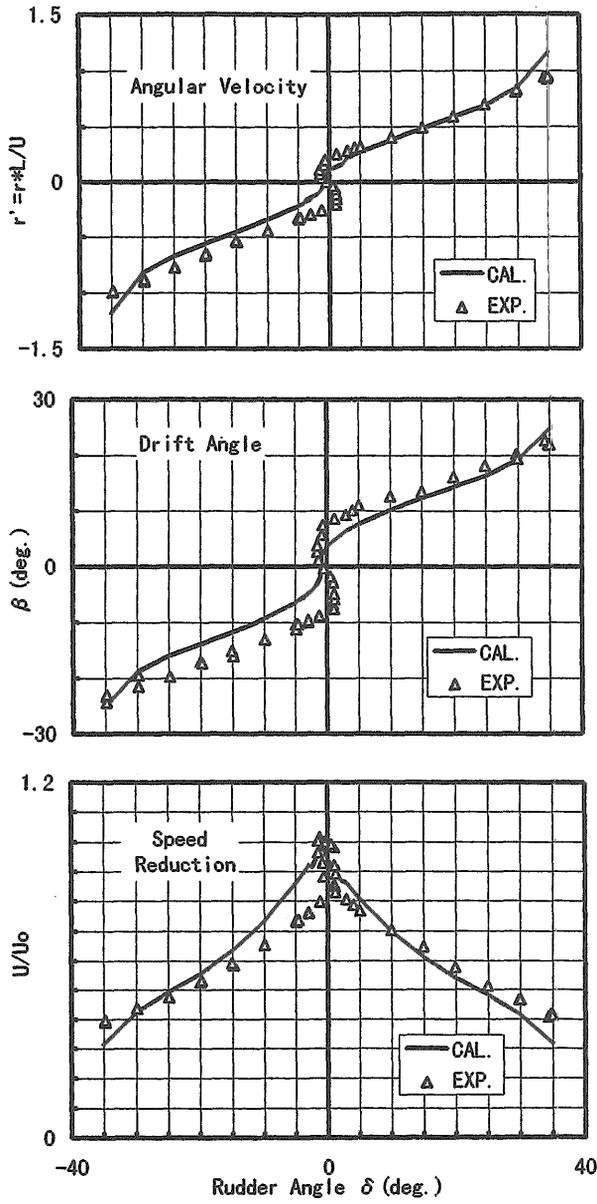


Fig.5.7 Comparison between estimation values and experimental results in turning performance (Ship B in ballast condition)

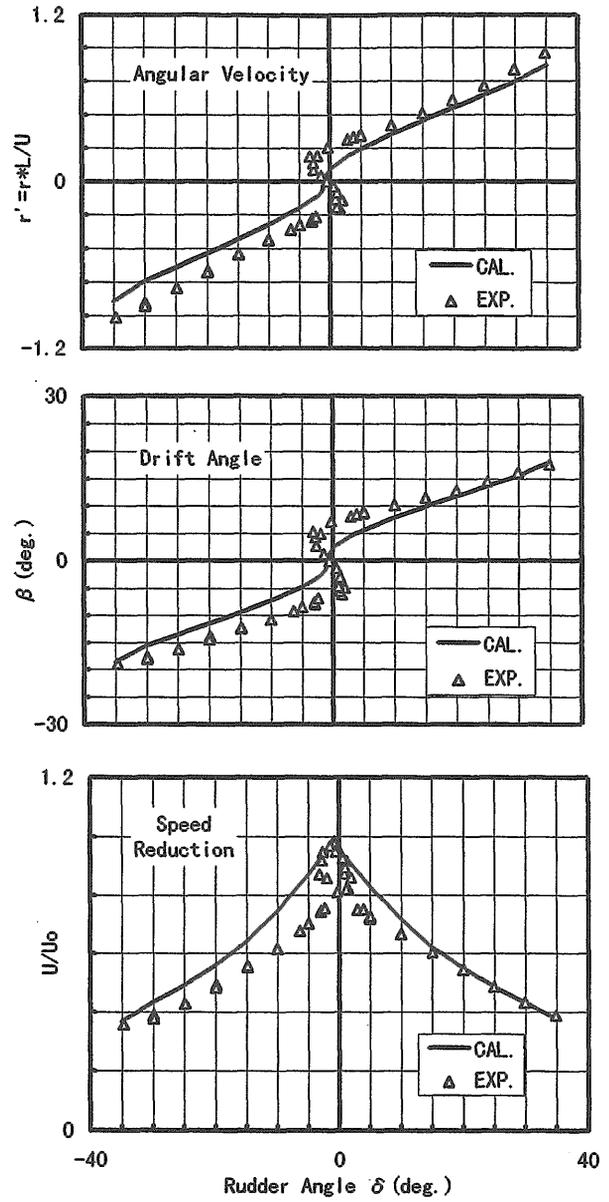


Fig.5.8 Comparison between estimation values and experimental results in turning performance (Ship B in full load condition)

