

Title	船体まわりに発生する三次元剥離渦に関する研究
Author(s)	呉, 清達
Citation	大阪大学, 1979, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/671">https://hdl.handle.net/11094/671</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

船体まわりに発生する  
三次元剥離渦に関する研究

昭和53年12月

呉 清 達

# 船体まわりに発生する三次元剥離渦に関する研究

	目次	ページ
緒論		3
第1章	流速計測	6
1.1	模型船及び座標系	6
1.2	五孔管による流速計測	7
1.3	壁面影響の修正	10
1.4	計測結果とその考察	13
1.5	表面流線の可視化	18
1.6	第1章のまとめ	21
第2章	肥大船粘性流場の速度分布	23
2.1	三次元乱流境界層理論	24
2.2	理論計算と実験結果の比較	25
2.3	第2章のまとめ	29
第3章	三次元剥離渦の運動	30
3.1	渦系近似	30
3.2	船体まわりのポテンシャル流速	32
3.3	鏡像渦の誘導速度	33
3.4	二次渦の影響	37
3.5	計算結果と実験結果の比較	39
3.6	第3章のまとめ	42

第4章	三次元剝離渦の循環	43
4.1	境界層近似法による循環計算式の誘導	44
4.2	流線曲率法による循環計算式の誘導	47
4.3	船首船底渦及び船尾縦渦の循環計算式	48
4.4	計算結果と実験結果の比較	50
4.5	渦打消しによる循環の減衰	52
4.6	第4章のまとめ	55
結 論		57
謝 辞		60
主 論 文		61
参 考 文 献		61
記 号 表		64
図 表		

## 緒 論

近年、船体の肥せき度が極端に大きい、いわゆる肥大船の建造が盛んとなり、従来のやせた船型には見られなかった抵抗推進性能上の問題点が現われてきた。中でも伴流分布の特異性とその尺度影響、プロペラのキャビテーションへの影響などの問題は、大変重要なもので、その解決が迫られている。ところが、このような問題はすべて船体まわりの流場に存在する境界層の三次元剝離渦が原因となっていることが指摘されており、流場の構造、特性の解明が重要な課題として提起されている。

三次元剝離渦としては、船首ビルジ部における流れの剝離によって生じる船首船底渦、船尾ビルジ部における剝離によって生じる船尾縦渦、船尾の水面近傍に発生する船尾逆渦などが、五孔管による流速計測又は各種の流線観測によってその存在を確認されており、船の抵抗推進性能に様々な影響を与えていることもよく知られている。特に、船尾縦渦は規模が大きく、また渦中心がプロペラ半径内もしくはそのごく近傍に存在するため推進性能と直接のかかわりを持ち、その性状を定性的、定量的に把握することは差し迫った課題になっている。一方、船首船底渦は量的に小さく、推進性能への影響も船尾縦渦ほどではないが、肥大船の球状船首など船首船型の選択には欠かせない問題であり、その性状を明らかにすることはおろそかにできない。

近年、斜行回転体や三角翼のまわりに発生する三次元剝離渦については、数多くの実験的及び理論的研究が進められ、すでにかかなりの成果が収められている。しかしながら、船体のように複雑な形状を有する三次元物体の剝離渦については、まだ十分に解明されているとは言い難い現状であり、剝離渦の発生機構、発生後の挙動、渦の強さ、渦相互間の干渉などについて明らかにすることが必要である。

また、最近三次元乱流境界層理論による船体まわりの粘性流場の数値計算が進められ、大型計算機の飛達に伴いその精度が高められているが、剝離によって生じる厚い伴流域に関する問題は、実際上の重要性にもかかわらずあまり進展していないようである。その主たる原因は剝離現象についての理解不足によるものであり、三次元剝離の物理的定義すら明確でない現状では、三次元乱流境界層理論と同等の精度での理論的展開が困難であるのはやむを得ない。理論的な厳密さを保証するには剝離現象自身の解明が欠かせない問題であるが、現時点でそれが困難である以上、当面剝離した後の現象の把握に重点を置き、剝離渦と境界層流の相関関係を明らかにすることが実用上重要な問題として提起される。

本論文は、これらの問題のうち、特に三次元剝離渦の挙動及び強さ、渦相互間の干渉、剝離渦と境界層内速度分布の相関などに注目し、これらを実験的並びに理論的に解明

することを目的とするものである。第1章では、五孔管を用いて肥大船及び長方形断面船まわりの流速を計測し、さらに計測された速度分布より渦度を求め、船体まわりの粘性流場、特に三次元剝離渦の挙動、大きさについて詳細に調査した。第2章では、三次元乱流境界層理論の代表例として姫野-田中法、奥野法を用いて数値計算を実施し、実験で求めた速度分布と比較検討した。第3章では、等角写像法を用いて船首船底渦の中心の軌跡を求め、実験結果と比較した。第4章では、三次元剝離渦の循環の近似計算法を示し、実験結果と比較検討した。

## 第1章 流速計測

本章ではまず船体まわりの粘性流場、特に三次元剝離渦の有無、あるとすればその規模、挙動などを実験的に調査する。方法としては速度分布を計測するのが最も確実でありかつ全容がつかめるので、曳航水槽において模型船を曳航し、その流速を計測する。

### 1.1 模型船及び座標系

供試模型船は、実用肥大船型の球状船首付タンカー(M1)と水線面形状が凸レンズ型(円弧型)の長方形断面船(M2)の2隻で、その主要目をTable 1及び2に、M1の正面線図をFig. 1.1、M2の概略図をFig. 1.2に示す。M1は代表的な肥大船型で、阪大水槽において抵抗試験、自航試験、表面圧力計測をはじめ各種の実験を実施しており、船尾部の流場計測もすでに実施しているので実験の一部を省略することができ、また流場についての総合的な把握が可能である。M2はビルジ部が直角であるため、方形肥せき係数 $C_b$ が0.67とやせているにもかかわらず強い三次元剝離渦が発生し、現象が明確で理論との比較に便利である。M1、M2共に乱流促進用としてS.S.(横断面番号)9½に台形状スタッドをフレームラインに1cm間隔に打ちつけた。実験状態は満載で曳航速度1.0 m/sのみの一種類である。

本論文で用いる座標系は、Fig. 1.3に示すような船体固



定の直交座標と、第2章で述べる境界層計算法の一つである姫野-田中法<sup>1)\*</sup> で用いた船体表面座標系である。前者は、F.P.の喫水線上を原点とし、船長方向を $x$ 軸、幅方向を $y$ 軸、深さ方向を $z$ 軸にとる。また後者において、 $\theta$ は船体の横断面のフレームラインを円に写像したとき、その上の点の偏角であり、 $\xi$ 軸は $\theta$ 一定の点をつないだ船体表面曲線、 $\eta$ 軸は表面からの外向き法線である。

## 1.2 五孔管による流速計測

流速計測には一般にピトー管、五孔管、熱線流速計、レーザ・ドップラ流速計などが用いられるが、三次元水流の平均流速を計測するには五孔管が便利であり、現時点では最も有効な計測法と思われる。

計測に用いた五孔管は先端部が円錐台形状をした阪大型五孔管で、計測圧力は磁歪式圧力変換器を用いて出力させた。実験装置の一覧図をFig. 1.4に示す。

M1の場合、船首部の非常に薄い境界層内を計測するので五孔管はできるだけ小さい方が好ましいが、先端部の外径 $d_0$ を決めるにあたっては次のようなことを考慮した。

- (1) 船体表面に最も近い計測点は境界層排除厚を目安とし、S.S. 9,7で2mm、S.S. 5,3で5mmとする。

---

脚注) \* 肩符は参考文献の番号である。

(2) 五孔管による流場のかく乱は、壁面から五孔管中心までの距離 $r$ が五孔管の外径より小さくなると急激に増大するので、 $r/d_o = 1$ を限度とし、これより小さくならないようにする。

(1)、(2)の条件から、S.S. 9及び7では外径2mmの五孔管(P1)を、S.S. 5及び3では4.5mmのもの(P2)を使用した。ただし、M2の場合、剝離渦が大きく渦中心が船体から離れたところにあるので、船首尾を問わず船体表面に最も近い計測点を5mmとし、五孔管はすべてP2を用いた。五孔管の概略をFig. 1.5に示す。P1では各測圧管の内径は0.33mmであり、応答時間が長くなることが予想されるので、先端部の細い部分をできるだけ短くした。

計測断面は、M1がS.S. 9, 7, 5, 3の4断面、M2はS.S. 9, 8, 7, 5, 3, 2, 1, A.P.の8断面で、それぞれ左舷のみ計測した。M1は球形五孔管を用いてS.S. 1,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{8}$ についてすでに計測している<sup>2)</sup>ので、そのデータも利用した。計測点は各断面とも船底部が $y$ 方向に20mm間隔、 $z$ 方向に5~10mm間隔、船側部が $y$ 方向に5~10mm間隔、 $z$ 方向に20mm間隔の格子状にとった。五孔管の移動装置は、左右方向にはパルスモーターで設定距離を自動的に移動するようになっており、最小設定間隔は0.1mmである。上方方向は手動で、最小間隔は左右と同一である。

計測圧力から流速成分を算出する方法としては $K_u$ - $K_v$ 型

解析法<sup>3)</sup>を採用したが、この解析法はもともと完全流体中の球のまわりの圧力分布に基づいており、阪大型のような円錐台形状のものでは、流入角が大きくなると $K_H$ と $K_V$ は互いに干渉し精度が悪くなる。この誤差を少なくするために五孔管の検定を $5^\circ$ 間隔の格子状に行い、 $5^\circ$ ごとの検定曲線のうち流入角に最も近い検定曲線を用いて解析することとし、また流入角が $20^\circ$ をこえるデータは捨てることにした。このような処置により誤差角は $0.5^\circ$ 以下になり、二次流れの流速誤差は $5\text{ mm/s}$ 以内にとどめることができた。

曳航水槽における1航走中の計測数はP1を使用した時は2点、P2の場合は5点としたが、前に述べたようにP1は先端部が極端に小さいので、曳航水槽で実験する際には応答時間が問題になる。計測圧力 $P_m$ と真の圧力 $P_0$ との関係は

$$P_m = P_0 (1 - e^{-k_0 t}) \quad (1.1)$$

で与えられる。ただし、 $t$ は時間であり、また時定数 $k_0$ は実験から求め、P1と今回使用した圧力変換器の組み合わせでは約 $0.12$  (1/sec.) となった。曳引車が $1.0\text{ m/s}$ の一定速度になってから第1計測点までが38秒、第1計測点から第2計測点までが22秒であり、 $P_m/P_0$ は上式からそれぞれ $0.99$ 、 $0.93$ となる。第2点目の精度が悪いようであるが、第1計測点と第2計測点で流場の変化があまり大きくなく、流速の変化量が $15\%$ 程度までであれば、総量としては第1

点目と同じ精度が保証されることになる。五孔管の移動装置は航走中水平移動するようになっているので、水平方向の流速変化の少ない船底部では問題ないが、船側部で境界層が薄く流速が急激に変化する場合は、第1計測点と第2計測点の流速変化量が大きくなり修正が必要である。M1のS.S.9の船側部では明らかにこの影響が現われており、(1.1)式によって修正した。

五孔管の位置を設定するための目盛りは1mm間隔であり、この1/10程度が目分量による計測位置の誤差として含まれるものと考えられるが、実験結果から見てこの程度の位置の誤差は差し支えないものと思われる。

### 1.3 壁面影響の修正

五孔管で壁面近傍の流場を計測するとかなり強い壁向き流れが現われるが、壁面のごく近傍でこのように壁を貫く流れがあるとは考えられず、五孔管計測による誤差であると思われる。壁面近傍での計測時の誤差は主として次の2点が考えられる。

#### (1) 流速の非一様性の影響

Fig. 1.6 (a) に示したように、壁面近傍の境界層内では強いせん断流れ (shear flow) になっており、厚さ方向に流速が急激に変化し、一般に外側の方が流れが速くなる。そのため平行流であっても外側の管の計測圧力が高くなり、

あたかも壁向き流れがあるかのごとく計測される。

## (2) 壁面による流速増加の影響

壁面近くの速度場が一様であっても、壁の存在が五孔管のまわりの流れに影響を与える。Fig. 1.6 (b) に示したように壁面は鏡像面と考えられ、内側の流速が大きくなり外向き流れとして計測される。

壁面の存在は壁向き流れだけでなく主流方向の流速にも影響するが、ポフの実験結果<sup>4)</sup>によれば、 $r/d_0$ が1より大きくなれば誤差は小さく修正の必要はない。

壁面影響による誤差角 $\Delta\varphi$ の修正法は次の通りである。流速の非一様性による誤差角 $\Delta\varphi_1$ と、壁面による流速増加による誤差角 $\Delta\varphi_2$ の相互干渉が小さいと仮定すると、 $\Delta\varphi$ は次式で与えられる。

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 \quad (1.2)$$

ただし、壁向き流れの場合に $\Delta\varphi$ を正とする。 $\Delta\varphi_1$ は厚さ方向の速度勾配 $\partial u/\partial \eta$ の関数であるが、誤差角が $10^\circ$ 以内であれば五孔管の検定曲線はほぼ直線と見なし得るので、速度分布が五孔管の有効直径内で直線近似できると仮定すれば、 $\Delta\varphi_1$ は $\partial u/\partial \eta$ の一次関数で表わされる。

ここでは速度勾配の無次元パラメータ $n_0$ を用いて

$$\Delta\varphi_1 = C_0 n_0 \quad (1.3)$$

$$\text{ただし } n_0 = \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{d_0}{u}$$

で表わす。修正係数  $C_0$  は五孔管の形状、大きさなどによって異なる値である。 $\Delta\varphi_2$  は  $r/d_0$  の関数であり、壁面を鏡像面とする五孔管の鏡像を考えればポテンシャル流計算で求められるが、ことは壁面のごく近傍での問題であり、粘性影響が大きいと考えられるので、実験的に求める方が合理的であろう。

$C_0$  と  $\Delta\varphi_2$  を求めるために、平板境界層内で五孔管計測を行なった。用いた平板は長さ 3 m、幅 0.3 m、最大厚 0.02 m のもので、先端より 1.5 m、2.7 m の 2 点で計測した。曳航速度は 0.7、1.0 m/s の 2 種類で板の全長で作ったレイノルズ数はおのおの  $1.84 \times 10^6$ 、 $2.63 \times 10^6$  であり、平板に対する五孔管の姿勢をいろいろ変えて実験した。壁面に最も近い計測点は P1 が 2 mm、P2 が 5 mm である。主流方向の速度分布を Fig. 1.7 に示す。図中、実直線は速度分布の壁面法則

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{u_* \eta}{\nu}\right) + C \quad (1.4)$$

より求めたもので、式中の常数  $K$ 、 $C$  はそれぞれ 0.4、5.5、また摩擦速度  $u_* (= \sqrt{\tau_w / \rho})$  は

$$\frac{\tau_w}{\rho U_0} = 0.0225 \left(\frac{\nu}{U_0 \delta}\right)^{1/4} \quad (1.5)$$

の実験式と、境界層厚さ  $\delta$  を求めるための

$$\delta = 0.37 \left( \frac{\nu}{U_0 x} \right)^{\frac{1}{5}} x \quad (1.6)$$

の近似式を用いて計算した。この直線と計測値はよく合っており、P2による計測値が2~3%高目になる。 $\Delta\varphi$ を $n_0$ ベースで置点したのがFig. 1.8で、ばらつきは五孔管の姿勢の変化による影響である。P1、P2共に壁面に近い $n_0$ の最も大きい点を除き、ほぼ直線で近似できるので、 $n_0$ の小さな領域では $\Delta\varphi_2$ が小さいとして無視し得るものと思われる。Fig. 1.8より求めた $C_0$ 、 $\Delta\varphi_2$ をTable 3に示す。

壁向き流れの速度修正量 $\Delta v_{\eta}$ は

$$\Delta v_{\eta} = u \tan \Delta\varphi \doteq \frac{\pi}{180} u (C_0 n_0 - \Delta\varphi_2) \quad (1.7)$$

となり、 $u$ 、 $n_0$ に計測値を用いれば $\Delta v_{\eta}$ が求まる。M1の各断面の船底部での修正例をFig. 1.9に示す。船体平行部であるS.S. 7及び5では壁向き流れがほぼなくなり、この修正法が妥当なものであることが確認された。

#### 1.4 計測結果とその考察

計測圧力より各計測点における $x$ 、 $y$ 、 $z$ 方向の流速 $v_x$ 、 $v_y$ 、 $v_z$ を求め、その値を用いて伴流及び渦度を算出した。

伴流は $x$ 方向の無次元成分 $w_x$ で表わし、船速 $U_0$ を用いて次式で定められる。

$$w_x = \frac{U_0 - v_x}{U_0} \quad (1.8)$$

渦度も同じく  $x$  方向の成分  $\omega_x$  で表わし、 $v_y, v_z$  を用いて次のような方法で求めた。流速計測は各横断面の左舷でのみ行なっているので、慣用に従い船尾縦渦の回転方向をプラスと考えると、左舷では右回りをプラスにすることになる。Fig. 1.10 に示すような計測点によって囲まれた格子を考えると、この格子内の平均渦度は

$$\omega_x = \frac{1}{2} \left( \frac{-v_{y1} - v_{y2} + v_{y3} + v_{y4}}{dz} + \frac{-v_{z1} + v_{z2} - v_{z3} + v_{z4}}{dy} \right) \quad (1.9)$$

であり、この値を格子中央での渦度とした。

各断面での二次流れの流向図 ( $v_y - v_z$  図) を M1 は Fig. 1.11~1.15 に、M2 は Fig. 1.16~1.19 に示した。

Fig. 1.11 より、このような球状船首船型でも船首船底で剝離渦が生じていることがよく分かる。船首船底渦は船体平行部に至ると船底に平たく広がる渦層となり、船首部のような二次流れの逆流は見られない。渦層による二次流れは S.S. 7 で最大約  $0.05 \text{ m/s}$  であり、S.S. 5 では拡散のためさらに小さくなり約  $0.02 \text{ m/s}$  になる。S.S. 7 の船側上部でわずかではあるが上向き流れが見られるが、造波の影響によるものであると思われる。船体がビルジ部でわずかに絞られる S.S. 3 では船体のくびれに向かう流れが生じ、船底では外向き流れ、ビルジ部では内向きで上向き流れ、船側上部では下向き流れというように複雑な様相を示す。流れの



逆転は水平方向では35cm B.L. 付近、上下方向では6cm W.L. 付近であり、この流れによって船体表面より生じる渦の回転方向は船底が船尾縦渦であり、船側部がいわゆる船尾逆渦<sup>5)</sup>の方向になる。船尾部の S.S. 1/2 では強い船尾縦渦が発生しており、渦中心は10cm W.L. の船体表面から約3cmの位置に存在する。船首船底渦は拡散のため弱まり、その所在は明らかでない。

Fig. 1.16~1.19は、田古里の行なった水線面形状が放物線形状の長方形断面船に対するタフト・グリッド法による実験結果<sup>6)</sup>と極めてよく似ている。このような角ばったビルジを有する船型では剝離点が固定するため、水線面形状のわずかな違いは剝離渦の挙動にあまり影響しないようである。船首部では船側から船底に回り込む流れによって船底部に強い剝離渦が発生し、渦による誘導速度はおよそ0.5m/sにも達している。この船首船底渦は、主としてポテンシャル流と船体表面を鏡像面とする自分自身の鏡像渦によって外側に移動し、S.S. 5付近でビルジ部に至る。S.S. 3では船首船底渦の上方に船尾縦渦が発生し、二つの渦は相互に誘導しあいながら外側上方に移動し、後方に流れ去る。船尾縦渦と船首船底渦の間接域では両方の渦により加速されて流速が大きくなっている。

M1の各断面での伴流分布を Fig. 1.20~1.24に、渦度分布を Fig. 1.26~1.32に示す。また、Fig. 1.33~1.40にM2の伴流

分布を実線で、渦度分布を破線で示した。

M1の場合、船首から船体平行部にかけての各断面では伴流分布は滑らかで、船尾流場のような複雑さはない。S.S.9の船側部で伴流が大きくなっているが、これは流速が遅いのではなく、船底に回り込む強い下向き流れのため $v_x$ 成分が小さくなったものである。船首船底渦の伴流に対する影響はあまり顕著でないが、渦の存在する領域でわずかに伴流分布がふくらむようである。S.S.  $\frac{1}{2}$ では、Fig. 1.24からよく分かるように船尾縦渦によって伴流分布が大きくゆがめられている。

各断面の船底での $v_x$ を対数置点した結果をFig. 1.25に示す。図中、実直線は(1.4)式より計算したもので、レイノルズ数の長さとしては $x$ 軸の長さをとった。破線で示した $\delta_p$ は(1.6)式で求めたものである。各断面とも $y$ が小さい船体中心線付近では平板よりも流速が大きい、速度勾配はほぼ平板境界層に等しい。S.S.7及びびちの舷側よりでは、剝離渦の影響で平板に比べ速度勾配がやや大きくなるようである。

Fig. 1.26~1.32より明らかなように、M1の船首船底渦は船底に平たく広がる渦層となっており、船尾縦渦のように明確な渦核は形成されない。船尾では拡散のため船首船底渦の所在は明らかでなく、必ずしも船尾逆渦につながるものではないようである。船尾逆渦はS.S.1あるいはそれ

より前方で喫水線付近にすでに発生し始めており、後方に行くに従い成長し喫水線近傍を外側に広がって行く。船体平行部からラン部に移る S.S. 3 付近では船底部よりビルジ部に向かう二次流れが生じ、ビルジ部に厚い船尾縦渦層が現われる。S.S. 1 以後では剝離によってこの渦層が巻き込まれ、次第に明確な渦核を形成し船尾縦渦が発生する。

M 2 では、船首船底渦は S.S. 9 ですでにかなり発達しており、S.S. 8, 7 と急激に成長している。渦の中心部では渦度が  $60$  (rad./sec.) を超え、毎秒 5 回転に相当する。船尾縦渦は平行部のないこの船型では、船体中央部を過ぎると直ちに発生し始めるようで、その特徴は Fig. 1.38~1.40 から明らかのように、渦度分布の山が複数個存在することである。これは船首船底渦の誘導速度によって船尾部前半で発生した剝離渦が加速され、後続して発生した渦の巻き込みがこれに追従できないことによるものではないかと思われる。

S.S. 5 の船底部外端に船首船底渦とは逆回転の渦が存在するが、船首から船体中央部まで船幅が単調増加しているので、船尾縦渦が発生しているとは考えられない。この渦は、船首船底渦の誘導速度によって船体表面上に発生した二次渦が対流によって集積し<sup>7)</sup>、三角翼の背面に見られるように二次剝離<sup>8)</sup>を起こしたものと考えられる。

船首船底渦は船尾縦渦に比べ拡散が小さいようであるが、

渦の拡散係数が渦発生点における乱流拡散係数  $\nu_t$  の大きさと関連があることを示すものであろう。ただし、本論文では  $\nu_t$  の大きさ自体を計測していないので、詳細まで立ち入るわけにはいかない。

渦度分布と伴流分布の間に密接な関係があることは図より明らかで、伴流分布が渦の誘導速度によって変形される様子がよく分かる。船首部では、渦の右側で境界層が薄くなり、左側で厚くなっている。船尾では、渦が船体から離れると境界層の一部は渦と共に船体から離れて行く。

船体まわりに発生する三次元剝離渦の全体の様子を Fig. 1.41 及び 1.42 に模式的に示した。M1 の船首船底渦は S.S. 3 以後その所在は明らかでないが、もし存在するならば、船尾で急激に上昇するポテンシャル流に乗って長破線で示したように移動するものと考えられる。また、M2 では船尾逆渦は発生していないが、これは船尾逆渦の発生が船尾の喫水線近傍のフレームライン形状と関係していることを示しているものと思われる。

### 1.5 表面流線の可視化

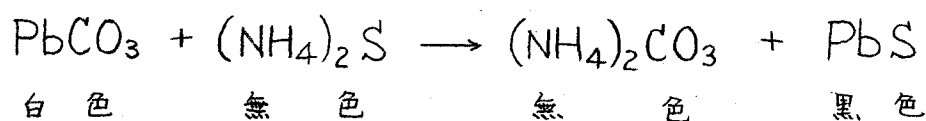
五孔管による流速計測では当然のことながら船体表面上での流線の様子は分からないが、三次元剝離を理解するためには表面流線の検討が必要である。ここでは、その基本的なデータとして、M2 を用いて表面流線のねじれ角を計

測し、五孔管計測の結果と比較考察する。

曳航水槽で可視化を行なうためには次のような点に留意しなければならない。

- (1) 水槽の水が汚れないこと。
- (2) 計測時間が限られているので、できるだけ短時間で流線が現われること。
- (3) できれば煩雑な水中撮影でなく陸上で観察できる方が好ましいので、一度得られた流線模様が固定し、曳航水槽での往復又は模型船を水中より揚げる際に流線模様の乱れがないこと。

回流水槽で表面流線の可視化によく用いられている鉛白-硫化アンモン法は反応が速く、硫化アンモニウムが透明の液体であるので、これらの要求を満たし得る方法である。鉛白の主成分である炭酸鉛と硫化アンモニウムとの反応式は次式である。



従来普通に行なわれている鉛白を防錆油に混ぜて船体に塗布する方法や、直接水に溶かして塗布する方法は、(2)又は(3)の条件を十分に満足しない。それ故、接着剤を用いて鉛白を船体表面に固着させることにし、各種の予備実験の結果、酢酸ビニル系接着剤が最も良いことが分かったので、鉛白、ポリ酢酸ビニル系接着剤(木工用ボンド)、水を体

積比 2 : 1 : 1 で混合し、これを船体に塗布した。よく乾燥させた後、目の細かいサンドペーパーで表面処理し、鉛白を十分露出させ、一方、Fig. 1.43 に示すように、船体に穴をあけ内径 0.6 mm のステンレスパイプを埋め込み、ビニール管で硫化アンモニウムが入ったタンクとつないだ。ビニール管の途中にはガラス製コックを設けた。また、硫化アンモニウムが船体からにじみ出るように、タンクの高さで流量を調節した。

以上の準備のもとに曳航速度 1.0 m/s で可視化実験を行なった。模型船の全容を Fig. 1.44 に、表面流線の代表例を Fig. 1.45 (a), (b) に示す。長い末広がりの黒い部分が流線で、短い逆方向に付いた流線は曳航時の復路すなわち逆進時に付いたものである。Fig. 1.45 (a) は S.S. 9 の船側部の写真であり、船底近くではかなり強い下向き流れが見られるが、この付近ではほぼポテンシャル流に近いものを表わしていると思われる。Fig. 1.45 (b) は S.S. 7 の船底部で、コックの作動を誤り硫化アンモニウムを流し続けたため汚れているが、一度外側に大きくねじれた流れが船側部付近で角度が小さくなっており、剝離渦による流れの構造の特徴がうかがわれる。

Fig. 1.45 から分かるように硫化鉛の領域はかなり拡散している。しかし、拡散が一樣だと考えると、この領域の中線を流向と考えて差し支えないものと思われる。このこと

は船体中心線上で中線が一様流方向と一致することからも確認された。各流線の中線を取り、船体中心線に対する角度を測定し、その結果をTable 4及び5に示した。Table 4では下向きをプラス、Table 5では外向きをプラスとし、角度は度数で表わした。船底部の船体中心線上で $0.5^\circ$ 程度のばらつきが見られるが、実験誤差はこの程度のものであると思われる。

S.S. 9及び7での一様流に対する流線のねじれ角をFig. 1.46に示す。丸印がS.S. 9、四角印がS.S. 7での鉛白-硫化アンモン法による結果である。また実線が五孔管計測による結果であり、表面流線から得られたものとのつながりは滑らかである。S.S. 9の船側部ではポテンシャル流が下向きで、境界層内ではそのねじれ角が大きくなっているが、S.S. 7ではポテンシャル流はほぼ同じ傾向であるにもかかわらず、境界層内ではねじれ角が小さくなっている。ポテンシャル流の計算によれば、S.S. 9とS.S. 7では船側部の圧力勾配が逆になっており、境界層内での流れが圧力勾配の変化に敏感であることを示している。

## 1.6 第1章のまとめ

本章での主な内容は次のようにまとめられる。

- (1) 船体表面のごく近傍の流場を五孔管で計測する際には、壁付近の速度勾配と壁による鏡像効果の影響のため壁面

修正が必要である。修正係数は平板境界層を用いて実験的に求めることができる。

- (2) 表面流線のねじれ角を計測するには鉛白-硫化アンモン法による可視化が有効である。
- (3) 肥大船では、M1のような球状船首付船型においても船首船底で剝離渦が生じている。この船首船底渦は船体中央部で船底に平たく広がる渦層となるが、船尾では拡散のため弱まりその所在は明らかでなく、船尾逆渦とは必ずしもつながるものではない。
- (4) M2では、船首船底に強い剝離渦が発生し、船体中央部で一部減衰するが、船尾でもかなりの勢力を保ちながら後方に流れ去る。船尾縦渦では、船首船底渦の存在により渦度分布の山が複数個生じる。船尾逆渦はこの船型では発生しない。
- (5) 伴流分布は船首船底渦及び船尾縦渦の誘導速度によって変形される。



## 第2章 肥大船粘性流場の速度分布

最近、船体まわりの三次元境界層に関する理論的研究が種々行われ、船の粘性流場の解明に重要な役割を果たしている。一般に、境界層が厚くなる船尾ではともかく、境界層の薄い領域では三次元乱流境界層理論によって境界層内の流れの様子をよく表わし得るものと考えられているが、理論計算の妥当性を確かめる基準となる境界層内速度分布の計測は、非常に煩雑でいろいろな困難を伴うためあまり行われていない。特に、境界層の薄い船首又は船体中央部の二次流れ成分について系統的に調べたものとしては、わずかにLarssonが風洞で熱線流速計を用いて計測したものが<sup>9)</sup>程度で、理論計算の精度を検討するには情報量が十分ではない。

