



Title	斜航回転楕円体ならびに船体まわりの 3 次元剥離流場に関する研究
Author(s)	西尾, 茂
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3052176
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

斜航回転楕円体ならびに船体まわりの 3次元剥離流場に関する研究

平成 2 年 8 月

西 尾 茂

斜航回転楕円体ならびに船体まわりの
3次元剝離流場に関する研究

目 次

第1章 緒 論	1
第2章 流れの可視化による剝離流場の調査	5
2.1 可視化実験の概要	5
2.2 小迎角斜航回転楕円体の場合	7
2.2.1 流れの観察結果	7
2.2.2 物体表面流れに関する位相幾何学的考察	9
2.3 中迎角斜航回転楕円体の場合	11
2.3.1 流れの観察結果	11
2.3.2 後端付近の流れに関する考察	12
2.4 斜航船体の場合	14
2.4.1 鉱石運搬船	14
2.4.2 コンテナ船	15
2.5 第2章の結論	17
第3章 表面圧力および流場の実験的調査	18
3.1 表面圧力分布計測	18
3.1.1 実験概要	18
3.1.2 小迎角斜航回転楕円体の場合	19
3.1.3 中迎角斜航回転楕円体の場合	20
3.1.4 斜航船体の場合	23
3.2 5孔管による流場計測	26
3.2.1 実験概要	26
3.2.2 中迎角斜航回転楕円体の場合	26

3.2.3 斜航船体の場合	28
3.3 第3章の結論	32
第4章 渦層近似を用いた剝離流場の計算	33
4.1 渦層近似を用いた剝離流場の計算法	33
4.1.1 速度ポテンシャル	33
4.1.2 渦面の支配方程式	37
4.2 斜航回転楕円体の場合	41
4.3 斜航船体の場合	45
4.4 第4章の結論	49
第5章 小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの数値解法	50
5.1 Navier-Stokes 方程式の数値解法	50
5.2 計算結果と考察	54
5.3 物体後部における渦度場の構造	56
5.3.1 回転楕円体まわりの渦度の分布	56
5.3.2 渦度成分の分離と渦度場の構造	58
5.3.3 回転楕円体後流の渦度場の構造	60
5.4 第5章の結論	63
第6章 結 論	64

謝 辞

参考文献

付 録

表面圧力計測の不確かさ解析

圖表一覽

圖表

第1章 緒 論

流れの剥離現象は、工学的には船舶、航空機、自動車などの流体力学的特性に関与する重要な問題の一つであるし、流体力学的にも、剥離の発生により流場全体の様相が一変することから、粘性流体を考える上で重要な問題である。船舶の場合には、船舶が推進装置として船尾に取り付けたプロペラを採用しているために、プロペラ面に流入する伴流分布が推進効率に大きく影響し、船尾における3次元剥離の発生は伴流分布形状に深く関与するため、長年にわたって種々の研究がなされてきた。さらに、船舶は操縦運動を行うための横力をもっぱら船体に働く流体力から得ているため、この横力特性を考えるとときには剥離による自由渦の流出が大きな問題となる。

船舶の性能を評価する基準は、機能的な面からは抵抗・推進性能、操縦性能、耐航性能などが評価基準となり、運行する上での経済的な面からは载荷効率、燃費、耐久性などから決められる採算性が問題となる。この中で、操縦性能は港湾における避航、衝突回避、狭水路の航行などにおける安全性の確保に直結しており、操船者に対してその船の運動特性を正確に知らせることは重要な課題の一つであるし、設計段階で操縦性能を予測し、より扱いやすい船をつくることは船舶の性能を高める上で大切な要素である。船体の操縦運動は、船体の運動を記述する数学モデルを構築¹⁾²⁾して推定することが多い。しかし、実際に操縦数学モデルを用いて船体の運動を予測するには、対象となる船の船体、舵、プロペラの流体力学的特性およびそれらの相互干渉を知る必要があり、各種拘束模型試験を実施したデータをもとに操縦性能を推定することとなる。しかし、設計初期の段階において操縦性能を予測して設計に反映するためには、理論あるいは計算から拘束模型試験に変わるデータを求めなければ

ならない。³⁾ 船体は操船により種々の運動をするが、斜航は操縦運動中の基本的な動作の一つであり、斜航船体に働く流体力は操縦性能を考える上で主要な課題の一つである。斜航船体に働く横力は、流体力学的には造波による横力と粘性による横力に分けることができる。このうち、粘性による横力の主な要因はビルジにおいて発生する3次元剥離による自由渦の流出にある。不破は⁴⁾ 細長体理論⁵⁾ ⁶⁾ ⁷⁾ を剥離による自由渦の流出を考慮して拡張し、渦糸モデルを用いた斜航船体まわりの流れの計算に対する理論を示した。さらに、この剥離渦を考慮した細長体理論を用いて、斜航船体の横力特性の推定を行った。これ以来、斜航船体の横力特性に関する研究は、井上ら⁸⁾、溝口⁹⁾によりさらに検討が加えられ、実験的には松本ら¹⁰⁾による分割模型を用いた横力分布計測、野中ら¹¹⁾による表面圧力計測、流場の計測などの研究が続けられている。

一方、抵抗・推進の分野においても、船尾における3次元剥離は、重要な課題となっている。船尾ビルジ部において3次元剥離が発生することによる抵抗の増加について笹島ら¹²⁾が渦度に注目した観点からその誘導抵抗について論じたほか、姫野ら¹³⁾が造渦抵抗の発生とその評価方法を示した。また、3次元剥離により船尾で発生する縦渦は抵抗の増加を引き起こす反面、プロペラ面内にこの縦渦を導くことにより推進効率を向上させることができる。そのため、船尾の境界層の変形について鈴木ら¹⁴⁾が縦渦による乱流境界層の変形について論じたほか、戸田ら¹⁵⁾によるプロペラ作動による境界層の変形に関する研究などがある。境界層理論の中で縦渦は、境界層内の2次流れ成分を用いて表現される¹⁶⁾が、肥大船船尾においては境界層の仮定が成り立たなくなるため、その適用が難しくなる。剥離を含む粘性流場を求める試みは、計算機の演算速度、容量が向上したことから Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことが可能となり

17)-21)、船体まわりの流れに対する適用が検討されてきた。これにより船体まわりの流れを求める技術は近年急速な発展を遂げ、初期の段階には Wigley 船型などのやせた船型に限られていたが²⁰⁾⁻²⁶⁾、肥大船の流れを解くことが実現しつつある。²⁷⁾⁻³²⁾

ところで、これらの諸問題に共通の 3 次元剝離に関して摂動論などを用いた剝離の発生機構に関する研究³³⁾や、剝離により流出する渦の挙動・巻き込みの機構などのシミュレーション³⁴⁾³⁵⁾、剝離渦の幾何学的構造の解明³⁶⁾など多くの基礎的研究が続けられている。工学的には船体や航空機の主機体のような細長い物体から発生する 3 次元剝離が問題になることが多く、これに対して同様の細長比の回転楕円体を用いた基礎的研究が多くなされてきた。例えば Meier³⁷⁾、Patel³⁸⁾、林田³⁹⁾などの可視化を含めた実験による剝離流場の調査や、Cebeci⁴⁰⁾、Shirayama - Kuwahara⁴¹⁾などの境界層計算や差分法を用いて数値計算により流場を求める試みおよび理論的研究⁴²⁾が多くの研究者によって行われてきた。この中で、オープン型の剝離が生じるような迎角の場合には、実験的に流場のデータが得やすいことや、剝離渦を渦層として取り扱うことが可能なため比較的研究が進んでおり、流場の構造に関してもかなり明らかになってきた。しかし、回転楕円体後端近くでは特異型剝離と自由渦層型の剝離が混在する複雑な流れとなっているため、未解明の部分が残されていた。一方、バブル型の剝離が回転楕円体後端近くでのみ発生するような小さな迎角では、流場の計測が多くの困難を伴うため、実験的にもあまりよく知られていないこともあり、剝離線形状にも定説が定っていない。そのため、流場構造には未解明の部分が多く残されている。

本研究ではこれらをふまえた上で、3 次元の細長物体である回転楕円体および船体が斜航するときの流場に関して、実験と計算の両

面から検討を行ったものである。本論文は、以下の6章から構成されている。本章は緒論である。第2章では、流れの可視化による斜航回転楕円体および斜航船体まわりの流れの調査を行い、剝離流場の概観を行った。また、小さな迎角で回転楕円体が斜航する場合については流れに対する位相幾何学的考察から剝離線形状、流れの特異点の配置およびその妥当性について論じた。第3章では、表面圧力計測と5孔管を用いた流場計測の結果から、剝離流場に関して実験的立場から論じた。また、第4章では渦層近似を用いた流れの計算を実施し、第3章の実験結果と比較することにより計算方法、計算による横力分布の推定に関する妥当性の検討を行った。さらに第5章では、渦層近似が成り立たない小迎角斜航回転楕円体について有限差分法を用いた流れの計算を実施し、回転楕円体の後半および後流における渦度場の構造について論じた。第6章では、本論文で得られた結論をまとめ、総括を行った。

第2章 流れの可視化による剝離流場の調査

回転楕円体は簡単な形状の3次元物体であり、斜航すると3次元剝離が発生し、迎角の変化に対して剝離の様相がバブル型の剝離から自由渦層型の剝離へと変化することが知られており⁴³⁾、剝離線的位置もそれにつれて大きく変化する。自由渦層型の剝離が生じるような迎角の場合でも、後端近くでは特異型剝離が発生し、二つの性質の異なる剝離が混在するような複雑な流場となっている。また、船尾の流れもこれに類似した流れとなっている。流れの可視化⁴⁴⁾は比較的簡単に実施することができ、複雑な構造をもつ流れを概観したり、外乱で変化しやすい流れをプローブを挿入することなしに知ることができる。近年では、画像処理の技術を利用し、流れの可視化で得られるデータから流場の計測を行う試み⁴⁵⁾⁻⁴⁷⁾もなされている。

本章では、斜航回転楕円体と斜航船体について行った流れの可視化実験により、物体表面近くの流れを調査して流れの構造や剝離線的位置を求め、後章で調査を進める剝離流場全体の把握と流れの複雑な構造の解明を試みた。また、可視化の結果は第3章と第4章で基礎データとして用いる。

2.1 可視化実験の概要

流れの可視化実験は、大阪大学工学部回流水槽において実施した。回流水槽の計測部は、幅1.6 m、深さ1.0 m、長さ3.0 mである。使用した模型は、回転楕円体（細長比 $\bar{e} = 1/6, 1/10$ ）と鉾石運搬船（SR107）、コンテナ船（SR108）であり、その諸元をTable 2.1.1, Table 2.1.2 に示す。回転楕円体には子午線方向の一系列に圧力孔が設けられており、第3章で述べる表面圧力計測にも同一の模型を使

用した。ただし可視化実験を行う際には圧力孔をふさぎ、模型の内外で圧力孔を通して水の入出がないようにした。可視化法には、物体表面に染料を吹き付けて流れを見る色素流脈法⁴⁴⁾を用い、染料にはチモールブルーの水酸化カリウム水溶液を使用した。可視化実験の実験状態をTable 2.1.3 に示す。可視化実験の結果は、流れの観察のスケッチと35mmカラーフィルムを用いた写真撮影により記録した。物体表面に描かれた座標を基準にして、流れのスケッチと写真から剝離線の位置、物体表面近くの流れの方向および物体から流れ去る剝離渦の挙動を求めた。

本論文で用いる座標系と諸量の定義を Fig.2.1.1に示す。座標系には、物体の中心に原点をもつ直角座標 (x, y, z) と回転楕円体座標 (ξ, η, ζ) を用いる。斜航角を $\bar{\beta}$ とするとき $\beta = \tan \bar{\beta}$ とし、流れは無限遠方で x 方向に U_{∞} 、 z 方向に βU_{∞} の成分をもつ一様流があるものとする。長さの次元の無次元化は、回転楕円体の場合には共焦点間距離 $2l$ の半分 l を用い、船体の場合には半船長 $L_{pp}/2$ を用いて行った。無次元化された直角座標と回転楕円体座標の関係は(2.1.1)式に示すようになる。

$$\begin{cases} x = \xi \cdot \cosh \zeta \\ y = (1 - \xi^2)^{1/2} \cdot \sinh \zeta \cdot \sin \eta \\ z = (1 - \xi^2)^{1/2} \cdot \sinh \zeta \cdot \cos \eta \end{cases} \quad (2.1.1)$$

ただし、 $-1 \leq \xi \leq 1$ 、 $0 \leq \eta \leq 2\pi$ 、 $\zeta \geq 0$ であり、回転楕円体の先端が $\xi = -1$ 、後端が $\xi = 1$ となる。また、回転楕円体表面を $\zeta = \varepsilon$ という座標で与えるとき、回転楕円体の長径を $2a$ 、短径を $2b$ 、細長比を $\bar{\varepsilon}$ とすると、これらの間には、

$$\bar{\varepsilon} = b/a = \tanh \varepsilon \quad (2.1.2)$$

なる関係が成立する。

2.2 小迎角斜航回転楕円体の場合

回転楕円体を直進状態から小さな迎角をつけると、回転楕円体の後端近くでバブル型の剝離が発生する。このような後端近くでバブル型の剝離のみが発生するような迎角の範囲を小迎角と称する。以下、小迎角斜航回転楕円体の流れの可視化実験結果について述べる。

2.2.1 流れの観察結果

(1) 側面の流れ

Fig.2.2.1 に回転楕円体後端近くの流れの可視化写真の一部を示す。一樣流は写真中に矢印で示すように右斜め下方から回転楕円体にむかって流れている。回転楕円体表面には、 ξ 方向に 0.1 間隔、 η 方向に 20° 間隔で座標が描かれている。写真はいずれの場合も回転楕円体後端に染料を吹き付けた後、染料が流れとともに広がった状態を側面から撮影したものである。

回転楕円体後端に吹き付けられた染料は、物体表面近くを比較的遅い速度で前方へ放射状に広がるように流れて剝離線まで達する。物体後端から剝離線に達した染料は、剝離線上流からの流れとともに物体表面から剝がれて後方に流れ去る。したがって、Fig.2.2.1 の可視化写真において染料の広がった領域の前縁は剝離線となる。剝離位置は、側面に比べて対称面における位置が後方にあり、側面から剝離線を見たときには弓形の形状をしている。剝離した流れは物体表面に沿って滑らかに後方へ流れ、回転楕円体後方にバブルを形成する。その中では流れは回転し、その一部は再び物体に付着する。

Fig.2.2.2 は可視化実験中の目視による観察結果と可視化写真から剝離位置、流線の方向を読み取った解析結果を総合して、回転楕円体後端付近の剝離位置と物体表面近くの流れをスケッチで示したものである。一樣流は図中に矢印で示すように左斜め下方から回転

楕円体の方向へ流れている。太い実線は剝離線を示し、物体表面近くの流れの方向を実線で示した。剝離線上に○印と記号N, Sで示す点は、その点まわりの物体表面流れの方向から考えて流れの特異点に相当すると考えられる点を示したもので、N は結節点 (Nodal Point) を示し、S は鞍点 (Saddle Point) を示す。

スケッチの流線にみられるように、物体表面では上流から剝離線にむかう流れは、剝離線に近づくと弓形の剝離線に沿って対称面へ集まるように流れ、側面の分岐点は鞍点に相当する流れの特異点になっている。剝離線より下流側の逆流領域でも、後端の再付着点から放射状に広がる流れは、剝離線に近づくと側面の鞍点にむかう流れを境に正面側と背面側に流れの方向を変え剝離線に沿って流れる。これらの剝離線の形状、物体表面流れの方向から、側面における流れは Maskell⁴⁸⁾ が分類した剝離流れのうち、鞍点を有する特異型の剝離流れに相当する流れになっていると考えられる。迎角が 2° から 4° 、 6° と大きくなると、剝離領域は δ 方向に長くなり、側面の剝離位置が前方に移動するが、対称面では剝離位置は後方へ移動する。さらに迎角を大きくするとバブル型剝離の剝離線の正面側から前方にオープン型の剝離が発生し、この剝離線は回転楕円体前半部にまでおよぶ。

(2) 対称面の流れ

Fig.2.2.3 は、迎角 6° の場合の正面側対称面付近の流れの可視化写真とスケッチである。側面から続く剝離線は、対称面上で鋭角をなして交わる。背面側の対称面においても、剝離線は同様の形状となっていた。側面の流れでも見たように、物体表面では剝離線に沿って側面から対称面へ流れは集まり、剝離線より下流側の逆流流れもやはり対称面に集まる。対称面付近の剝離線の形状と流れの方向から、剝離線が対称面と交わる点は結節点に相当する流れの特異点

になっていると考えられる。

可視化による流れの観察では、対称面における流れに数種類の異なるパターンが観察された。本節ではこれらのうち代表的なものを示したが、次節においてはこれらの異なる流れのパターンを位相幾何学的立場から検討し、流れの構造に関する考察を行う。

2.2.2 物体表面流れに関する位相幾何学的考察

可視化実験において流れの詳細を断定することは難しく、先入観にとらわれることも少なくないため、客観的な判断が容易でない。本論で行った可視化実験でも、2.2.1節で述べた剝離線付近の流れや特異点まわりの流れについてFig.2.2.1, Fig.2.2.3 の写真だけから判断することは危険である。小迎角斜航回転楕円体の流れの可視化では、対称面付近の流れにおいて、Fig.2.2.3 のほかに数種の異なる流れのパターンが観察された。これらの異なる流れは小さな外乱などの条件の違いから現れるものと考えられる。本節では、これらの流れの相互の関係を位相幾何学的に考えることにより⁴⁹⁾、特異点の配置および特異点近傍の流れの妥当性について検討する。

同じ小迎角で斜航する回転楕円体の対称面付近の流れにおいてFig.2.2.3 と異なる流れが観察された例を Fig.2.2.4, Fig.2.2.5 に示す。Fig.2.2.4 は中心面に対して非対称な流れが観察された例である。Fig.2.2.3 の流れから中心面にある結節点に相当する点が片舷に移動し特異点まわりの流れが変化したものである。このとき両側面からのびる2本の剝離線の交点のまわりには、Fig.2.2.4 のスケッチに示すような渦巻く流れが発生する。この2本の剝離線の交点からは、染料が物体表面から流れ出すのが比較的明確に観察することができ、渦状点 (Focal Point) まわりの流れの様相を呈する。このような非対称な流れは、可視化実験において一度現われるとし

ばらく観察することができる。Fig.2.2.5 は、中心面に対して対称な流れではあるが、Fig.2.2.3 とは異なり剥離線は中心面を垂直に横切り、中心面の両側に渦巻く流れが観察される。対称面の剥離線から渦巻く流れが観察される点に至るまでの剥離線の形状を Fig.2.2.5 の可視化写真から読み取ることは難しい。しかし、対称面両側の流れが Fig.2.2.4 の流れに類似していることから剥離線形状も同様の形状になっていると考え、剥離線形状および流れは Fig.2.2.5 のスケッチに示すようになっていると考えられる。すなわち、対称面の両側には渦状点があり、対称面を剥離線が垂直に横切るため対称面の剥離線上は鞍点に相当する流れの特異点になっていると考えられる。

Fig.2.2.5 の流れは、Fig.2.2.3 の流れが変形して現われるのであるが、特異点の分離が生じると考えてその変形過程を検討する。いま、Fig.2.2.6 (a) に示すような対称面に結節点をもつ流れがあるとき、なんらかの外乱により(b)に示すように対称面にある結節点が近接する1個の鞍点と2個の結節点に分かれるものとする。このとき物体表面における流線のポアンカレの指数の合計は変化せず、特異点の近接する3個の特異点に分離することは、この点からはなれた場所の流れに影響を及ぼすことはない。(b)の様に分離した特異点のうち2個の結節点は対称面から離れるとともに渦状点へと発達し、(d)に示すような流れに至るものと考えられる。この変形過程および Fig.2.2.4 の非対称な流れの対称面付近に存在する特異点のポアンカレの指数の合計はいずれの場合も+1であり、位相幾何学的には同様に扱うことができ、離れた場所の流れには大きな影響を及ぼさないと考えられる。また前端にある付着点、後端にある再付着点および側面にある鞍点とあわせて考えると、ポアンカレの指数の合計は位相幾何学的な球面上の流れの条件を満足する。

以上から、小迎角で斜航する回転楕円体まわりの剥離は、流れの可視化の結果と流れを位相幾何学的に考えた結果から、側面は鞍点を有する特異型剥離になっており、対称面付近は Fig.2.2.3 に示される結節点を有する流れまたはその変形により出現する流れになっていると考えられる。

2.3 中迎角斜航回転楕円体の場合

流れの中で回転楕円体を直進状態から迎角をつけて斜航させると、迎角が小さい間は2.2節で述べたように後端近くでバブル型の剥離が発生する。迎角を増加させていくとバブル型剥離が生じている場所よりも前方でオープン型の剥離が発生する。オープン型の剥離は物体前半部から後端近くにいたるまでの広い範囲にわたって発生し、迎角が小さいときにバブル型剥離だけが発生していたときと流場は一変する。回転楕円体においてこのような流場が現れる迎角を中迎角と称することとする。以下、中迎角斜航回転楕円体まわりの流れの可視化の結果について述べる。

2.3.1 流れの観察結果

可視化実験による流れの観察と、可視化実験から剥離位置、流線の方角を読み取った解析結果を総合した物体表面近くの流れをFig. 2.3.1にスケッチで示す。回転楕円体の細長比は $\bar{e} = 1/6$ 、迎角は $\bar{\beta} = 11.5^\circ$ である。図中(A),(B),(C)などで示す太い実線は、可視化実験において染料が物体表面に長い時間留まるのが観察された位置である。観察された物体表面の流れの方角から判断すると、これらの線の中で最も正面側に位置する線(A)が主剥離の剥離線であり、(B)が2次剥離の剥離線であると考えられる。(A),(B)の剥離線はその先端は閉じず、オープン型の剥離となっている。(A)と(B)の間に

観察された線(C)は、物体表面の流れの方向がこの線から(A),(B)の剝離線の方に流れていることから、(C)は2次剝離の再付着線であると考えられる。

中迎角で斜航する回転楕円体における剝離のうち主なものは前述の自由渦層型の剝離であるが、後端近くでは特異型剝離と自由渦層型の剝離が混在する複雑な流れとなっている。Fig.2.3.2は可視化写真の一部であり、回転楕円体後半部の流れを側面から撮影したものである。一樣流は左斜め下から流れている。Fig.2.3.1の(A)で示される剝離線は $\xi = 0.8$ をすぎた付近で折れ曲がり、正面側の対称面に垂直に横切る。可視化写真においては、この剝離線から背面の方向に向かって2本の線となって突き出るように染料が留まるのが観察された。可視化実験における流れの観察では後端から前方に向かって逆流が生じている。回転楕円体後端に染料を吹き付けて観察した結果、逆流する領域の範囲は $\xi = 0.5 \sim 0.6$ 付近まで達しており、前縁の一部がFig.2.3.2の写真で主剝離の剝離線から枝分かれする染料の線となって現れている。

2.3.2 後端付近の流れに関する考察

本節では、回転楕円体後端近くで特異型の剝離が発生している流れについて、小迎角斜航回転楕円体の流れと同様の考察を行い、流場の構造の検討を行う。

流れの可視化の観察においては、 $\xi = 0.8$ 付近の主剝離の剝離線が折れ曲がるように見える位置から背面側へ突き出す線が観察された。この線の先端の付近では渦巻く流れがみられ、線の先端から一条の筋となり染料が表面から流れ出すのが観察された。これらの流場の特徴は2.2節の小迎角の場合にみられた対称面の両側に二つの渦状点をもつ流れに類似している。2.2.2節の位相幾何学的考察から、

二つの渦状点をもつ流れの剝離線がFig.2.2.5のようになると考えられたことを考慮すると、中迎角で斜航する回転楕円体の後端近くでは剝離線は Fig.2.3.3 に示すような形状になっていると考えられる。すなわち、主剝離の剝離線は $\xi=0.8\sim0.9$ 付近で背面側に切れ込み、その先端に渦状点に相当する流れの特異点が存在する。そして主剝離に続く剝離線は正面側で対称面を垂直に横切る。また、物体前半部から生じたオープン型剝離の主剝離と2次剝離の2本の剝離線があり、二つの剝離線の間に後端から逆流が生じている。物体表面流れの方向は、逆流域の前縁付近では Fig.2.3.3 に破線で示すような小迎角の場合にみられた鞍点を有する流れになっていると考えられる。この破線の位置で剝離が生じているとも考えられるが、流れの可視化では剝離の発生を確認することができなかった。以上のような流れは 2.2.2節で述べたような流れの変形があることも考えられるが、小迎角でみられたような多種の流れのパターンは中迎角の場合では観察することができず、渦状点をもつ流れのみが見られた。

以上、中迎角で斜航する回転楕円体まわりの流れを可視化実験により観察することにより、主剝離と2次剝離の二つの自由渦層型の剝離のほかに、後端近くで特異型剝離が自由渦層型の剝離と混在することがわかった。この流れに対して、小迎角斜航回転楕円体でみられた剝離線上に渦状点をもつ流れから演繹される流れを用いて考察することにより、中迎角斜航回転楕円体の後端近くの物体表面の流れを、簡潔に説明をする事ができた。これらより、小迎角から中迎角の剝離流れの変化は、後端近くで生じていたバブル型の剝離の対称面に近いところから物体前半部に向かって自由渦層型の3次元剝離が発生すると考えられる。

2.4 斜航船体の場合

斜航船体まわりの剝離流場に関する調査は、溝口⁹⁾、野中ら¹¹⁾、奥野ら⁵⁰⁾による実験による調査例があるが、その数は少なく未解明の部分が残されている。本節では、流れの可視化により斜航船体まわりの剝離流場を調査し、検討を行った。また、剝離線の位置を定量的に求めて、第4章で行う渦層近似を用いた流れの計算に対する基礎データとした。

2.4.1 鉱石運搬船

鉱石運搬船（SR107）の流れの可視化の観察結果を Fig.2.4.1 に示す。斜航角は 0° , 5° , 10° である。斜航の場合の一様流は、船底からみた場合図中左斜め上から流れている。太い実線は流れの可視化において、染料が長い時間留まるのが観察された位置である。平行部が長く比較的肥えた船型であるSR107の場合、Fig.2.4.1(a)に示すように直進中は船首と船尾付近でのみ染料の留まる線がみられた。船首の船底でみられる線は、船首から船底に流れ込む流れが船底で剝離を起こす船首船底剝離の剝離線であると考えられる。また、船尾の船底に近い位置でみられる線は、船尾ビルジにおいて船底から船側方向への流れが剝離を生じているもので、船尾の縦渦の原因となる剝離線であると考えられる。船首と船尾の水面近くにみられる線の付近では、船首においては水線面に向かう方向に、船尾では船底の方向へ流れがみられた。

斜航角 $\beta = 5^\circ$ の場合、直進の場合と異なり船首から船尾に至る全面にわたって (A), (B) で示すようにビルジ部付近で染料が留まるのが観察された。平行部では染料の留まる線はビルジにほぼ平行で、正面側ではベースライン付近、背面側ではベースラインから少し水線面に近い船側にある。これらの線は斜航することによって発生する剝離の剝離線であると考えられる。また背面側ビルジ部の剝離線

に平行に(C)で示すように染料が留まるのが観察された。船体表面の流線の観察から、この線は剝離の再付着線であると考えられる。平行部の背面側で剝離線と再付着線の間隔がほぼ一定であることから、平行部では剝離線はあまり発達せずほぼ一定の大きさであると推測される。船首近くの背面側には、(D)で示す平行部の剝離線とは連続しない線がみられた。(D)付近の流れの観察では、流れは(D)の線から船底側あるいは後方へ流れていた。これも剝離する流れであるとする、(B)の剝離とは逆向きの剝離渦が生じていることとなる。これは、直進の時にみられた船首における船底方向への流れが横流れ速度より大きいために船底方向への流れが背面側に存在し、ここで剝離を生じているものと考えられる。船尾においても背面側のビルジ部の剝離線より水線面に近い位置で(E)で示す(C)とは連続しない染料の留まる線が観察された。この線は船体表面近くの流れの方向から判断すると剝離線であると考えられるが、流れの方向が船底方向であることから、中迎角の回転楕円体でみられた2次剝離に相当するビルジ渦とは逆向きの渦を流出する剝離線であると考えられる。(A)で示す正面側の剝離線は、船尾近くでは船側を水線面に向かって斜めに横切る。これは正面側の剝離渦が発達したことで長さ方向の船体の傾斜により剝離の発生が早まり、x軸に垂直な断面内速度分布の淀み点に近い位置で剝離が発生するためであると考えられる。

斜航角 $\bar{\beta} = 10^\circ$ の場合も全体的な流れのパターンは $\bar{\beta} = 5^\circ$ の場合とほぼ同様の傾向を示す。 $\bar{\beta} = 10^\circ$ の場合、 $\bar{\beta} = 5^\circ$ と比べて(D)の剝離線が水線面の近くまで伸びており、正面側の剝離線も船尾近くでは、より水線面に近いところまで伸びている。

2.4.2 コンテナ船

2.4.1節では、比較的肥えた船型である鉾石運搬船(SR107)が斜

航する場合の剝離流場に関して調査した。本節では、比較的やせた船型であるコンテナ船（SR108）について流れの可視化による剝離流場の調査を行った。

Fig.2.4.2 にコンテナ船（SR108）の流れの可視化の観察結果を示す。斜航角は 0° , 5° , 10° の場合について調査を行った。Fig.2.4.2 (a) は直進の場合の可視化のスケッチである。コンテナ船の場合、2.4.1節の鉱石運搬船と異なり、船体形状の平行部がほとんどないために直進の場合でもほぼ全長にわたって剝離線の存在が認められた。船体前半部では、船底のビルジに沿って船側から船底へむかう流れの剝離が見られ、船体後半では剝離渦の向きは逆となり、剝離位置は船側のビルジ近くとなる。また、船体後半部の水線面近くにも、染料が留まる線が確認され、ここでも剝離が生じているものと考えられる。

Fig.2.4.2 (b), (c) は、それぞれ $\beta = 5^\circ$, 10° で斜航する場合の流れの可視化のスケッチである。いずれの迎角の場合も船首近くからビルジ部において (A) で示すように剝離が発生しており、船尾端近くまでつながっている。船体前半部では、剝離線は船尾のビルジ部近くにあるが、船体後半ではこの剝離線は水線面近くまで達する。また、正面側の船側には (C) で示すような染料が残る位置が見られた。一方、背面側では正面側ビルジ部より少し後方から (B) で示す位置で剝離が発生する。背面側ビルジ部での剝離は、迎角が大きいほど前方から発生する。背面側ビルジ部の剝離線はビルジに沿って船尾端近くまで続く。また、背面側船側においても (D) で示す位置に染料が留まるのが観察された。

2.5 第2章の結論

斜航する回転楕円体および船体まわりの流れ、特に物体表面近くの流れを可視化実験により観察することにより、剝離流場の検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

(1) 小迎角で斜航する回転楕円体の場合、剝離線は側面からみたとき前に凸な弓形の形状をしており、側面の剝離線上に鞍点に相当する流れの特異点が存在し、対称面上は結節点に相当する特異点になっていることがわかった。これについて、対称面付近で観察された数種類の異なる流れのパターンに対して位相幾何学的考察を行うことにより、その妥当性を確かめた。

(2) 中迎角で斜航する回転楕円体の場合、自由渦層型の主剝離と2次剝離のほかに、後端近くでは特異型剝離も混在する流れとなっていることがわかった。この流れに対して、小迎角における流れのパターンと合わせて検討することにより、剝離線上に渦状点をもつ流れを用いて後端近くの物体表面流れのパターンを簡潔に説明することができた。

(3) 斜航船体の場合、船体前半部においてはビルジに沿って剝離が発生している。また、後端近くでは、背面側においてはビルジ部に沿って剝離線が存在するが、正面側では船底から水線面の方向に剝離線が船側を横切ることがわかった。また、鉱石運搬船に比べコンテナ船の場合剝離の発生する範囲が広く、直進の場合でも全長にわたって剝離線がみられることがわかった。

第3章 表面圧力および流場の実験的調査

第2章において、流れの可視化から回転楕円体および船体が斜航するときの剝離流場を概観すると共に、剝離線形状と物体表面近くの流れについて考察を行った。本章では、これらの流れに対して表面圧力計測と5孔管を用いた流場計測を系統的に実施し、実験的に3次元剝離流場の調査を行った。また、流場と表面圧力分布の関係について流れの可視化の結果と表面圧力分布の関係から、実験的に考察を行った。さらに、圧力の横流れ方向成分を積分して横力分布を求め、迎角の変化や物体形状の変化に伴う横力分布の変化について論じた。また、これらの実験結果は第4章、第5章の計算結果の検討にも用いられる。

3.1 表面圧力分布計測

3.1.1 実験概要

回転楕円体と船体の表面圧力計測を、大阪大学工学部研究用風洞において行った。風洞の計測部は幅1.8m、高さ1.8m、長さ9.5mである。回転楕円体については、Table 2.1.1 に示される可視化実験と同一の模型を用いて圧力計測を行った。回転楕円体はFig.3.1.1 に示すように、後方スティングと先端にとりつけられたピアノ線によって支持し、風洞内に固定した。模型は迎角を変えことなく中心軸のまわりに回転することができ、子午線上に一行に配置された圧力孔により全面の圧力を計測することができる。圧力孔で計測される表面圧力をビニールパイプにより計測室にある切り換えバルブまで導き、微圧計（マイクロマノメーター：許容圧力200Pa）により、ピトー管の静圧との差圧を計測した。実験装置の概略をFig.3.1.2 に示す。船体については、鉾石運搬船（SR107）満載状態のFRP製二重

模型を用いて計測を行った。Fig.3.1.3 に模型の線図とともに圧力孔の位置を示す。船体の場合には圧力計測は、リモート操作式の電磁切り換えバルブと圧力変換器を模型内に置き、ピトー管で計測される静圧をビニールパイプにより模型内の圧力変換器まで導き、差圧を計測した。計測の実験状態をTable 3.1.1 に示す。

3.1.2 小迎角斜航回転楕円体の場合

Fig.3.1.4～Fig.3.1.6 に細長比 $\bar{e} = 1/6$ の回転楕円体が小迎角 ($\bar{\beta} = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ$) で斜航するときの計測された表面圧力および渦無しポテンシャル流れにおける表面圧力を回転楕円体上に等値線図で示す。ここで、圧力係数 C_p^* は (3.1.1) 式のように定義し、これを用いて等圧線を示す。

$$C_p^* = \frac{P - P_\infty}{\rho U_\infty^2} \quad (3.1.1)$$

また、楕円体表面上の太い実線は 2.2 節の流れの可視化から得られた剝離線、再付着線の位置を示す。計測された圧力とポテンシャル流れの圧力を比較すると、回転楕円体後半の正面側では計測された圧力はポテンシャル流れの圧力より高くなる傾向にあり、背面側では比較的ポテンシャル流れに近い値となっている。後端近くの剝離線より後方の領域では、正面側で圧力変化が緩やかであるのに対し、背面側では大きな方向の圧力勾配が生じている。迎角を徐々に大きくしていくと、この圧力勾配の異なる領域の境界は、より明確になってくる。しかし、これらの圧力分布の特徴から剝離線形状と圧力分布の関係を直接見いだすことは難しい。いま、計測圧力がポテンシャル流れ成分と粘性による成分の重ね合わせで表わされ、粘性による圧力成分が剝離の圧力分布に対する影響を表わすものと考えることとする。そこで、計測圧力とポテンシャル流れの圧力の

差 Δp をとり、 Δp の分布から剝離線形状と圧力分布との関係について検討した。

Fig.3.1.7 に Δp の分布を等圧線で示した。太い実線は、Fig.3.1.4～Fig.3.1.6 と同様に可視化実験で得られた剝離線の位置を示す。迎角 $\bar{\beta}=2^\circ \sim 6^\circ$ の範囲において、 $\xi < 0$ の回転楕円体前半では Δp はほぼ0に等しく、流場が渦無しポテンシャル流れにほぼ等しくなっていると考えられる。楕円体後半部では、計測された圧力の方が徐々に高くなり Δp が増加する。 $\bar{\beta}=2^\circ$ の場合の剝離線近くの等圧線は、正面側で η 方向に描かれているのに対し、背面側では ξ 方向にその方向を変えている。この傾向は迎角が大きくなるにしたがって顕著になる。背面でこの等圧線が後方に向きを変えることは、背面側対称面の圧力がポテンシャル流れの圧力に近くなることを示している。このとき、対称面の剝離位置は迎角が大きくなるにしたがい後方へ移動する。 $\bar{\beta}=6^\circ$ のときには、剝離線より前方では Δp は対称面に比べて側面の方が大きい値を示すが、剝離領域内では側面中央付近で Δp の小さい領域が現われて等圧線はW字の形状を描く。Fig.3.1.7にみられるように迎角の小さい $\bar{\beta}=2^\circ$ のようなときには、剝離により生じる圧力勾配が主に ξ 方向に生じることから、剝離渦は横渦成分が支配的であり、迎角が大きくなるにつれて縦渦成分が徐々に強くなることが、この圧力分布の変化から考えられる。

3.1.3 中迎角斜航回転楕円体の場合

Fig.3.1.8 にオープン型の3次元剝離が発生するような中迎角斜航回転楕円体の表面圧力分布の計測結果の一部を楕円体表面上に等圧線で示す。また、Fig.3.1.9 に回転楕円体表面の圧力分布を平面に写像して示す。いずれの場合も一樣流は左斜め下から流れてきており、太い実線は 2.3 節で述べた可視化実験から得られた剝離線、

再付着線の位置を示す。Fig.3.1.9 には、自由渦を考慮しない渦無しポテンシャル流れの圧力を比較のために破線で示す。また、Fig. 3.1.9 $\kappa = 1.21$ の場合には圧力分布の特徴ある位置を(a)~(e)の記号で示した。ここで $\kappa = \beta / \varepsilon$ と定義し、 κ は相対迎角を表わす。

(A)の剝離線は2.3節で述べたように主剝離の剝離線と考えられるが、この剝離線は回転楕円体側面を斜めに横切る圧力の谷に平行でやや下流側に位置している。Fig.3.1.9 の(a)で示される一点鎖線はポテンシャル流れの圧力分布において最も圧力の低い位置を連ねた線であり、(b)は計測された圧力分布でポテンシャル流れにおける(a)に相当する線を示したものである。境界層計算などで剝離線の位置を求めると、自由渦の流出を考慮した場合には流出を考慮しない場合に比べて剝離の発生が早まり、より上流の位置で剝離が発生することが知られている。⁴²⁾ここでは自由渦の流出を考慮しない場合の剝離線の位置は求められていないが、(b)の圧力の谷線は後方に行くほど(a)より正面側に位置するようになる。圧力の谷線と剝離線がどの迎角においてもほぼ平行であることから、(a),(b)の間隔は自由渦の流出により剝離の発生が早まっていることを示していると考えられる。この剝離が早く発生する傾向は相対迎角の増大とともに大きくなり、 $\kappa = 2.50$ の場合には回転楕円体先端近くから圧力の谷線がポテンシャル流れの圧力の谷線より上流側に位置している。(B), (C)はそれぞれ2次剝離の剝離線とその再付着線であるが、主剝離の剝離線(A)と(B)の間には圧力変化の緩やかな領域が広がり、再付着線(C)の近くに、(C)と平行に(c)で示す圧力のやや高い尾根線がある。また、剝離線(B)の背面側の(d)で示す位置には圧力変化の急峻な領域があり、 η 方向に大きな圧力勾配が生じている。後端近くでは回転楕円体表面の他の部分とは圧力分布の様相が変わり、(e)で示すように η 方向には圧力はほとんど変化せず ξ 方向に大きな圧力勾配を

もつ領域がみられる。この付近では、2.3節で述べたように主剥離の剥離線が(E)の位置で急に方向を変えて自由渦層型の剥離がバブル型の剥離に転じる位置であり、この変化が圧力分布に現われたものと考えられる。

次に、表面圧力から得られる横力分布について検討を行う。いま、表面圧力を積分した流体力のZ方向の垂直力をNとするとき、垂直力係数 C_N^* を次のように定義する。

$$C_N^* = \frac{N}{\rho U_\infty^2 l^2} \quad (3.1.2)$$

このとき、物体形状が一つのパラメータ ε のみによって表示される相似物体に対しては C_N^*/ε^3 は ε の違いによらず相対迎角 κ のみの関数となり、垂直力は統一的に表現できる。⁴²⁾ Fig.3.1.10 に実験値から得られる C_N^* の ξ 方向の分布 $(1/\varepsilon^3) \cdot (dC_N^*/d\xi)$ と一般によく使われる線形理論から得られる C_N^* の分布を示す。線形理論から得られる C_N^* 分布は原点を通る直線となり、積分した結果は零となる。実験値の圧力積分から得られる C_N^* は剥離現象や粘性作用によって零とはならず横力を発生するが、横力の発生は線形理論の直線からのずれで表わされる。

$\kappa=0.52, 0.82$ の場合、第2章の可視化実験でみられた剥離の様相からは小迎角の流れに分類される。これらの迎角の場合、 C_N^* 分布は回転楕円体前半部では線形理論の C_N^* 分布に対して平行もしくは一致しており、後端近くで線形理論と実験の横力分布に差が生じる。 $\kappa=1.21\sim1.68$ の場合には、可視化実験では自由渦層型の剥離が発生しており、これらは中迎角の流れに分類される。この場合の C_N^* 分布において先端近くでは $dC_N^*/d\xi$ は線形理論の値に近い値を示すが、回転楕円体前半部から実験の横力分布は線形理論より大きな値を示し、前半部から3次元剥離による横力が発生しているこ

とを示している。 $\kappa = 2.50$ の場合には C_{N^*} 分布は、他の相対迎角のものと異なる形状を示す。これは、横流れ速度が大きくなり先端から3次元剥離が発生し、剥離渦が強くその発達も早いために $y-z$ 平面内の流れが2次的になり、前後の断面の流れの関係が希薄になるためであると考えられる。すなわち、 $dC_{N^*}/d\xi$ は断面の半径に比例する2次元円柱の抵抗係数に近づくことを意味し、後半部の C_{N^*} 分布が回転楕円体の半径の分布に近いことはこの事実を裏付けていると思われる。

3.1.4 斜航船体の場合

Fig.3.1.11～Fig.3.1.13 に直進および斜航する船体の計測表面圧力分布を等圧線で示す。それぞれの中央の図が船底から船体を見上げた圧力分布を示し、上下の図はそれぞれ斜航の場合の正面側と背面側の船側の圧力分布を示す。ここで圧力係数 C_p は次のように定義される。

$$C_p = \frac{2(P - P_\infty)}{\rho U_\infty^2} \quad (3.1.3)$$

Fig.3.1.11 の直進の場合、船首および船尾のビルジ部で圧力の低い部分がみられる。2.4節の可視化でも見られたように、船首ビルジ部の急激な圧力変化のある位置で船首船底剥離が生じており、ビルジに沿って剥離線の存在が確認された。船尾においても圧力の谷線に沿ってビルジ渦の剥離線が可視化において観察された。可視化においては、S.S.3 付近のビルジ付近から水線面に向かって斜め後方に再付着線の存在が観察されたが、圧力分布ではこの位置にゆるやかな圧力の尾根線が見られる。

Fig.3.1.12 の迎角 $\beta = 5^\circ$ の場合、2.4節の可視化の結果では船首付近で船底の剥離がみられたが、圧力分布では正面側ビルジ部で

急激な圧力低下がみられる。背面側ビルジ部では正面側ほど急激な圧力変化はみられないが、これは横流れ速度の成分と直進時の船底へ流れ込む速度成分が打ち消し合い、ビルジに対して平行に流れるためであると考えられる。船体中央では船首ほど急激な圧力変化はみられないが、背面側ビルジ部でガース方向に圧力勾配がみられ、剝離渦が背面側へ流出する影響を示しているものと考えられる。

2.4節の可視化実験においては、正面側ビルジ部でも剝離の発生がみられたが、それに対応する船底での圧力の顕著な変化はみられない。船尾においては、背面側のビルジに沿って圧力の低い領域がみられる。可視化実験においては、この圧力の谷線に平行に剝離線が観察された。また、船尾背面側では可視化実験において再付着線の存在が直進の場合と同様にみられたが、船側の圧力の尾根線は直進の場合に比べやや明瞭になっているようである。これらの主剝離の剝離線、および再付着線と圧力分布相互の関係は、3.1.3節の中迎角斜航回転楕円体でみられた関係と同様の傾向を示している。

Fig.3.1.13 の迎角 $\bar{\beta} = 10^\circ$ の場合の圧力分布は、 $\bar{\beta} = 5^\circ$ の場合と全体的には同様の傾向を示す。しかし $\bar{\beta} = 10^\circ$ の場合には、船首背面側ビルジ部で圧力の低下がみられるようになる。これは、船側から船底に向かう直進成分の流れに対して、迎角の増加により横流れ速度が大きくなり、船底から背面側船側へビルジを通過する流れが現われるために生じたと考えられる。

次に、この圧力分布から求められる横力分布に関する実験的考察を行う。表面圧力分布から、直圧力のZ方向成分を船体表面上で積分することにより、船体に働く横力の長さ方向分布を求めることができる。Fig.3.1.14 にFig.3.1.12, Fig.3.1.13 に示す圧力分布を積分して求めた横力分布を示す。ここで、垂直力係数 C_N は二重模型に働く垂直力を N とするとき、次の(3.1.4)式で定義される。

$$C_N = \frac{N}{\rho U_{\infty}^2 (L_{pp}/2)^2} \quad (3.1.4)$$

また、Hess-Smith法により与えられる非揚力ポテンシャル流れの表面圧力を積分して求めた横力分布を比較のために実線で示した。このとき、非揚力ポテンシャル流れの横力分布曲線と実験値の差で示される量が、剝離発生などのために生じる横力の大きさを示す。 $\bar{\beta} = 5^\circ, 10^\circ$ の両者とも、船首近くでは非揚力ポテンシャル流れの横力分布と実験値の横力分布の値はほぼ一致している。これは、 $x = -0.9$ のような船首に近い位置では、剝離が発生していても剝離渦が未発達でごく小さく、発生する横力が小さいためであると考えられる。 $\bar{\beta} = 5^\circ$ の場合、船尾近くを除いて剝離による横力の発生はあまりみられず、船体前半部ではあまり大きな剝離渦は発生していないものと考えられる。それに対して $\bar{\beta} = 10^\circ$ の場合は、 $x = -0.6$ 付近から剝離による横力の発生がみられ、船尾近くでの横力の増加が現れるまでは非揚力ポテンシャル流れと実験値の横力分布の間隔はほぼ一定である。このことから、 $\bar{\beta} = 10^\circ$ のときには平行部において同程度の大きさの剝離渦がどの断面でも存在していて横力を発生しているものと考えられる。

3.2 5孔管による流場計測

3.2.1 実験概要

斜航回転楕円体および斜航船体まわりの流場を実験的に調査するために、5孔管を用いた流場計測を大阪大学工学部研究用風洞において行った。供試模型は、表面圧力計測に用いた鉾石運搬船（SR 107）満載状態の二重模型および細長比 $\bar{\epsilon} = 1/6$ の回転楕円体である。計測には Fig.3.2.1に示す直径1.9mmφのNPL改良型5孔管を使用した。計測においては、Fig.3.2.2に示すように5孔管により計測される圧力と計測胴側壁に設置されたピトー管で計測される静圧を計測胴の外におかれた差圧計までビニールパイプによって導き、A/D変換器を介して計算機にデータを取り入れ、計測を実施した。計測の実験状態を Table 3.2.1に示す。回転楕円体、船体とも迎角 $\bar{\beta} = 10^\circ$ の場合のみ計測を実施した。回転楕円体の場合、可視化で観察された流場から判断すると、 $\bar{\beta} = 10^\circ$ は中迎角の範囲にはいるが、小迎角の場合については計測を行っていない。これは、小迎角の場合には、剥離渦の広がる領域が回転楕円体表面近くの薄い領域に限られていることから、5孔管を流れの中に挿入することによる影響が大きいため、流場の計測が困難であると考えられたためである。

3.2.2 中迎角斜航回転楕円体の場合

細長比 $\bar{\epsilon} = 1/6$ の回転楕円体が、 $\bar{\beta} = 10^\circ$ で斜航するときの流場を5孔管で計測した結果をFig.3.2.3～Fig.3.2.6に示す。Fig.3.2.3～Fig.3.2.6はそれぞれ計測を行ったy-z平面における断面内速度、伴流、静圧、総水頭の分布である。いずれの図においてもz軸正の方向に一様流の横流れ速度成分がある。Fig.3.2.3の断面内速度分布では、いずれの断面でも側面で断面内速度が加速され、背面側で断面内速度が小さくなる傾向がみられ、断面内速度の小さい領域は

