

551.2  
MA

---

船体伴流の構造に関する理論並びに実験的研究

---

(57350025)

昭和58年度科学研究費補助金(総合研究A)研究成果報告書

昭和59年3月

2181448

横浜国立大学

研究代表者

丸 尾 孟

(横浜国立大学工学部教授)

## は し が き

本研究は昭和 57 年度、昭和 58 年度の 2 年間に亘って科学研究費補助金（総合研究 A）を受けて行われたものである。研究組織に下記に示す如く、研究代表者と 9 名の研究分担者により、それぞれの所属研究機関において実施された。当初の研究計画が 3 年間に亘っていたものが、補助金の都合上 2 年間に短縮され、これに伴って実施計画も多少圧縮されたが、ほとんどの所期の成果が達成せられたものと判断する。

### 研 究 組 織

研 究 代 表 者 : 丸 尾 孟 (横浜国立大学工学部・教授)  
研 究 分 担 者 : 池 畑 光 尚 (横浜国立大学工学部・助教授)  
田 中 一 朗 (大阪大学工学部・教授)  
鈴 木 敏 夫 (同 上 ・助教授)  
姫 野 洋 司 (大阪府立大学工学部・助教授)  
奥 野 武 俊 (同 上 ・助手)  
波 多 野 修 次 (広島大学工学部・教授)  
仲 渡 道 夫 (同 上 ・教授)  
茂 里 一 紘 (同 上 ・助教授)  
田 古 里 哲 夫 (東京大学工学部・教授)

### 研 究 経 費

昭和 57 年度	5 8 0 0 千円
昭和 58 年度	3 8 0 0 千円
計	9 6 0 0 千円

## 研 究 発 表

1) 丸尾 孟・池畑光尚

試験水槽における近傍乱流場の計測，第14回乱流シンポジウム，昭和57年  
6月

2) 姫野洋司・石井立志

境界層理論による粘性抵抗の推定，日本造船学会論文集 154号 昭和58年  
12月

3) 堀田多喜男・波多野修次

Turbulence Measurements in the Wake of a Tanker Model on and under  
the Free Surface. 日本造船学会論文集 154号 昭和58年12月

4) 茂里一紘・伊藤暢基

Wake Calculations around 2 - Dimensional Elliptic Cylinders by Time  
- Dependent Vorticity Transport Equation 日本造船学会論文集 154号  
昭和58年12月

5) 竹田大樹・姫野洋司

Wedge型ホットフィルム流速計による船尾乱流場の計測 第3回推進性能研究  
委員会資料 昭和59年2月

6) 池畑光尚・長瀬 裕・丸尾 孟

境界層理論を改良した船尾粘性流場の解法 日本造船学会論文集 152号  
昭和58年1月

7) 田中一朗

Scale Effects on Wake Distribution of Ships with Bilge Vortices  
日本造船学会論文集 154号 昭和58年12月

## 研究成果の概要

今回の課題について行われた研究の内容は二つに大別出来る。その一つは三次元乱流境界層理論その他の理論を用いて船尾伴流の分布を計算することであり、他は模型船の境界層及び伴流中の平均流速、乱れ強さなどを、曳行水槽、回流水槽及び風洞の実験によって測定することである。三次元乱流境界層理論を船体周囲の流場に適用する場合に問題となるのは、非粘性流体のポテンシャル流れを出発点とすると船尾で境界層の解が発散し、伴流に接続する解が得難いことである。今回の研究ではこのような難点を取り除いて、船体後方の伴流域まで連続に計算出来るような解法を考案した。境界層理論の応用としては更に船尾縦渦を伴う場合についても研究が行われ、粘性抵抗の推定及び尺度影響についても理論的な考察が施こされた。境界層理論の適用とは異なる方法として、船尾流れを渦輸送方程式を数値的に積分する方法が提案され、二次元楕円柱のまわりの流れについて具体的計算例が示され、この方法が船体伴流の構造の理論的推定に極めて有効であることが実証された。実験的研究としてはまず回流水槽において模型船周囲の流速の熱箔プローブによる計測が長期間にわたって行われ、多量の計測資料が得られた。これと並行して曳行水槽における同様の計測も行われ、測定結果の信頼性が高いことが確認された。これらの実験では、流速の時間平均値の分布及び変動成分の二乗平均の平方根及び二方向変動成分の相関で与えられるレーノルズ応力が求められた。次いで風洞内で熱線による同様の計測が広範囲にわたって行われ、模型船の境界層及び伴流内の乱流構造を詳細に調査する資料が得られた。これらの資料より模型船まわりの流れにおける乱流粘性の性質を明らかにすることが出来、乱流境界層理論の基礎仮定の妥当性を検討し、乱流境界層計算法及び伴流の理論的決定法に役立つ乱流モデルを求める問題は今後の継続的課題として引続き研究が行われている。

# 研 究 成 果

## 試験水槽における船尾近傍乱流場の計測

横浜国大・工 丸尾 孟, 池畑光尚

### 1. ま え が き

乱流に関する研究は近年各方面で著しい進展が見られる中で、船舶流体力学の分野でも活発な研究が行われている。船の船尾付近の流場は、強い3次元性に加えて、発達した厚い境界層から伴流に移行する特異的領域であるため、多くの場合3次元的剥離を伴う複雑な乱流場である。その特性は、最近の実験研究によって、平板に沿った境界層のようによく知られたものとは著しく異なる事が、明らかにされ始めたばかりである。しかし、残念ながら未だ計測側もデータも少ない。更にこれも風洞あるいは回流水槽における計測であって、試験水槽において曳航模型船を用いた計測は皆無である。著者等は、3 mの模型船について、長100 m×幅8 m×水深3.5 mの試験水槽で、X型2成分熱膜流速計を用いて、船尾近傍乱流場の平均流速、乱流強度、レイノルズ応力の計測を行った。このような計測や解析の結果を蓄積する事が、近い将来必ず適合した乱流モデルの設定に到達する道であると考えます。

### 2. 実 験 法

瘠形と肥形の代表的な船型として、シリーズ60 ( $C_B = 0.60$ )とHSV Aタンカー ( $C_B = 0.85$ )の2隻を選んで、蠟製3 m模型船を自作した。正面線図をFig 1とFig 2に示す。船尾表面上の印点は、ポテンシャル流線に沿った計測点である。流線座標は、流線下流方向に  $\xi$  軸、表面に沿って  $\eta$  軸に垂直な方向に  $\zeta$  軸、法線方向に  $\theta$  軸をとった。対応する流速成分を  $u, v, w$

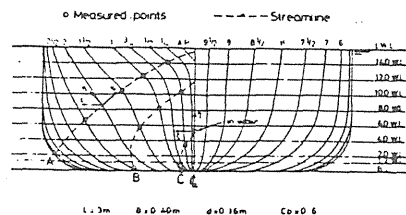


Fig. Body plan & measured points of Series 60

とし、平均流速は $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$ , 変動成分を $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  で表わす。計測点上にX型プローブをセットした模型船を一定速度で水槽中で曳航して、先ず $u$ ,  $v$ の2成分を、次いで90度のプローブを回転させて $u$ ,  $w$ の2成分を計測した。平均流速、乱流強度、レイノルズ応力、全部デジタル電圧計の直読である。平均操作のための時定数は殆んど1秒で充分判読できたが、変数の激しい伴流中では10秒にした所もある。実験のレイノルズ数は、水温変化の故もあって、

シリーズ60 (瘠型)  $3.08 \sim 3.35 \times 10^6$   
 HSVAタンカー (肥型)  $2.24 \sim 2.25 \times 10^6$

の範囲である。但し、 $R_n = U_\infty L / \nu$ の $L$ には船の長さ、 $U_\infty$ には模型船前進速度をとった。

### 3. 計測結果

#### 3.1 平均流速分布

境界層の発達様相を見るために、法線に沿った平均流速の分布を、Fig 4~5 にシリーズ60 (瘠型)、Fig 6~8 にHSVAタンカー (肥型) の順に示す。3成分共外流速 $U$ に対する無次元値で表わす。先ず、シリーズ60についてFig 4の主流方向成分 $\bar{u}/U$ をみると、下流に行く程境界層が発達し伴流との接点で最高に達して、伴流中後方で拡散に向う。流線Aでは約100mmの厚さに達するのが見られる。流線Cの

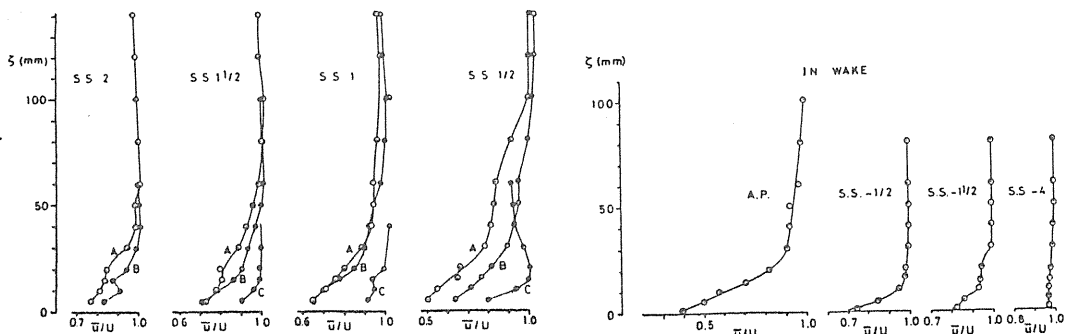


Fig.4 Streamwise velocity profiles of Series 60

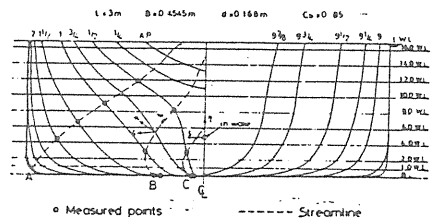


Fig.2 Body plan & measured points of HSVA tanker

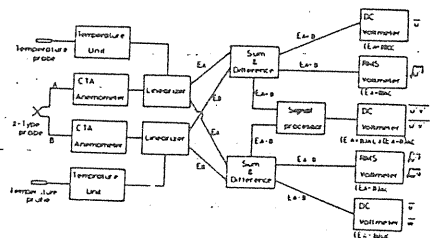


Fig.3 Block diagram of measuring system

ように船尾端近くになって急に船底から run 部にせり上がると、流れは其処で境界層の急発達を起すのが見られる。多分に 3 次元剥離流の様子を示すのが普通である。

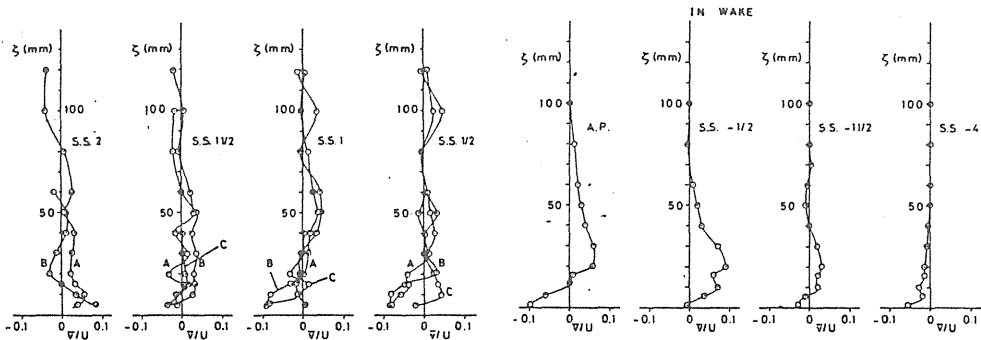


Fig.5 Crosswise velocity profiles of Series 60

Fig 5 の交叉流 (Crossflow) の成分では、S. S.  $\frac{1}{2}$  に至ると、船体表面付近の下向流およびその外側の上向流が見られ、それが伴流迄延長して縦渦の様相を僅かながら覗かせている。残念ながらシリーズ 60 の法線成分 ( $\bar{w}/U$ ) は計測できなかった。

次いで、HSVA タンカーについてみよう。肥型船型の特徴は中央平行部が長くて run 部が短い。そのため run 部における境界層の発達が著しい。Fig 6 の主流成分の分布に如実に現われている。短い流程の間にシリーズ 60 を超える約 150mm にも及ぶ厚みに急成長するので、その勾配は一段と急峻である。後流中の強い伴流もそれ故である。Fig 7 の交叉流成分には、S. S.  $\frac{1}{2}$  ではっきりと壁面付近に強い下向流が生じているのが見られ、それが伴流中に達して明確な縦渦 (ビルジ渦) の様相を示す。Fig 8 の法線成分には、0.2 にも及ぶ外向の排除流が観測され、境界層の発達の著しい S. S. 1 迄持続するが、船尾端に近づいて境界層が最高頂に達すると直ちに排除流は消滅して伴流中にも根跡を残さない。