本章では、三次元乱流境界層理論の代表例として、姫野-田中法<sup>10)</sup>及び奥野法<sup>11)</sup>を用い、肥大船であるM1について数値計算を実施し、前章で得た五孔管計測による速度分布と比較検討する。この目的は、計算の精度を論じると同時に、実験結果の解釈に計算結果を反映させることにより、流場の構造、特性、特に剝離渦によってもたらされる特徴を十分に把握することにある。

## 2.1 三次元乱流境界層理論

三次元乱流境界層理論は、大別して積分的解法と微分的解法に分けられるが、現在最も広く応用されているのが積分的解法であり、姫野-田中法及び奥野法は兩者共にこの方法に属する。積分的解法はさらに使用する速度分布形及び補助方程式によって区別される。

姫野-田中法では、速度分布については壁面法則と外側法則の両方を使用して、

$$\begin{aligned} u &= U_* \left\{ \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{U_* \eta}{\nu} \right) + C \right\} \cos \beta + U h_1 \left\{ 1 - \cos \left( \frac{\pi \eta}{\delta} \right) \right\} \\ v &= U_* \left\{ \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{U_* \eta}{\nu} \right) + C \right\} \sin \beta + U h_2 \left\{ 1 - \cos \left( \frac{\pi \eta}{\delta} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.1)$$

としており、また奥野法では、指数法則と拡張 Magar モデルを使用して、

$$\begin{aligned} u &= U \left( \frac{\eta}{\delta} \right)^m \\ v &= u \tan \beta \left\{ (1-\eta)^2 + B \eta (1-\eta)^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.2)$$

としている。ここで、常数  $\kappa$ 、 $C$  はそれぞれ 0.39、4.9 で、また  $\beta$  は壁面上の二次流れ角、 $h_1$ 、 $h_2$  は速度分布の中で外側法則の占める割合を表わすパラメータ、 $U$  は境界層外端の流速、 $v$  は二次流れの流速、 $B$  は未定係数である。

(2.2) 式より明らかのように、奥野法は交差型二次流れをも表現できる速度モデルを使用しており、船首船底渦が発生している M1 の実験結果との比較は有意義であると思われる。

補助方程式については、姫野-田中法が運動量モーメント式を用いており、奥野法は、二次流れの速度分布モデルの性質上二つの補助方程式が必要で、エントレイメント (entrainment) 式と二次流れの運動量モーメント式を用いている。

座標系は、奥野法では流線座標を用いているが、姫野-田中法では写像座標を用い、流線座標に基づく基礎方程式を写像座標に数値変換して解を求めている。また、計算の入力に用いるポテンシャル流は、両者共に Hess & Smith 法を採用しているが、船体表面の要素分割法は若干異なっており、今回の計算では姫野-田中法については船体片舷 228 分割、奥野法では 237 分割を採用した。

## 2.2 理論計算と実験結果の比較

実験と計算では座標系が異なるので、比較のためには一つにまとめる必要がある。ここでは姫野-田中法で用いた写像円の偏角  $\theta$  でガス方向の船体表面上の座標を取ることとし、実験値は一次補間により該当位置の値を求めた。Fig. 1.20~1.23 に各断面における  $\theta =$  一定の  $\zeta$  軸を一点鎖線で示した。

Fig. 2.1~2.4 に  $v_x$  を、Fig. 2.5~2.8 に  $v_y$ ,  $v_z$  を図示した。 $v_y$  は外向き、 $v_z$  は上向きを正にとる。ただし、姫野-田中法の計算においては、速度分布の計算を  $\eta = \delta$  (境界層厚

さ)の点まで実行してその分布を実線又は一点鎖線で示したが、奥野法による計算はプログラムの都合より $\eta=0.98$ の点までとし、図にはそこまでの計算値を破線で示した。

Fig.2.1~2.4では、分かりやすいため、姫野-田中法の計算値に対してのみ境界層外のポテンシャル流の入力値も若干描いてある。一方、Fig.2.5~2.8では、その線を引くと $v_1, v_2$ の分布の性格上 $\delta$ の大きさが不明確となるため記入していない。

$v_2$ については、奥野法は流速が幾分小さくなるようであるが、姫野-田中法では船首船側部を除いて実験結果とよく合い、この計算法が主流方向の運動量損失をよく表わしていることが分かる。

しかし、姫野-田中法による二次流れの計算値は実験値とあまり合わない。実験結果ではS.S.9の船底( $\theta=10^\circ$ )で船首船底渦が発生し、交差型二次流れが現われるが、姫野-田中法ではもともとそのような速度分布を考えていないので、この領域で実験値と合わないのは当然である。しかし、境界層の非常に薄い船側部でも実験値と一致せず、計算では流れが大きく船体中心線方向にねじれ、 $\beta$ が過大に算出されるようである。この影響は後方に残り、S.S.7の船底部で実験では外向き流れが計測されたが、計算では内向きとなり全く逆の結果になる。流線観測によってもこの領域では外向き流れであり、計算値の誤差であると思わ

れる。この二次流れはS.S.5では拡散のため量的に減少するが、S.S.7と同様計算値と実験値は正負逆になる。S.S.3では量的にはまだ差があるが、定性的な流れの方向は一致しており、境界層内での流線のねじれは、船首とは逆に計算による方が小さいようである。

興野法では、二次流れに関して実験と傾向がかなりよく合う。船首船底の交差型二次流れについても、量的にはまだ問題が残るが流れの様子はよく把握され、また船体平行部の船底でも姫野-田中法に比べかなりよい一致を示している。

S.S.9の船側及びビルジ部では、境界層外端のポテンシャル流速が実験結果と完全には一致していない。流入角が大きいため五孔管計測の精度にも幾分問題はあるが、この原因は主としてポテンシャル流の計算に用いたHess & Smith法の分割要素の傾斜による影響であると思われる。前述のように要素分割の方法も両計算法で差があるので、実験値との差異も両方法で異なっている。

以上の事から、船体まわりの三次元乱流境界層を計算する際には次のような点に留意することが必要であると考えられる。

まず第1に、計算の初期位置をよく検討する必要がある。常識的にはできるだけ先端の方がよいように思われるが、肥大船の場合、たとえ球状船首付船型であっても船首部で

は船側から船底に回り込む強い下向き流れがあるので、計算では非常に大きな二次流れが現われ、後方でも回復せず誤差が拡大される一因になる。それ故、計算法によっては計算の初期位置を先端に置くことは必ずしも得策とは言えない。船尾の流れを知りたい場合には、二次流れの小さい船体中央部を初期位置にしても十分であると思われる。

第2に、肥大船では、船尾においてはもちろん、船首においても船底で剝離渦が発生しているので、交差型二次流れをも表現し得るように、二次流れの速度分布モデルを柔軟な形にするべきである。将来はさらに合理的な三次元剝離渦モデルを境界層内に挿入することも考えてみる必要があると思われる。

第3に、実用上重要な主流方向の運動量損失を知るためには、一般に言われるように主流方向の速度分布及び補助方程式の選択をよく検討すべきである。本研究での実験結果との比較によれば、姫野-田中法で用いた壁面法則と外側法則及び運動量モーメント式の組み合わせが比較的良好であると思われる。

最後に、強い二次流れが出るような境界層の計算では、入力となるべきポテンシャル流を求める際、特にビルジ付近の計算には慎重さが必要である。分割要素の大きさ、形状などの取り方が変わると入力値が大きく変化する場合もあることに注意しなければならない。

### 2.3 第2章のまとめ

本章での主な内容は次のようにまとめられる。

- (1) 姫野-田中法による計算では、主流方向の速度成分は実験結果とよく一致するが、二次流れについてはあまり良い結果は得られなかった。
- (2) 奥野法は、二次流れを比較的正しく表わすことができるが、主流方向成分は実験結果に比べ流速が幾分小さくなるようである。
- (3) しかし、いずれにしても実験値との一致は十分ではなく、今後とも主流並びに二次流れの速度分布モデル、補助方程式、要素分割法、計算の初期位置などについてなお研究が必要である。

### 第3章 三次元剝離渦の運動

三次元剝離渦の軌跡の計算法の主なものとして、等角写像法と渦格子法があげられる。前者の代表例は Brown & Michael の計算法<sup>12)</sup>で、三角翼の背面に発生する三次元剝離渦を直線渦に置き換え、この直線渦と三角翼の前縁によって作られる三角形平面上に渦層を分布させ、さらに直線渦の循環は直線的に増加するものとして等角写像を用いて複素速度ポテンシャルを求め渦の位置を計算した。後者の代表例は大村、高岡の計算法<sup>13)</sup>で、従来から線型揚力面理論に用いられている渦格子法に基づき、剝離線から束縛渦が翼面を離れ自由渦になるとして渦の位置を計算している。

本章では、等角写像法を用いて船体まわりに発生する三次元剝離渦の軌跡を計算し、実験結果と比較した。船体まわりでの剝離渦の移動量は船首船底渦が最も大きく計算と実験との比較に好都合であるので、ここでは船首船底渦のみを取扱うが、船尾縦渦についても同様の方法で渦中心の軌跡を計算することが可能なことは言うまでもない。

#### 3.1 渦系近似

実験結果より明らかのように、船体まわりに発生する三次元剝離渦は乱流剝離であるため拡散が大きく渦中心の判定が困難である。特に肥大船の船首船底渦は、Fig. 1.26 及び 1.27 の渦度分布図に見られるように、船底に平たく広が



る渦層となっており、船尾縦渦や長方形断面船まわりの剝離渦のように明確な渦核は形成されないので、渦中心を考  
 えることには若干問題がある。しかし、渦の移動を計算す  
 るには分布した渦度をそのまま取扱うのは煩雑に過ぎ、渦  
 系近似を行なって計算する方がより実用的であると考えら  
 れるので、ここでは次のように仮定する。すなわち、渦度  
 分布の重心位置を渦中心と考之、分布している渦度を1本  
 の渦系又は数本の同一強さの渦系群に置き換える。渦系群  
 の場合はその数を奇数本とし、M1では渦度分布が偏平で  
 あることを考慮して一列に並べ、真中のものを重心位置に  
 置き渦中心と考之。Fig. 1.27 に渦系を7本にした時の渦  
 列を示した。

船体まわりに渦系が存在するとき、この渦系の移動速度  
 $V$  は近似的に次式によって表わされる。

$$V = V_p + V_i + V_2 + V_{2i} + V_{self} \quad (3.1)$$

ただし

$V_p$ : 船体まわりのポテンシャル流速

$V_i$ : 船体表面を鏡像面とする鏡像渦による誘導速度

(渦系群のときは自分自身以外の渦系及びその鏡  
 像渦による誘導速度を含む)

$V_2$ : 船体表面で滑りが無いという条件により表面上で  
 発生する二次渦による誘導速度

$V_{2i}$ : 二次渦の鏡像渦による誘導速度

$V_{self}$  : 渦系自身の前後部分による誘導速度  
従って、このままの形で $V$ を求めるためには全体の流れを一度に解く必要があり、実際上はなかなか困難である。しかし船体のように細長い物体の場合には、横断面内の流れのみ取り出して二次元的に考えることが容認されると思われるので、ある断面での渦系の位置が与えられ、その点における $V_p$ 以外の項を求めれば、それに $V_p$ を考慮することにより微小区間後方の断面での位置が与えられることになり、順次下流の方へ計算することによって渦中心の軌跡が求められる。

### 3.2 船体まわりのポテンシャル流速

船体まわりのポテンシャル流の計算法には、すでに確立されたものとして、細長体理論<sup>14)</sup>、Hess & Smith 法<sup>15)</sup>などがある。

Hess & Smith法は、三次元物体表面を微小要素に分割し、表面における境界条件を満足するように各要素上に吹き出しを分布させ、物体まわりのポテンシャル流を計算する方法である。M1はすでにHess & Smith法を用いて自由表面がない場合のプログラムが阪大で開発されており<sup>16)</sup>、今回これを利用することにした。船体表面は片舷を228の四辺形要素に分割して計算した。

一方、M2のようにビルジ部が角ばった船では、いずれ

の方法を採用しても、ビルジ付近での流れの不正確さは避けられない。ここでは計算上の簡便さを優先させ細長体理論を採用することとし、ビルジ部に2cmの丸みをつけた船型で代用した。細長体理論は、船体が主流方向に非常に細長いと考え横断面での流体運動は二次元的に取り扱えるとするもので、等角写像を用いて断面内の流れの速度ポテンシャルを求め、しかる後に船長方向の修正を施して船体まわりのポテンシャル流を計算する方法である。今回、写像関数は次式の3パラメータ法<sup>17)</sup>を使用した。

$$Z_0 = a_1 \zeta + \frac{a_2}{\zeta} + \frac{a_3}{\zeta^3} + \frac{a_4}{\zeta^5} \quad (3.2)$$

Fig. 3.11にこの写像関数による近似船型を破線で示す。用いた $a_1 \sim a_4$ の値は、Table 7に示した。ポテンシャル流の計算結果すなわち速度分布については、粘性影響の少ない船首から船体中央部に至る船側部で実験結果とよく合っており、渦移動計算に使用するには十分であると思われる。

### 3.3 鏡像渦の誘導速度

三次元剝離渦は、各断面ごとにその位置と循環を連続的に変化させており、誘導速度を計算する際正確にはこのことを考慮して三次元的に取り扱うべきである。しかし渦糸の曲率があまり大きくなく循環の増減がそれ程急激でなければ、考えている断面の前後の渦糸による誘導速度の三次

元的効果は小さい。ここでは、 $\alpha$ の微小区間で二次元的に取り扱えるものとして $V_i$ を求めることにする。このような考え方をすれば同時に

$$V_{self} \doteq 0 \quad (3.3)$$

であり、(3.1)式はさらに単純化される。

船体表面と $\alpha$ 軸との傾きが小さいとすると、表面付近のポテンシャル流に直交する平面内の速度成分は、横断面内の速度成分 $v_i$ 、 $w_i$ で近似できる。すなわち

$$V_i = V_i(0, v_i, w_i) \quad (3.4)$$

である。ここに $v_i$ 、 $w_i$ は等角写像法によって求められる横断面内の流れの複素速度ポテンシャルから計算する。

円又は無限平板の近傍に渦糸があるとき、すべての鏡像渦を含んだ複素速度ポテンシャルはすでによく知られているので、船体まわりの渦の複素速度ポテンシャルを求めるには船体断面を円又は無限平板に等角写像すればよいことになる。Fig. 3.2に示すように、 $Z_0$ 面上の船体断面を $\zeta$ 面上の単位円に写像する関数としては、次式の $n$ パラメータ法<sup>18)</sup>による関数がよく用いられる。

$$Z_0 = \sum_{n=1}^N a_n \zeta^{3-2n} \quad (3.5)$$

$$\text{ただし } Z_0 = y + iZ \quad \zeta = re^{i\theta}$$

(3.5)式で $N=3$ のときがいわゆるLewis断面であり、 $N=4$ が前述の3パラメータ法である。ここではMIに対し

ては船体断面の複雑さを考慮して  $N = 7$  とし、 $M_2$  はポテンシャル流の計算と同様  $N = 4$  を採用した。 $\alpha_n$  の値を Table 6 及び 7 に示す。

$\zeta$  面上の  $\zeta_{j1}$  に強さ  $\Gamma_j$  の渦系が存在するとき、鏡像渦は Fig. 3.3 に示すように単位円の内外に 7 個考えられ、 $P$  本の渦系群の複素速度ポテンシャル  $f(\zeta)$  は

$$f(\zeta) = \sum_{j=1}^P \sum_{k=1}^8 \alpha_k \frac{i\Gamma_j}{2\pi} \log(\zeta - \zeta_{jk}) \quad (3.6)$$

で与えられる。ただし、 $\alpha_k$  は渦系の回転方向を表わすために導入した係数で、

$\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_6 = \alpha_8 = -1$  ,  $\alpha_2 = \alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_7 = 1$  である。

$\zeta_{l1}$  にある渦系  $\Gamma_l$  の移動速度  $(v_\zeta, w_\zeta)$  は自分自身の誘導速度分を差し引いて

$$v_\zeta - iw_\zeta = \left( \frac{df}{d\zeta} - \alpha_1 \frac{i\Gamma_l}{2\pi} \frac{1}{\zeta - \zeta_{l1}} \right)_{\zeta = \zeta_{l1}} \quad (3.7)$$

となる。(3.7)式に(3.6)式を代入すると

$$v_\zeta - iw_\zeta = \left( \sum_{j=1}^P \sum_{k=1}^8 \alpha_k \frac{i\Gamma_j}{2\pi} \frac{1}{\zeta - \zeta_{jk}} \right)_{\zeta = \zeta_{l1}} \quad (3.8)$$

ただし  $j = l$  のとき  $k = 1$  は除くとなり、 $\zeta$  面上での鏡像渦による誘導速度が求められる。

$Z_0$  面上での誘導速度  $(v_i, w_i)$  と  $(v_\zeta, w_\zeta)$  の関係は

$$v_i - iw_i = \frac{df}{dz_0} = (v_\zeta - iw_\zeta) \frac{dz_0}{d\zeta} \quad (3.9)$$

で与えられ、(3.5)式より

$$\frac{dz_0}{d\zeta} = \sum_{n=1}^N (3 - 2n) a_n \zeta^{2-2n} \quad (3.10)$$

であるので、(3.9)式に(3.8)、(3.10)式を代入すると $v_i$ 、 $w_i$ が求められる。

前節で述べたように、M2に対する(3.5)式による写像はビルジ部に丸みをつけた近似船型であり、船首船底渦が船体中央部付近でビルジ部を回って船側に移動することから考え、丸みのため誤差が大きくなることが予想される。それ故、M2に対しては喫水線及び船体中心線近傍の条件を軽く考え、ビルジ部を正確に写像する方法も考えられる。ここでは、長方形断面を直角無限平板とみなしてそれを無限平板に等角写像し、複素速度ポテンシャルを求めて計算する方法も試みた。

すなわち、まずM2の船首船底渦を1本の渦糸に近似する。Fig.3.4に示すように $\zeta$ 面上に無限平板を考え $\zeta = \zeta_1$ に循環が $\Gamma_1$ の渦糸があるとすると、複素速度ポテンシャルは次式で表わされる。

$$f(\zeta) = \frac{i\Gamma_1}{2\pi} \left\{ \log(\zeta - \zeta_1) - \log(\zeta - \bar{\zeta}_1) \right\} \quad (3.11)$$

ここで

$$z_0 = \zeta^{\frac{3}{2}} \quad (3.12)$$

なる写像関数を用いると、 $\zeta$ 面上の無限平板は $z_0$ 面上の直角無限平板に写像され、 $z_0$ 面上での複素速度ポテンシャル $f(z_0)$ は

$$f(z_0) = \frac{i\Gamma_1}{2\pi} \left\{ \log(z_0^{\frac{2}{3}} - z_{01}^{\frac{2}{3}}) - \log(z_0^{\frac{2}{3}} - \bar{z}_{01}^{\frac{2}{3}}) \right\} \quad (3.13)$$

となり、鏡像渦による誘導速度は次式になる。

$$\begin{aligned} v_i - iw_i &= \frac{i\Gamma_1}{2\pi} \left\{ \frac{2}{3z_0^{\frac{1}{3}}(z_0^{\frac{2}{3}} - z_{01}^{\frac{2}{3}})} - \frac{2}{3z_0^{\frac{1}{3}}(z_0^{\frac{2}{3}} - \bar{z}_{01}^{\frac{2}{3}})} - \frac{1}{z_0 - z_{01}} \right\}_{z_0 = z_{01}} \\ &= \frac{i\Gamma_1}{2\pi} \left\{ \frac{\bar{z}_{01}^{\frac{2}{3}} z_{01}^{\frac{1}{3}} - 5z_{01}}{6z_{01}(z_{01} - \bar{z}_{01}^{\frac{2}{3}} z_{01}^{\frac{1}{3}})} \right\} \end{aligned} \quad (3.14)$$

### 3.4 二次渦の影響

渦糸と船体表面間の距離を $r_1$ 、船体表面上に発生する二次渦と船体表面間の距離を $r_2$ とすると、二次渦とその鏡像渦は循環が等しく回転が逆であるので、 $r_1 \gg r_2$  であれば二次渦とその鏡像渦による渦糸に対する誘導速度は、ほぼ大きさが等しく方向が逆である。すなわち、

$$V_2 + V_{2i} \doteq 0 \quad (3.15)$$

となり、二次渦の影響を考慮する必要がない。それ故、船尾縦渦や長方形断面船まわりの剝離渦のように渦核を形成し渦中心が船体表面から遠く離れる場合は、(3.15)式が成立

し二次渦の影響は無視できるものと思われる。しかしながら、M1の船首船底渦は船底に平たく広がる渦層を成しており、この影響がどの程度のものか調べらる必要がある。

実験結果によれば、船首船底では交差型二次流れが見られるが、そのような流れは先端部のごく一部の領域に限られ、大部分はFig. 3.5(a)に示すような通常の流れ速度分布型を持つ二次流れである。この流れに対応する渦度分布はFig. 3.5(b)であり、渦度分布の重心位置に置いた渦糸で代表すると①、②のように表わされる。①が船首船底で発生した剝離渦に相当し、②は剝離渦の誘導速度が船体表面上で滑りなし条件を満足させるために生じた二次渦である。ここでは①の渦を二次渦に対し主渦と称することにする。二次渦とその鏡像渦による主渦に対する誘導速度 $V_2$ 、 $V_{2i}$ は、二次渦の位置と循環が分かれば $V_i$ と同様等角写像法を用いて計算されることになる。

二次渦の循環の大きさは二次流れの速度分布型によって決まり、交差型二次流れの場合は主渦より小さくなり、通常の流れの場合には剝離渦の循環 $\Gamma$ と等しくなる。前述したように、船首先端部を除く大部分の領域で後者であるので、二次渦の循環は主渦と同じ $\Gamma$ とした。

二次渦は船体表面のごく近傍に存在するので、その位置を知ることは極めて困難である。ここでは、三次元乱流境界層理論にならい速度分布形状を仮定して $\zeta_2$ を求めること



とし、主流方向の速度分布に $1/7$ 乗則、二次流れ分布として Mager モデルを採用した。すなわち二次流れ $v$ は

$$\frac{v}{U} = \tan \beta \left(\frac{\eta}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} \left(1 - \frac{\eta}{\delta}\right)^2 \quad (3.16)$$

で与えられ、渦度 $\omega$ は(3.16)式より

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial \eta} = U \tan \beta \frac{1}{\delta} \left(\frac{\eta}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} \left(1 - \frac{\eta}{\delta}\right) \left\{ \frac{1}{7} \left(\frac{\eta}{\delta}\right)^{-\frac{6}{7}} \left(1 - \frac{\eta}{\delta}\right) - 2 \right\} \quad (3.17)$$

となる。主渦と二次渦の境界の位置を $\eta_0$ とすると、 $\eta = \eta_0$ では $\omega = 0$ であるので、(3.17)式から $\eta_0 = \frac{\delta}{15}$ が得られる。渦度分布の重心を求める式より

$$\eta_1 = \frac{\int_{\frac{\delta}{15}}^{\delta} \omega \eta d\eta}{\int_{\frac{\delta}{15}}^{\delta} \omega d\eta} \doteq 0.443 \delta$$

$$\eta_2 = \frac{\int_0^{\frac{\delta}{15}} \omega \eta d\eta}{\int_0^{\frac{\delta}{15}} \omega d\eta} \doteq 0.0043 \delta \quad (3.18)$$

となる。従って、明らかに $\eta_1 \gg \eta_2$ であるので、(3.15)式が成立し、二次渦の影響はまず無いものと考えられる。

### 3.5 計算結果と実験結果との比較

M1 に対しては S.S. 7 での位置を初期値とし、M2 に対しては S.S. 9 での位置を初期値として、計測値の循環を使用して船首船底渦の中心の軌跡を計算した。計算時の断面間隔 $\Delta x$ は、M1、M2 共に  $L_{PP}/100$  の等分割とした。計算

結果をそれぞれ正面線図上に図示したのが Fig. 3.6 及び Fig. 3.7 で、図中、添数字は断面番号である。

Fig. 3.6 で、四角印は船尾縦渦の影響を考慮したものであるが、船尾縦渦の位置、循環共に計測値を用いた。また、黒丸は渦糸を7本にしたときのもので、循環は7本とも等しく  $\Gamma/7$  とし等間隔に並べた。船体平行部では  $V_p$  の  $y$  方向成分が小さいため渦は  $V_i$  のみで外側に移動し、船尾でポテンシャル流れが急激な上昇広がり流となると同時に渦も船体から離れ、このため必然的に  $V_i$  も小さくなるためほぼ  $V_p$  のみで運ばれるようである。二次渦の影響は予想された通り全くない。船尾縦渦は S.S. 1 までにはあまり大きくなく、船首船底渦に対する影響はほとんどないようであるが、S.S. 1 から A.P. にかけて急激に成長すると共に若干影響が現われ、船首船底渦の上昇速度をやや加速する。渦糸の数を増すと  $V_i$  は小さくなり、特に船体平行部での移動量が減少する。船尾ではほぼその遅れを維持しながら、渦糸が1本の場合と同様ポテンシャル流に乗って急上昇する。

Fig. 1.28~1.32 にこの計算結果を書き入れ計算値と実験結果を比較した。図より明らかなように、船首船底渦は扁平な形をしており1本の渦糸に置き換えるには無理があるようで、渦糸の数を増す方が実験結果との対比が良好である。船尾部では拡散によってほとんど消散しその所在は明らかでないが、計算結果から考えると、最後は船尾縦渦の

外側を回って上昇しているものと考えられる。船尾逆渦は S.S.1 あるいはそれより前方ですでに発生しており、その位置と規模から考えて、船尾逆渦と船首船底渦が同一のもの、あるいは船首船底渦が船尾逆渦そのものであると考えるのは無理があるようで、船尾逆渦は船尾水線付近において発生した逆渦層が剥がれて生成したと考えるのが妥当と思われる。船首船底渦は大部分が消散又は消滅し、船尾逆渦への寄与はあるとしてもたかだか増量割合程度と思われる。

Fig. 3.7 は M2 に対する比較図で、実線で結んだ黒丸は実験から得られた渦度分布の重心位置より求めた渦中心である。計算結果は破線及び一点鎖線で示したが、三角印は断面の写像関数に (3.2) 式の 3 パラメータ法を用いたときのもの、白丸印が (3.12) 式を用いたときのものである。図より明らかのように、3 パラメータ法はビルジ部に丸みをつけた近似船型を用いたため、ビルジ部での渦の移動が速く実験結果とは大きく異なっており、角付き船の場合はビルジ部の取扱いに注意しなければならないことを示している。一方角を重視した等角写像に基づく (3.12) 式を用いると、船尾縦渦を考慮しなければ船尾部で実験値とかなり異なるが、船尾縦渦を考慮すると非常によく一致し、本計算法が剝離渦の挙動を知るのに有効であることを示している。

### 3.6 第3章のまとめ

本章での主な内容は次のようにまとめられる。

- (1) 三次元剝離渦を渦糸近似し等角写像法を用いて渦中心の軌跡を計算する方法は、実験結果とよく一致し、船体まわりでの剝離渦の運動を把握するのに有効である。
- (2) 渦の移動速度は船体まわりのポテンシャル流速と渦の鏡像による誘導速度の和でほぼ表わされ、船体表面での滑りなし条件によって発生する二次渦の影響は無視し得る。
- (3) 船首船底渦はビルジ部を回って船側に移動するので、船体断面を等角写像する際ビルジ部を特に正確に写像することが必要である。
- (4) 船尾逆渦は船首船底渦が下流へ流れていったものではなく、船尾水線付近において発生した逆渦層が剥がれて生成したものである。

#### 第4章 三次元剝離渦の循環

剝離は、物体表面に接した境界層内の渦度が外部流の領域へ放出される現象である。それ故、剝離渦の循環は、剝離渦に巻き込まれる境界層が保有する渦度の総和に他ならない。境界層内の全渦度は、主流に直角で表面に平行な方向の軸を持つ渦度を $\omega$ とすると、二次流れの寄与はなくなり、単位面積あたり

$$\int_0^{\delta} \omega d\eta = U \quad (4.1)$$

で与えられ、境界層外端の速度で表わされる。そのため、剝離渦の循環についての研究の多くは、境界層が保有する渦度をポテンシャル流計算より求められるものとし、主として剝離線をどのように規定するのか、又は放出される渦度が剝離渦に巻き込まれる割合はどうなるのかということに主眼点が置かれているようである。ところで、渦度は流体内では対流と拡散によるのみ変化し、流体内で新たに発生することはない、渦度の発生源は固体壁と流体の境界である。それ故、境界層が保有する渦度を計算するに際して、外部流の大きさだけでなく、いま少し固体壁での条件を検討することが必要であると思われる。

船体まわりに発生する三次元剝離渦の循環は、実験との関連及び渦系の $x$ 軸に対する勾配が小さいことなどから、 $x$ 方向の渦度の総和 $\Gamma_x$ で表わされるのが普通である。本章では、境界層近似の考え方を導入して $\Gamma_x$ を近似計算する方

法を示す。

#### 4.1 境界層近似法による循環計算式の誘導

取り扱いを簡単にするため、座標系として Fig. 1.3 に示した船体表面座標系を用いる。

渦糸が船体まわりの流れに乗って移動するとき、渦糸を囲み、流体と共に動く空間曲線に沿ってとる  $\Gamma$  の時間的変化率  $D\Gamma/Dt$  は

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = -\nu \oint (\text{curl } \omega) \cdot d\mathbf{r} \quad (4.2)$$