下流の断面ほど広くなる。 $\xi = 0.4, 0.7$ においては、 z 軸上に断面内速度が0になる点がみられ、それより物体に近い点で物体表面に向かう流れがみられる。この様な正面側に向かう流れは、 $\xi = 0.7$ では $\xi = 0.4$ に比べて広い範囲でみることができる。しかし、 $\xi = 0.7$ でも物体表面近くで正面側へ流れる逆流ははっきりとみることができない。また、ある点のまわりに回転をするような速度分布もみることができず、断面内速度分布からは渦核をもつような剝離渦の存在を認識することはできない。これらのことから、 $\bar{\epsilon} = 1/6$ の回転楕円体において $\bar{\beta} = 10^\circ$ ($\kappa = 1.21$)程度では、剝離渦は物体表面からあまり離れることなく、はっきりとした渦核の形成もないものと考えられる。

Fig.3.2.4に速度の x 方向成分の大きさを伴流の等値線図で示す。 $\xi = 0.0$ の断面では、速度の x 方向成分はほぼ全面にわたって一様流と同じであり、背面の狭い領域でのみ伴流の存在がみられる。 $\xi = 0.4, 0.7$ の断面においては、背面側へ伴流領域は広くなる。伴流領域は、Fig.3.2.3の物体背面側において伴流は z 軸に対称に存在するが、対称面である z 軸付近では伴流の存在はみられない。また、伴流の広がる領域は、後で述べる渦度の分布で確認される剝離渦の広がる領域よりもやや物体に近い領域となっている。

Fig.3.2.5と Fig.3.2.6は、計測を行った断面における静圧と総水頭の分布を等値線図で示したものである。静圧は側面で低くなる傾向にあるが、全体的には平坦な分布となっている。静圧分布においては、断面内速度、伴流の分布から予測される剝離渦の存在との関係はあまりみられない。それに対して Fig.3.2.6の総水頭の分布では、背面側で総水頭の値は小さくなり、等値線の形状も伴流分布の形状に似ている。断面内において総水頭の最も低い位置は、伴流の最も大きい位置と一致しており、総水頭が下がる領域は断面内速度

が小さくなっている領域とほぼ一致する。さらに、剝離渦の分布を明確にするために次の(3.2.1)式で与えられる渦度の x 方向成分 ω_x の分布を Fig.3.2.7 に示す。

$$\omega_x = \frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \quad (3.2.1)$$

$\xi=0.0$ においては、渦度の分布する領域は物体表面近くの薄い領域となっている。 $\xi=0.4$ の断面になると渦度の分布する領域は厚さを増し、物体から離れた位置に渦度の極大値をもつ点が現われる。また、渦度の強さも $\xi=0.0$ に比べて強くなる。 $\xi=0.7$ では渦領域はさらに大きくなり、領域の中心は物体表面からやや遠い位置に移動する。回転楕円体の場合には、 $\bar{\epsilon}=1/6$ で $\bar{\beta}=10^\circ$ 程度のときには、次節で述べる斜航船体でみられるような渦核をもつようなはっきりとした渦をみることはできず、物体表面に沿った細長い領域に広がる渦度分布がみられる。また、2.3節の可視化実験から得られた剝離線の位置と渦の中心の位置とはかなり離れている。Fig.3.2.4, Fig.3.2.6, Fig.3.2.7の伴流分布、総水頭、渦度分布を比較すると、各分布で最も強い値を示す位置は3者とも一致していることがわかる。

以上のことから、 $\bar{\epsilon}=1/6$ の回転楕円体が $\bar{\beta}=10^\circ$ で斜航する場合、背面側に剝離渦が存在し、それが下流に向かって発達する過程をみることができた。剝離渦は物体表面に沿った細長い領域に広がり、はっきりとした渦核は形成しないこともわかった。また、剝離渦の中心において、静圧はあまり下がらないこともわかった。

3.2.3 斜航船体の場合

船体が斜航するときの流場を5孔管で計測した結果をFig.3.2.8～Fig.3.2.11に示す。Fig.3.2.8～Fig.3.2.11はそれぞれ計測を行った

断面における断面内速度、伴流、静圧、総水頭の分布である。いずれの図においても z 軸正の方向に一様流の横流れ速度成分がある。Fig.3.2.8は断面内速度分布をベクトル図で表したものである。 $x=0.0, 0.4, 0.8$ のいずれの断面でも、背面側に渦核をもつはっきりとした渦の存在をみることができる。 $x=0.0$ においては、背面側の淀み点は船側の船体表面上にあるが、 $x=0.4$ になると渦の発達とともに船体からはなれ、背面側の z 軸上に存在するようになる。さらに、 $x=0.8$ になると淀み点はさらに z 軸正の方向に移動する。背面側の渦は、回転楕円体の場合と異なり渦核を有しており、船体表面では逆流が生じている。2.4節の可視化実験の結果では、正面側ビルジ部付近でも剝離線が観察された。断面内速度分布では、正面側ビルジ部で物体表面から y 軸正方向へ流れる速度成分がみられ、船底では逆に船体表面に向かう y 軸負方向の流れをみることができる。このことから、船底においても剝離渦の存在を考えることができるが、背面側の速度分布のようにはっきりとした渦の存在を確認することはできない。渦の発達過程であるが、 $x=0.0, 0.4$ において背面側の渦は、それ自身の位置はあまり変えずにその強さを増し、 $x=0.8$ でこの渦が背面側へ流出する。

Fig.3.2.9 に速度の x 方向成分の大きさを伴流値の等値線図で示す。 $x=0.0, 0.4$ では、船底および背面側の渦の中心付近で速度が遅くなっている。また、回転楕円体の場合と異なり背面側対称面付近でも速度の遅い領域の存在がみられる。とくに $x=0.0$ では対称面上で速度の遅い領域は厚くなり、伴流の値も大きくなっている。Fig.3.2.8 の断面内速度分布でもみられたように、 $x=0.0$ では背面側船側の船体表面上に淀み点があり、再付着点となっている。この再付着点より対称面に近い位置では、対称面の方向へ流れが集まるために境界層が厚くなっていると考えられ、 $x=0.0$ の背面側対称面

付近でみられたような伴流分布になっていると考えられる。 $x = 0.8$ では断面内速度分布でみられたように背面側へ渦が広がるのがみられたが、速度の遅い領域も同様に背面側へ広がる。また、船体表面近くの速度の遅い領域も、 $x = 0.0, 0.4$ に比べ厚くなっている。

Fig.3.2.10, Fig.3.2.11は、各断面における静圧と総圧の分布である。断面内の静圧分布は回転楕円体の場合と同様に全体的には平坦であるが、背面側に存在する渦の中心付近および可視化実験でみられた剥離線付近の物体表面近くで静圧の低下がみられる。また、 $x = 0.4, 0.8$ の断面では、正面側より背面側へいくほど圧力が高くなる傾向をがみられる。総水頭の分布では、伴流分布と同様の傾向を示し、渦の中心および船体表面近くで総水頭の損失がみられる。また、総水頭の損失がある領域は伴流分布と同様の形状をしている。

次に(3.2.1)式で定義される渦度の x 方向成分 ω_x の分布をFig.3.2.12に示す。渦度の分布から背面側においてビルジ部から渦が流出し、渦核をもつ渦に発達する過程をみることができる。 $x = 0.0$ においては、正面側ビルジ部から発生する渦と背面側ビルジ部から発生する渦が二つの領域に分かれて存在している。 $x = 0.4$ では、正面側ビルジ部から発生した渦が背面側ビルジの位置まで達し、二つの渦度領域が一つにつながるのがみられる。また、背面側ビルジ部で新たな渦が発生しつつあるのが、ビルジ部に比較的強い渦度が存在することからわかる。また、 $x = 0.4$ の背面側船側に逆渦の存在が観察される。 $x = 0.8$ の断面では、最初に背面側ビルジ部から発生した渦は、背面側の物体から離れた位置に流され、 $x = 0.4$ で新たな発生がみられた渦が物体表面近くで発達しているのがみられる。

以上の結果から、鉾石運搬船(SR107)が $\beta = 10^\circ$ で斜航する場合、正面側と背面側ビルジ部から剥離渦が発生するのをみることができた。背面側ビルジ部から発生する渦は、渦核をもつ明確な円形の渦

領域を形成し、正面側ビルジ部から発生する渦は船底で細長い領域を形成することがわかった。後端近くでは二つの渦が背面側へ流出する過程をみることができた。また、船体の場合回転楕円体と異なり、伴流分布，総水頭，渦度分布の位置、形状、大きさはほぼ一致し、渦中心では静圧の低下もみられることがわかった。

3.3 第3章の結論

斜航する回転楕円体および船体まわりの流れについて表面圧力計測および5孔管による流場計測を行い、実験的に剝離流場の調査を行った。その結果、以下の結論を得ることができた。

- (1) 小迎角で斜航する回転楕円体の場合、計測された表面圧力とポテンシャル流れの圧力の差をとることにより、剝離が表面圧力におよぼす影響を検討することができた。また、この結果から小迎角では横渦成分が支配的であるが迎角の増加と共に縦渦成分が強くなりやがてオープン型の剝離になると考えられることが確かめられた。
- (2) 中迎角で斜航する回転楕円体の場合、第2章の可視化実験の結果と表面圧力分布を重ねることにより、剝離線は側面の圧力の谷に平行でやや背面側に位置している結果を得た。また、5孔管の計測結果から、剝離渦はあまり強い渦核は作らずに物体表面に沿った薄い領域を形成し、静圧は剝離渦の強いところでもあまり低下しない。
- (3) 斜航船体の場合、正面側と背面側の両側のビルジ部から剝離が発生し、回転楕円体の場合と異なり背面側に強い渦核をもつ剝離渦が形成される。また、正面側ビルジ部から発生する渦は船底の表面近くに薄く細長い領域に存在し、後端近くで背面側に流出する流場を実験的にとらえることができた。
- (4) 表面圧力を積分することにより、斜航船体および回転楕円体に働く横力の長さ方向の分布を求め、非揚力ポテンシャル流れにおける横力分布との比較をすることにより、剝離により発生する横力分布の特性を実験的に求めた。これにより、小迎角から中迎角にいたる回転楕円体ならびに斜航船体の場合、剝離渦がひきおこす横力成分は物体後半で急激に増大する結果を得た。また、回転楕円体の $\kappa = 2.50$ のような大きな迎角の場合、横力分布の形状が変わるといふ結果を実験的に得た。

第4章 渦層近似を用いた剝離流場の計算

中迎角斜航回転楕円体ならびに斜航船体の場合、剝離により物体から流出する渦は自由渦層としての取扱いが可能である。これに着目し、不破⁴⁾が剝離渦を考慮した細長体理論を示して以来、井上⁸⁾、溝口⁹⁾により斜航船体まわりの剝離流場の計算が行なわれ、横力特性に関する流体力学的調査がなされてきた。しかし、剝離線付近での剝離渦の取扱いや離散化の方法に問題点が残されていた。そこで、本章ではこれらの計算手法の問題点を検討した上で、斜航回転楕円体および船体まわりの流れに対して応用を試みた。

4.1 渦層近似を用いた剝離流場の計算法

4.1.1 速度ポテンシャル

中迎角斜航回転楕円体ならびに斜航船体まわりの流れにおいて、剝離渦はレイノルズ数 R_n が大きいときには自由渦層とみなすことができる。 $R_n \rightarrow \infty$ の極限を考えると、自由渦層の厚みは 0 に近づき、渦面としての取扱いが可能となる。また、 $1 \gg 1/\sqrt{R_n}$ とすると境界層は薄いと仮定することができ、境界層外の流場はポテンシャル流れとして扱うことができる。このとき、流場の支配方程式は速度ポテンシャルを ϕ とするとき、

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4.1.1)$$

となる。いま、速度を一様流の x 方向成分の大きさ U_∞ で無次元化し、横流れ速度を β とするとき、物体表面および無限遠方における境界条件は、次の(4.1.2), (4.1.3)式となる。

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0 \quad \text{on hull} \quad (4.1.2)$$

$$\phi \sim x + \beta z \quad x \rightarrow \infty \quad (4.1.3)$$

渦面上では、動力学条件および運動学条件を満たす必要があるが、これについては 4.1.3 節で述べる。

いま、流れを定めるパラメーターについて $1 \gg \varepsilon \gg 1/\sqrt{Rn}$, $1 \gg \beta$ であつ、 $\kappa = \beta/\varepsilon = O(1)$ であると仮定するとき、(4.1.1), (4.1.2), (4.1.3) 式を満たす回転楕円体まわりの流れの速度ポテンシャルは、次の (4.1.4) 式のように書くことができる。⁴²⁾

$$\phi = \xi - \varepsilon^2 \log \varepsilon \cdot \xi + \varepsilon^2 \left\{ \frac{\xi \tilde{\zeta}^2}{2} + \text{Real} [\tilde{W}] \right\} \quad (4.1.4)$$

ただし、 $\tilde{W}$ は複素ポテンシャルで、

$$\tilde{W} = \tilde{W}_1 + \tilde{W}_2 \quad (4.1.5)$$

$$\tilde{W}_1 = -\xi \cdot \log \tilde{Z} + \kappa (1 - \xi^2)^{1/2} (\tilde{Z} + 1/\tilde{Z}) + \xi (\log 2 - 1) \quad (4.1.6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{W}_2 = & -\frac{1}{2\pi i} \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} \left\{ \log(\tilde{Z} - \tilde{Z}_0) - \log\left(\tilde{Z} - \frac{1}{\tilde{Z}_0^*}\right) \right\} d\tilde{\Gamma} \\ & + \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} \left\{ \log(\tilde{Z} - \tilde{Z}_0^*) - \log\left(\tilde{Z} - \frac{1}{\tilde{Z}_0}\right) \right\} d\tilde{\Gamma} \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

ここで κ は $\kappa = \beta/\varepsilon$ で、相対迎角を示す。式中の*は共役複素数を表す。また、 $\tilde{Z}$ は近場の座標で、

$$\tilde{Z} = \tilde{\zeta} e^{i\eta} = \frac{z + iy}{\varepsilon (1 - \xi^2)^{1/2}}, \quad \tilde{\zeta} = \frac{\zeta}{\varepsilon} \quad (4.1.8)$$

で表される。また、渦層上の点 $\tilde{Z} = \tilde{Z}_0$ を考え、渦層先端からいま

考えている $\tilde{Z} = \tilde{Z}_0$ までの循環の和を Γ とし、

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma / \varepsilon^2 \quad (4.1.9)$$

なるスケーリングをほどこした値 $\tilde{\Gamma}$ を考える。このとき、渦層上の点は、 ξ と $\tilde{\Gamma}$ をパラメーターとして $\tilde{Z} = \tilde{Z}_0(\xi, \tilde{\Gamma})$ と表すこと⁵¹⁾ができ、(4.1.7) 式の積分にはこの表現を用いている。積分範囲にある $\tilde{\Gamma}_0(\xi)$ は、剥離点における $\tilde{\Gamma}$ の値で、断面内で自由渦のもつ総循環量の大きさに対応している。

一方、斜航船体については、船体の横断面形状をルイスフォームで近似する⁵⁾⁶⁾とき、各横断面形状は ζ 平面の半径 1 の円から複素 Z 平面へ $\tilde{r}_0(x)$, $C_1(x)$, $C_3(x)$ をパラメーターとして次の(4.1.10), (4.1.11)式で表す関数で写像される。

$$Z = \varepsilon \cdot \tilde{r}_0(x) \left\{ \zeta + \frac{C_1(x)}{\zeta} + \frac{C_3(x)}{\zeta^3} \right\} \quad (4.1.10)$$

$$Z = z + i y \quad (4.1.11)$$

船体の場合、細長性パラメーター ε は、船体中央において $\tilde{r}_0 = 1$ となるように ε を定める。いま、船体は細長いうえに船体横断面形状の円からの変形は微小であると仮定すると、 $1 \gg \varepsilon$, $1 \gg C_1, C_3$ とすることができる。このとき、横流れ速度 β と ε が同程度の大きさであるとき、速度ポテンシャル ϕ は船体の近くで次のようにかける。

52)

$$\phi = x + \varepsilon^2 \log \varepsilon \cdot \frac{d \tilde{S}}{d x} + \varepsilon^2 \cdot \text{Real} [\tilde{W}_1 + \tilde{W}_2 + \tilde{W}_3] \quad (4.1.12)$$

$$\begin{aligned}
\widetilde{W}_1 = & \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d \widetilde{S}}{d x} \log \zeta \\
& - \frac{1}{4\pi} \left\{ \int_{-1}^x \frac{d \widetilde{S}/d \xi}{x - \xi} d \xi + \int_x^1 \frac{d \widetilde{S}/d \xi}{\xi - x} d \xi \right\} \\
& - \frac{\widetilde{r}_0}{2} \left\{ \widetilde{r}_0 \frac{d C_1}{d x} + C_1 \frac{d}{d x} (\widetilde{r}_0 C_3) \right. \\
& \quad \left. + 3 C_3 \frac{d}{d x} (\widetilde{r}_0 C_1) \right\} \cdot \frac{1}{\xi^2} \\
& - \frac{\widetilde{r}_0}{4} \left\{ \frac{d}{d x} (\widetilde{r}_0 C_3) - C_3 \frac{d \widetilde{r}_0}{d x} \right\} \cdot \frac{1}{\xi^4} \quad (4.1.13)
\end{aligned}$$

$$\widetilde{W}_2 = \kappa \widetilde{r}_0 \cdot \left(\zeta + \frac{1}{\zeta} \right) \quad (4.1.14)$$

$$\begin{aligned}
\widetilde{W}_3 = & -\frac{1}{2\pi i} \int_0^{\widetilde{\Gamma}_s(x)} \left\{ \log (\zeta - \zeta_0) - \log \left(\zeta - \frac{1}{\zeta_0^*} \right) \right\} d \widetilde{\Gamma} \\
& + \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\widetilde{\Gamma}_s(x)} \left\{ \log (\zeta - \zeta_0^*) - \log \left(\zeta - \frac{1}{\zeta_0} \right) \right\} d \widetilde{\Gamma} \\
& \quad (4.1.15)
\end{aligned}$$

ここで、 $\widetilde{W}_1, \widetilde{W}_2, \widetilde{W}_3$ は複素ポテンシャルであり、それぞれ直進成分、横流れ成分、自由渦成分を表す。 $\varepsilon^2 \widetilde{S}$ は船体を二重模型としたときの横断面積で、ルイス・フォーム変換のパラメターを用いて次の(4.1.16)式のように書くことができる。

$$\tilde{S} = \pi \tilde{r}_0^2 \{1 - C_1^2 - C_3^2\} \quad (4.1.16)$$

ζ_0 は Z 平面で渦面上の点 $Z = Z_0$ に (4.1.7) 式で写像されると平面上の点である。

4.1.2 渦面の支配方程式

渦面の支配方程式を考えるにあたって、剝離はオープン型の剝離をしているものとする。このとき、Fig.4.1.1 のように渦面の一部を考え、渦面上に点 $Z = Z_0$ をとるものとする。図中 P, V は $Z = Z_0$ における圧力、速度を表し、添字の e, i, m はそれぞれ渦面の外部、内部、渦面上の値であることを表す。 $Z = Z_0$ において運動学条件と、動力学条件 $P_e = P_i$ を考え、オープン型の剝離を仮定しているから渦面表裏でのトータルヘッドの損失は無いとできる。このとき渦糸の方向と渦面上の対流速度は等しく、渦糸の方向と渦面上の対流速度は一致し、渦面の支配方程式は $\partial \phi / \partial x = 1$ と仮定すると次の (4.1.17) 式のように表すことができる。

$$\frac{d Z_0^*}{d x} = \varepsilon^2 \frac{d \tilde{W}}{d \tilde{Z}} \quad (4.1.17)$$

(4.1.17) 式において、左辺は渦糸の方向を表し、右辺は渦面の対流速度の横断面内成分を表す。回転楕円体の場合の渦面の支配方程式は次の (4.1.18) 式に示すようになる。

$$\begin{aligned}
& -\frac{\xi}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \tilde{Z}_0^* + (1-\xi^2)^{1/2} \cdot \frac{\partial \tilde{Z}_0^*}{\partial \xi} \\
& = -\frac{\xi}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{\tilde{Z}_0} + \kappa \left(1 - \frac{1}{\tilde{Z}_0^2}\right) \\
& -\frac{1}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \oint_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} \left\{ \frac{1}{\tilde{Z}_0 - \tilde{Z}_0^*} - \frac{1}{\tilde{Z}_0 - 1/\tilde{Z}_0^*} \right\} d\tilde{\Gamma} \\
& + \frac{1}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} \left\{ \frac{1}{\tilde{Z}_0 - \tilde{Z}_0^*} - \frac{1}{\tilde{Z}_0 - 1/\tilde{Z}_0^*} \right\} d\tilde{\Gamma} \\
& \hspace{15em} (4.1.18)
\end{aligned}$$

ところで、(4.1.7), (4.1.15)式の速度ポテンシャルには、断面内での総循環量に相当する $\tilde{\Gamma}_s(x)$ が含まれており、これも未知変数である。剥離点においては渦面は物体の接線方向に流出し、かつ渦面内外の速度および渦面の対流速度の断面内成分は物体の接線方向を向く。このことから松村ら⁴²⁾は、剥離点において物体に垂直な方向の速度成分はないため、渦面内部から剥離点に近づいた点で考えると、剥離線はポテンシャル流線になる必要があるとして、剥離線から流出する循環量を決定する Kutta の条件に相当する方程式を求めた。本論では、剥離線から流出する剥離渦の強さを、この方程式を用いて求めた。回転楕円体の場合の循環の決定方程式は、次の (4.1.19) 式に示すようになる。

$$\begin{aligned}
& -i e^{-i \eta_s} \cdot u_{\eta_s}^{(1)} = \kappa \left(1 - \frac{1}{\tilde{z}_{01s}^2} \right) \\
& - \frac{1}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} \left\{ \frac{1}{\tilde{z}_{01s} - \tilde{z}_0} - \frac{1}{\tilde{z}_{01s} - 1/\tilde{z}_0} \right\} d\tilde{\Gamma} \\
& \quad \tilde{\Gamma}_s(\xi) \\
& + \frac{1}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} \left\{ \frac{1}{\tilde{z}_{1s0} - \tilde{z}_0} - \frac{1}{\tilde{z}_{01s} - 1/\tilde{z}_0} \right\} d\tilde{\Gamma} \\
& \hspace{15em} (4.1.19)
\end{aligned}$$

ここで、 $\tilde{z}_{01s}$ は渦面内部から剥離点に近づいた極限をとった点を意味し、 η_s は剥離角を表す。剥離線の傾きが ξ 軸に垂直な断面でみたとき、非定常的に考えると η 方向の移動速度に相当するため、傾きに相当する速度 $u_{\eta_s} = \varepsilon u_{\eta_s}^{(1)}$ を定義することができ、(4.1.19)式ではこれを用いている。

(4.1.18), (4.1.19)で表される渦面形状および渦の強さを決定する方程式は、初期値と剥離線の位置が与えられれば後方へ解き進めることができる。ある断面で渦層形状と循環分布 $\tilde{z}_0(\tilde{\Gamma})$ が与えられると、その断面での渦層の移動速度 $\partial \tilde{z}_0 / \partial \xi$ が (3.1.18)式から与えられる。さらに、その断面で剥離線の位置および剥離線の傾きが与えられると、剥離線から流出する剥離渦の強さ $d\tilde{\Gamma} / d\xi$ を得ることができる。すなわち、回転楕円体の場合では剥離角 η_s と剥離線の傾きに相当する $u_{\eta_s}^{(1)}$ が与えられたとき、(4.1.19)式から $u_{\eta_{0s}}^{(1)} = \varepsilon \cdot u_{\eta_{1s}}$ が与えられ、

$$d\tilde{\Gamma} / d\xi = 1/2 \cdot (u_{\eta_{0s}}^{(1)} - u_{\eta_{1s}}^{(1)})^2 \quad (4.1.20)$$

により、 $d\tilde{\Gamma} / d\xi$ が与えられる。ここで $u_{\eta_{0s}} = \varepsilon \cdot u_{\eta_{0s}}^{(1)}$ を用いている。数値的には、(4.1.18), (4.1.19)式を離散化し、適当

な断面で渦層形状の初期値 $\tilde{z}_0(\tilde{\Gamma})$ を与えて、(4.1.18)式から $\partial \tilde{z}_0 / \partial \xi$ を求め、(4.1.19)式から $u_{\eta_{es}}^{(1)}, u_{\eta_{is}}^{(1)}$ を求めた上で (4.1.20)式に代入して $d\tilde{\Gamma}_s / d\xi$ を求める。そして、 $\partial \tilde{z}_0 / \partial \xi$, $d\tilde{\Gamma}_s / d\xi$ を ξ 方向に数値積分し、 $\tilde{z}_0$, $\tilde{\Gamma}$ の値を後方へ決定していく。

渦層の近くで誘導速度を考えると、(4.1.18), (4.1.19)式の離散化をする際に台形積分を用いた渦層近似を行うと、誘導速度の特異性が強いために計算精度に問題を生じる。そのため、渦の挙動や表面圧力を求めるときには、なるべく弱い特異性となるような離散化法を採用すべきである。本論では、断面内で渦面を循環密度が一定で直線形状の渦面に分割して⁵³⁾ 離散化を行う。Fig.4.1.2に示すように、直線に分割した渦面の一つをとり、その両端の座標を $\tilde{z}_{0k}$, $\tilde{z}_{0k+1}$ とする。このとき、渦面上の点 $\tilde{z} = \tilde{z}_0(\tilde{\Gamma})$ は、次の (4.1.21)式のように表すことができる。

$$\tilde{z}_0(\tilde{\Gamma}) = \frac{\tilde{\Gamma} - \tilde{\Gamma}_k}{\tilde{\Gamma}_{k+1} - \tilde{\Gamma}_k} \cdot (\tilde{z}_{0k+1} - \tilde{z}_{0k}) + \tilde{z}_{0k} \quad (4.1.21)$$

この直線の渦面が点 $\tilde{z}$ にひきおこす共役な誘導速度 $w_k - i v_k$ は、 $\tilde{z}_0(\tilde{\Gamma})$ に (4.1.21)式を代入し積分を実行することにより次の (4.1.22)式のように求めることができる。

$$\begin{aligned} w_k - i v_k &= -\frac{\varepsilon}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int_{\tilde{\Gamma}_k}^{\tilde{\Gamma}_{k+1}} \frac{1}{\tilde{z} - \tilde{z}_0(\tilde{\Gamma})} d\tilde{\Gamma} \\ &= -\frac{\varepsilon}{(1-\xi^2)^{1/2}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \cdot \frac{\tilde{\Gamma}_{k+1} - \tilde{\Gamma}_k}{\tilde{z}_{k+1} - \tilde{z}_k} \cdot \log \frac{\tilde{z} - \tilde{z}_{0k+1}}{\tilde{z} - \tilde{z}_{0k}} \end{aligned} \quad (4.1.22)$$

渦糸近似の場合の誘導速度の特異性が $1 / \tilde{z}_{0k}$ 程度であるのに対し、渦面を (4.1.21)式のように扱うことにより、離散化のために生じる

特異性は、 $\log$ 程度に弱められている。残る特異性は、渦面が有限角をなして交わるために生じる特異性のみとなっている。

しかし、渦層を前述のように離散化するだけでは渦層先端部の巻き込みを表現することは難しい。渦層が渦核を中心に周りの渦を巻き込みながら発達する様子を捉えるために、Mangler-Smith⁵²⁾は渦層を巻き込み部分を代表する1個の孤立渦(Core Vortex)と他の部分に分けて表現することを提案した。この孤立渦は、数値計算上の先端付近の取扱いの困難を避け、渦層の巻き込みを実現する糸巻のような働きをする。本論でも離散化にあたって、渦面の端点はその孤立渦とし、他の部分は(4.1.21)式で表される循環密度が一定で断面内で直線形状をした渦面の集合に置き換えて離散化を行い、(4.1.18), (4.1.19)式に相当する支配方程式を解いて、渦面形状および循環分布を求めた。

4.2 斜航回転楕円体の場合

4.1節の渦面形状の支配方程式は、オープン型の剝離を仮定しているが、回転楕円体の場合には中迎角の流れがこの条件を満たしていることが第2章の可視化の結果からわかる。そこで、相対迎角 $\kappa = 1.21, 1.66, 2.50$ の場合について、回転楕円体まわりの流れの計算を行った。計算は、 $\kappa = 1.21, 1.66, 2.50$ のそれぞれの場合について、 $\xi = -0.4, -0.6, -0.7$ に初期値をおき計算を開始した。計算に必要な剝離位置は、2.3節の可視化実験から得られた剝離線的位置を用いた。Fig.4.2.1, Fig.4.2.2, Fig.4.2.3に計算から得られた渦面形状を示す。いずれの迎角においても、回転楕円体の背面側へ剝離渦が流出し、発達する様子が計算から得られている。剝離線から流出する渦は物体表面の接線方向に流出し、物体表面から滑ら

かに遠ざかり、孤立渦をを中心に発達する。 $\kappa = 1.21$ の場合、剝離渦は物体表面からあまり離れることなく流れ、孤立渦のまわりの渦面は細長い形状となっている。 $\kappa = 1.66$ の場合には、 $\xi > 0.0$ の物体後半部において $\kappa = 1.21$ の場合と同様に渦は余り大きく発達しないが、物体後半の $\xi = 0.4 \sim 0.6$ 付近になると孤立渦は物体から離れた位置に流される。迎角が大きい $\kappa = 2.50$ の場合には、渦層先端の巻き込みを表す孤立渦は、物体前半部の断面においても物体表面から離れた位置にあり、渦が背面側へ大規模に流出する様子をみることができる。 $\kappa = 2.50$ の場合、渦面は幾重にも折れ重なる結果となっている。これは、渦面自身がつ不安定性に加えて数値計算上の不安定性のために、このような現象が生じたものと考えられる。

Fig.4.2.4 に $\kappa = 1.21$ の場合について、3.2.2節において5孔管による流場計測の結果から求めた渦度分布と渦面の計算結果を重ねて示す。計算結果と実験結果の比較は、計測を行った $\xi = 0.0, 0.4, 0.7$ の断面で行った。計算から得られた孤立渦の位置は、計測から得られた渦度の広がる領域の中央付近に位置し、孤立渦を取り囲む渦面の広がる範囲は、渦度の分布している領域とほぼ一致している。 $\xi = 0.7$ の断面でみると、剝離線から流出し物体表面近くを流れる渦面の位置は、渦度分布で物体表面近くの峰線に沿っている。これらのことから、計算により得られた渦面形状は実験にみられる渦度分布の特徴を表しているものと考えられる。

次に渦面形状の計算結果から求めた表面圧力分布について検討を行なう。Fig.4.2.5に $\kappa = 1.21, 1.66, 2.50$ のときの自由渦の影響を考慮した圧力分布の計算結果を細い実線で示す。太い実線は2.3節で述べた可視化実験から得られた剝離線と再付着線の位置である。計算結果においては剝離線の位置に急激な圧力変化がみられるのに対し、3.1.3節のFig.3.1.9 に示す実験結果では、この様な急激な圧

力の変化はみられない。これは、渦面形状、圧力の計算に粘性の影響が考慮されていないためであり、実験結果においては剥離線付近で急激な圧力変化が流体の粘性のために緩和されているものと考えられる。Fig.4.2.5 の $\kappa = 1.21$ の場合の図中で一点鎖線(g)で示す位置には、等圧線が蛇行して逆S字の形状を描く領域がみられる。Fig.3.1.9の実験結果においても、同じ相対迎角の $\kappa = 1.21$ の場合に(f)で示す位置にも同様の傾向がみられる。Fig.4.2.1の計算から得られた渦面形状では、この位置は断面内で渦面が物体表面に最も近づく位置に相当し、剥離渦の挙動を示す圧力分布の特徴が実験値と計算値とで一致する。計算結果から得られた渦面形状と実験結果の渦度分布の形状や、圧力分布の特徴が一致していることから、計算から得られた渦面形状は、中迎角の斜航回転楕円体まわりの剥離流場を表現することができていると考えられる。しかし、実験結果では、剥離線より背面側に圧力変化の緩やかな領域がみられるのに対し、計算結果から得られた圧力分布では $\kappa = 2.50$ の一部を除いて、その様な傾向はみられない。また、Fig.3.1.9 の(d)でみられた背面側における η 方向の急激な圧力変化も計算結果ではみられない。これらは、2次剥離や剥離渦の拡散の影響を理論的には取り入れることができていないためであると考えられる。また、実験値の回転楕円体後端近くでみられた ξ 方向の急激な圧力変化が計算値ではみられない。これは、バブル型剥離が後端近くで生じていることを表す圧力分布と考えられるが、細長体の仮定のもとでは取り入れることのできない現象である。しかし、横力に寄与する流体力の主な要因は、主剥離により生じる剥離渦であるから、この剥離渦の形状、強さを求めることが第一の課題である。

横力係数 C_N^* を(3.1.1)のように定義するとき、計算から得られた渦面に運動量定理を適用するとき、横力分布 $dC_N^*/d\xi$ は次の

(4.2.2)式ように求められる。

$$\frac{1}{\varepsilon^3} \cdot \frac{d C_N^*}{d \xi} = -2 \pi \kappa + \frac{d}{d \xi} \{ (1 - \xi^2)^{1/2} \cdot A \} \quad (4.2.1)$$

$$A = \text{Imag} \left\{ \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(\xi)} 2 \cdot \left(\tilde{Z}_0 + \frac{1}{\tilde{Z}_0} \right) d \tilde{\Gamma} \right\} \quad (4.2.2)$$

Fig.4.2.6 に計算から得られた、斜航回転楕円体の横力分布を示す。破線が、計算から得られた横力分布を示す。(4.2.1)式の右辺第1項は、線形理論から得られる横力分布を表す項で、Fig.4.2.6においては実線で示される。また、(4.2.1)式の右辺第2項は剝離渦が発生する横力の成分を表すもので、Fig.4.2.6では線形理論の実線と計算値の破線の間の値で表される。計算から得られた横力分布は、 $\kappa = 1.21, 1.66$ の場合には同様の傾向を示す。これらの迎角の場合、回転楕円体前半から剝離渦は横力を発生し、回転楕円体中央付近ではほぼ直線分布となり、その傾きは線形理論の傾きよりも小さい。また、後端近くでは横力分布は増加する傾向にある。Fig.3.1.10で示した実験値から得られた横力分布は $\kappa = 1.21, 1.66$ の場合、計算結果と同様の傾向を示すが、実験値の方が計算値に比べ全体的に小さい値を示す。一方、 $\kappa = 2.50$ の場合について、計算結果と実験結果から得られた横力分布を比較すると、実験結果から得られた横力分布に対して計算結果は全体的に小さく、横力分布の形状も異なる。これは、Fig.4.2.3 の渦面形状をみると、孤立渦が物体表面から離れた位置にあるにもかかわらず、渦の巻き込みはあまりみられないためであると考えられる。渦が物体から離れた位置にあると、渦面は物体の影響を受けにくく発達しやすいと考えられるが、Fig.4.2.3の計算結果ではその様になっていない。これらのことから、計算で渦

層先端付近の巻き込みを十分に表現することができていないために、実験結果に比べて計算結果の横力の発生が小さいものと考えられる。

4.3 斜航船体の場合

鉾石運搬船(SR107)が $\bar{\beta}=5^\circ$, 10° で斜航するときの流場の計算を行った。Fig.4.3.1, Fig.4.3.2に $\bar{\beta}=5^\circ$, 10° のときの、計算から得られた渦面形状を示す。計算は $\bar{\beta}=5^\circ$ の場合、正面側の渦は $x=-0.5$ から計算を開始し、背面側の渦は $x=-0.2$ から計算を開始した。 $\bar{\beta}=10^\circ$ の場合には、正面側の渦は $x=-0.6$ から、背面側の渦は $x=-0.4$ から計算を開始した。計算に必要な剝離位置は、回転楕円体の場合と同様に、2.4節の可視化実験から得られた剝離線の位置を用いた。

$\bar{\beta}=5^\circ$ の場合には、渦は余り大きく発達せず物体表面近くに留まる。正面側ビルジ部から発生する渦は船底で細長い渦領域を形成するが、あまり背面側まで流れず、船尾においても渦中心は正面側船側にある。 $\bar{\beta}=10^\circ$ の場合には、正面側ビルジ部から発生する渦は船底に沿って薄く細長い領域を覆い、 $x=0.4$ 付近で背面側ビルジに達する。それより下流の断面ではこの渦は背面側船側に流出し、背面側で大きな渦に発達する。一方、背面側ビルジ部から発生する渦面は、船側で渦の巻き込み部分を表す孤立渦を中心に円形の領域に広がる。背面側の孤立渦の位置は船体中央部ではほとんど変わらない。船尾近くの $x=0.8$ では、背面側ビルジ部から発生した渦は z 軸方向に長い楕円形に変形されている。これは、背面側に流出した正面側ビルジ部から発生した渦の影響と、自由表面に相当する対称面の影響を受けているためであると考えられる。

Fig.4.3.3 に 3.2.3節において5孔管による流場計測の結果から

求めた横断面内における渦度分布 ω_x の分布と、数値計算から求めた渦面形状を示す。背面側ビルジ部から発生する渦については、計算から求めた渦面と実験から求めた渦度の分布はほぼ一致する。計算から得られた渦面の方が、実験から得られた渦度分布よりやや物体に近い位置にあるが、渦層の巻き込みを表す孤立渦は渦度分布の中心の位置にあり、さらに孤立渦を取り囲む渦面は等渦度線の形状とほぼ同じである。正面側ビルジ部から発生する渦は、剝離点から流出した後に船底に沿って流れ、渦度分布の薄い領域と合致しているが、渦層先端近くの巻き込みを示す孤立渦の付近で渦面がふくらみ、渦度分布に比べて大きい渦面の計算結果となっている。また、 $x = 0.8$ では正面側ビルジ部から発生した剝離渦が、数値計算結果では背面側に流出した後に大きく発達しているが、実験結果では背面側のビルジ部近くに渦度の高い領域が広がるのみである。この相違は、実際の流れでは正面側から発生する剝離渦は船体近くを流れるため減衰が著しいのに対して、数値計算では減衰の影響を取り入れていないためであると考えられる。

計算により求められた渦面形状から、運動量定理を用いることにより船体に働く横力分布を求めることができる。船体横断面形状が円からの微小変形で表されるものとし、 $1 \gg C_1, C_3$ として高次の項を無視すると横力分布 dC_N/dx は次の (4.3.1), (4.3.2), (4.3.3)式で与えられる。

$$\frac{dC_N}{dx} = \varepsilon \cdot \left\{ \pi \kappa \frac{d}{dx} (\tilde{r}_0^2) - 2\pi \kappa \frac{d}{dx} (\tilde{r}_0^2 C_1) + \frac{d}{dx} (\tilde{r}_0 A - \tilde{r}_0 C_3 B) \right\} \quad (4.3.1)$$

$$A = \text{Imag} \left\{ \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(x)} 2 \cdot \left(\tilde{Z}_0 + \frac{1}{\tilde{Z}_0} \right) d\tilde{\Gamma} \right\} \quad (4.3.2)$$

$$B = \text{Imag} \left\{ \int_0^{\tilde{\Gamma}_s(x)} - \left(\tilde{Z}_0^3 + \frac{1}{\tilde{Z}_0^3} \right) d\tilde{\Gamma} \right\} \quad (4.3.3)$$

Fig.4.3.4に計算から求められた横力分布を示す。(4.3.1)式右辺第1項と第2項は横力分布のうち渦なし渦度ポテンシャル流れの成分を表し、Fig.4.3.4では実線で示す。また(4.3.1)式第3項は、剝離渦の寄与による成分を表す。Fig.4.3.4において実線と破線の間隔が、渦の発生により生じる横力の大きさを表す。 $\bar{\beta}=10^\circ$ の場合、渦は船体中央付近から横力を発生し、後端近くで大きな横力が発生している。それに対して、 $\bar{\beta}=5^\circ$ の場合には渦は小さい横力しか発生しておらず、後端近くでも横力の増加はみられない。 $\bar{\beta}=5^\circ$ の場合、Fig.4.3.1に示すように計算から得られた渦面はあまり大きく発達していないため、横力の発生が小さく計算されている。いま、横力係数 C_N を渦なしポテンシャル流れの成分と自由渦の寄与の成分に分けて、

$$C_N = C_{Np} + C_{Nv} \quad (4.3.4)$$

C_{Np} : 渦なしポテンシャル流れ成分

C_{Nv} : 自由渦成分

と表すものとする。このとき、実験値と数値計算から求められた横力分布のうち自由渦成分 C_{Nv} の分布を Fig.4.3.5 に示す。実験値は、3.1.4節で Fig.3.1.14 に示した横力分布において、Hess-Smith法により求めた横力分布と実験値との差をとり、 C_{Nv} の分布を求めた。 $\bar{\beta}=10^\circ$ の時、 $x=-0.6$ から $x=0.4$ 付近までの船体中央部では計算値

は実験値とほぼ等しい値をとり、全体としても計算結果は剝離渦が発生する横力分布の傾向をとらえている。しかし、船尾近くで計算から求めた C_{NV} は、実験結果に比べてかなり大きな値を示している。これは渦度分布と渦面形状の比較でもみられたように、数値計算で船底での渦の拡散・減衰を考慮にいていないため、正面側から流出した渦の影響が過大に評価されているものと考えられる。一方、 $\beta=5^\circ$ の時には逆に船尾近くで計算結果の方が実験結果より小さい値を示している。Fig.4.3.1の渦面形状をみると、計算結果では正面側から流出した渦の先端の巻き込み部分を表す孤立渦が背面側へ流れ出すことなく、船尾近くで船底から船側に向かって流れるポテンシャル流れ成分の影響で正面側船側におしもどされている。このため、数値計算において孤立渦は船体表面からあまり離れることがないため、巻き込みの機能を十分に果たすことができていないためであると考えられる。

4.4 第4章の結論

中迎角で斜航する回転楕円体および斜航船体まわりの流場を、剥離渦を渦層と近似することにより求めた。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 剥離渦層の形状を数値計算から求め、計算結果と第3章の5孔管による流場計測の結果から得られた渦度分布の比較を行なった。この結果、先端の渦層の巻き込みを代表する孤立渦の位置と実験値の渦度のピークの位置、渦度の峰の位置と渦面の位置がほぼ一致するなどの結果が得られていることがわかった。
- (2) 渦面を離散化する際、断面内で循環密度が一定で直線形状の渦面に分割して離散化を行なうことにより、渦面形状をほぼ妥当な形で求めることができた。また、求められた渦面形状から表面圧力を計算して、実験値と比較することにより、2次剥離、粘性拡散を考慮する必要があるなどの問題があることがわかった。
- (3) 回転楕円体の場合、相対迎角が1程度の場合には横力分布も実験値と同様の傾向を得ることができるが、迎角が大きくなると実験値と計算値とで横力分布の形状が異なることがわかった。この結果、渦層先端付近を代表する孤立渦の強さの配分を検討する必要性や、計算の不安定性を解消する必要があることがわかった。
- (4) 斜航船体の場合、実験値と計算値の横力分布の剥離渦の寄与の成分のみを取り出して比較することにより、横力の船長方向の分布をとらえることができていることが確かめられた。また、船底での剥離渦の拡散、減衰が大きいことがわかった。

第5章 小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの数値解法

中迎角斜航回転楕円体および斜航船体まわりの流れは、レイノルズ数が大きい場合には自由渦層としての近似が可能で、第4章において渦層近似を用いた流れの計算により剝離流場の検討を行った。しかし、小迎角斜航回転楕円体の場合には、第2章の流れの可視化でみたようにバブル型の剝離のみが発生し、流場の様相が大きく異なるために中迎角の場合と同様の取り扱いが難しい。一方、実験的に流場を計測するためには、逆流の存在やプローブの流場に対する影響が大きいため、非接触による新たな計測装置開発^{46) - 47)} が必要となる。

本章では実験的には計測の難しい小迎角回転楕円体まわりの流れを有限差分法を用いた数値計算から求めて、その構造を明らかにすることを試みた。計算結果から剝離を伴う3次元流場の分析を行うとともに、計算結果から導かれる3次元渦度場を求め、これを局所的な流れの方向とそれ以外の渦度成分に分離することにより、物体後流における縦渦の挙動と渦度場の構成について考察を行った。

5.1 Navier-Stokes 方程式の数値解法

小迎角斜航回転楕円体まわりの流れを求めるために、Navier-Stokes 方程式の直接解法の一つである有限差分法を用いた数値計算を行った。有限差分法にも種々の解法が存在するが、本論で用いた解法の概略を以下に述べる。

無限流体中の小迎角斜航回転楕円体まわりの流れは、流体が非圧縮性流体であると仮定すると、流場の支配方程式は運動量保存の式と連続の式で表すことができる。無次元化された支配方程式は、次の(5.1.1), (5.1.2) 式に示すようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Rn} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (5.1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5.1.2)$$

無次元化にあたって、長さの次元は回転楕円体の共焦点間距離 $2l$ の半分 l 、速度の次元は一様流の速度 $|\mathbf{Q}|$ 、圧力は $\rho \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}$ を用いて無次元化した。問題を定める境界条件は、物体表面においては滑りなしの条件と運動学条件から

$$\mathbf{u} = 0 \quad \text{on hull} \quad (5.1.3)$$

となる。また、無限上流においては物体の攪乱が達しないことから、流れは一様流となり、

$$\mathbf{u} = \mathbf{Q} / |\mathbf{Q}| \quad x \rightarrow \infty \quad (5.1.4)$$

となる。座標系として支配方程式を記述するために直角座標 (x, y, z) を用い、計算座標を生成するために回転楕円体座標 (ξ, η, ζ) を用いた。いま、回転楕円体の斜航角を $\bar{\beta}$ とするとき、無限遠方において一様流ベクトルは、 x 軸方向に $\cos \bar{\beta}$ 、 z 軸方向に $\sin \bar{\beta}$ なる成分をもつ。支配方程式の(5.1.1), (5.1.2) 式を直角座標を用いて成分表示すると、次の(5.1.5), (5.1.6)式のように書くことができる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Rn} \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (5.1.5)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (5.1.6)$$

ここで添字は総和規約を用いており、 (x_1, x_2, x_3) は直角座標 (x, y, z) を示し、 u_i は x_i 方向の速度成分である。

数値計算を行うために支配方程式を離散化するとき、速度、圧力は計算格子上でのみ定義されているため、これらの値から直角座標方向の偏微分を表現する必要がある。ここでは連鎖定理を用いて、

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial x_i} = \frac{\partial \phi_k}{\partial \xi^j} \cdot \frac{\partial \xi^j}{\partial x_i} \quad (5.1.7)$$

のように(5.1.5), (5.1.6) 式の偏微分を計算座標に変換した上で離散化を行い、差分方程式を導いた。離散化には、時間項は後進差分、対流項は3次の風上差分である Kawamura法⁵⁵⁾を用い、圧力項と拡散項には中心差分を採用した。解法には完全陰解法を採用し、離散化された支配方程式の中で現時刻における速度と圧力は未知数であるとして解き進めた。Fig.5.1.1 に数値計算のアルゴリズムを流れ図で示す。支配方程式(5.1.5), (5.1.6) は、(5.1.5) 式の発散をとり(5.1.6)式を代入することにより、(5.1.5)式と圧力に関するポアソン方程式に書き換えることができる。そこで、まず圧力場が既知であると仮定して(5.1.5) 式をみたす速度場を繰り返し計算により求めた上で、求められた速度場の Divergence の値に応じて圧力のポアソン方程式をみたすように圧力の修正を行う速度圧力同時緩和法 (ω -D 法)⁵⁶⁾を用いた。同一時間ステップにおいて、ある程度(5.1.5), (5.1.6) 式を解が満足するまで繰り返し計算を行い、求められた速度、圧力を初期値として時間ステップを進め、定常解に漸近させるようにした。

計算格子における座標、速度、圧力の定義点の配置は、Fig.5.1.2 に示すように、速度と座標の定義点が格子上にあり、圧力の定義点が格子点に囲まれる体積の中心に位置するグリッド配置を採用し

た。(P-Staggered Grid) 計算格子の生成には、(2.1.1) 式で示される回転楕円体座標を用いた。回転楕円体座標は物体適合座標であるから、物体表面において座標の直交性を満足し、しかも簡単なパラメータ操作だけで計算格子を生成することができる。