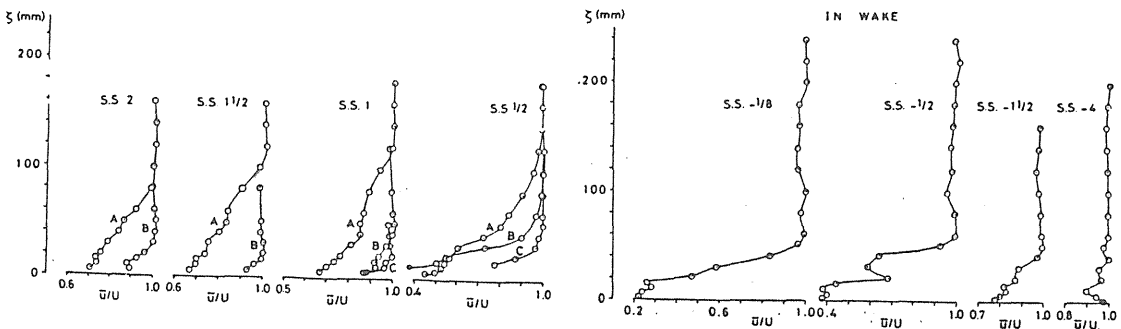


Fig.6 Streamwise velocity profiles of HSVA tanker

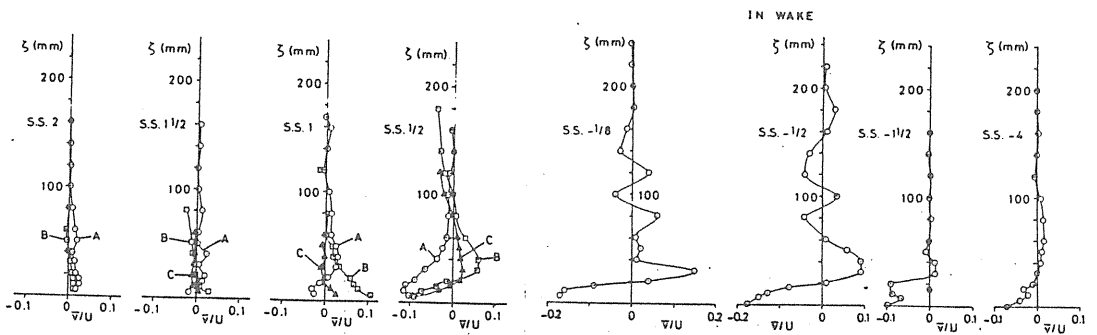


Fig. 7 Crosswise velocity profiles of HSVA tanker

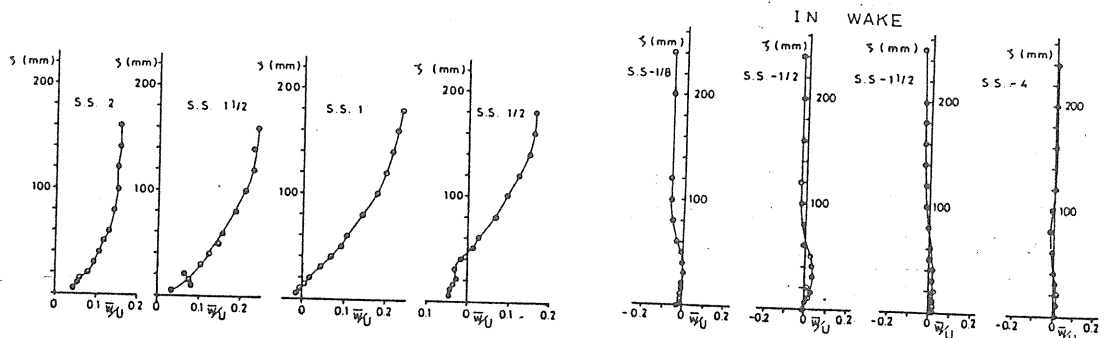


Fig. 8 Normal velocity profiles of HSVA tanker

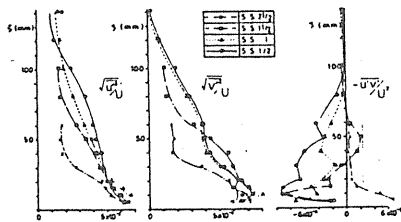


Fig. 9  $\sqrt{u'^2}/U, \sqrt{v'^2}/U, -\overline{u'v'}/U^2$  along streamline B of Series 60

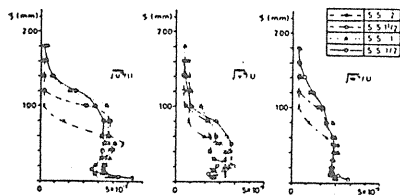


Fig. 10 Turbulence intensities along streamline A of HSVA tanker

### 3. 2 乱流強度とレイノルズ応力

変動成分の 2 乗平均  $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$  もレイノルズ応力の成分であるが、よくやるようにその平方根と外端流速の比をとって、乱流強度として示す。レイノルズ応力としては、主流と交叉流との相乗積平均  $-\overline{u'v'}$  と、主流と法線成分との相乗積平均  $-\overline{u'w'}$  との 2 個をとって、 $U^2$  との比で示す。通常、平板や薄い 2 次元物体では、 $-\overline{u'w'}/U^2$  だけでよいが、船のように 3 次元性の強い物体では、Fig 5 や Fig 7 に見るように強い交叉流が存在するので、 $-\overline{u'v'}/U^2$  の成分を無視できないと考えた。

Fig 9 にシリーズ 60 (瘠型) の流線 B に沿って測った乱流強度  $\sqrt{\overline{u'^2}}/U$  と  $\sqrt{\overline{v'^2}}/U$



U, レイノルズ応力  $-\overline{u'v'}/U^2$  を示す。残念ながら  $w'$  に関するデータはない。上流の S. S. ½ に進む程, 乱流の範囲が拡大している。その存在領域は大体 Fig 4 の平均流速分布に見る境界層と一致している。Fig 9 に直ぐ眼につくのは,  $\sqrt{u'^2}/U$  と  $\sqrt{v'^2}/U$  の分布形状が大変よく似ている事実である。一方, レイノルズ応力  $-\overline{u'v'}/U^2$  は, 全体として低いオーダーであるが, S. S. ½ の上流で正值であったのが下流に進んで負値に転ずるのが見られて, 交叉流の急成長と関連する興味深い現象である。流線 A は, この流線 B と類似の発達様子を示したが, 流線 C は乱流強度, レイノルズ応力とも格段と低かったのて, 掲示を省いた。

同様の事を, HSVA タンカー (肥型) について調べてみると, 流線 A について

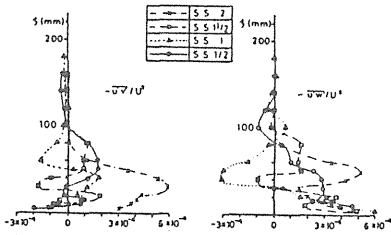


Fig.11 Reynolds stresses along streamline A of HSVA tanker

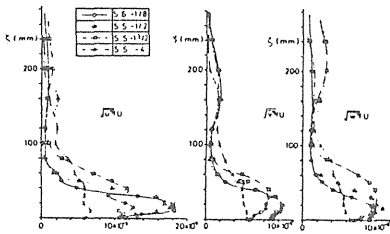


Fig.12 Turbulence intensities in wake of HSVA tanker

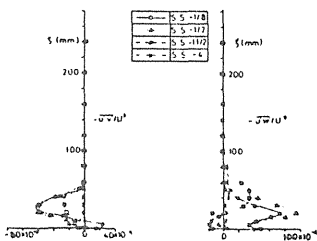


Fig.13 Reynolds stresses in wake of HSVA tanker

$\sqrt{u'^2}/U$ ,  $\sqrt{v'^2}/U$ ,  $\sqrt{w'^2}/U$  の乱流強度を Fig 10 に, レイノルズ応力  $-\overline{u'v'}/U^2$ ,  $-\overline{u'w'}/U^2$  を Fig 11 に示す。省略した流線 B と C では, 乱流の発達はずっと下流に移っている。Fig 10 に見るとおり, 乱流強度の 3 成分は, 発達の過程, 分布形状ともまったくよく似ている。 $\sqrt{u'^2}/U$  の山が若干高いのが唯一の相違点であるだけで, この 3 成分間の類似性はシリーズ 60 の計測でも 2 成分間に表われた事であって, 船型の肥瘠に拘らず成立つ一般的特性であろう。これに比べて, レイノルズ応力  $-\overline{u'v'}/U^2$  は, S. S. 2 で Fig 9 に示したシリーズ 60 と同程度だったが, その直ぐ下流の S. S. 1½ で急減して, 以後船尾端近くの S. S. ½ 迄低い値しか示さず, 且つ正負に交替しているのは, 瘠型のシリーズ 60 と異なる様相である。一方レイノルズ応力の主役である  $-\overline{u'w'}/U^2$  は, 上流の S. S. 2 で  $\zeta \approx 10$  mm と  $\zeta \approx 40$  mm 付近に 2 つの山を持ち,  $\zeta \approx 30$  mm 付近に切立った凹みを持つ

分布を示している。下流の S. S. 1½, S. S. 1 と進むにつれて凹みの位置が 40~50 mm の外方へ少し移動しつつ負の値迄低下するとともに、2つの山のうち外側の頂きが急速に低下している。S. S. ½になると、急に凹みが消えて壁面に向って急上昇する分布を示す。このような分布は、平板や二次元体には勿論、回転体にも見られない分布形状である。伴流中における乱流強度とレイノルズ応力を Fig 12, Fig 13 に示す。やはり乱流強度3成分間の類似性は明らかに見られる。又、主流成分が他の2成分より少し大きい事も境界層内と同様である。ところが、3者とも境界層内の値の約2倍の強さになっているのに驚かされる。但し、後流に行く程拡散作用によって弱まりながら平坦な分布になる傾向が見られる。レイノルズ応力については、 $-\overline{u'v'}/U^2$  が殆んど負である事、逆に $-\overline{u'w'}/U^2$  が殆んど正である事、その分布は符号を反転すると互いに略々合致する、と言う興味深い結果が得られた。さらに、伴流中に入った途端 (S. S. -1/8), 境界層内の約10倍の大きさに飛躍した後、下流で境界層内と同オーダーに復帰している。この伴流中のレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}/U^2$  と $-\overline{u'w'}/U^2$ との強い負の相関関係は、Fig 11の境界層内でも、 $\zeta \leq 50$  mm の壁面付近の分布形状に弱いながら見られる。伴流中における極度に発達した乱流に関するこの特性は、乱流強度3成分間の類似性ととも、3次元性の強い乱流モデルの検討にかなり重要な性質として考慮すべきものと思う。

#### 4. 考 察

$-\overline{u'w'}$  と  $\partial \bar{u} / \partial \zeta$  から、渦動粘性係数  $\epsilon$  を算出してみた。無次元化には外端流速  $U$  と排除厚  $\delta_1$  との積を用いた。Fig 14 に流れ線 A について示す。横軸の  $\delta$  は、 $\bar{u}/U$  の分布から決めた境界層の厚さである。Fig 14 を見て気付く事は S. S. 1 の  $\zeta/\delta > 0.2$  の領域で有得べからざる負値が出ている事である。次に、激しい変化の為、Cebeci - Smith モデル<sup>1)</sup>や回転体に関する Huang の結果<sup>2)</sup>ならびに福田・藤井のシリーズ 60 模型船に関する結果<sup>3)</sup>、いずれにも

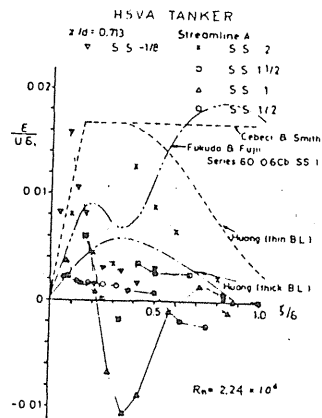


Fig.14 Eddy viscosities along streamline A of HSVA tanker

合わない事が分る。強いて言えば Huang の thick B. L. に近い。次いで、伴流中の結果を Fig 15 に示す。境界層内の数倍に及ぶ値になっている。これは、Fig 13 の  $-\overline{u'w'}/U^2$  のオーダーからも推測される事だが、全たく境界層内とは異なる大きさである。このように従来の 2 次元的境界層内の乱流に比べて著しく異った特性を、船尾近傍乱流は備えている事が、今回の計測で明らかになった。従って、今後此様な実験結果を蓄積して、3次元乱流場に適合した乱流モデルを確立する事が、この問題の解明のための当面の急務であると言えよう。

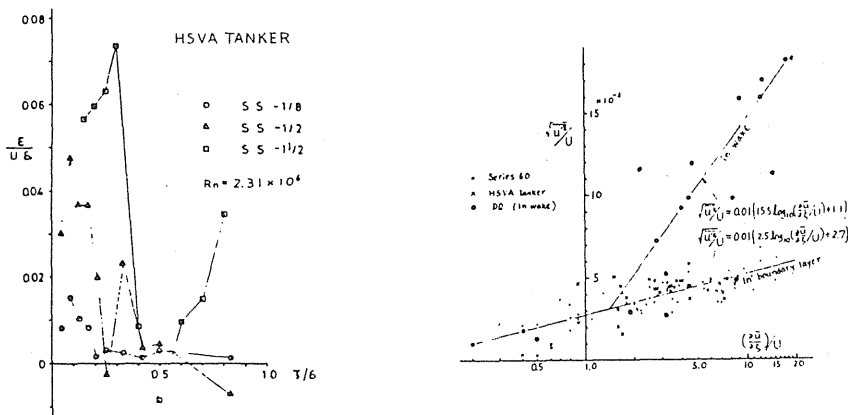


Fig.15 Eddy viscosities in wake of HSVA tanker  
Fig.16 Correlation diagram between turbulence intensity and velocity gradient

Fig 9. 10, 12 の乱流強度の傾向をみると、Fig 4. 60 平均流速の主流方向成分の勾配と関係が深そうに見える。そこで、 $\sqrt{\overline{u'^2}}/U$  と  $(\partial u/\partial \zeta)/U$  との間の相関関係を調べてみた。横軸に対数目盛で  $(\partial \overline{u}/\partial \zeta)/U$  をとって作った相関図が、Fig 16 である。境界層の中でデータは、船型の別なく、図中に示した回帰直線を中心にして強い相関関係を示している。伴流中は、 $(\partial \overline{u}/\partial \zeta)/U$  が 1.4 以下の低勾配領域では境界層内と同じ回帰直線上に並ぶが、1.4 以上の高勾配領域ではがぜん急傾斜の回帰直線の方に載ってくる。この相関関係が今回のデータだけでなく、もしも、境界層及び伴流の様な剪断流に共通した一般的性質であれば、乱流強度のモデル化にとって極めて有用な情報となる事は疑いない。乱流強度の他 2 成分は、前節に見た通り、主流成分に相似であって若干低いだけなので、主流成分さえ推定できれば容易に類推できる。従って、今後、種々の物体周りの境界層やその後方伴流ならびにその他の剪断流について、このような相関関係の存在を検証する事が重要である。Prandtl の混合長の仮説から始まった勾配拡散の考え方を或程度裏付ける結果を、この相関関

係は与えていると解釈する事もできる。

## 5. あ と が き

本研究の計測を卒業研究として熱心に担当された、当時の学生、浅川芳行・斎藤義徳の両君に心から感謝する。なお、本研究には、文部省科学研究費（特定研究「乱流現象の解明と制御」のなかの第7グループ「複雑乱流の実験」（代表者 日野幹雄東工大教授））の助成を受けた。

## 参 考 文 献

- 1) Cebeci, T. & Smith, A. M. O. : Analysis of Tubulent Boundary Layer, Academic Press (1974)
- 2) Huang, T. T. et. al. : Stern Boundary - Layer Flow on Axisymmetric Bodies, 12 th Symposium on Naval Hydrodynamics (1978)
- 3) 福田和廣 : 船尾流場の乱れ成分に関する実験的研究, 日本造船学会論文集, 第150号(1981)