で与えられる<sup>19)</sup>。ただし、 $\omega$  は渦度ベクトル、 $\mathbf{r}$  は位置ベクトルである。Fig. 4.1 に示すような船体断面を考え、肋骨線と剥離線の交点を  $S$ 、 $S$  点での外向き法線の境界層外端の点を  $C$  とする。いま、境界層の領域  $SABC$  内の  $\xi$  方向の渦度  $\omega_\xi$  に対応する渦糸  $\Gamma_\xi$  に注目する。ただし、 $\Gamma_\xi$  は次式で与えられる。

$$\Gamma_\xi = \iint \omega_\xi \, dA \quad (4.3)$$

$\Gamma_\xi$  の時間的変化率  $D\Gamma_\xi/Dt$  は (4.2) 式から

$$\begin{aligned} \frac{D\Gamma_\xi}{Dt} = -\nu \left\{ \int_{SA} (\text{curl } \omega)_\theta \, r \, d\theta + \int_{AB} (\text{curl } \omega)_\eta \, d\eta \right. \\ \left. + \int_{BC} (\text{curl } \omega)_\theta \, r \, d\theta + \int_{CS} (\text{curl } \omega)_\eta \, d\eta \right\} \quad (4.4) \end{aligned}$$

となる。 $\text{curl } \omega$  の添字はこの方向の成分を、また  $r$  は  $\theta$  座標の拡大率を表わす。

Navier - Stokes の方程式より、定常流では

$$-\nu \operatorname{curl} \omega = \operatorname{grad} \left( \frac{1}{2} v^2 \right) - \nabla \times \omega + \operatorname{grad} \left( \frac{P}{\rho} \right) \quad (4.5)$$

であるから、 $-\nu(\operatorname{curl} \omega)_\theta$ 、 $-\nu(\operatorname{curl} \omega)_\eta$  はそれぞれ

$$-\nu(\operatorname{curl} \omega)_\theta = \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\eta}{r} \frac{\partial(rv_\theta)}{\partial \eta} + \frac{v_\xi}{r} \frac{\partial(rv_\theta)}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \theta} \quad (4.6)$$

$$-\nu(\operatorname{curl} \omega)_\eta = v_\eta \frac{\partial v_\eta}{\partial \eta} + v_\xi \frac{\partial v_\eta}{\partial \xi} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\eta}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \eta} \quad (4.7)$$

となる。ただし、 $v_\xi$ 、 $v_\theta$ 、 $v_\eta$  はそれぞれ境界層内流速の  $\xi$ 、 $\theta$ 、 $\eta$  方向成分を表わす。境界層近似を導入し

$$\frac{v_\eta}{L}, \frac{v_\theta}{U} : O\left(\frac{\delta}{L}\right), \quad \frac{\partial P}{\partial \eta} \doteq 0, \quad \frac{\partial r}{\partial \eta} \doteq 0$$

とすれば、(4.7) 式は

$$-\nu(\operatorname{curl} \omega)_\eta \doteq 0 \quad (4.8)$$

となり、(4.4) 式の右辺第 2 項、第 4 項は消去される。

SA 上では、物体表面で滑りがないという条件により

$$v_\xi = v_\theta = v_\eta = 0$$

であるので、(4.4) 式の右辺第 1 項は

$$-\nu \int_{SA} (\operatorname{curl} \omega)_\theta r d\theta = \int_{SA} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \theta} d\theta = \frac{1}{\rho} (P_A - P_S) \quad (4.9)$$

となる。また、外部流速の  $\xi$  方向成分、 $\theta$  方向成分をそれぞれ  $U_\xi$ 、 $U_\theta$  とすれば、BC 上では

$$v_\xi = U_\xi, \quad v_\theta = U_\theta, \quad v_\eta = 0$$

$$\omega_\eta = -\left( \frac{\partial(rv_\theta)}{\partial \xi} - \frac{\partial v_\xi}{\partial \theta} \right) = 0 \quad \therefore \frac{\partial(rv_\theta)}{\partial \xi} = \frac{\partial v_\xi}{\partial \theta}$$

であるので、(4.4) 式右辺第 3 項は

$$\begin{aligned}
 -\nu \int_{BC} (\text{curl } \omega)_\theta k d\theta &= \int_{BC} \left( v_\xi \frac{\partial v_\xi}{\partial \theta} + v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) d\theta \\
 &= \left[ \frac{1}{2} (U_\xi^2 + U_\theta^2) + \frac{P}{\rho} \right]_B^C = 0 \quad (4.10)
 \end{aligned}$$

となり、(4.8)、(4.9)、(4.10)式より

$$\frac{D\Gamma_\xi}{Dt} \doteq \frac{1}{\rho} (P_A - P_S) \quad (4.11)$$

が得られる。これは、時々刻々船体表面から圧力差によって渦が発生し、流体中に放出されていることを示すものである。

(4.11)式は二次元剥離と比較すると、さらにその意味が明らかになる。ずんぐりした物体の二次元剥離では、剥離点で物体を離れた自由流線の上にはほぼ $\frac{U^2}{2}$ の量の渦度が乗っている<sup>20)</sup>。いま、岐点での圧力を $P_{st}$ 、剥離点での圧力を $P_S$ とすれば

$$\frac{DP}{Dt} \doteq \frac{U^2}{2} = \frac{1}{\rho} (P_{st} - P_S)$$

であり、(4.11)式と同型の関係式が導かれる。すなわち、(4.11)式は船体を横断面で輪切りにし、各断面での渦度の発生量を二次元的に取り扱っていることに相当する。

(4.11)式の左辺を書き改めると、定常流では

$$\frac{D\Gamma_\xi}{Dt} = v_\xi \frac{\partial \Gamma_\xi}{\partial \xi} + \frac{v_\theta}{k} \frac{\partial \Gamma_\xi}{\partial \theta} + v_\eta \frac{\partial \Gamma_\xi}{\partial \eta} \quad (4.12)$$

であり、発生した渦度がすべて剥離によって外部流に放出され剥離渦を形成するものと考えると、(4.11)式の $v_\xi$ 、 $v_\theta$ 、 $v_\eta$ は、剥離渦の中心における流速で置き換えられる。



いま、渦糸の方向がx軸にほぼ等しいとすれば

$$\frac{\partial \Gamma_x}{\partial \xi} \doteq \frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} \quad \frac{\partial \Gamma_x}{\partial \theta} \doteq 0 \quad \frac{\partial \Gamma_x}{\partial \eta} \doteq 0 \quad (4.13)$$

であり、

$$\frac{D\Gamma_x}{Dt} \doteq U_x \frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} \doteq U_0 \frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} \quad (4.14)$$

となり、 $\Gamma_x$ は(4.11)、(4.14)式より

$$\Gamma_x = \frac{1}{\rho U_0} \int_0^x (P_A - P_S) dx \quad (4.15)$$

で与えられる。すなわち、三次元剝離渦の循環は、剝離渦に巻き込まれる境界層の船体表面上における両端の圧力差をx方向に積分することによって求められる。

#### 4.2 流線曲率法による循環計算式の誘導

前節の(4.15)式は次のような考え方によっても導き出される。

Lighthill<sup>19)</sup>によれば、単位時間、単位面積あたり物体表面から発生する主流方向に軸をもつ渦度成分は $-K_s U^2$ である。ただし、 $K_s$ は物体表面に平行な切平面内における流線の曲率である。同じ切平面内で主流の法線方向の長さを $n$ とすると

$$-K_s U^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} \quad (4.16)$$

となり、流線の曲率が小さいと考え、 $n$ の方向が船体のガース方向に近似できるとすると

$$-K_s U^2 \doteq \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial S} \quad (4.17)$$

が得られる。ここで、 $S$  はガース方向の長さを表わす。ところで、ある断面を通過する渦度の総和は、定常流ではその前方で発生した渦度の総和に等しいので、発生した渦度が剥離線からすべて剥離によって外部流に放出され渦を形成するものと考えると、単位時間に剥離渦に乗っている渦度は

$$\int_0^x \int_S^A \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial S} ds dx = \frac{1}{\rho} \int_0^x (P_A - P_S) dx \quad (4.18)$$

であり、1秒間に  $U_0$  進むので単位長さあたりに戻すと、

$$\Gamma_x = \frac{1}{\rho U_0} \int_0^x (P_A - P_S) dx$$

となり、(4.15)式が求められる。

### 4.3 船首船底渦及び船尾縦渦の循環計算式

境界層内では厚さ方向の圧力がほぼ一定であり、外部流に対する排除厚の影響が小さいとすれば、ポテンシャル流計算によって物体のまわりの圧力分布が求められる。従って、前節の公式から剥離渦の循環が計算される。ただし、計算に用いる圧力の一方は剥離線上でのものであり、ポテンシャル流計算では実際と合わない恐れがあるが、M1で表面圧力を測定した結果を計算値と比べると、誤差はあまり大きくなく許容範囲内に収まるようである。これは多分三次元剥離の方が二次元剥離よりも外部流を乱す傾向が少ないことによるものと思われる。

剝離渦が発生する船首尾では、Fig. 4.2 に示すように圧力がビルジ部で最低になり、喫水線及び船体中心線近傍で高くなる。剝離線はビルジ部の圧力が低い領域を通るものと思われるが、Fig. 4.2の圧力曲線からも分かるように、位置が多少ずれても圧力の値そのものにはあまり関係がない。ここでは、剝離線での圧力としてビルジ部の最低圧力を用いることにした。

他方、剝離渦に巻き込まれる境界層のもう一方の限界は、船尾縦渦の場合、船底部の境界層がすべて外部流に放出されるので船体中心線と考れば良い。しかし、船首船底渦の場合、実際の流場から考えられる合理的な限界を見出すことは極めて困難であり、一応ここでは船尾縦渦にならない船側部の境界層がすべて巻き込まれるものとして、喫水線を上限とした。

以上の前提のもとに、船首船底渦及び船尾縦渦の循環は、(4.15)式より次式で与えられる。

$$\text{船首船底渦} \quad \Gamma_x = -\frac{1}{\rho U_0} \int_0^x (P_w - P_B) dx \quad (4.19)$$

$$\text{船尾縦渦} \quad \Gamma_x = \frac{1}{\rho U_0} \int_{\frac{1}{2}}^x (P_c - P_B) dx \quad (4.20)$$

ここで、 $P_w$ 、 $P_c$  はそれぞれ喫水線上及び船体中心線上の圧力、 $P_B$  はビルジ部の最低圧力である。船尾縦渦の積分範囲を船体中央横断面に対応する  $\frac{1}{2}$  からとしたが、M1のように船体平行部が長い場合は、船首部の影響はほぼ無いと考えられるので問題ない。しかし、M2のように平行部が

全くない船型では、中央横断面より前方で発生した渦度も船尾縦渦に巻き込まれる場合もあるものと考えられる。ただ、これを厳密に論ずるのは困難であり、また量的にも大きくないと思われるので、ここでは無視して同じく $\frac{1}{2}$ からとした。

#### 4.4 計算結果と実験結果の比較

実験より求めた渦度分布から次式

$$\Gamma_x = \iint \omega_x dA \quad (4.21)$$

で、各断面での循環を算出し、M1の値をFig. 4.3に、M2をFig. 4.4に示した。

M1では、船首船底渦はS.S. 7まで増加し船体平行部では徐々に減衰しているが、いずれにしてもその値はあまり大きくない。船尾縦渦はS.S. 1から $\frac{1}{8}$ まで急激に増加している。船尾部は球形五孔管による計測結果であり、五孔管の直径が大きく壁面近傍は計測していないので、S.S. 1及び $\frac{1}{2}$ の計測値は実際よりやや小さ目であり、循環の増加曲線はもう少し緩やかになると思われる。

M2では、船首船底渦はM1に比べかなり大きくなる。M1と同じくS.S. 7まで増加し、その後徐々に減衰するが、渦中心が船体から遠く離れるS.S. 2以後はほとんど増減がない。船尾縦渦はS.S. 3ですでにかなり発達しており、その後もA.P.まで急増している。

前節で導いた近似計算式より求めた計算値を Fig. 4.3 及び Fig. 4.4 にそれぞれ一点鎖線で示した。

M1では、船尾縦渦の循環は実験値の65%位で一応満足し得る値であるが、船首船底渦は過大に計算され実験値と全く合わない。これは船首船底剝離が実際はあまり大きくなく、剝離線のごく近傍の境界層しか巻き込まないにもかかわらず、計算では船側部の境界層がすべて巻き込まれるとしたためであり、剝離渦に巻き込まれる境界層の領域について今後検討する必要がある。船尾縦渦の実験値は、 $S.S.1$ 及び $\frac{1}{2}$ では前述のように計測領域の関係で実際より幾分か小さ目であるので、実際はもう少し計算値に近づくものと思われる。また、 $S.S.1$ 以後実験値が急激に増大し計算値と合わなくなっているが、これは主流方向の速度損失によって発生した渦の軸が船長方向と傾いているために、 $T_x$ 成分にはその成分が含まれていることによるものと思われる。

M2は、船首船底渦、船尾縦渦共に実験結果とよく合っている。長方形断面船はビルジ部が角ばっているので、剝離点が明確で強い剝離渦を生じるため境界層の巻き込み範囲が大きく、また $C_b$ が0.67と小さいため流線のねじれが小さくなり、計算に用いた仮定を比較的よく充足していることによるものであると思われる。

#### 4.5 渦打消しによる循環の減衰

Fig. 4.3 及び 4.4 から分かるように、船首船底渦は船体中央部でかなり減衰している。船首船底渦の減衰は、渦軸の傾きによる  $\Gamma$  の変化が無視できるほど小さいことから考えると、粘性によって生じた現象と考えるべきである。粘性の影響としては、まず渦の積分領域外への拡散によるものが考えられる。しかし、今は渦度の積分領域を十分に大きくとっているので、その誤差は小さいものと思われる。その他崩壊現象による渦の異常な不連続的拡散なども特に発生していない。それ故この船首船底渦の減衰は、隣接する逆回転の渦が拡散によって互いに浸透し、打消し合うことにより生じたものと推量される。

Schaffer<sup>21)</sup> は、翼端渦に逆回転の翼端渦を加えることによって渦を消滅させ得ることを実験的に証明している。M2 において S.S. 3~2 間で船首船底渦が急激に減衰するのは、ごく近傍に船尾縦渦が発生し打消し合ったためであり、S.S. 2 以後減衰しないのは、渦中心間の距離が大きくなり相互浸透する領域が小さくなるためである。また、M1、M2 共に S.S. 7~3 間で減衰するのは、主渦による誘導速度によって船体表面上に逆回転の二次渦が発生し、主渦と二次渦は Fig. 4.5 に示すようにそれぞれ拡散し、重なり合った部分が打消し合い消滅するからである。主渦と二次渦の打消しに関するこの考之の妥当性を確かめるために、M

2のS.S. 7~5間で次のような近似計算を行ない実験値と比較した。

(1) 主渦の拡散

主渦の拡散にはよく知られている Batchelor の漸近解<sup>22)</sup>を用いる。いま、渦の移動速度を一様流の  $U_0$  とし、渦発生点からの距離を  $X$ 、渦中心からの半径方向の長さを  $r_0$  とすると、主渦の渦度  $\omega_{x1}$  は次式で与えられる。

$$\omega_{x1} = \frac{U_0 \Gamma_x}{4\pi \nu X} \exp\left(-\frac{U_0 r_0^2}{4\nu X}\right) \quad (4.22)$$

渦中心が  $y=0$ 、 $\eta=\eta_1$  にあるとすると

$$r_0^2 = y^2 + (\eta - \eta_1)^2 \quad (4.23)$$

である。また、S.S. 7ですでに主渦は拡散しているのので、この断面での循環の大きさと渦度の最大値より見掛け上の渦発生点を求めると、S.S. 7の前方1.6 mになる。3 mの模型ではF.P.とS.S. 7の距離は0.9 mであるから、この値はF.P.よりさらに前方で渦が発生したことになるが、これは剥離渦が船首から連続して発生していることなどによるものである。 $\nu$ のかわりに渦動粘性係数 $\nu_T$ を用い、 $U_0$ 、 $X$ を時間 $t$ に置き換えると、今は $U_0=1.0$  m/sとしているので、(4.22)、(4.23)式より  $\omega_{x1}$  は

$$\omega_{x1} = \frac{\Gamma_x}{4\pi \nu_T (t+1.6)} \exp\left\{-\frac{y^2 + (\eta - \eta_1)^2}{4\nu_T (t+1.6)}\right\} \quad (4.24)$$

となる。

## (2) 二次渦の拡散

時間  $t=0$  で、船体表面上での主渦による誘導速度  $v_0$  は

$$v_0 = \frac{\Gamma_x \eta_1}{\pi (y^2 + \eta_1^2)} \quad (4.25)$$

であり、表面での滑りなし条件により二次渦が発生する。二次渦は最初船体表面上に集中しているが、時間の経過と共に表面から拡散する。その拡散の仕方が二次元的に取り扱えるとすれば、運動方程式は

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \nu_T \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} \quad (4.26)$$

で表わされ、二次渦の渦度  $\omega_{x2}$  は

$$\omega_{x2} = -\frac{\partial v}{\partial \eta} = -\frac{v_0}{\sqrt{\pi \nu_T t}} \exp\left(-\frac{\eta^2}{4\nu_T t}\right) \quad (4.27)$$

となる。

循環の減衰量  $\Delta\Gamma_x$  は、Fig. 4.5 の斜線部面積を  $y$  方向に積分することにより求められ

$$\Delta\Gamma_x = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \int_0^{\eta_0} \omega_{x1} d\eta + \int_{\eta_0}^{\infty} \omega_{x2} d\eta \right) dy \quad (4.28)$$

となり、(4.28)式に(4.24)、(4.27)式を代入すれば  $\Delta\Gamma_x$  が計算される。 $\nu_T$  は、S.S. 7 の相当平板の  $\delta^*$  を用いて Clauser の式<sup>23)</sup>より求め

$$\nu_T = 4.93 \times 10^{-5} (\text{m}^2/\text{s}) \doteq 43 \nu$$

を使用した。計算結果を Fig. 4.6 に示す。

計算値は対流項を考慮していないにもかかわらず実験値



とよく一致し、主渦の循環の減衰が大部分二次渦との打消しによるものであることがわかる。

このように剝離渦は、発生と同時に自分自身の誘導速度によって生じた二次渦の拡散のため減衰する。循環の減衰量は渦中心と船体表面間の距離によって左右されるので、剝離渦の循環を求める際には剝離の厚さを考慮しなければならないことになる。

#### 4.6 第4章のまとめ

本章での主な内容は次のようにまとめられる。

- (1) 船体表面から時々刻々発生する渦度は、船体表面上での圧力差によって求められ、船体まわりに発生する三次元剝離渦の循環は、剝離渦に巻き込まれる境界層の両端の圧力差を船長方向に積分することによって近似的に得られる。
- (2) ポテンシャル流計算より求めた圧力分布を用いて船首船底渦、船尾縦渦の循環を計算し実験結果と比較した。M1の船尾縦渦、M2の船首船底渦及び船尾縦渦など明確な渦核を形成する剝離渦では実験結果とよく一致する。しかしM1の船首船底渦では、巻き込まれる境界層の領域の決定が困難なため、それを合理的に定める方法を考察する必要がある。
- (3) 剝離渦は船体表面に発生した逆回転の二次渦との打消

し合いにより、下流へ行くほど循環が減衰する。主渦の拡散に Batchelor の漸近解を用い、二次渦の拡散が二次元的に取り扱えるとして、循環の減衰量を計算した結果は実験結果とよく一致した。

## 結 論

五孔管を用いて肥大船模型及び長方形断面船模型まわりの速度分布を計測し、さらに計測した速度分布から渦度分布を求め、船体まわりの粘性流場、特に三次元剝離渦の挙動、大きさについて詳細に調査した。一方、三次元乱流境界層理論の代表例として姫野-田中法、奥野法を用いて肥大船まわりの速度分布を数値計算した。また、船首船底渦を渦糸近似し、等角写像法を用いて渦中心の軌跡を計算した。さらに、三次元剝離渦の循環の計算法を提案し、計算結果と実験結果を比較考察した。これらより得られた主な結論は以下の通りである。

- (1) 肥大船では普通程度の球状船首付船型においても船首船底で三次元剝離渦が生じている。この渦は船体中央部で船底に平たく広がる渦層となるが、その後次第に消滅し、船尾逆渦とは必ずしもつながるものではない。船尾縦渦は $S.S. 3$ 付近から発生し始め、 $S.S. 1/2$ 以後急激に成長する。
- (2) 長方形断面船では船首船底に強い剝離渦が発生し、船体中央部で一部減衰するが、船尾でもかなりの勢力を保ちながら後方に流れ去る。船尾縦渦は船首船底渦の存在などにより渦度分布の山が複数個生じて下流へ流れる。また船尾逆渦はこの船型では発生していない。
- (3) 船体表面のごく近傍の流速を五孔管で計測する際には、

壁付近の速度勾配と壁による鏡像効果の影響のため壁面修正が必要である。この修正係数を平板境界層を用いて実験的に求めた。

- (4) 三次元境界層理論による速度分布の計算結果と実験との比較については、まず、姫野-田中法による計算では主流方向の速度成分は実験結果とよく一致するが、二次流れについてはあまり良くない。興野法は二次流れを比較的正しく表わすことができるが、主流方向成分は実験結果に比べ流速が幾分小さくなる。しかし、いずれにしても実験値との一致は十分ではなく、主流並びに二次流れの速度分布モデル、補助方程式、要素分割法、計算の初期位置などについてなお研究が必要である。
- (5) 剝離渦の移動速度は船体まわりのポテンシャル流速と渦の鏡像による誘導速度の和でほぼ表わされ、船体表面での滑りなし条件によって発生する二次渦の影響は無視し得る。三次元剝離渦を渦系近似し、等角写像法を用いて渦中心の軌跡を計算すると、実験結果とよく一致する結果が得られる。ただし、船首船底渦はビルジ部を回って船側に移動するので、船体断面を等角写像する際ビルジ部を特に正確に写像することが必要である。
- (6) 船体表面から時々刻々発生する渦度の大きさは、船体表面上での圧力差によって求められ、船体まわりに発生する三次元剝離渦の循環は、剝離渦に巻き込まれる境界

層の両端の圧力差を船長方向に積分することによって近似的に得られる。ポテンシャル流計算より求めた圧力分布を用いて船首船底渦、船尾縦渦の循環を計算した結果は実験結果とよく一致した。

- (7) 剝離渦は船体表面に発生した逆回転の二次渦との打消し合いにより、下流へ行くほど循環が減衰する。

## 謝 辞

三次元剥離渦に関する本研究を遂行するにあたり、終始熱心な御指導を賜った大阪大学田中一朗教授に深く感謝いたします。

さらに、実験その他で多くの御援助、熱心な御討論を頂いた大阪大学鈴木敏夫講師を始め大阪大学試験水槽の各位に厚くお礼申し上げます。また、境界層計算に際し、種々御援助を頂いた大阪府立大学姫野洋司助教授、奥野武俊助手に心から感謝します。

なお、本研究における数値計算には、大阪大学計算機 NEAC 2200 N 700 並びに京都大学計算機 FACOM 230-60 を使用したことを付記します。

## 主 論 文

1. 肥大船粘性流場の速度分布に関する実験的研究、関西造船協会誌、第166号（昭和52年9月）
2. 長方形断面船まわりに発生する剥離渦に関する研究、関西造船協会誌、第168号（昭和53年3月）
3. 肥大船まわりに発生する剥離渦に関する研究、関西造船協会誌、第171号（昭和53年12月）
4. 鉛白 - 硫化アンモン法による模型船の限界流線の可視化、流れの可視化シンポジウム、第4回（昭和51年7月）

## 参 考 文 献

- 1) 姫野洋司、田中一朗：船体まわりの3次元乱流境界層の計算、関西造船協会誌、第147号（昭和48年3月）
- 2) 藤本留男：船尾縦渦に関する研究、大阪大学造船学科修士論文（昭和46年3月）
- 3) 浅野誠一：5孔ピット管による流向流速の計測に関する研究、大阪大学造船学科修士論文（昭和47年3月）
- 4) ポフ、（村田暹、小川徹、三宅裕 訳）：空気力学実験法、朝倉書店（昭和44年）
- 5) 笹島秀雄、田中一朗、鈴木敏夫、萩野繁之：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（昭和45年12月）

- 6) T. Tagori : Investigation on Vortices Generated at the Bilge, Proc. 11th I.T.T.C. (Resistance Session), (1966)
- 7) 鈴木敏夫、松村清重、山田賢司：乱流境界層の縦渦による変形について、関西造船協会誌、第162号（昭和51年9月）
- 8) 田中一朗：剝離について、日本造船学会粘性抵抗シンポジウム（昭和48年5月）
- 9) L. Larsson : An Experimental Investigation of the Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer on a Ship Model, Eleventh Symposium on Naval Hydrodynamics, London (1976)
- 10) 姫野洋司、田中一朗：厳密な積分法に基づく3次元乱流境界層方程式の解法、関西造船協会誌、第159号（昭和50年12月）
- 11) 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（昭和51年6月）
- 12) C.E. Brown & W.H. Michael : Effect of Leading-Edge Separation on the Lift of a Delta Wing, J. Aero. Sci., Vol. 10, (1954)
- 13) 大村稔、高岡カ：揚力面理論による前縁剝離渦を伴う翼の特性推算、日本航空宇宙学会誌、第20巻第226号（昭和47年11月）



- 14) 神中竜雄：船体のまわりの流線の計算法について、日本造船協会論文集、第118号（昭和40年12月）
- 15) J.L. Hess & A.M.O. Smith : Calculation of Nonlifting Potential Flow about Three-Dimensional Bodies, J.S.R., Vol. 8, No. 2, (1964)
- 16) 松本典幸：船体周りのポテンシャル流れの計算に関する研究、大阪大学造船学科修士論文（昭和48年3月）
- 17) 溝口純敏：船の圧力分布に関する研究、大阪大学造船学科修士論文（昭和44年3月）
- 18) E.O. Tuck & C. von Kerczek : Streamlines and Pressure Distribution on Arbitrary Ship Hulls at Zero Froude Number, J.S.R., (1968)
- 19) M.J. Lighthill : Laminar Boundary Layers, L. Rosenhead (Editor), Oxford Univ. Press, (1963)
- 20) 中口博：Bluff Bodyの空力特性と後流、日本航空宇宙学会誌、第20巻第226号（昭和47年11月）
- 21) A. Schaffer : A Study of Vortex Cancellation, J. of the Aero/Space Sciences, Vol. 27, (1960)
- 22) G.K. Batchelor : Axial Flow in Trailing Line Vortices, J. Fluid Mech., Vol. 20, Part 4, (1964)
- 23) F.H. Clauser : The Turbulent Boundary Layer, Advances in Appl. Mech., Vol. 4, (1956)

## 記 号 表

$A_n$	$n$ パラメータ法の写像関数の係数
$C, \kappa$	速度分布の壁面法則の常数
$C_0$	速度計測における壁面修正係数
$d_0$	五孔管先端部の外径
$f_l$	壁面と五孔管中心間の距離
$f_{l1}, f_{l2}$	速度分布の外側法則で使用する係数
$K_s$	流線の曲率
$r_\theta$	$\theta$ 座標の拡大率
$t_0$	時定数
$n$	流線の法線方向の長さ
$n_0$	速度勾配を表わす無次元パラメータ
$P$	圧力
$P_0$	真の圧力
$P_m$	計測圧力
$P_B$	ビルジ部の最低圧力
$P_c$	船体中心線上での圧力
$P_s$	剝離線上での圧力
$P_{st.}$	岐点での圧力
$P_w$	喫水線上での圧力
$r$	$r$ 平面での極座標の動径
$r_0$	渦中心からの距離
$ir$	位置ベクトル

$S$	フレームライン上の長さ	
$t$	時間	
$U$	境界層外端での主流方向の流速	
$U_0$	船速あるいは一様流の流速	
$U_x, U_\xi, U_\theta$	外部流速の $x, \xi, \theta$ 方向成分	
$u$	境界層内の主流速度	
$u_x$	摩擦速度	
$v$	渦の移動速度 (第3章), 流速ベクトル (第4章)	
$v_p$	渦のないときのポテンシャル流速	
$v_i$	鏡像渦による誘導速度	
$v_2, v_{2i}$	二次渦及びその鏡像渦による誘導速度	
$v_{self}$	自分自身の前後部分による誘導速度	
$v$	境界層内の二次流れ速度	
$v_0$	渦による誘導速度の壁面での値	
$v_i, w_i$	渦による誘導速度の $y, z$ 方向成分	
$v_\xi, w_\xi$	$\zeta$ 平面上での渦による誘導速度	
$v_x, v_y, v_z$	境界層内流速の $x, y, z$ 方向成分	
$v_\xi, v_\theta, v_\zeta$	境界層内流速の $\xi, \theta, \zeta$ 方向成分	
$\Delta v_\eta$	壁面影響の速度修正量	
$w_x$	伴流の $x$ 方向成分	
$X$	渦発生点からの距離	
$x, y, z$	船体固定の直交座標	(Fig. 1.3)
$\xi, \theta, \zeta$	船体表面上に原点を持つ曲線座標	(Fig. 1.3)

$\alpha_R$	渦糸の回転方向を表わす係数
$\beta$	壁面上での二次流れ角
$\Gamma$	循環
$\Gamma_x, \Gamma_y$	$x$ あるいは $y$ 軸に直交する面上での循環
$\Delta\Gamma_x$	渦打消しによる循環の減衰量
$\delta$	境界層厚さ
$\delta_p$	平板の境界層厚さ
$\delta_*$	排除厚さ
$\nu$	動粘性係数
$\nu_t$	渦動粘性係数 (乱流拡散係数)
$\rho$	密度
$\Delta\varphi$	壁面影響の角度修正量
$\Delta\varphi_1$	せん断流による誤差角
$\Delta\varphi_2$	壁面による流速増加による誤差角
$\omega$	渦度の大きさ
$\omega_x$	渦度の $x$ 方向成分
$\omega_{x1}$	$\omega_x$ の内主渦の渦度
$\omega_{x2}$	$\omega_x$ の内二次渦の渦度
$\omega$	渦度ベクトル
$r_0$	主渦と二次渦の境界から壁面までの距離
$r_1$	主渦から壁面までの距離
$r_2$	二次渦から壁面までの距離

## List of Tables

- Table 1. Principal particulars (M 1).
- Table 2. Principal particulars (M 2).
- Table 3. Correction factor of wall effect.
- Table 4. Limiting streamline angles at side.
- Table 5. Limiting streamline angles at bottom.
- Table 6.  $a_n$  (M 1).
- Table 7.  $a_n$  (M 2).