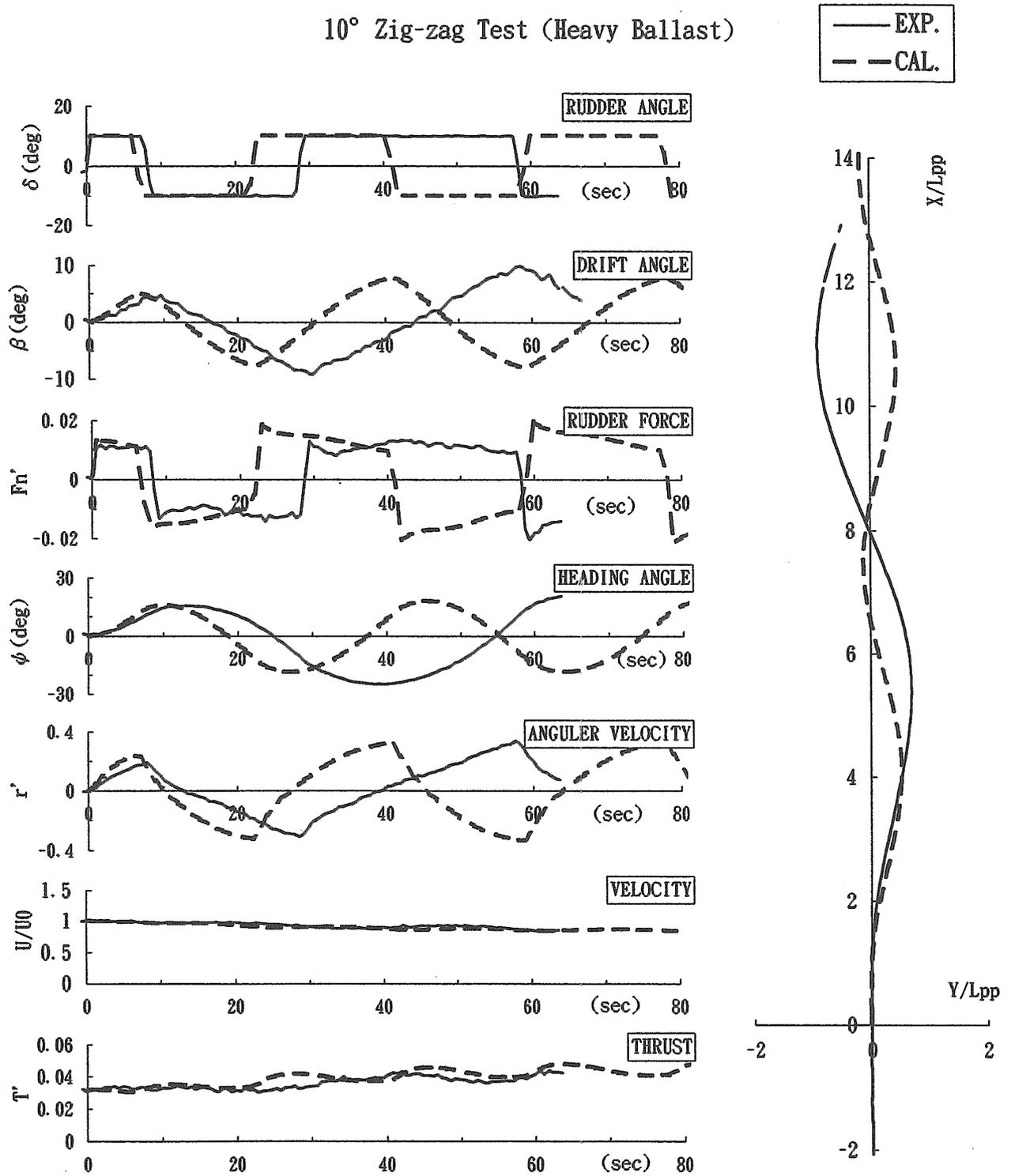


Fig.5.9 Comparison between estimation values and experimental results in zig-zag manoeuvre (Ship A in ballast condition)