## 試験水槽における模型船伴流の計測

大阪大学 田中一朗, 鈴木敏夫

肥大船模型の船尾における境界層の発達状況を, 水槽と同程度のレイノルズ数が得られる風洞において5孔管を用いて調査した。計測は船長2mの2重模型を用い, 船尾部S. S.  $1\frac{1}{2}$  ~ A. P. までの間をS. S.  $\frac{1}{8}$ おきに13断面行った。実験時の $R_n \approx 2.4 \times 10^6$ である。計測された速度の3方向成分を用いて, 流線追跡, 流線に沿った流速の変化, 渦度の3方向成分などを算出しその性質を調査すると共に, Hess-Smith法による船体表面上のポテンシャル流の方向と境界層外端近傍の流向との比較を行った。得られた結果の概略は次のようである。

- (1) プロペラ面において水面近くに拡がる境界層の厚い領域は, S. S. 2 付近のビルジから水面にかけての領域が, 発達しつつ下流に流れ出したものである。  
(Fig 1 参照)
- (2) 境界層の外側部分における流体の流線追跡結果は, H-S法による壁面上のポテンシャル流向とよく一致していた。従って境界層計算においてH-S法により得られた流線の拡大縮小率や曲率を用いることは妥当であろう。(Fig 2 参照)しかし, 圧力については境界層の影響が大きく, H-S法との一致度は悪いようである。
- (3) プロペラ面における伴流分布の丘状部分の流体は, S. S. 1 近傍の断面において境界層厚さにふくらみの生じる部分又はその少し下方壁面近傍の流体が2次流れにより曲げられ引き込まれたものである。さらに, この流体の流線に沿う方向の速度はS. S.  $3/4$  以降ではほぼ一定となっている。(Fig 2 及び 3 参照)
- (4) 渦度の船長方向成分と横断面内成分を比較すると, S. S. 1 では両者のピーク位置は大略一致しているが, S. S.  $\frac{1}{2}$  及び A. P. ではそのピーク位置は一致せず, 縦渦は独立した形となっている。(Fig 4 参照)

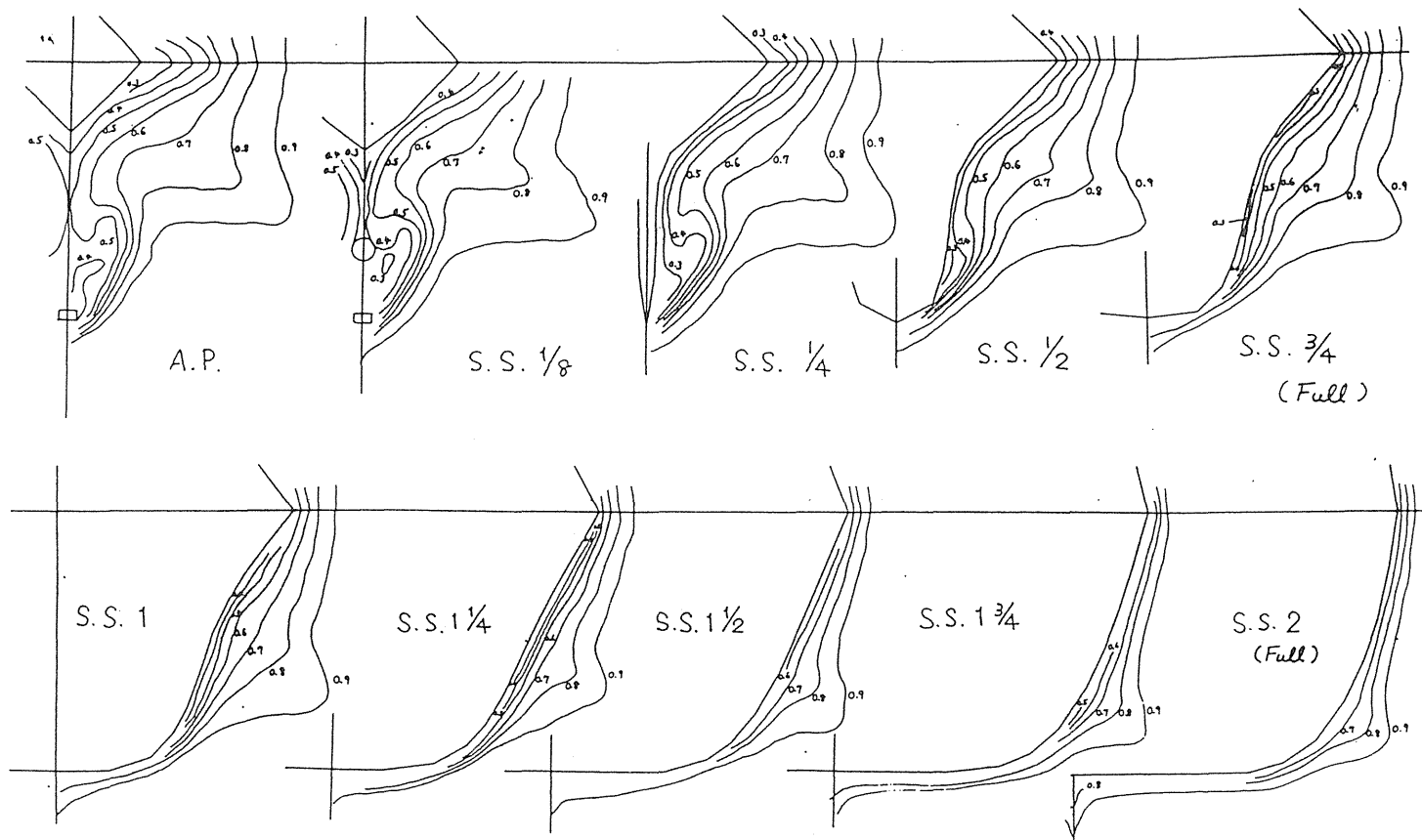


Fig.1 速度分布

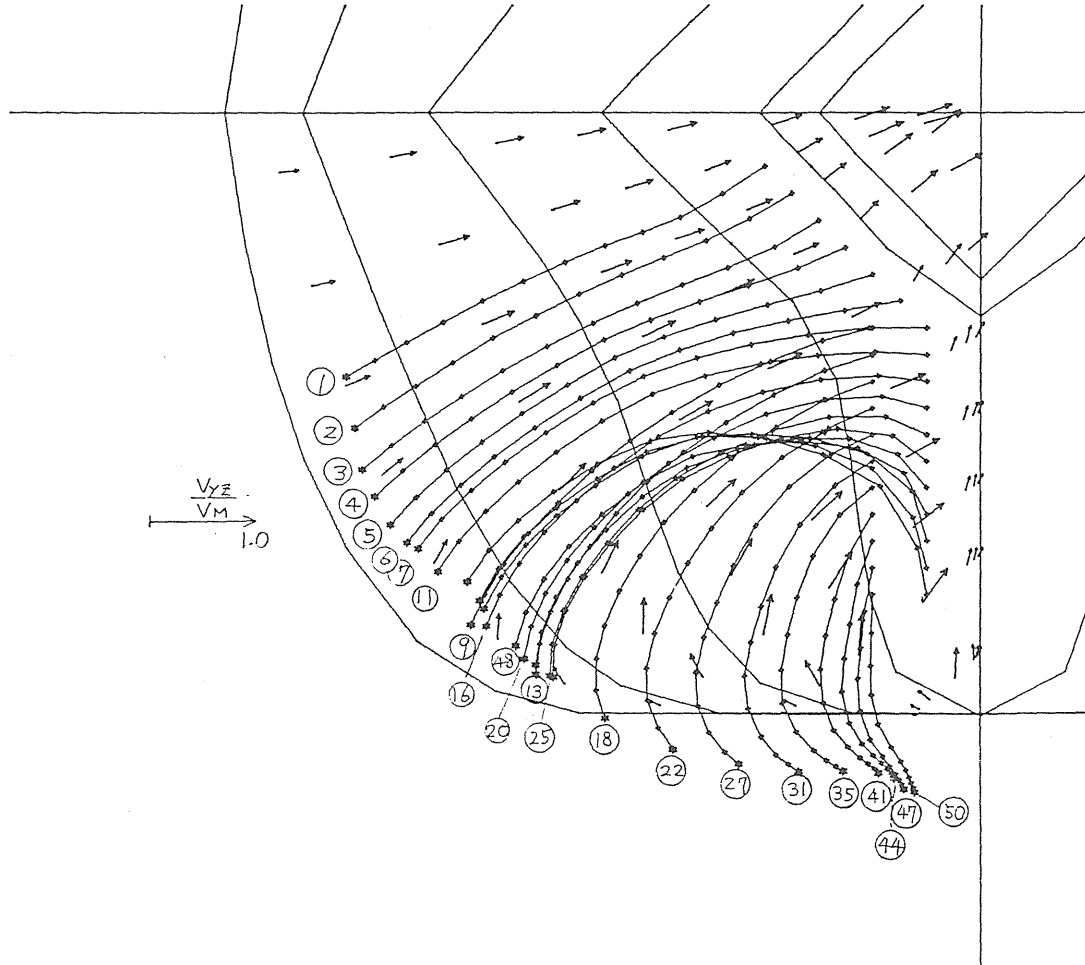


Fig.2 流線追跡結果及びポテンシャル速度ベクトル

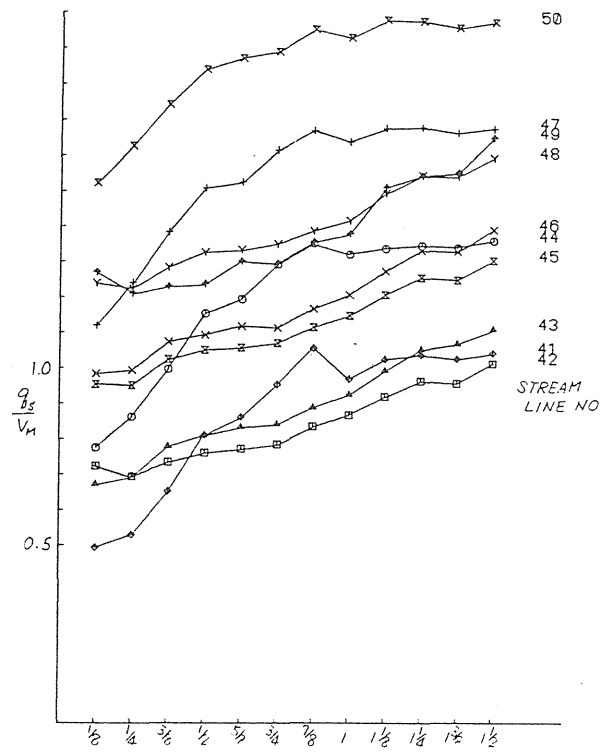
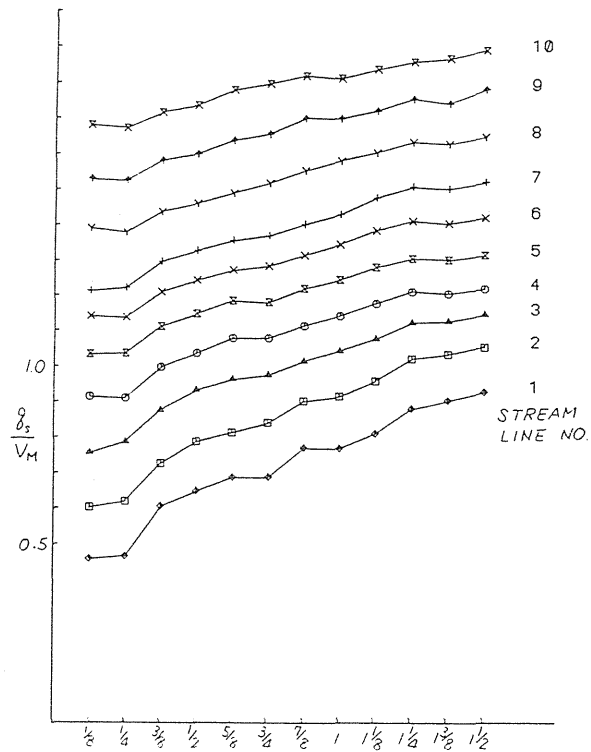


Fig.3 流線に沿った全速度分布



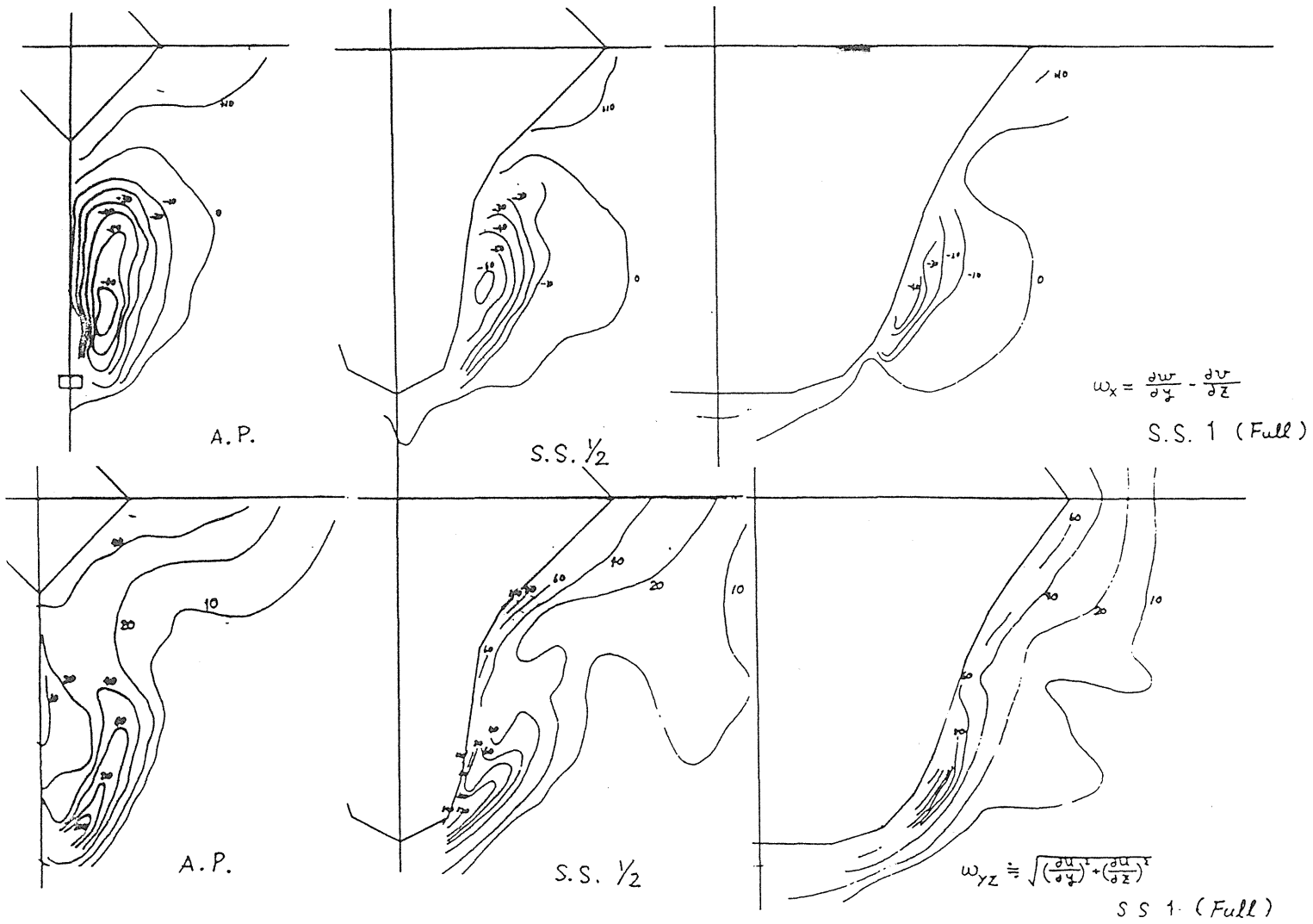


Fig.4 渦度分布

### 3次元境界層の計算および回流水槽における 模型船まわりの乱流場測定

大阪府立大学 姫野洋司, 奥野武俊

最初に、船体まわりの3次元境界層計算については、前年度着手した粘性抵抗の算出法に基づき更に広範囲の船型について理論計算を実施して実験値との比較検討を行なった。本手法は、粘性抵抗を流れ方向の運動量損失と、従来の計算で無視されていた2次流れに基づく縦渦の抵抗成分を合わせて推定するもので、特に後者の成分を考慮したことにより粘性抵抗の推定精度が向上した。幅広浅吃水船型、および肥大タンカー船型へ適用した試算によると実験値との一致も良好で、本手法はほぼ実用に耐えるものと考えられる。参考のために資料1)および2)を添付する。