## List of Figures

- Fig. 1.1 Body plan (M 1).
- Fig. 1.2 Profile and plan (M 2).
- Fig. 1.3 Coordinate system.
- Fig. 1.4 Block diagram of velocity measurement.
- Fig. 1.5 Five-hole Pitot tube.
- Fig. 1.6 Correction for five-hole Pitot tube measurement.  
(a) Shear flow effect.  
(b) Image effect.
- Fig. 1.7 Velocity distribution in the boundary layer of a flat plate.
- Fig. 1.8 Correction angle of wall effect.
- Fig. 1.9 Example of measured and corrected velocity profiles.
- Fig. 1.10 Calculation of vorticity.
- Fig. 1.11  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 9 (M 1).
- Fig. 1.12  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 7 (M 1).
- Fig. 1.13  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 5 (M 1).
- Fig. 1.14  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 3 (M 1).
- Fig. 1.15  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S.  $\frac{1}{2}$  (M 1).
- Fig. 1.16  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 7 (M 2).
- Fig. 1.17  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 5 (M 2).
- Fig. 1.18  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 3 (M 2).
- Fig. 1.19  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 1 (M 2).
- Fig. 1.20 Wake distribution at S.S. 9 (M 1).
- Fig. 1.21 Wake distribution at S.S. 7 (M 1).
- Fig. 1.22 Wake distribution at S.S. 5 (M 1).
- Fig. 1.23 Wake distribution at S.S. 3 (M 1).
- Fig. 1.24 Wake distribution at S.S.  $\frac{1}{2}$  (M 1).
- Fig. 1.25  $V_x$  distribution at bottom (M 1).

- Fig. 1.26 Vorticity distribution at S.S. 9 (M 1).
- Fig. 1.27 Vorticity distribution at S.S. 7 (M 1).
- Fig. 1.28 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S. 5 (M 1).
- Fig. 1.29 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S. 3 (M 1).
- Fig. 1.30 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S. 1 (M 1).
- Fig. 1.31 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S.  $\frac{1}{2}$  (M 1).
- Fig. 1.32 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S.  $\frac{1}{8}$  (M 1).
- Fig. 1.33 Wake and vorticity distributions at S.S. 9 (M 2).
- Fig. 1.34 Wake and vorticity distributions at S.S. 8 (M 2).
- Fig. 1.35 Wake and vorticity distributions at S.S. 7 (M 2).
- Fig. 1.36 Wake and vorticity distributions at S.S. 5 (M 2).
- Fig. 1.37 Wake and vorticity distributions at S.S. 3 (M 2).
- Fig. 1.38 Wake and vorticity distributions at S.S. 2 (M 2).
- Fig. 1.39 Wake and vorticity distributions at S.S. 1 (M 2).
- Fig. 1.40 Wake and vorticity distributions at A.P. (M 2).
- Fig. 1.41 Schematical view of vortex system (M 1).
- Fig. 1.42 Schematical view of vortex system (M 2).
- Fig. 1.43 Configuration of visualization equipment by lead carbonate - ammonium sulfide method.
- Fig. 1.44 Side view of model ship.
- Fig. 1.45 (a) Limiting streamlines on side at S.S. 9.  
(b) Limiting streamlines on bottom at S.S. 7.
- Fig. 1.46 Flow angles.

- Fig. 2.1 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 9.
- Fig. 2.2 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 7.
- Fig. 2.3 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 5.
- Fig. 2.4 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 3.
- Fig. 2.5 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 9.
- Fig. 2.6 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 7.
- Fig. 2.7 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 5.
- Fig. 2.8 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 3.
- 
- Fig. 3.1 Approximated hull section.
- Fig. 3.2 Conformal mapping of hull section.
- Fig. 3.3 A vortex and its image system.
- Fig. 3.4 Conformal mapping of corner section.
- Fig. 3.5 (a) Velocity distributions.  
(b) Vorticity distribution of cross flow.
- Fig. 3.6 Loci of calculated bow bilge vortex (M 1).
- Fig. 3.7 Loci of bow bilge vortex (M 2).
- 
- Fig. 4.1 Sectional view of circulation and the boundary layer.
- Fig. 4.2 Pressure distribution along frame line.
- Fig. 4.3 Longitudinal distributions of circulations of bilge vortices (M 1).
- Fig. 4.4 Longitudinal distributions of circulations of bilge vortices (M 2).
- Fig. 4.5 Diffusive interaction of vortices.
- Fig. 4.6 Decay of circulation.



Table 1. Principal particulars (M 1).

Lpp	(m)	4.500
B	(m)	0.8182
d	(m)	0.2674
Cb		0.802
∇	(m <sup>3</sup> )	0.7896
lcb	(%Lpp)	2.446 F

Table 2. Principal particulars (M 2).

L	(m)	3.00
B	(m)	0.45
d	(m)	0.27
Cb		0.67
∇	(m <sup>3</sup> )	0.2442
R	(m)	5.113

Table 3. Correction factor of wall effect.

P 1			P 2		
$h/d_0$	c	$\Delta\phi_2$	$h/d_0$	c	$\Delta\phi_2$
1.0	56	5.0°	1.1	33	1.0°
$\geq 3.5$	56	0	$\geq 2$	33	0

Table 4. Limiting streamline angles at side.  
(deg.)

W.L. (cm)	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
S.S.9	-13.2	-10.6	-8.9	-6.1	-4.8	-3.3	-3.0	-2.1	0	-0.6
S.S.7	-3.5	-1.6	-1.5	-1.5	-1.1	-0.8	0	0	0	0
S.S.5	5.0	4.6	3.4	3.1	2.6	1.6	0.4	-0.7	-0.6	-1.7
S.S.3	-2.2	-3.7	-1.2	0	1.3	1.7	1.0	0	-0.3	-0.3
S.S.2	-2.5	-2.6	-3.0	0	0.1	0.3	3.8	4.5	4.0	3.0
S.S.1	-3.9	-8.4	-8.6	-7.3	-6.0	-6.4	-6.0	-3.9	-1.0	-0.5

Table 5. Limiting streamline angles at bottom.  
(deg.)

B.L. (cm)	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
S.S.9	0.2	3.0	21.3	16.3						
S.S.7	0	0.2	2.0	3.0	4.6	12.3	26.0	25.0	7.5	
S.S.5	0.2	0.3	1.0	1.7	2.4	3.2	6.3	10.0	13.5	24.0
S.S.3	0.5	0.4	0.7	1.0	2.0	2.3	3.7	5.2	8.8	
S.S.2	0.5	1.1	2.3	4.8	4.5	7.1	8.2			
S.S.1	0.4	2.5	3.8	7.5						

Table 6.  $a_n$  (M 1).

	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$
S.S. 9	0.6369	0.0413	-0.0546	0.0046	-0.0025	0.0013	0.0021
S.S. 8	0.7658	0.1412	-0.0971	-0.0039	0.0022	-0.0012	0.0004
S.S. 7,6&5	0.7855	0.1507	-0.1144	-0.0104	0.0053	0.0012	0.0003
S.S. 4	0.7810	0.1494	-0.1086	-0.0080	0.0042	-0.0001	-0.0002
S.S. 3	0.7661	0.1450	-0.0907	-0.0010	0.0013	-0.0027	-0.0001
S.S. 2	0.6873	0.1013	-0.0348	0.0191	0.0023	0.0018	0.0023
S.S. 1	0.5078	-0.0273	0.0334	0.0361	0.0049	0.0017	-0.0005

Table 7.  $a_n$  (M 2).

	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
S.S. 9&1	0.6570	-0.3354	-0.0737	0.0187
S.S. 8&2	0.7960	-0.2257	-0.1043	0.0174
S.S. 7&3	0.8838	-0.1480	-0.1171	0.0146
S.S. 6&4	0.9310	-0.0966	-0.1210	0.0066
S.S. 5	0.9486	-0.0793	-0.1236	0.0043

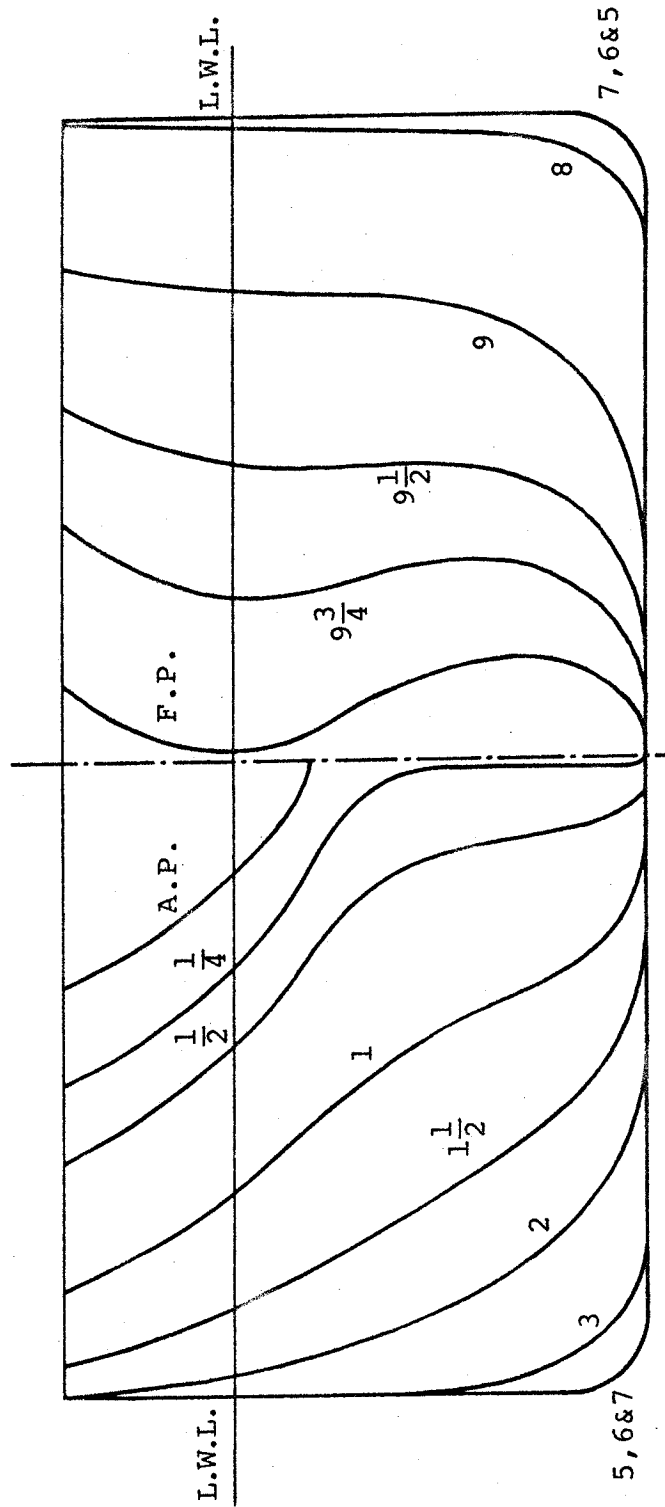


Fig. 1.1 Body plan (M 1).

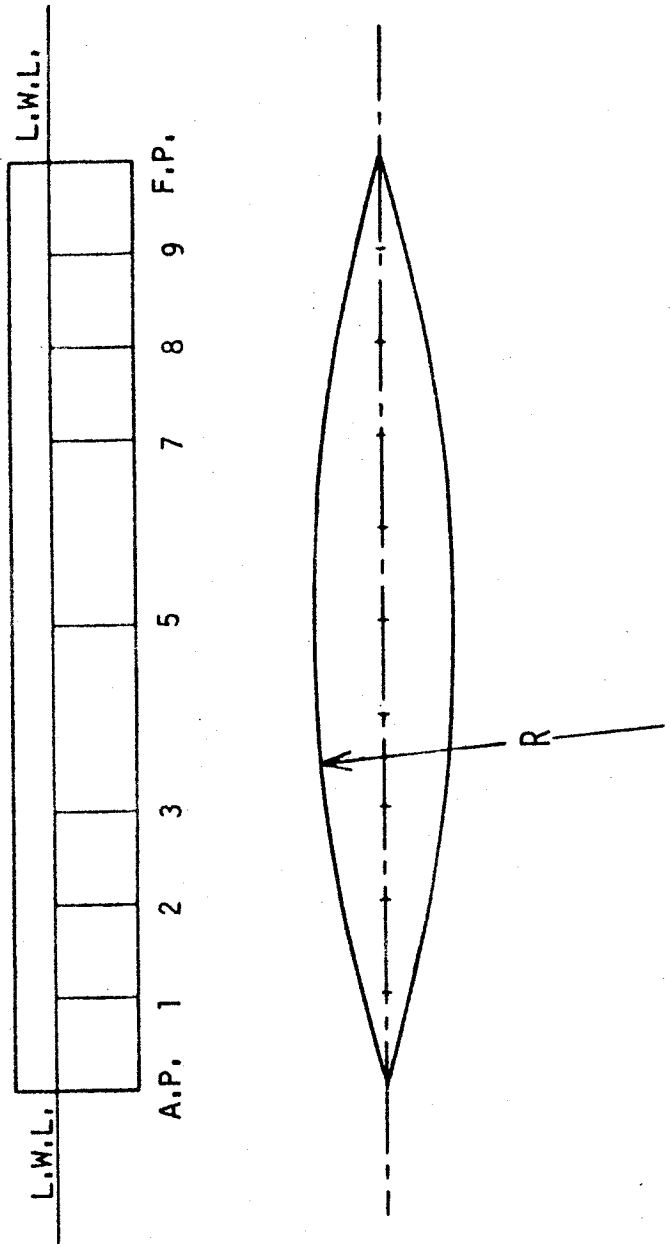


Fig. 1.2 Profile and plan (M 2).

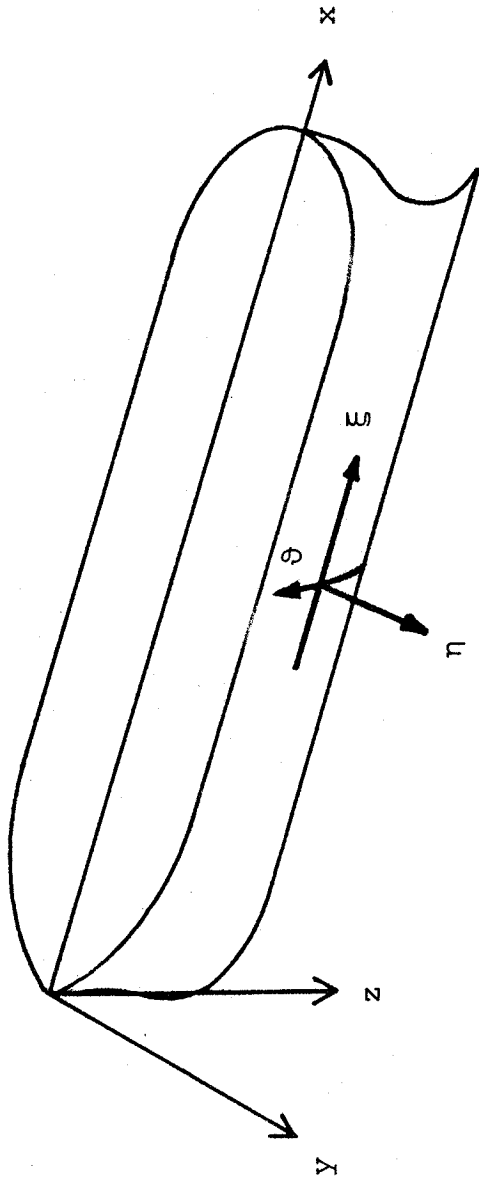


Fig. 1.3 Coordinate system.



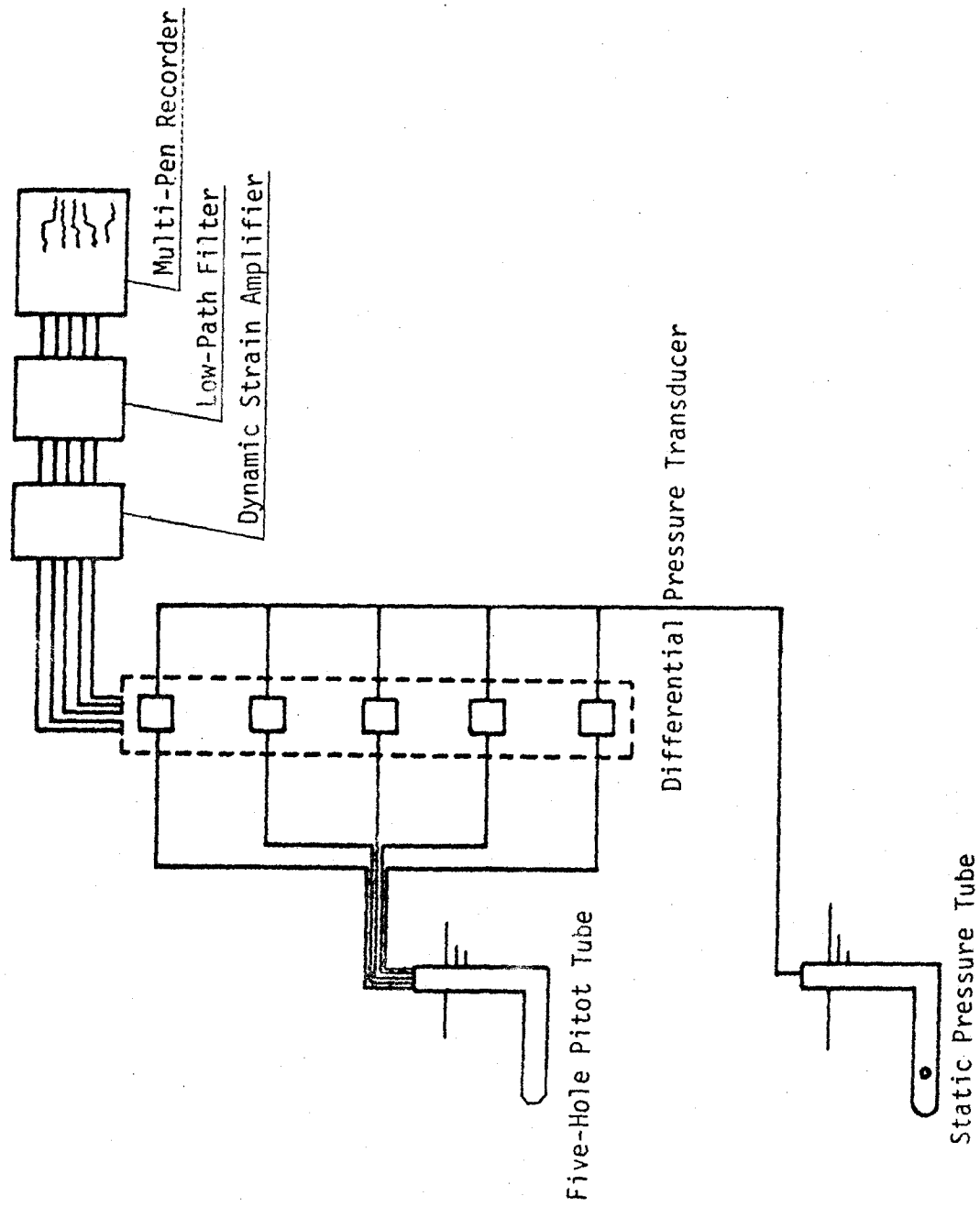


Fig. 1.4 Block diagram of velocity measurement.

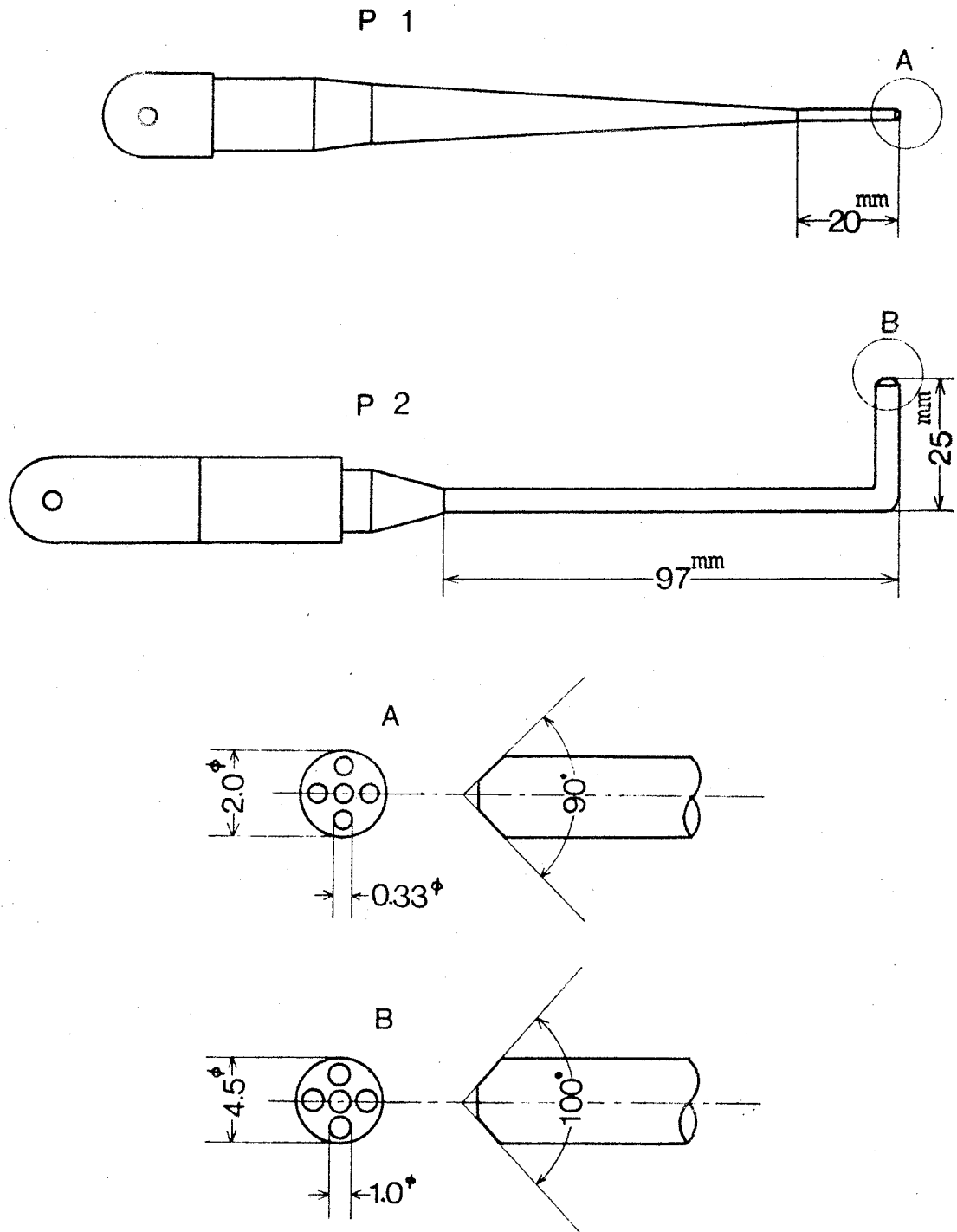
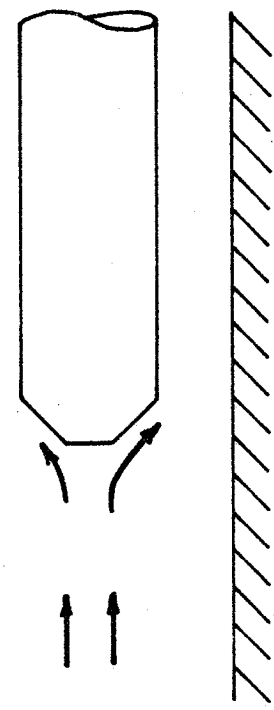
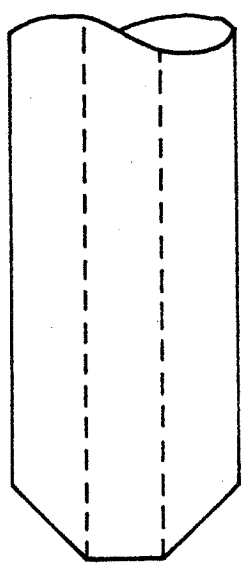


Fig. 1.5 Five-hole Pitot tube.



(a) Shear flow effect.



(b) Image effect.

Fig. 1.6 Correction for five-hole Pitot tube measurement.

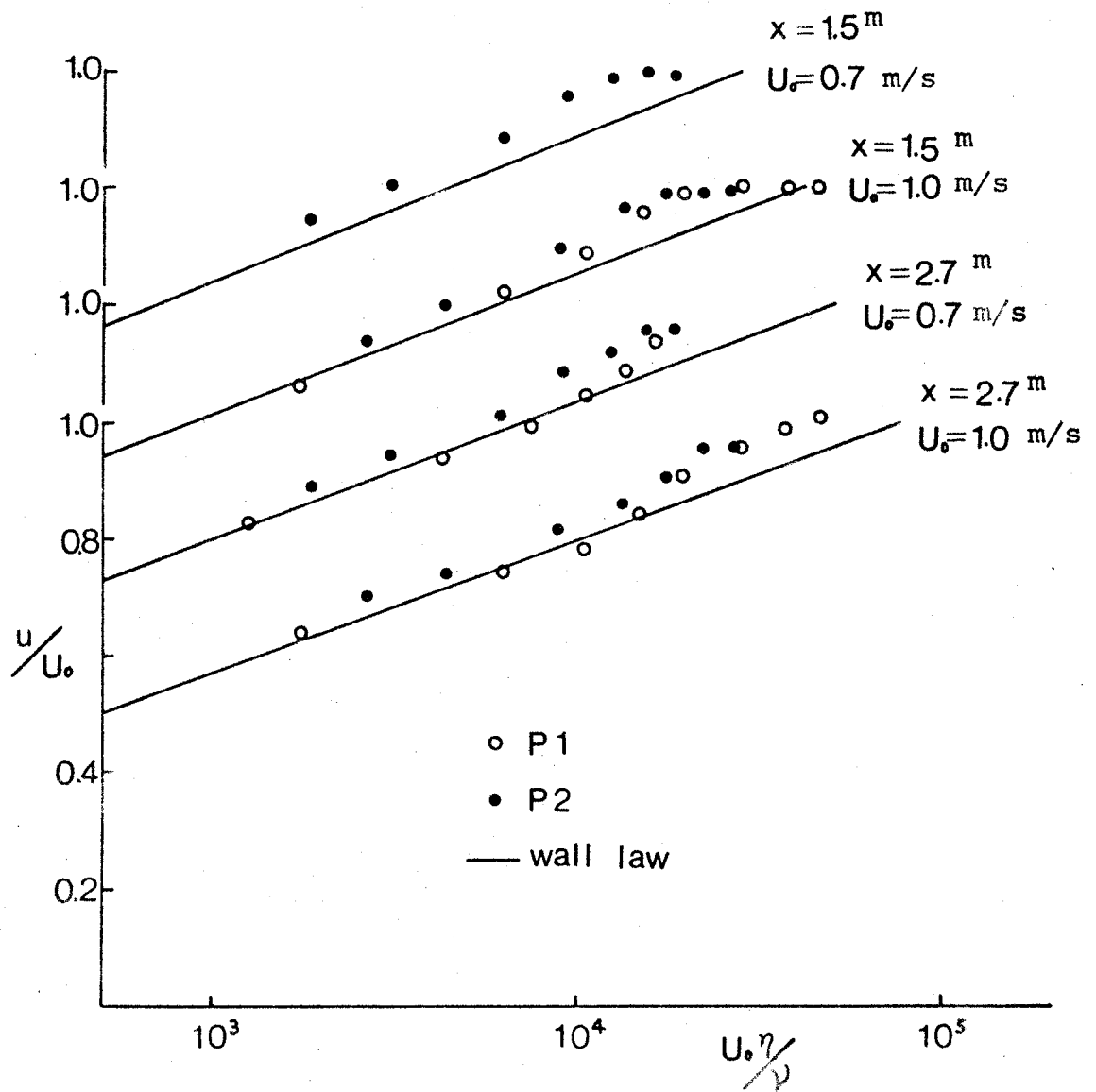


Fig. 1.7 Velocity distribution in the boundary layer of a flat plate.