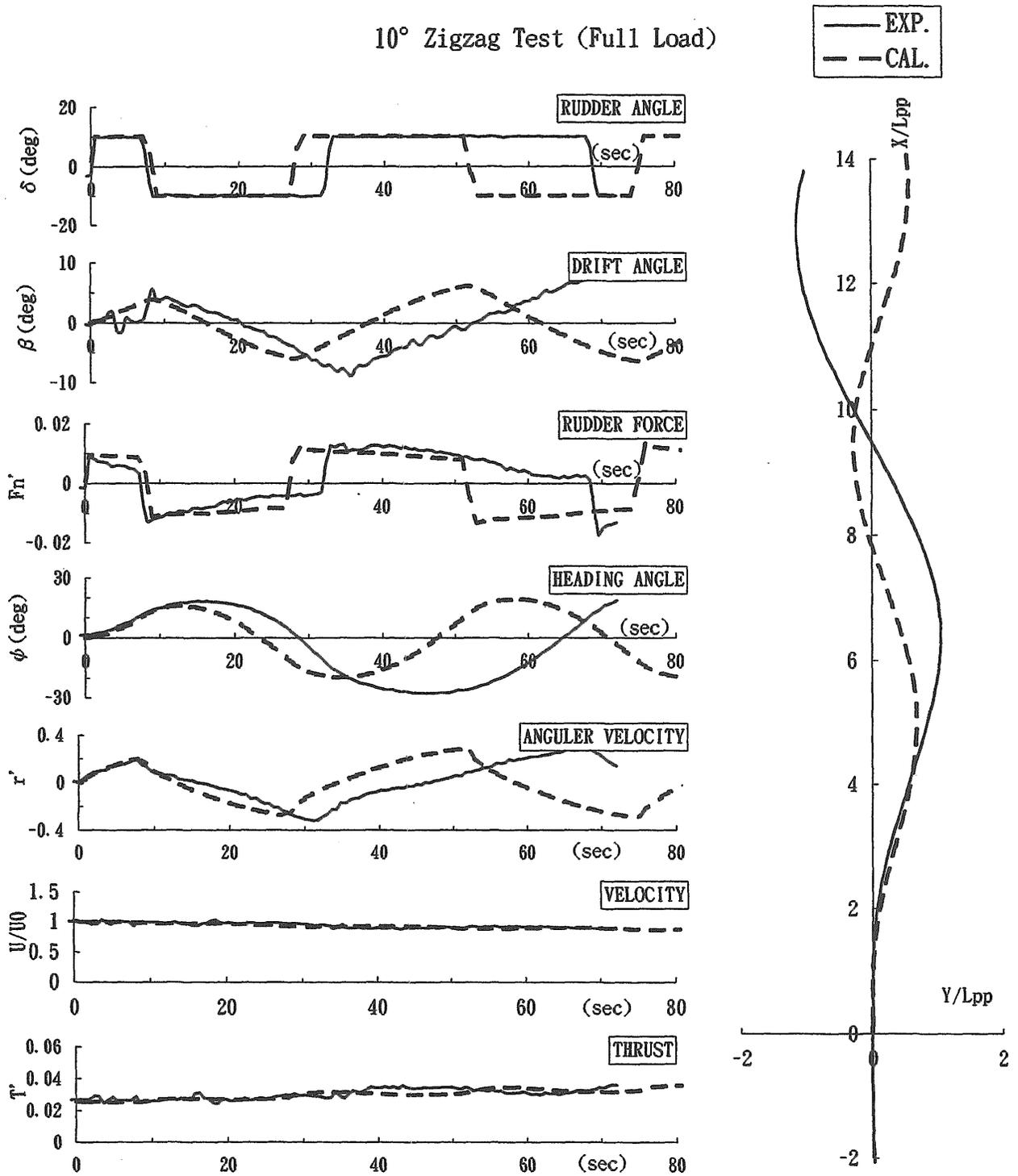


Fig.5.10 Comparison between estimation values and experimental results in zig-zag manoeuvre (Ship A in full load condition)

10° Zig-zag Test (Trial)

— EXP.
- - - CAL.

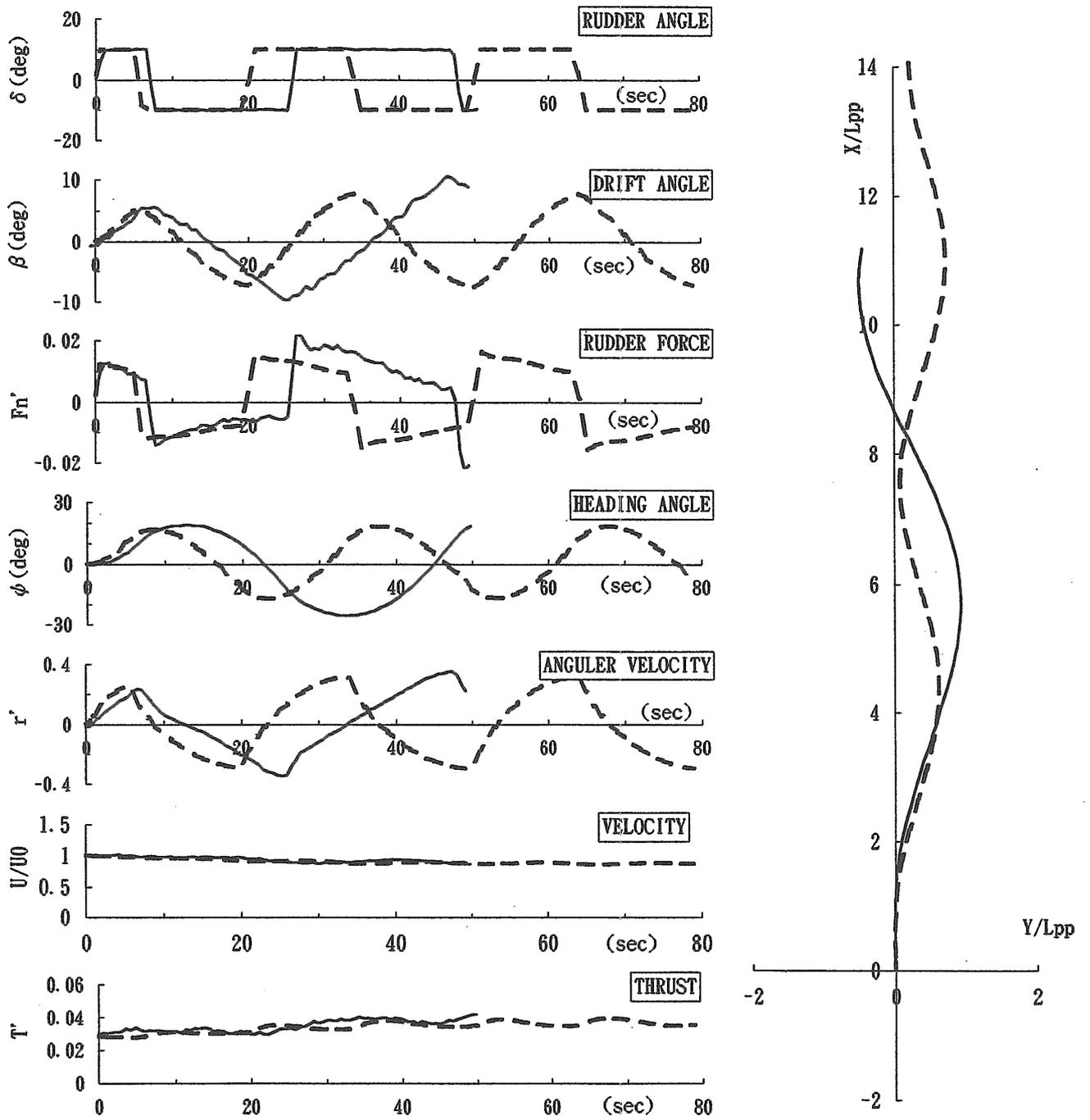


Fig.5.11 Comparison between estimation values and experimental results in zig-zag manoeuvre (Ship B in ballast condition)