回転楕円体座標や円筒座標などにおいて、その中心軸上は軸まわりの回転方向の微分を定義することができないため、座標の特異点となっている。そのため、回転楕円体座標の中心線上では支配方程式を(5.1.7)式を用いて記述できない。斜航回転楕円体まわりの流れの場合には流体中に座標の中心軸が存在し、しかもこの中心軸を横切る流れがある。回転楕円体座標において中心軸上の速度を求めるためには、この点における座標の特異性を取り除く必要がある。ここでは、x 軸近傍において $\eta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ の ξ 軸と η 軸とから中心線上において直交曲線座標を新たに作り直し、この座標と座標に対応する速度、圧力を用いて中心線上での支配方程式を立て、速度を求めた。³⁸⁾

境界条件は物体表面と無限遠方において(5.1.3), (5.1.4) 式から与えられる。数値計算を行うときには物体表面上では $u = 0$ を与える。しかし、対流項の差分に Kawamura 法を採用しているため、物体内部の仮想領域の速度が必要となる。ここでは、物体表面上において滑りなしの条件と運動学条件および連続の条件を満足するように、流体内部の速度から外挿をして仮想領域の速度を決めた。いま、一次精度で境界条件を与えるものとする、仮想領域の速度は次のように与えられる。

$$\begin{cases} u_{ni} = u_{ne} \\ u_{si} = -u_{se} \end{cases} \quad (5.1.8)$$

ただし、添字の i, e はそれぞれ物体表面をはさんだ仮想領域と流体

内部の速度を表し、 n, s は物体表面の法線方向と接線方向の速度成分を表す。

5.2 計算結果と考察

前節で述べた数値解法を用いて、小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの計算を行った。回転楕円体の細長比は $\bar{e}=1/4$ 、斜航角 $\bar{\beta}=4^\circ$ である。レイノルズ数 $Rn=500$ であり、無次元時間 $T=4.0$ までの計算を行った。計算に用いた回転楕円体まわりのグリッドを Fig. 5.2.1 に示す。グリッド数は、長さ方向を表す ξ 方向に29、物体法線方向の η 方向に25、回転方向には等分割に40の総計29000 である。本節では、計算から得られた速度、圧力場および物体表面における剪断応力の分布から、小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの検討を行う。

Fig.5.2.2, Fig.5.2.3, Fig.5.2.4 に、 x 軸を含む断面および x 軸に垂直な断面における速度分布をベクトル図で示す。Fig.5.2.2 は、 xz 平面および xy 平面における物体全長にわたる速度分布である。一様流は図中左から右にむかって流れ、 xz 平面においては左斜め下方から右上にむかって一様流がある。Fig.5.2.3 は、Fig. 5.2.2 (a) の速度分布の後端近くの拡大図である。Fig.5.2.2 および Fig.5.2.3 の x 軸を含む断面における速度分布から物体表面での境界層の発達する様子を見ることが出来る。また、後端付近において x 軸負の方向に流れる逆流の存在がみられ、この領域では流速が小さくなっている。第2章の可視化実験による流れの観察では、小迎角斜航回転楕円体の後端近くでバブル型の剝離が発生し、物体後方にバブルの存在を見ることができた。計算結果と可視化実験の間には、回転楕円体の細長比、流れのレイノルズ数の違いはある

ものの、計算結果の速度分布は可視化実験でみられた小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの特徴を表しているものと考えられる。また、物体後方に淀み点がみられ、この点までの距離がバブルの大きさを示す目安となるが、いまの場合全長の約 7% となっている。Fig.5.2.4 は x 軸に垂直な断面の $x=0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ の位置における速度分布である。Fig.5.2.4 の x 軸に垂直な断面における速度分布では、物体背面側で断面内速度が小さくなり、後端近くになると物体表面付近で正面側へ向かう流れがみられる。物体背面側対称面上にみられる断面内速度分布における淀み点にあたる位置は、あまり大きく変化しない。Fig.5.2.5 に回転楕円体後端付近の物体表面近くの速度分布をベクトル図で示す。物体表面近くの速度は、後端に近づくほど減速しており、同じ x の位置では正面側の速度の方が背面側に比べて早いことがわかる。また、後端近くでは全周にわたって x 軸の負の方向へ向かう流れが発生し、背面側対称面が鞍点、正面側対称面が結節点になっている。側面においては、流れの方向は正面側に向い、上下流から流線が集まってくる位置があるのがわかる。

Fig.5.2.6, Fig.5.2.7 に断面内および物体表面における圧力分布を等圧線で示す。物体前端近くでは、急激な圧力変化がみられるが、物体後半では緩やかな変化の圧力分布となっている。また、後流には、フラットな圧力分布の領域が広がっている。Fig.5.2.7 の表面圧力分布でも、回転楕円体前半で圧力変化が急であるのに対して、後半では圧力変化は緩やかであり、さらに圧力が粘性のために回復していない。また、同じ x の位置での正面側と背面側の圧力の値を比較すると、両者の圧力差は後端に近づくにつれて小さくなる。さらに、物体後方でもフラットな圧力分布の領域が広がり、物体から離れた位置に圧力の極大値を示す点がみられる。

Fig.5.2.8 に物体後端付近の表面剪断応力の分布を示す。表面剪断応力分布は物体後端に近づくにつれて小さくなり、正面側では前方へ向かう剪断応力が生じる。また、正面側対称面は結節点となっている。側面において正面側方向へ剪断応力が発生し、上下流から一つの線に集まってくる分布をみることができ、この位置に剝離線の存在が考えられる。一方、背面側後端近くでは、対称面から側面に広がる剪断応力の分布はみられるが、対称面において流れの特異点に相当する分布はみられない。

以上のように、有限差分法を用いた流れの計算から、後端近くで発生する剝離を伴う小迎角斜航回転楕円体まわりの流れを求めることができた。物体表面では境界層が発達し、2次流れ、3次元剝離が生じているが、これらの様子をさらに詳しく調べるため、次節で渦度場を用いて流れの構造に関して考察を行う。

5.3 物体後部における渦度場の構造

5.3.1 回転楕円体まわりの渦度の分布

物体表面で流体の粘性のために生成される渦度は、渦度の輸送方程式にしたがって対流、拡散し流場に広がる。渦度の分布は、境界層の発達、剝離渦の挙動を調べる上で重要である。渦度ベクトルは、流体内部において速度場の回転をとることにより次の(5.3.1)式のように求めることができる。

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v} \quad (5.3.1)$$

いま、3次元の流場を考えているから、(5.3.1)式から得られる渦度は3次元のベクトル場として与えられる。計算から求められた渦度場の xz 平面、 xy 平面における無次元化された渦度の強さ $|\boldsymbol{\omega}|$

の分布を Fig.5.3.1 に等値線図で示す。Fig.5.3.1 (a)の xz 平面の等値線図から、物体前半の物体表面から強い渦度が発生し、後方にいくほど渦度領域が広がる様子が観察され、境界層が発達する過程を計算結果でとらえられているのがわかる。また、渦度の分布する領域は正面側の方が背面側に比べて薄い、同じ x の位置で正面側と背面側の渦度の値を比べると、正面側の方が渦度の値が大きいことがわかる。

次に、 x 軸に垂直な断面で渦度の x 方向成分 ω_x の強さ分布を等渦度線で表すと Fig.5.3.2 のようになる。一様流は図中横流れ成分が左から右に向かって流れている。流れは上下対称であるため、 ω_x の値は対称面において 0 となるが、 ω_x の尾根線をたどると物体を囲む円環形状となる。また、 $x = 1.0$ では、物体表面で外部の渦度に対して逆符号の渦度の存在がみられる。断面内で渦度の最も大きい位置は、 $x = 0.4$ では側面のやや正面に近い位置にあるが、後方の断面ほど背面側へ移動するとともに物体表面から遠くなる。これにより、 ω_x は物体の側面において生成され、横流れ成分により背面側へ流されつつ拡散をしていると考えることもできる。しかし、Fig.5.3.1 の $|\omega|$ の値に比べて ω_x の値は 1/10 程度であるため、渦度ベクトル ω の方向が少し変化するだけで ω_x の分布が大きく変わることが考えられる。そのため、 ω_x の分布だけから渦の挙動について論ずることは難しく、3次元の渦度場の構造を考える必要がある。これは、境界層内の渦度の分布と、 x 軸方向の渦度成分であるいわゆる縦渦とが密接な関係にあり、境界層内の主流方向の流れがもつ渦度と2次流れや3次元剝離渦の渦度を分離して、渦度場を分析する必要があるということである。

5.3.2 渦度成分の分離と渦度場の構造

実験により、船体まわりの流場を5孔管などのプローブを用いて速度場を計測する場合、 $y-z$ 平面上の点を格子状に計測することが多い。このとき、速度の x 方向微分をとることができないため、計測結果から計算できる渦度成分は渦度の x 方向成分である ω_x のみで、 ω_y, ω_z は近似的にしか得られない。しかし、斜航回転楕円体の場合や、もっと一般的な船体後端近くの流れでは、境界層外端の流れの方向は x 軸方向とは一致せず、 ω_x には境界層内の主流方向の流れが作り出す渦度の x 方向成分と境界層内にある2次流れ成分が作る渦度、およびビルジ渦などの3次元剝離により生じる渦度が含まれている。これらの渦度成分はそれぞれ異なった挙動を示すと考えられるが、各々の成分を分離、抽出する事は難しいと考えられる。そこで、流体内の点で局所的に流れの方向とそれ以外の方向に分離し、これらの渦度成分から3次元渦度場の構造の分析を行う。

流場で速度分布と渦度の関係は Fig.5.3.3 に示すようになる。ここで、 $\mathbf{V}$ は流体内の任意の点Pにおける速度を表し、 $\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2$ がその近傍の速度を表す。ここで、 $\boldsymbol{\omega}$ を $\mathbf{V}$ の方向 $\boldsymbol{\omega}_L$ と残りの成分 $\boldsymbol{\omega}_T$ に次の(5.3.2)式で表されるように分離する。

$$\begin{cases} \boldsymbol{\omega}_L = (\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n}_L) \mathbf{n}_L \\ \boldsymbol{\omega}_T = \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_L \end{cases} \quad (5.3.2)$$
$$\mathbf{n}_L = \mathbf{V} / |\mathbf{V}|$$

このように定義した、局所的縦渦 $\boldsymbol{\omega}_L$ と局所的横渦 $\boldsymbol{\omega}_T$ を用いて、Fig.5.3.1, Fig.5.3.2に示された渦度場の構造の調査をする。

Fig.5.3.4は、 x 軸を含む断面内の $|\boldsymbol{\omega}_T|$ の分布を示したものである。Fig.5.3.4の $|\boldsymbol{\omega}_T|$ の分布形状はFig.5.3.1の $|\boldsymbol{\omega}|$ の分布とほとんど一致し、渦度の大部分の成分が $\boldsymbol{\omega}_T$ の成分であることが

わかる。また、 ω_T の $y-z$ 平面内成分をベクトル図で表すと、Fig. 5.3.5 のようになり、その強さ分布を等値線図で表すと Fig. 5.3.6 に示すようになる。 ω_T の $y-z$ 平面内成分はいずれの断面でも全周にわたって円周方向を向いており、等渦度線は同心円形状をしている。渦度の広がる領域は、背面側の方が正面側に比べてやや厚く、渦度の強さは正面側の方が強くなっている。 ω_T の x 軸方向成分の強さ ω_{Tx} の分布を Fig. 5.3.7 に示す。Fig. 5.3.6 の x 軸に垂直な断面内の成分に比べ ω_{Tx} は、1/10 以下の大きさとなっており、 ω_T の大部分が $y-z$ 平面内の成分であることがわかる。 ω_{Tx} は、対称面においては 0 となり、側面で強くなる傾向を示す。 $y-z$ 平面内でこの成分が最も大きくなる位置は、側面のやや正面側に近い位置にあることがわかる。また、断面内の ω_{Tx} の極大値は、下流の断面ほど値が小さくなっていることがわかる。

次に、Fig. 5.3.8 に $|\omega_L|$ の分布を $y-z$ 平面内における等値線図で示す。 $|\omega_L|$ は $|\omega_T|$ の大きさに比べて小さく、 ω_T の x 方向成分と同程度の大きさとなっている。 $|\omega_L|$ は、対称面で 0 となり、側面で強くなる傾向がある。また、 ω_L の分布形状は、正面側で薄く背面側で厚くなっており、断面内で $|\omega_L|$ の最も大きい位置は側面のやや背面側に近い位置にある。次に、 ω_L の x 方向成分の強さ ω_{Lx} の分布を Fig. 5.3.9 に示す。 ω_{Lx} の分布は、 $|\omega_L|$ と同様の形状となり、これらの断面では ω_L はほぼ x 軸方向を向いていることがわかる。また、断面内における渦度の極大値の大きさは、 ω_{Tx} とは逆に下流の断面ほど強くなる傾向を示す。

以上からわかるように、渦度の x 方向成分 ω_x は、大きな値をもつ境界層の渦度 ω_T と境界層内の 2 次流れ成分などにより生じる渦度 ω_L の x 方向成分からなり、小迎角斜航回転楕円体の場合、これら二つの成分はほぼ同程度の大きさとなっている。二つの渦度成分

は渦度のピークの位置や拡散の様相が異なる。 ω_{Tx} が正面側で強く ω_{Lx} が背面側で強い傾向を示し、 ω_{Tx} が後方の断面ほど弱くなるのに対し、 ω_{Lx} は逆に強くなる。縦渦である ω_x の分布は、これら二つの重ね合わせにより、側面で極大値をもつ分布形状が形成されていることがわかる。

5.3.3 回転楕円体後流の渦度場の構造

物体表面近くの渦度場の構造は前節で調べたように、渦度の大部分は円周方向の成分であるが、 x 方向に軸をもつ渦度、いわゆる縦渦は正面側に渦度の極大値をもつ ω_{Tx} と背面側に極大値をもつ ω_{Lx} の合成により構成されていることがわかった。このように、回転楕円体表面で生成された渦度は、流れとともに後流にはこび去られるが、これらの渦度分布の物体後流における挙動を調べた。

Fig.5.3.10, Fig.5.3.11, Fig.5.3.12 に回転楕円体後流における ω , ω_T , ω_L の強さの分布を、 x 軸に垂直な断面における等値線図で示す。図中一様流は横流れ成分が左から右にむかって流れている。それぞれの図は、物体のすぐ後ろの断面である $x=1.1$ と $x=1.5$, 1.9 の断面における渦度の分布である。Fig.5.3.1とFig.5.3.4の $|\omega|$ と $|\omega_T|$ の比較でもみられたように、Fig.5.3.10, Fig.5.3.11の渦度分布から物体後流において $|\omega|$ と $|\omega_T|$ の分布はほぼ同一である。すなわち、後流においても渦度の大部分を ω_T が占めていることがわかる。これらの渦度は同心円状の分布をしており、中心付近の値はあまり変わらないが、平均的には後流の断面ほど渦度の値は小さくなり、 $|\omega|=1.0$ の等渦度線を基準に渦度のひろがる領域をみるとその面積は徐々に小さくなっている。

一方Fig.5.3.12の $|\omega_L|$ の分布は、物体直後の $x=1.1$ の断面ではFig.5.3.9の $x=1.0$ の断面に比べ渦度が大きくなっていて、

対称面をはさんで強いピークが存在することがわかる。また、物体直後で強くなった ω_L は後方の断面でも余り強さは変わらず、 ω_L のひろがる領域の大きさもあまり変わらない。 ω_L の後端近くでの挙動をさらに詳しく調べるため、 $x-y$ 平面およびそれに 45° の角度で交わる x 軸を含む断面における $|\omega_L|$ の分布をFig.5.3.13に示す。この図でわかるように、回転楕円体後端で強い ω_L が発生し、それが後流に広がっている。物体後端付近では、Fig.5.2.1の速度分布でみたように、流速が非常に遅くなっているために速度の方向が容易に変化し、しかも全体の渦度 ω の大きさは ω_L に比べて大きいため、速度と渦度のベクトルのなす角の変化から強い ω_L が現れるのではないかと考えられる。

次に、 ω_x の物体後方における分布をFig.5.3.14に示す。 $x=1.1$ における ω_x の強さは全体的には $x=1.0$ と変わらず、後方の断面でもその強さはあまり変化しない。これは、渦度ベクトル全体を表す $|\omega|$ が後方の断面ほど弱くなったことと異なる性質である。また、 $x=1.0$ の物体表面近くでみられた逆向きの渦は、 $x=1.1$ においては、その領域は小さくなり、一部は対称面を越えて反対の側面の渦と結合している。さらに、 ω_x を ω_{Tx} と ω_{Lx} に分離すると、Fig.5.3.15, Fig.5.3.16のようになる。Fig.5.3.15の ω_{Tx} の分布では、 ω および ω_T の分布と同様に後方の断面ほど弱くなっていくのに対し、Fig.5.3.16の ω_{Lx} の分布は渦度の強さおよび分布形状はあまり変わることなく後流へ続いている。これにより、物体後端近くではほぼ同程度の大きさであった ω_{Tx} と ω_{Lx} は、後流では次第に ω_{Lx} のみが残る結果となる。

後流における渦度方程式は、(5.1.1)式の回転をとり、 $\nabla \omega = 0$ と $\partial \omega / \partial t = 0$ であることを考慮すると、

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad (5.3.3)$$

と表される。いま考えている領域において $|\boldsymbol{\omega}_T| \gg |\boldsymbol{\omega}_L|$ であるから、 $\boldsymbol{\omega} \simeq \boldsymbol{\omega}_T$ とおくことができ、 $\boldsymbol{\omega}$ の挙動と $\boldsymbol{\omega}_T$ の挙動がほぼ一致する。また、計算結果においても $\boldsymbol{\omega}$ と $\boldsymbol{\omega}_T$ の分布はほぼ一致している。さらに、 $\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}_T$ は後流中で減衰をする。

一方、 ω_x, ω_L の縦渦については、 $\boldsymbol{\omega}$ に比べて値は小さいものの後流においては減衰していない。渦度方程式の x 方向成分をとりだすと、

$$\begin{aligned} [x] \quad & u \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \\ &= \left(\omega_x \frac{\partial u}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial u}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{Rn} \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial^2 z} \right) \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

となる。左辺は渦度の対流を表し、右辺第一括弧内は渦の伸縮、第二括弧内は拡散を表す。回転楕円体後流では、後端で剝離のためにほぼ静止する流れが再び一様流にまで加速するため、 $\partial u / \partial x$ が顕著となり、 ω_x の拡散は抑えられる。計算結果においても同様に ω_x はその値が小さいにもかかわらず、減衰しない結果が得られている。これは、物体後流における主流方向の速度の増加と縮流による渦による縦渦の伸長による効果である。

5.4 第5章の結論

小迎角斜航回転楕円体まわりの流れについて、有限差分法を用いて Navier-Stokes方程式の $Rn=500$ における数値解を求め、物体後端近くおよび後流における渦度場の構造の検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

(1) 小迎角斜航回転楕円体の流れの計算の結果、低レイノルズ数の場合であったが、後端近くで正面側に結節点をもつ剥離が発生している結果を得た。また、回転楕円体後方ではバブルを形成する流れが得られ、可視化実験でみられた小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの特徴を表す計算結果を得た。

(2) 小迎角回転楕円体の場合、渦度場のほとんどは回転楕円体円周方向の成分であり、物体近くの領域では x 方向の渦度成分は円周方向の渦度成分の大きさに比べ $1/10$ 程度であることがわかった。

(3) 渦度を局所的に流れの方向の渦度成分 ω_L と流れに垂直な渦度の成分 ω_T に分離して3次元渦度場の構造を分析することにより、二つの渦度成分は異なる性質を示すことがわかった。 ω_T は物体先端付近において強い渦度が生成されそれが後方に広がるのに対し、 ω_L は物体後端に近づくほどその値は大きくなり、物体後端で強い ω_L が生成されるのがわかった。

(4) 物体後流における縦渦成分 ω_x は、その値が小さいにもかかわらずあまり減衰しないことがわかった。これは後流における主流方向速度の増加と縮流による縦渦の伸長による効果であると考えられる。また、物体表面近くでは ω_L と ω_T のそれぞれの x 方向成分である ω_{Lx} と ω_{Tx} の強さは同程度であるが、物体後方の断面では ω_{Tx} は弱くなり、後流の断面ほど ω_x のうち ω_{Lx} の成分のみが残ることがわかった。

第6章 結 論

本論文は、船体および回転楕円体などの細長体が斜航するときの3次元剝離流場を実験、計算の両面から検討したものである。本研究で得られた成果をまとめると以下ようになる。

まず、第2章において小迎角斜航回転楕円体における剝離線の形状について、流れの可視化実験から、その形状が側面からみたときに前に凸な弓形の形状になることを示した。このとき流れの観察から、側面の剝離線上には鞍点に相当する流れの特異点が存在し、対称面には結節点に相当する流れの点があることを示した。さらに、可視化実験で観察された数種類の異なる流れのパターンに対して、位相幾何学的考察を行うことにより、その妥当性を確かめた。また、中迎角で斜航する回転楕円体の場合には、回転楕円体中央付近では自由渦層型の剝離が生じているのに対して、後端近くでは自由渦層型の剝離に加えて特異型剝離も混在する流れとなっていることが可視化された流れの観察より確かめることができた。これまであまりわかっていなかった中迎角斜航回転楕円体後端付近の流れに対して、小迎角の場合に観察された正面側対称面近くに2つの渦状点をもつバブル型剝離の流れのパターンと剝離線形状の関係を中迎角の場合の後端近くの流れに適用して考察を行った。これにより、剝離線上に渦状点を有する流れを用いて、中迎角斜航回転楕円体後端近くの物体表面の流れのパターンを簡潔に説明することができた。本章で求められた剝離位置は、第4章の渦層近似を用いて行う流れの計算に必要な剝離位置のデータとして使用した。

第3章においては、表面圧力計測および5孔管による流場計測により、実験的に斜航回転楕円体および斜航船体の剝離流場の調査を行った。表面圧力計測については、第2章で得られた表面近くの流

れと剝離位置をあわせて検討し、剝離の発生と圧力場の変化について考察を行った。また、表面圧力分布を積分することにより物体の長さ方向の横力分布を求め、実験的に物体形状と迎角の変化による横力分布の違いを調査した。5孔管による流場計測からは、剝離渦の位置、分布形状を求めた。これにより、中迎角で斜航する回転楕円体の場合にはあまり強い渦核は作らず、物体表面に沿った比較的薄い渦領域を形成し、斜航船体の場合には背面側船側に強い渦核をもつ剝離渦が存在することが確かめられた。また、回転楕円体の場合、迎角が大きくなると横力の長さ方向の分布形状が小迎角、中迎角の場合と異なる形状になる結果が得られた。これらの計測結果は、第4章で実施した渦層近似を用いた流れの計算結果の妥当性の検証にも用いられた。

第4章においては、渦層近似を用いた流れの計算を中迎角斜航回転楕円体と斜航船体まわりの流れに対して、連続した循環分布をもつ渦層としての剝離渦の取り扱いと渦層先端の巻き込みを考慮した離散化法を採用して実施した。計算結果は、渦層先端の巻き込みをある程度表わすことができ、計算結果と第3章の流場計測結果の渦度分布と比較することにより、計算から得られた自由渦層の形状は比較的よい結果を与えていることがわかった。また、運動量定理を用いて計算から得られる横力分布は、第3章で実験により得られた表面圧力分布を積分して得られる横力分布の傾向を定性的にとらえることができた。

第5章においては有限差分法を用いた流れの計算から、小迎角斜航回転楕円体まわりの流れを求めた。計算結果は、第2章、の可視化実験とレイノルズ数、細長比の違いがあるものの、計算によって流れの可視化で観察された小迎角斜航回転楕円体まわりの流れの特徴を表現することができた。また、回転楕円体後半部および後流に

おける渦度場を検討し、剝離渦の流場内での挙動に関する考察を行った。さらに、計算から得られた渦度場に関して、縦渦と境界層内の渦度の近似的な分離を考え、渦度場の構造の調査を行った。これにより、境界層内の渦度と縦渦のための渦度の主な発生場所の違いや、それぞれの渦度成分の渦度の分布形状の変化する挙動の違いを求めることができた。また、主流方向の流速の増加と縮流の影響で縦渦は回転楕円体後流では余り減衰しないことが確かめられたが、計算結果の分析からこれは後流の縦渦の渦度分布のうち流線方向の渦度成分が長く残るためであるという結果を得ることができた。

これらより、船体および回転楕円体が斜航するときの剝離流場に関して、流体力学的立場から3次元剝離渦の構造を明らかにし、工学的立場からは斜航角の変化に伴う横力特性およびその流体力学的メカニズムに関して新たな知見を得ることができた。

謝 辞

斜航回転楕円体ならびに船体まわりの3次元剝離流場に関する研究を終えるにあたり、終始熱心な御指導を賜った大阪大学田中一郎教授に深く感謝します。

大阪大学鈴木敏夫教授には、多くの御援助と御助言を頂きました。ここに、厚く御礼申し上げます。大阪大学講師松村清重先生には、日頃から暖かい激励と種々の御教示を賜りましたことに深く謝意を表わします。大阪大学助手戸田保幸先生には、多くの適切な御助言と暖かい激励を頂きましたことに感謝します。

大阪府立大学姫野洋司教授には、貴重な御助言と熱心な討論ならびに多くの御援助を頂きました。ここに、心から御礼申し上げます。

大阪大学浜本剛実教授には、論文の内容について貴重な御意見を賜りましたことに御礼申し上げます。大阪大学船舶試験水槽大西啓二技官、大阪大学研究用風洞五十嵐一孝教務員には、実験に際しまして御助言、御協力頂きましたことに感謝します。さらに、共にこの研究に取り組まれました則武義典氏、西川知良氏、植田洋史氏に感謝します。また、研究遂行にあたり御援助頂きました大阪大学造船学科推進性能研究室、船舶試験水槽関係者ならびに大阪府立大学船舶工学科関係者の皆様に厚く御礼申し上げます。

なお、本研究における数値計算には大阪大学大型計算機センターACOS-2000, SX-2 および大阪府立大学計算機センターACOS-950 を使用したことを付記します。

参考文献

- 1) 小川陽弘，小山健夫，貴島勝郎：MMG報告－I 操縦運動の数学モデルについて，日本造船学会誌，第575号（1977）
- 2) 浜本剛実：操縦性数学モデルの理論的背景，日本造船学会誌，第577号（1977）
- 3) 浜本剛実，野中晃二，溝口純敏：船体に働く流体力の推定法，運動性能研究委員会・第4回シンポジウム「操縦性能の予測と評価」，P19（1987）
- 4) 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）
- 5) 神中龍雄：船体のまわりの流線の計算法について，造船協会論文集，第118号（1965）
- 6) 別所正利：肋骨線に関する考察，造船協会論文集，第122号（1967）
- 7) E.O. Tuck, C. von Kerczek : Streamlines and Pressure Distribution on Arbitrary Ship Hulls at Zero Froude Number, Journal of Ship Research, Vol.12 No.3（1968）
- 8) 井上正祐，貴島勝郎，森山文雄：トリム時の船体操縦微係数の推定，西部造船会々報，第55号（1978）
- 9) 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（1985）
- 10) 松本憲洋，末光啓二：操縦運動時に働く流体力，関西造船協会誌，第190号（1983）
- 11) 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2報，タンカー船型），西部造船会々報，第72号（1986）
- 12) 笹島秀雄，田中一郎，鈴木敏夫，荻野繁之：肥大船船尾流場と縦渦による誘導抵抗（その1），日本造船学会論文集，第128号（1967）

- 13) 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, 第154号 (1983)
- 14) 鈴木敏夫, 塚本 肇: 乱流境界層の縦渦による変形について (第3報) -壁面と縦渦の相互干渉について-, 関西造船協会誌, 第170号 (1978)
- 15) 戸田保幸, 田中一郎, 杉岡 寛, 森 英男: プロペラの作動による三次元境界層の変形, 関西造船協会誌, 第192号 (1984)
- 16) 奥野武俊: 船体表面の摩擦応力分布および境界層内の2次流れに関する研究, 日本造船学会論文集, 第139号 (1976)
- 17) P. J. ローチェ著 高橋亮一, 他訳: コンピュータによる流体力学<上>, ㈱構造計画研究所 (1978)
- 18) P. J. ローチェ著 高橋亮一, 他訳: コンピュータによる流体力学<下>, ㈱構造計画研究所 (1978)
- 19) S. V. パタンカー著 水谷幸夫, 香月正司訳: コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版(株) (1985)
- 20) C.A.J. Fletcher : Computational Techniques for Fluid Dynamics 1 Fundamental and General Techniques, Springer-Verlag (1988)
- 21) C.A.J. Fletcher : Computational Techniques for Fluid Dynamics 2 Specific Techniques for Different Flow Categories, Springer-Verlag (1988)
- 22) C.J. Chen, H.C. Chen : Finite Analytic Numerical Method for Unsteady Two-Dimension Navier-Stokes Equations, Journal of Computational Physics, Vol.53 (1984)
- 23) H.C. Chen, V.C. Patel : Calculation of Trailing-Edge, Stern and Wake Flows by a Time-Marching Solution of the Partially-Parabolic Equations, Iowa Institute of Hydraulic Research, Univ. of Iowa, IIHR Report, No.285 (1985)
- 24) Y. Kodama : Computation of High Reynolds Number Flows Past a Ship Hull Using the IAF Scheme, J. of The Society of Naval Architects of Japan, Vol.161 (1987)

- 25) T. Hino : Numerical Simulation of a Viscous Flow with a Free Surface around a Ship Model, J. of The Society of Naval Architects of Japan, Vol.161 (1987)
- 26) 増子 章, 白瀬 康, 安藤安則, 河合里文 : 数式船型シリーズの粘性数値シミュレーション, 日本造船学会論文集, 第162号 (1987)
- 27) S. Nishimura, H. Miyata, H. Kajitani : Finite Difference Simulation of Ship Waves by the TUMMAC-IV Method and Its Application to Hull-Form Design, J. of The Society of Naval Architects of Japan, Vol.157 (1985)
- 28) 佐藤 徹, 宮田秀明, 馬場信弘, 梶谷 尚 : 船体まわりの波と粘性流の差分シミュレーション法, 日本造船学会論文集, 第160号 (1987)
- 29) V.C. Patel, H.C. Chen, S. Ju : Ship Stern and Wake Flows: Solutions of the Fully-Elliptic Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations and Comparison with Experiments, Iowa Inst. Hydraulic Research, Univ. Iowa, IIHR Report No.323 (1988)
- 30) M. Hoekstra : Recent Developments in a Ship Stern Flow Prediction Code, Proc. 5th Int. Conf. Numeric. Ship Hydrodyn., Hiroshima, Japan (1989)
- 31) A. Masuko, S. Ogiwara : Numerical Simulation of Viscous Flow around Practical Hull Form, Proc. 5th Int. Numeric. Ship Hydrodyn., Hiroshima, Japan (1989)
- 32) S. Ishikawa, V.C. Patel : Numerical Simulation of Stern and Wake Flow of a Full Ship at High Reynolds Number, The West-Japan Society of Naval Architects, No.79 (1990)
- 33) F.T. Smith : The Laminar Separation of an Incompressible Fluid Streaming past a Smooth Surface, Proc. Royal Society of London, Series A (1977)
- 34) D.I. Pullin : The Large-scale Structure of Unsteady Self-similar Rolled-up Vortex Sheets, J. Fluid Mech., Vol.88, Part 3 (1978)

- 35) P.T. Fink, W.K. Soh : A New Approach to Roll-up Calculations of Vortex Sheets, Proc. Royal Society of London, Series A (1978)
- 36) A.E. Perry, M.S. Chong : A Series-expansion Study of the Navier-Stokes Equations with Applications to Three-Dimensional Separation Patterns, J. Fluid Mech., Vol.173 (1986)
- 37) H.U. Meier, H.P. Kreplin : Experimental Investigation of the Boundary Layer Transition and Separation on a Body of Revolution, Z. Flugwiss Weltraumforsch 4, Heft 2 (1980)
- 38) T. Han, V.C. Patel : Flow Separation on a Spheroid at Incidence, J. Fluid Mech., Vol.92 (1979)
- 39) 林田 滋：迎角を有する回転楕円体まわりの流れについて（続報），西部造船会々報，第69号（1985）
- 40) T. Cebeci, W. Su : Separation of Three-Dimensional Laminar Boundary Layers on a Prolate Spheroid, J. Fluid Mech., Vol.191 (1988)
- 41) S. Shirayama, K. Kuwahara : Patterns of Three-Dimensional Boundary Layer Separation, AIAA 25th Aerospace Sciences Meeting, Nevada (1987)
- 42) 松村清重，田中一朗，沖 俊英，岸 進：細長体の非線形揚力特性について ー境界層剝離と渦層の挙動ー，日本造船学会論文集，第154号（1983）
- 43) K.C. Wang : Separation Patterns of Boundary Layer over an Inclined Body of Revolution, AIAA J., Vol.10 (1975)
- 44) 浅沼 強編：流れの可視化ハンドブック，朝倉書店（1977）
- 45) 植村知正，長谷川泰章：速度分布測定のための流れの可視化画像の高速処理法の開発，流れの可視化，Vol.7 Suppl. (1987)
- 46) 西野耕一，笠木伸英，平田 賢，佐田 豊：画像処理に基づく流れの三次元計測に関する研究，日本機械学会論文集（B編），55巻 510号（1989）

- 47) 木村一郎, 河野吉晴, 高森 年: 時空相関法を用いた流れの三次元画像計測, 可視化情報, Vol.10 Suppl. No.1 (1990)
- 48) E.C. Maskell : Flow Separation in Three Dimensions, RAE Rept. Aero 2565, Royal Aircraft Establishment, Farnborough, England (1955)
- 49) 林田 滋, 姫野洋司: 3次元剝離を伴う限界流線について, 日本造船学会論文集, 第143号 (1978)
- 50) 奥野武俊, 田中紀男, 長谷川祐司: 斜航船体まわりの流場計測, 関西造船協会誌, 第212号 (1989)
- 51) N. Rott : Diffraction of a Weak Shock with Vortex Generation, J. Fluid Mech., Vol.1 (1956)
- 52) 松村清重: 流体力学における摂動法(応用編)、関西造船協会誌, 第201号 (1986)
- 53) O.M. Faltinsen, B. Pattersen : Vortex Shedding around Two-Dimensional Bodies at High Reynolds Number, 14th Symp. on Naval Hydrodynamics (1980)
- 54) K.W. Mangler, J.H.B. Smith : A Theory of the Flow past a Slender Delta Wing with Leading Edge Separation, Proc. Royal Society of London, Series A (1959)
- 55) T. Kawamura, K. Kuwahara : Computation of High Reynolds Number Flow around Circular Cylinder with Surface Roughness, AIAA Paper, No.84-0340 (1984)
- 56) 田辺尚紀, 姫野洋司: 2次元N-S方程式の数値解法スキームの検討, 関西造船協会誌, 第212号 (1989)

主論文

1. 西尾 茂, 田中一朗, 則武義典: 斜航回転楕円体まわりの剝離流場に関する研究, 関西造船協会誌, 第207号 (1987)
2. 西尾 茂, 田中一朗, 植田洋史: 斜航船体まわりの剝離流場に関する研究, 関西造船協会誌, 第210号 (1988)

3. 西尾 茂，則武義典，田中一郎：小迎角斜航回轉楕円体の表面圧力に関する実験的研究，関西造船協会誌，第211号（1989）
4. 西尾 茂：小迎角斜航回轉楕円体まわりの流れの計算と渦度場に関する考察，日本造船学会論文集，第168号（掲載予定）（1990）

付 録

表面圧力計測の不確かさ解析

表面圧力計測の不確かさ解析を、回転楕円体の場合について迎角、一様流速、圧力に対して行った。

〔迎角〕 回転楕円体の迎角の設定を行うにあたり、風洞のセンターラインおよび床面から回転楕円体までの距離を測定して迎角を求める幾何学的方法と、回転楕円体表面の圧力分布から五孔管の解析手法を用いて迎角を求める流体力学的方法の二つの方法により迎角を計測した。二つの方法により計測された迎角の比較を Table A-1 に示す。ここで流体力学的方法においては、回転楕円体先端付近ではポテンシャル流れになっていると仮定して検定曲線を理論的に与えて、 $\xi = -1.0$ と $\xi = -0.99$ に配置された圧力孔により計測される圧力から迎角を求めた。幾何学的方法において考えられる誤差要因は、風洞側壁からの距離の測定の誤差、風洞の計測胴が移動式であるために計測胴のセンターラインと真の風向の関係が明確でないことなどがあげられる。一方流体力学的方法では、圧力孔の位置、工作の精度、圧力計測時の誤差、検定曲線をポテンシャル流れの圧力から求めたことなどが誤差要因として考えられる。いずれの方法によっても計測された迎角は誤差を含むが、二つの計測結果の平均が真の迎角を与えるものと仮定すると、迎角の誤差の最大値は 0.1° 程度であると考えられる。

〔一様流速〕 一様流の流速は、計測胴先端から約 1 m の位置に設置されたピトー管により計測した。ピトー管の圧力測定には、Table A-2 にその諸元を示す差圧計（マノメター：許容圧力 2000 Pa ）を用いた。差圧計の検定には微圧計（マイクロマノメター：許容圧力 200 Pa ）で計測される圧力を基準圧力に用いた。圧力計測時の一

様流の動圧の平均は237.6Pa、このときの動圧の精密度 $S=1.314\text{Pa}$ であった。これらより、一様流の最大誤差は 0.1 m/sec である。

〔表面圧力〕 表面圧力計測に用いた微圧計およびA-D変換器の諸元を Table A-2 に示す。微圧計に対して基準となる圧力の計測方法がないため、微圧計の0調整ダイヤルを利用してデジタル表示される圧力値とアナログ出力をA-D変換器を用いて計測したときの電圧値との間で、計測系の検定を行った。また、計測値は圧力係数 C_p と一様流の動圧の平均しか記録に残されていないが、直進状態において回転楕円体を中心軸まわりに回転させて、円周方向に異なる位置の圧力を計測しているので、これを用いて計測時の偶然誤差の推定を行った。Fig.A-1 に計測された直進時の圧力分布を示す。横軸は長さ方向を表す z を、縦軸は動圧の2倍 ρU_∞^2 で無次元化した圧力係数 C_p^* を表す。実験点を通る3本の実線は各断面における圧力係数の平均 X とその精密度を S としたときの $X \pm 2S$ の幅を表すものである。比較のために渦なしポテンシャル流れから計算される圧力を実線で示した。

List of tables and figures

- Table 2.1.1 Principal dimensions of models of prolate spheroid.
- Table 2.1.2 Principal dimensions of ship models.
- Table 2.1.3 Experimental condition of flow visualization.
- Table 3.1.1 Experimental condition of surface pressure measurement.
- Table 3.2.1 Experimental condition of flow field measurement.
- Table A-1 Comparison between angles of attack measured by fluid dynamical method and geometrical one.
- Table A-2 Characteristics of measuring devices at pressure measurement.
-
- Fig. 2.1.1 Coordinate systems and definitions of basic quantities.
- Fig. 2.2.1 Photographs of the flow around prolate spheroid at small incidence by flow visualization.
- Fig. 2.2.2 Sketch of surface flow obtained by flow visualization.
- Fig. 2.2.3 Flow pattern near symmetric plane obtained by flow visualization.
- Fig. 2.2.4 The asymmetrical flow pattern near symmetric plane obtained by flow visualization.

- Fig. 2.2.5 Flow pattern near symmetric plane with two focal points obtained by flow visualization.
- Fig. 2.2.6 Transformation process of flow pattern near symmetric plane.
- Fig. 2.3.1 Sketch of surface flow around prolate spheroid at moderate incidence obtained by flow visualization.
- Fig. 2.3.2 Photograph of the flow near the rear end at moderate incidence obtained by flow visualization.
- Fig. 2.3.3 Sketch of surface flow near the rear end at moderate incidence obtained by flow visualization.
- Fig. 2.4.1 Sketch of the location of separation and reattachment lines on the ship hull (SR107 Oil/Ore Tanker)
- Fig. 2.4.2 Sketch of the location of separation and reattachment lines on the ship hull (SR108 Container)
- Fig. 3.1.1 Set-up of experiment for surface pressure measurement.
- Fig. 3.1.2 Apparatus for measurement of surface pressure.
- Fig. 3.1.3 Arrangement of pressure holes on the surface of a ship hull.
- Fig. 3.1.4 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta}=2^\circ$
- Fig. 3.1.5 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta}=4^\circ$

- Fig. 3.1.6 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta}=6^\circ$
- Fig. 3.1.7 Equi-pressure contour of the difference between measured pressure and calculated one.
- Fig. 3.1.8 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta}=10^\circ$ from measurement and separation and reattachment lines obtained by flow visualization.
- Fig. 3.1.9 Equi-pressure contour from measurement and separation and reattachment lines from visualization.
- Fig. 3.1.10 Measured lengthwise lateral force distributions of prolate spheroid at incidence.
- Fig. 3.1.11 Equi-pressure contour from measurement at zero incidence.
- Fig. 3.1.12 Equi-pressure contour from measurement at $\bar{\beta}=5^\circ$
- Fig. 3.1.13 Equi-pressure contour from measurement at $\bar{\beta}=10^\circ$
- Fig. 3.1.14 Measured lengthwise lateral force distributions of a ship.
- Fig. 3.2.1 Five hole pitot tube.
- Fig. 3.2.2 Set-up of experiment for flow field measurement.
- Fig. 3.2.3 Measured velocity vector profile around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.4 Measured wake distribution around prolate spheroid at incidence. ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.5 Measured static pressure distribution around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

- Fig. 3.2.6 Measured total head distribution around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.7 Measured equi-vorticity contour around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.8 Measured velocity vector distribution around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.9 Measured wake distribution around ship hull at incidence. ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.10 Measured static pressure distribution around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.11 Measured total head distribution around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 3.2.12 Measured equi-vorticity contour around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 4.1.1 Illustration of the condition on the vortex shedding.
- Fig. 4.1.2 Calculation model of vortex sheet.
- Fig. 4.2.1 Calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\kappa = 1.21$
- Fig. 4.2.2 Calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\kappa = 1.66$
- Fig. 4.2.3 Calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\kappa = 2.50$
- Fig. 4.2.4 Measured vorticity distribution and calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\varepsilon = 0.17$, $\kappa = 1.21$

- Fig. 4.2.5 Equi-pressure contour from calculation and separation and reattachment lines from visualization.
- Fig. 4.2.6 Calculated lengthwise lateral force distributions of prolate spheroid at incidence.
- Fig. 4.3.1 Calculated vortex layer configuration around ship at incidence ($\bar{\beta}=5^\circ$)
- Fig. 4.3.2 Calculated vortex layer configuration around ship at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 4.3.3 Measured vorticity distribution and calculated vortex configuration around ship at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)
- Fig. 4.3.4 Calculated lengthwise lateral force distribution of a ship at incidence.
- Fig. 4.3.5 The component induced by vortex in the lengthwise lateral force distribution of a ship at incidence.
- Fig. 5.1.1 Flow diagram of numerical computation.
- Fig. 5.1.2 P-Staggered grid system.
- Fig. 5.2.1 Grid system around prolate spheroid.
- Fig. 5.2.2 Computed velocity profiles around prolate spheroid at incidence.
- Fig. 5.2.3 Magnified figure of velocity vector near the rear end.
- Fig. 5.2.4 Computed velocity vector component in the plane of normal to x axis.

- Fig. 5.2.5 Computed velocity on the surface near the rear end.
- Fig. 5.2.6 Computed equi-pressure contour around prolate spheroid at incidence.
- Fig. 5.2.7 Computed equi-pressure contour on the surface of prolate spheroid at incidence.
- Fig. 5.2.8 Computed shear stress vector distribution on the surface of prolate spheroid at incidence near the rear end.
- Fig. 5.3.1 Equi-vorticity contour of total vorticity $|\omega|$ around prolate spheroid at incidence.
- Fig. 5.3.2 Equi-vorticity contour of x-component of total vorticity ω_x .
- Fig. 5.3.3 Definition of locally streamwise vorticity ω_L and locally transverse vorticity ω_T .
- Fig. 5.3.4 Equi-vorticity contour of locally transverse vorticity strength $|\omega_T|$ around prolate spheroid at incidence.
- Fig. 5.3.5 Vorticity vector profile of locally transverse vorticity ω_T .
- Fig. 5.3.6 Equi-vorticity contour of component strength of locally transverse vorticity normal to x axis
- Fig. 5.3.7 Equi-vorticity contour of x-component strength of locally transverse vorticity ω_{Tx} .
- Fig. 5.3.8 Equi-vorticity contour of locally streamwise vorticity strength $|\omega_L|$.
- Fig. 5.3.9 Equi-vorticity contour of x-component strength of locally streamwise vorticity ω_{Lx} .

- Fig. 5.3.10 Equi-vorticity contour of total vorticity strength $|\omega|$ in wake.
- Fig. 5.3.11 Equi-vorticity contour of strength of locally transverse vorticity $|\omega_T|$ in wake.
- Fig. 5.3.12 Equi-vorticity contour of strength of locally streamwise vorticity $|\omega_L|$ in wake.
- Fig. 5.3.13 Equi-vorticity contour of strength of locally streamwise vorticity $|\omega_L|$ near the rear end.
- Fig. 5.3.14 Equi-vorticity contour of x-component strength of total vorticity ω_x in wake.
- Fig. 5.3.15 Equi-vorticity contour of x-component strength of transverse vorticity ω_{Tx} in wake.
- Fig. 5.3.16 Equi-vorticity contour of x-component strength of longitudinal vorticity ω_{Lx} in wake.
- Fig. A-1 Surface pressure distribution on the prolate spheroid at zero incidence.

Table 2.1.1 Principal dimensions of models of prolate spheroid.

Prolate Spheroid		
Length Overall	1.00 m (+0.3 mm)	
Material	Aluminum	
Slenderness Ratio	6 : 1	10 : 1
Diameter of Pressure Holes	1.00 mm	
Number of Pressure Holes	81	72
Diameter of Rear Sting	33.5 mm (± 0.1 mm)	
Length of Rear Sting	450 mm (± 30 mm)	

Table 2.1.2 Principal dimensions of ship models.

Ship Models		
	SR107 (Oil/Ore Tanker)	SR108 (Container)
Lpp	2.00 m	1.75 m
B	0.293 m	0.254 m
d	0.113 m	0.095 m
Radius of Bilge Circle	0.018 m	0.028 m
L/B	6.826	6.890
Cb	0.826	0.572
Cp	0.832	0.589
Cm	0.993	0.970
Diameter of Pressure Holes	1.00 mm	—
Number of Pressure Holes	857	—

Table 2.1.3 Experimental condition of flow visualization.

Uniform Flow Speed	0.13 m/sec (± 0.06 m/sec) $R_n = 1.13 \times 10^5$	
Angle of Attack	Prolate Spheroids	Ships
	$\bar{\beta} = 0^\circ, 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 10^\circ$ ($\pm 0.5^\circ$)	$\bar{\beta} = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ ($\pm 0.5^\circ$)
Model Basin	Circulating Tank	

Table 3.1.1 Experimental condition of surface pressure measurement.

Ship Model (SR107)		
Uniform Flow Speed	20 m/sec ($R_n=2.70\times10^6$)	
Yaw angle	$\bar{\beta}= 0^\circ , 5^\circ , 10^\circ$	
Model Basin	Wind tunnel	
Prolate Spheroid		
Uniform Flow Speed	20 m/sec ($R_n=1.33\times10^6$)	
Angle of Attack	1/6 : $\bar{\beta}= 0.1^\circ , 2.0^\circ , 4.0^\circ , 6.0^\circ , 11.5^\circ , 15.9^\circ$ 1/10 : $\bar{\beta}= 9.2^\circ , 14.1^\circ$	
Number of Measureing Point along ξ -axis	1/6	1/10
	38	19
Model Basin	Wind tunnel	

Table 3.2.1 Experimental condition of flow field measurement.

	Ship Model (SR107)	Prolate Spheroid
Uniform Flow Speed	20 m/sec	
Yaw angle	$\bar{\beta} = 10^\circ$	$\bar{\beta} = 10^\circ$
Traverse Position	x = 0.0 (S.S.5), 0.4 (S.S.3), 0.8 (S.S.1)	$\xi = 0.0, 0.4, 0.7$
Type of 5-hole Pitot Tube	Modified NPL Type	
Pressure Hole Diameter of 5-hole Pitot Tube	1.9 mm ϕ	
Model Basin	Wind tunnel	

Table A-1 Comparison between angles of attack measured by fluid dynamical method and geometrical one.