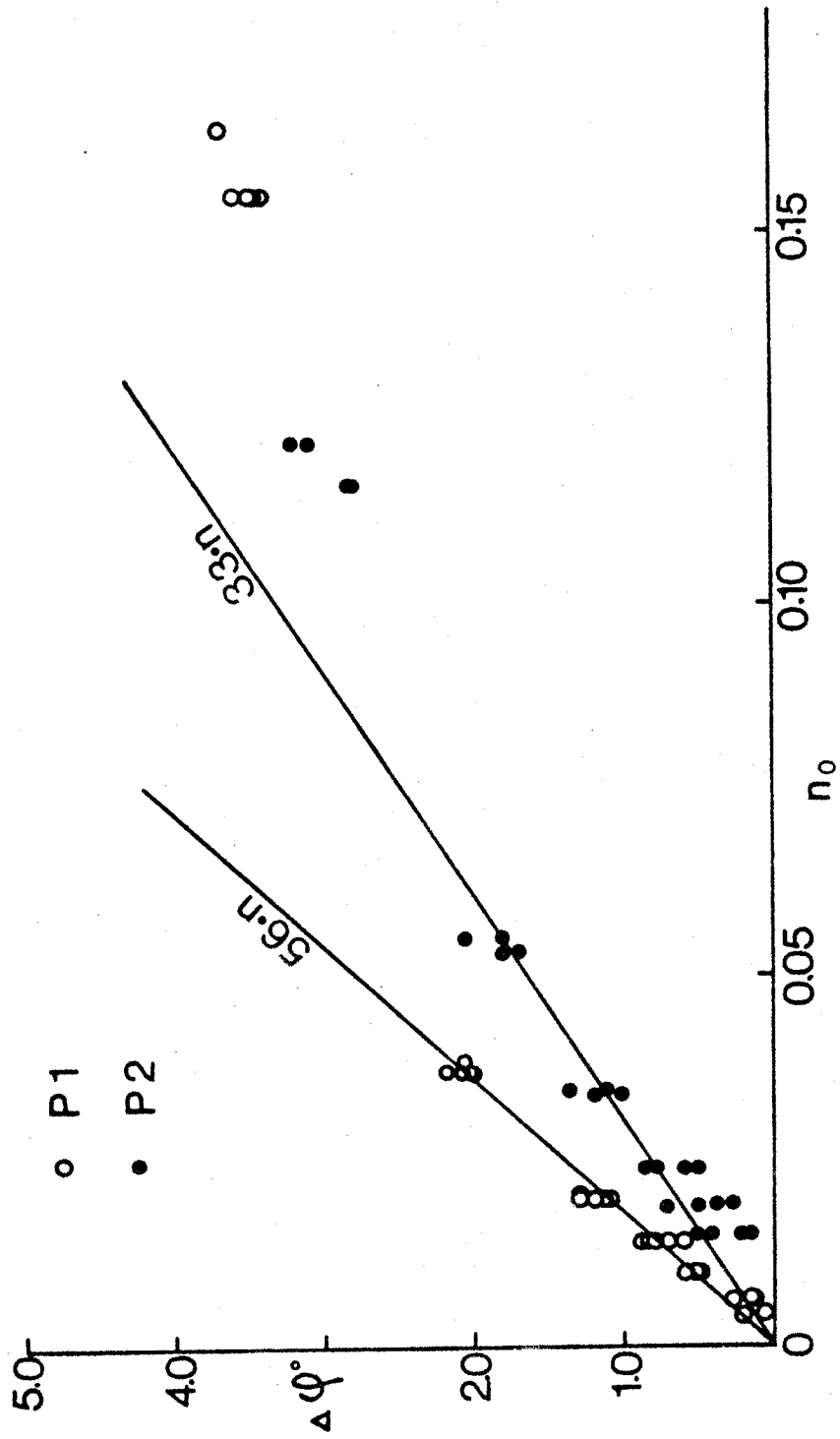


Fig. 1.8 Correction angle of wall effect.

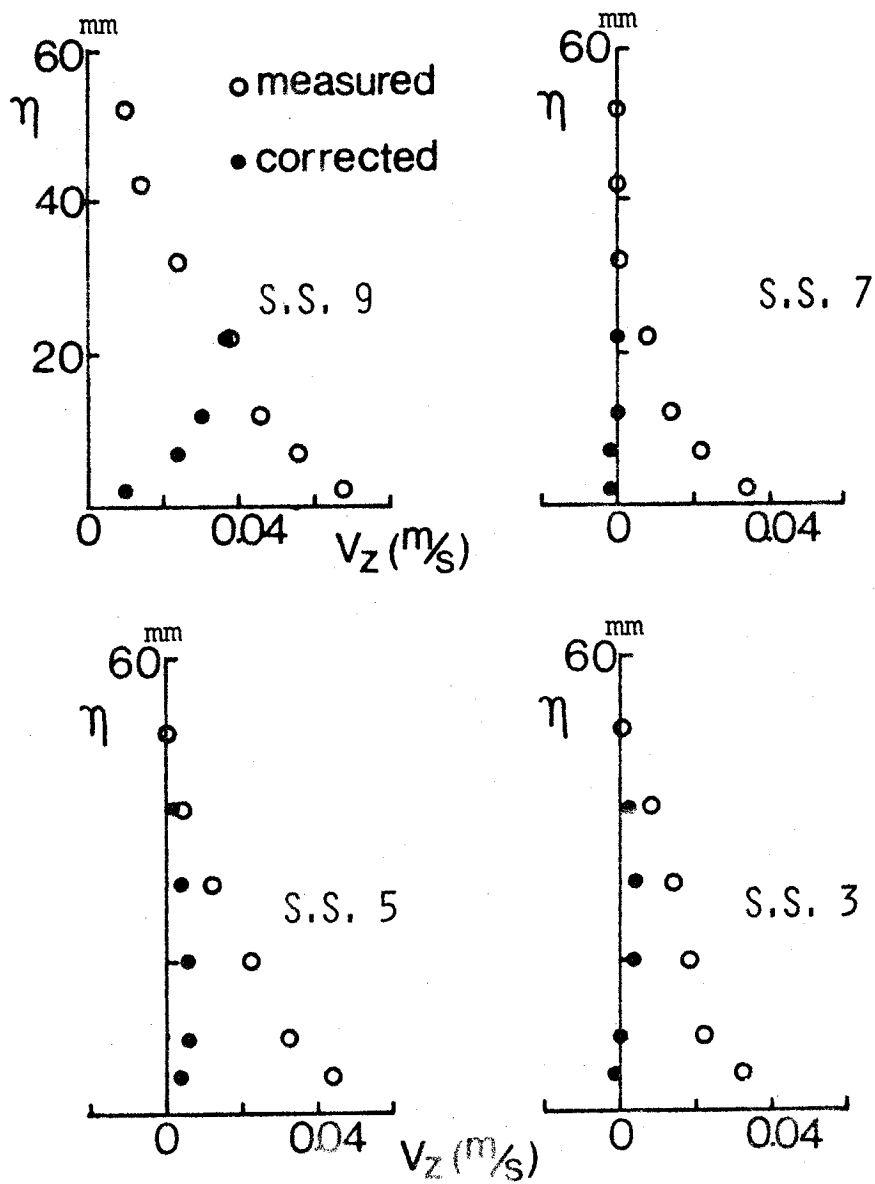


Fig. 1.9 Example of measured and corrected velocity profiles.

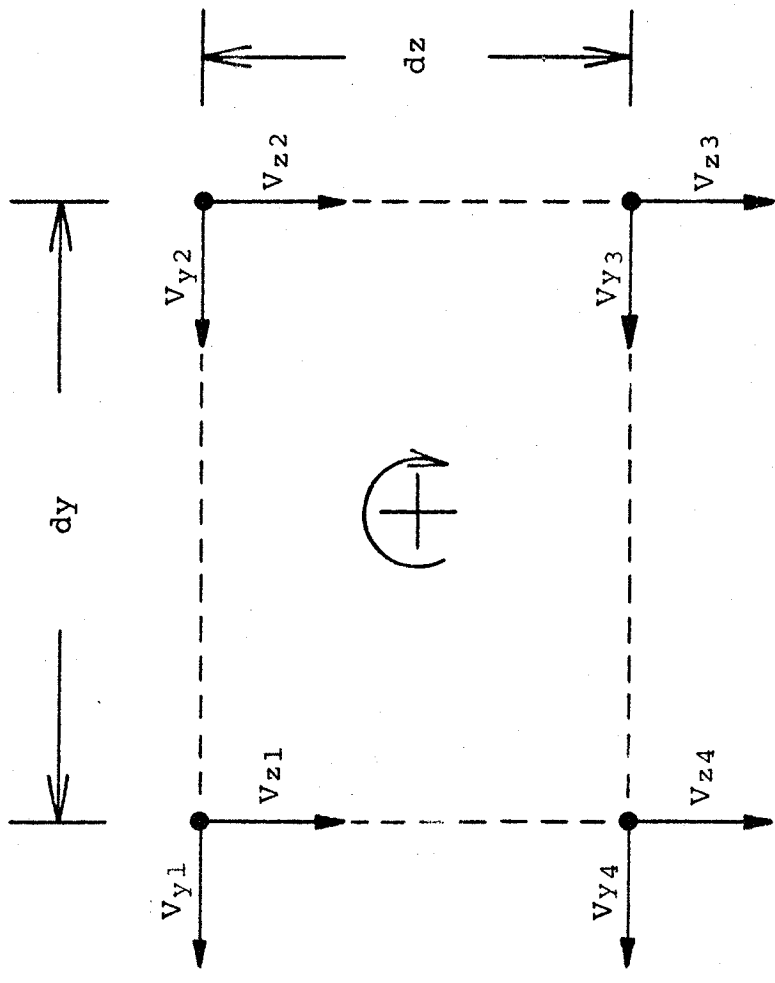


Fig. 1.10 Calculation of vorticity.

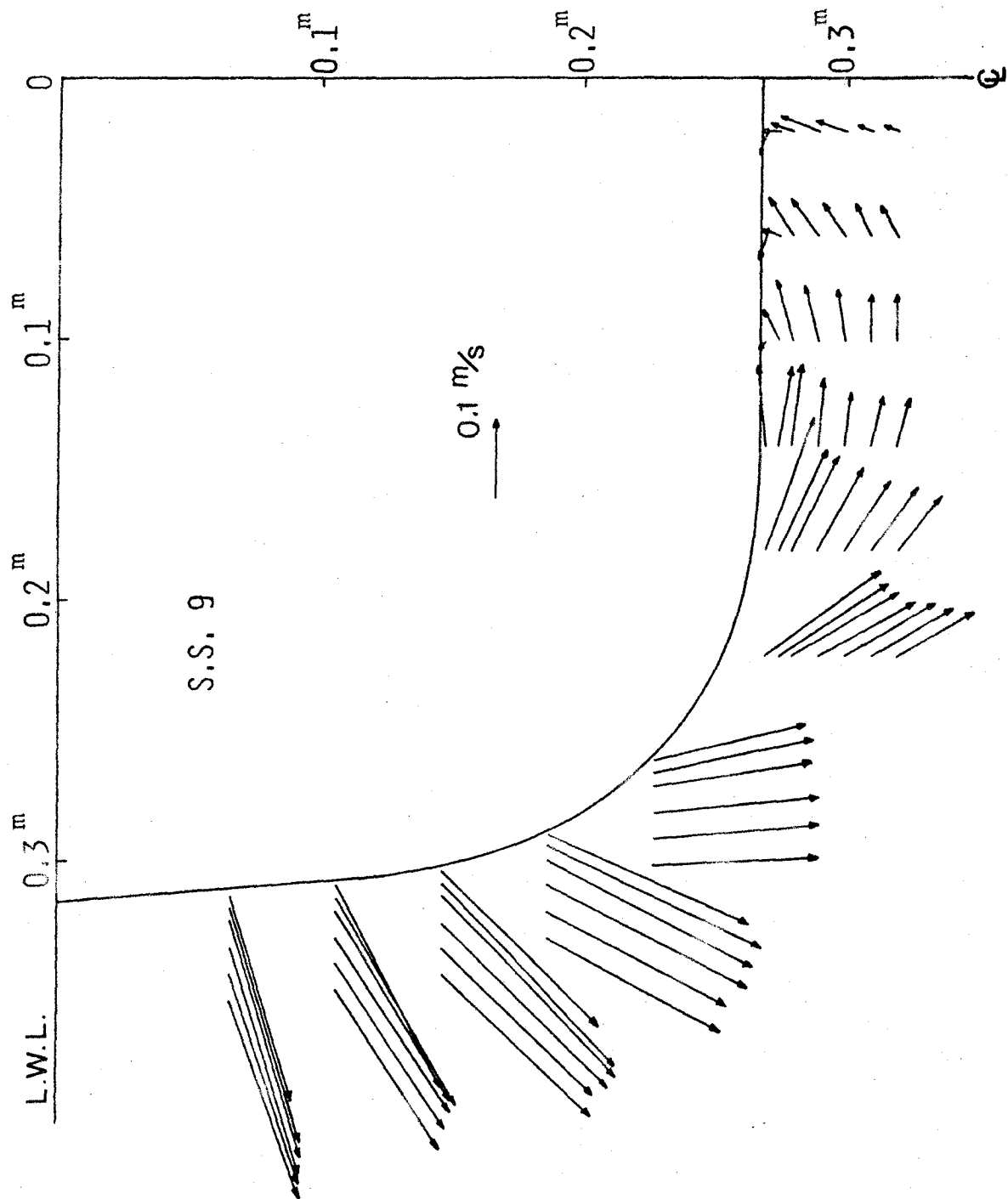


Fig. 1.11  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 9 (M 1).



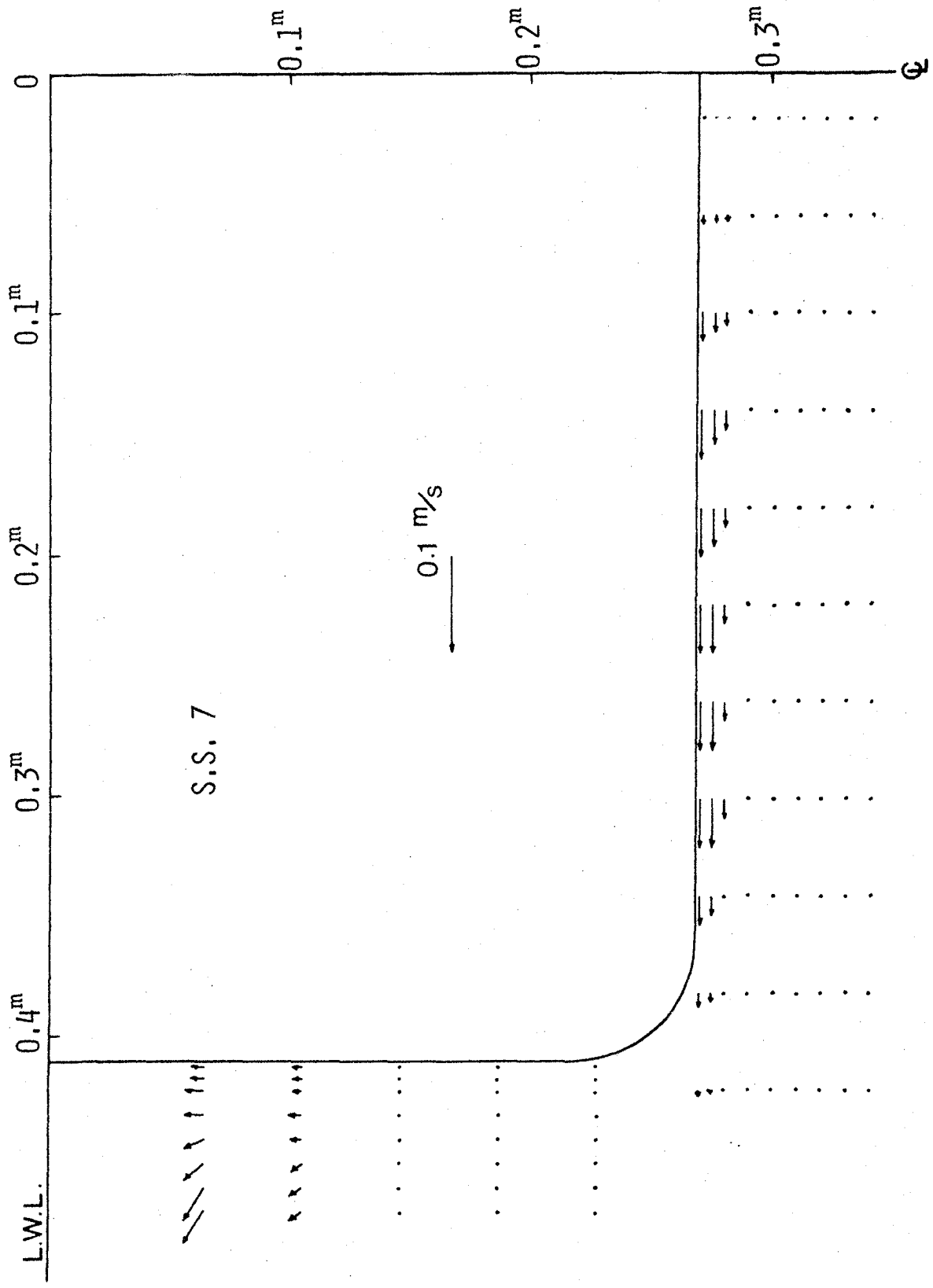


Fig. 1.12  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 7 (M 1).

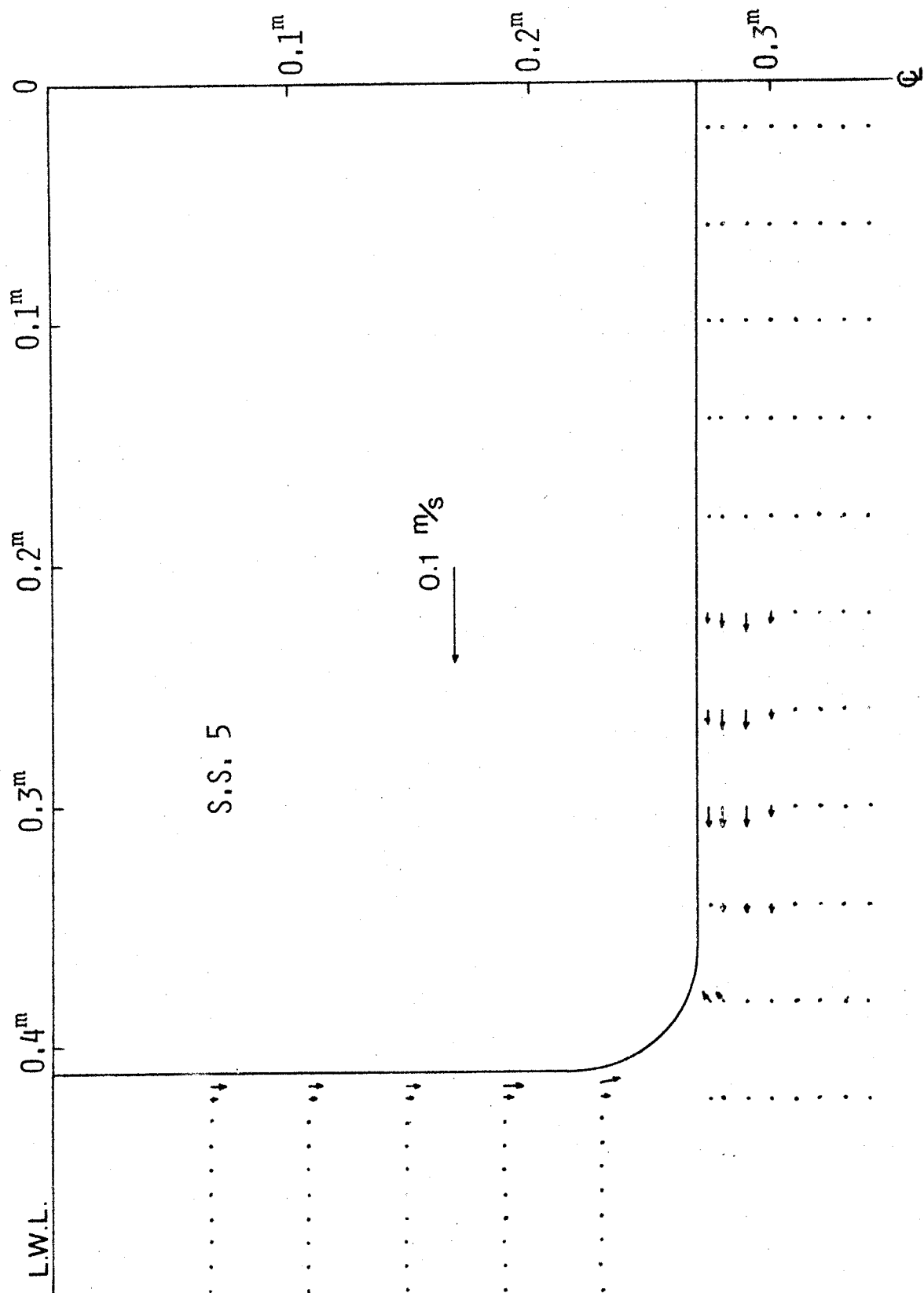


Fig. 1.13  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 5 (M 1).

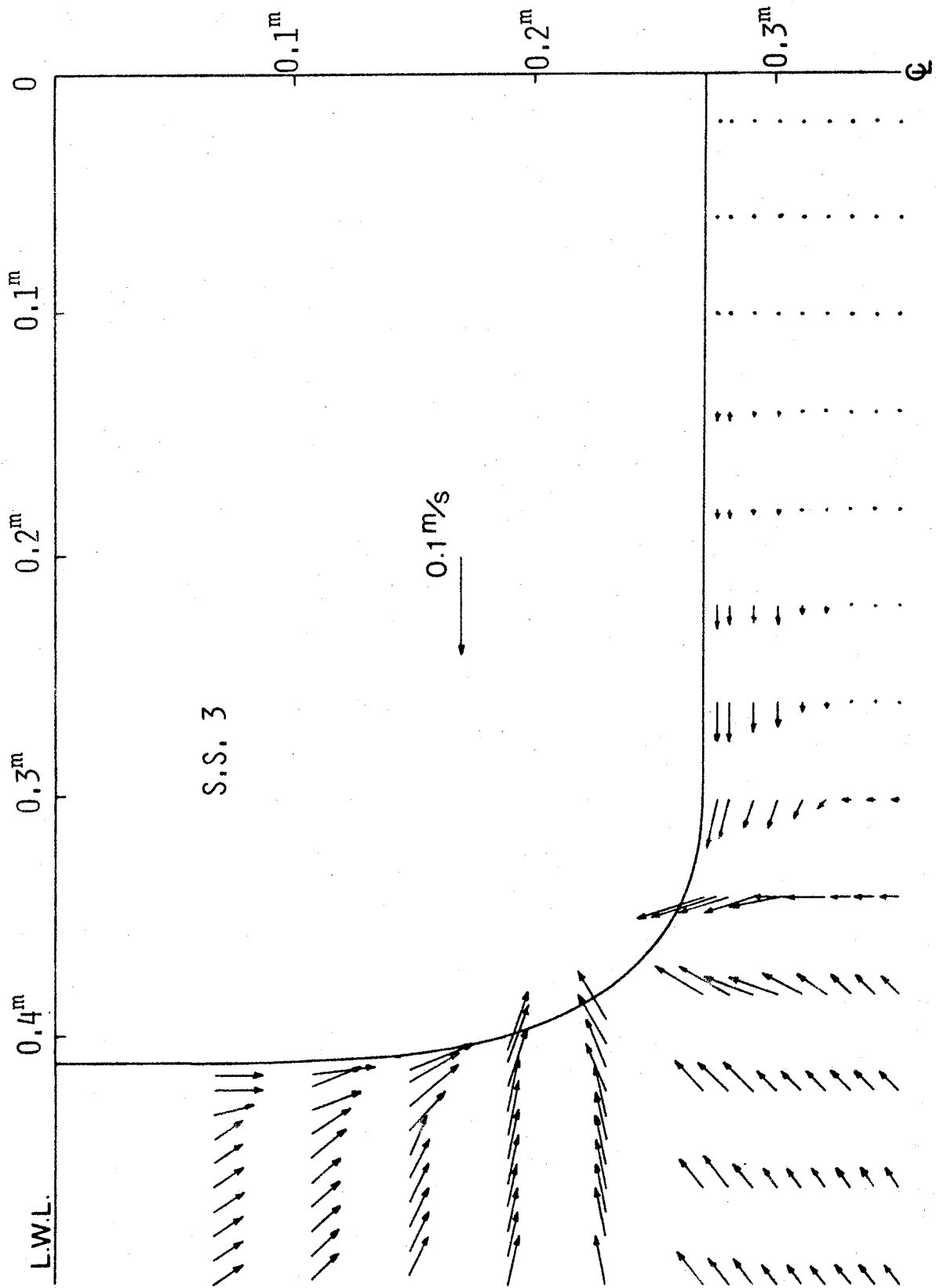


Fig. 1.14  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 3 (M 1).

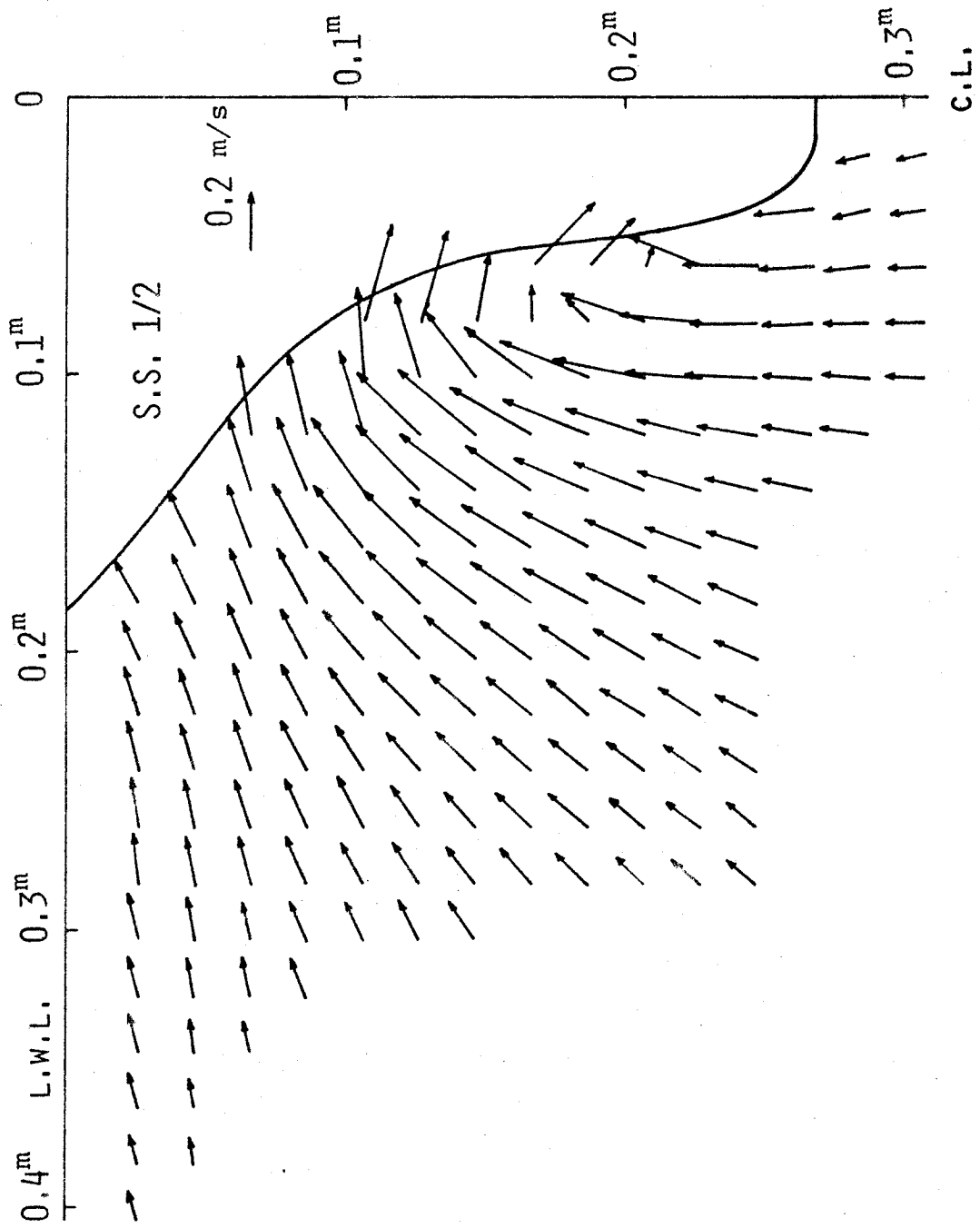


Fig. 1.15  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S.  $\frac{1}{2}$  (M 1).