10° Zig-zag Test (Full Load)

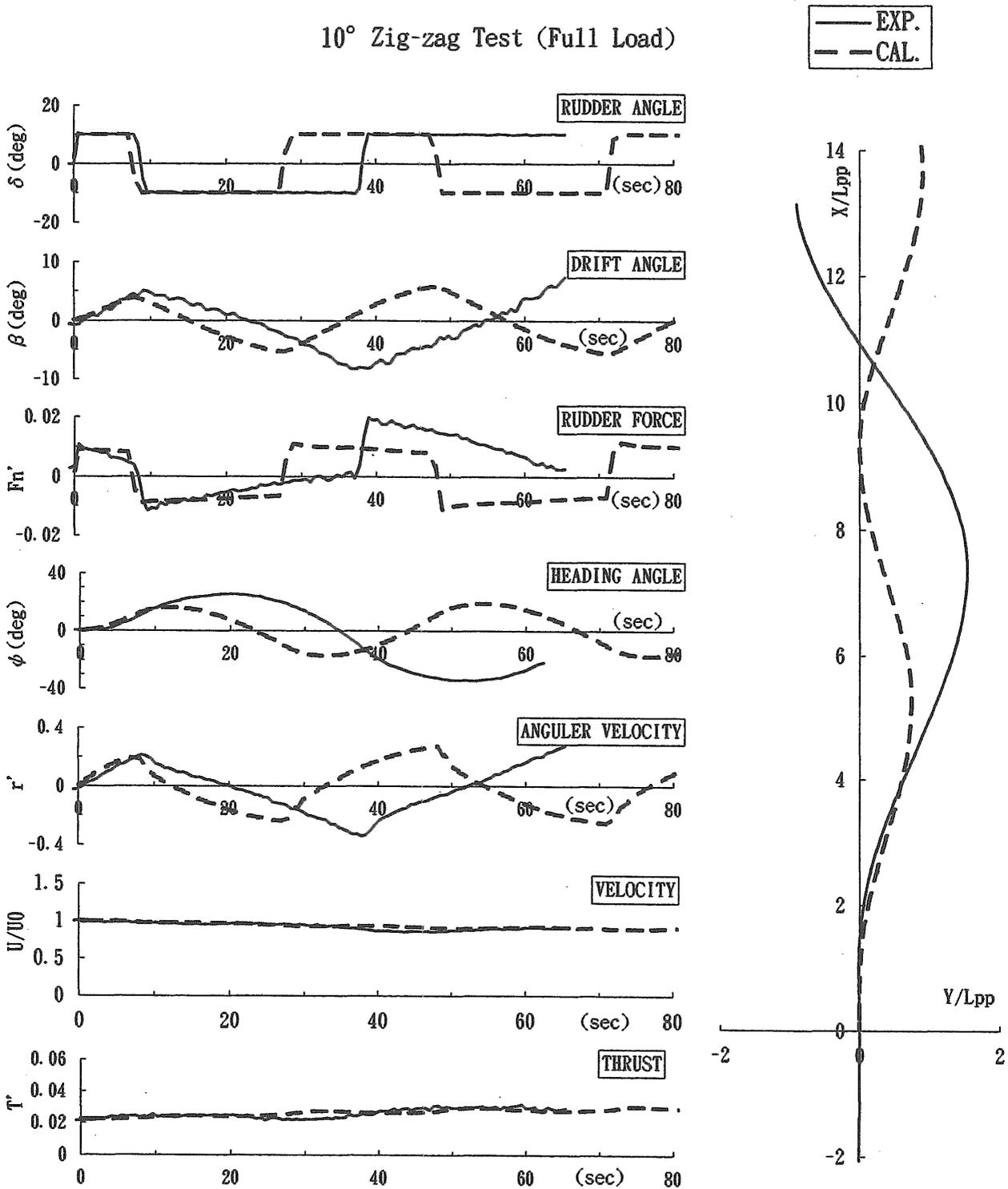


Fig.5.12 Comparison between estimation values and experimental results in zig-zag manoeuvre (Ship B in full load condition)