① Fluid Dynamical	② Geometrical	① - ②
15.60°	15.49°	0.11°
11.49°	11.31°	0.18°
5.04°	4.96°	0.08°

Table A-2 Characteristics of measuring devices at pressure measurement.

Manometers			
Type of Manometer		Digital Manometer	Micro Manometer
Max. Range		2000 Pa	
Errors	Linearity	0.2 % F.S.	0.5 % F.S.
	Hysteresis	0.1 % F.S.	
Response Time		t < 0.2 sec	t < 0.02 sec
Low-pass Filter			
Frequency		1.6 Hz	
A/D Converter			
Sampling Frequency		50 Hz	
Sampling Time		15 sec	

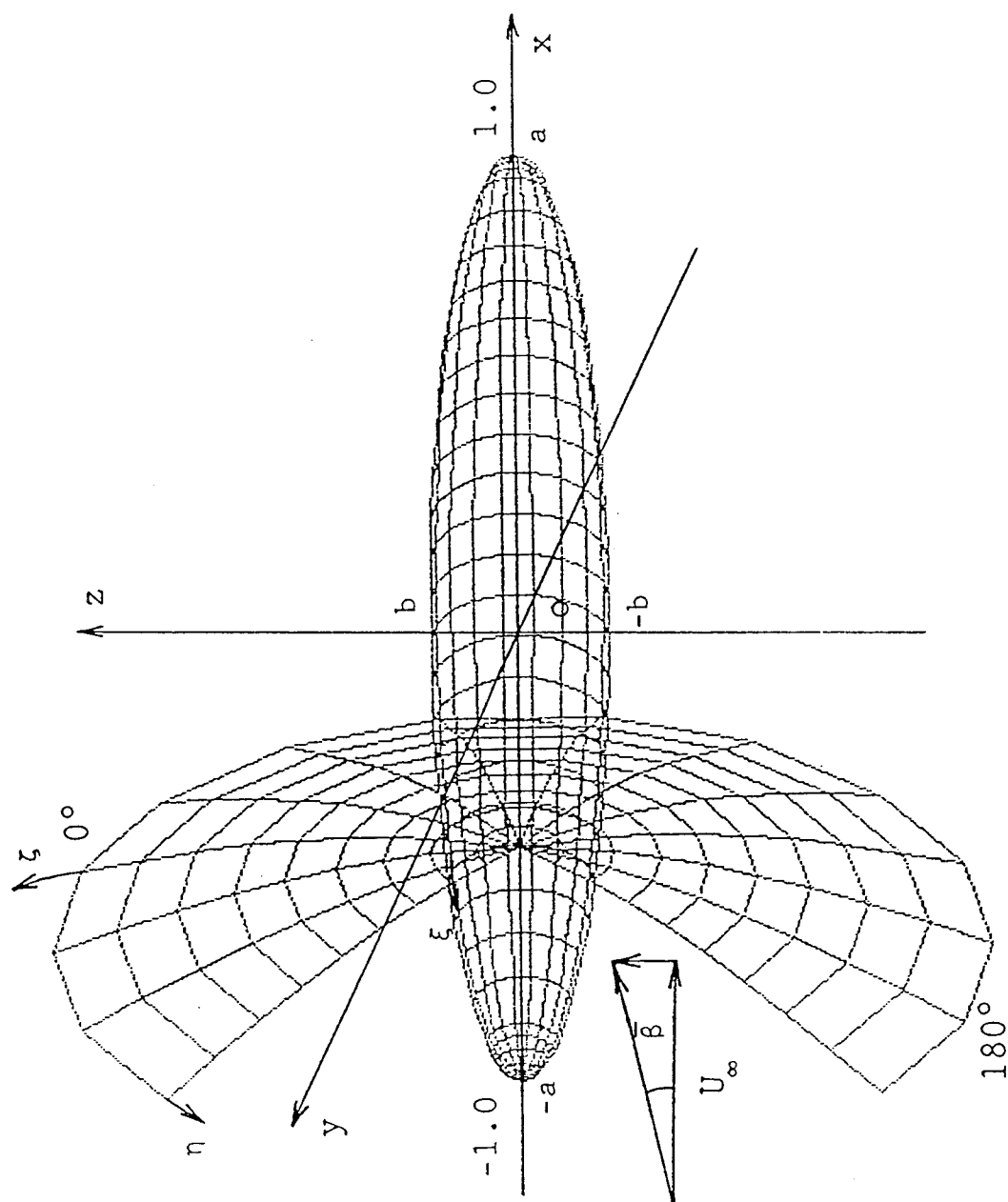


Fig. 2.1.1.1 Coordinate systems and definitions of basic quantities.

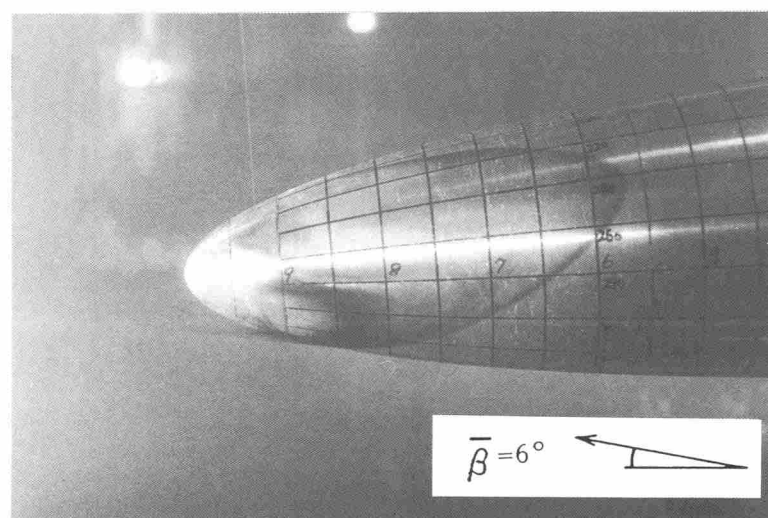
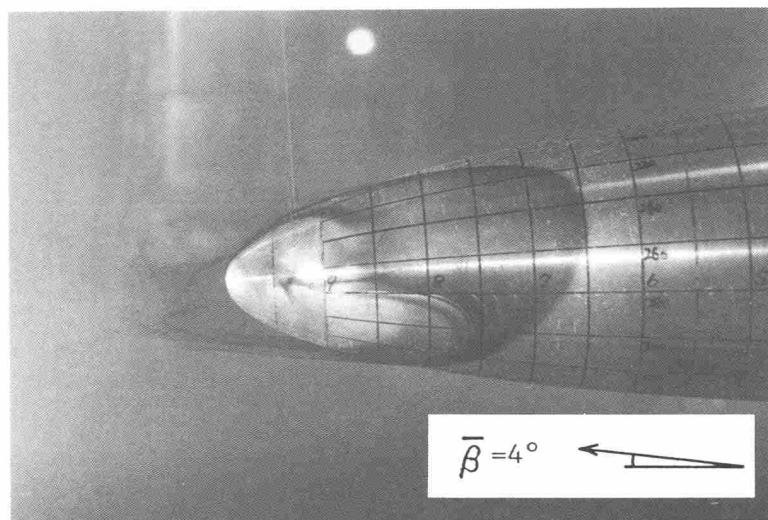
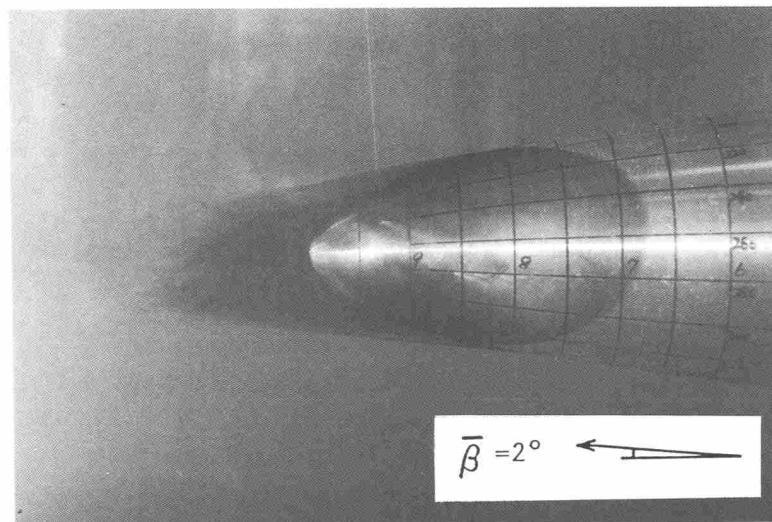


Fig. 2.2.1 Photographs of the flow around prolate spheroid at small incidence by flow visualization.

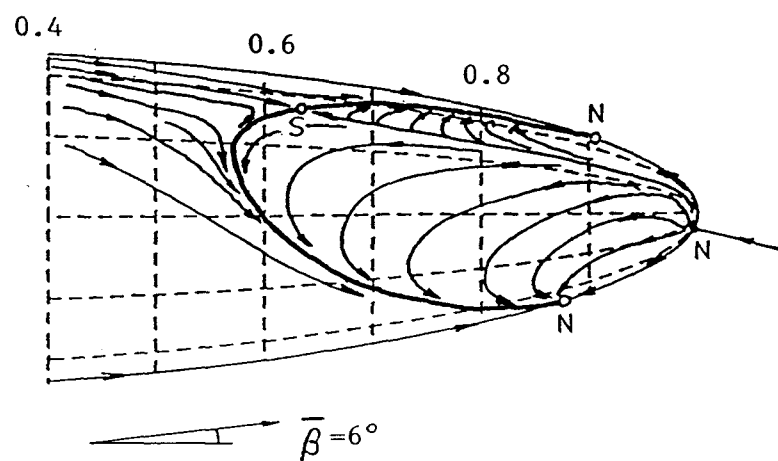
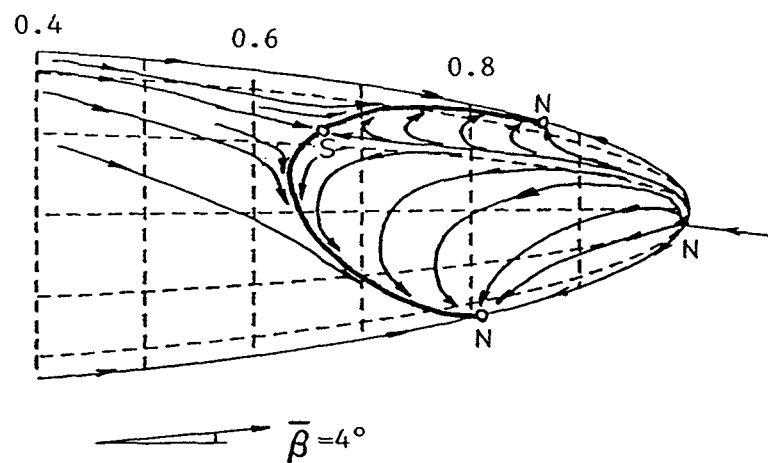
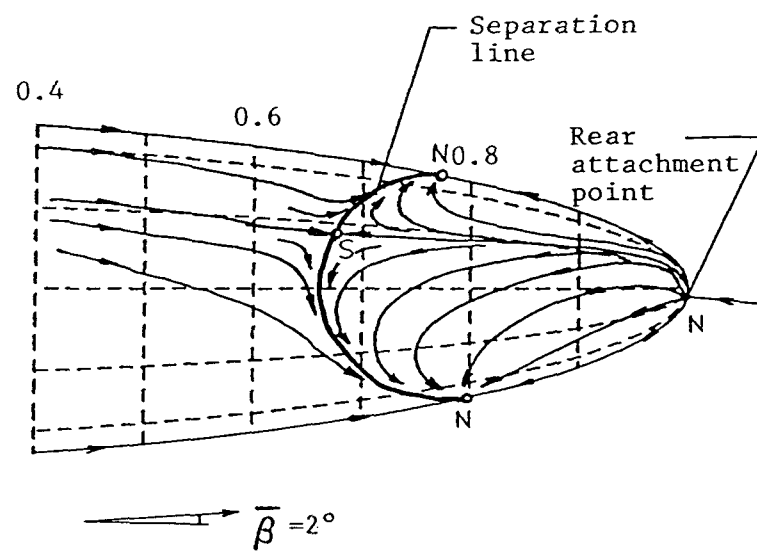


Fig. 2.2.2 Sketch of surface flow obtained by flow visualization.

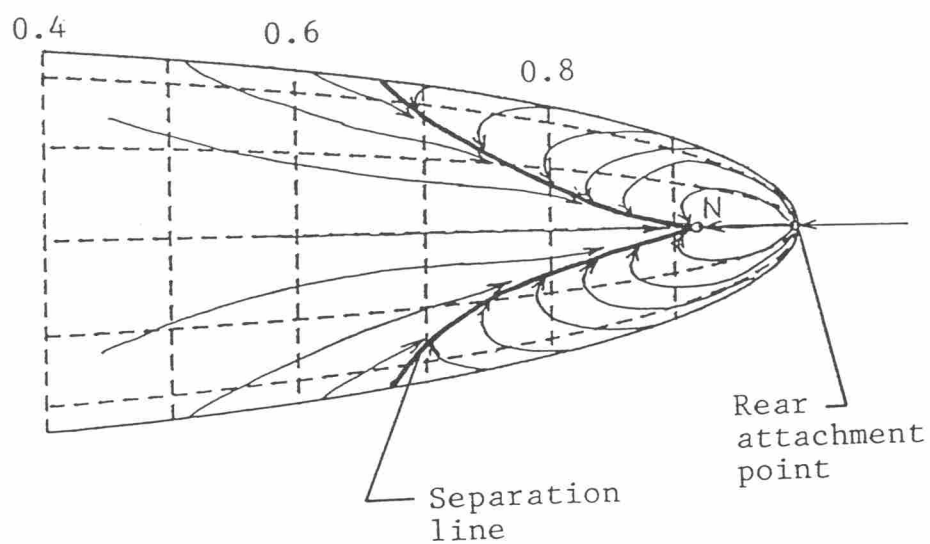
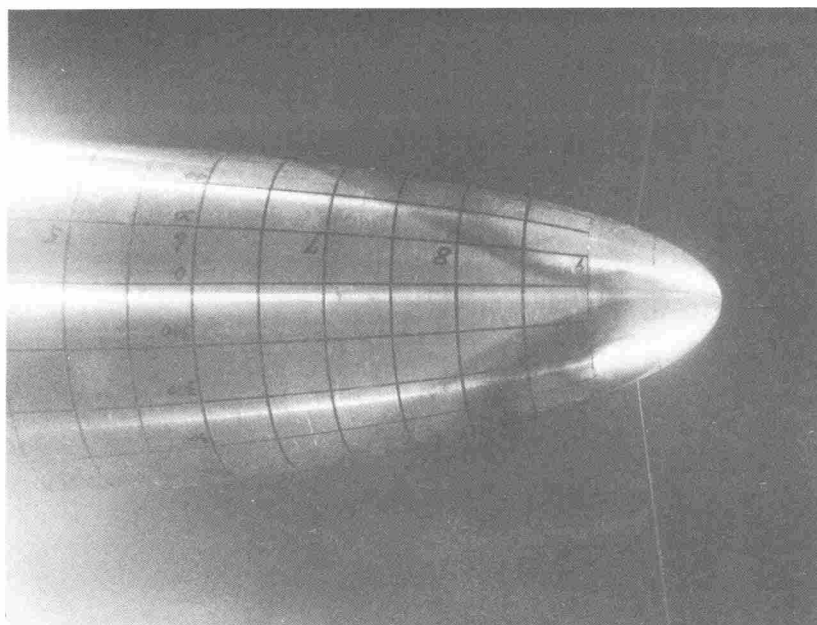


Fig. 2.2.3 Flow pattern near symmetric plane obtained by flow visualization.

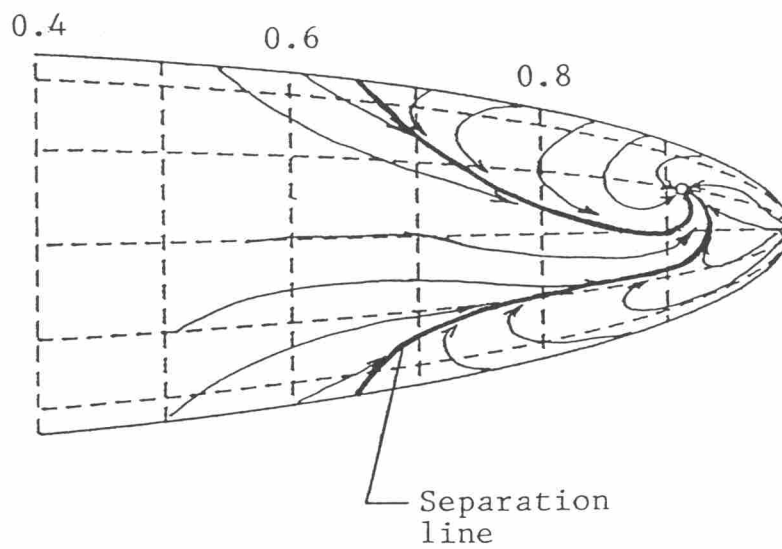
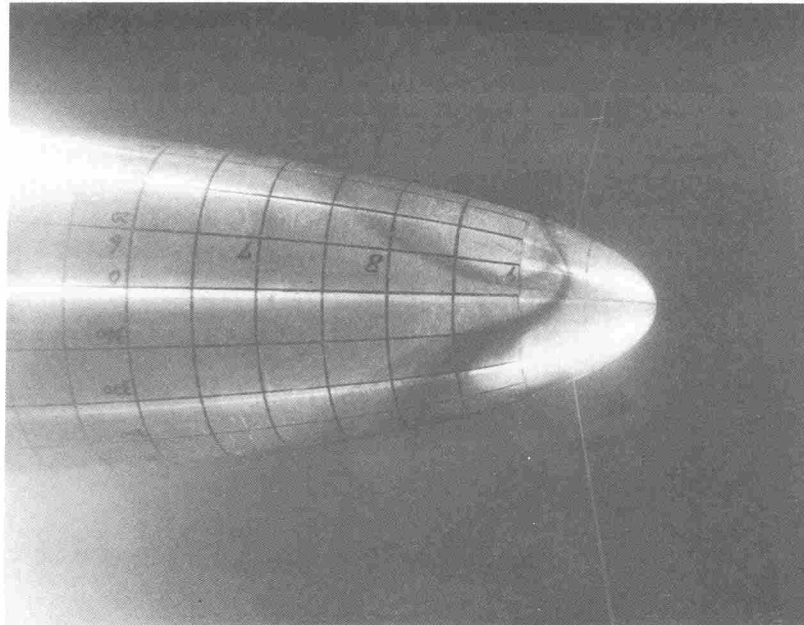


Fig. 2.2.4 The asymmetrical flow pattern near symmetric plane obtained by flow visualization.

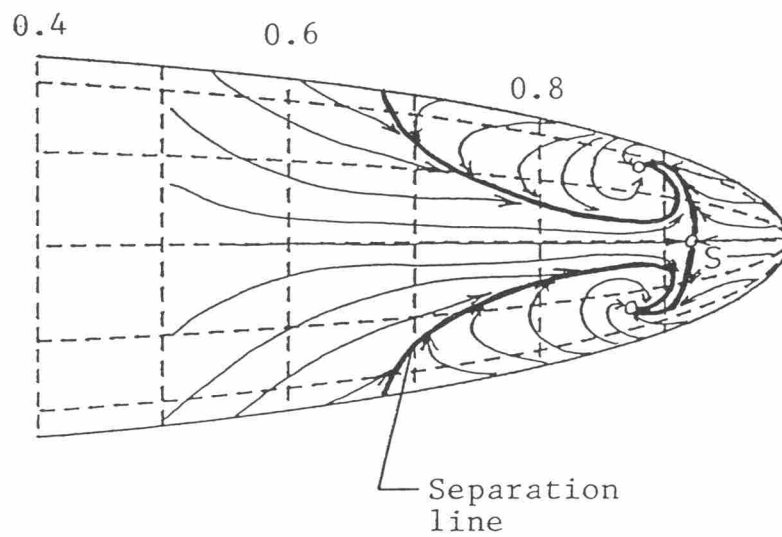
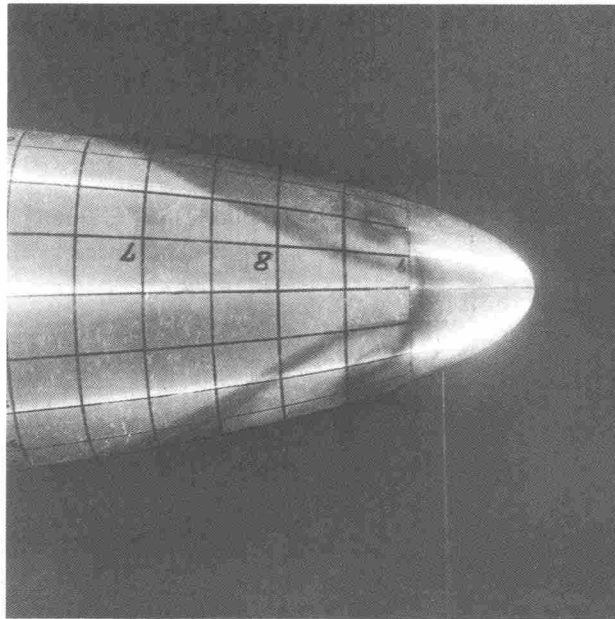
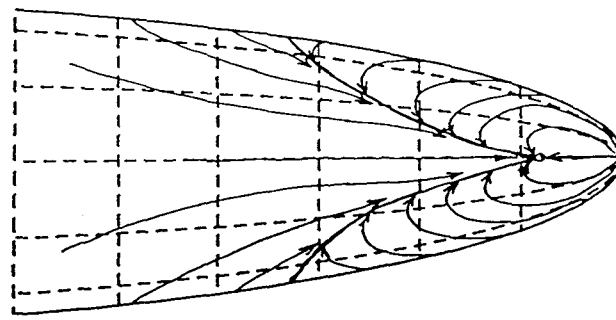
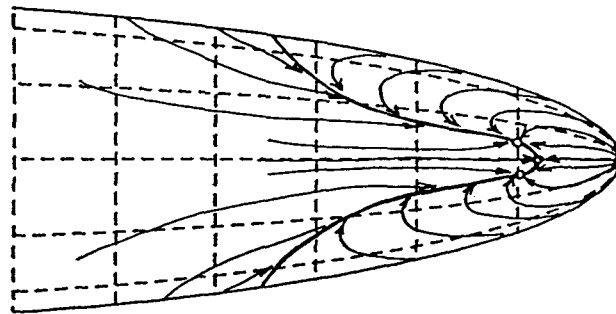


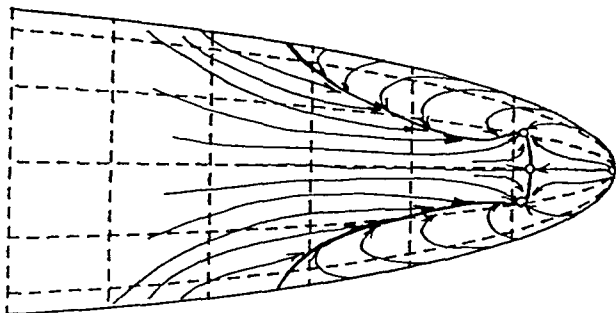
Fig. 2.2.5 Flow pattern near symmetric plane with two focal points obtained by flow visualization.



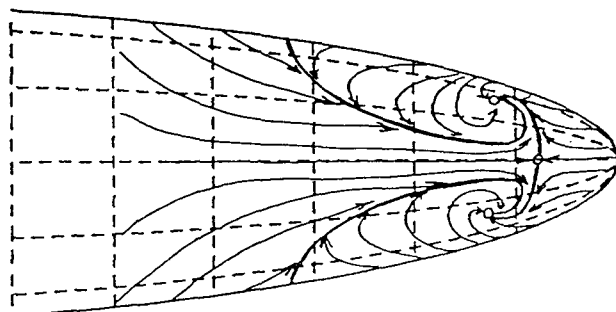
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 2.2.6 Transformation process of flow pattern near symmetric plane.

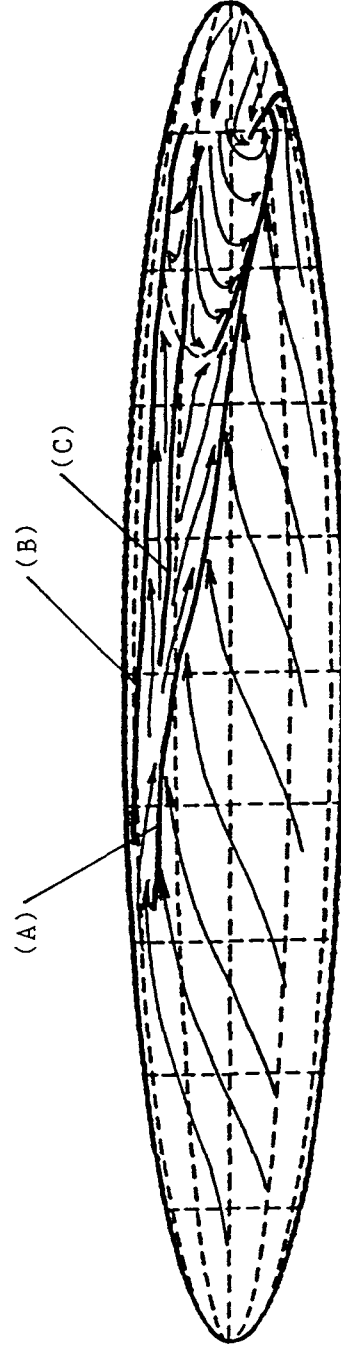


Fig. 2.3.1 Sketch of surface flow around prolate spheroid at moderate incidence obtained by flow visualization.

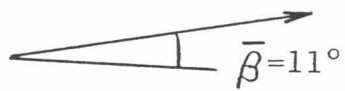
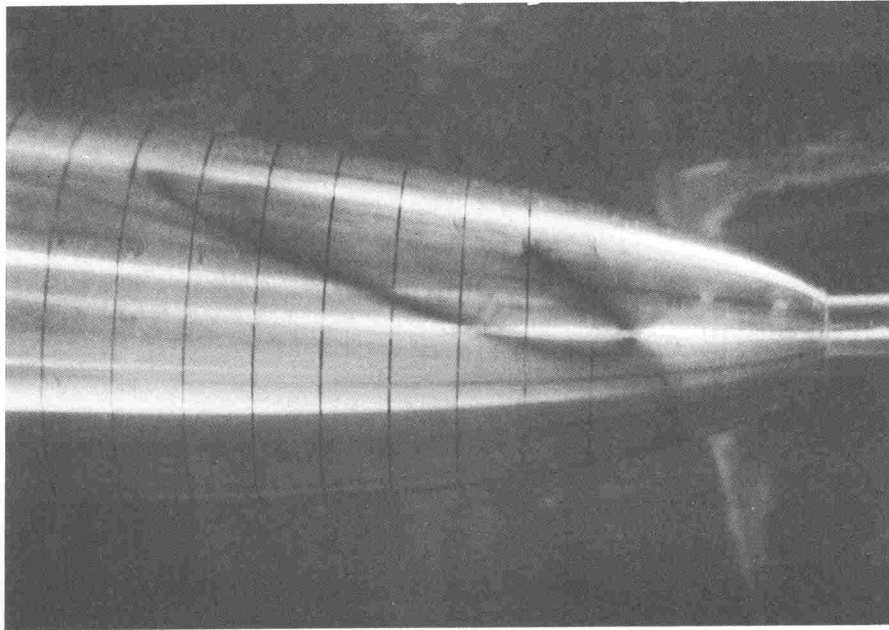


Fig. 2.3.2 Photograph of the flow near the rear end at moderate incidence obtained by flow visualization.

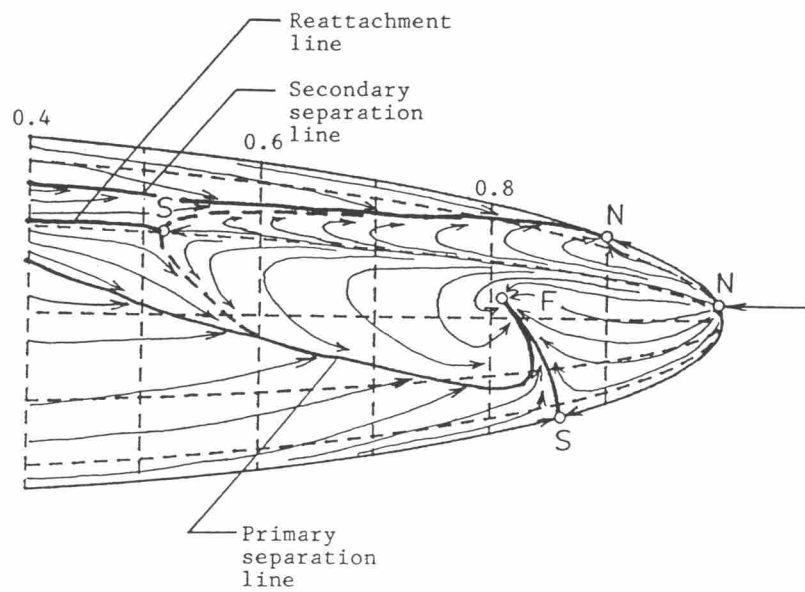


Fig. 2.3.3 Sketch of surface flow near the rear end at moderate incidence obtained by flow visualization.

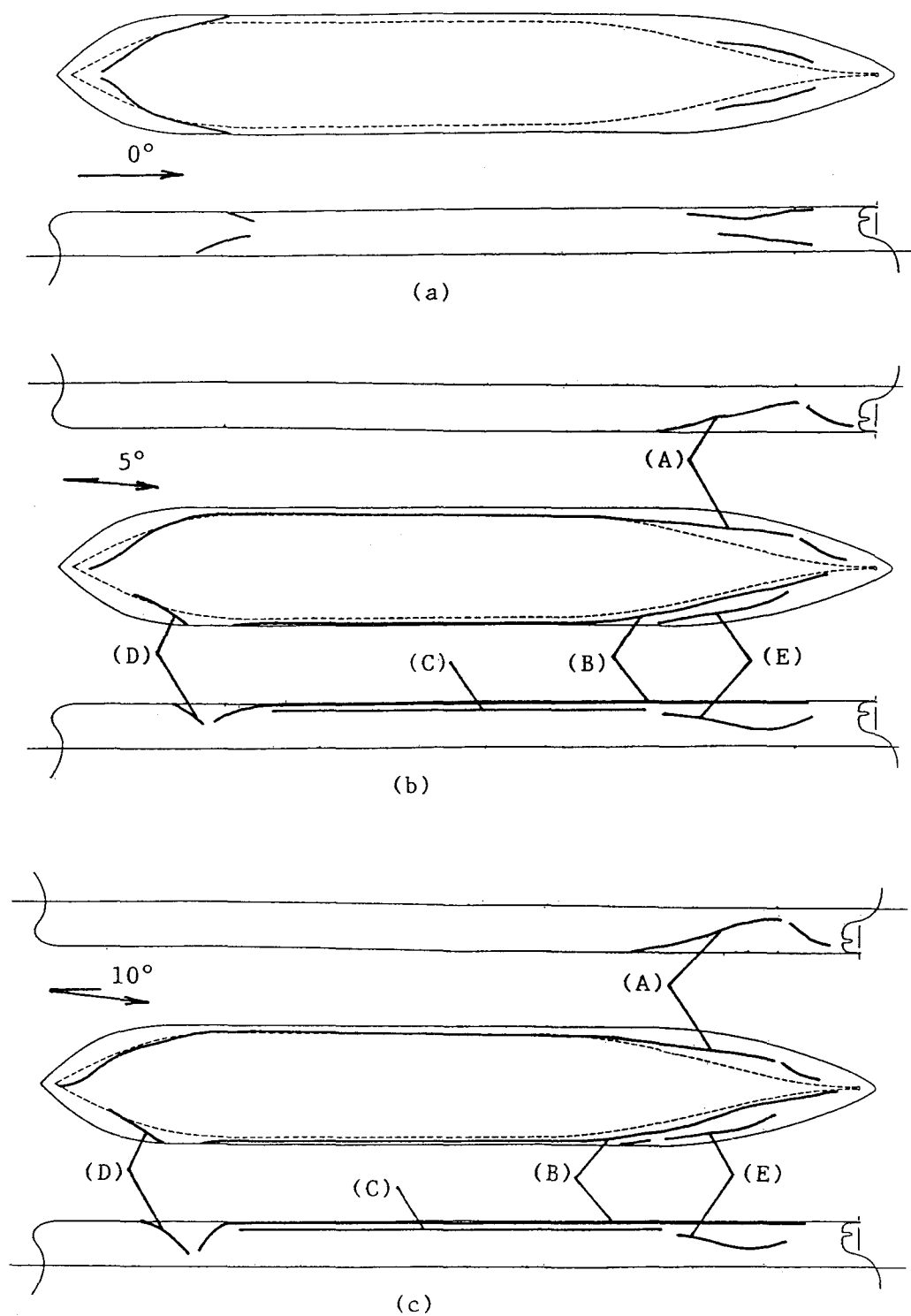


Fig. 2.4.1 Sketch of the location of separation and reattachment lines on the ship hull (SR107 Oil/Ore Tanker)

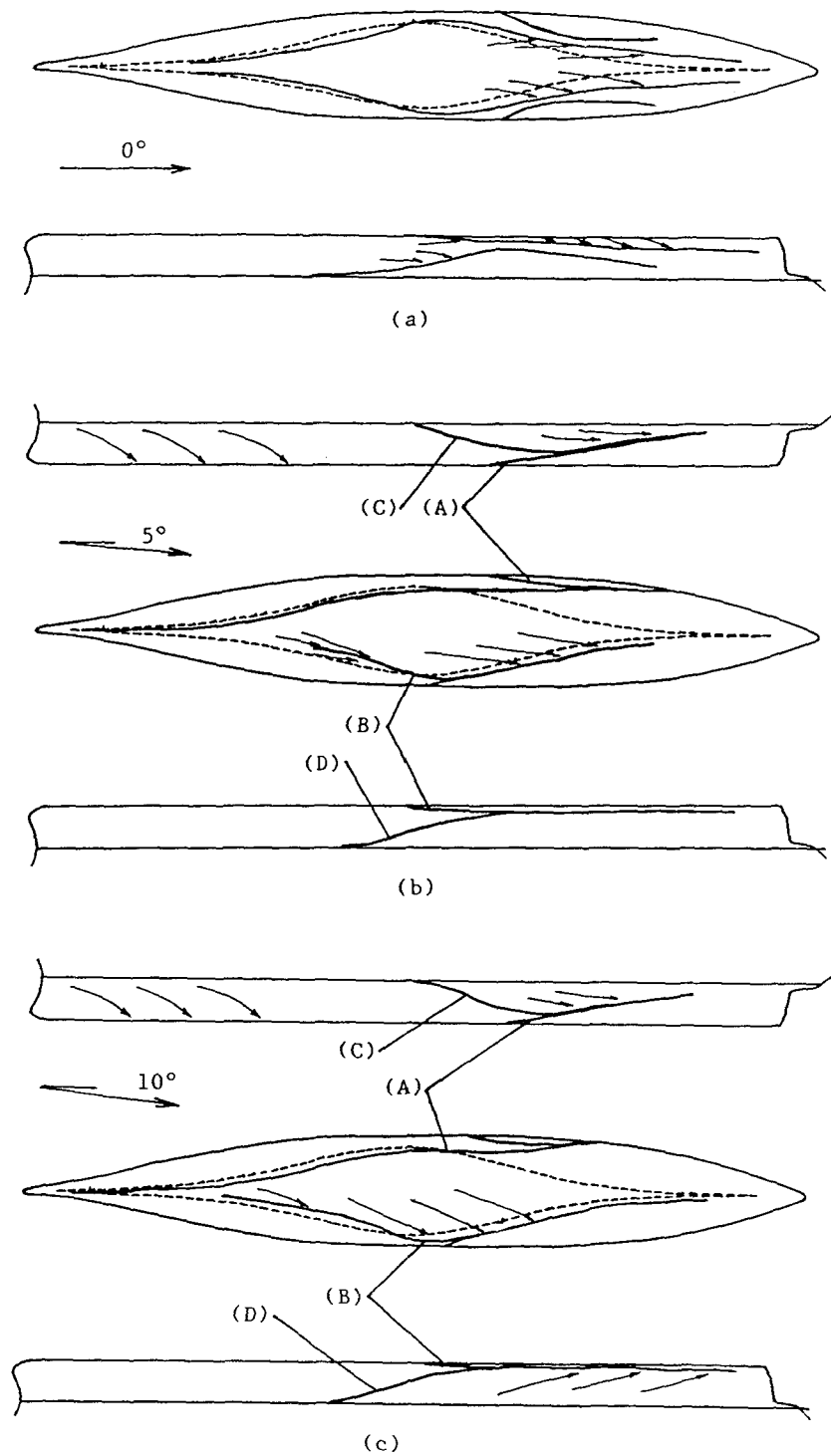


Fig. 2.4.2 Sketch of the location of separation and reattachment lines on the ship hull (SR108 Container)

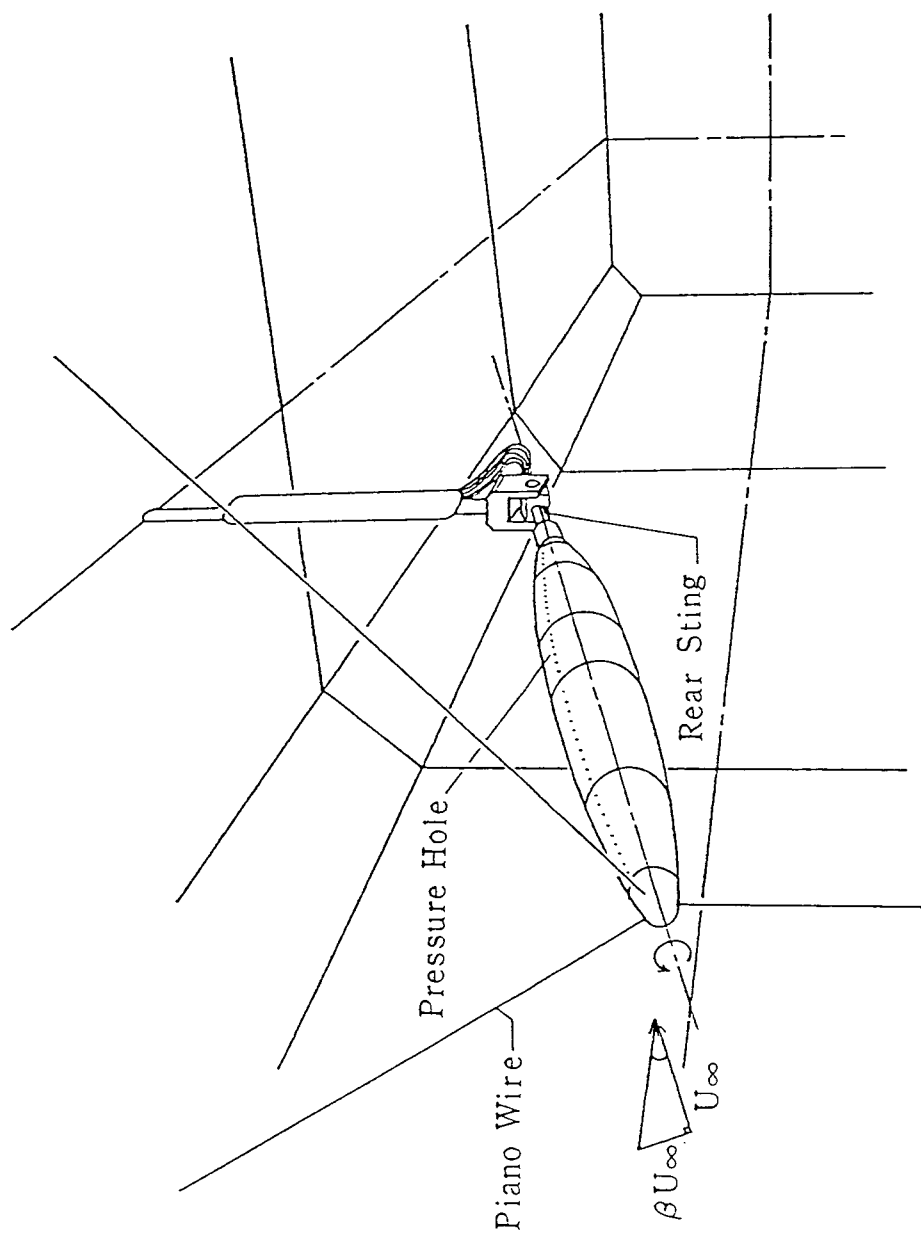


Fig. 3.1.1 Set-up of experiment for surface pressure measurement.

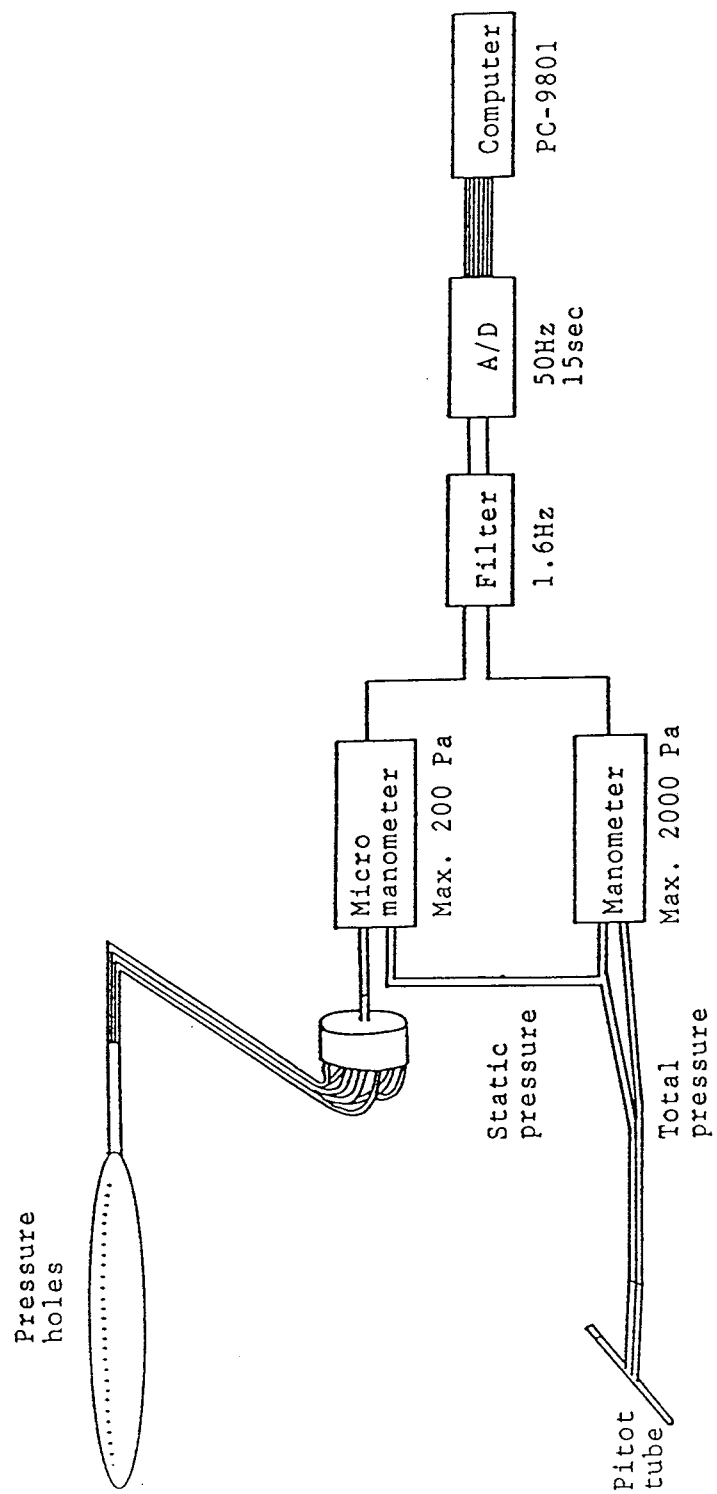


Fig. 3.1.1.2 Apparatus for measurement of surface pressure.

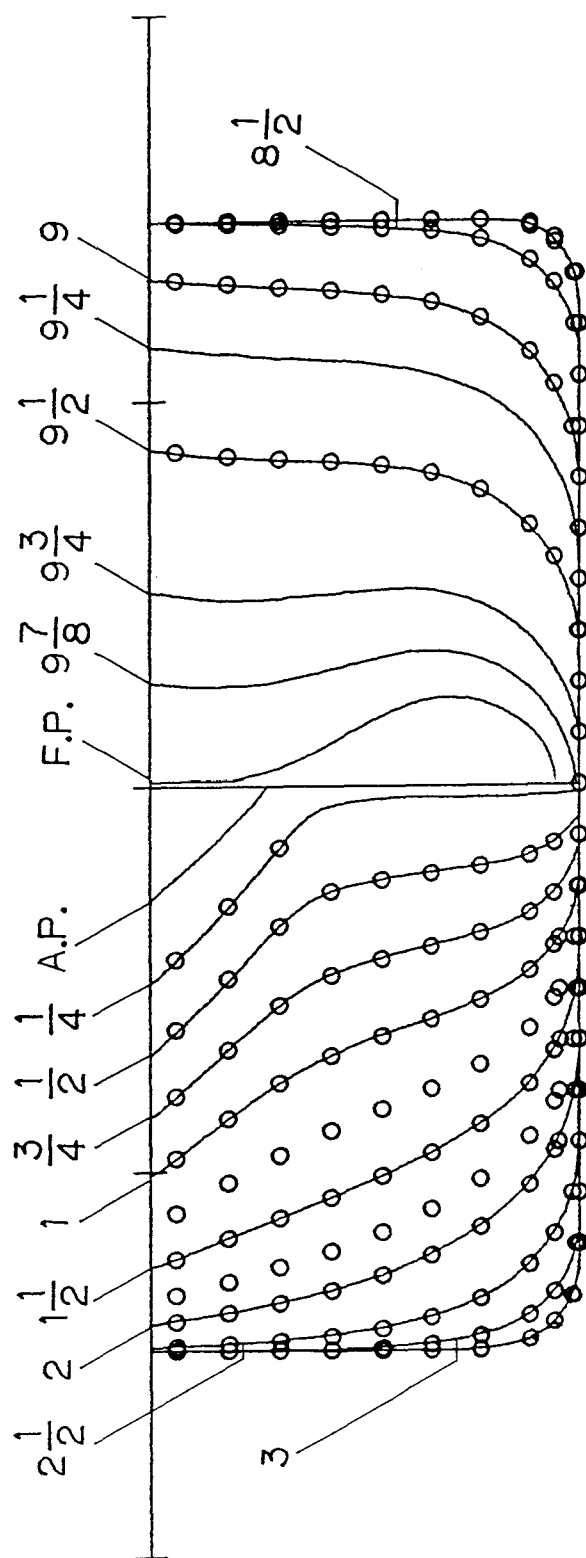


Fig. 3.1.3 Arrangement of pressure holes on the surface of a ship hull.