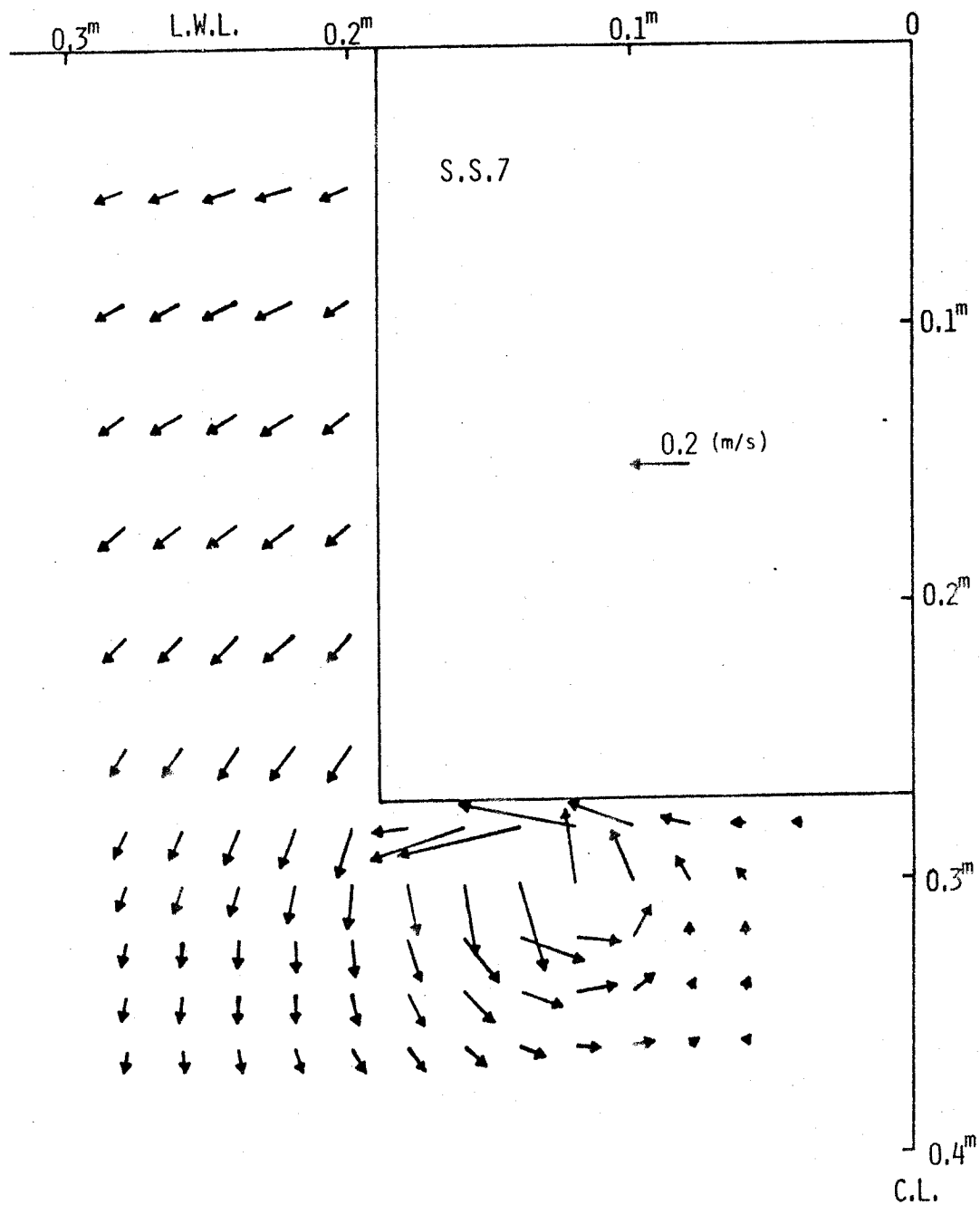


Fig. 1.16  $V_y-V_z$  distribution at S.S. 7 (M 2).

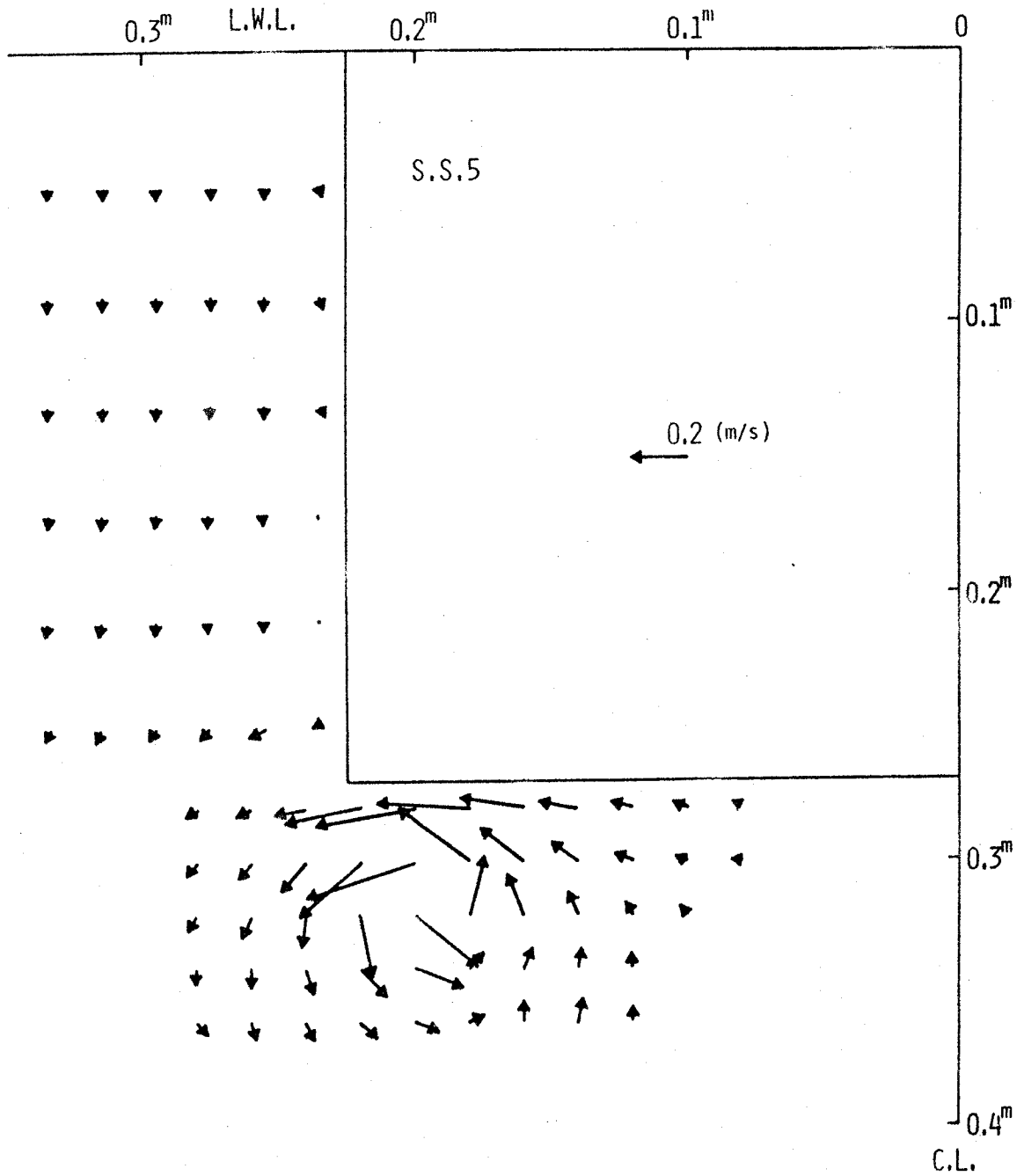


Fig. 1.17  $V_y$ - $V_z$  distribution at S.S. 5 (M 2).

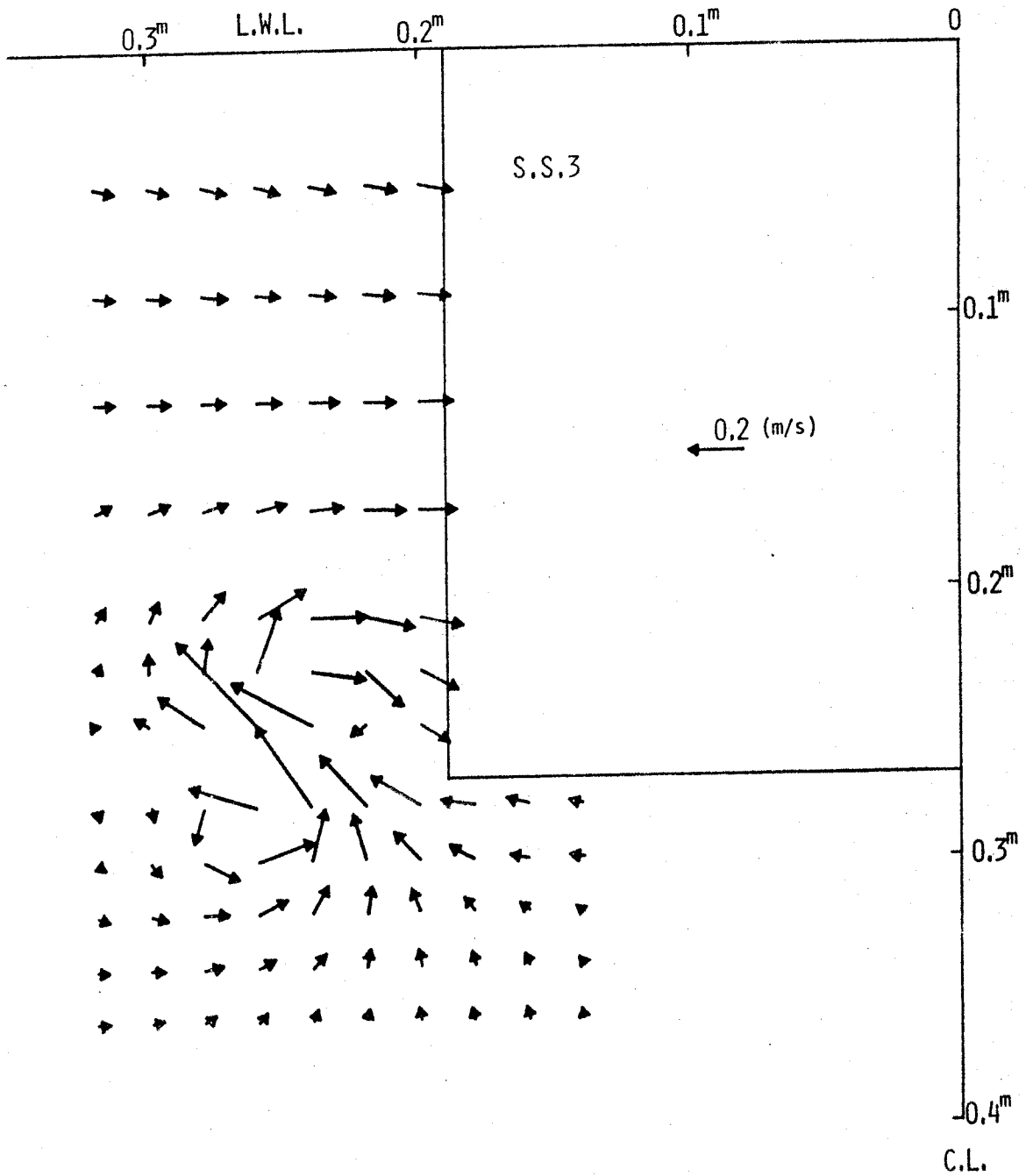


Fig. 1.18  $V_y-V_z$  distribution at S.S. 3 (M 2).

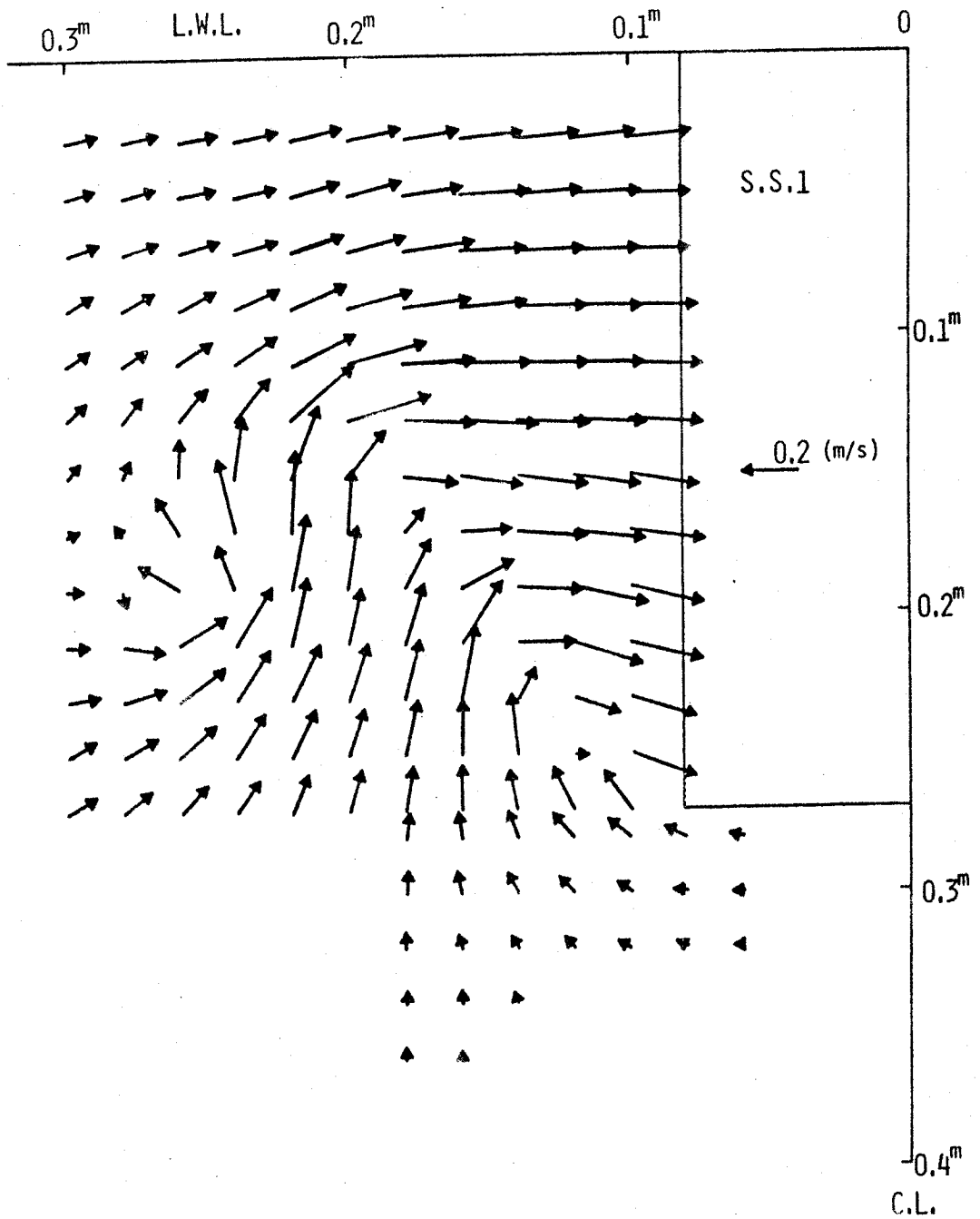


Fig. 1.19  $V_y - V_z$  distribution at S.S. 1 (M 2).



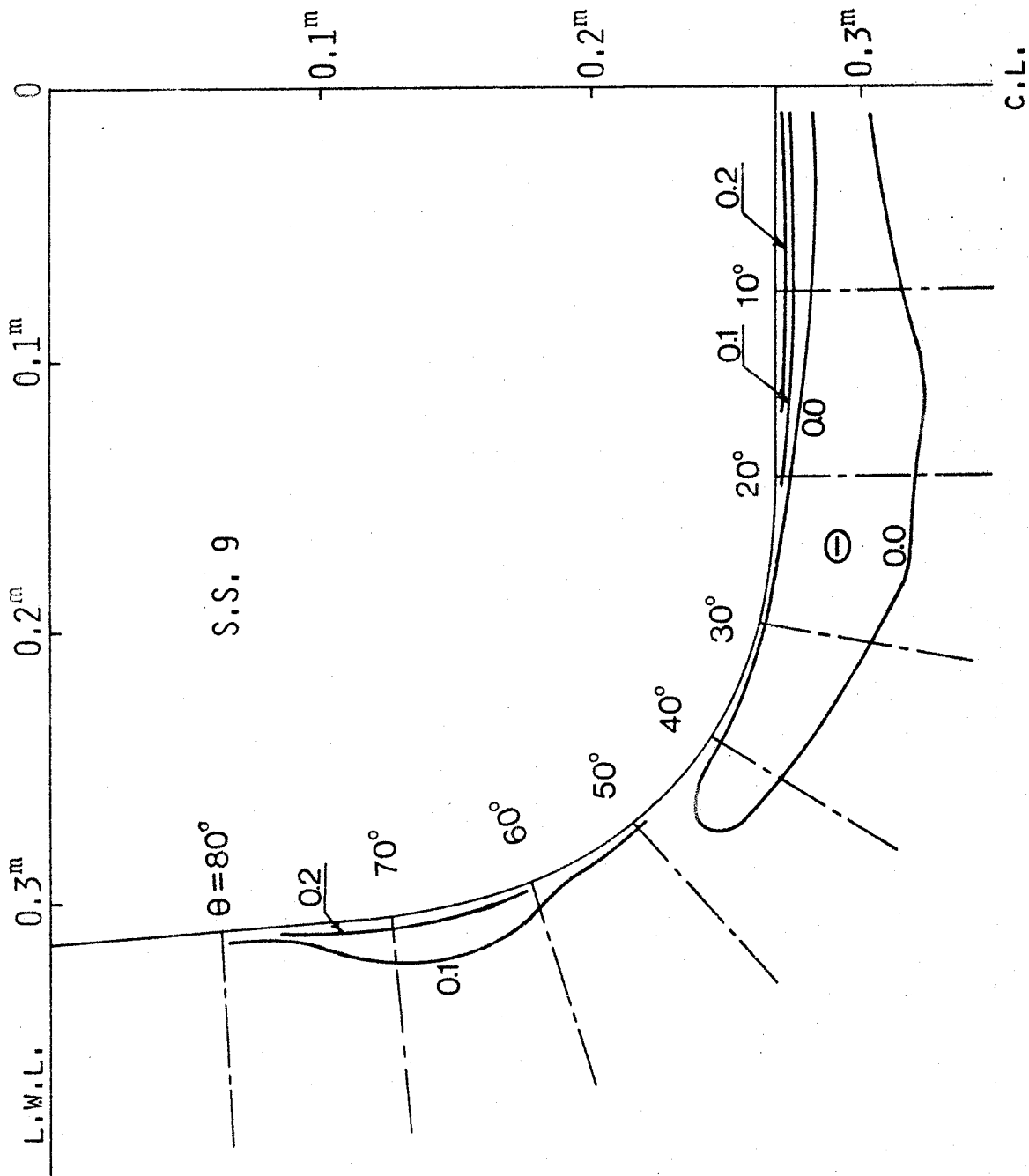


Fig. 1.20 Wake distribution at S.S. 9 (M 1).

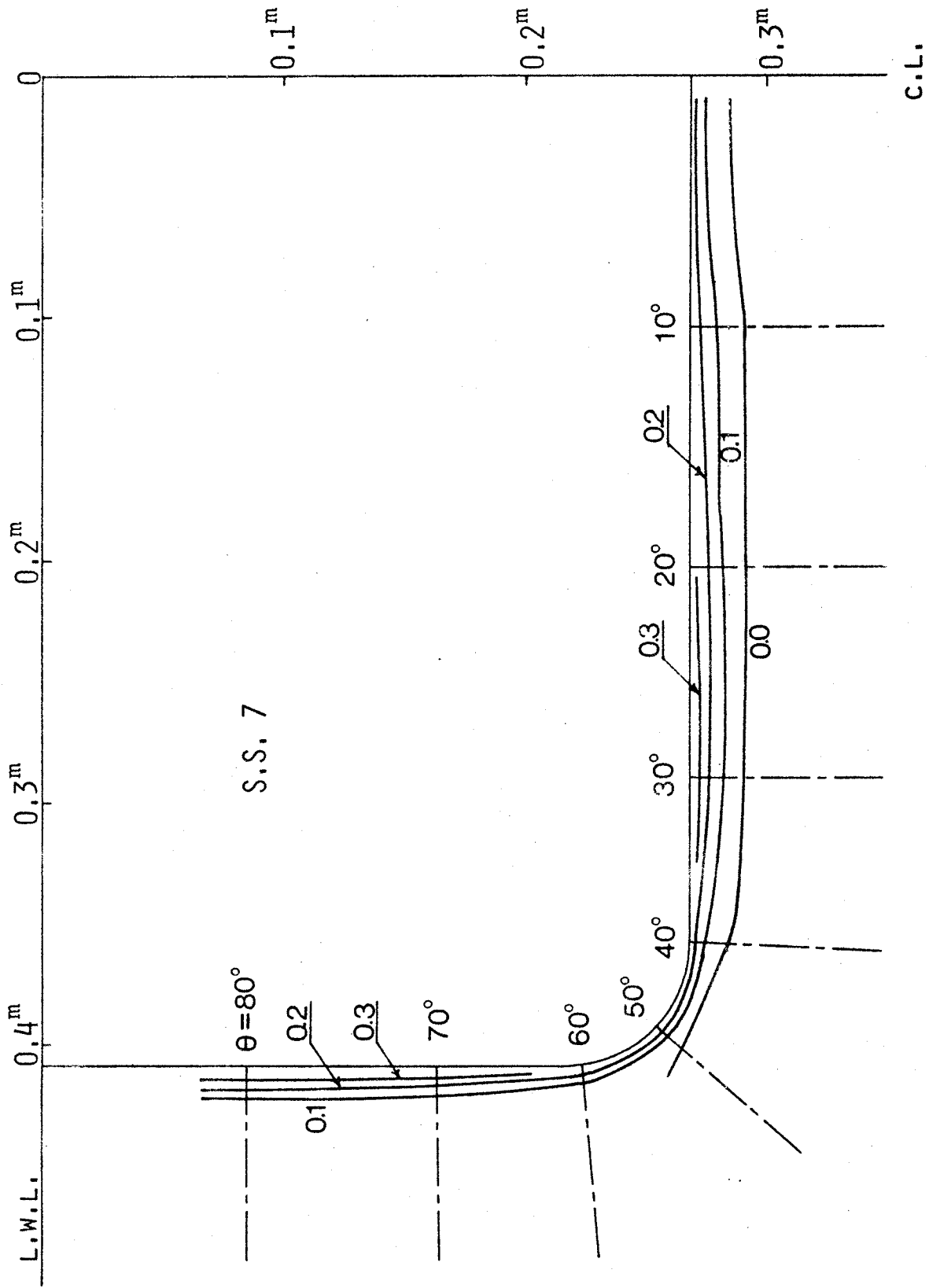


Fig. 1.21 Wake distribution at S.S. 7 (M 1).

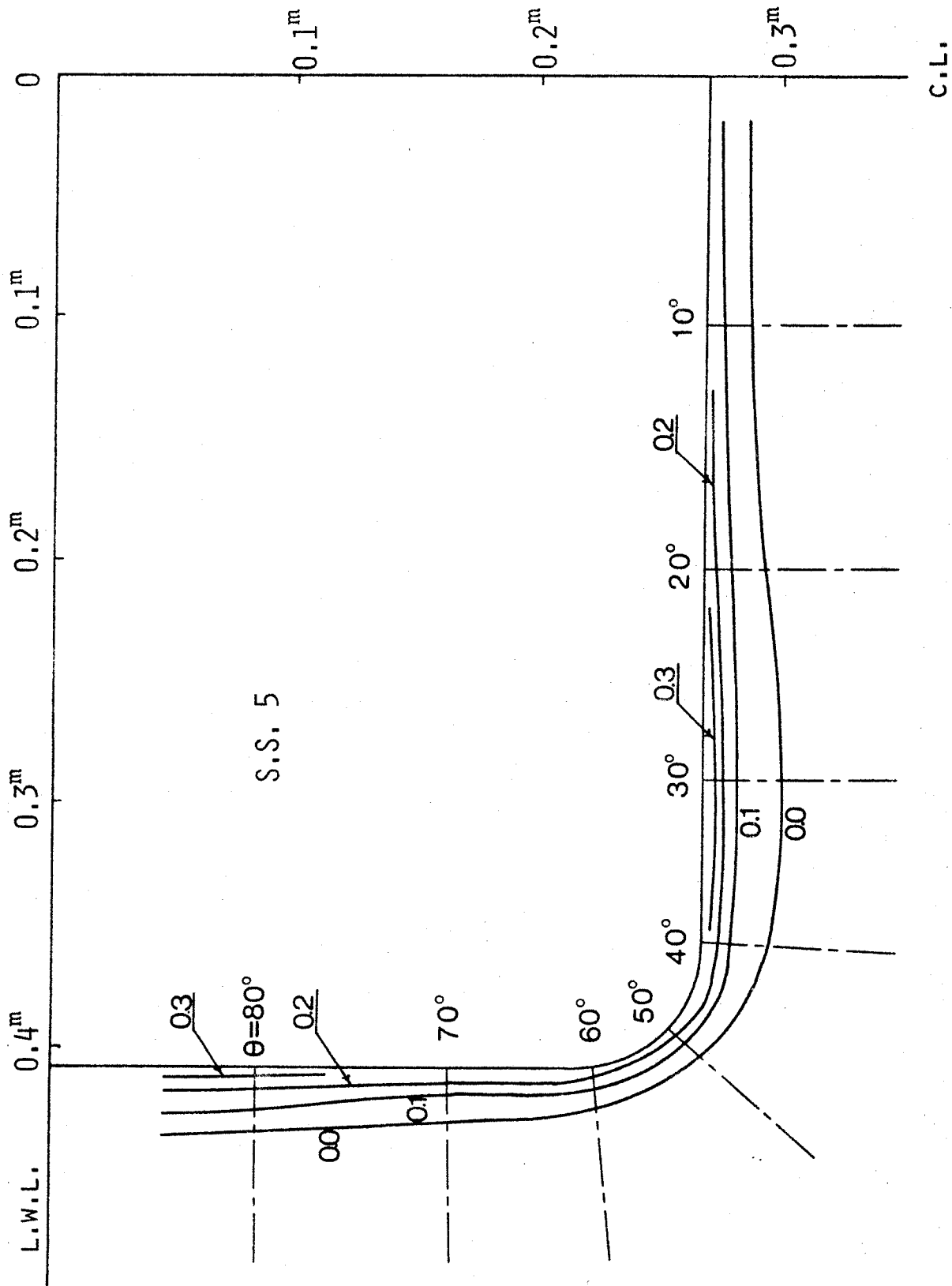


Fig. 1.22 Wake distribution at S.S. 5 (M 1).

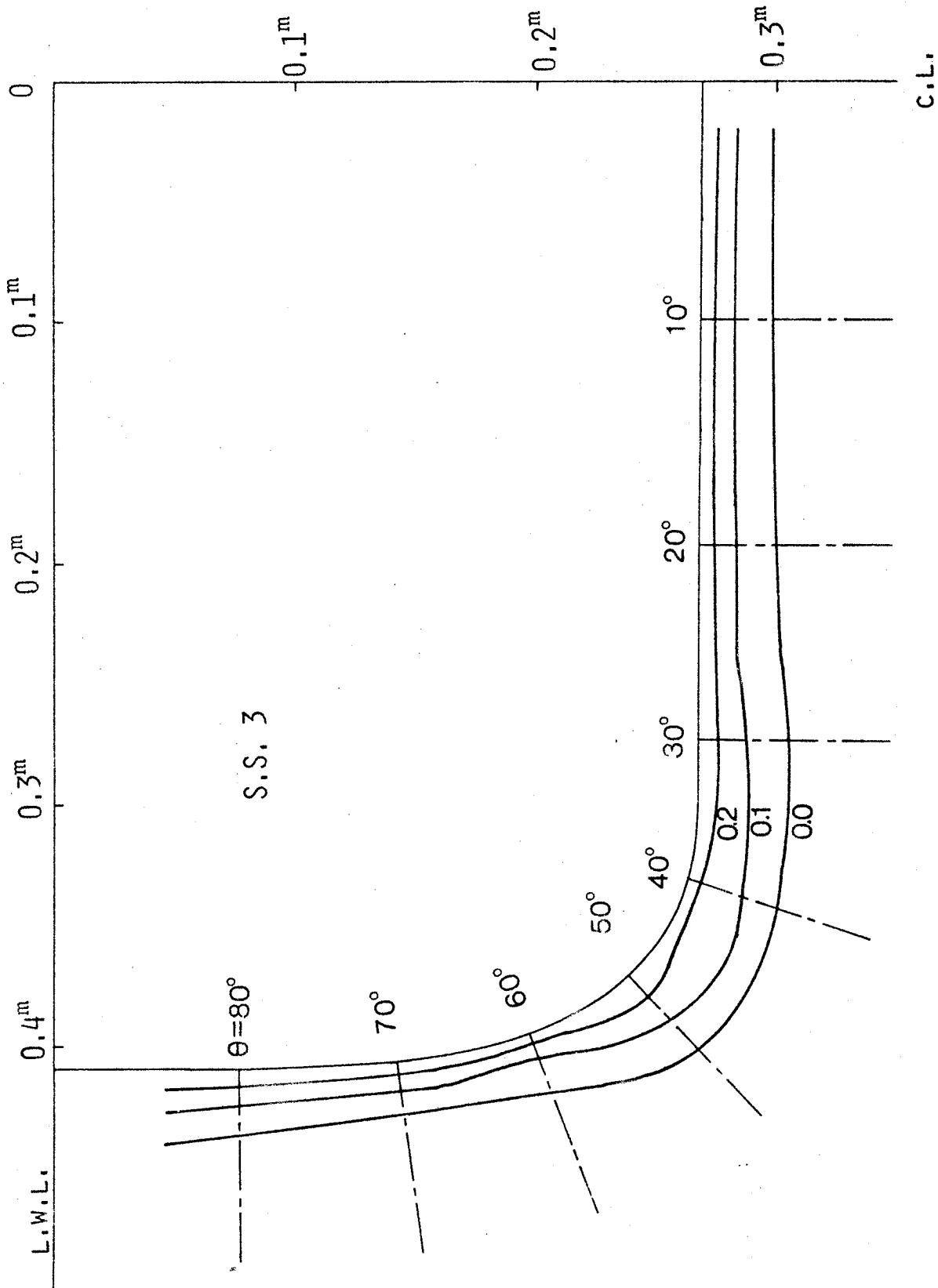


Fig. 1.23 Wake distribution at S.S. 3 (M 1).