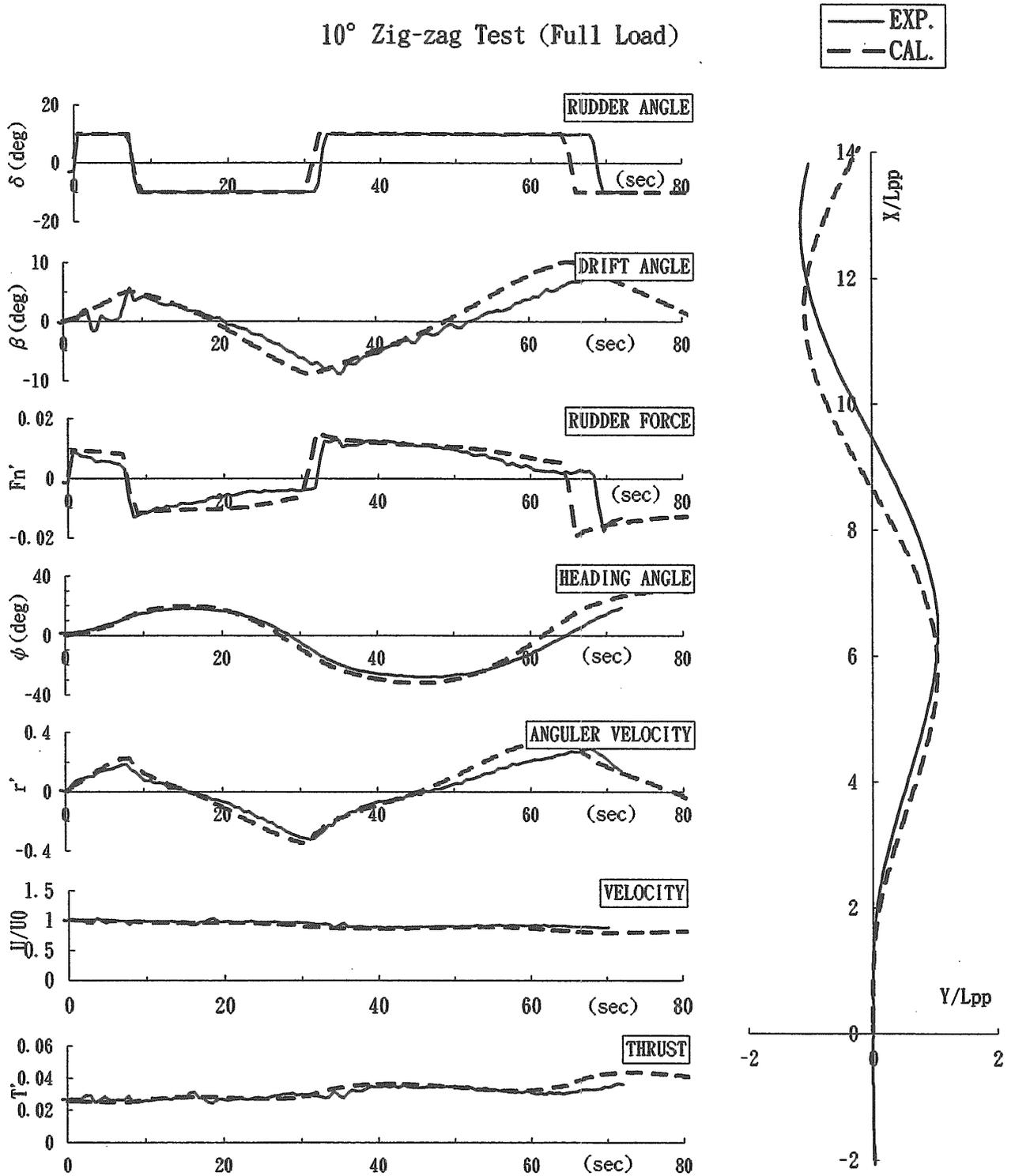


Fig.5.14 Comparison between estimation values and experimental results in zig-zag manoeuvre (Ship A in full load condition)

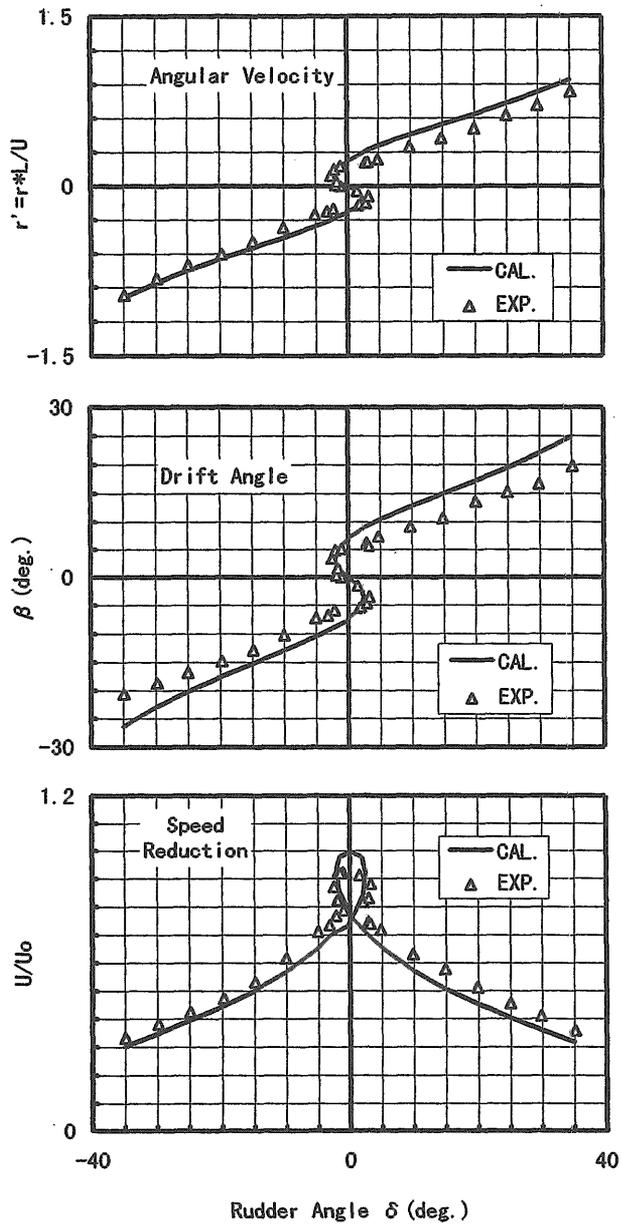


Fig.5.13 Comparison between estimation values and experimental results in turning performance (Ship A in full load condition)