つぎに、従来の境界層計算法では不可能であった船尾端の流場推定を目指す研究の一環として、回流水槽において船尾乱流場の計測を行なった。水流用に適したWedge型熱膜流速計を用い、その解析法を新たに求め、平板境界層流れ、シリーズ60船型に対して乱流計測を実施した。平板境界層流れについては、従来の実験値と比較して本計測値の妥当性を確認し、またCebeci-Smithの乱れモデルとの一致も得られた。シリーズ60船型については船尾の3断面で計測を行い、乱れに3次元性が強いこと、縦渦の影響が認められること、壁付近でCebeci-Smithのモデルよりかなり乱れが小さいことなどの結果が得られた。

以下の頁は著作権者の許諾を得ていないため、公表できません。

p. 18 ~ p. 54.

p. ~ p.

p. ~ p.

p. ~ p.

p. ~ p.

# 回流水槽における流れの可視化

東京大学 田古里哲夫

## 1. ま え が き

我が国の回流水槽における実験に使用される模型船は、回流水槽測定部寸法の制約から長さが1.2～2 m程度の小型であり、2.5～3 m程度の模型船を使用できる回流水槽はごく僅かしかない。このような小型模型船ではレイノルズ数が小さく、回流水槽水流に固有乱れがあるにも拘らず、船体前部に広い層流域が存在し、境界層の剥離、伴流など船体周辺の流れに大きな影響を及ぼす。従って境界層の乱流促進が必要である。乱流促進用 trip wire や Stud の必要寸法・取付位置などの決定に利用できる実験データは、圧力勾配が比較的小さい場合に対しては従来あったが、油槽船、撒積貨物船などの肥型船型におけるような強い負の圧力勾配の場合に対しては全くなく、研究が望まれていた。

そこで小型回流水槽で各種寸法の乱流促進用 stud について強い負の圧力勾配における stud 周辺および下流の流れを可視化法などにより調べることにした。

また、回流水槽における流れの可視化対象として、最も基礎的な形状の一つである回転楕円体を用い、その周辺および下流における流れの可視化実験を行なった。

## 2. 回流水槽における乱流促進法の実験

### 2.1 実験方法

層流境界層における圧力勾配影響を表わすパラメータを  $\lambda$  ( $\lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU}{dx}$ , ただし  $\delta$  は境界層の厚さ、 $\nu$  は動粘性係数、 $U$  は境界層外端流速) とする。強い負の圧力勾配に対応する大きな  $\lambda$  値が、ある区間保たれる流れを通常回流水槽で作ることは工事が大きく、実験作業上も簡便でなくなる。そこで、小型回流水槽を用いた。この回流水槽測定部(長さ1 m, 幅0.3 m, 深さ0.1 m)の内部に着脱可能なノズルを取付けた。ノズル形状は2次元的で、中心線に入れた平板上における  $\lambda$  を所定の値になるように形状を定めた。ノズル内の平板に供試乱流促進用 stud を取付け、注入流脈法により stud 周辺および下流の流れを可視化し、乱流促進状態を観察した。また熱流速計により下流の流速変動のスペクトルも求めた。

## 2.2 供試乱流促進 stud

供試 stud は平板 stud (我が国の船型試験水槽で常用の形) と円柱形 stud である。取付けは 1 列および千鳥形 2 列とした。

## 2.3 実験結果

単独で平板に取付けられた stud について, stud 位置での境界層外端流速  $U$  がほぼ同一の場合の結果を図 1 に示す。 $\lambda = 0$  では stud により作られた乱れは下流で楔状に拡がるのに対し, 強い負の圧力勾配 ( $\lambda \approx 1.1$ ) では stud による乱れまたは渦が作られているが下流では殆んど拡がっていない。しかしさらに下流で  $\lambda$  の値が小さくなると直に楔状に拡がっていた。これは流速が大きくなっても本実験では全てこの傾向がみられた。

また列をなして stud を取付けた場合, 強い負の圧力勾配においては, 10 mm 程度の間隔では間に層流の帯が長く後方に続き, 乱流促進効果が不足する傾向がみられた。間隔 5 mm 程度または千鳥形 2 列配置では改善の傾向がみられた。

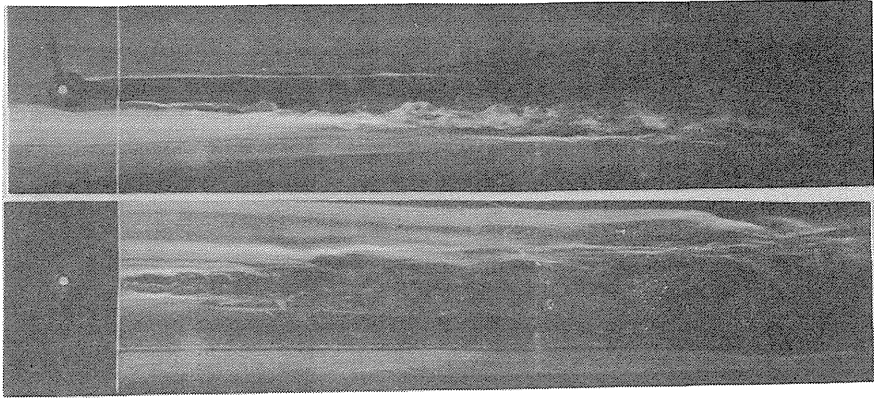
## 3. 回転楕円体の流れの可視化

### 3.1 供試模型

本実験に用いた回転楕円体模型は長さ 800 mm, 長軸短軸比 4 の透明エポキシ樹脂製である。

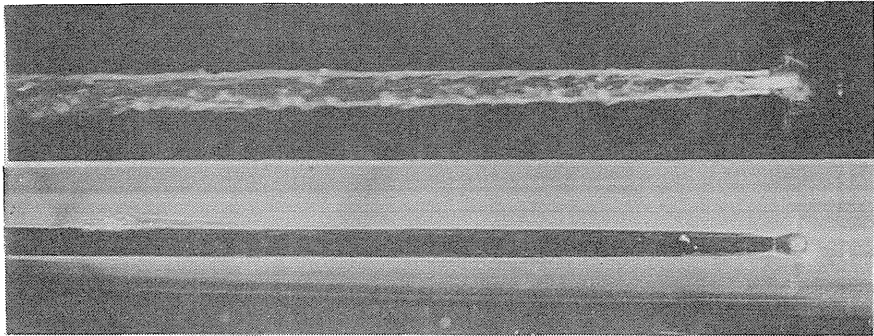
### 3.2 油膜法およびタフトグリット法による実験結果

回流水槽流速 1.2 m/s において迎角  $0 \sim 20^\circ$  で, 油膜法による限界流線の観測および後端から下流 5% L, 20% L, 40% L においてタフトグリット法による後流の観測を行なった。結果の例を図 2, 3 に示す。油膜法により剥離の形態が明らかに示された。またタフトグリット法により, 剥離線の位置で模型表面から剥れた流れが巻き込一对の縦渦ができていることが示された。



$$U = 0.450 \text{ m/s}$$

$$\lambda \doteq 0$$



$$U = 0.492 \text{ m/s}$$

$$\lambda \doteq 1.06$$

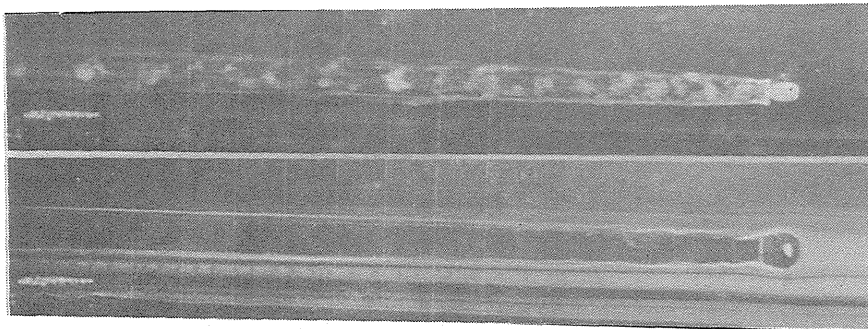
図 1 (a) 円柱形  $S_{tud}$

高さ  $k = 1.5 \text{ mm}$ , 直径  $d = 1.5 \text{ mm}$



$$U = 0.463 \text{ m/s}$$

$$\lambda \doteq 0$$



$$U = 0.491 \text{ m/s}$$

$$\lambda \doteq 10.6$$

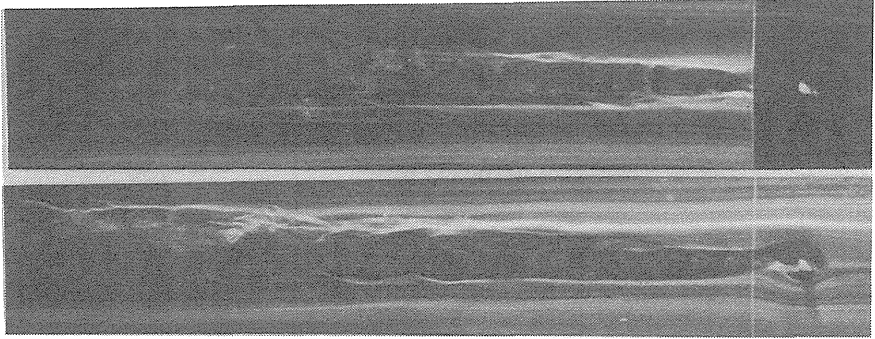
図 1 (b) 平板 Stud

$$k = 1.5 \text{ mm}$$

$$\text{幅 } b = 2.5 \text{ mm}$$

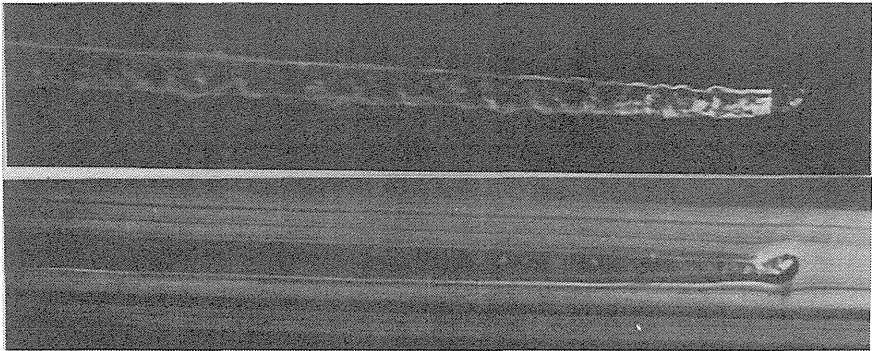
$$\text{厚さ } t = 1.0 \text{ mm}$$

流れに正対



$$U = 0.375 \text{ m/s}$$

$$\lambda \doteq 0$$



$$U = 0.410 \text{ m/s}$$

$$\lambda \doteq 1.06$$

図 1(c) 平板 Stud

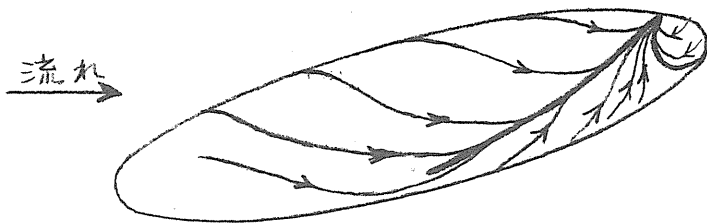
$$k = 1.5 \text{ mm}$$

$$b = 2.5 \text{ mm}$$

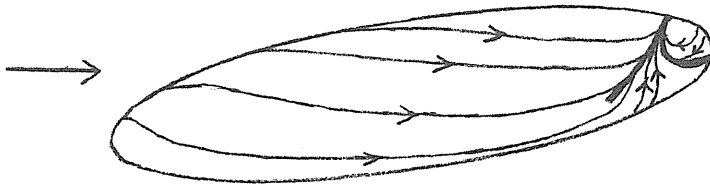
$$t = 1.0 \text{ mm}$$

流れに対し  $45^\circ$  傾斜

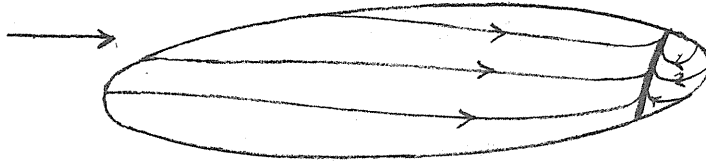




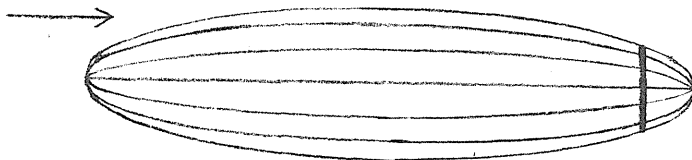
(a) 迎角  $15^\circ$



(b) 迎角  $10^\circ$



(c) 迎角  $5^\circ$



(d) 迎角  $0^\circ$

図2 油膜法による限界流線パターン  
(太線は剝離線を示す)