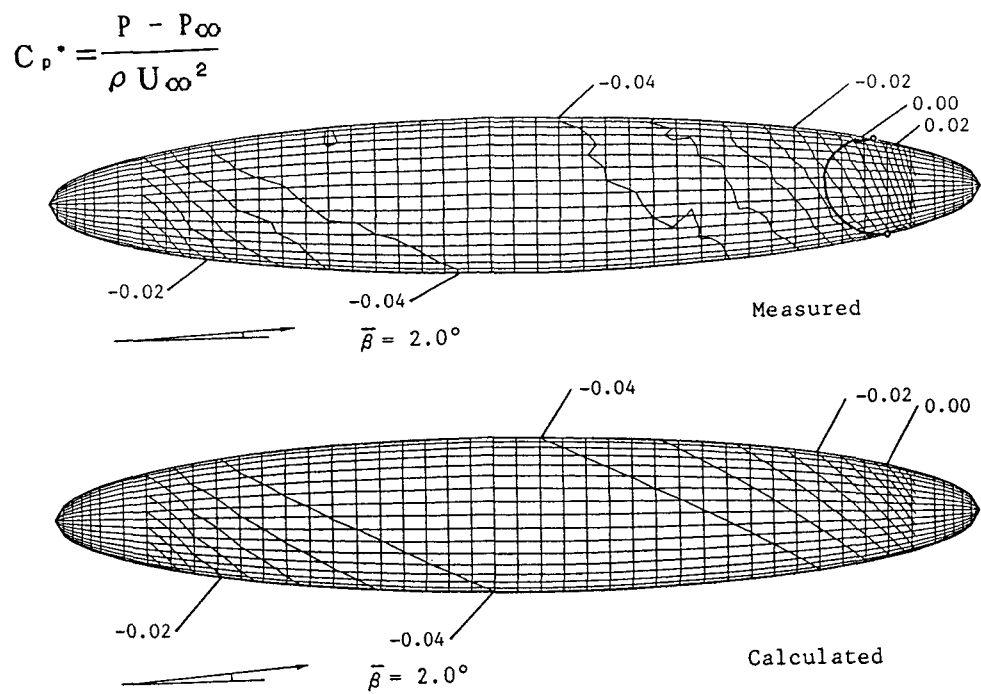


Fig. 3.1.4 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta} = 2^\circ$

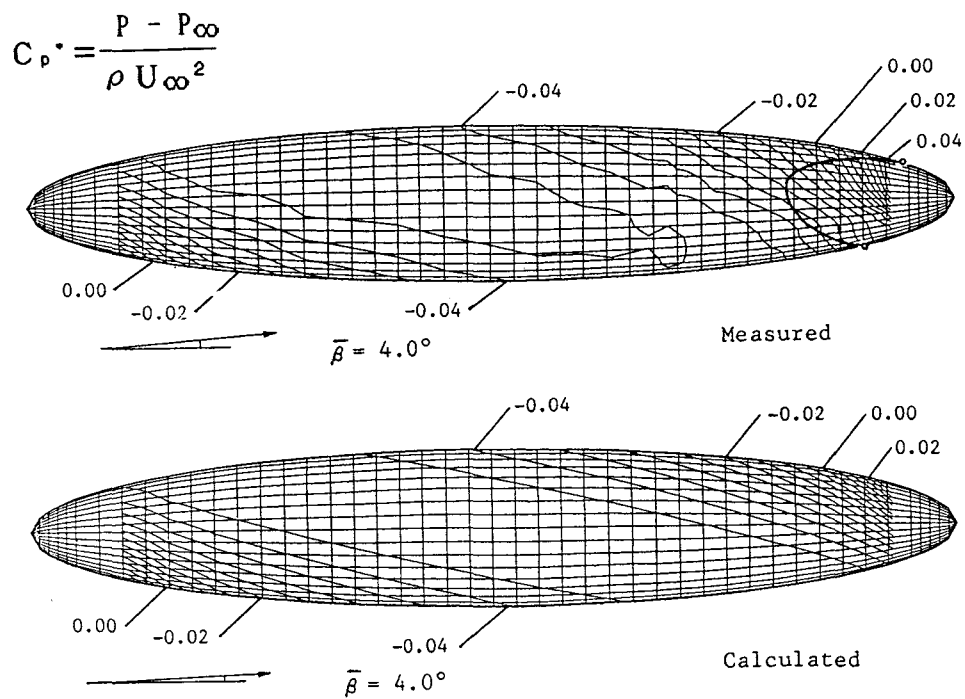


Fig. 3.1.5 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta} = 4^\circ$

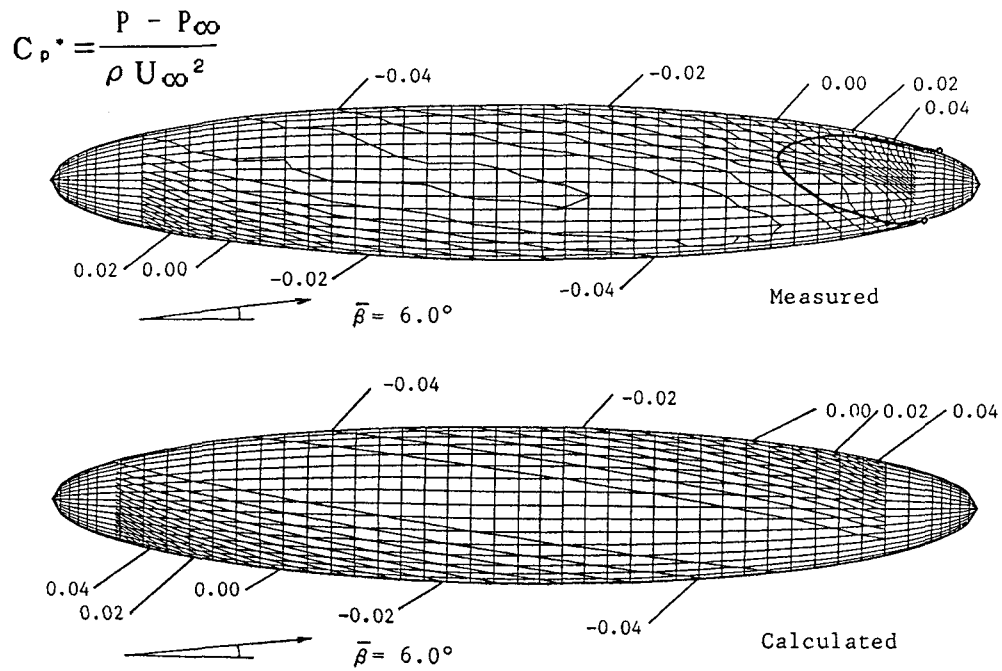


Fig. 3.1.6 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\bar{\beta} = 6^\circ$

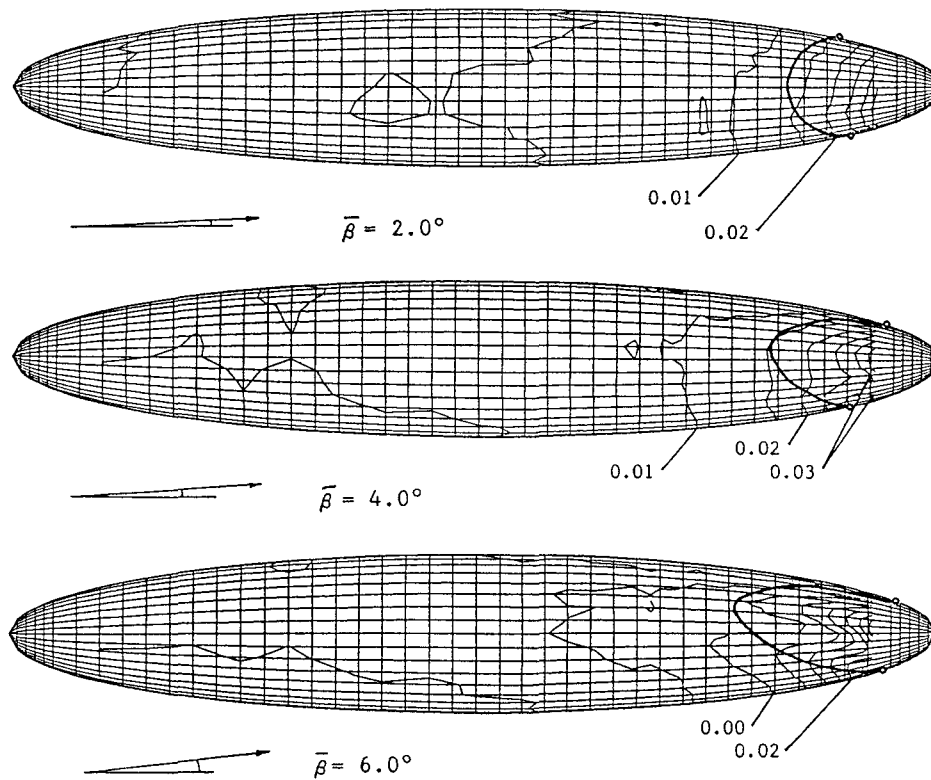
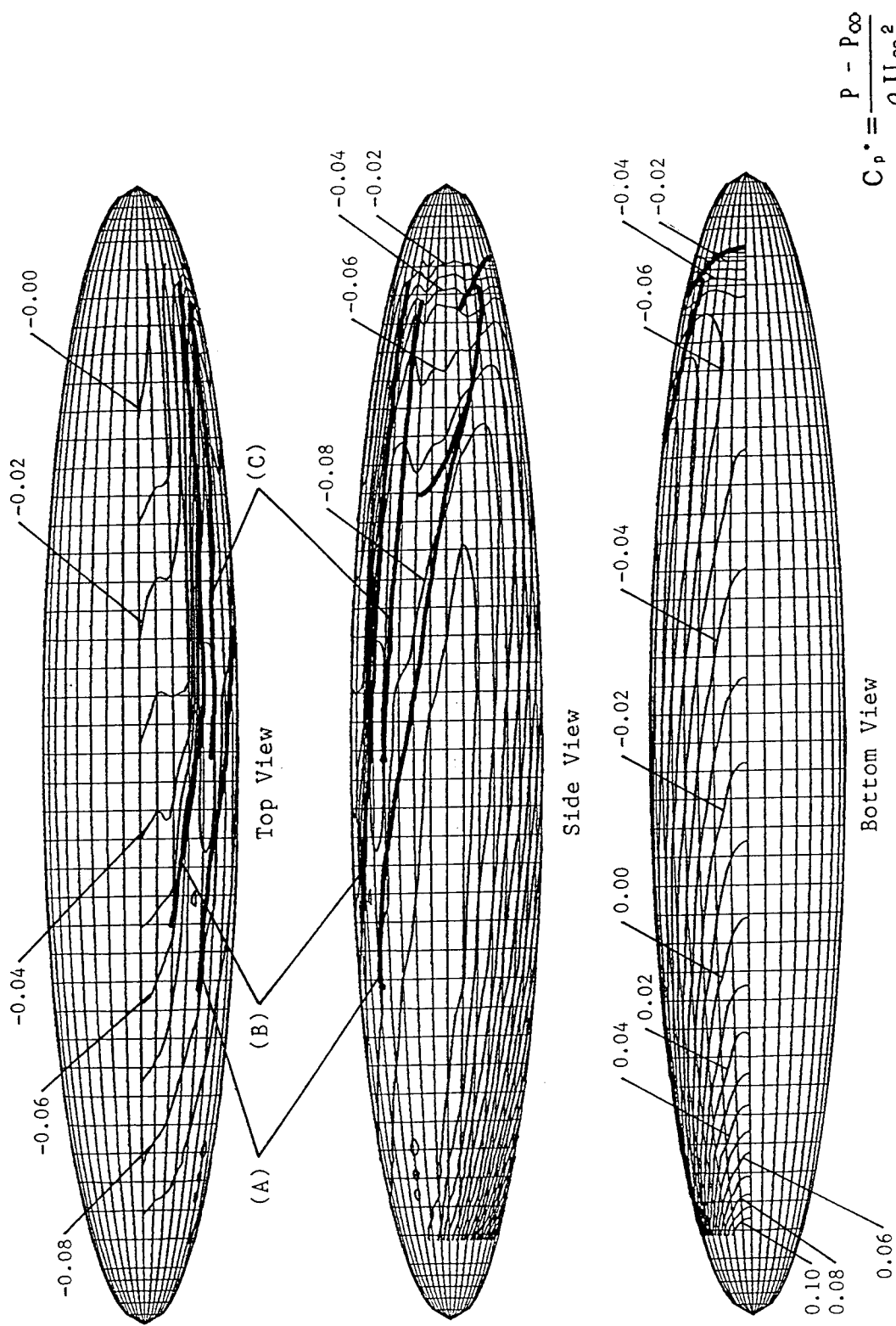


Fig. 3.1.7 Equi-pressure contour of the difference between measured pressure and calculated one.



$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\rho U_\infty^2}$$

Fig. 3.1.8 Equi-pressure contour on the prolate spheroid at $\beta=10^\circ$ from measurement and reattachment lines obtained by flow visualization.

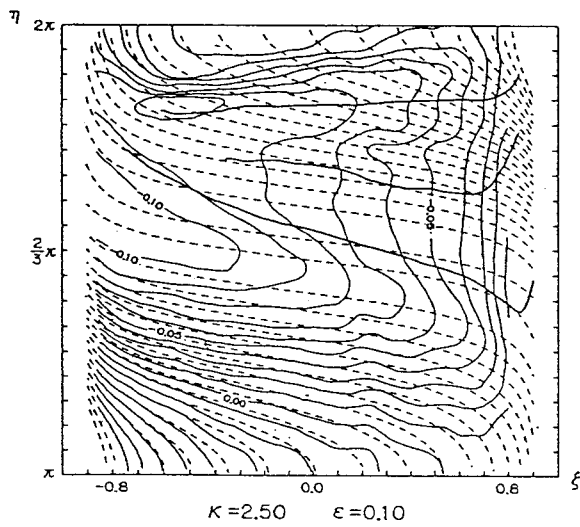
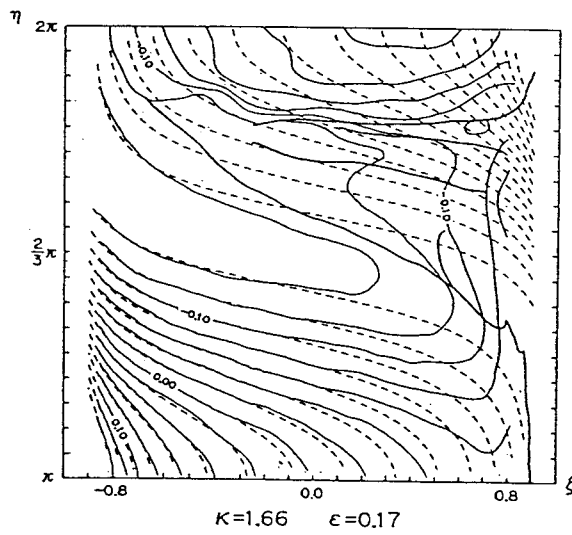
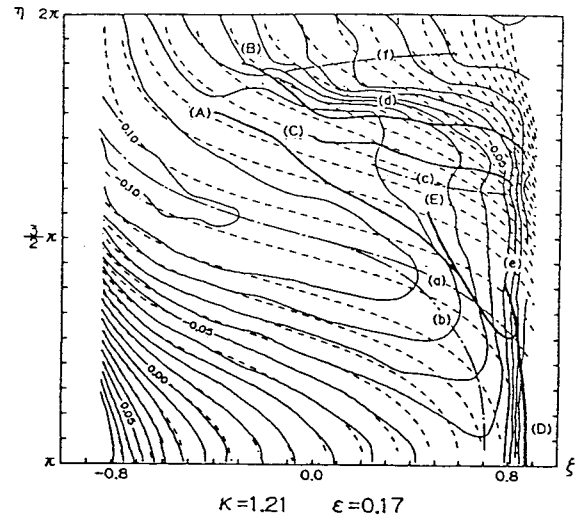


Fig. 3.1.9 Equi-pressure contour from measurement and separation and reattachment lines from visualization.

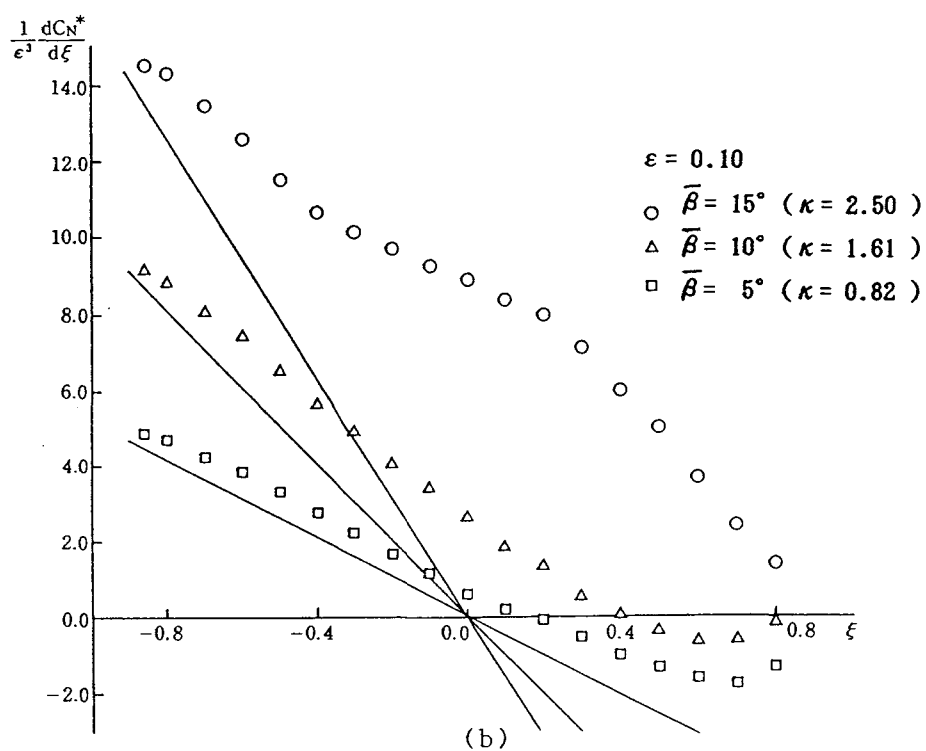
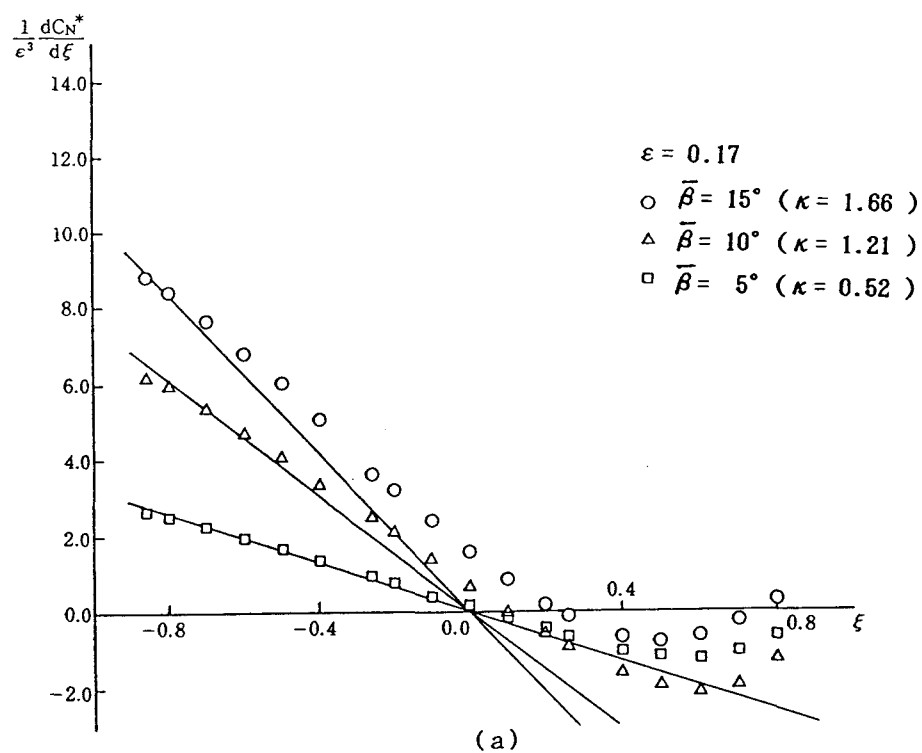
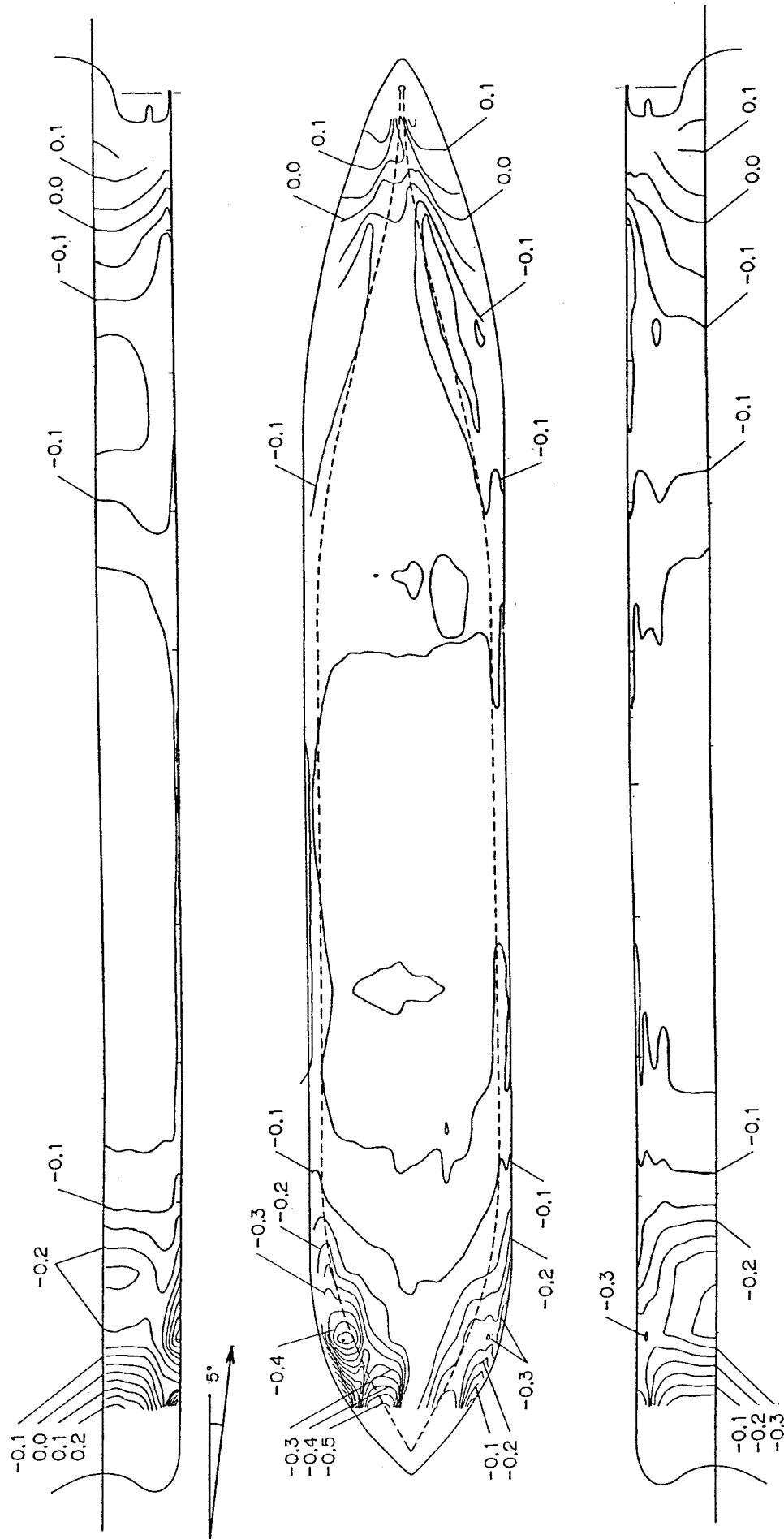
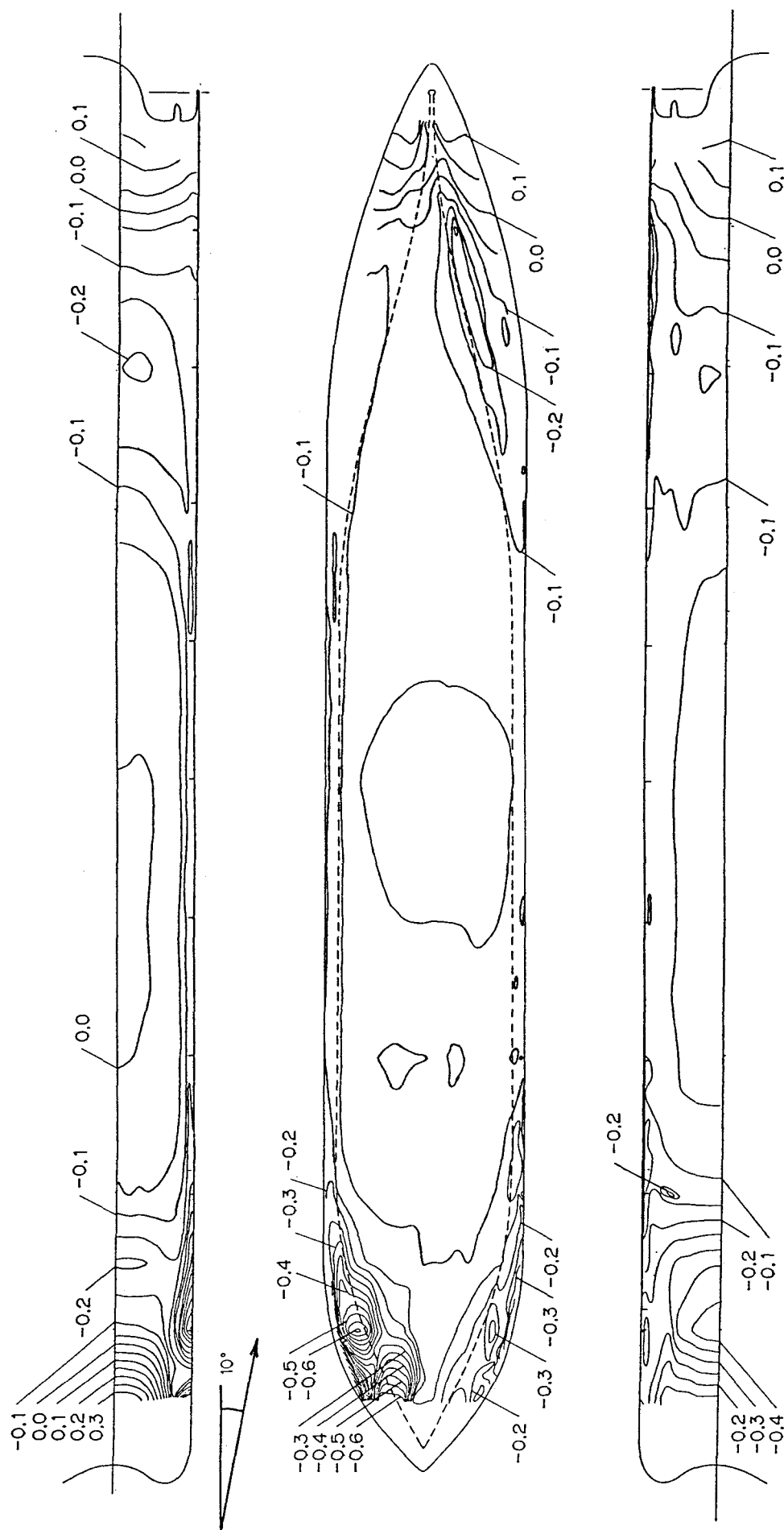


Fig. 3.1.10 Measured lengthwise lateral force distributions of prolate spheroid at incidence.



$$C_p = \frac{2(P - P_\infty)}{\rho U_\infty^2}$$

Fig. 3.1.12 Equi-pressure contour from measurement at $\beta = 5^\circ$



$$C_p = \frac{2(P - P_\infty)}{\rho U_\infty^2}$$

Fig. 3.1.13 Equi-pressure contour from measurement at $\bar{\beta} = 10^\circ$

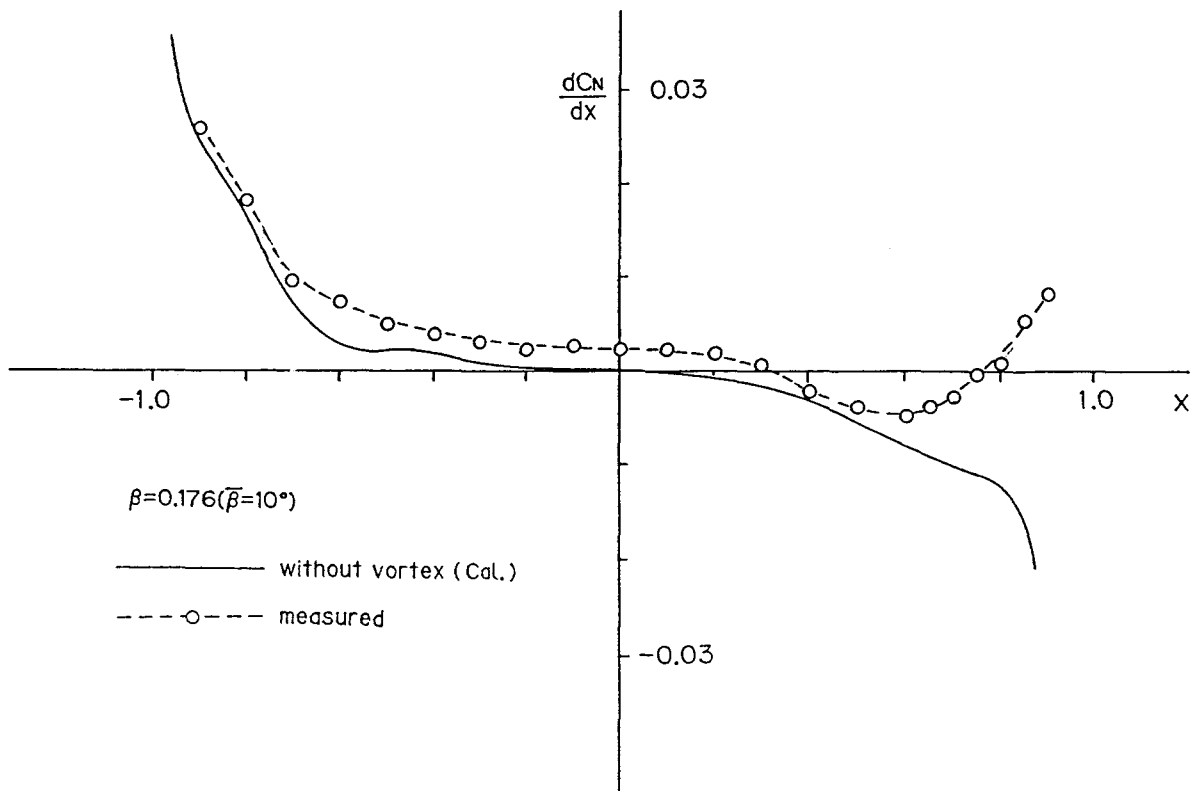
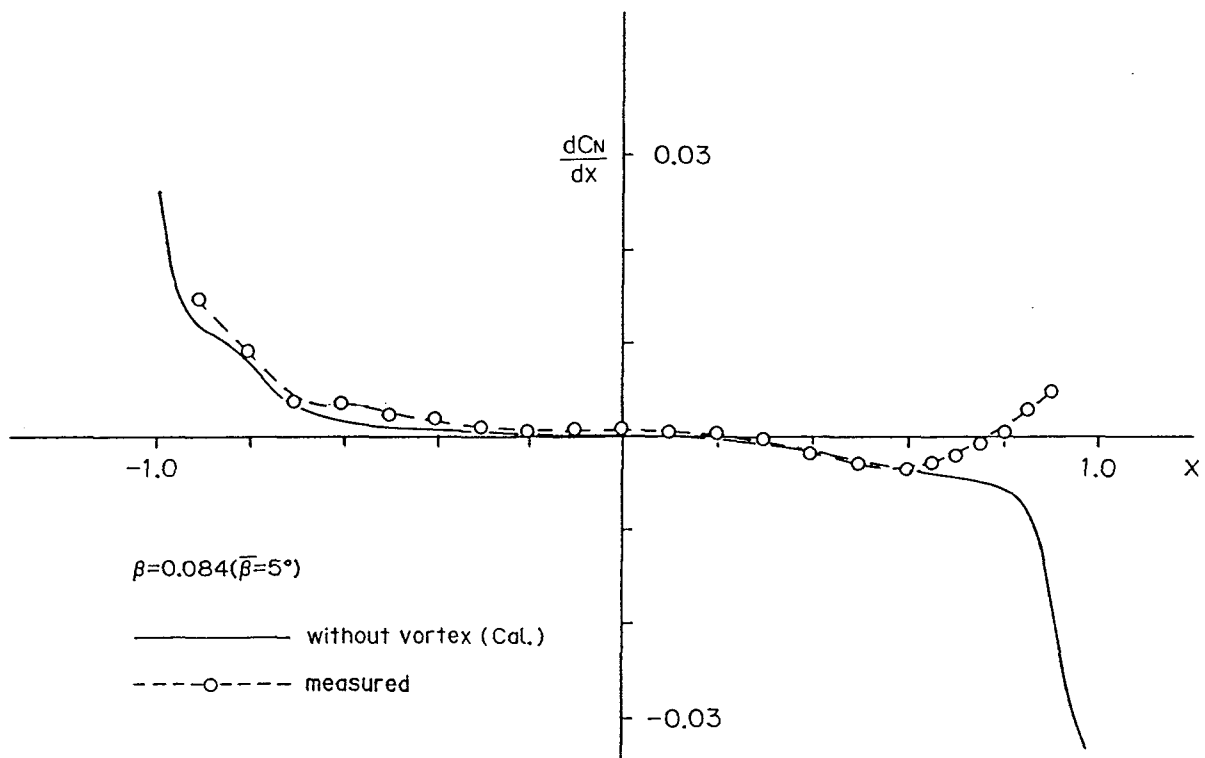


Fig. 3.1.14 Measured lengthwise lateral force distributions of a ship.

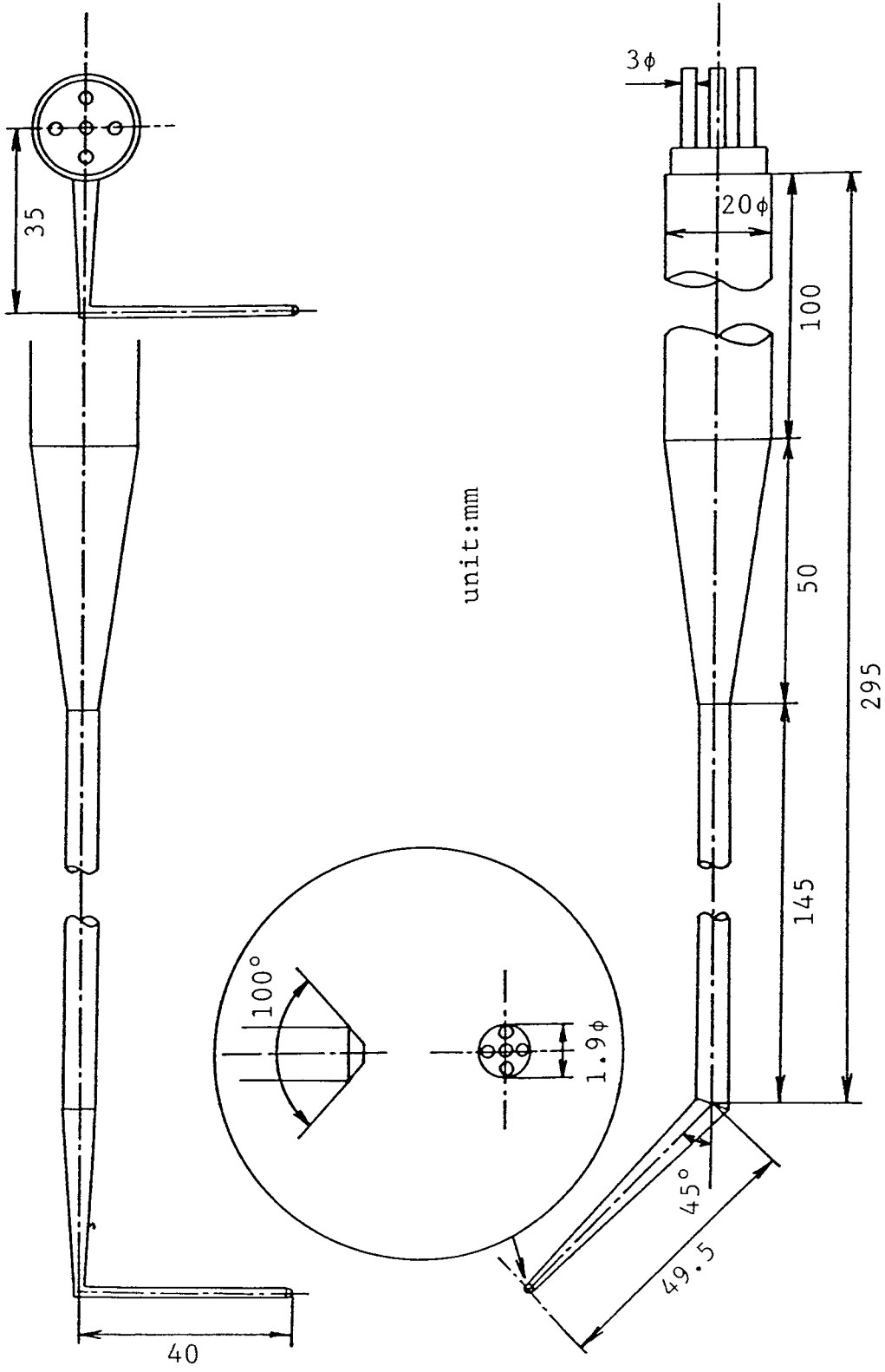


Fig. 3.2.1 Five hole pitot tube.

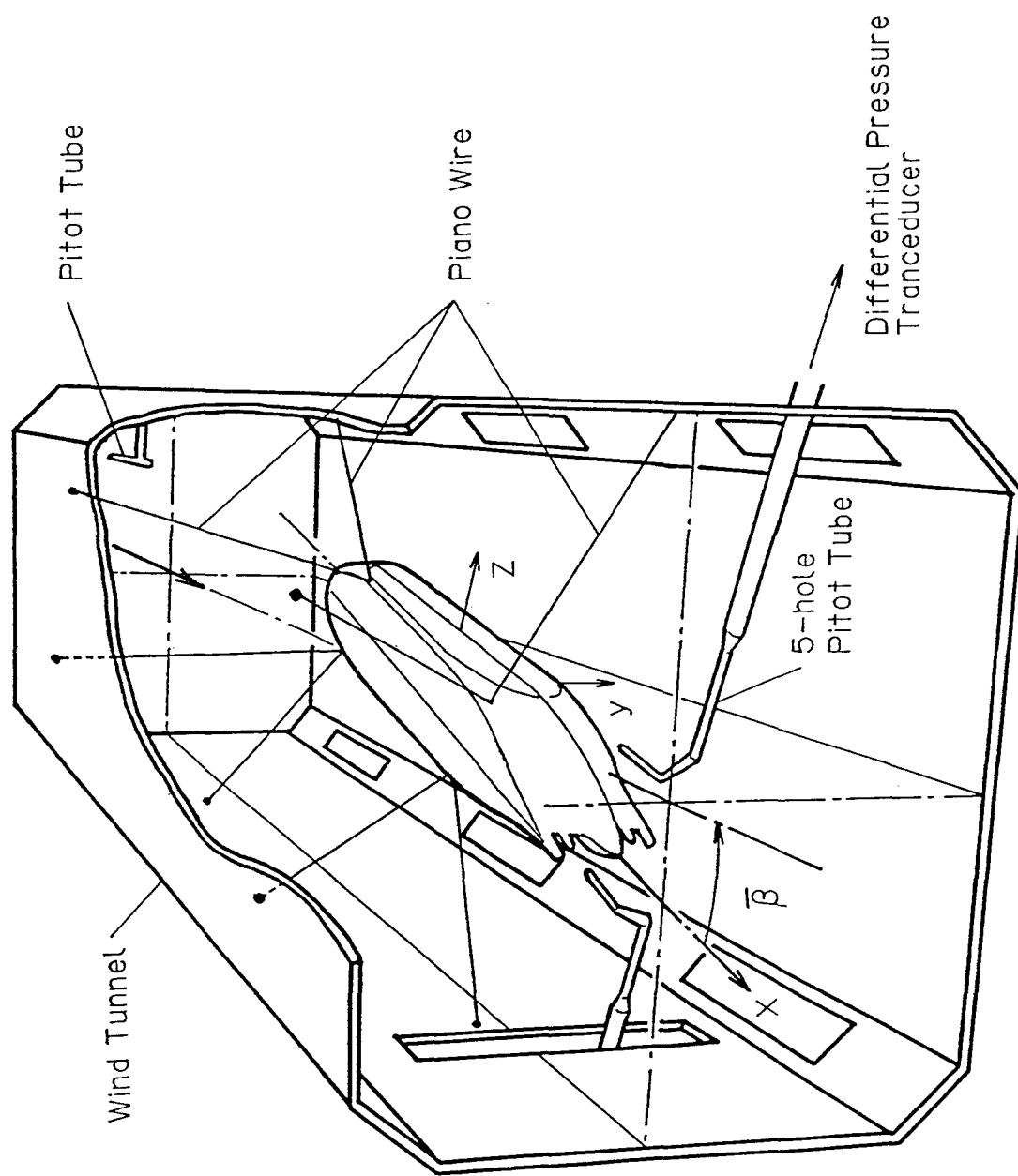


Fig. 3.2.2 Set-up of experiment for flow field measurement.

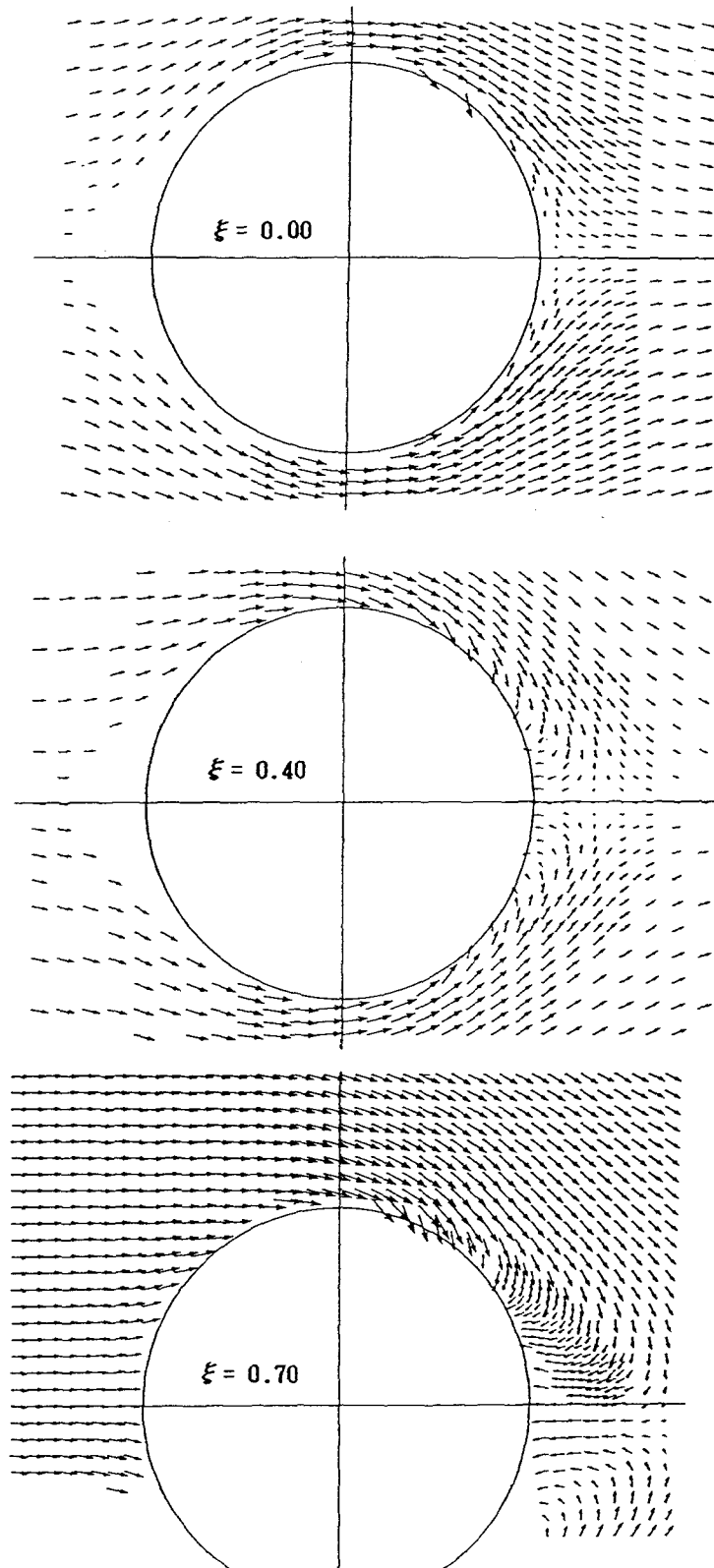


Fig. 3.2.3 Measured velocity vector profile around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

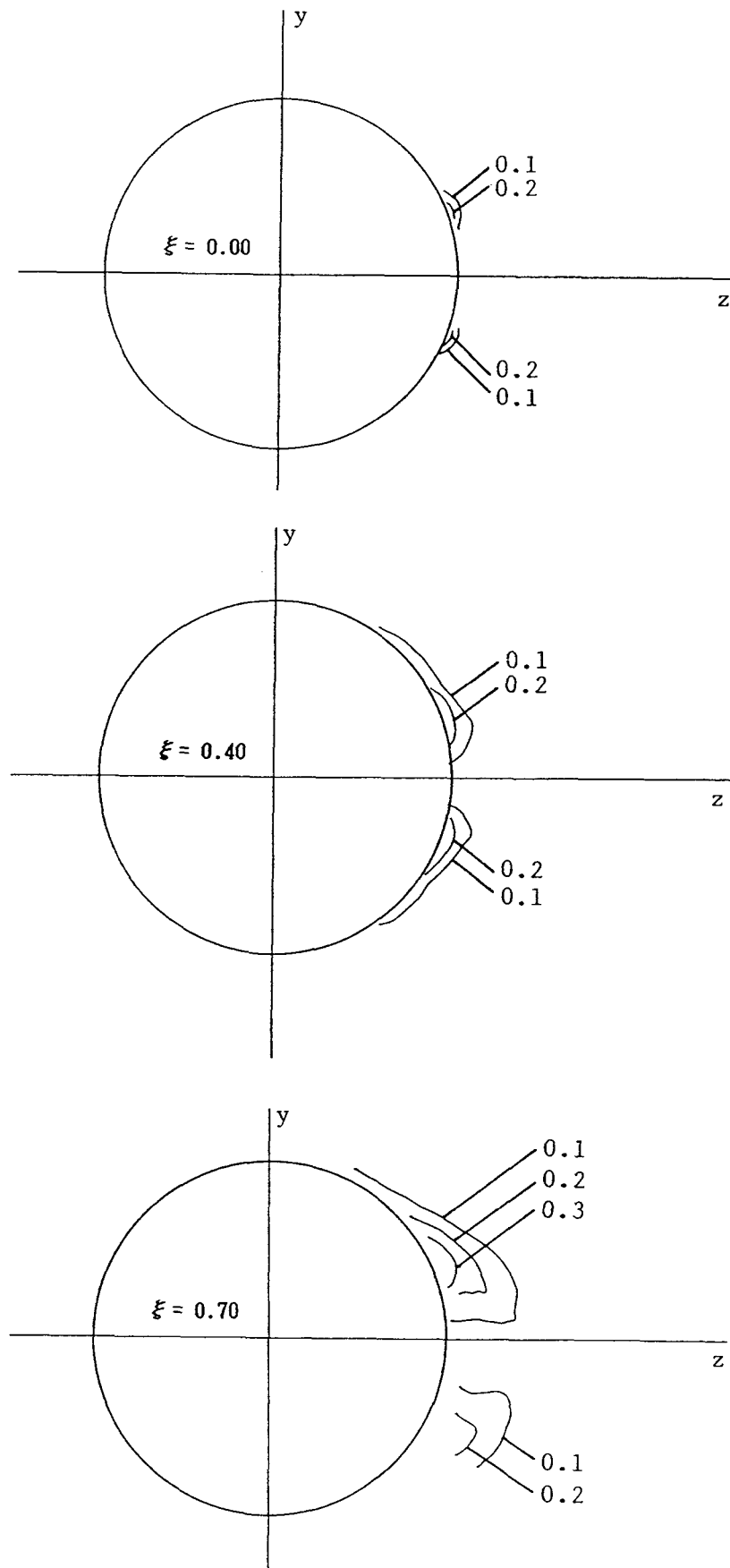
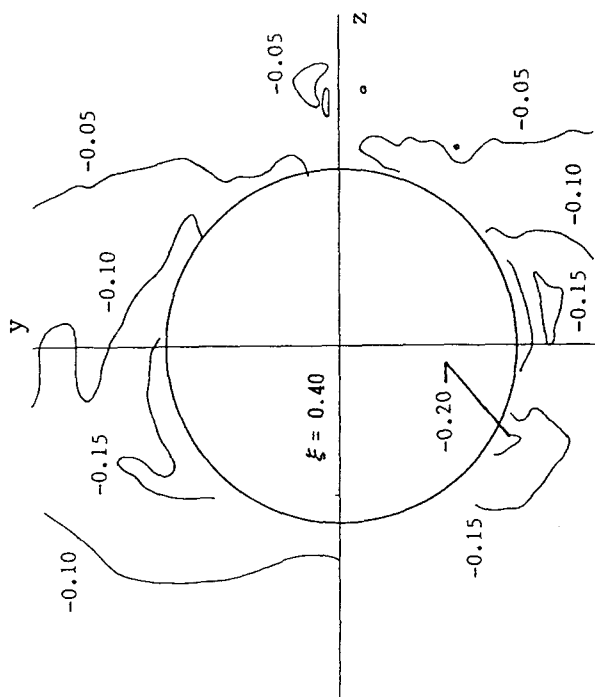