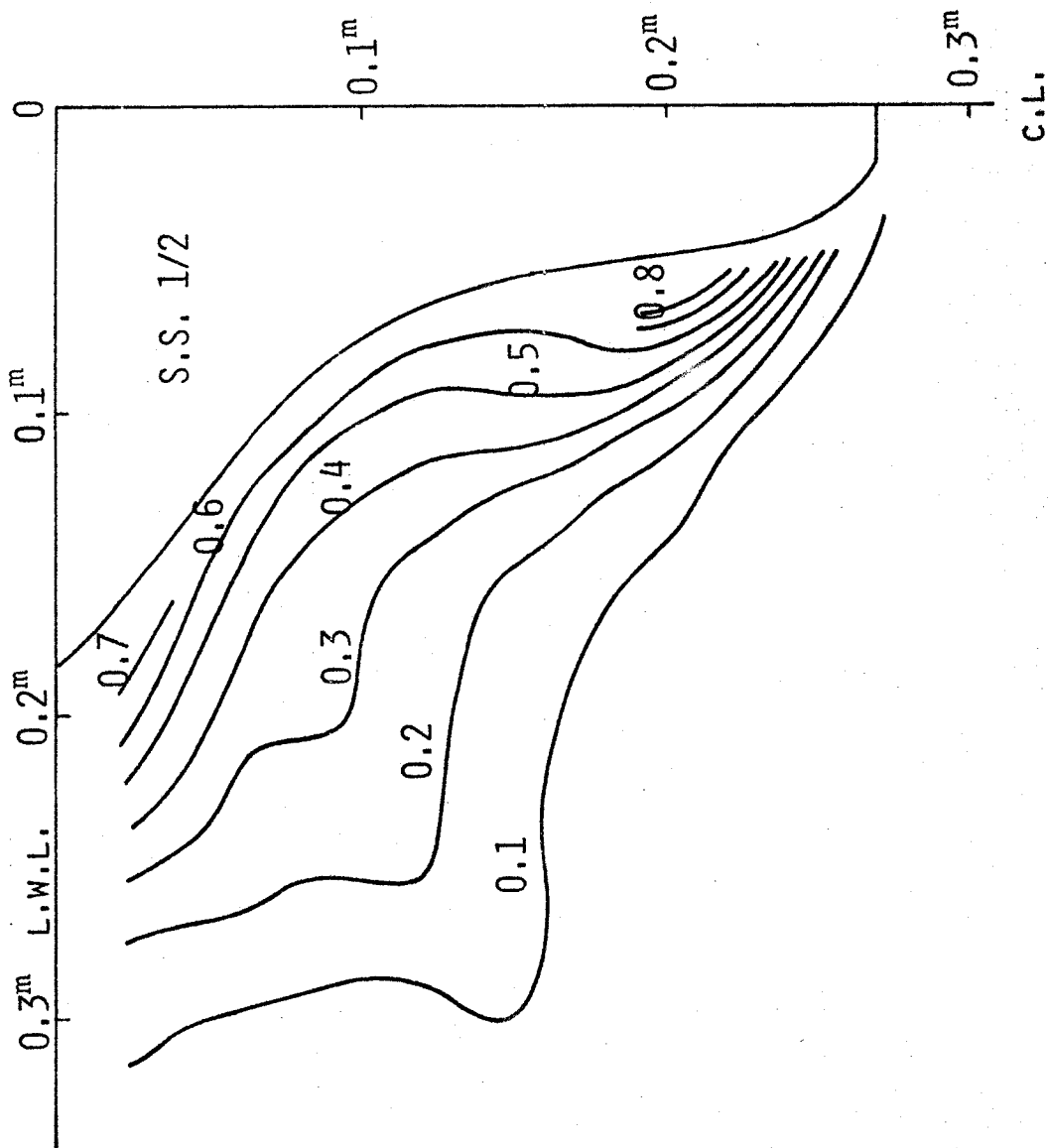


Fig. 1.24 Wake distribution at S.S.  $\frac{1}{2}$  (M 1).

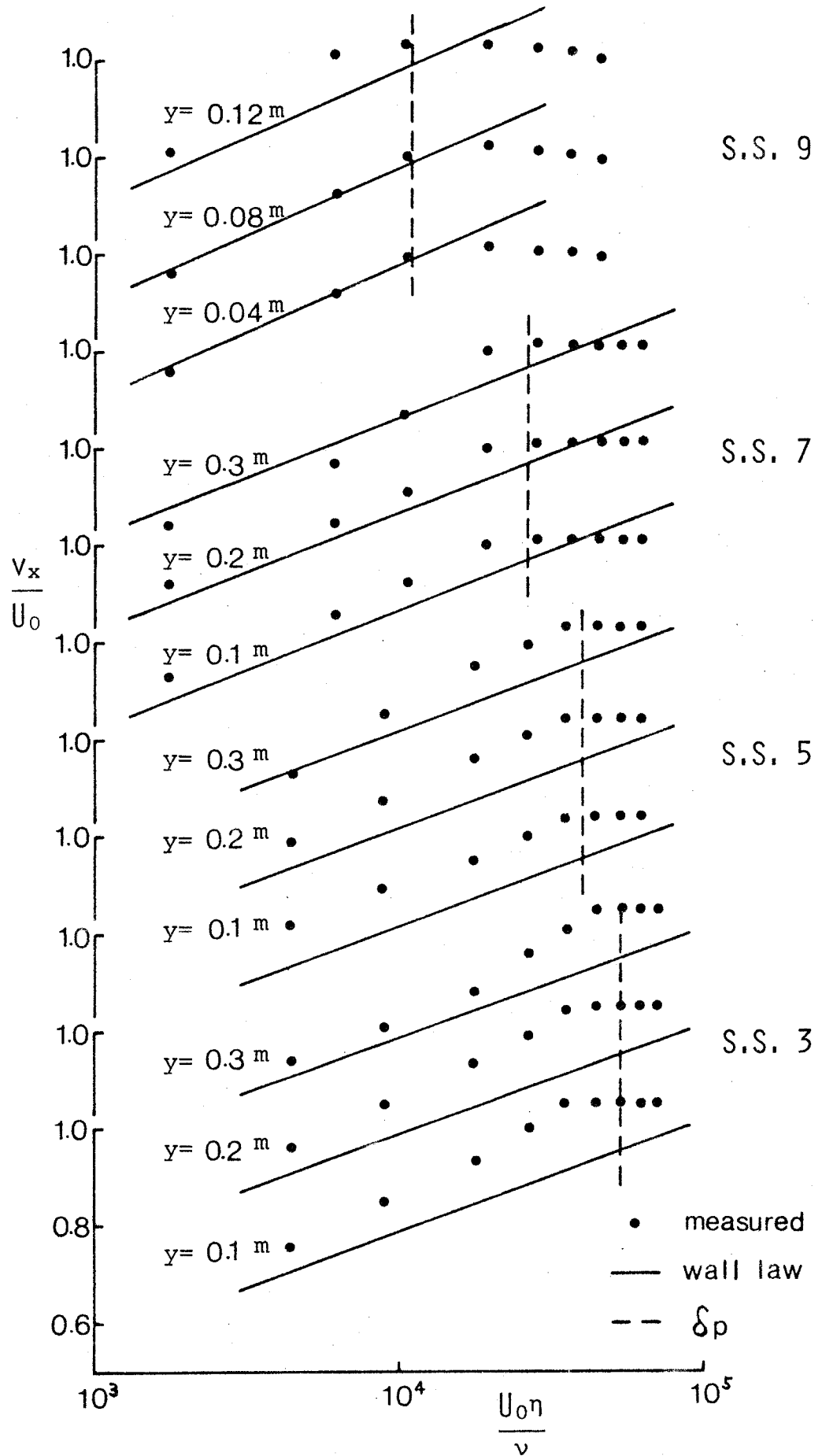


Fig. 1.25  $v_x$  distribution at bottom (M 1).

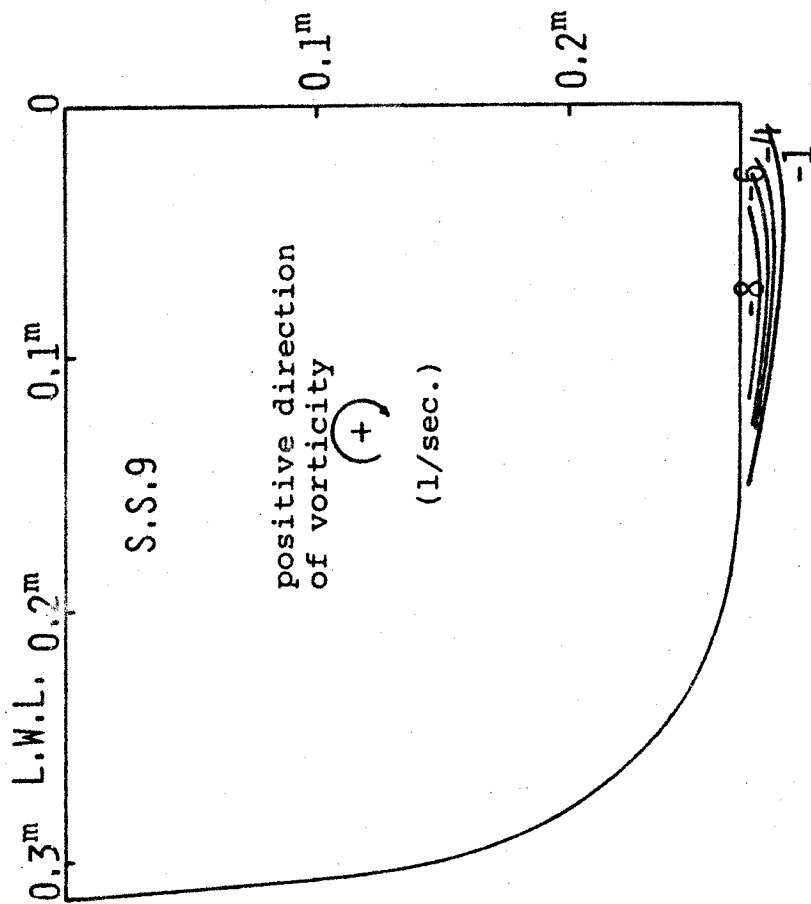


Fig. 1.26 Vorticity distribution at S.S. 9 (M 1).

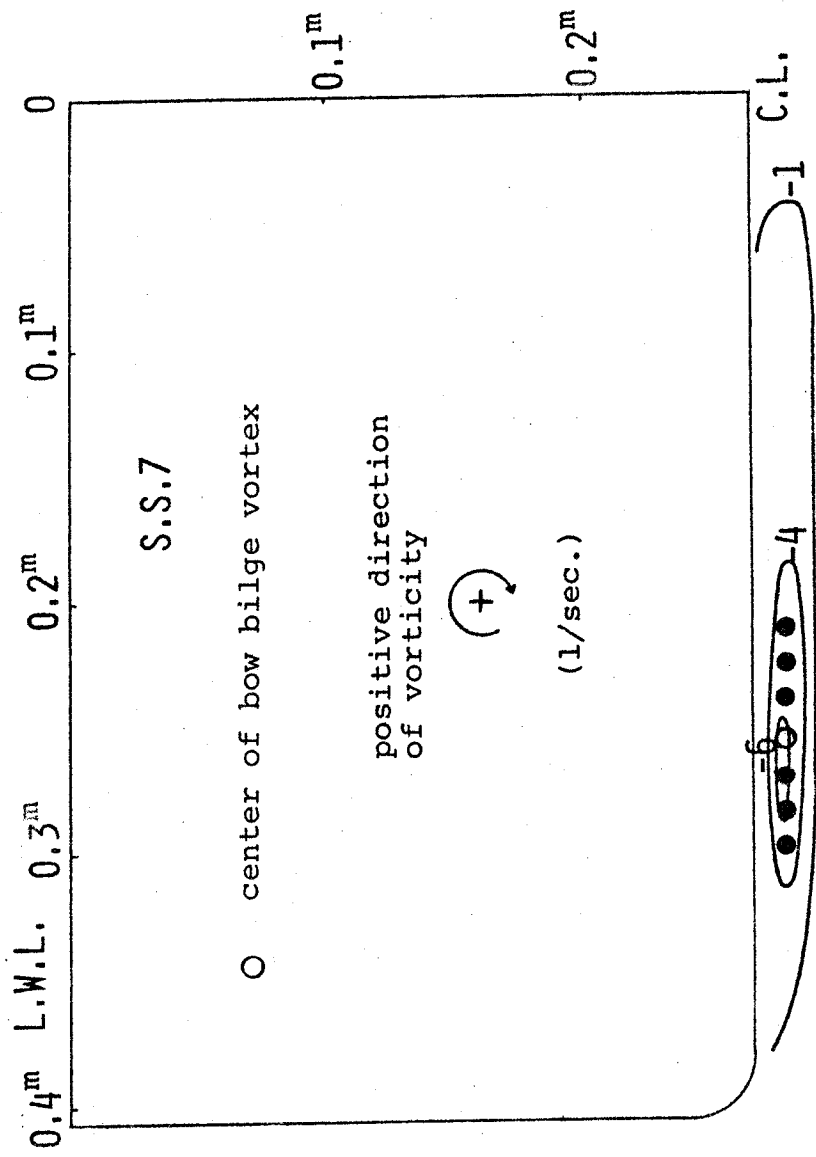


Fig. 1.27 Vorticity distribution at S.S. 7 (M 1).



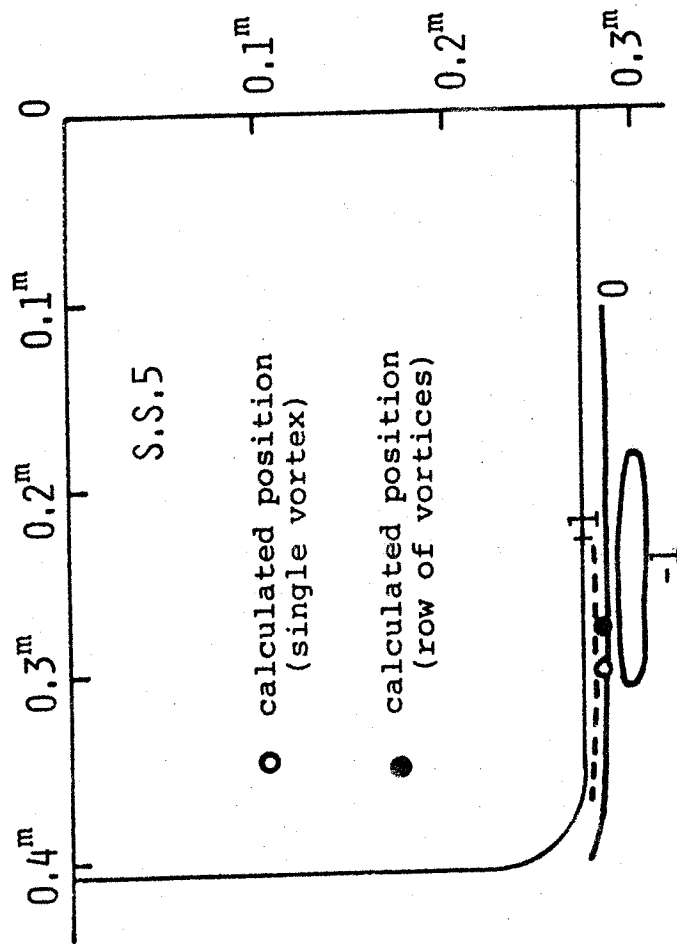


Fig. 1.28 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S. 5 (M 1).

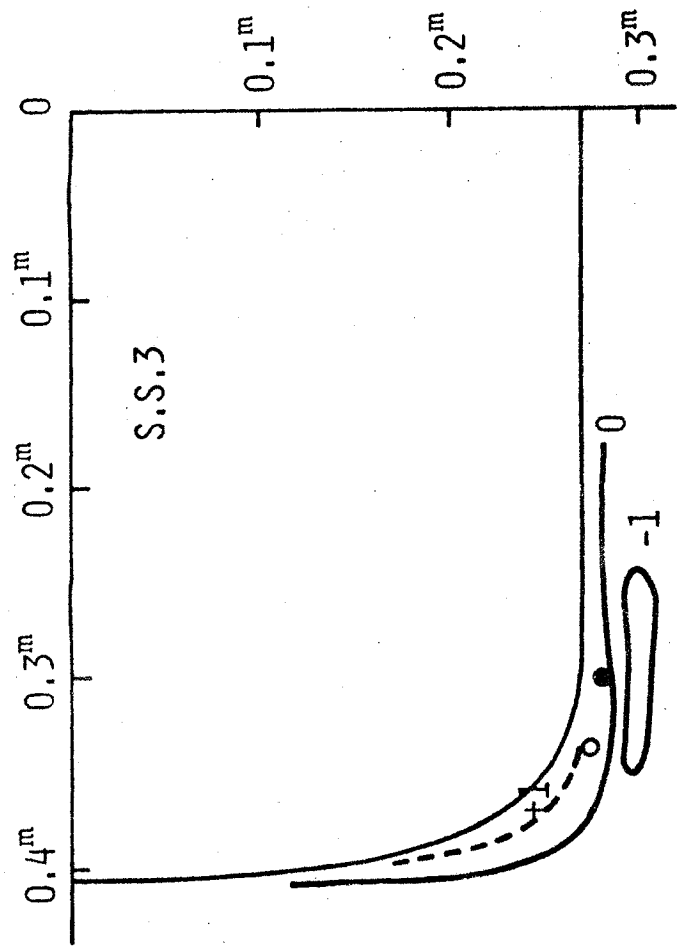


Fig. 1.29 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S. 3 (M 1).

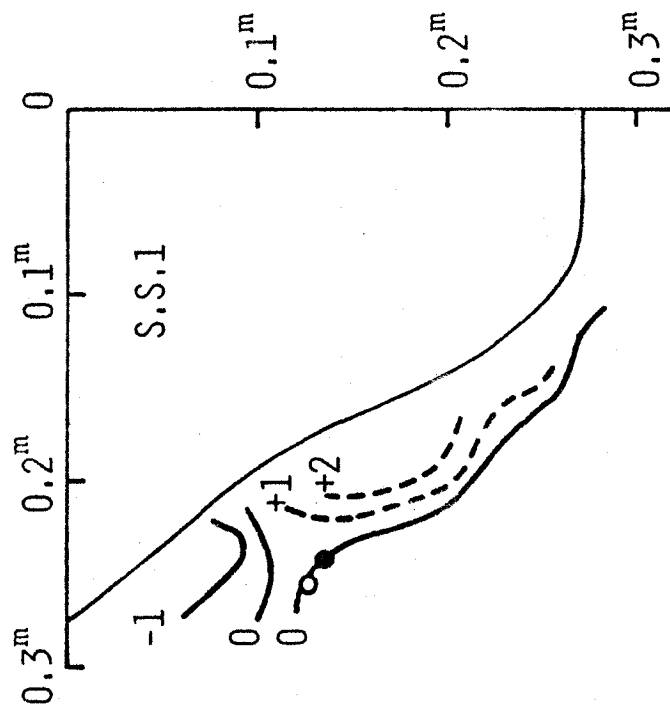


Fig. 1.30 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S. 1 (M 1).

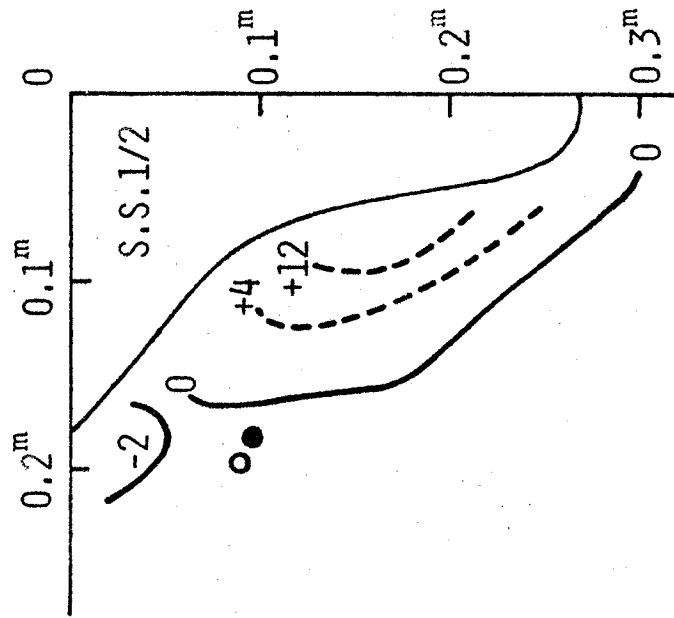


Fig. 1.31 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S.  $\frac{1}{2}$  (M 1).

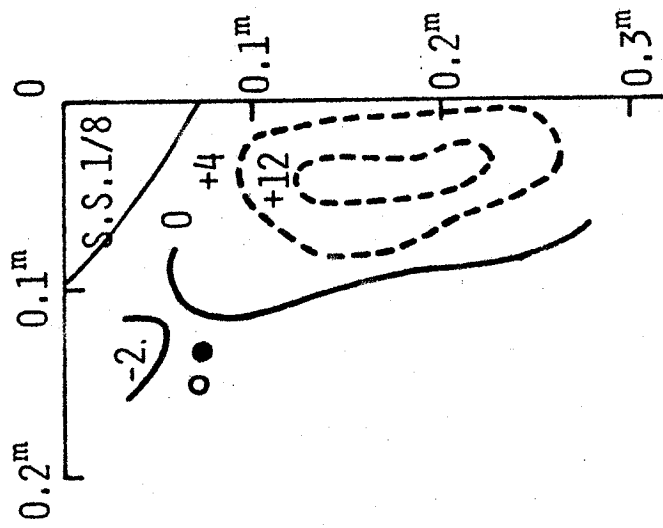


Fig. 1.32 Vorticity distribution and calculated positions of bow bilge vortex at S.S.  $\frac{1}{8}$  (M 1).

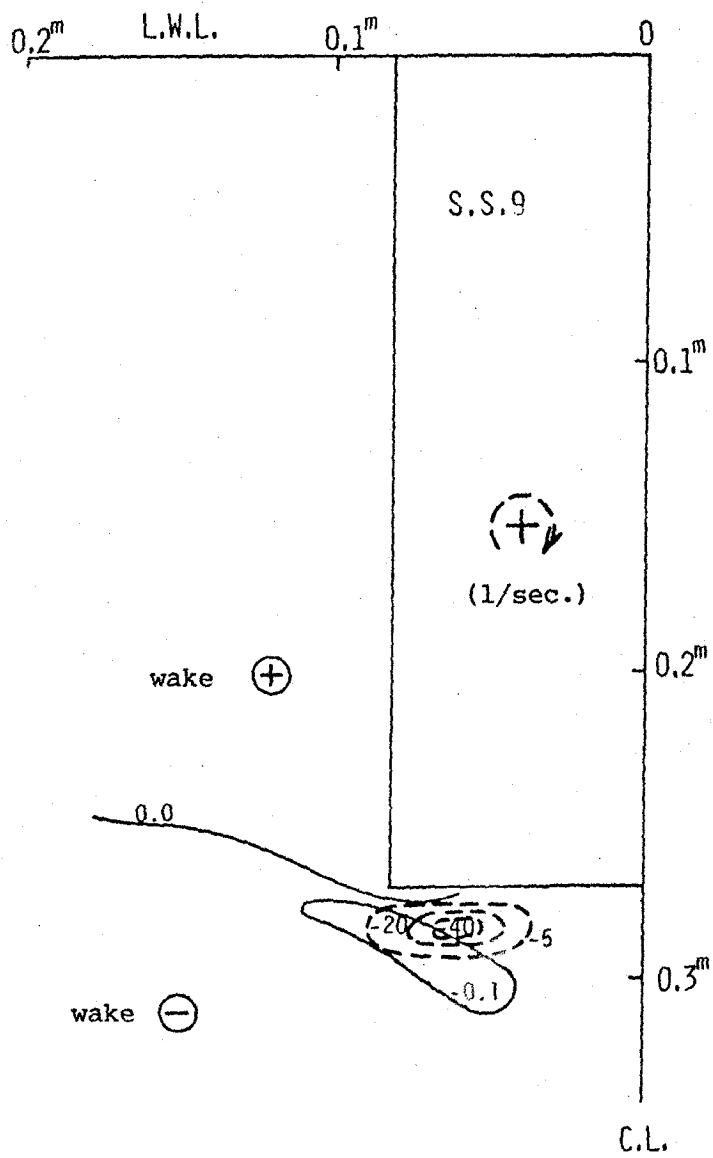


Fig. 1.33 Wake and vorticity distributions at S.S. 9 (M 2).

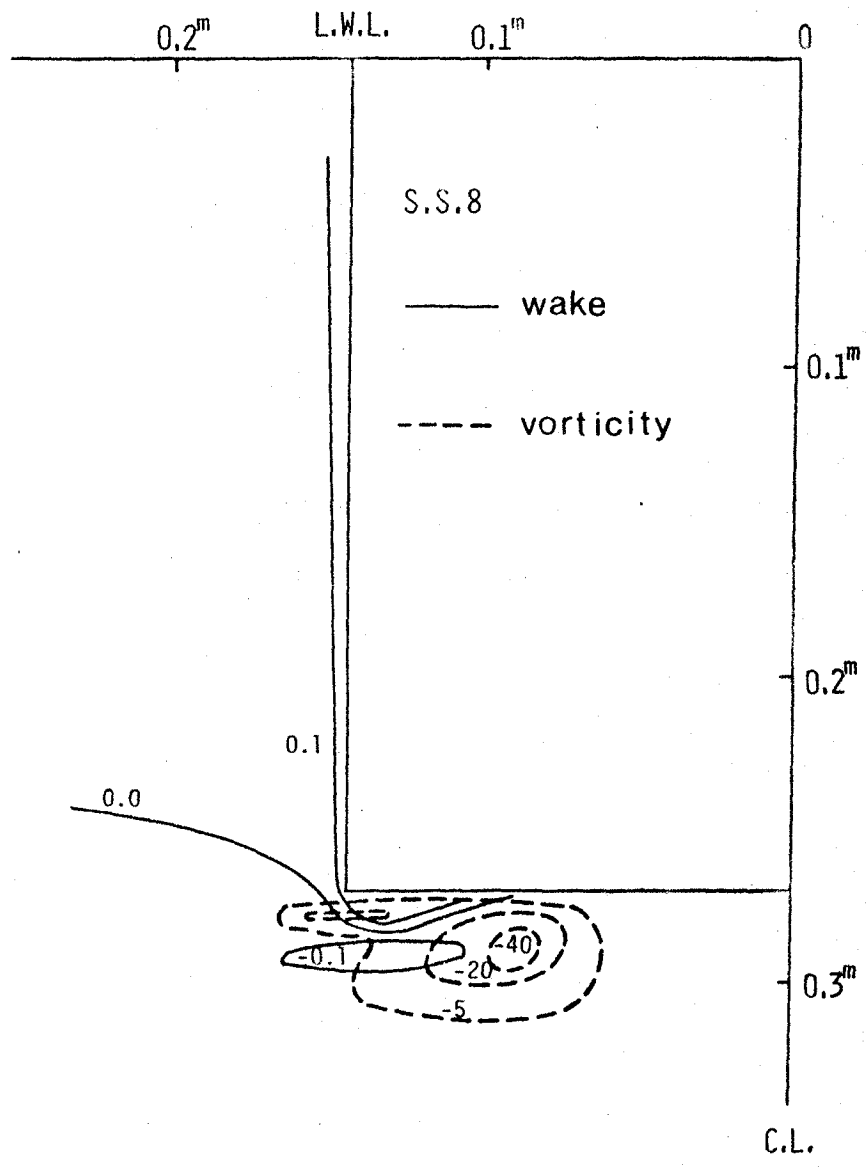


Fig. 1.34 Wake and vorticity distributions at S.S. 8 (M 2).

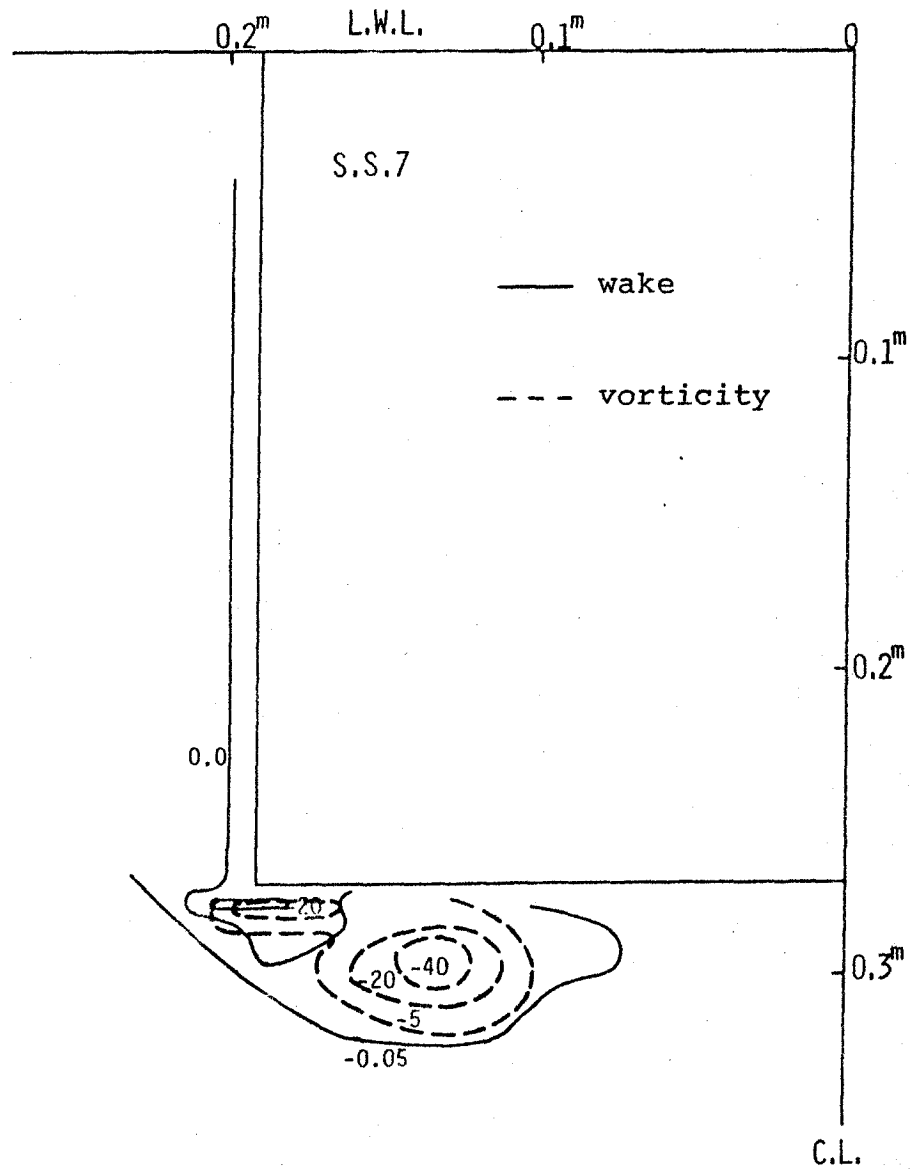


Fig. 1.35 Wake and vorticity distributions at S.S. 7 (M 2).