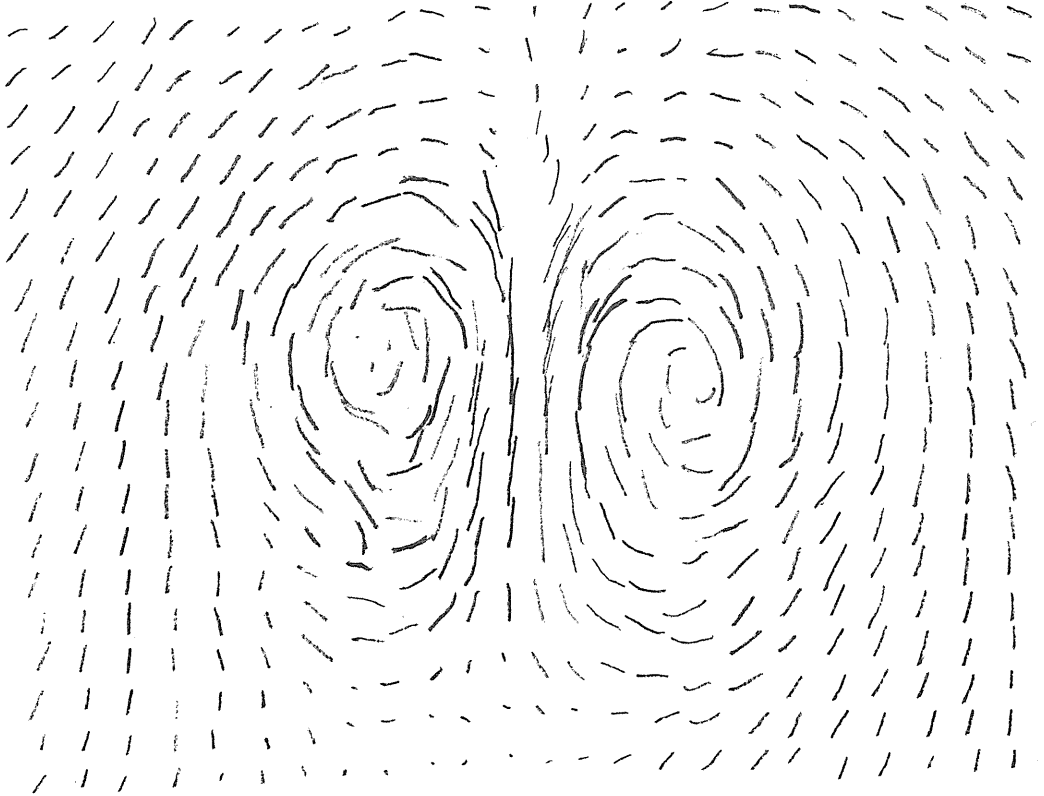


図3の写真のネガが行方不明ですので，図4手書きスケッチ  
不適の場合はこのゼロックスコピーに変えて下さい。

A BOUNDARY-LAYER CALCULATION ON SHIP STERN WAKE FIELD  
AND VISCOUS RESISTANCE INCLUDING VORTEX RESISTANCE

by

Yoji Himeno

Department of Naval Architecture  
The University of Osaka Prefecture  
Mozu-Umemachi, Sakai  
Osaka 591

ABSTRACT

A simple integral-type boundary-layer calculation method is applied to the prediction of ship-stern flow field. A calculation method for the vortex resistance due to the separated bilge vortex at the ship stern is evaluated from the energy-loss concept using the crossflow quantities in the stern boundary layer. The ship viscous resistance thus consists both of the streamwise momentum loss and the crossflow energy loss. A regression analysis of the resistance shows a fairly good agreement between the theory and the experiment. The local development of the viscous resistance near the stern is discussed in terms of the boundary-layer quantities.

Calculations of nominal wake distributions at the propeller-disk plane are also made. Although numerically correct wake values are not obtained, the wake contour and the circulation density per unit vertical length, calculated at a slightly upstream section, show tendencies similar to those of the experiment.

1. INTRODUCTION

It is well known that the results of the usual first-order boundary-layer calculations often deviate from measured values near the ship-stern region. It is not entirely impossible, however, to apply those simple calculations to ship design for obtaining some information about ship-hydrodynamic performance. For instance, boundary-layer calculations in the stern region from SS 3 to SS 1 is still useful and would give general features of the stern flow and an approximate value for the viscous resistance. Calculation would even be possible downstream of SS 1 if we use a simple integral-type calculation method with the small crossflow assumption, and adopt safe

streamlines which do not go through the divergence region near the waterline level. Furthermore, we could somehow make calculations in the lower part at the stern, including the propeller disk.

These calculations will be helpful for analyzing the relative changes of the ship viscous resistance and the stern flow field, including the propeller disk, due to variations of the stern form. The present report is an example of this kind of analysis and tries to show the usefulness of boundary-layer calculations for ship-design purposes. In determining the viscous resistance, a new approach to evaluate the vortex-resistance component due to the energy loss of the crossflow in the boundary layer is attempted besides the usual momentum-loss resistance component.

## 2. OUTLINE OF ANALYSIS

First the calculated potential-flow solution should be utilized for the present analysis. Since the outer potential flow determines the inner boundary-layer characteristics in first-order theory, it should yield terms affecting the stern flow field, so that we can obtain some information about the relationship between the ship form and the stern flow by making a potential-flow calculation as a first step.

It is important, however, to find which terms contribute significantly to the development of the stern flow. For this purpose it is helpful to use the approximate boundary-layer equations by Tanaka and Himeno [1]. According to their theory, the rate of change of the streamwise momentum thickness  $\theta$  is mainly determined by a combination between the streamline convergence  $K_1$  and the pressure gradient term  $\partial U_e / \partial s$  ( $U_e$  is the external velocity and  $s$  the streamline coordinate), that is, by the term  $K_1 - (H+2) \partial U_e / \partial s / U_e$ . Neglecting the effect of the variation of the shape factor  $H$ , and assuming  $H = 1.3$  for instance, the term  $K_1 - 3.3 \partial U_e / \partial s / U_e$  should roughly be proportional to the growth rate of the momentum thickness. The pressure-gradient term  $-\partial U_e / \partial s / U_e$  mainly contributes to the change of  $H$ . The wall crossflow angle  $\beta_w$  (positive upwards) varies mainly according to the term  $K_2(H+1)$ , so that the streamline curvature  $K_2$  causes change of  $\beta_w$ . The potential streamline itself gives important information for the stern flow. These quantities, obtained in the potential-flow calculation, can be considered to be essential factors for the stern-flow analysis.

The second step is the boundary-layer calculation which gives direct information on the viscous stern flow. In particular, the boundary layer characteristics in the region from SS 3 to SS 1 will almost determine the viscous resistance increase from the flat-plate value. The momentum thickness  $\theta$  and the displacement thickness  $\delta^*$  can be regarded as measures for the stern viscous layer, or the viscous wake flow. Applying Squire and Young's formula [2] and extending it to three-dimensional boundary-layer flow, we obtain the form,

$$\theta_{\infty} = \theta \left( \frac{U_e}{U_{\infty}} \right)^{(H+5)/2} \quad (1)$$

where  $\theta_{\infty}$  represents the far-downstream value of  $\theta$  along a streamline extending to the wake region, and  $U_{\infty}$  the uniform velocity at infinity, that is, the ship speed. The right hand side of Eq. (1) represents a density of the resistance along a streamline and can be calculated at the hull. The integration of Eq. (1) over the girth of a cross section therefore gives the resistance due to the momentum loss which is accumulated in the upstream portion of the body. The value is usually determined by taking the maximum in the stern sections.

The crossflow in the boundary layer can be regarded as a measure of the strength of the so-called longitudinal vortex. To evaluate the circulation of the vortex in terms of the boundary-layer quantities, the velocity profiles are here assumed to obey a power law and Mager's model,

$$u = U_e \left( \zeta/\delta \right)^{(H-1)/2} \quad (2)$$

$$v = u \tan \beta_w \left( 1 - \zeta/\delta \right) \quad (3)$$

where  $u$  and  $v$  represent streamwise and crossflow velocities,  $\delta$  the boundary-layer thickness, and  $\zeta$  the normal to the hull. Consider the streamwise vorticity  $\omega_s (= -\partial v/\partial \zeta)$  only outside the point  $\zeta = \zeta_0$  where  $\omega_s = 0$  near the wall.

The integral  $\Delta \Gamma_s (= -v(\zeta_0))$ , positive for the bilge-vortex rotation) of the vorticity  $\omega_s$  from the point  $\zeta_0$  to  $\delta$ , represents a circulation density per approximately unit girth length due to the crossflow in the layer, and it can

be regarded as a measure of a component of the longitudinal vortex created in the viscous layer. The other component  $\Delta\Gamma_{nx}$  comes from the outer potential flow velocity projected in a cross section near the stern which is denoted as  $V_n$ . The suffix "n" represents the direction of the equipotential line which is approximately parallel to the girth line. Therefore the x-wise circulation density per unit girth length takes the form.

$$\Delta\Gamma_x = \Delta\Gamma_{nx} + \Delta\Gamma_s \quad (4)$$

The first term in Eq. (4) can be obtained from the potential-flow calculation and the second by the boundary-layer calculation. Assuming Mager's model, the expression for  $\Delta\Gamma_s$  is obtained as follows:

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma_{nx} &= V_n \\ \Delta\Gamma_s &= -kU_e \tan \beta_w \\ k &= \frac{16}{(H+3)^2} \left( \frac{H-1}{H+3} \right) (H-1)/2 \end{aligned} \quad (5)$$

The results of the assumption of a more detailed two-parameter model for the crossflow would not differ much from those in (5) since  $\Delta\Gamma_s$  is an integrated form of crossflow vortex over the layer. According to the first-order boundary-layer assumption, only the second vortex  $\Delta\Gamma_s$  is transported downstream, and the first term  $\Delta\Gamma_{nx}$  is a locally prescribed quantity. Therefore  $\Delta\Gamma_s$  is related to the vortex resistance component. The analysis of these circulations will give information about the distribution, location and strength of the longitudinal vortex near the ship stern.

The next discussion is on the viscous resistance. It is assumed that the viscous resistance  $R_v$  consists of two components, the momentum-loss resistance  $R_1$  obtained by the integration of Eq. (1) over the whole girth length and the crossflow energy-loss resistance  $R_2$  due to the shedding of a longitudinal vortex,

$$R_v = R_1 + R_2 \quad (6)$$

$$R_1 = \rho U_\infty^2 \int_{\text{girth}} \theta \left( \frac{U_e}{U_\infty} \right)^{(H+5)/2} dn \quad (7)$$

The vortex resistance  $R_2$  is assumed to be caused by the crossflow vortex  $\Delta\Gamma_s$ , as stated before. However, boundary-layer theory does not imply resistance due to a crossflow vortex with the axis in the streamwise direction. Furthermore, a simple application of boundary layer theory to the wake region shows that  $\Delta\Gamma_s$  decreases in the wake and vanishes at infinity. This is clearly a defect of the 3-dimensional boundary layer assumptions. Therefore another assumption is made here that the maximum value of the energy loss due to  $\Delta\Gamma_s$ , which occurs in the after sections, is shed downstream. This assumption is very similar to Bessho's method [3], in which the crossflow energy loss is due to Jones' slender body assumption. The differences lie on the use of the term  $\Delta\Gamma_s$  and the detailed calculation of the energy loss in the present analysis. Further, assuming the location of the shedding vortex to be on the frame line of the cross section, and neglecting the mirror image inside the hull section, the vortex resistance  $R_2$  can be obtained by the crossflow energy formulation in the Trefftz plane considered,

$$R_2 = \frac{\rho}{2\pi} \int_{\text{keel}}^{wl} \int \gamma(z)\gamma(z') \ln \frac{(z-\bar{z}')}{(z-z')} \frac{(z+\bar{z}')}{(z+z')} dl' dl \quad (8)$$

In Eq. (8) the circulation density  $\gamma$  is replaced by  $\Delta\Gamma_s$  in the present case. The term  $z$  represents the complex coordinates of the section and  $\bar{z}$  its conjugate. We have thus divided the viscous resistance into two components which are to be calculated separately by using boundary-layer quantities. The actual applications, however, will require a sort of regression analysis in which unknown coefficients are introduced and determined by experiments.

Finally, let us consider the wake distribution in the propeller-disk plane. As mentioned before, the ordinary boundary-layer calculation breaks down in the part above the propeller-disk area. An appropriate selection of streamlines in the lower part will avoid the break-down and will enable the integration to march further downstream to the stern. To obtain wake contours, we can assume the power-law streamwise velocity profile and neglect the contribution of the crossflow. This gives the form,

$$\zeta = \delta \left\{ (1-w) \frac{U_\infty}{U_e} \right\}^{2/(H-1)} \quad (9)$$

in which the wake value  $w$  is assumed to be merely  $1-u/U_\infty$ . In Eq. (9), the  $\zeta$  value represents the normal distance from the hull corresponding to the prescribed wake value  $w$ . Since the calculation is still not possible in the exact propeller-disk plane, the value just in front of the propeller section, SS 1/2 for instance, should be adopted. The circulation densities  $\Delta\Gamma_s$  and  $\Delta\Gamma_{nx}$  given in the preceding correspond here to the downward velocity near the central vertical axis and to the upward velocity at the outer edge of the viscous wake contour. These quantities are thus related to the crossplane velocity vectors or the vortex distribution at the propeller-disk plane.

### 3. SHIP FORMS AND NUMERICAL PROCEDURE

The present analysis is applied to six ship forms, called Model A through Model F, which were designed in the SR-183 committee, Japan Shipbuilding Research Association. These models are all of shallow-draft wide-beam form and have a stern bulb, except for Model A, the parent form. Model B has the same  $C_p$ -curve as Model A and has a small stern bulb. Model C has a larger bulb, twice the size of Model B. Models D, E and F are variations of Models B and C in bulb size and/or in stern form. All models have the same bow form.

The Hess and Smith method is used for the potential-flow calculation, in which one wetted side of the hull is divided into about 300 panels. For the boundary-layer calculation, Okuno's method [4] is used. This assumes small crossflow, entrainment, a two-parameter crossflow profile, a crosswise moment of momentum equation, Ludwig and Tillmann's skin-friction law, and so on. The integral-type equations are solved along a streamline, by marching downstream using the Runge-Kutta-Gill method. In the present analysis, additional subroutines for the vortex resistance and the momentum-loss resistance are put into the original program. The logarithmic singularity in Eq. (8) is avoided by carrying out an analytical integration only near the singular point.