Fig. 3.2.4 Measured wake distribution around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)



$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\rho U_\infty^2}$$

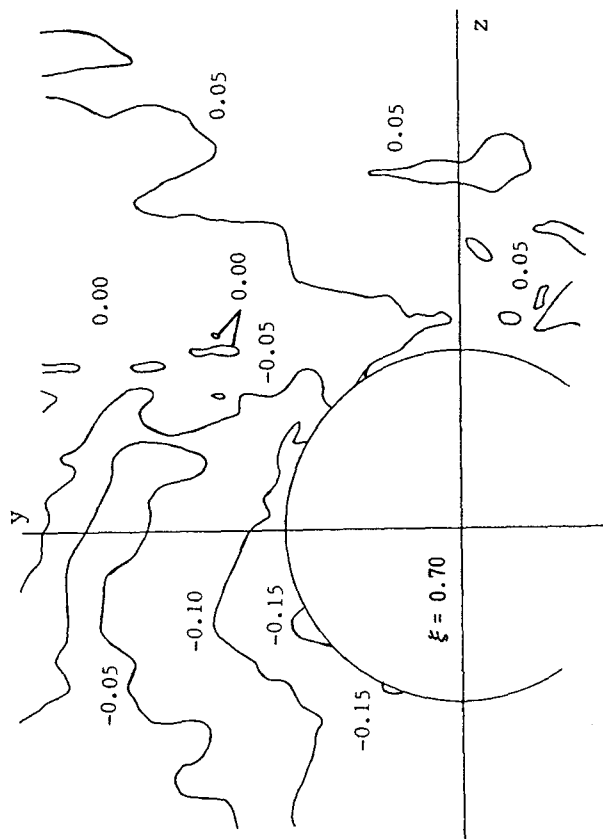
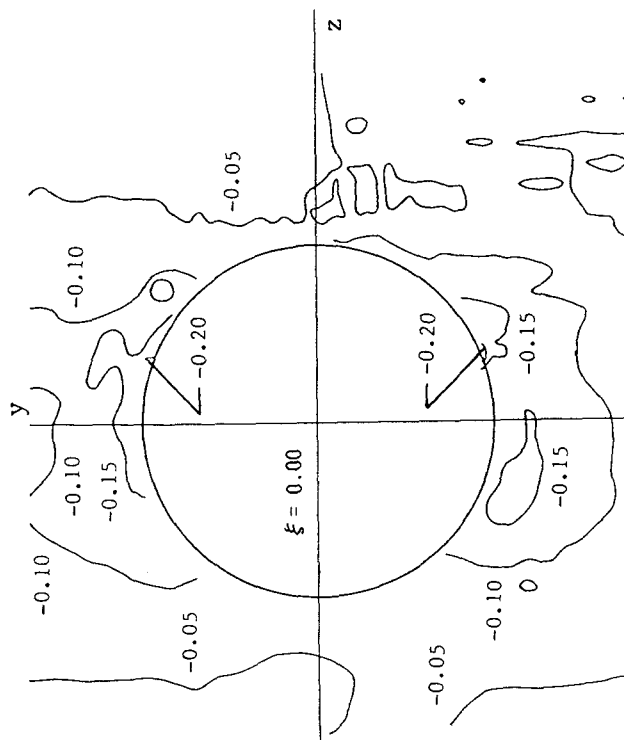


Fig. 3.2.5 Measured static pressure distribution around prolate spheroid at incidence ($\beta = 10^\circ$)

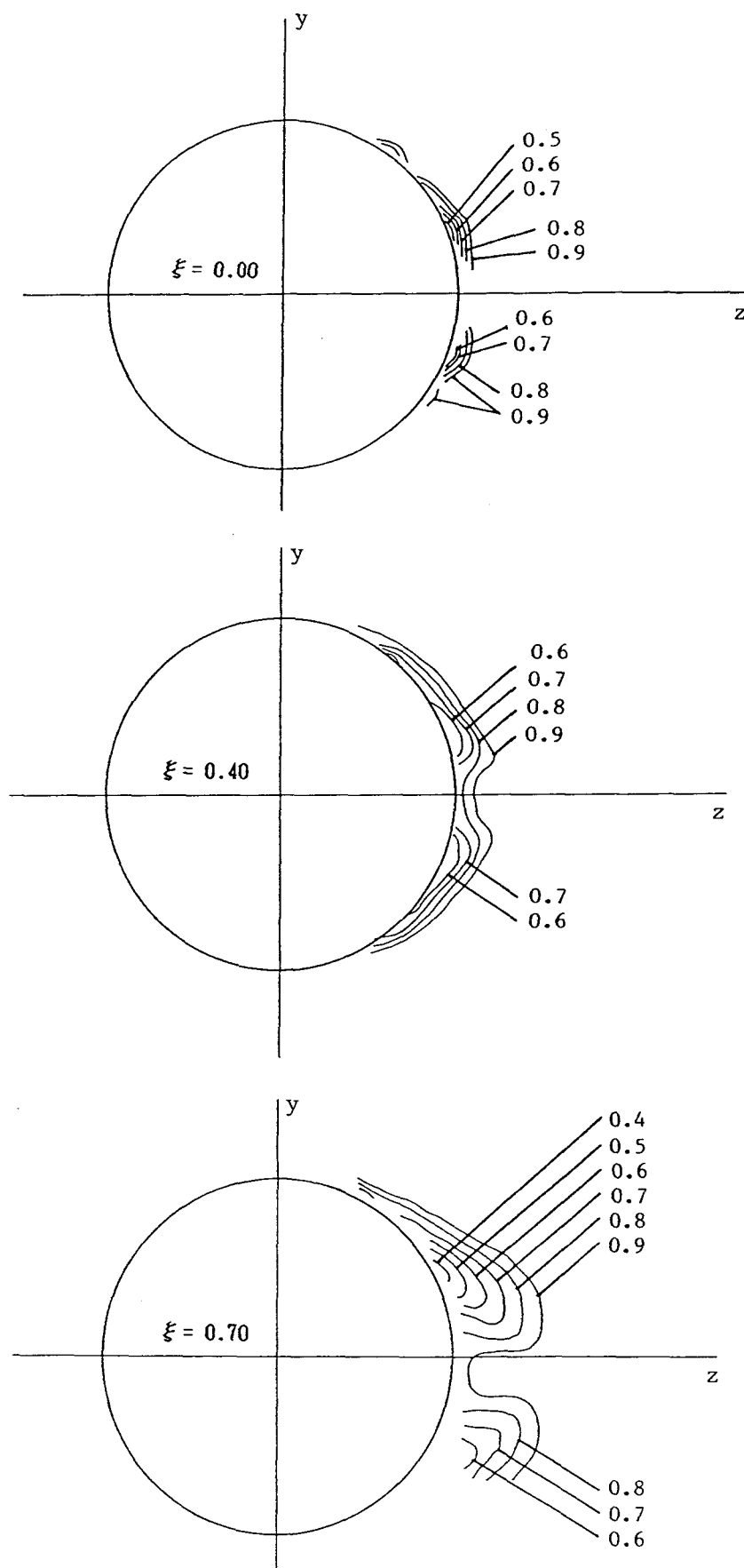


Fig. 3.2.6 Measured total head distribution around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

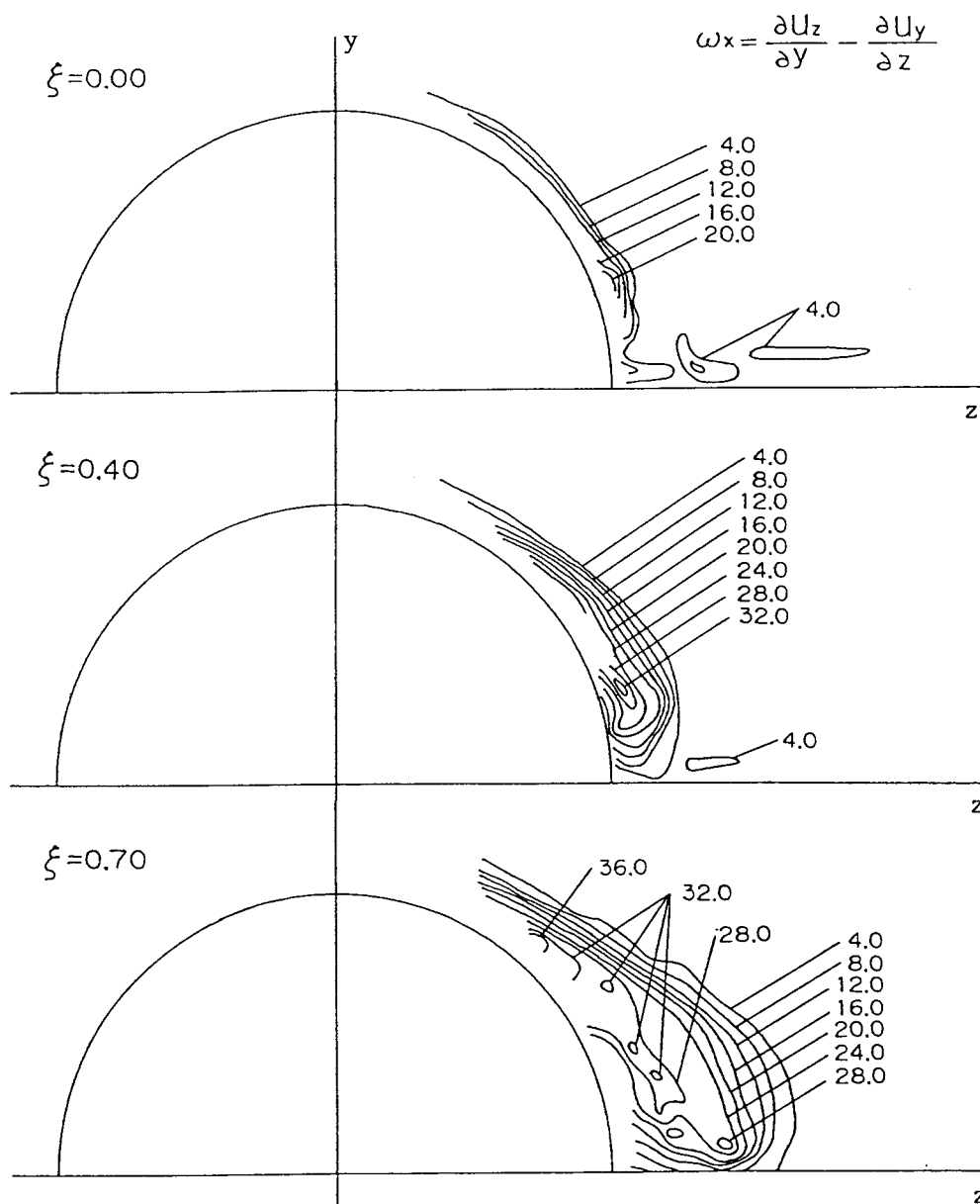


Fig. 3.2.7 Measured equi-vorticity contour around prolate spheroid at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

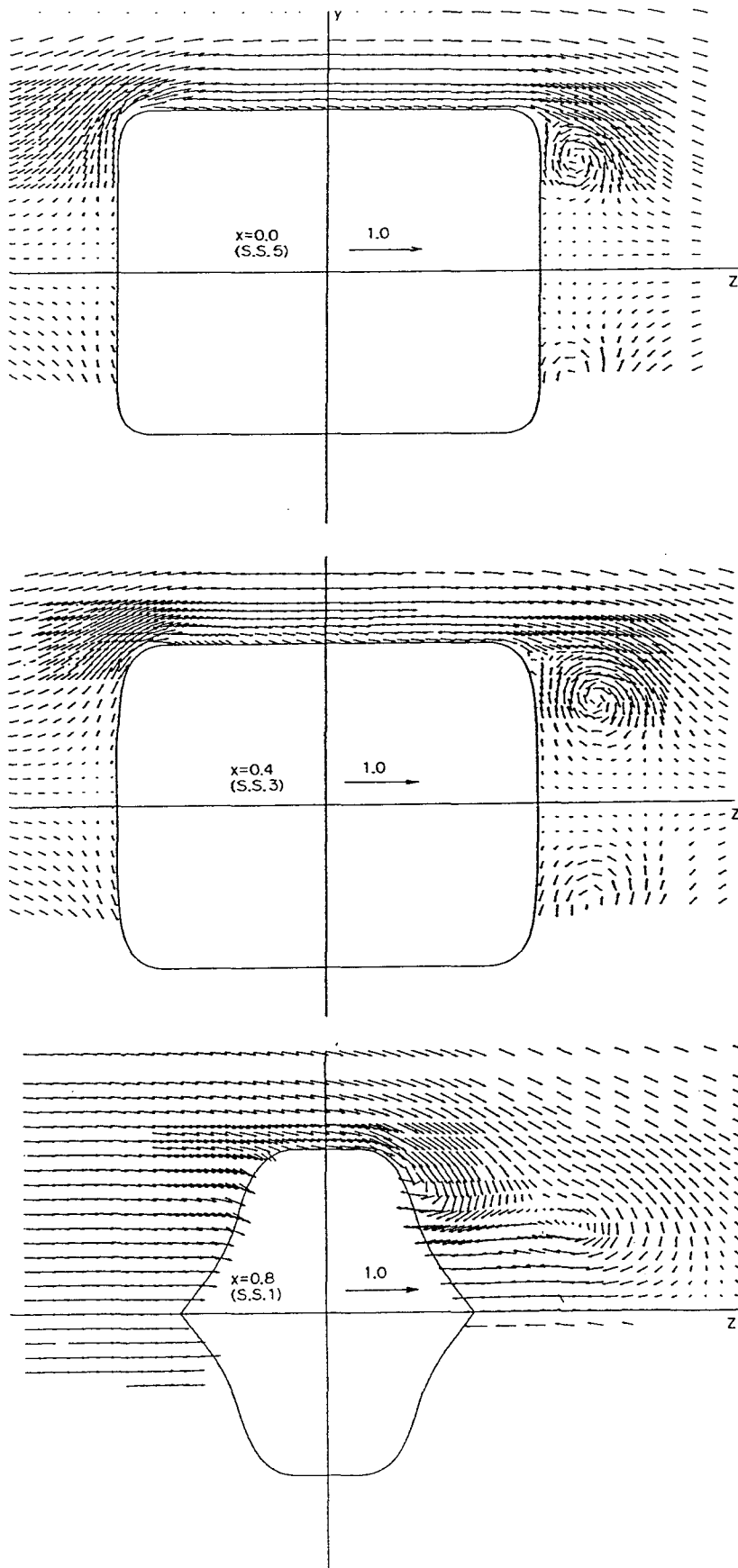


Fig. 3.2.8 Measured velocity vector distribution around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

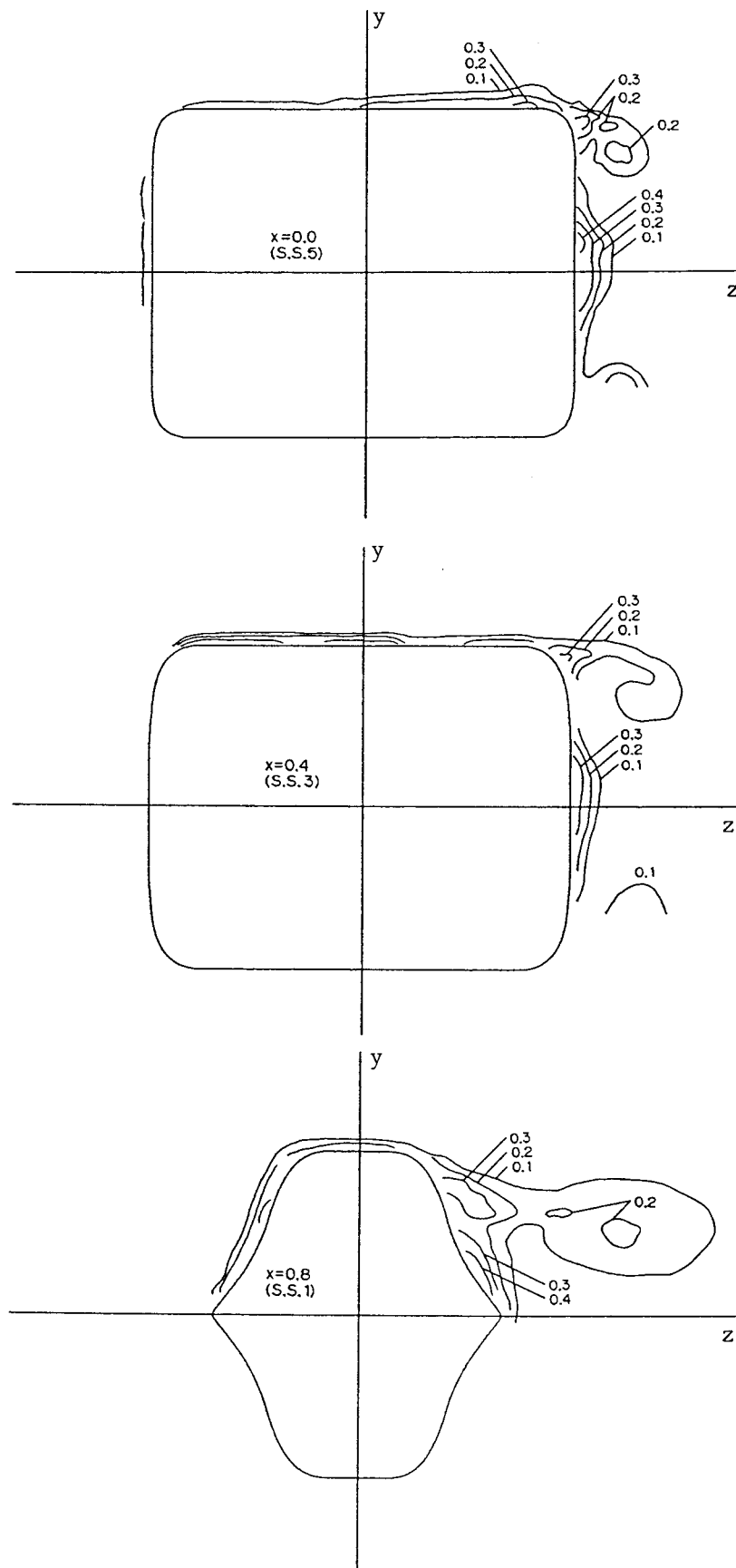


Fig. 3.2.9 Measured wake distribution around ship hull at incidence. ($\bar{\beta}=10^\circ$)

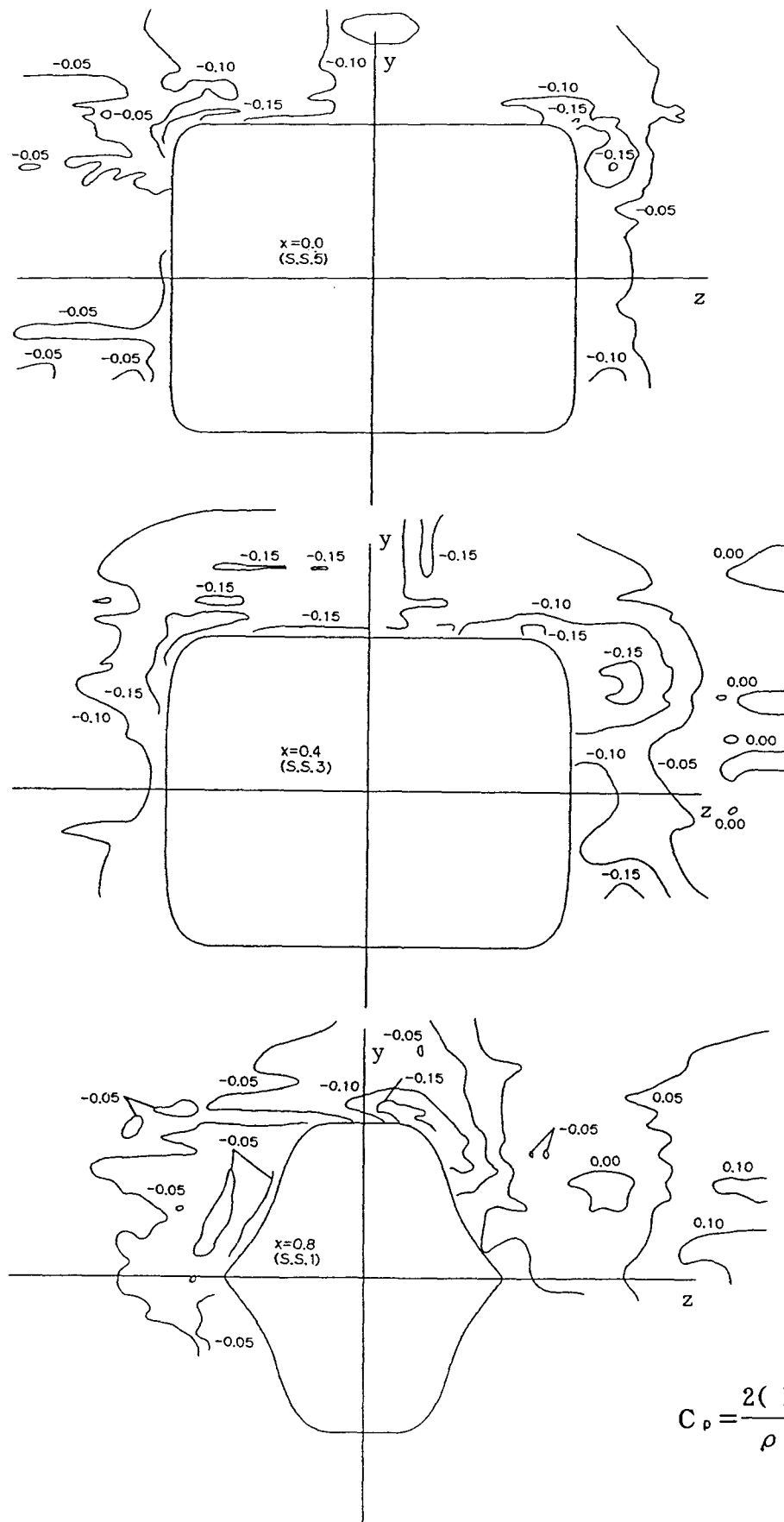


Fig. 3.2.10 Measured static pressure distribution around ship hull at incidence ($\beta=10^\circ$)

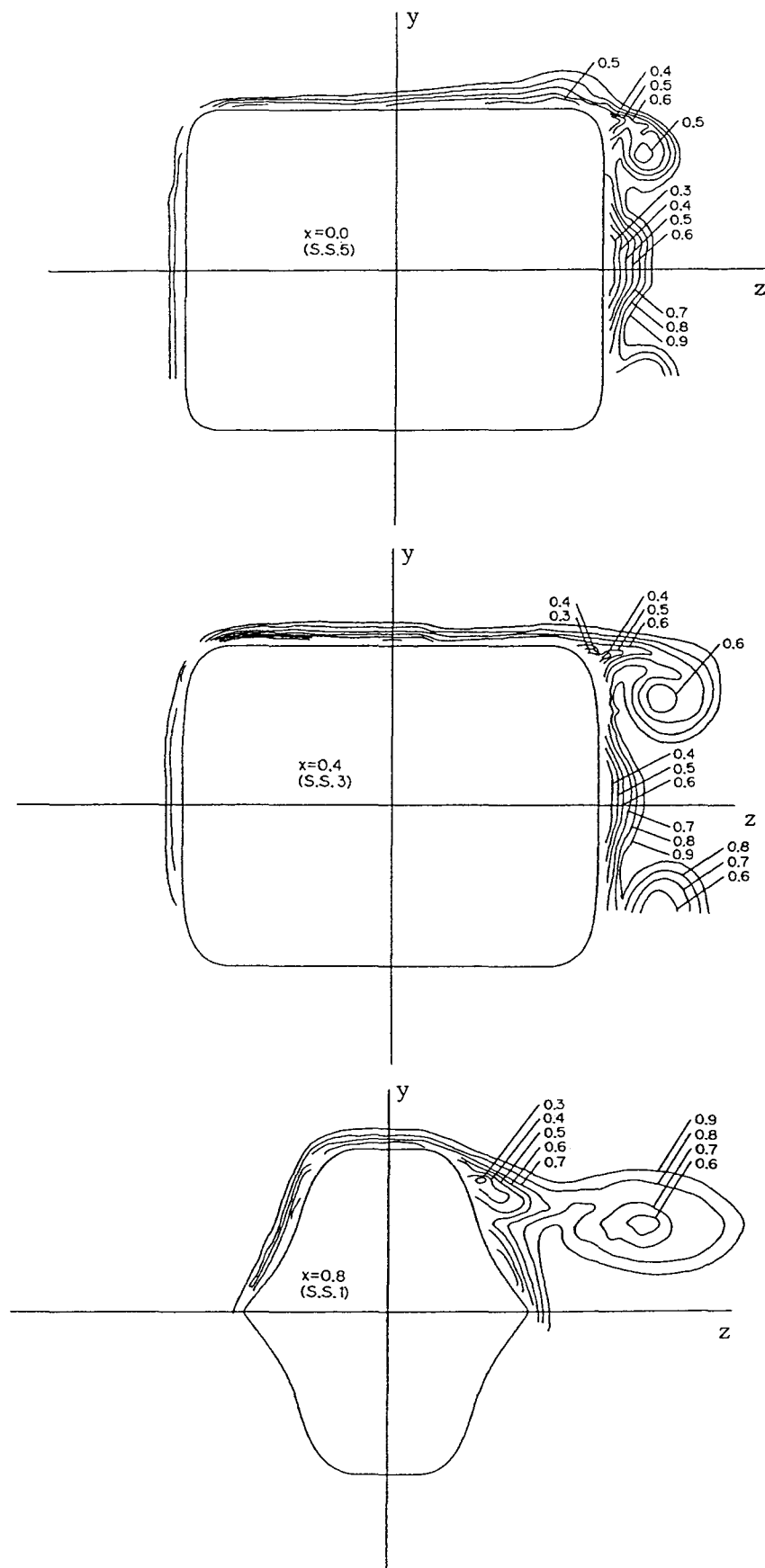


Fig. 3.2.11 Measured total head distribution around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

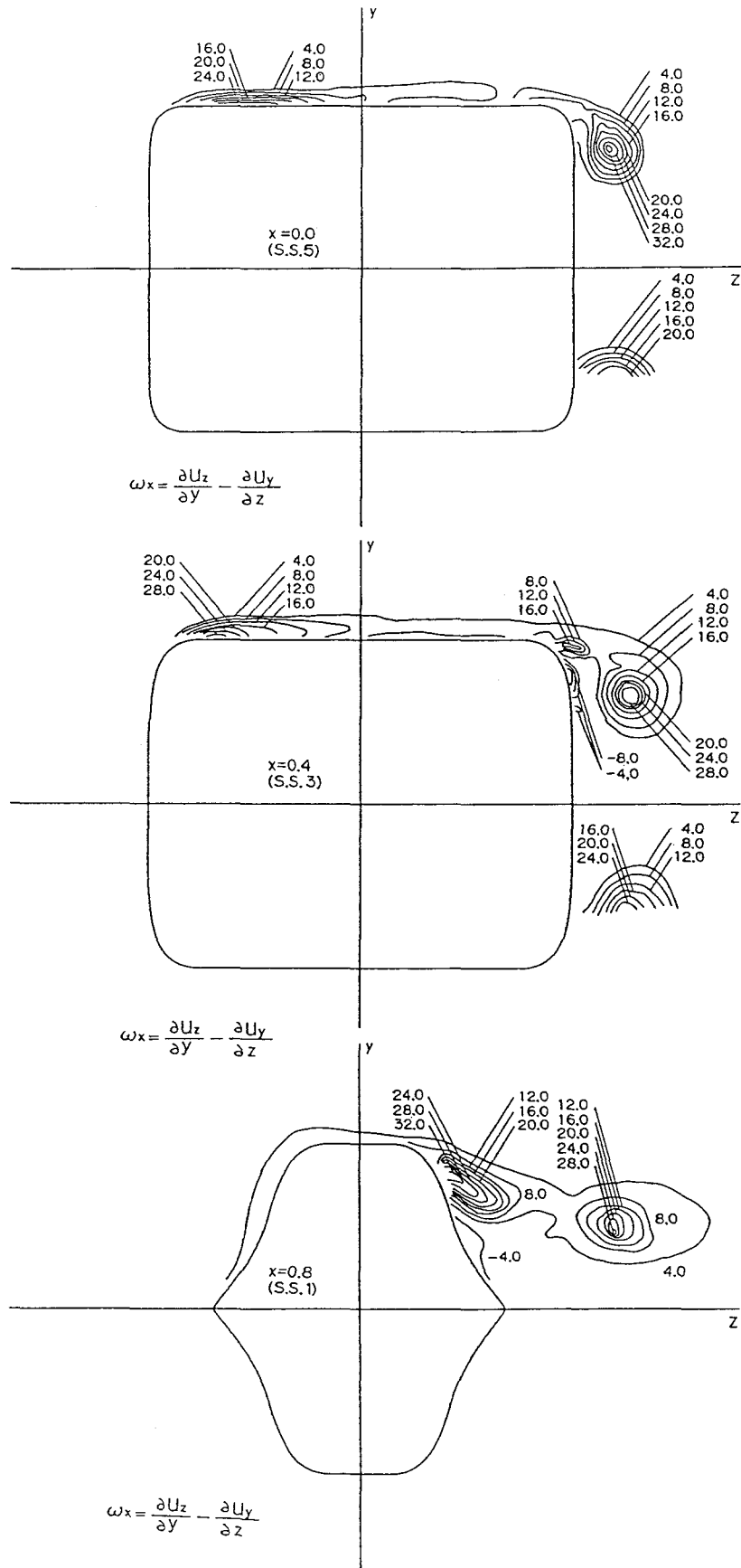


Fig. 3.2.12 Measured equi-vorticity contour around ship hull at incidence ($\bar{\beta}=10^\circ$)

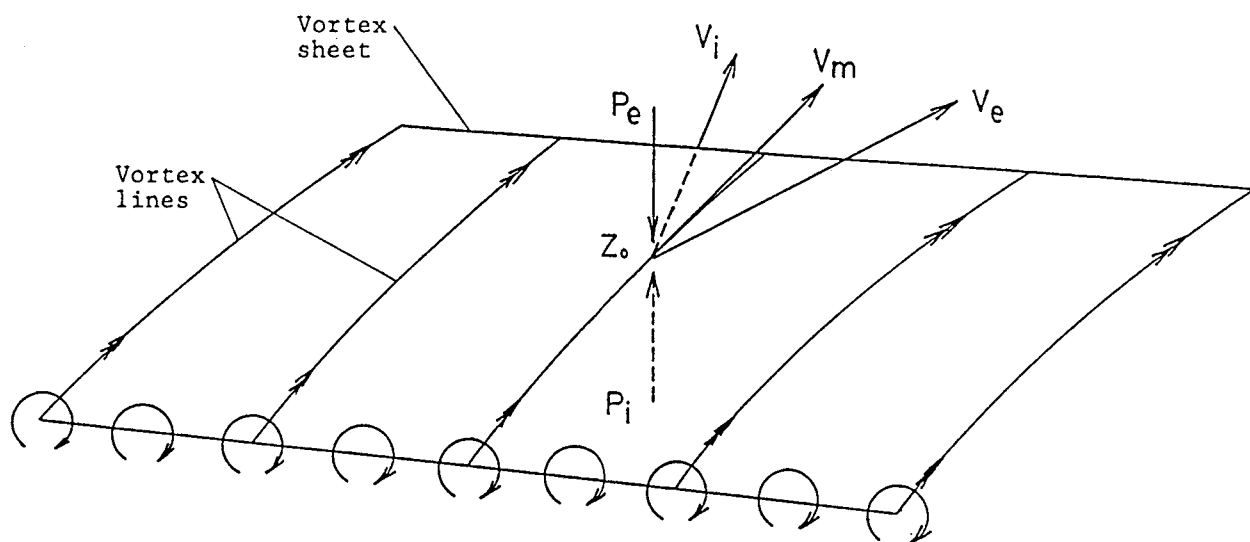


Fig. 4.1.1 Illustration of the condition on the vortex shedding.

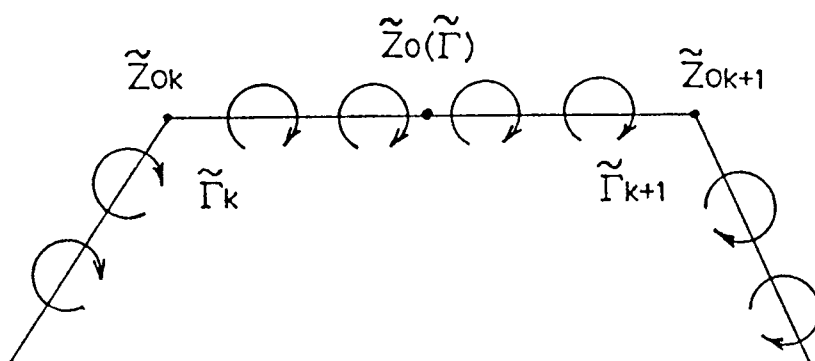


Fig. 4.1.2 Calculation model of vortex sheet.

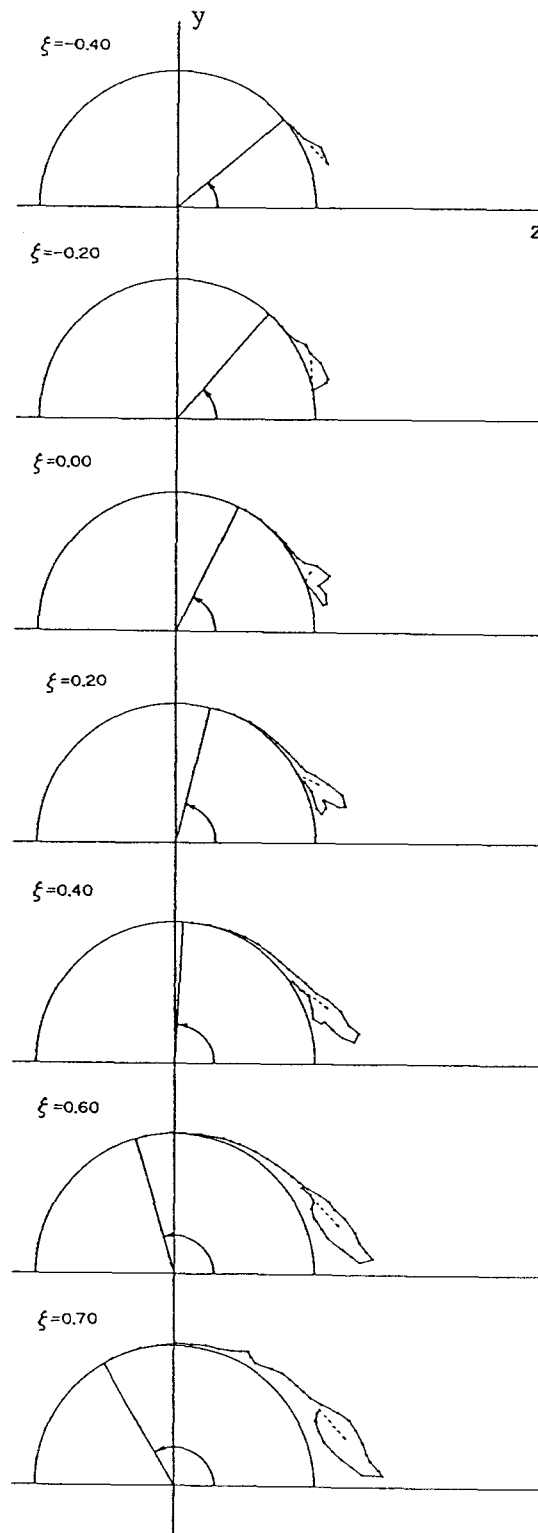


Fig. 4.2.1 Calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\kappa = 1.21$

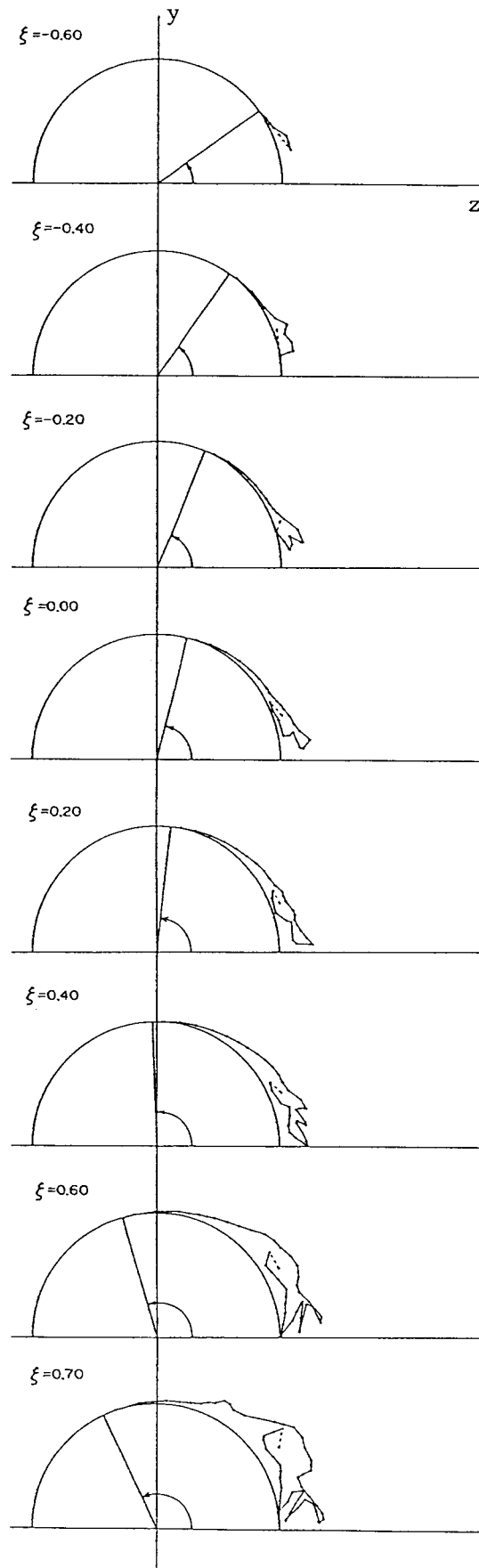


Fig. 4.2.2 Calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\kappa = 1.66$

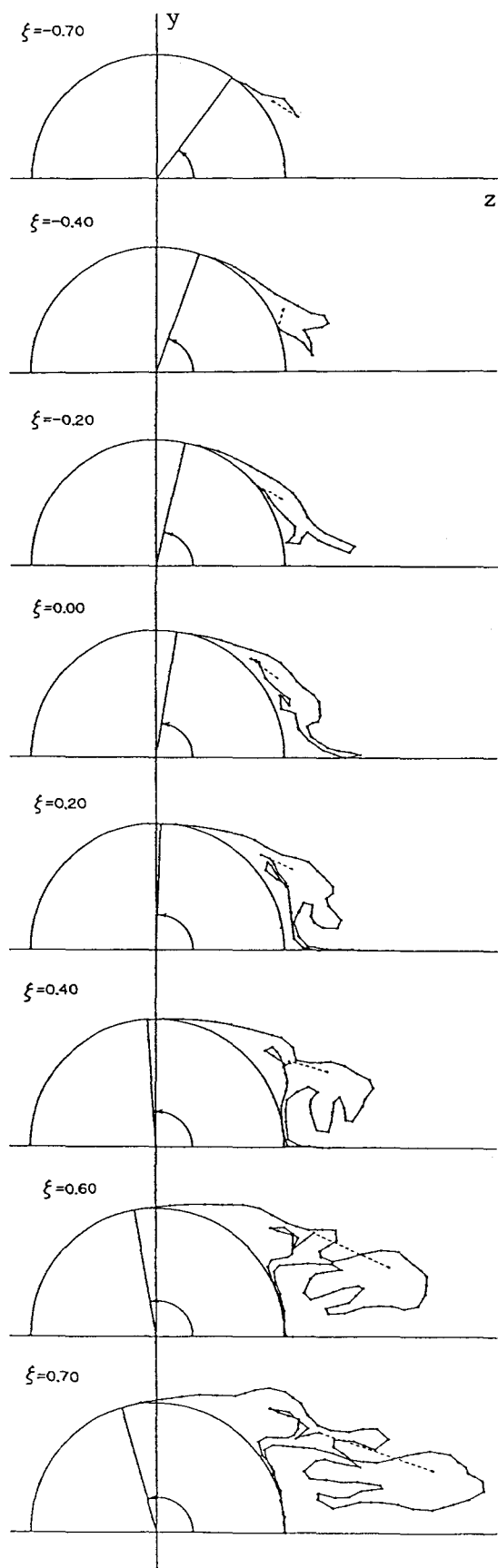


Fig. 4.2.3 Calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\kappa = 2.50$

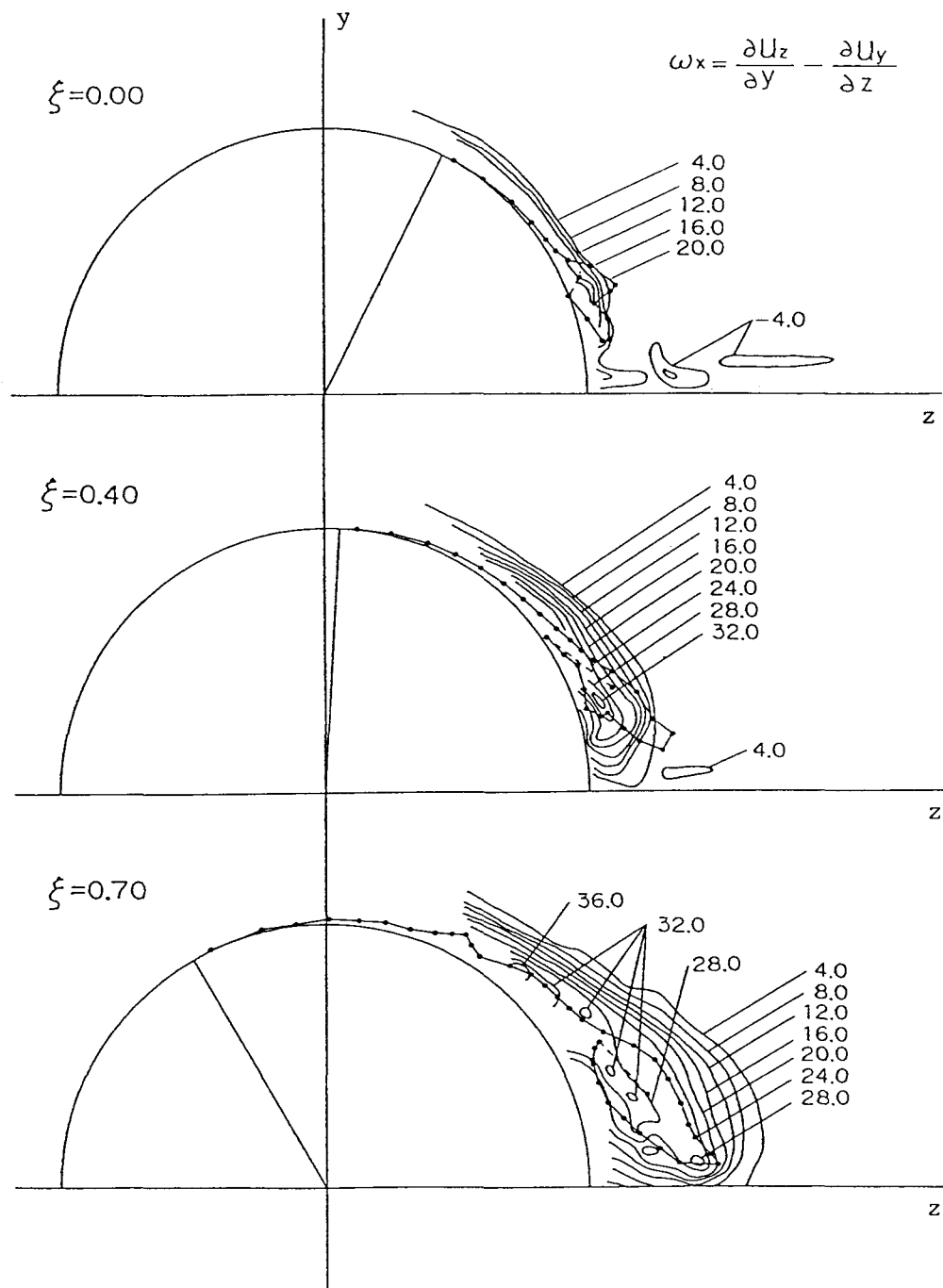
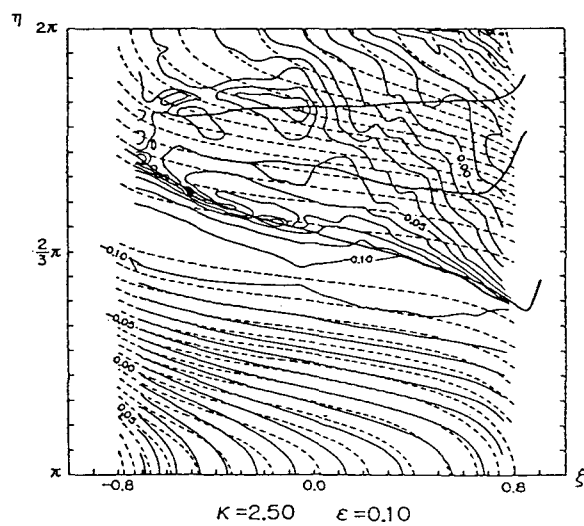
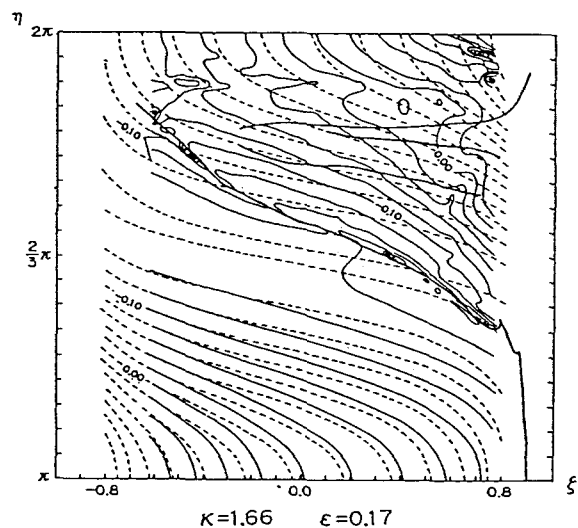
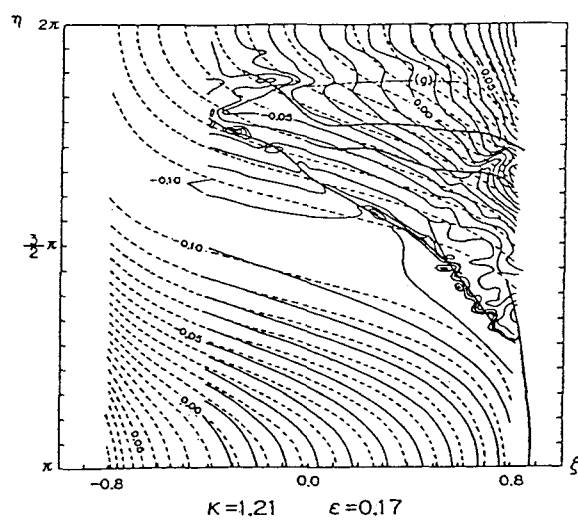


Fig. 4.2.4 Measured vorticity distribution and calculated vortex layer configuration around prolate spheroid at incidence for $\varepsilon = 0.17$, $\kappa = 1.21$



$$C_p^* = \frac{P - P_\infty}{\rho U_\infty^2}$$

Fig. 4.2.5 Equi-pressure contour from calculation and separation and reattachment lines from visualization.