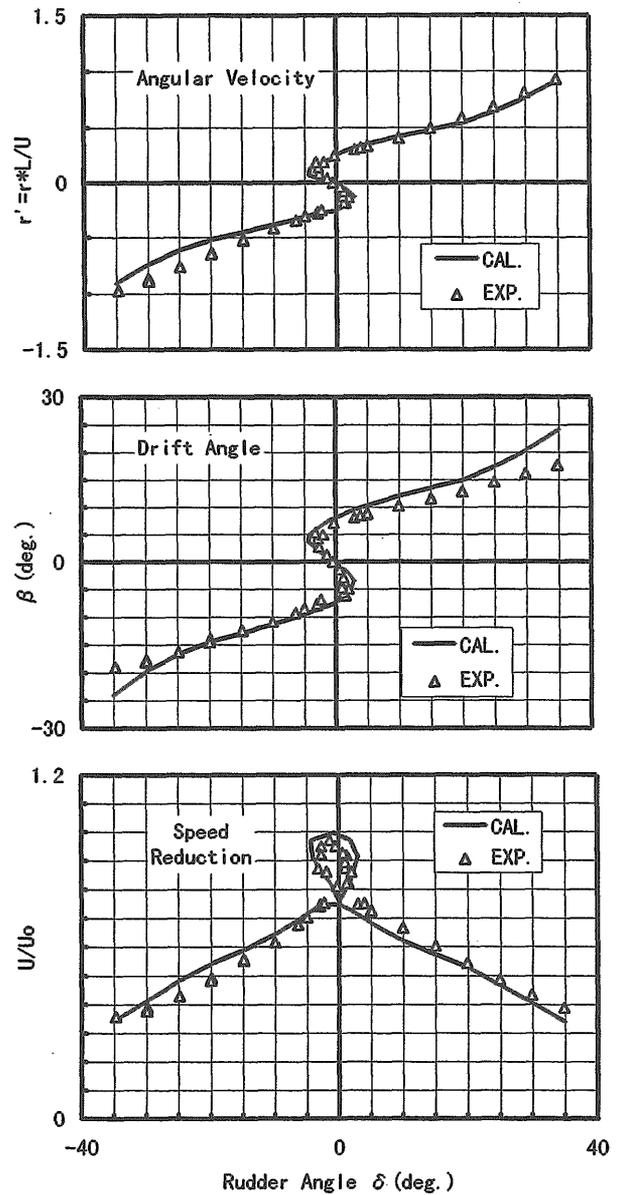


Fig.5.15 Comparison between estimation values and experimental results in turning performance (Ship B in full load condition)