The Reynolds number  $R_\eta$  is taken to be  $2.046 \times 10^6$ , corresponding to the experiments with 2-meter models carried out by the Sasebo Shipbuilding Company



(SSK). The initial station for the calculations is taken at midship, where the initial values are assumed to be the flat-plate values and  $\beta_w = 0$ .

#### 4. CALCULATION RESULTS AND DISCUSSIONS

The results of the potential-flow calculation should firstly be mentioned. Fig. 1 shows the comparisons of the framelines of Models A to F and of the streamlines which emerge from the same points in the midship section. In the figure, the streamlines of Models B and C go lower than of Model A near the stern bulb. The streamline of Model D goes upward in the side part compared to Model C, Model E has the most upward streamline, and so on. These features represent well the difference of the design aspect for each model.

Fig. 2 represents the vertical distribution of the pressure-curvature parameter  $K_1 - 3.3 \partial U_e / \partial s / U_e$  which roughly corresponds to the logarithmic variation of the streamwise momentum thickness. For all models, larger values appear just above the turn of the bilge. Although differences due to various ship forms are not clear, the values for Model E, in particular, are smaller, which will result in a smaller resistance, as will be seen later.

The streamline curvature  $K_2$  is shown in Fig. 3. This is defined as  $\partial U_e / \partial n / U_e$  in streamline coordinates, which implies a girthwise pressure difference along the hull. The greater the  $K_2$  value, the greater is  $\beta_w$  and then the larger is the longitudinal vortex in the layer. The figure shows the existence of a large bilge vortex near the shaft center, an adverse vortex at the bottom, and another adverse vortex inside the layer near the water surface in Model E. Fig. 4, which corresponds to the girthwise potential-flow velocity  $V_n (= \Delta \Gamma_{nx})$ , shows a part of a bilge vortex in the lower part and an adverse vortex near water level. Although the differences due to ship-form variation are again small, it can be seen that Model A, with the ordinary stern form, has a small bilge vortex.

Next, the results of the boundary-layer calculation at station SS 1 are shown in Figs. 5 to 9. It is evident that the boundary layer thickness for all models becomes large at a location near the water level through which streamline No. 17 passes. This seems to be caused by the presence of a strong

pressure gradient and convergence from the turn of the bilge to the water level along the streamline. It is known that other experiments have also shown similar tendencies. The location of the rapid growth of the thickness correspond to the point in Fig. 7 where the crossflow angle  $\beta_w$  changes rapidly, representing a feature of an open attachment line. The boundary layer calculation encounters numerical divergence near and downstream of this location. As for the differences among models, Model E has a smaller thickness and a smaller crossflow angle in general. A minimum value of thickness of Model D appears in the side portion which corresponds to the minimum of the potential quantity  $K_1 - 3.3 \partial U_e / \partial s / U_e$  in Fig. 2 and which is further related to the small variation of the frame line near there. The minimum of the thickness in Model D also gives a minimum of the crossflow in Fig. 7 for the reason stated before. However, this minimum thickness compensates for another growth near the water level in Model D, so that the resistance does not become smaller. More detailed differences among the models can be observed when we look at the figures carefully, but further discussion is omitted here.

We now proceed to the viscous resistance. Fig. 10 shows the longitudinal variation of the resistance  $R_1$  which represents the streamwise momentum loss upstream of the station. Since the calculation fails downstream of SS 1, and the results for  $R_1$  are erratic there, the value of  $R_1$  is determined at SS 1. Model E has a particularly small nondimensional value of  $R_1$ . This is caused by the thinner boundary layer and by the smaller wetted surface than the other models. Fig. 11 represents the variation of  $R_2$  which corresponds to the crossflow energy loss due to the circulation  $\Delta \Gamma_s$  in the section. The value of  $R_2$  due to  $V_n$ , which corresponds to Bessho's method, is also shown in Fig. 11 for comparison. The  $R_2$  due to  $V_n$  reaches a maximum around SS 1.25, and then the crossflow grows in the boundary layer, resulting in a maximum of  $R_2$  due to  $\Delta \Gamma_s$ . The value of  $R_2$  for each model is taken as the maximum, as shown by the arrows in the figure. Fig. 12 represents comparisons of these resistance components among the ship forms, including the experimental result of SSK. It was indicated earlier that Model E has the lowest resistance in both  $R_1$  and  $R_2$ . As for  $R_2$ , the values due to  $\Delta \Gamma_s$  and due to  $V_n$  are of the same order of magnitude, and differ from  $R_1$  by only a few percent. However,  $R_2$  should not

be neglected because it plays an important role in considering the combination of the resistance components. For instance, the reason why the total resistances of Models A and B are about the same should be due to the compensation of the decrease of  $R_1$  and the increase of  $R_2$  for Model B. Fig. 12 also shows the result of a regression analysis using the calculated values of  $R_1$  and  $R_2$ , and the experimental values. The case when  $R_2$  due to  $\Delta\Gamma_s$  is used shows better correlation with experiment than the one due to  $V_n$ . Then the viscous resistance coefficient  $C_v$  is expressed in the form,

$$C_v = 0.914 C_{R1} + 1.399 C_{R2} \quad (10)$$

This gives excellent agreement with experiment in this case, and the values of these regression constants do not seem to be unreasonable. We can thus understand that this kind of analysis is valid and will be useful. This analysis indicates that, in designing a low-resistance hull form, it is necessary to reduce both  $R_1$  and  $R_2$ , and that, for reducing  $R_1$ , a thin boundary layer with small pressure gradient and small convergence is desirable. Also, for the reduction of  $R_2$ , a small value of  $K_2$ , or the separation of  $K_2$  into small positive and negative values, is advantageous. This concept of small  $K_2$  and small pressure gradient is related to Bessho's idea of a free-streamline flow in the ultimate limit. We can also expect from the present analysis that a relative comparison among ship forms may be possible by means of potential-flow calculations alone.

Finally we proceed to the wake distribution in the propeller plane. Fig. 13 shows the wake contours  $w = 0.3$  and  $0.5$  measured at SSK, while the corresponding calculation results at SS 1/2 are shown in Fig. 14. Comparison between Figs. 13 and 14 shows a reasonable resemblance in the lower part, although the differences of the boundary layer thickness do not exist there. The shape of the wake contour mainly depends on the frameline configuration in the lower part of the propeller disk. In the upper part, on the contrary, the correlation between calculation and experiment is not so clear. One can see, however, that the calculation predicts a wide contour for Model A and the narrowest for Model E. The  $\Delta\Gamma_s$  in the propeller disk is shown in Fig. 15, where the measured value is taken as the downward velocity near the center.

Reasonable correlation can be seen, in that the upward velocities in the lower part are greater for Models C and D and smaller for Model A, and that the downward velocities in the upper part are greater for Models C and D and smaller for Model A. Fig. 16 represents  $\Delta\Gamma_{nx} (=V_n)$  in which the experimental values are taken as the upward velocity around the wake edge ( $w = 0.1$ ). The correlation is not clear in the figure. It might have been better to plot the potential flow results at the propeller-disk section. Nevertheless, it can be said that the correlations of wake contour and the crossflows in the propeller plane between experiment and calculation are apparent to some degree. We can expect that there is at least a possibility that this can be refined for practical usage.

## 5. CONCLUSIONS

The discussions about the viscous resistance, the stern flow and the wake distributions in the propeller-disk plane have been made on the basis of the potential-flow and boundary-layer calculations for six ship forms with shallow draft and wide beam. The following conclusions can be stated.

1) Considering the vortex resistance, a good agreement of the viscous resistance between experiment and calculation is obtained.

2) The resistance can be related to the boundary-layer quantities in the stern region.

3) These are further related to the potential-flow quantities like pressure gradient, streamline convergence and curvature.

4) The trend of the calculated wake contours at SS 1/2 are similar to some degree to the measured wake distribution in the propeller disk plane.

The present results indicate the validity of applying boundary-layer theory to the practical design of ship-stern hull forms. Work is continuing to improve the present methods.

## REFERENCES

1. I. Tanaka and Y. Himeno (1975) "First Order Approximation to Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer and Its Application to Model-Ship" *Proc. Naval Arch. Japan*, Vol. 138.

2. H. Schlichting (1962) "Boundary Layer Theory", p. 620, 4th ed., McGraw-Hill Book Co. Inc.
3. M. Bessho (1967) "Study into Frame Line Configuration", Jour. Soc. Naval Arch. Japan, Vol. 122.
4. T. Okuno (1976) "Distribution of Wall Shear Stress and Cross Flow in Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer on Ship Hull", Jour. Soc. Naval Arch. Japan, Vol. 139.