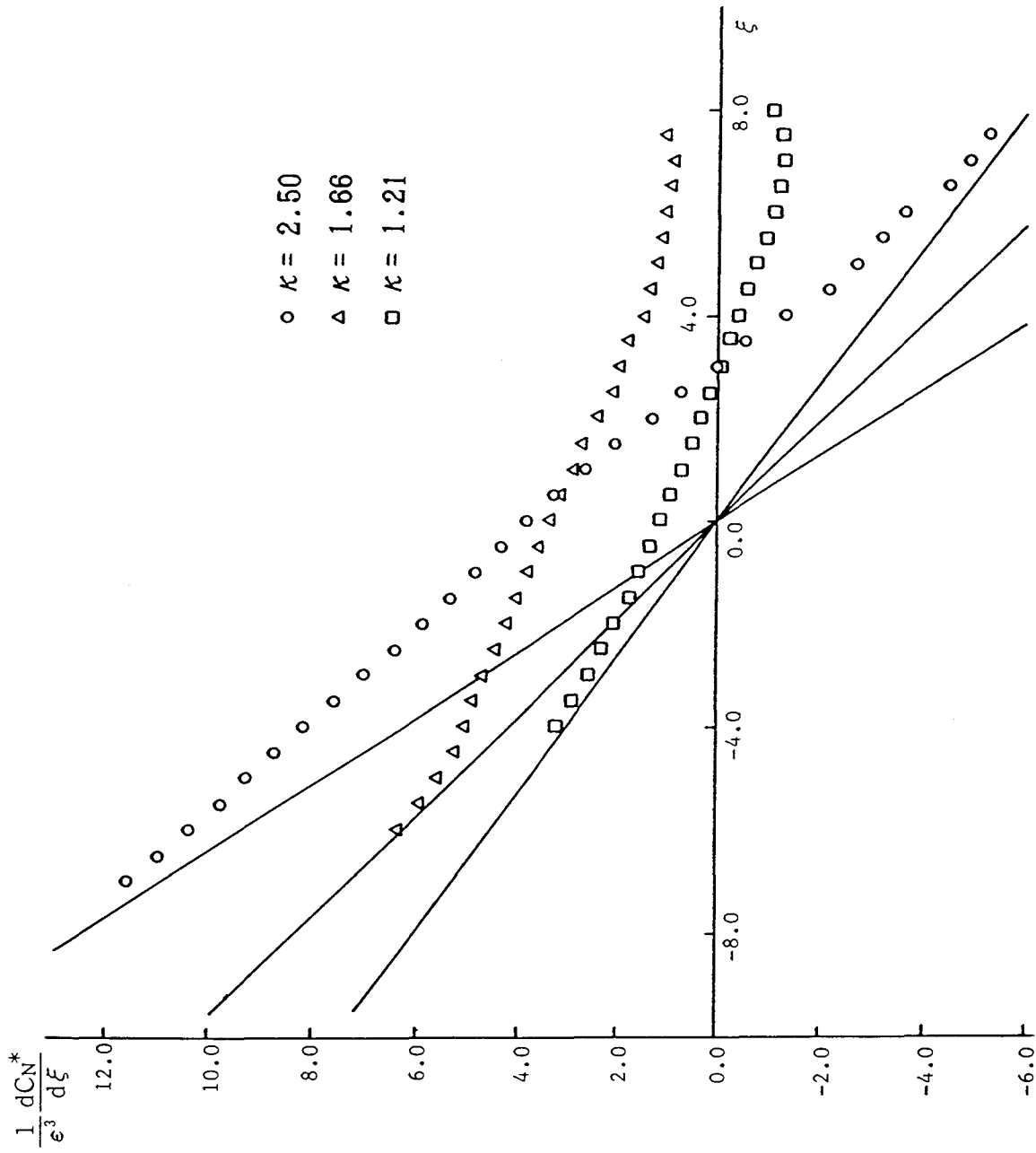


Fig. 4.2.6 Calculated lengthwise lateral force distributions of prolate spheroid at incidence.

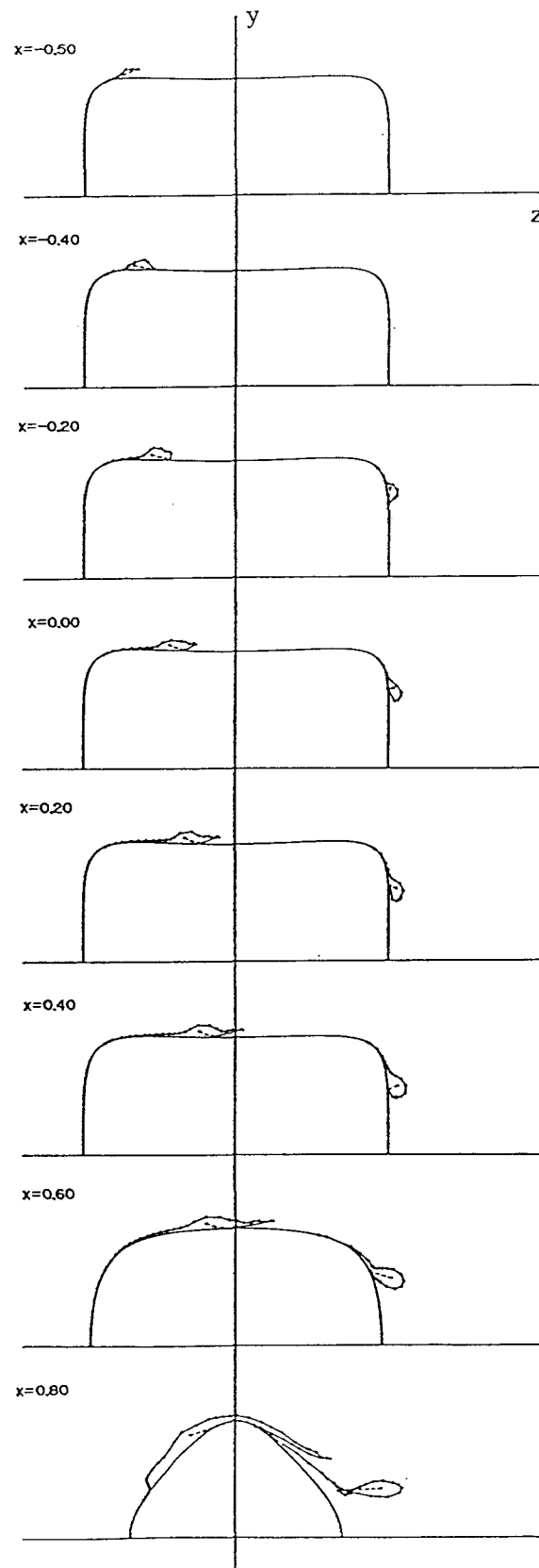


Fig. 4.3.1 Calculated vortex layer configuration around ship at incidence ($\bar{\beta} = 5^\circ$)

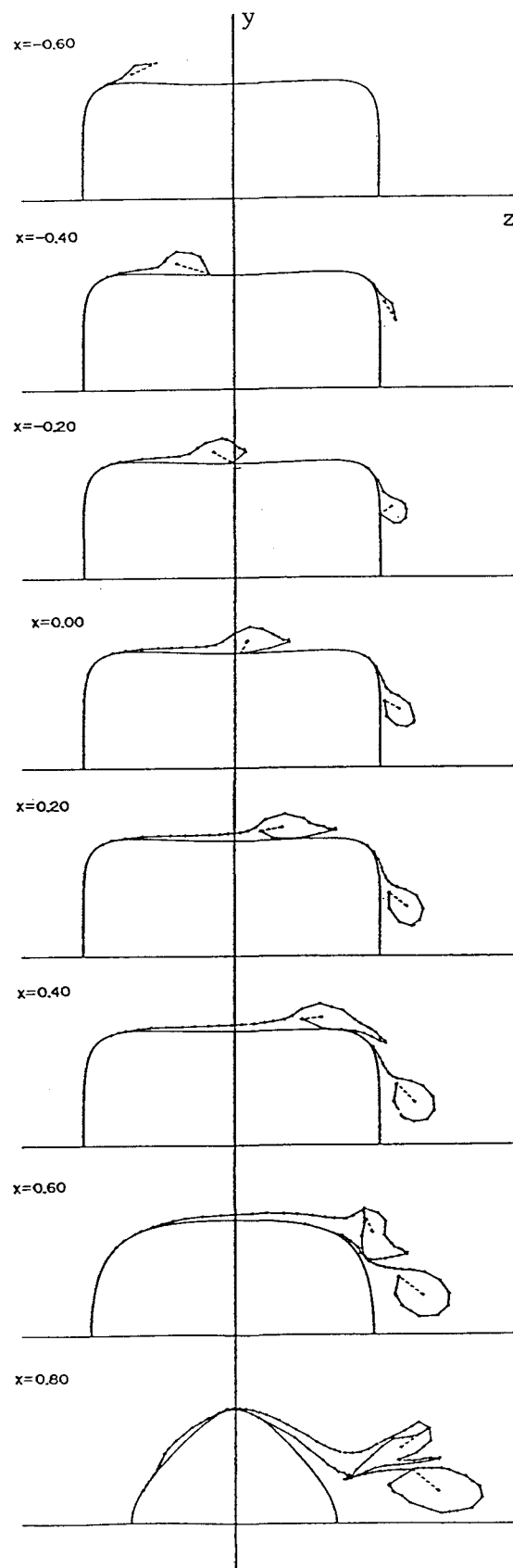


Fig. 4.3.2 Calculated vortex layer configuration around ship at incidence ($\beta = 10^\circ$)

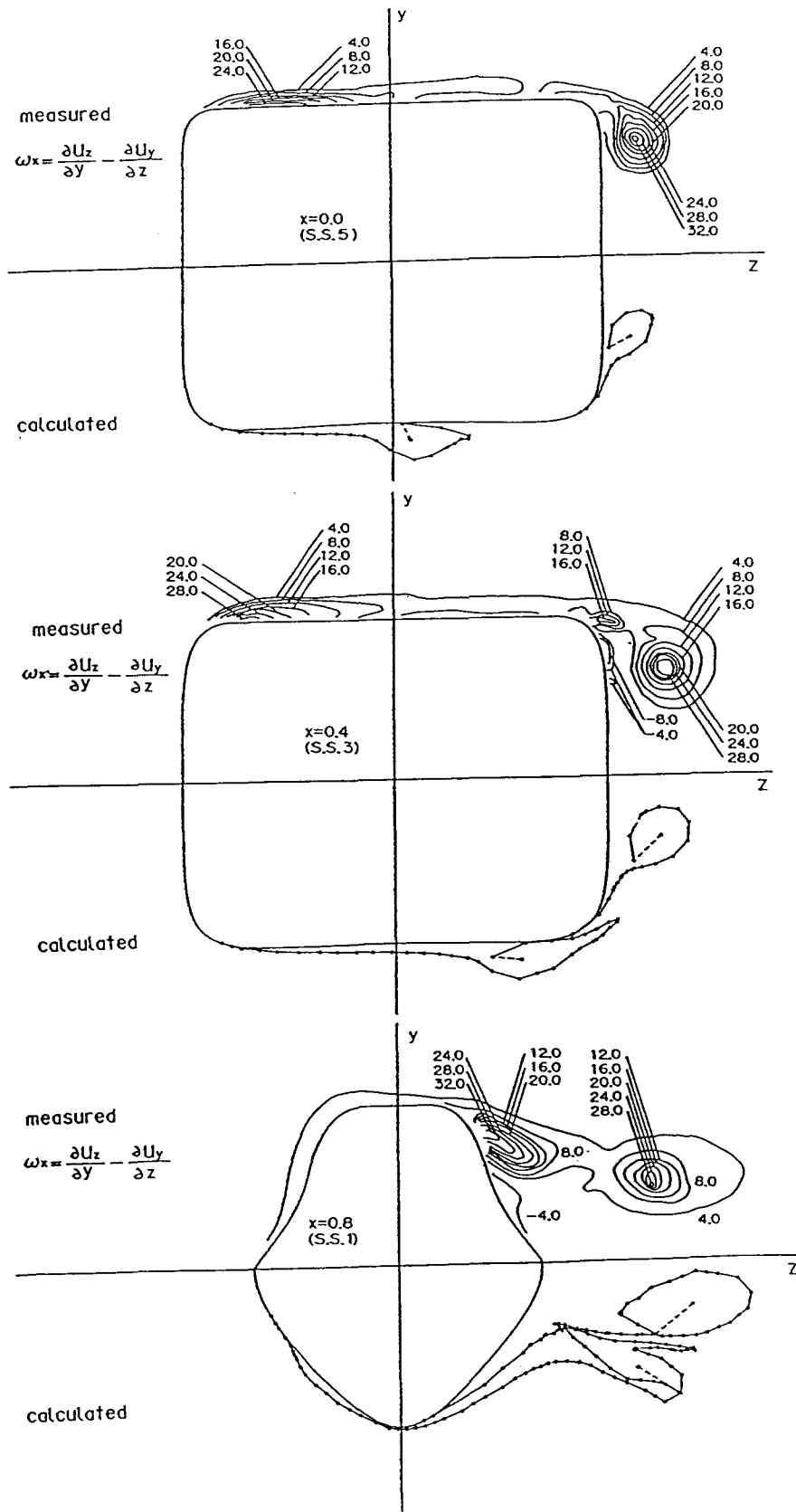


Fig. 4.3.3 Measured vorticity distribution and calculated vortex configuration around ship at incidence ($\bar{\beta} = 10^\circ$)

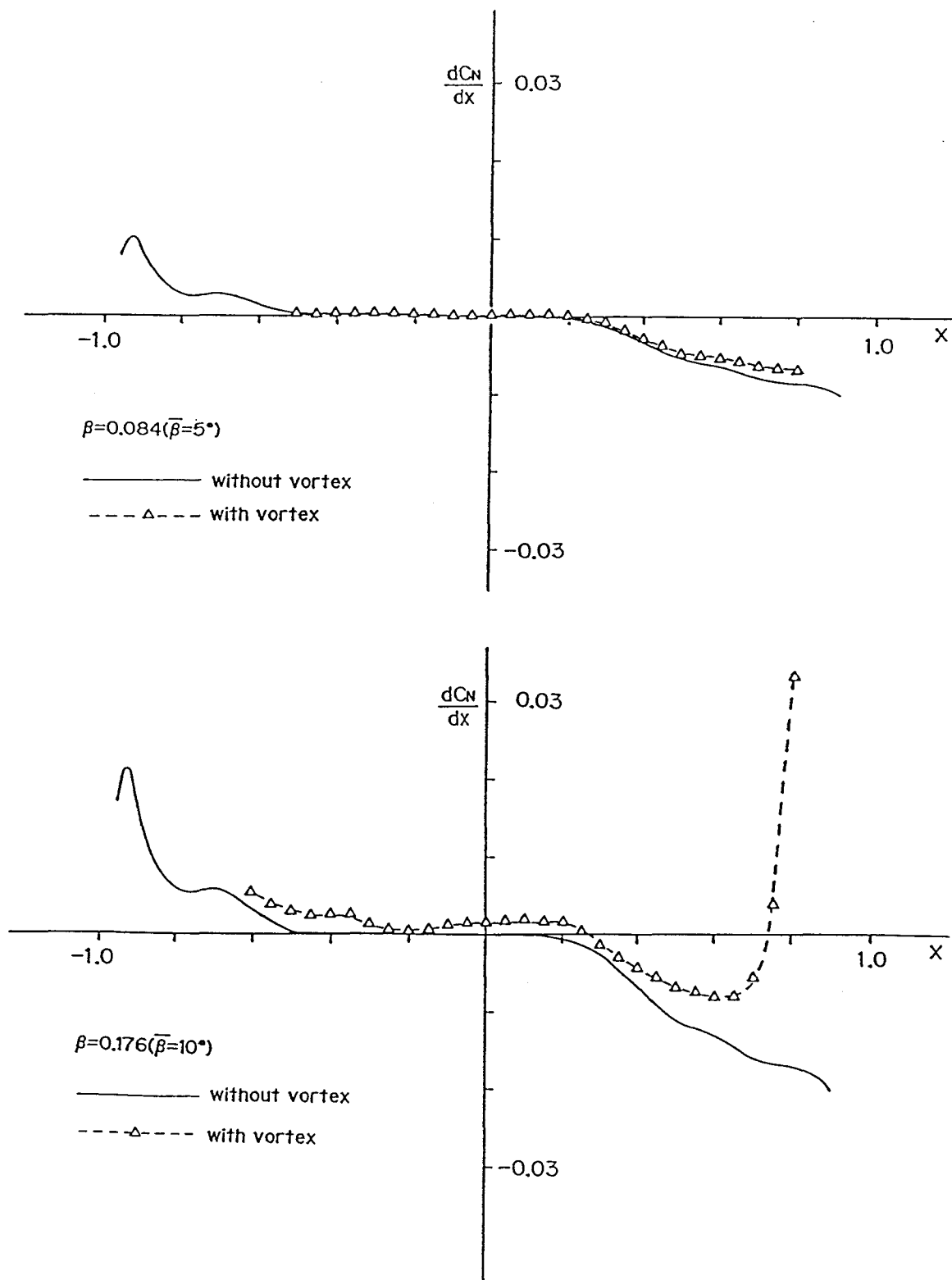


Fig. 4.3.4 Calculated lengthwise lateral force distribution of a ship at incidence.

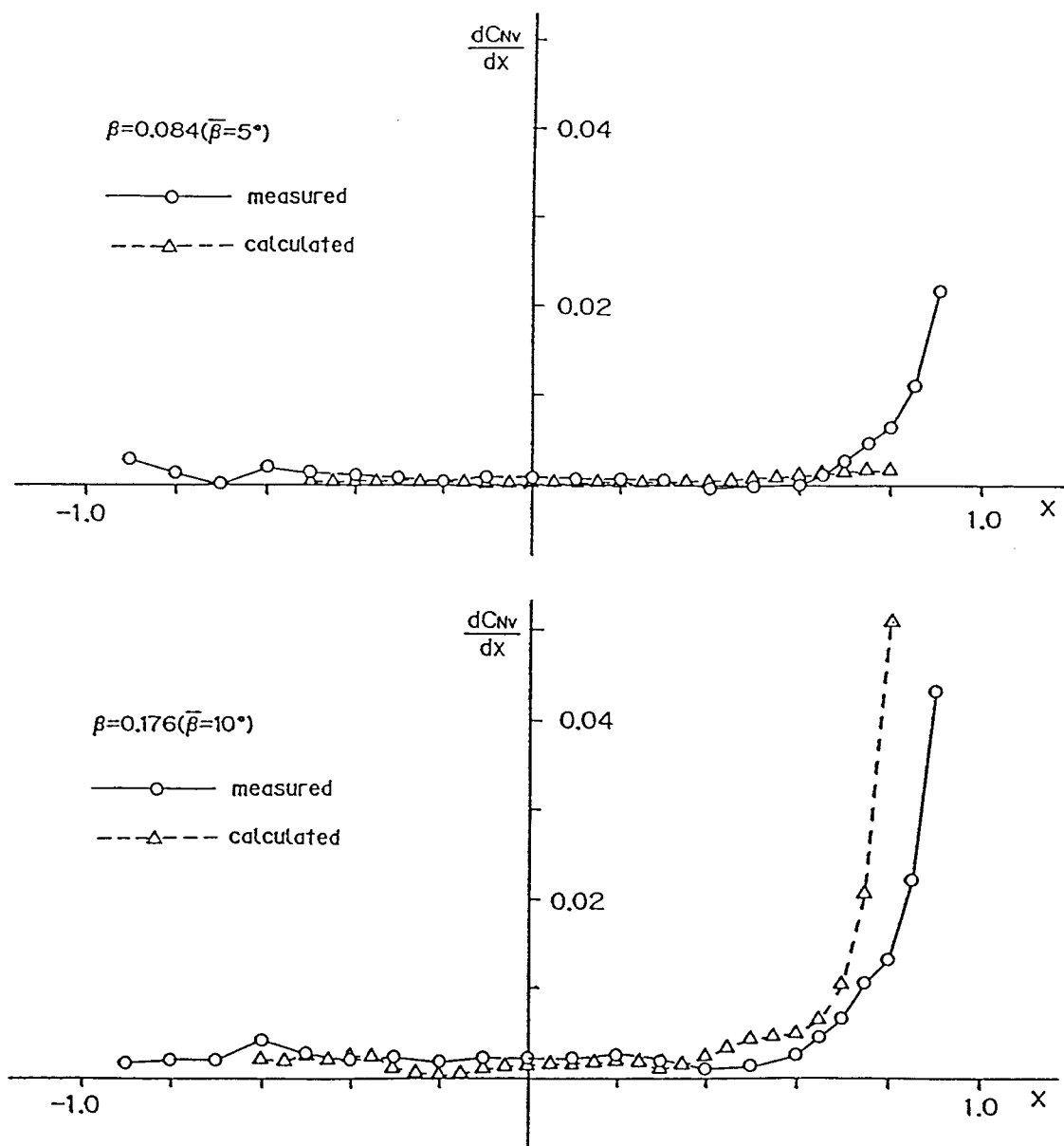


Fig. 4.3.5 The component induced by vortex in the lengthwise lateral force distribution of a ship at incidence.

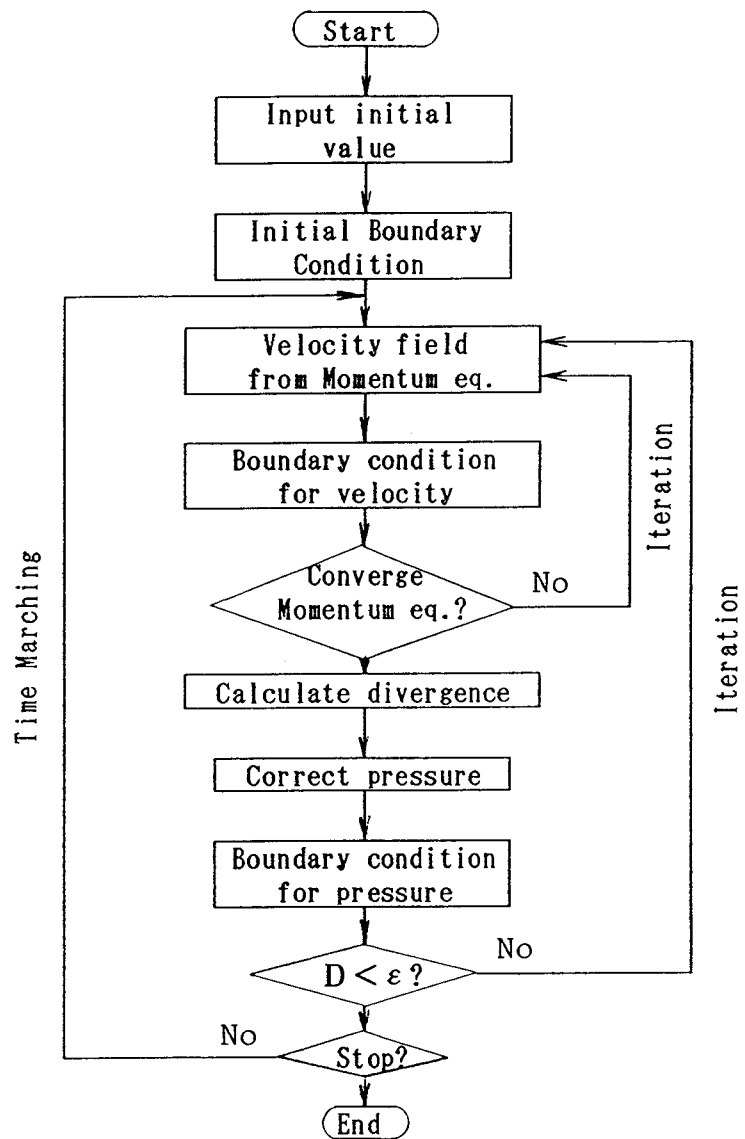


Fig. 5.1.1 Flow diagram of numerical computation.

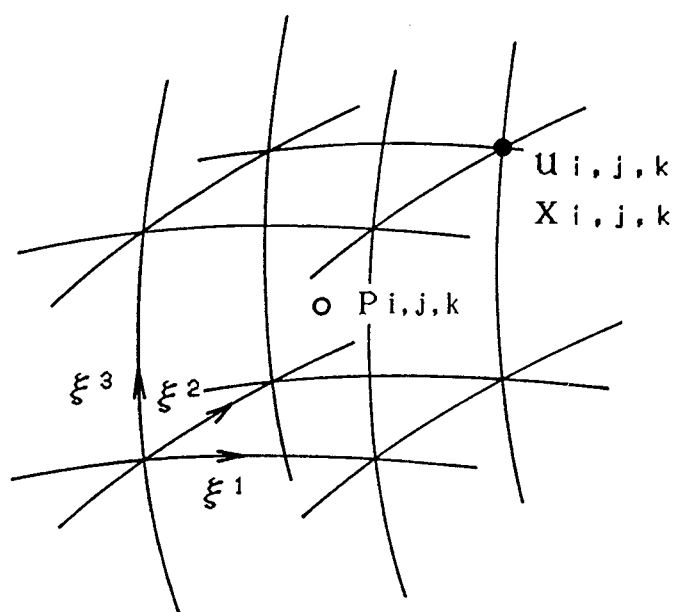


Fig. 5.1.2 P-Staggered grid system.

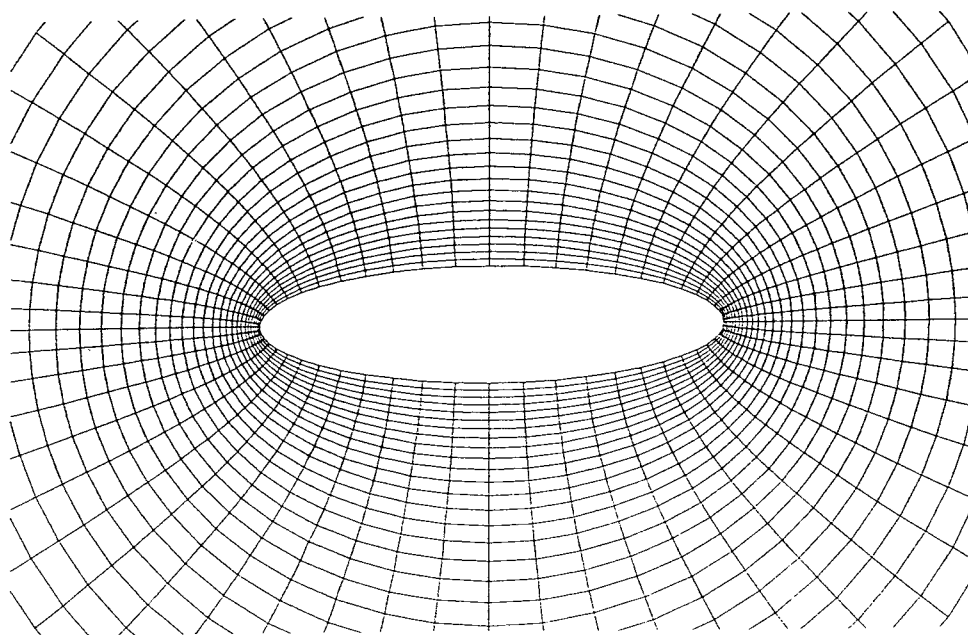
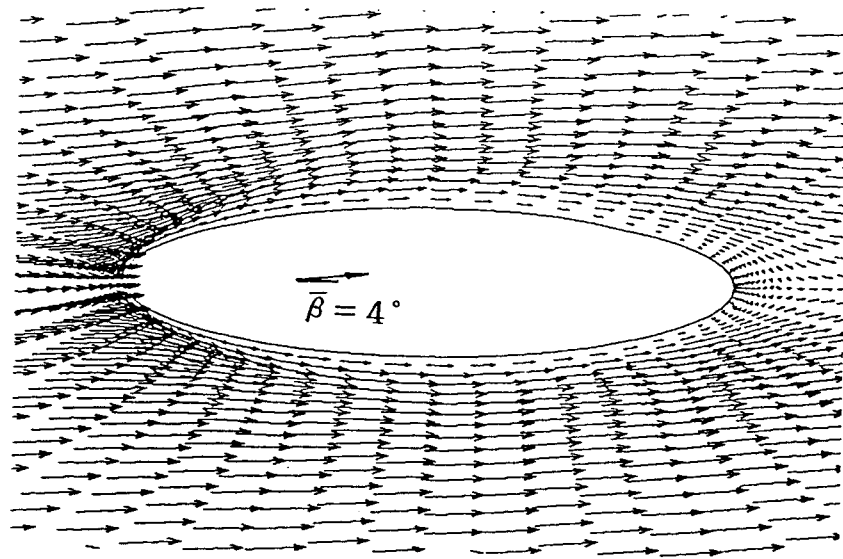
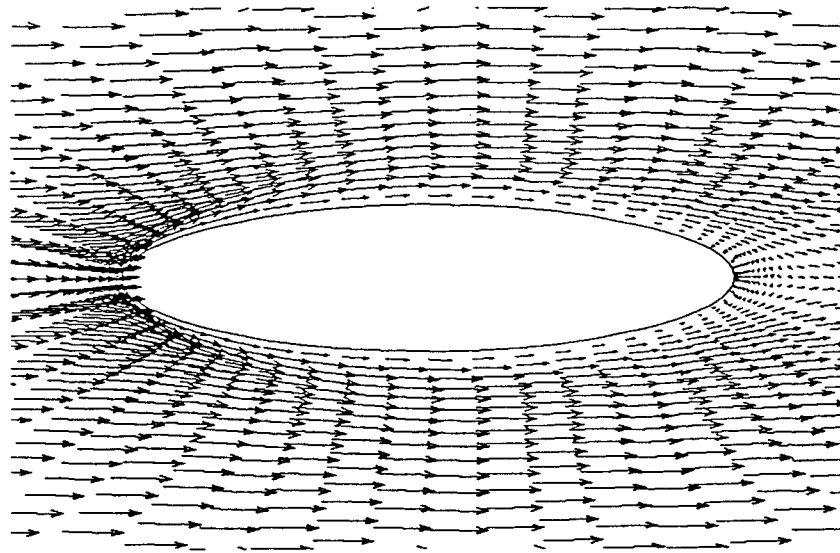


Fig. 5.2.1 Grid system around prolate spheroid.



(a) xz plane



(b) xy plane

Fig. 5.2.2 Computed velocity profiles around prolate spheroid at incidence.

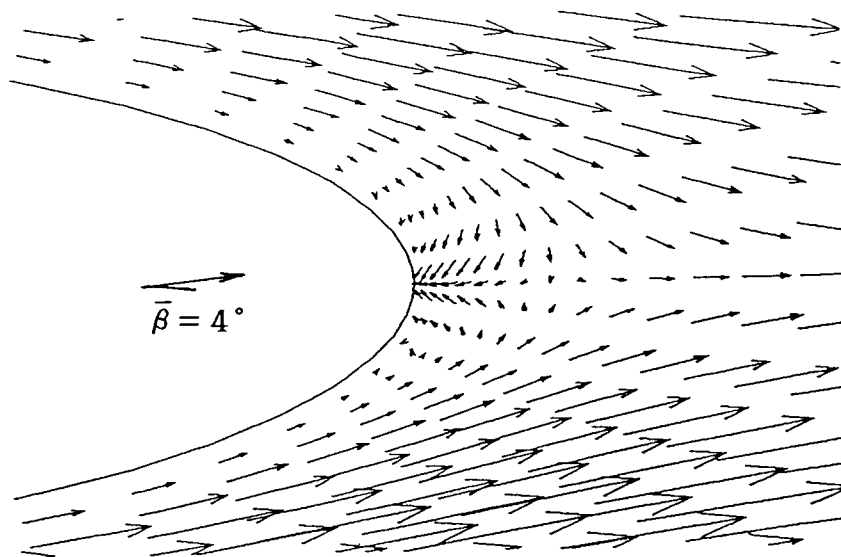


Fig. 5.2.3 Magnified figure of velocity vector near the rear end.

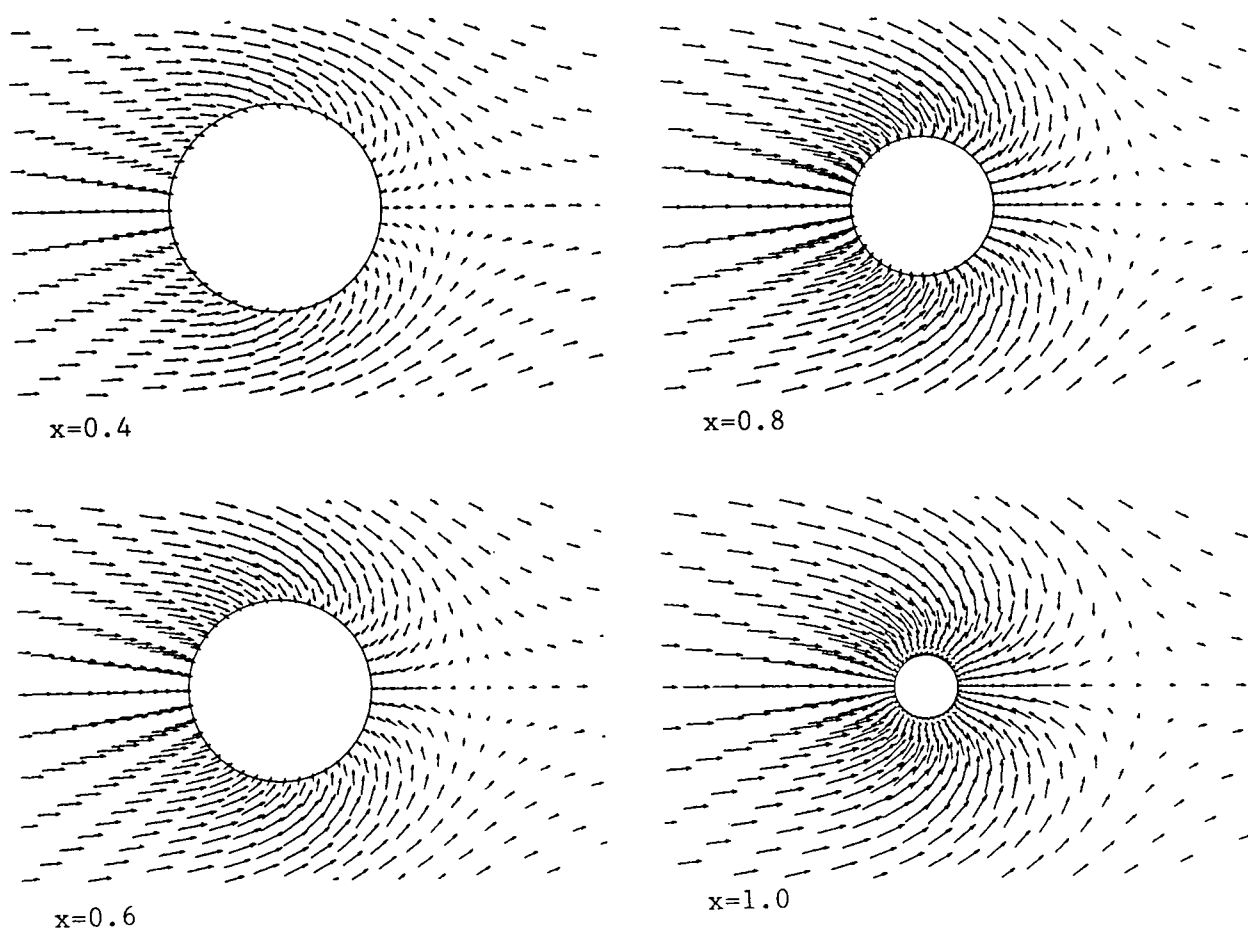
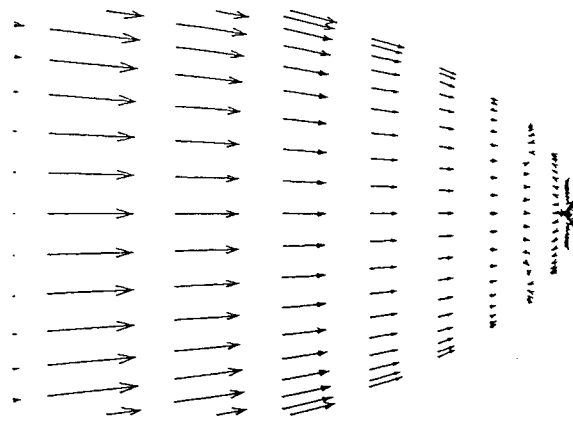
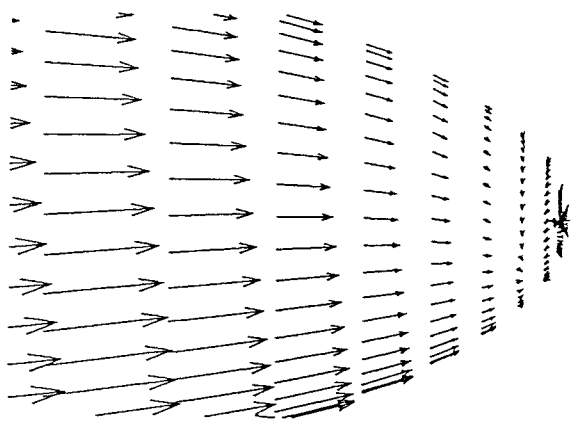


Fig. 5.2.4 Computed velocity vector component in the plane of normal to x axis.

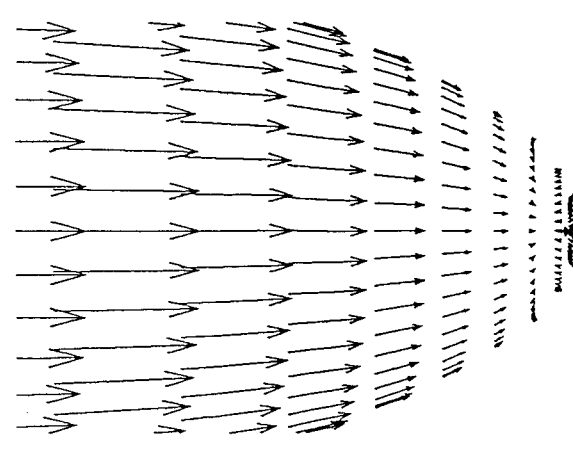


(a) Top view



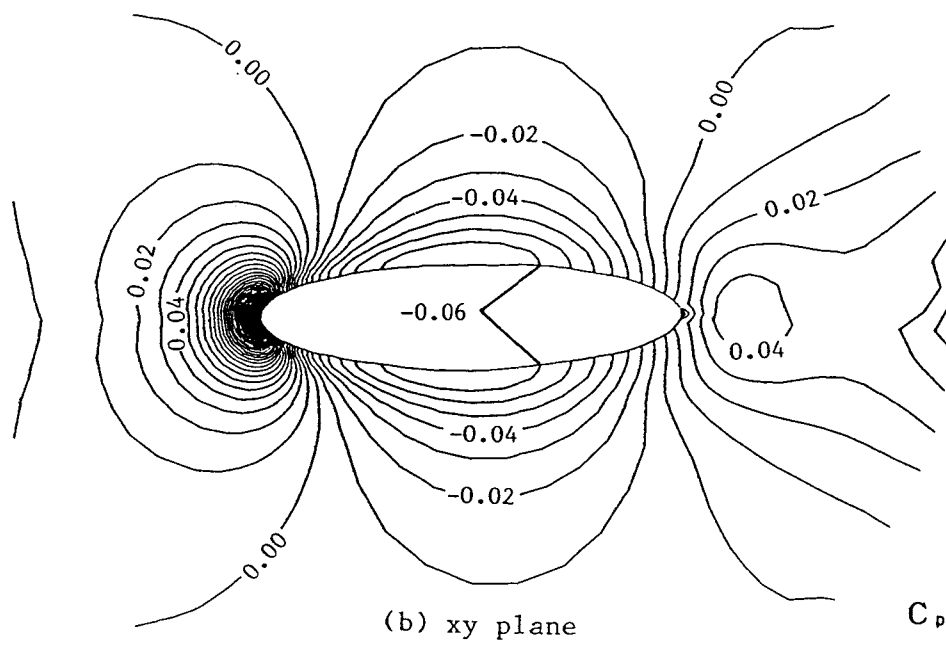
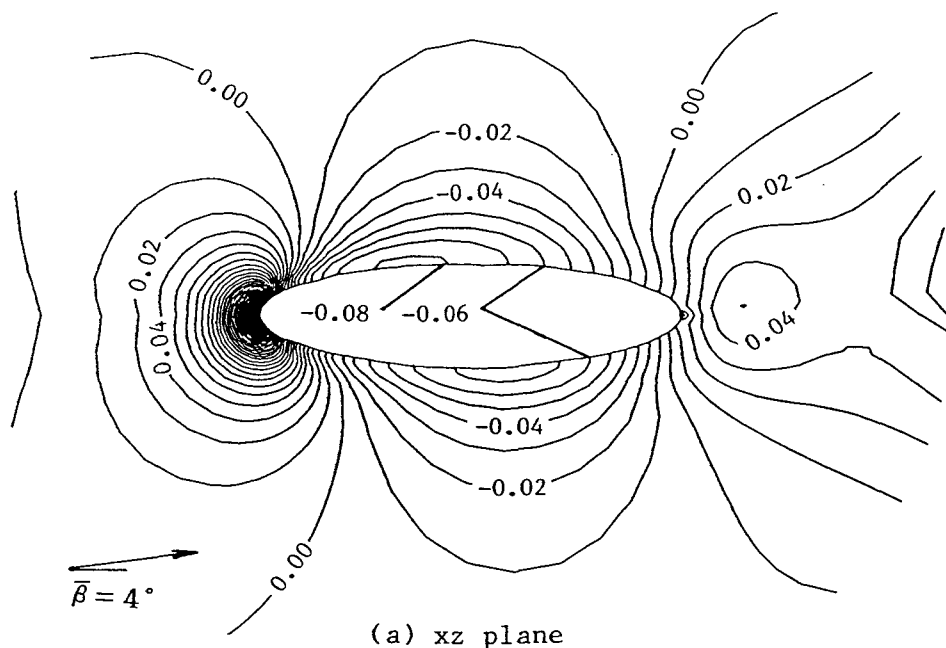
$\beta = 4^\circ$

(b) Side view



(c) Bottom view

Fig. 5.2.5 Computed velocity on the surface near the rear end.



$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\rho Q \cdot Q}$$

Fig. 5.2.6 Computed equi-pressure contour around prolate spheroid at incidence.

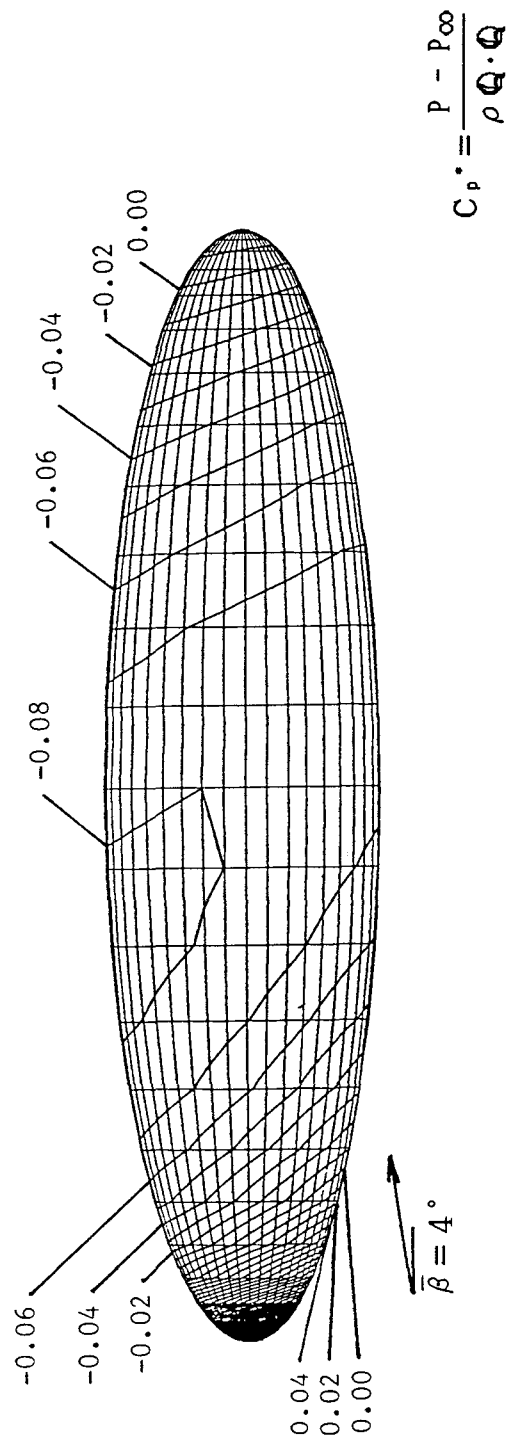
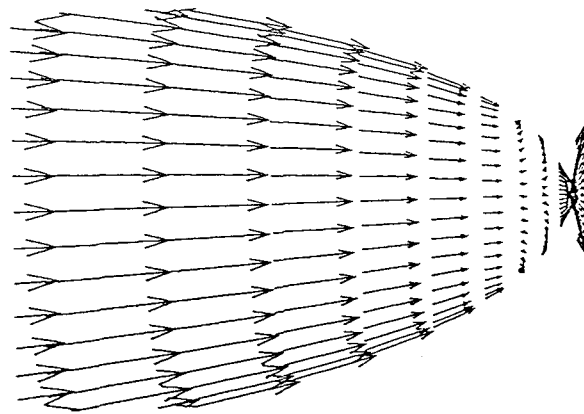
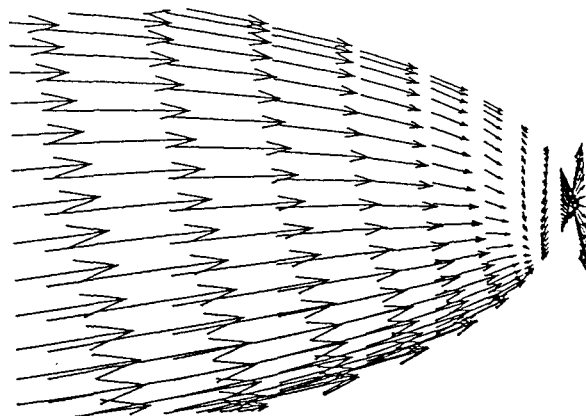


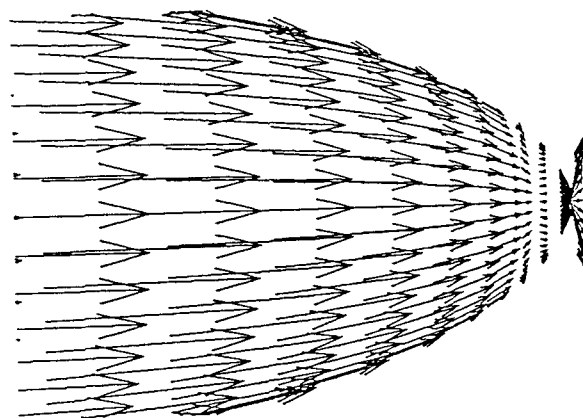
Fig. 5.2.7 Computed equi-pressure contour on the surface of prolate spheroid at incidence.



(a) Top view



(b) Side view



(c) Bottom view

Fig. 5.2.8 Computed shear stress vector distribution on the surface of prolate spheroid at incidence near the rear end.

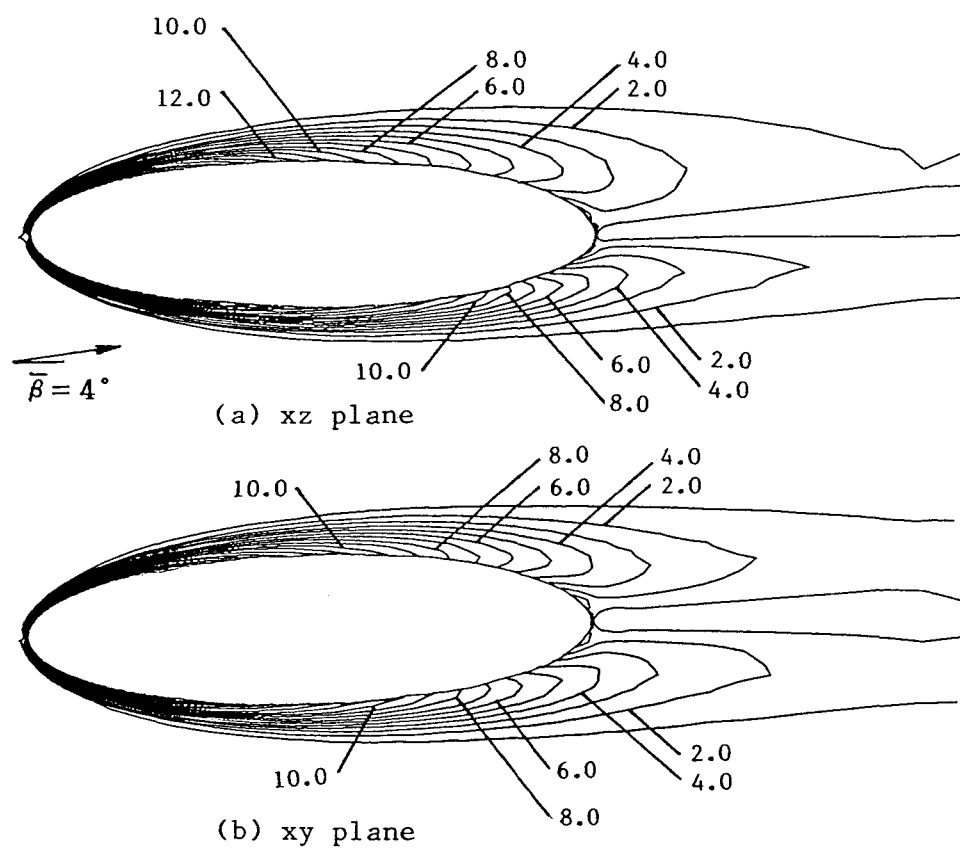


Fig. 5.3.1 Equi-vorticity contour of total vorticity $|\omega|$ around prolate spheroid at incidence.