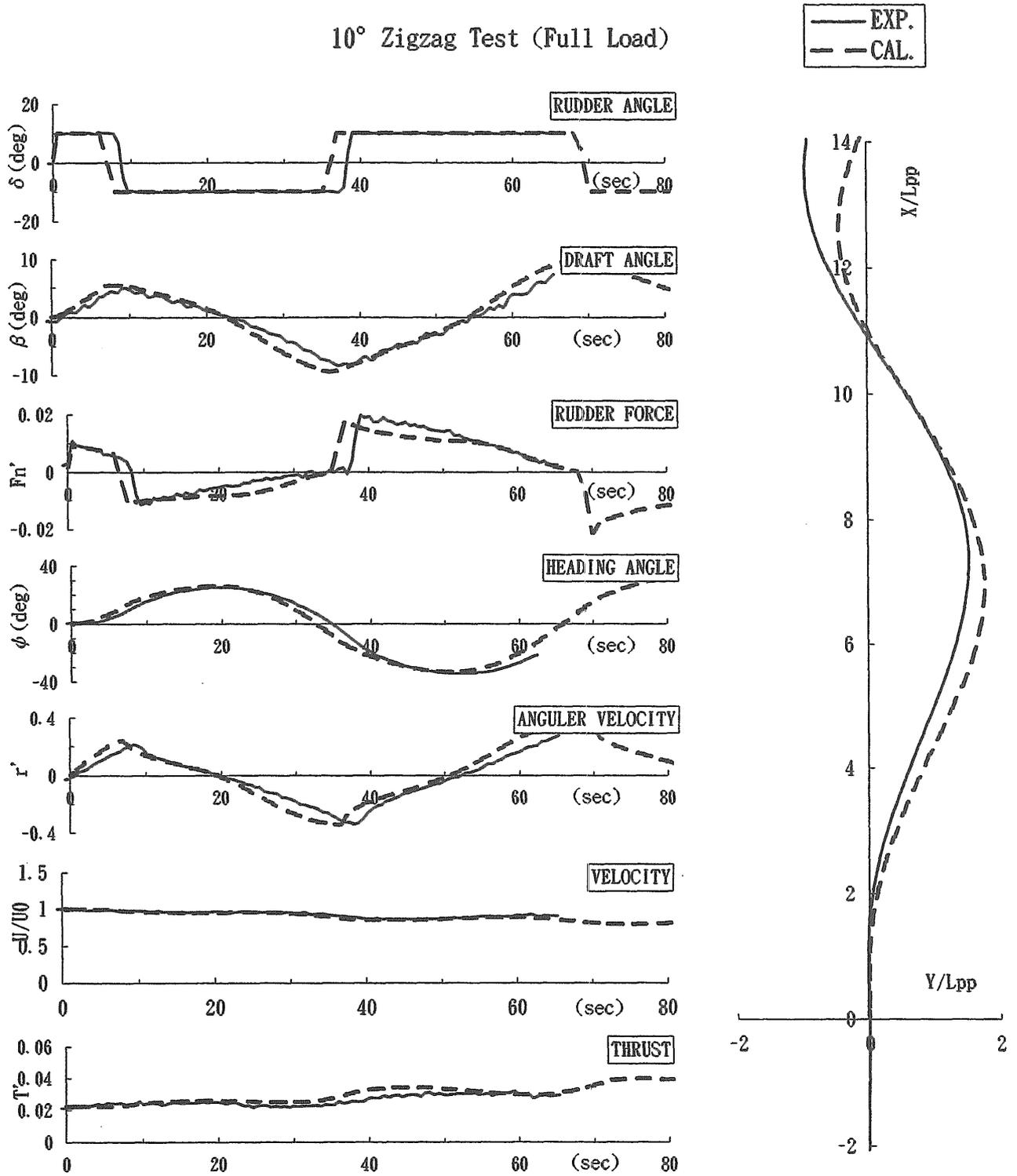


Fig.5.16 Comparison between estimation values and experimental results in zig-zag manoeuvre (Ship B in full load condition)

- (8)A、B両船について、Z操舵運動時の推定値と実験値の比較をバラスト、満載の両状態について行くと、必ずしも一致は良くない。
- (9)この小舵角での運動の推定精度を高めるため、造研のSR221研究部会で提案されている線形項に関する、船のフレームラインを考慮した操縦微係数の推定法を用いて計算した場合、小舵角の範囲ではかなり推定精度が改善される。

操縦性暫定基準において、バラスト状態から満載状態の操縦性能を推定することは重要な課題であるが、このためには満載状態での不安定ループ幅を含む小舵角での操縦性能の推定法について今後検討する必要がある。

参考文献

- [1] 平野雅祥他：V. 造船設計への操縦運動モデルの応用Ⅱ、第3回操縦性シンポジウムテキスト、P.101～P.136、日本造船学会、昭和56年12月
- [2] 第221研究部会：操縦運動時の船体周囲流場に関する研究報告書（第3年度）P.3～P.26、（社）日本造船研究協会、平成8年3月

6. 結言

6.1 研究成果

船舶の操縦性能評価に必要な操縦流体力の推定に関して、主船体に働く操縦流体力的を絞り、流場の把握及び流体力推定の技術開発と精度向上に役立てるための基礎的研究を行った。

斜航時流場の研究においては、船尾形状の異なる3隻のVLCC船型について、5孔ピトー管による計測を主体に船尾流場の計測を行い、斜航時流場の特徴、船尾形状と船尾流場及び流体力との関係を検討した。

斜航状態においては、船尾縦渦を主体とする渦グループと前部船体からの剥離渦による渦グループに代表される特徴的な流場が形成され、渦の集中度や分布位置に船尾形状の影響が明瞭に現れた。伴流分布も渦度分布と似たような傾向を示し、強い伴流域はおおよそ強い渦度域に対応することがわかった。

A.P.断面と船体より後方の断面での流場の比較において、船体の前後方向運動による攪乱流場成分は船体後方で急速に減衰するが、横方向運動による攪乱流場成分はあまり減衰せず流れてゆくことがわかった。

渦度分布より得られる循環については、同じ前部船体形状と異なる船尾形状を反映し、3隻の模型船の循環で、前部船体からの渦グループによる循環には殆ど差はなく、船尾渦グループによる循環に差が現れた。

斜航船体に働く横力と回頭モーメントについては、絶対

値そのもので見ると3船型間に大きな差は無いように見えるが、操縦性能を判断する有力な指標の一つである横力の前後方向中心位置に船尾形状の違いの影響が明瞭に現れた。

操縦流体力推定法（その1. 実用的推定法）の研究においては、船体主要目の影響に加えてフレームラインの影響を評価出来、計算時間も短く初期設計段階で容易に使える操縦流体力の推定法を開発した。

本推定法は、まず流れのモデルを仮定し、その仮定の下に流場を推定し、推定した流場から流体力を推定するという3段階からなる。

流れのモデルについては、斜航時流場の資料を参考に、剥離位置はビルジ部とし、剥離渦流を力を支えない自由に変形する自由渦層で近似するモデルを用いた。

この流れのモデルの仮定の下に、流場及び流体力を推定する式として、船体の細長比を微小パラメーターとする摂動展開において、非線形な現象を扱う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式を用いている。

計算方法は、船首断面より船体後方に向かって、各断面において前方からの剥離渦を取り込みながら船体の近くで成り立つ内部解としての流場を求め、全断面での内部解をもとに外部解との接続により、全流体域で成り立つ合成解としての流場を求める。この流場の解を流体力の式に代入することにより操縦運動する船体に働く横力と回頭モーメントを求めている。

7隻の模型船の実験結果と推定計算値との比較により、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、フレームラインの違いによる流体力の変化もとらえており、実用的な方法であることが確かめられた。

操縦流体力推定法（その2. 高精度推定法）の研究においては、船舶の抵抗・推進の分野で実用化の進みつつあるCFDの操縦運動への適用について検討を行い、有望な方法であることを確認した。

船舶技術研究所で開発された船体まわりの流れを推定する計算プログラムであるNICEコードを用いて、斜航時流場の研究で詳しい流場計測を行った船型について流場を計算し流体力を求め、CFD計算の適用性を検討した。

計算格子は船首尾線に適合した左右対称の格子とし、格子分布は流れの変化の急峻な部分が密になるよう不等間隔に配置し、斜航角が異なる場合も同一の計算格子とした。乱流モデルはBaldwin-Lomaxモデル1を使用した。