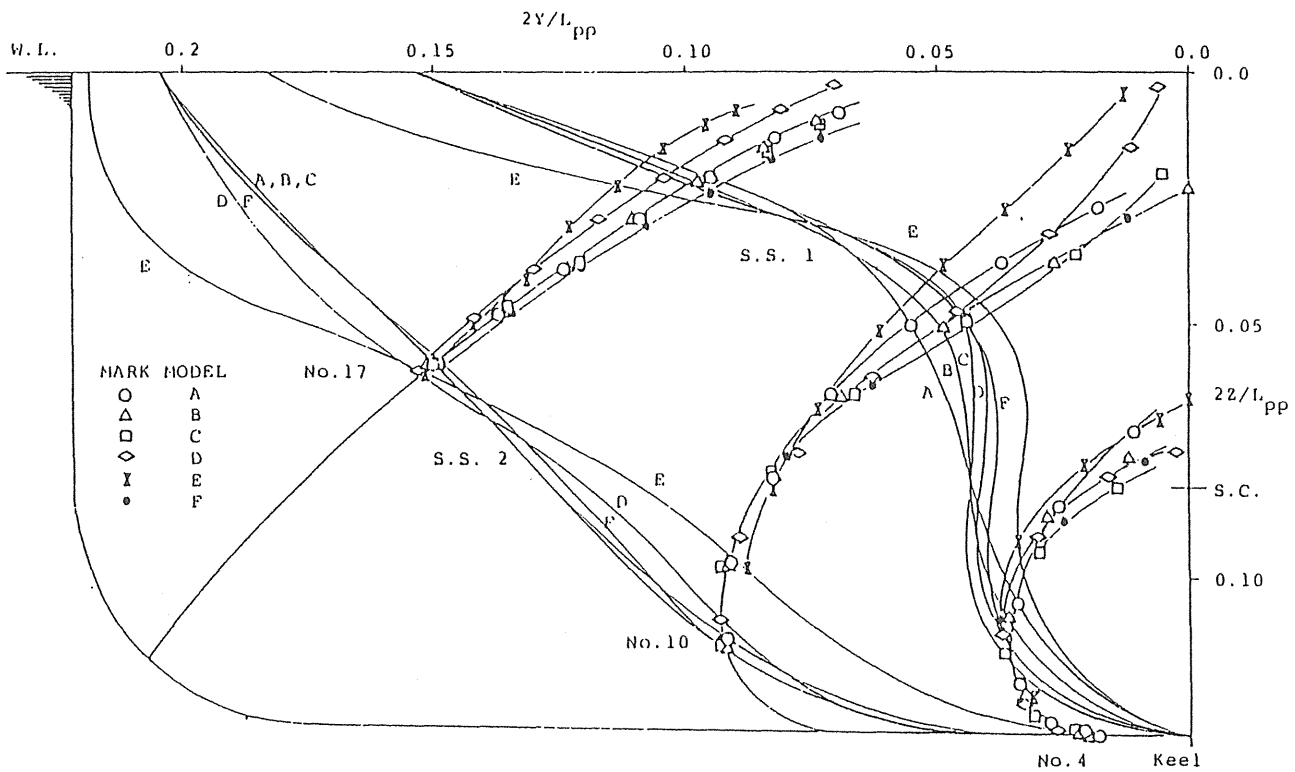


Fig.1 Comparison of streamline and frameline

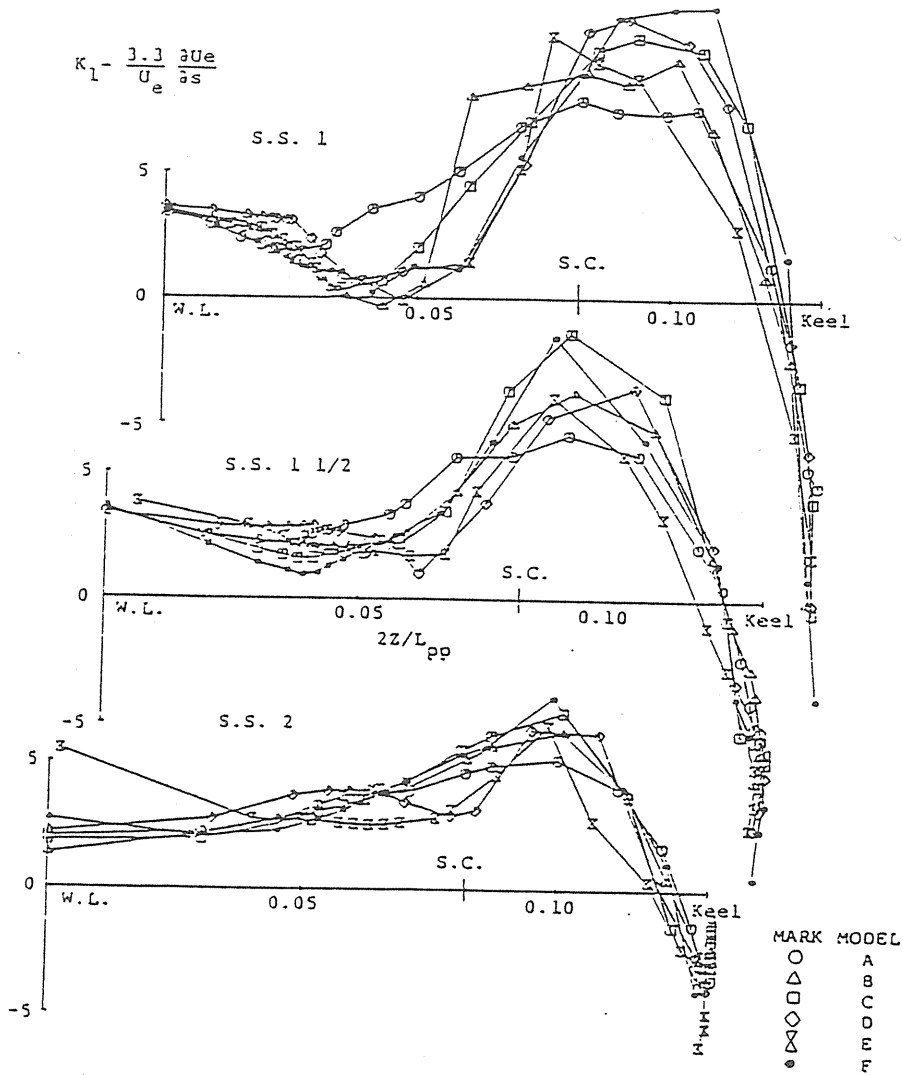


Fig. 2 Pressure gradient and streamline convergence

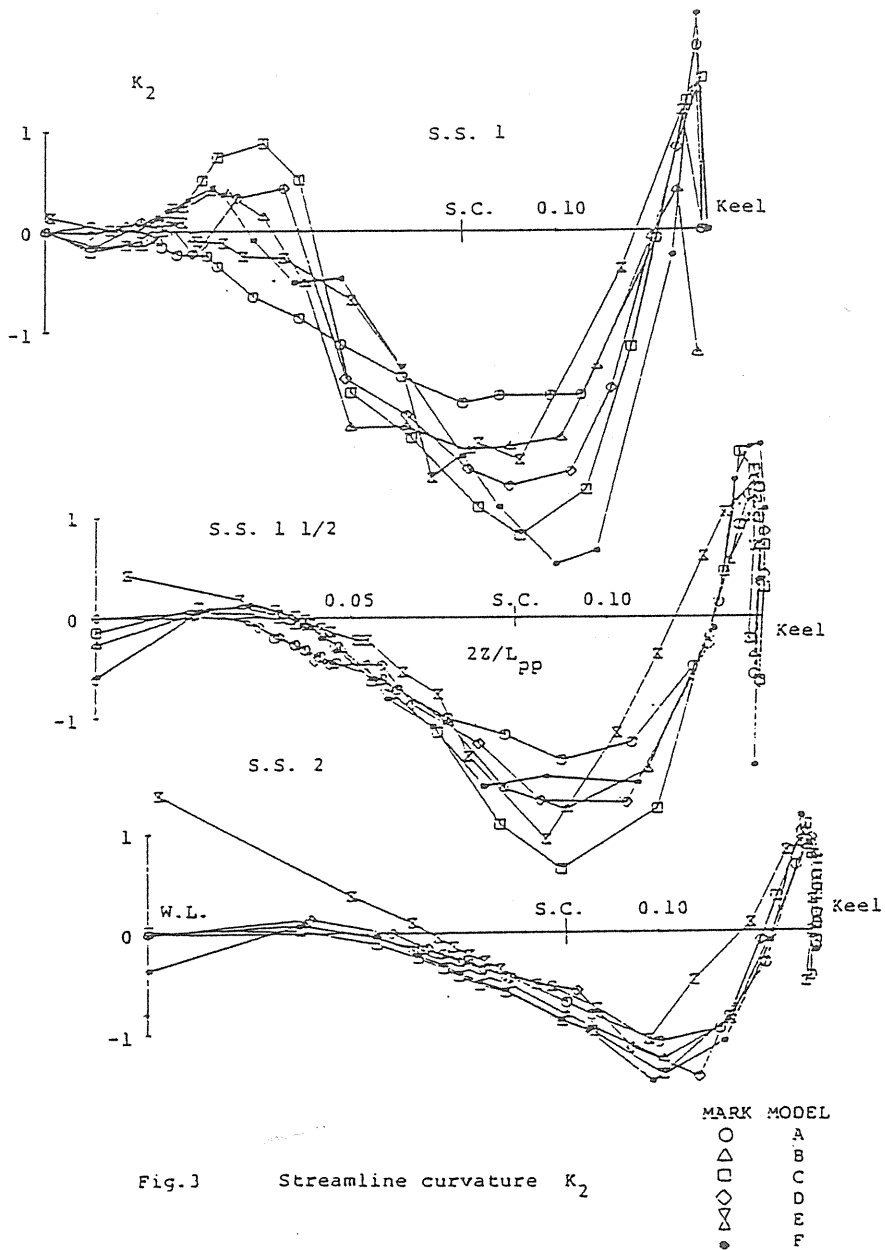


Fig.3 Streamline curvature  $K_2$



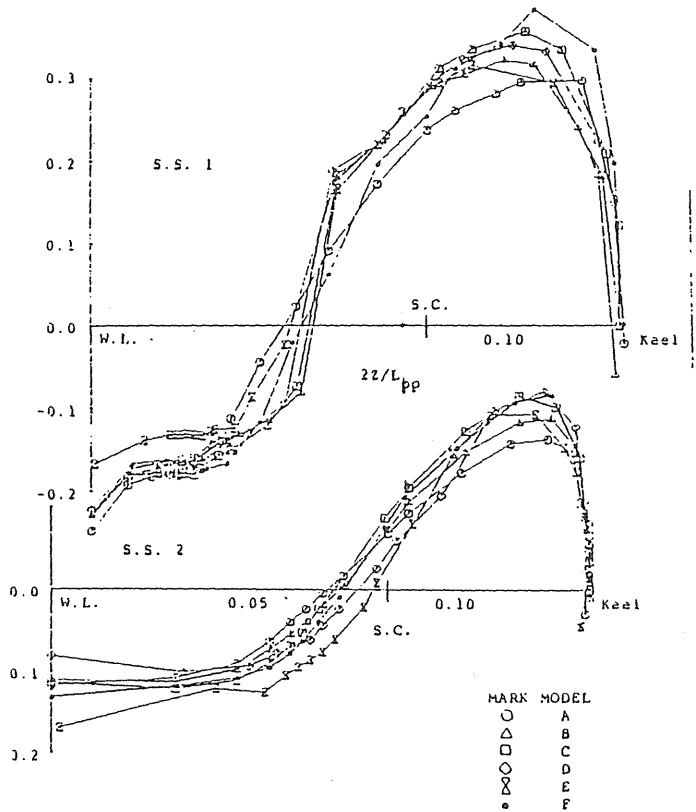


Fig.4 Circulation density  $\Delta\Gamma_x$  due to upward inviscid velocity  $V_n$