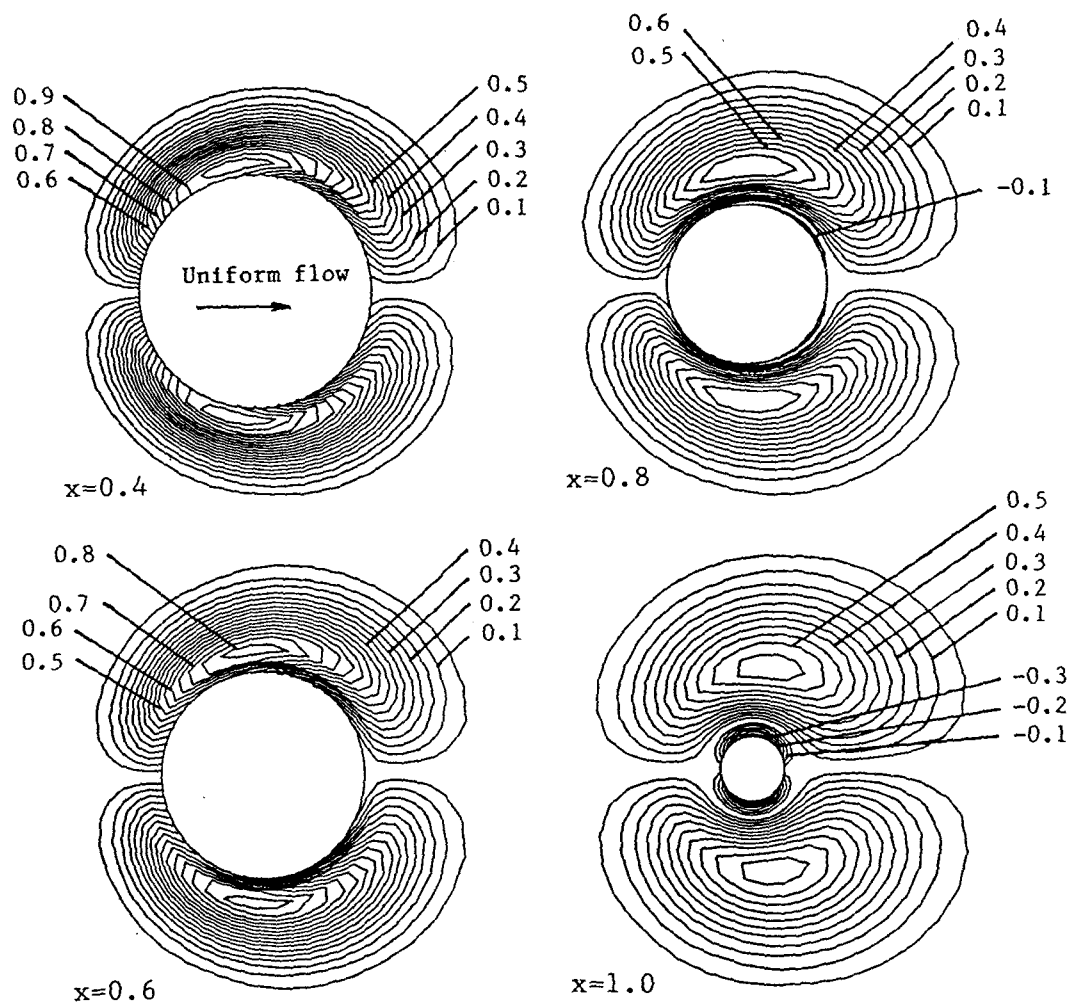


Fig. 5.3.2 Equi-vorticity contour of x-component of total vorticity ω_x .

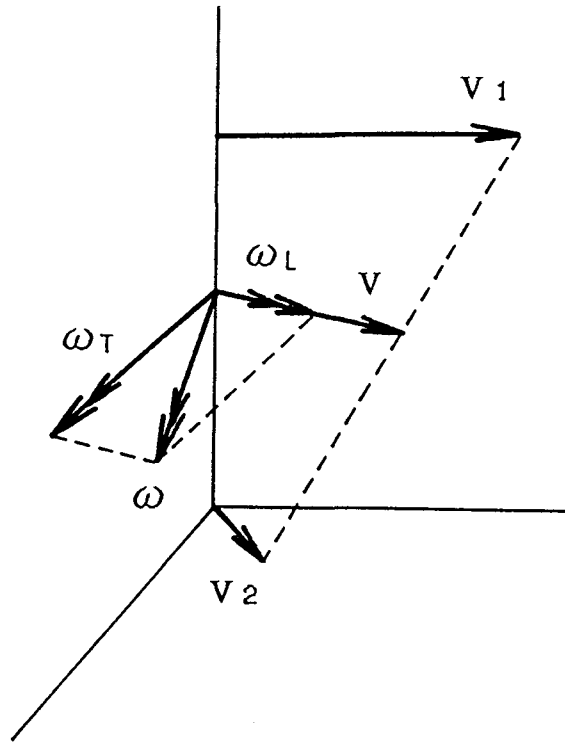


Fig. 5.3.3 Definition of locally streamwise vorticity ω_L and locally transverse vorticity ω_T .

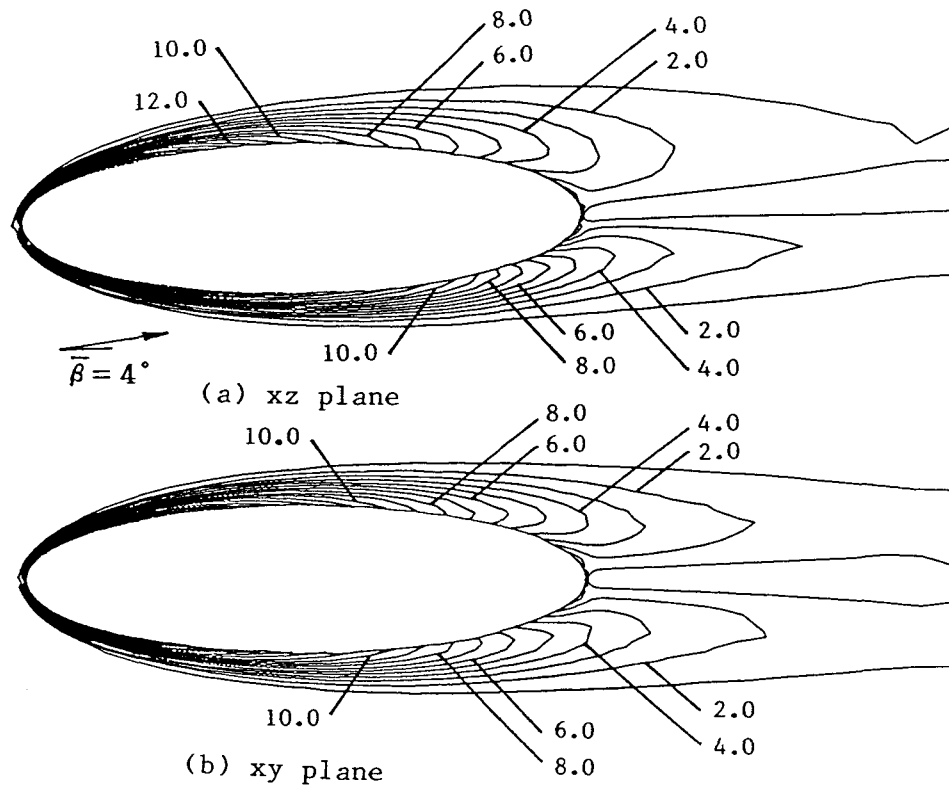


Fig. 5.3.4 Equi-vorticity contour of locally transverse vorticity strength $|\omega_T|$ around prolate spheroid at incidence.

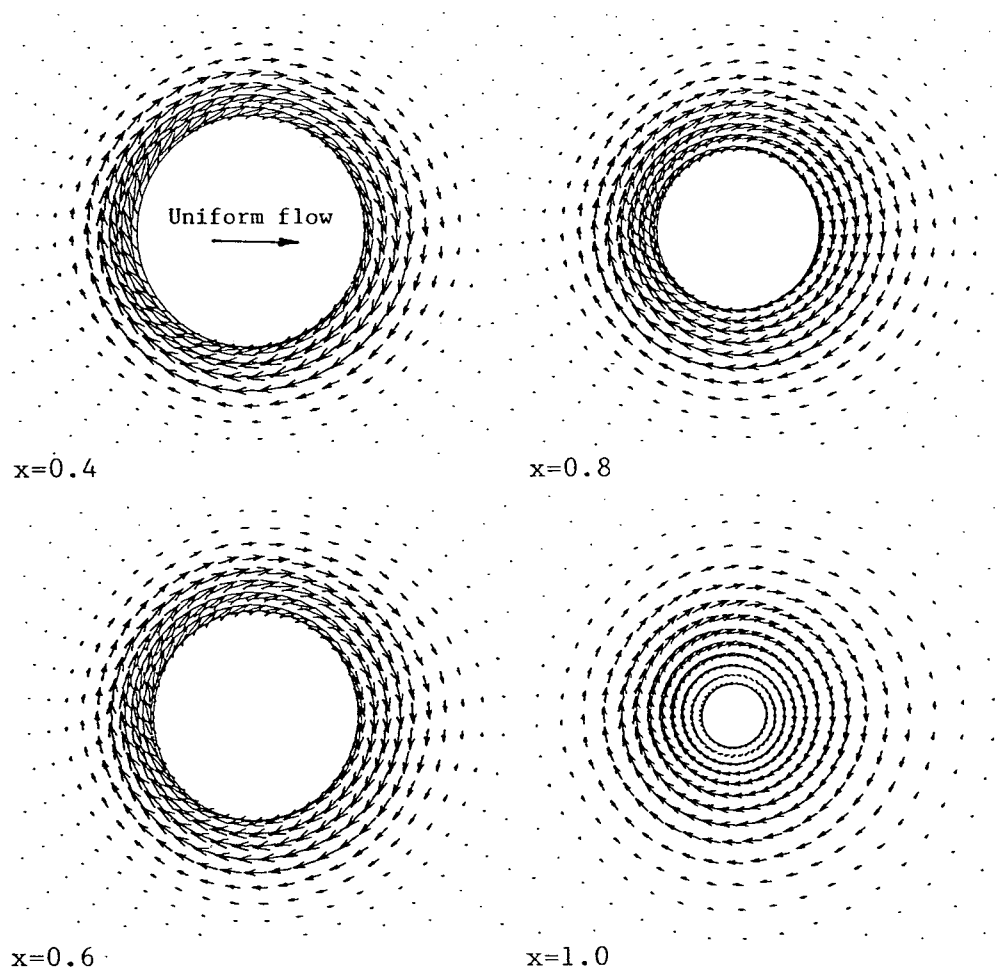


Fig. 5.3.5 Vorticity vector profile of locally transverse vorticity ω_T .

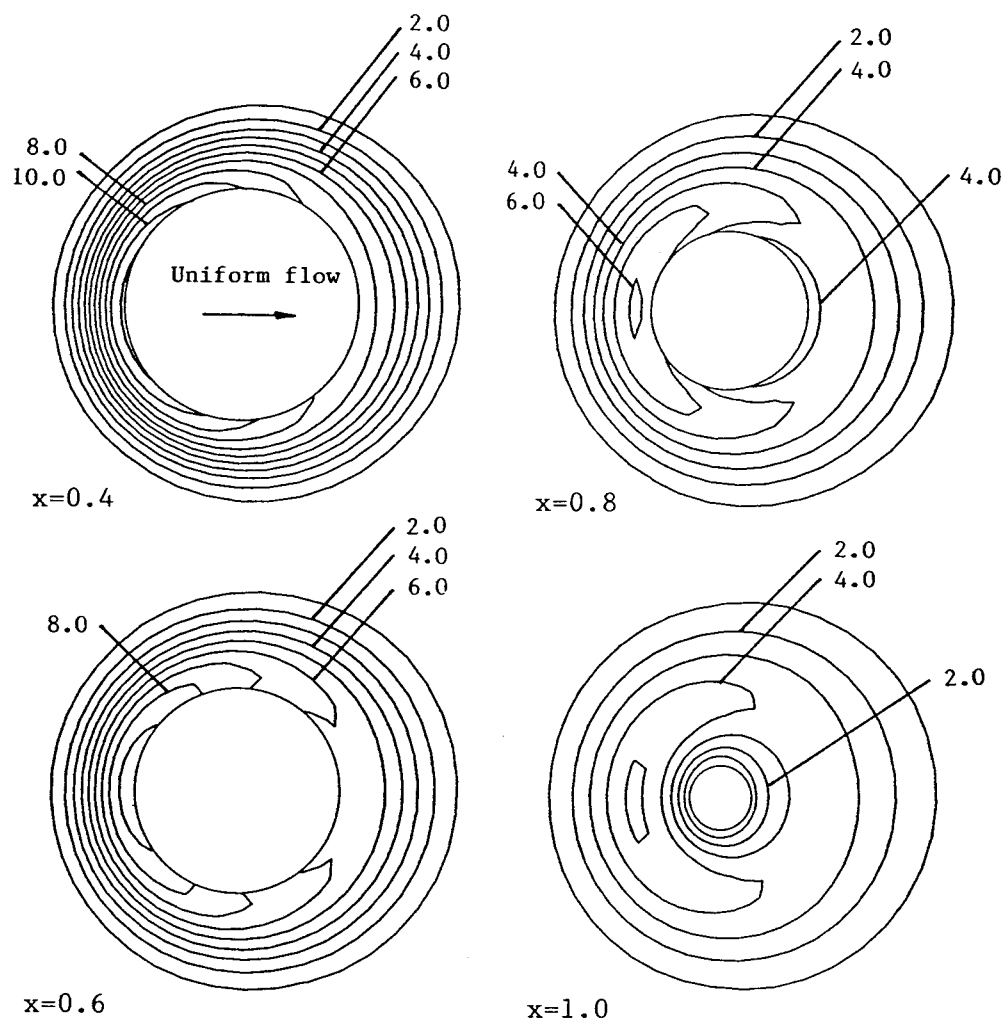


Fig. 5.3.6 Equi-vorticity contour of component strength of locally transverse vorticity normal to x axis

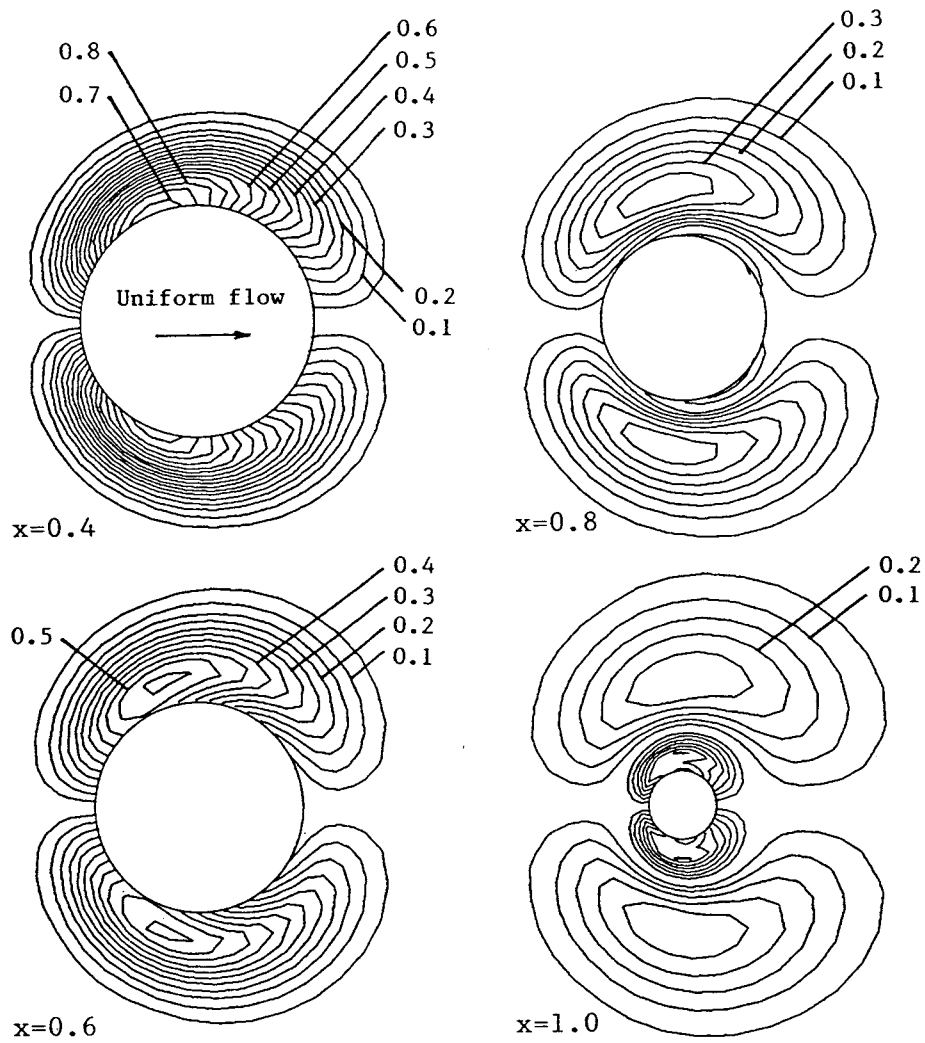


Fig. 5.3.7 Equi-vorticity contour of x-component strength of locally transverse vorticity ω_{Tx} .

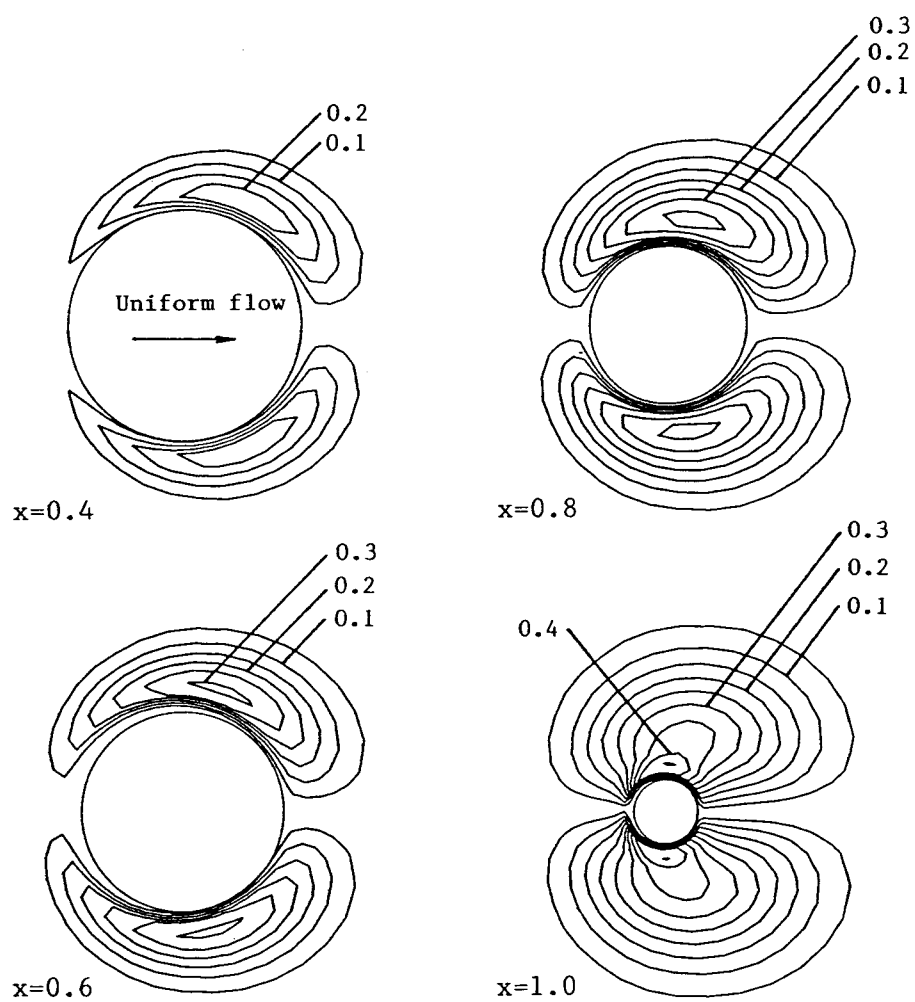


Fig. 5.3.8 Equi-vorticity contour of locally streamwise vorticity strength $|\omega_L|$.

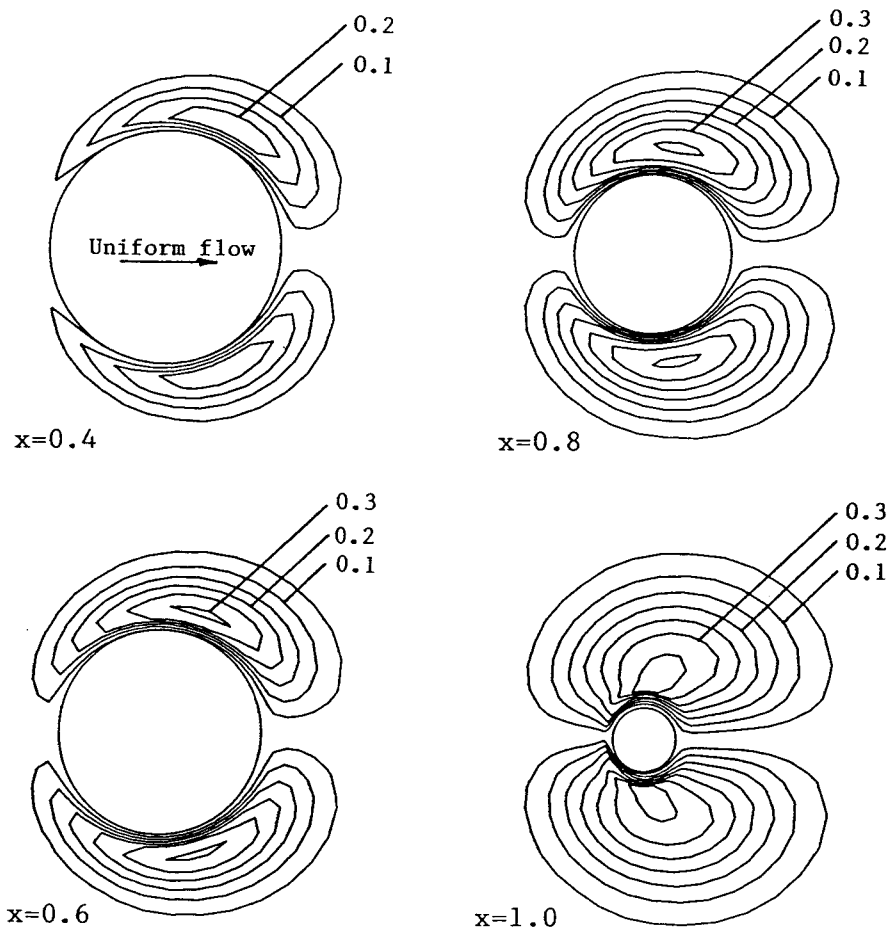


Fig. 5.3.9 Equi-vorticity contour of x-component strength of locally streamwise vorticity ω_{Lx} .

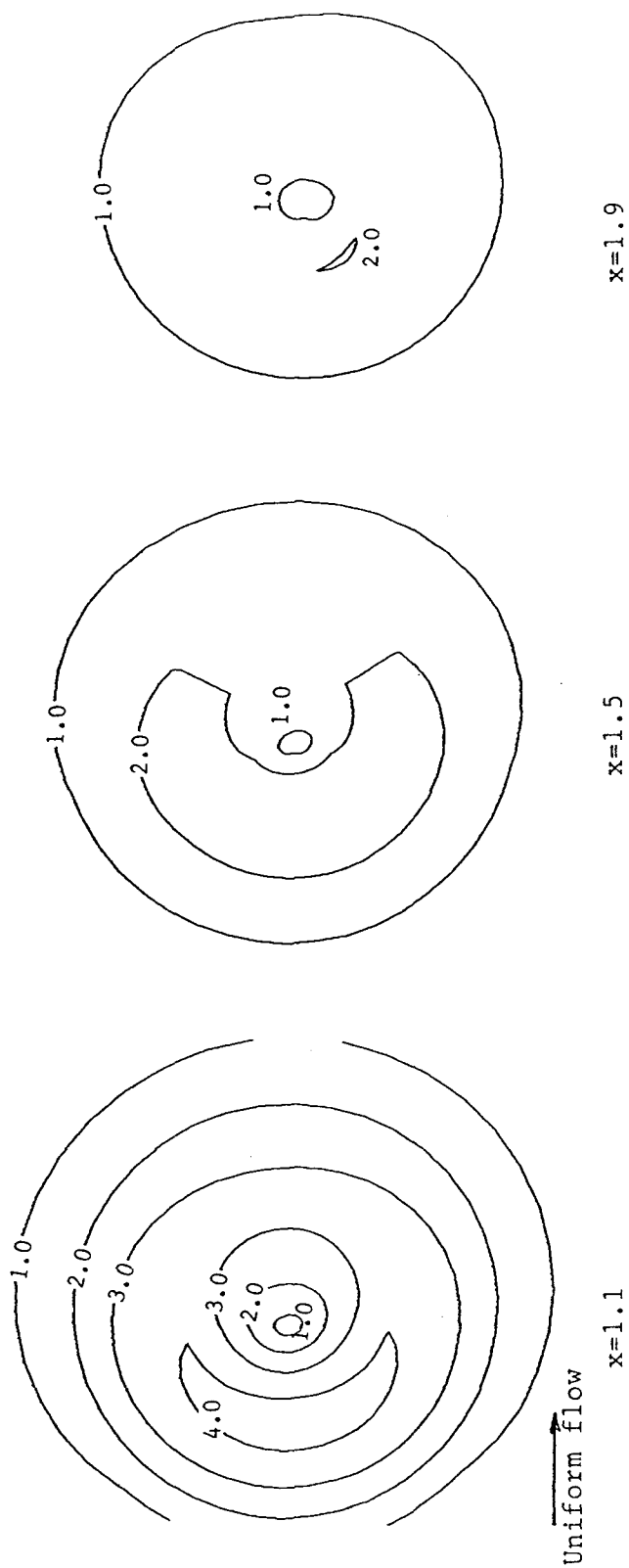


Fig. 5.3.10 Equi-vorticity contour of total vorticity strength $|\omega|$ in wake.

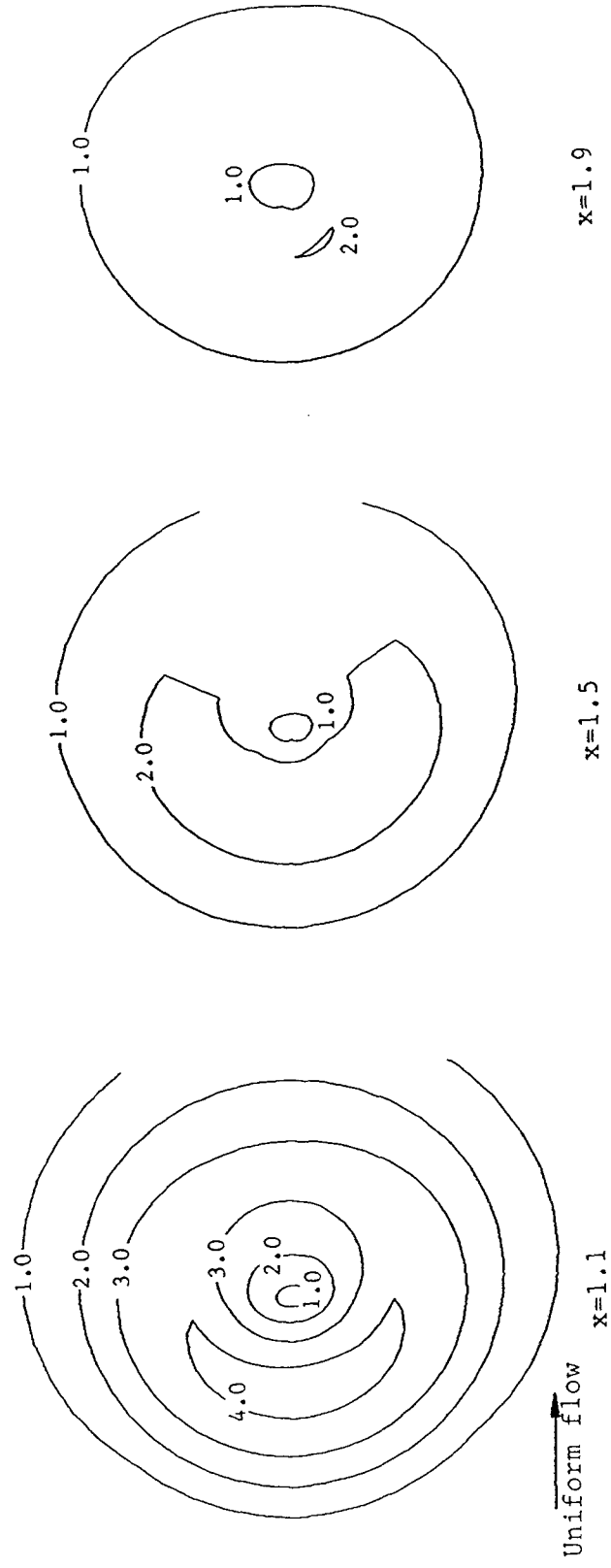


Fig. 5.3.11 Equi-vorticity contour of strength of locally transverse vorticity $|\omega_T|$ in wake.

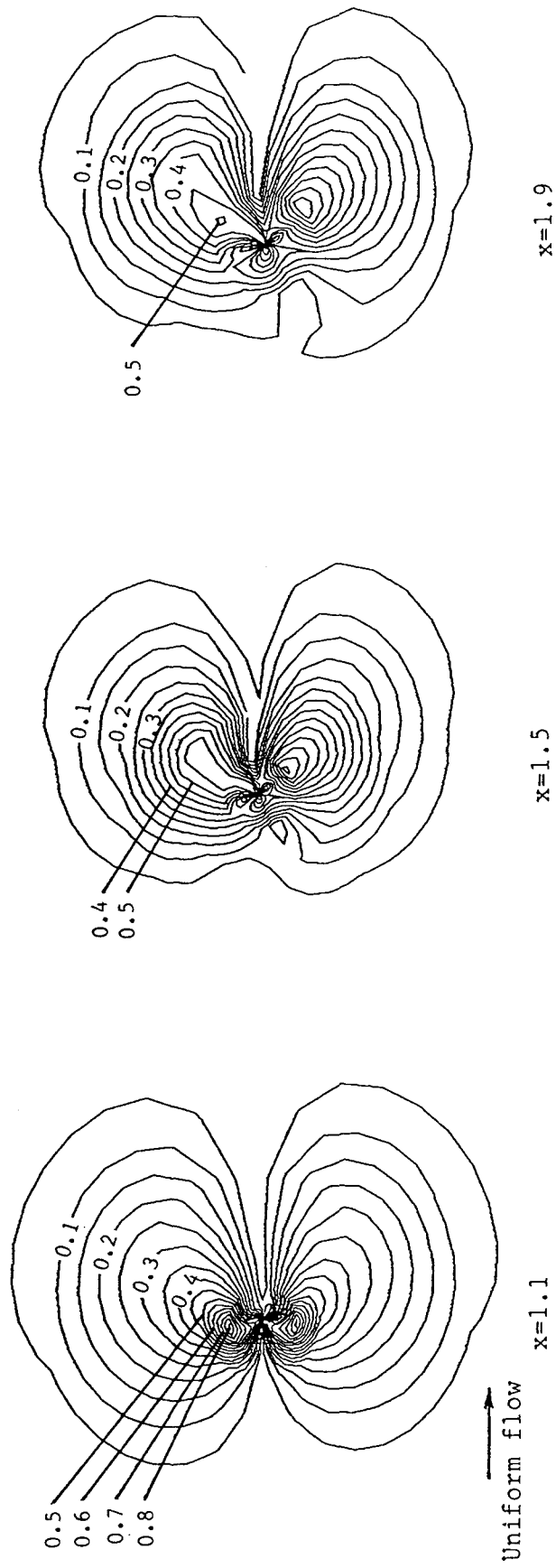
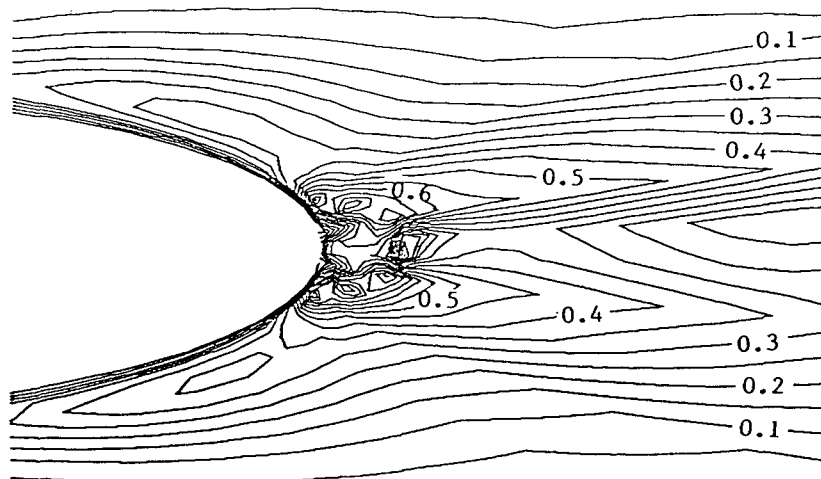
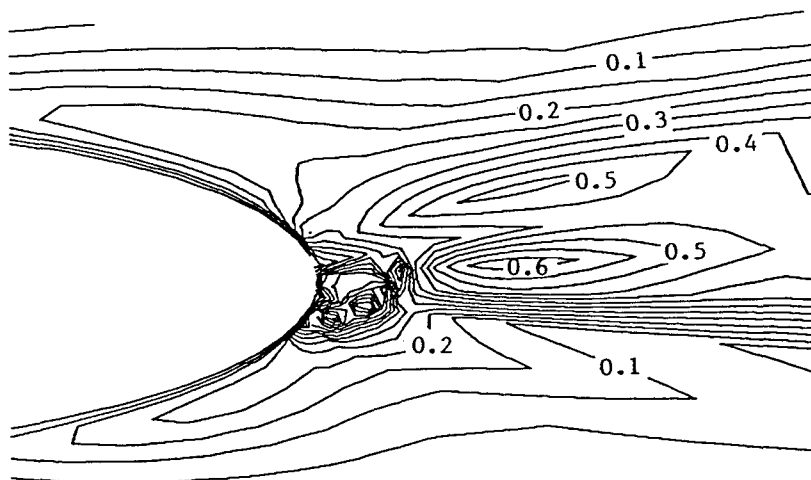


Fig. 5.3.12 Equi-vorticity contour of strength of locally streamwise vorticity $|\omega_1|$ in wake.



(a)



(b)

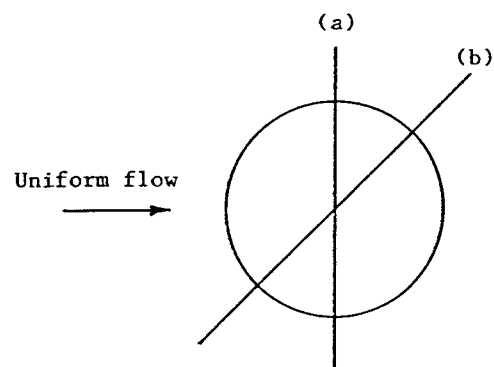


Fig. 5.3.13 Equi-vorticity contour of strength of locally streamwise vorticity $|\omega_x|$ near the rear end.

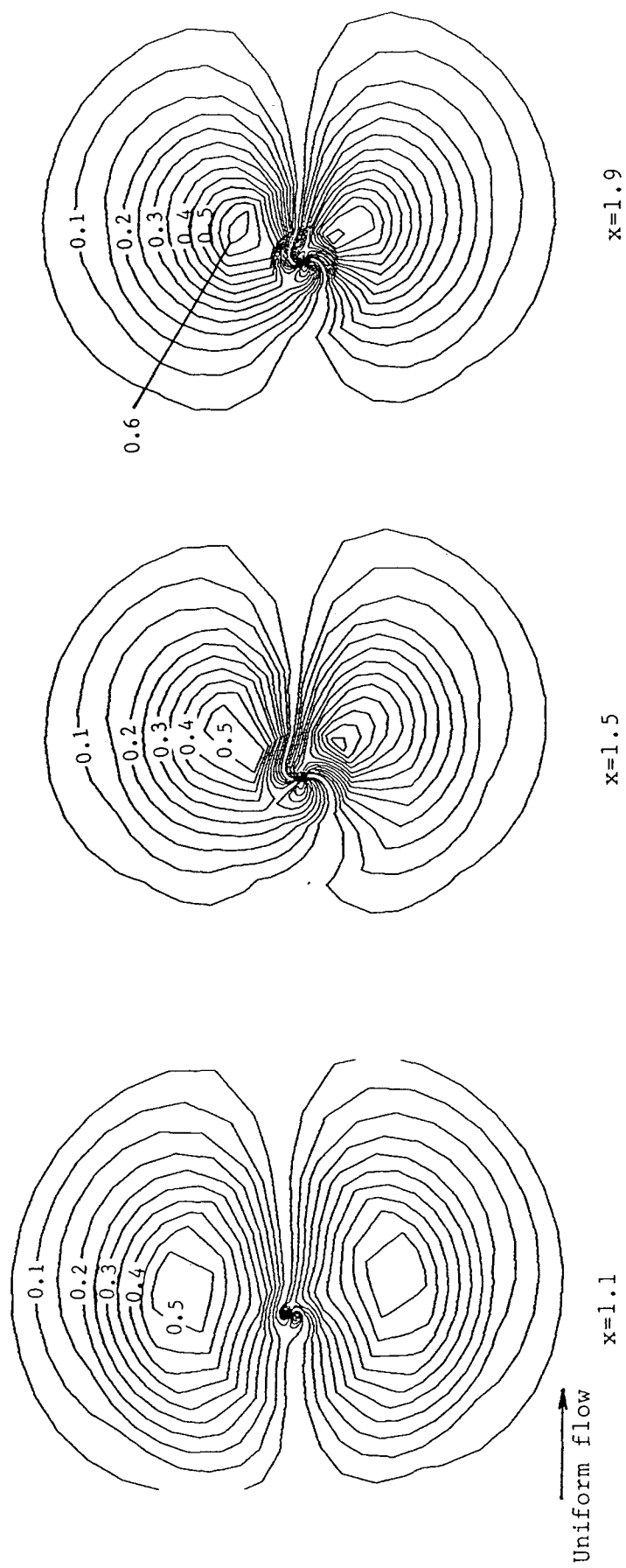


Fig. 5.3.14 Equi-vorticity contour of x-component strength of total vorticity ω_x in wake.

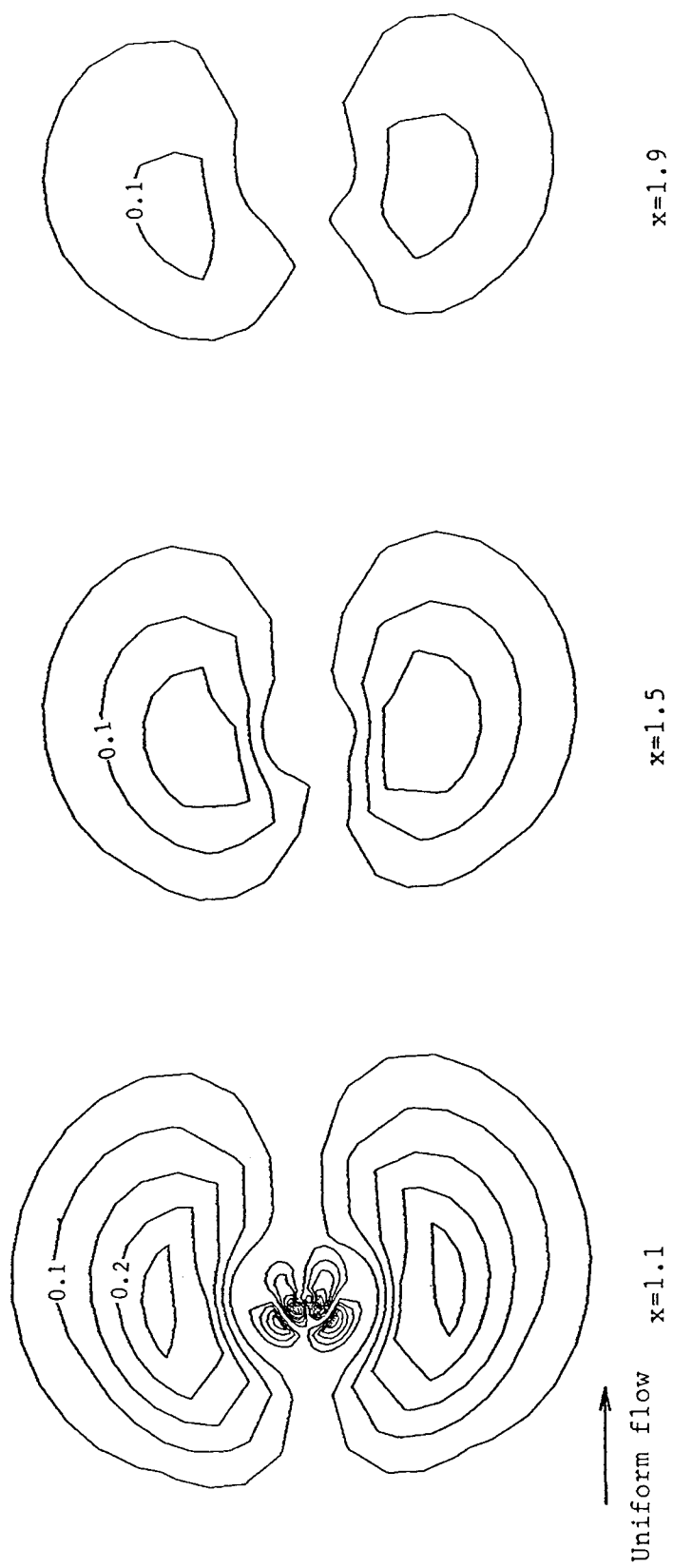


Fig. 5.3.15 Equi-vorticity contour of x-component strength of transverse vorticity ω_{1x} in wake.

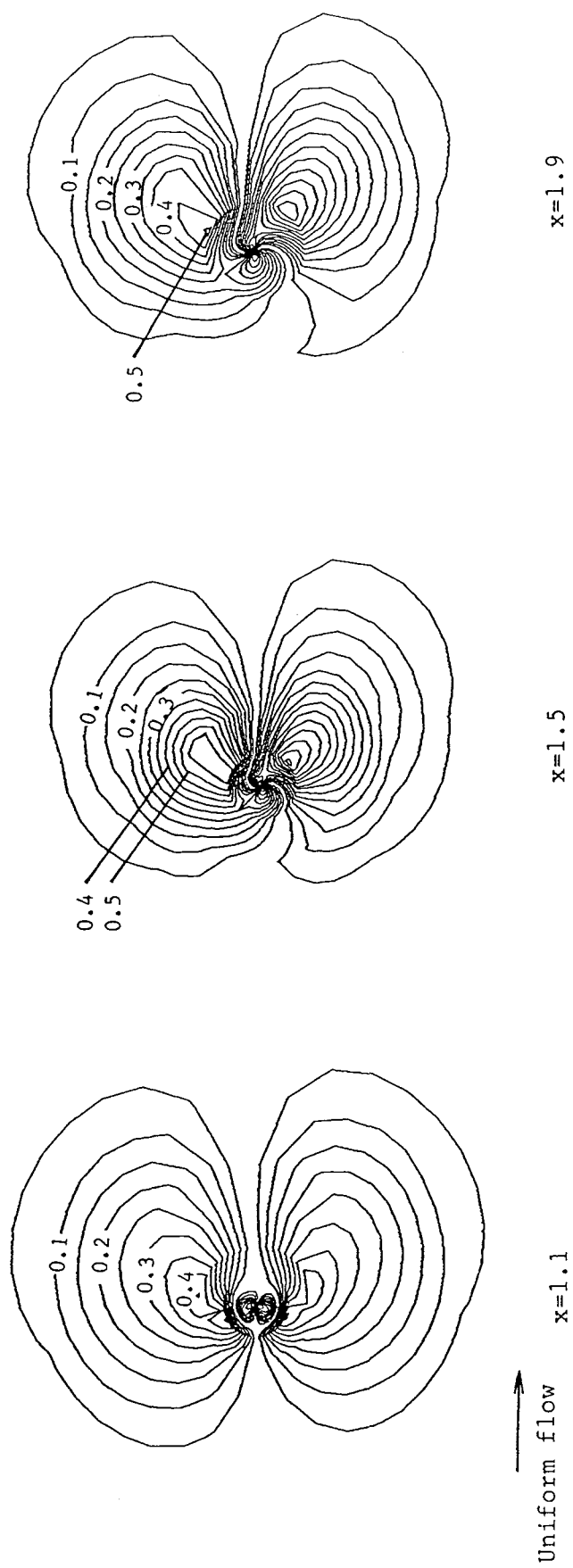


Fig. 5.3.16 Equi-vorticity contour of x-component strength of longitudinal vorticity ω_{Lx} in wake.

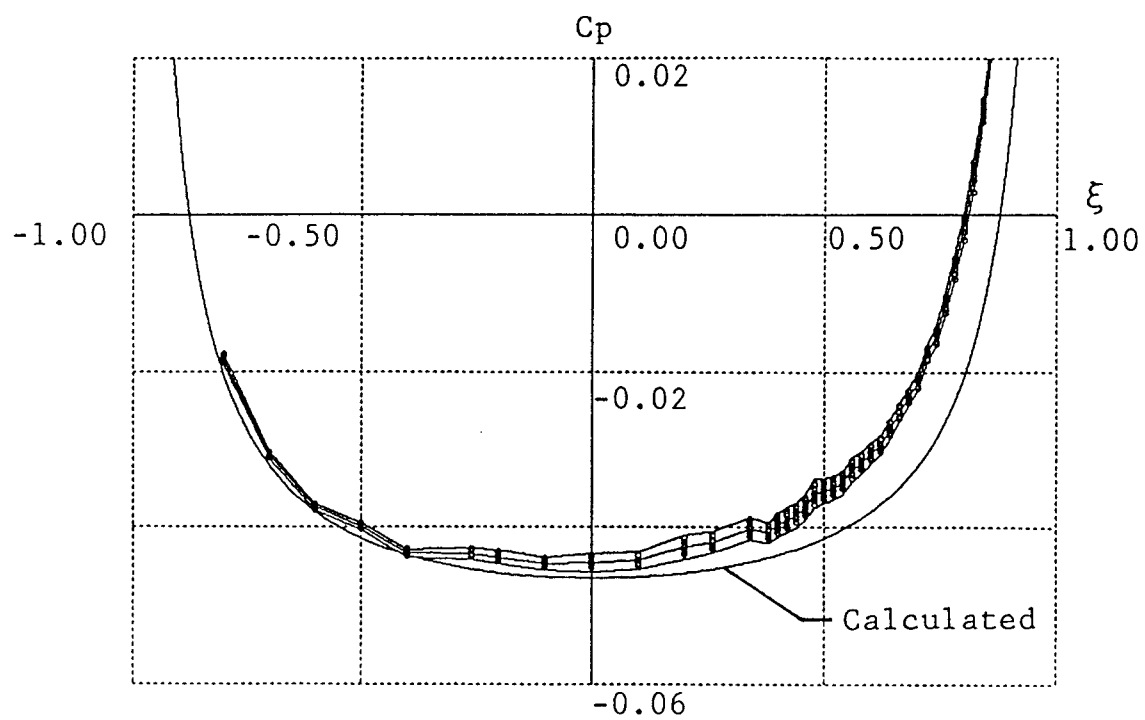


Fig. A-1 Surface pressure distribution on the prolate spheroid at zero incidence.