計算は直進・斜航を問わず縦渦を過小評価するが、流場及び流体力の斜航角に対する追従性や船型差を良く表している事が確かめられた。

V型船尾船は実験と計算の一致度が高いが、U型船尾船はやや一致度が悪かった。この原因は、強い渦の渦中心付近の格子の解像度が不足し、計算で十分渦を捉えることが出来なかったこと、及び、Baldwin-Lomax乱流モデルが2次元の薄い境界層の実験データをベースにしているため、

肥大船船尾の厚い境界層を正確に表現できず渦粘性成分を過小評価するためと考えられ、今後の検討の指針が得られた。

計算は、EWSを用いて1状態あたり1日程度であり、斜航状態についてはほぼ実用段階にあることがわかった。

載貨状態の操縦性能に与える影響の調査については、2隻の乾貨物船について、満載状態と喫水のみを変えたイーブンキールのバラスト状態で、操縦性能を調べる自由航走模型試験を行うとともに、代表的数学モデルによるシミュレーション計算を行った。

両船ともに、満載状態とバラスト状態で操縦性能に定性的に同じような差が出た。旋回性能については載貨状態による違いはあまりないが、載貨状態の影響は針路安定性に明瞭に現れ、バラスト状態の方が性能が良くなっているという結果が得られた。

シミュレーション計算については、旋回性能は大凡実験値に近い値が得られたものの、小舵角域での保針性能についての実験値と計算値との一致は悪く、不安定ループをうまく推定できていない。小舵角域での推定精度向上が特に重要と考えられる。

6.2 研究成果の活用と今後の課題

精度良い操縦性能推定技術の確立に向けて、船体まわりの流場の把握、操縦流体力の推定法の研究を進めるとともに、操縦性能に与える載貨状態の影響について簡単な調査を行った。

斜航時流場の研究においては、船尾形状の影響を含めて、斜航時の船尾流場の詳細な情報を得ることが出来、操縦流体力推定法の研究に役立てられたが、今後も流場及び流体力推定法の研究への活用が期待できる。

曳航水槽における5孔ピトー管による本研究のような詳しい流場計測は、多大の時間と人手を必要とする。そのため、本研究でも船尾断面での流場しか計測できなかった。今後もこの種の詳しい流場情報の必要性は高いと予想されるが、そのためには、計測技術の向上と実験の効率化が今後の課題となる。

操縦流体力の実用的推定法の研究においては、異なるフレームラインの操縦流体力に与える影響を相対的に評価でき、短時間で簡単に計算できる推定法を提示したが、本方法は旋回運動が強くなると推定精度が低下する場合がある。

これは、旋回運動が強い場合は、本推定法の基礎をなす細長体理論における横運動が小さいという仮定の範囲を越えていること、及び、本推定法で用いている流場モデルが実際の流れをうまく近似出来なくなっていることが考えられ、今後この方面の改良が必要である。

一方、本研究の終了を一つの区切りとし、現段階での推定法を誰でも容易に使えるよう、マニュアルの作成とプログラムの整理を行うことも今後の課題と考えている。

操縦流体力の高精度推定法の研究については、流場及び流体力の諸量について全体的には勿論局所的にも詳しく推定

でき、操縦性能推定のための有力な技術であることを確認できたが、今後検討すべき点も明確になった。

縦渦が強くなると推定精度が低下する傾向にあり、渦をより正確に表現できるよう、乱流モデルの検討及び高解像度格子の使用等による格子構造の検討が今後の課題である。加えて、多数の船型の多数の運動状態について実験値との比較を行い、この方法の信頼性・有効性の検討を進めることもまた今後の課題である。

載貨状態の操縦性能への影響の調査については、2隻の乾貨物船について、トリムをつけず喫水のみを変えた場合の操縦性能変化の資料を得た。今後この種の問題を扱う際の一資料として利用できるが、実際にはバラスト状態ではトリムがついている場合が多く、本実験結果はトリムの影響を含んでいないことに留意する必要がある。

船舶の操縦性能を数学モデルを用いて数値シミュレーションで評価するには、種々の流体力を推定する必要がある。本研究は、必要な流体力の中の主船体に働く流体力のみを対象としている。

今後は本研究を更に拡大発展させ、抵抗・推進関係の流体力推定には抵抗・推進関係分野での研究成果を利用し、操縦性能評価に必要な流体力を全て推定できる技術の開発を目標に研究を進める予定である。

7. 発表論文リスト

発表題目	発表者	発表年月	発表機関等
Estimation of Hydrodynamic Forces Acting on a Ship in Manoeuvring Motion	K.Nonaka	5-10	International Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability (MARSIM'93)
斜航船体についての伴流と流体力の測定	二村 正 原口富博 上野道雄 野中晃二 吉野良枝	5-11	第62回船研研究発表会
波漂流力と船体運動 (その2)	原口富博 二村 正 吉野良枝	5-11	第62回船研研究発表会
斜航船体の船尾流場計測	二村 正 原口富博 野中晃二 吉野良枝	6-12	第64回船研研究発表会
規則波中における曳船の旋回について	二村 正 原口富博 野中晃二 吉野良枝	6-12	第64回船研研究発表会
斜航する船体の船尾流場の計測	野中晃二 二村 正 原口富博 上野道雄	7-5	日本造船学会論文集第177号
斜航する船体の船尾流場計測	二村 正 野中晃二 原口富博 上野道雄	7-7	第23回可視化シンポジウム
操縦性能に及ぼす載貨状態の影響について	原口富博 二村 正 上野道雄 藤原敏文 野中晃二 吉野良枝	7-11	第66回船研研究発表会