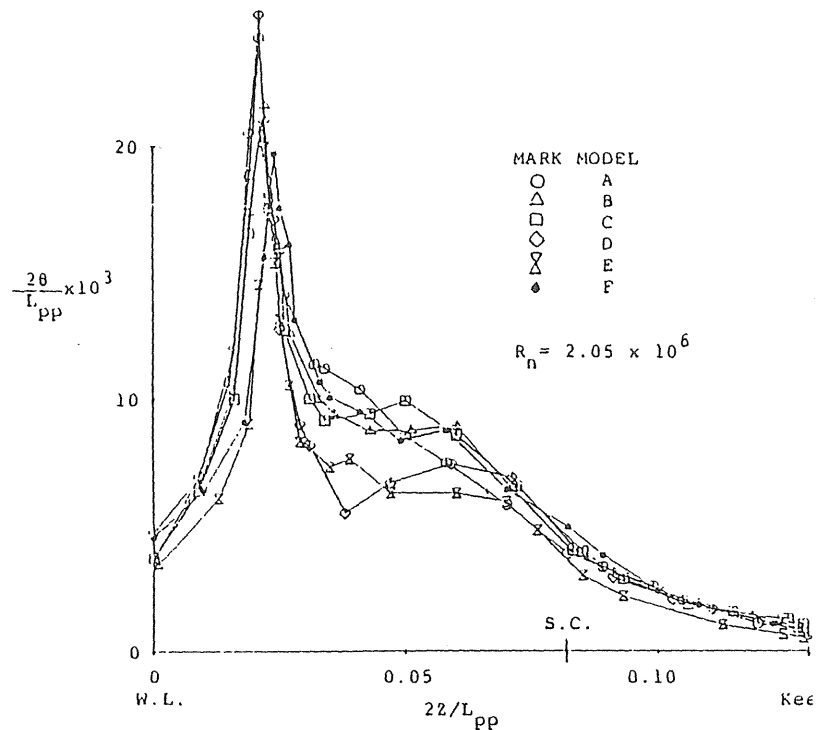


Fig.5 Momentum thickness at S.S. 1

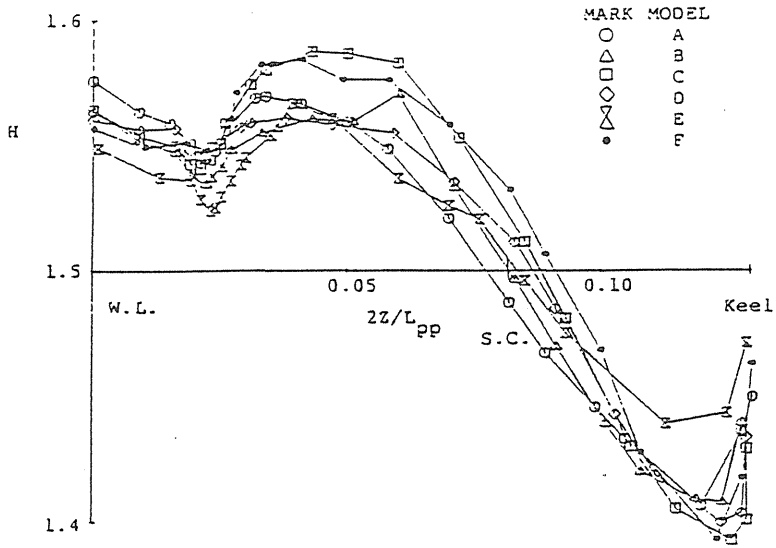


Fig.6 Shape factor at S.S. 1

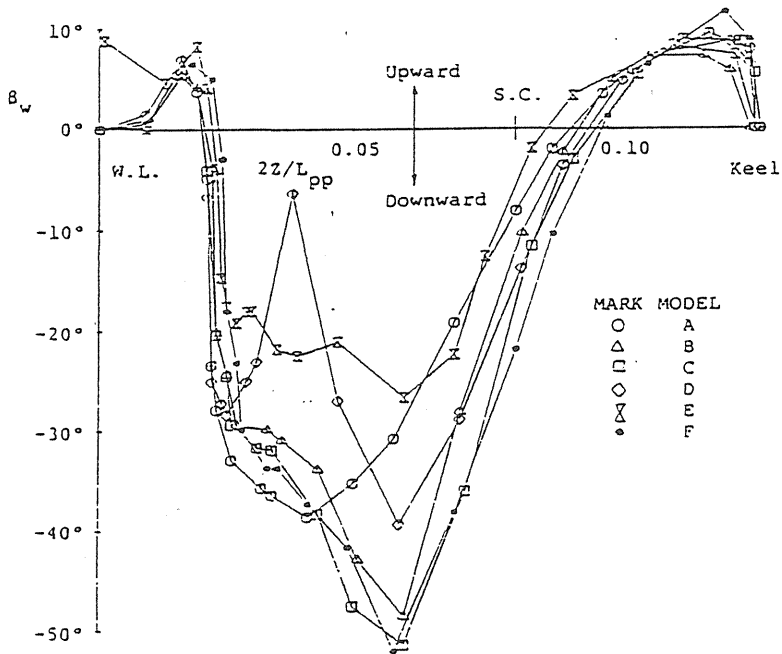


Fig.7 Wall cross-flow at S.S. 1

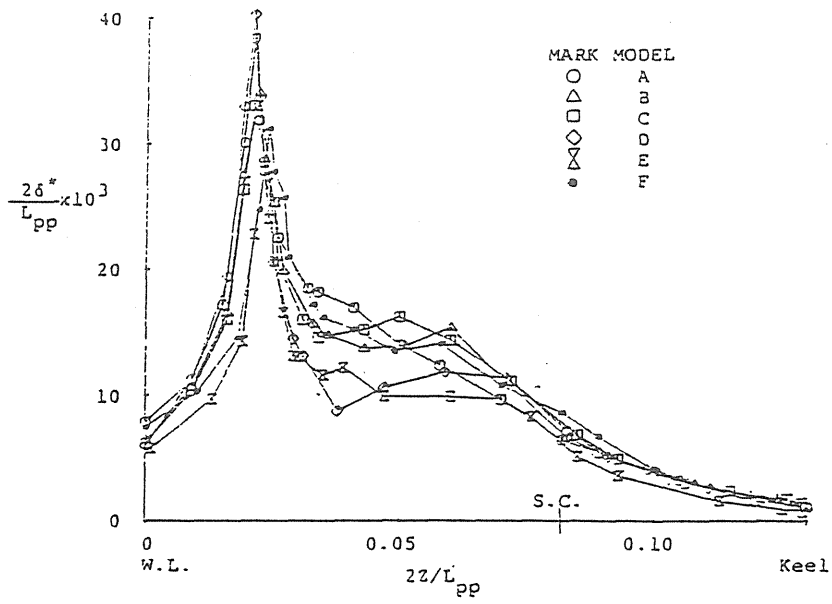


Fig.3 Displacement thickness at S.S. 1

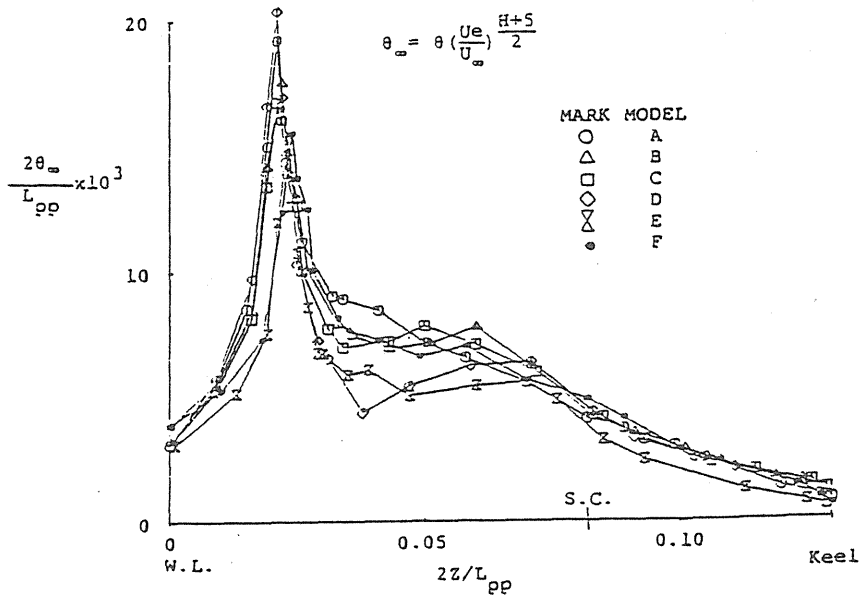


Fig.9 Distribution of momentum-drag component

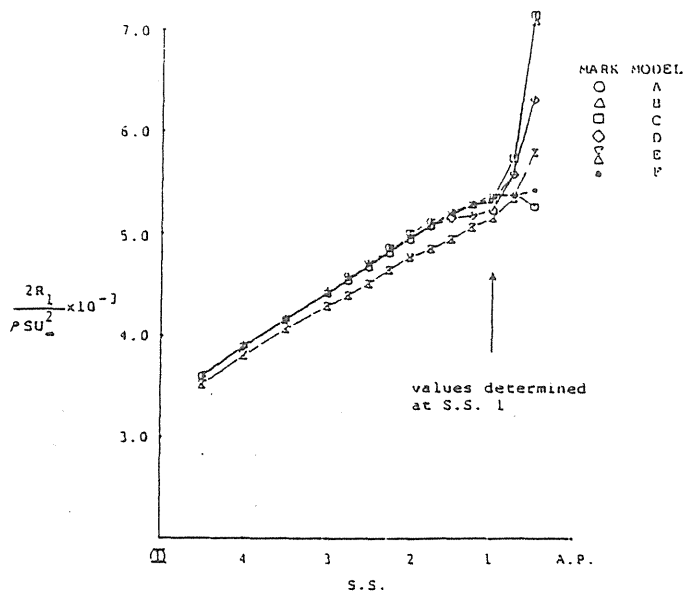


Fig.10 Momentum resistance  $R_1$

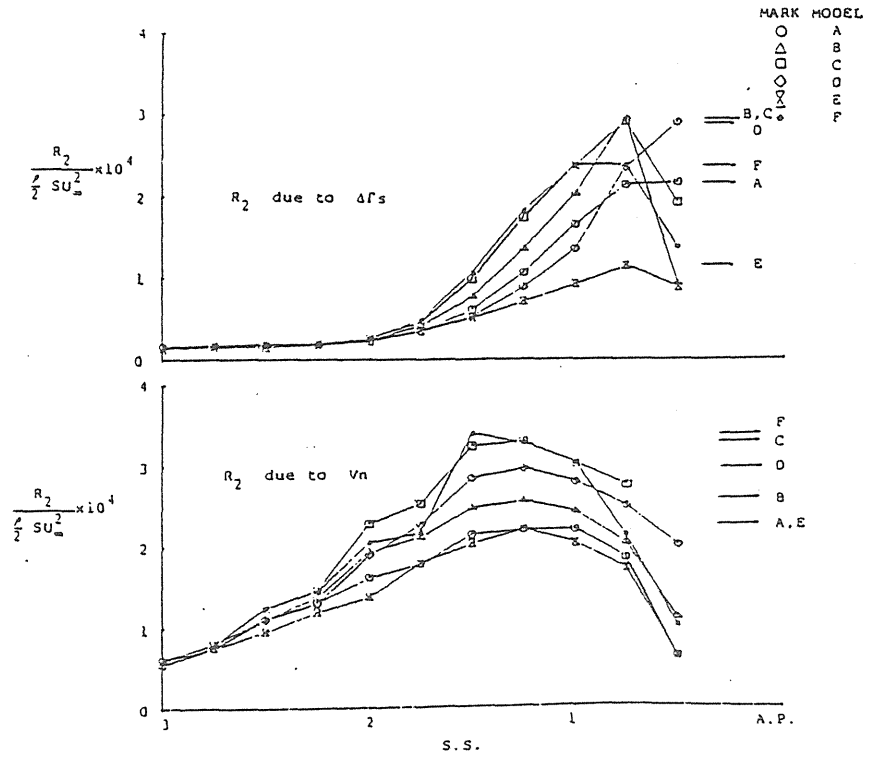


Fig.11 Vortex resistance  $R_2$

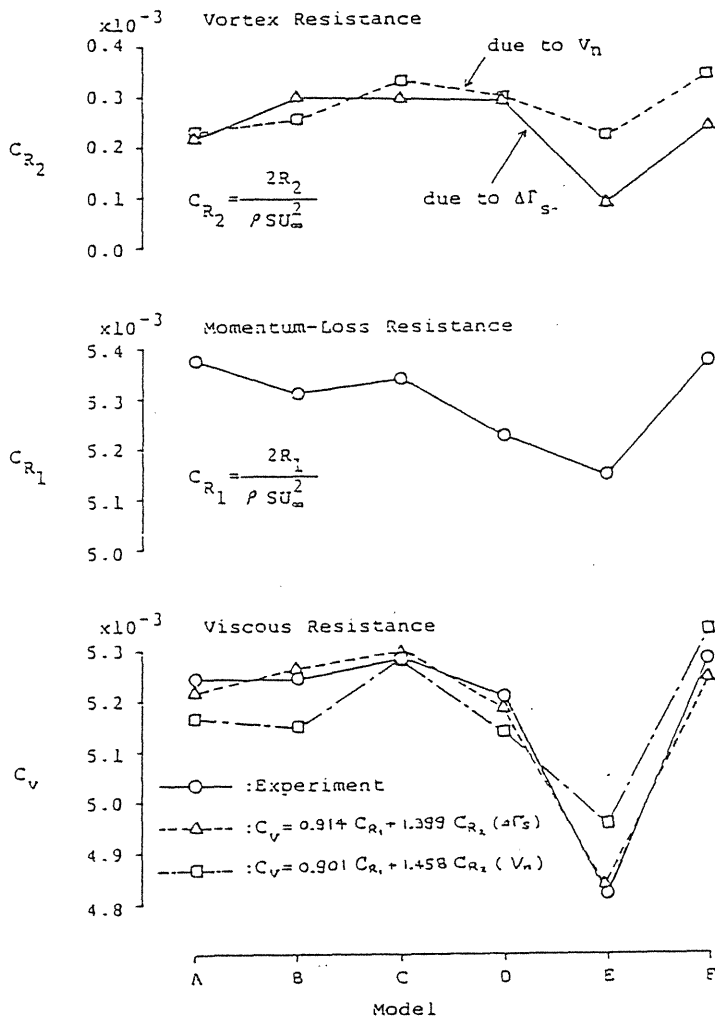


Fig.12 Comparison of Resistance Components

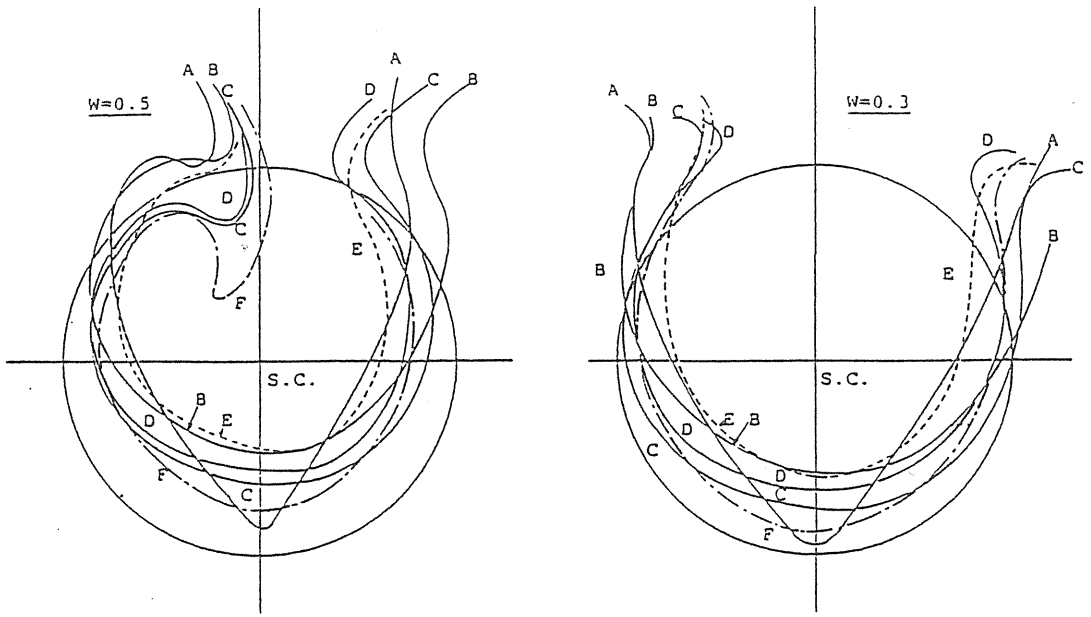


Fig.13 Wake contours of Model A thru F measured at SSK.

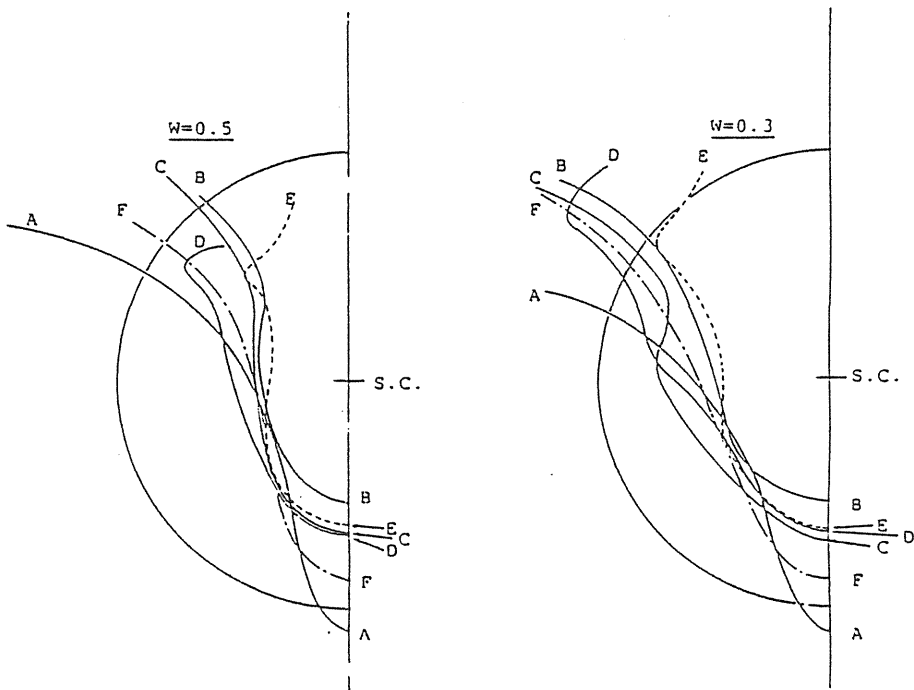


Fig.14 Wake contours calculated at SS 1/2.

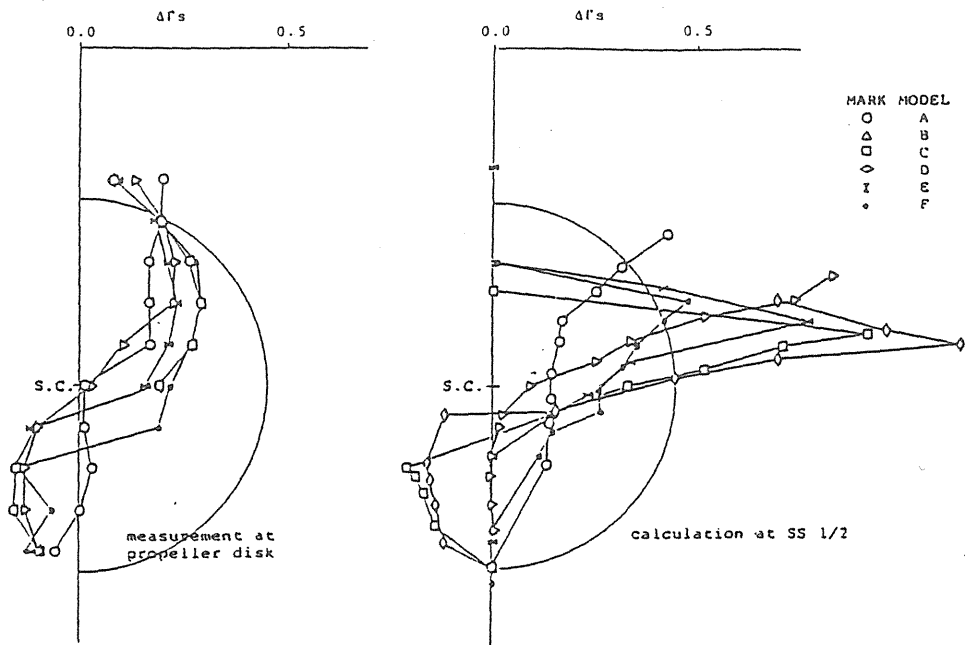


Fig.15 Circulation density due to the crossflow in boundary layer

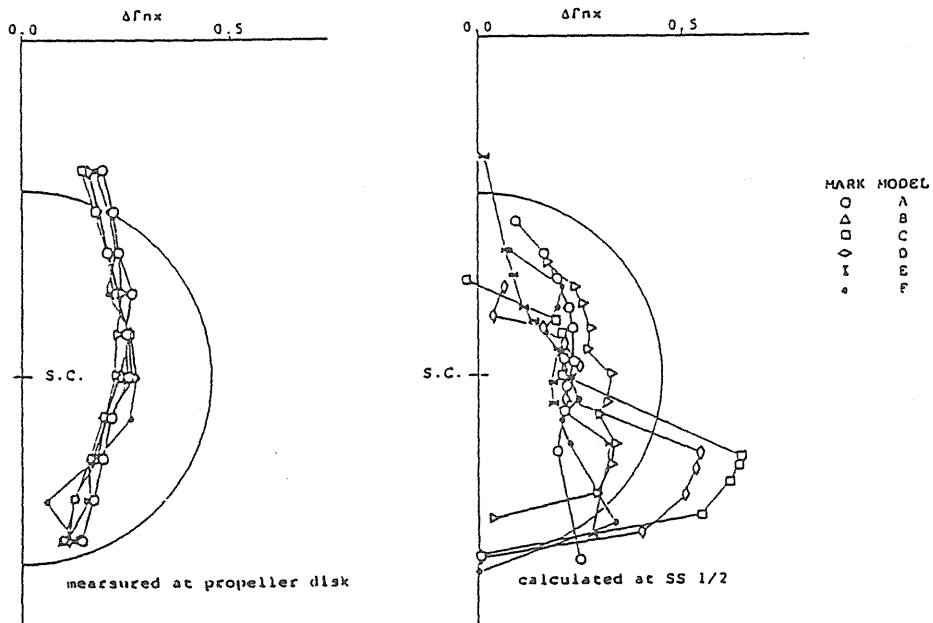


Fig.16 Circulation density due to upward inviscid velocity