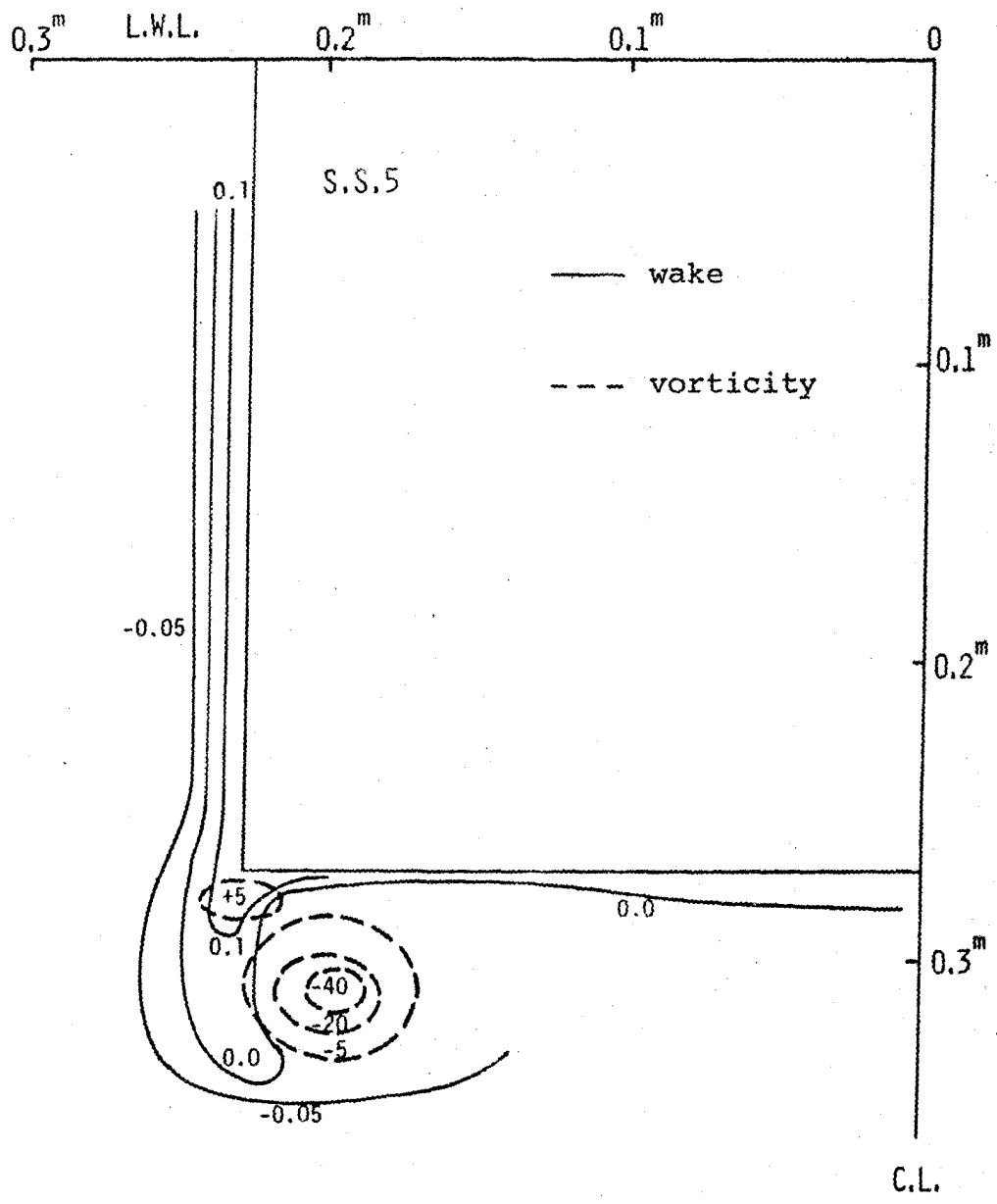


Fig. 1.36 Wake and vorticity distributions at S.S. 5 (M 2).

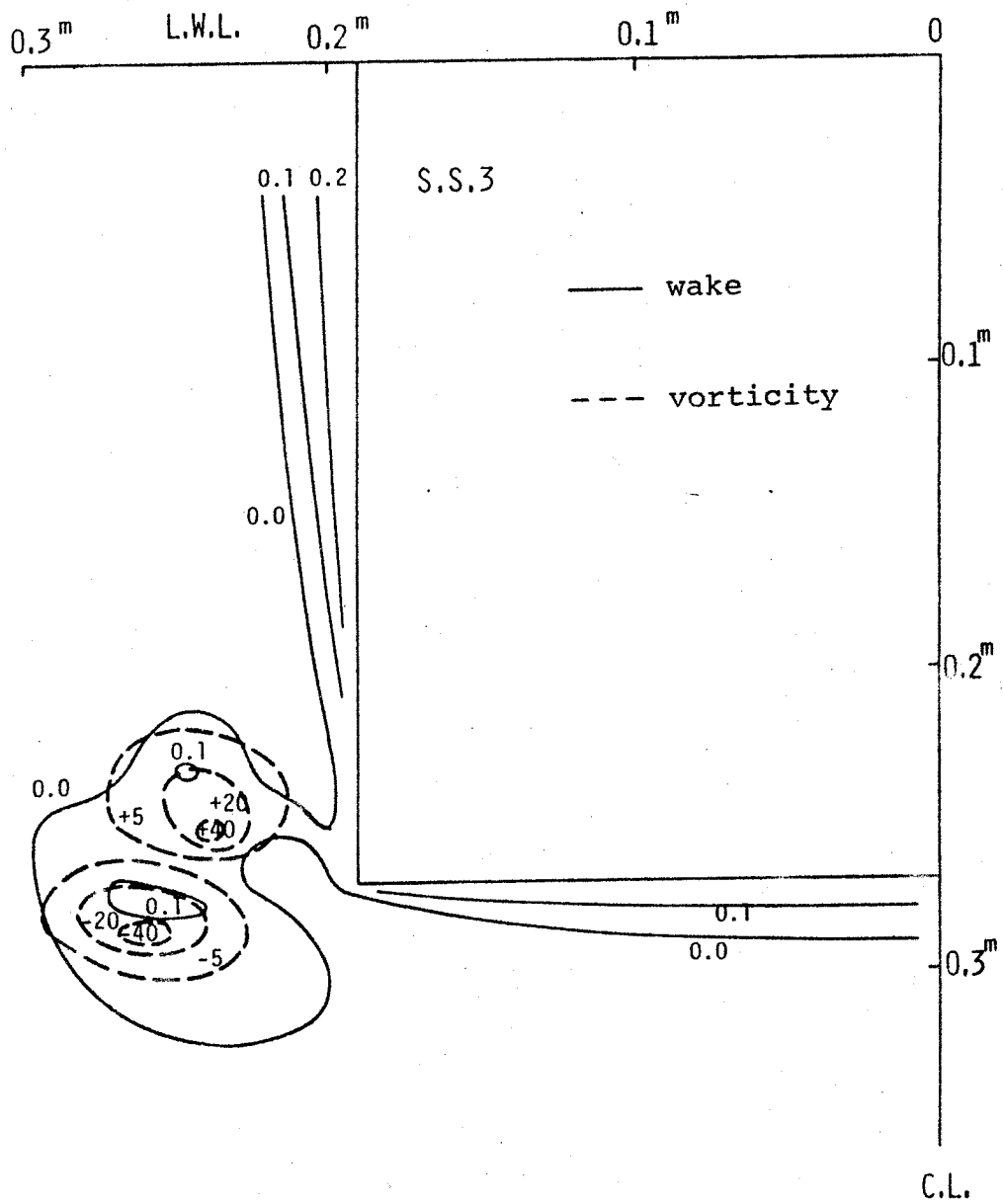


Fig. 1.37 Wake and vorticity distributions at S.S. 3 (M 2).

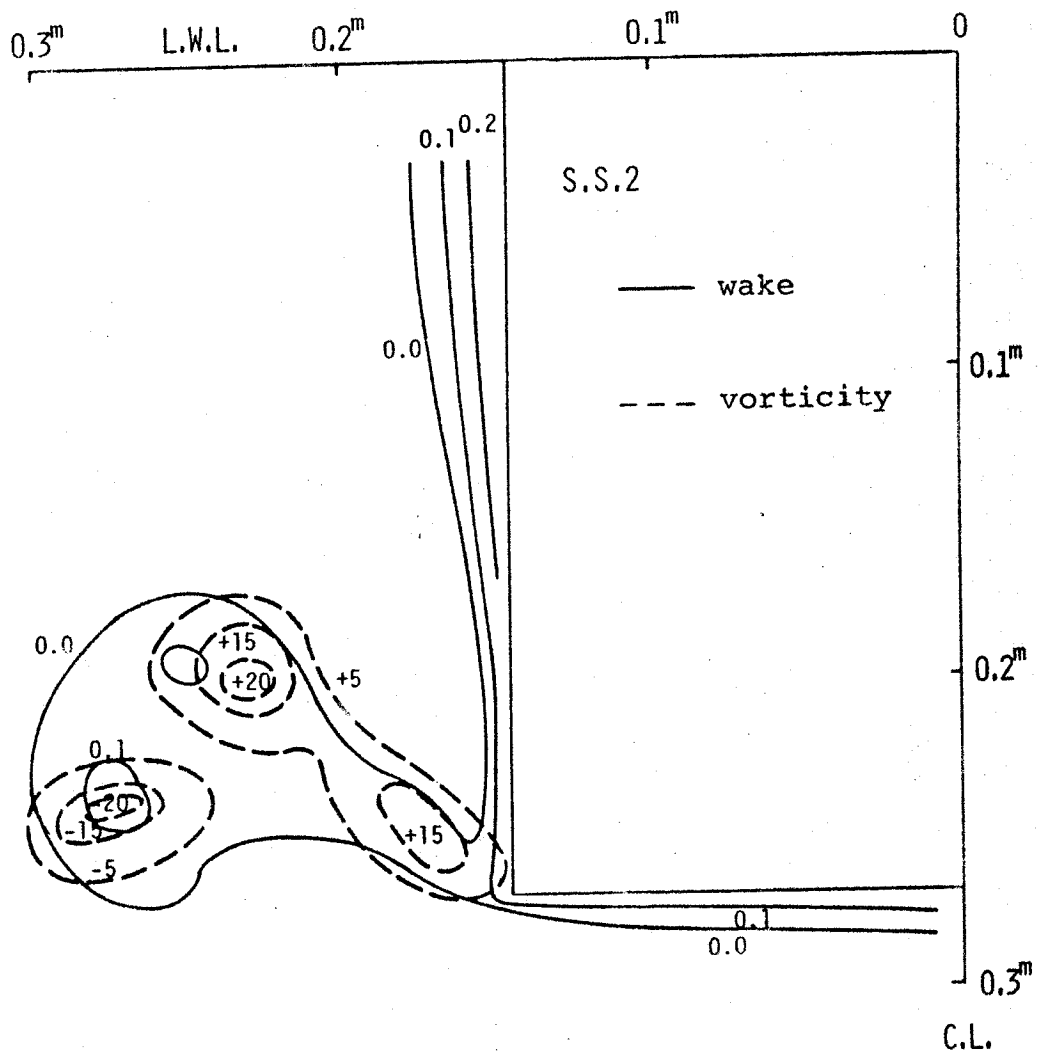


Fig. 1.38 Wake and vorticity distributions at S.S. 2 (M 2).

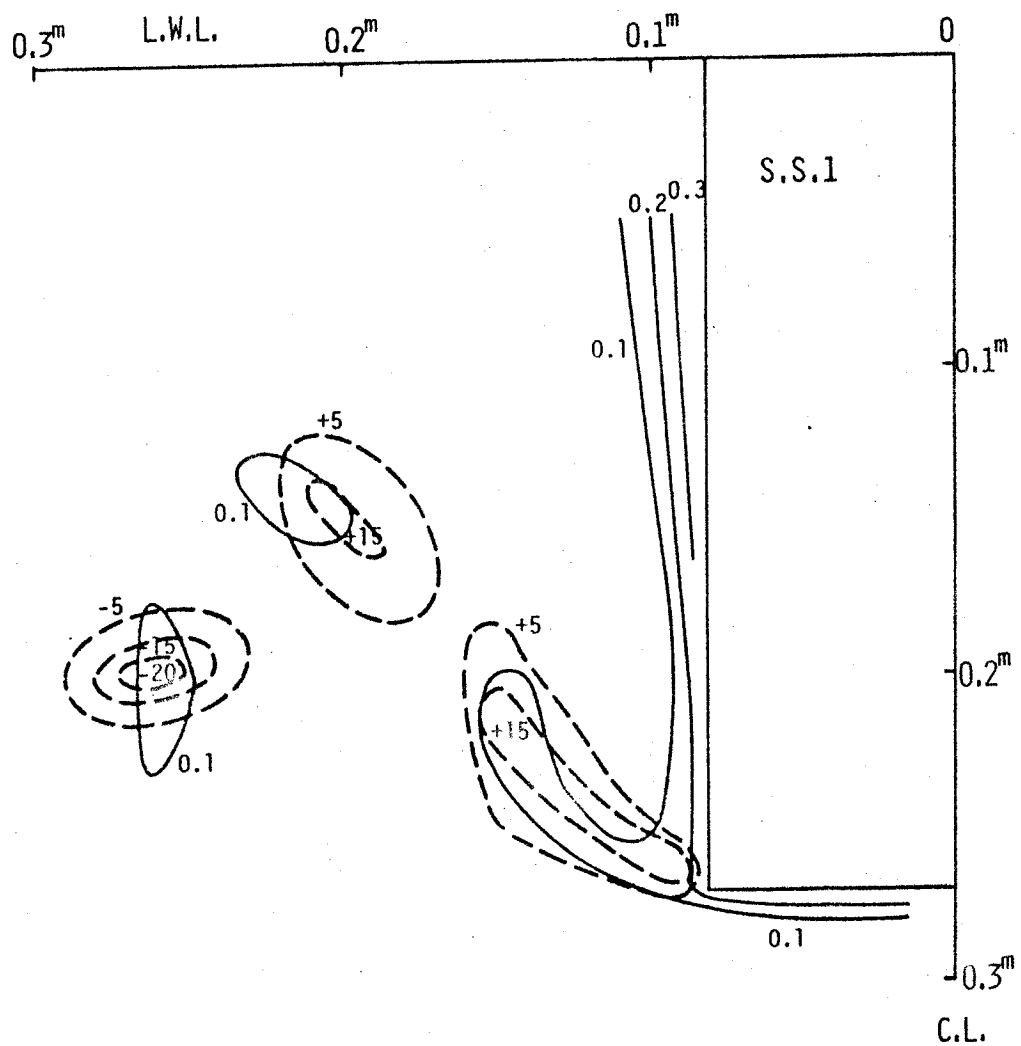


Fig. 1.39 Wake and vorticity distributions at S.S. 1 (M 2).

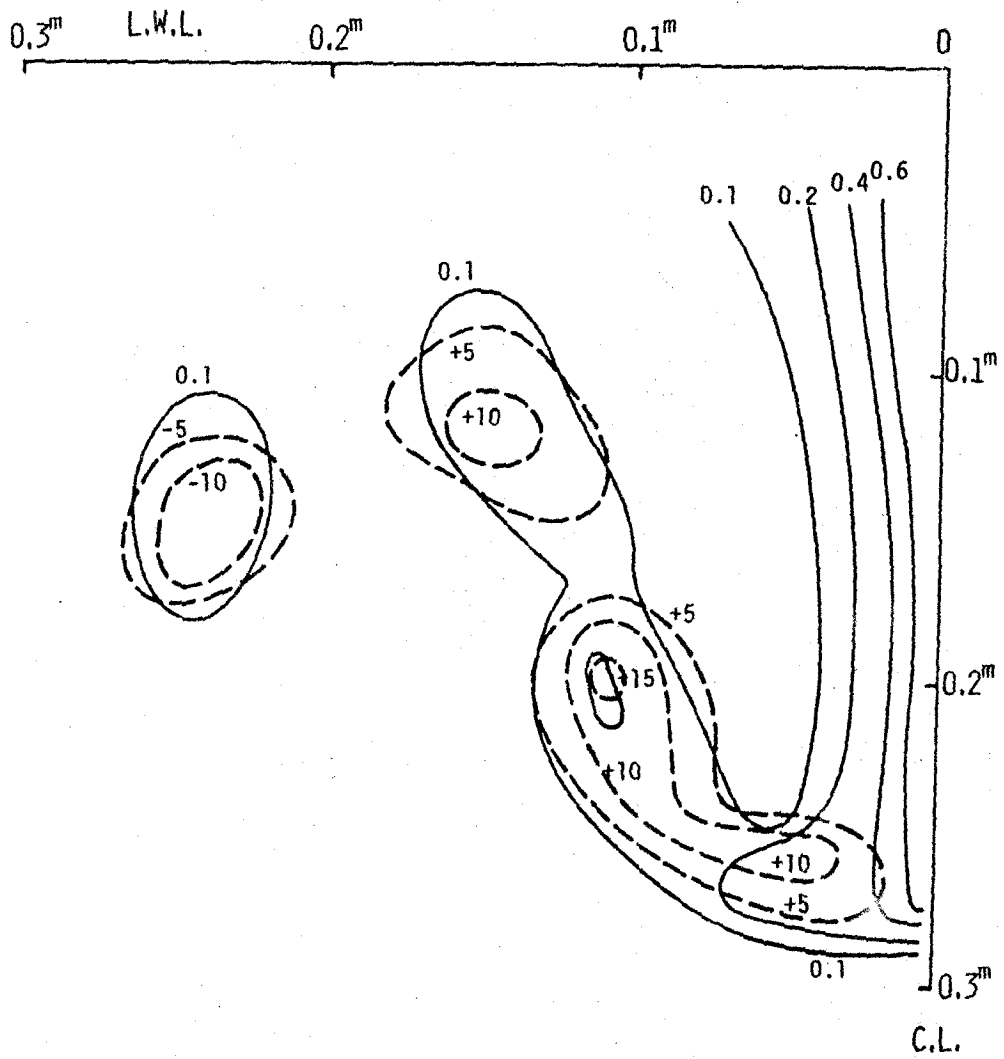


Fig. 1.40 Wake and vorticity distributions at A.P. (M 2).

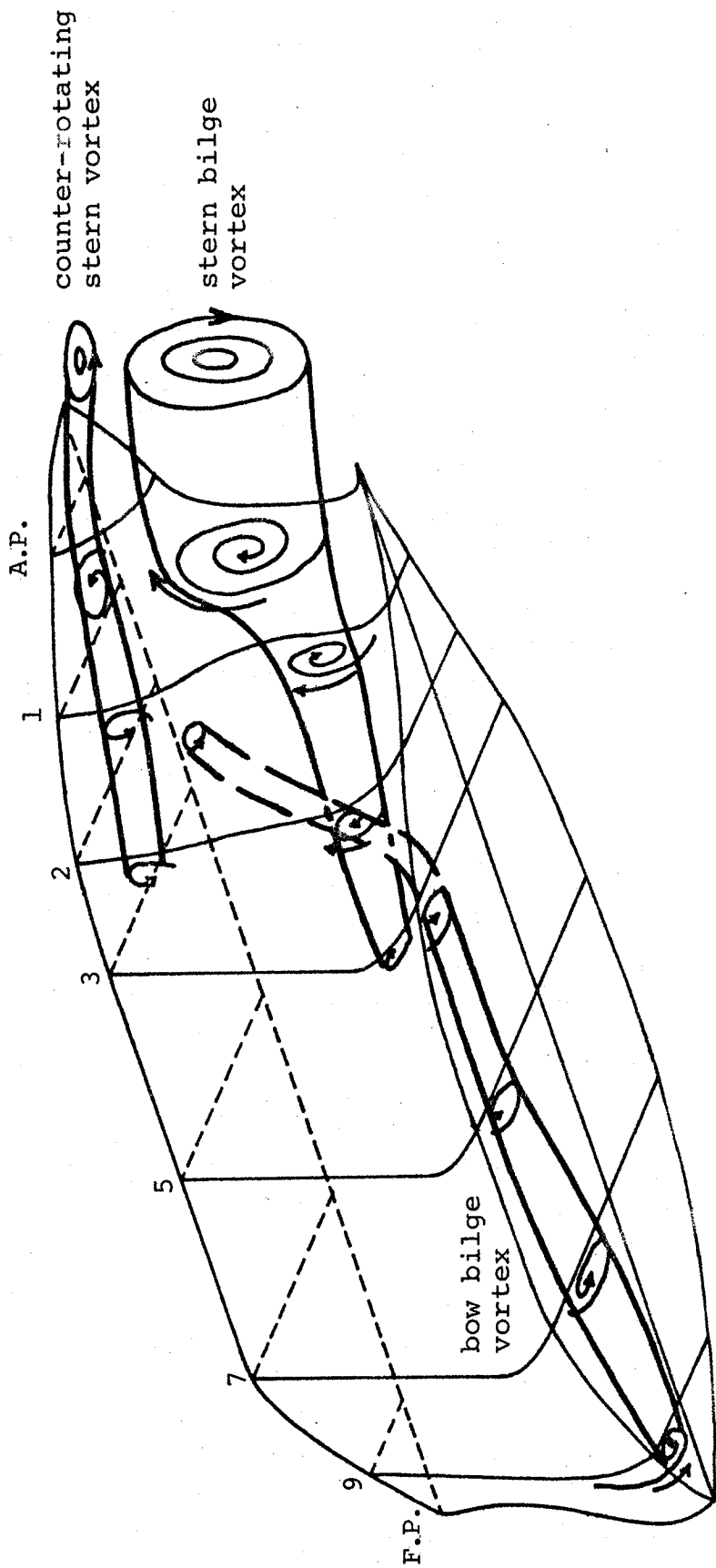


Fig. 1.41 Schematic view of vortex system (M 1).

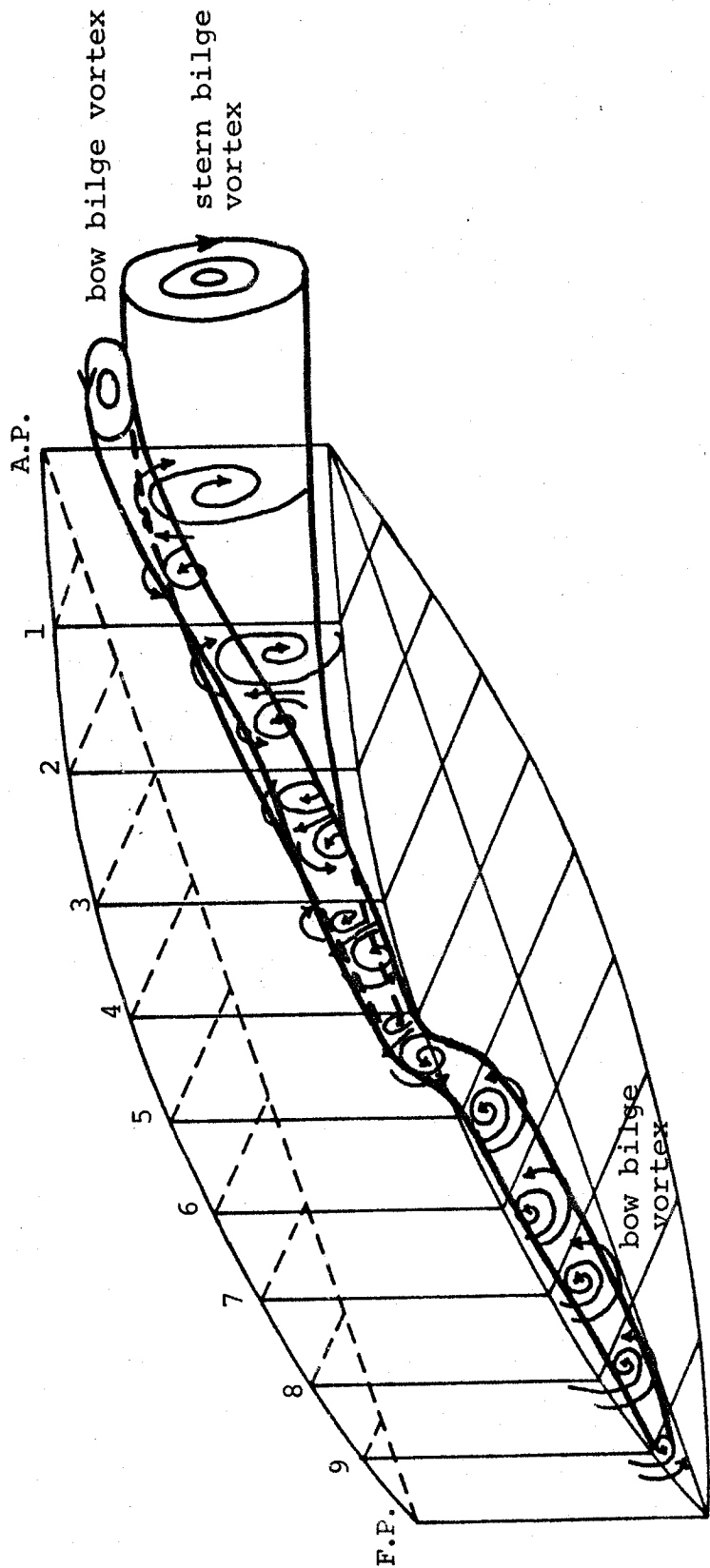


Fig. 1.42 Schematic view of vortex system (M 2).

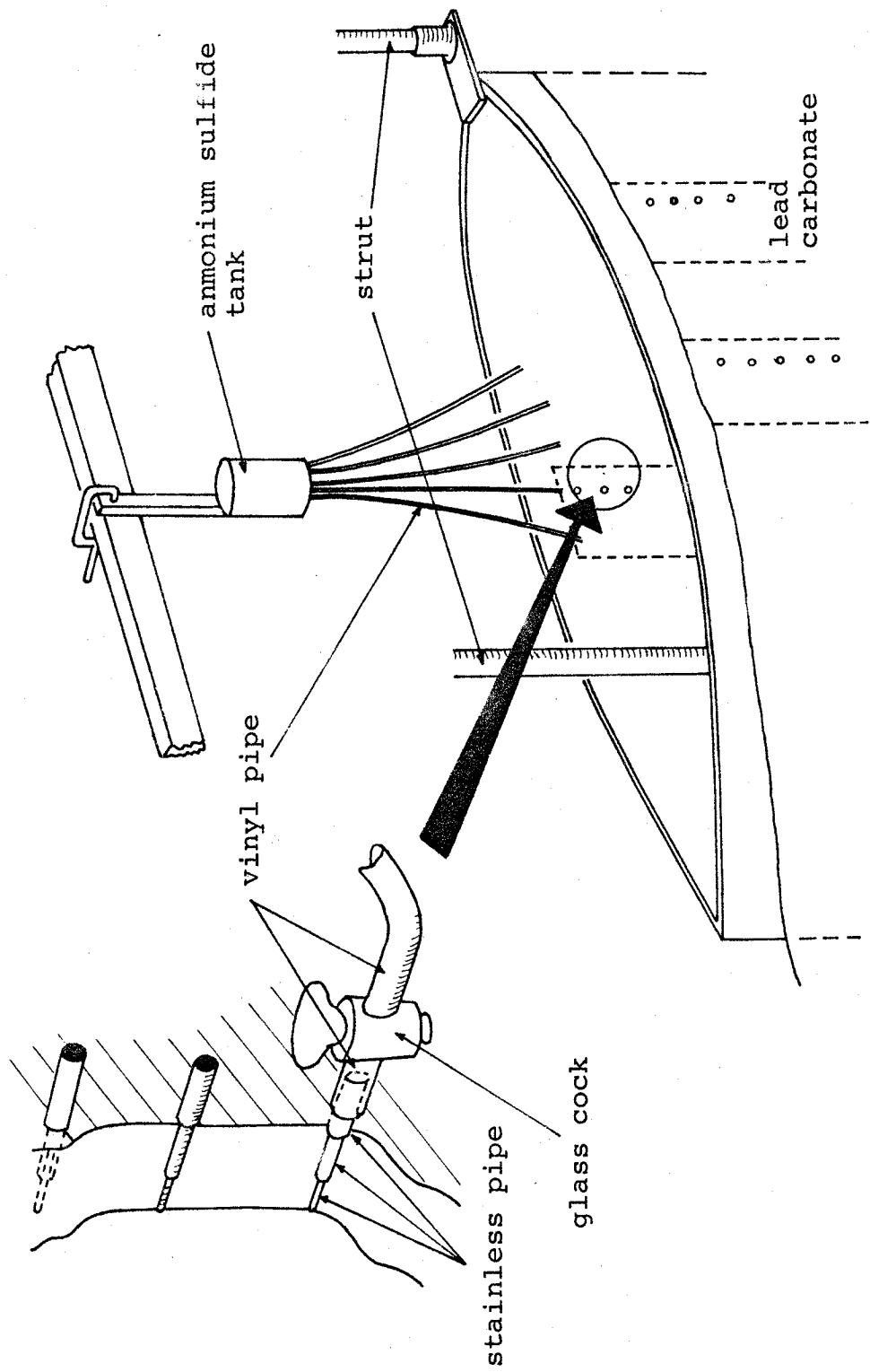


Fig. 1.43 Configuration of visualization equipment by lead carbonate - ammonium sulfide method.



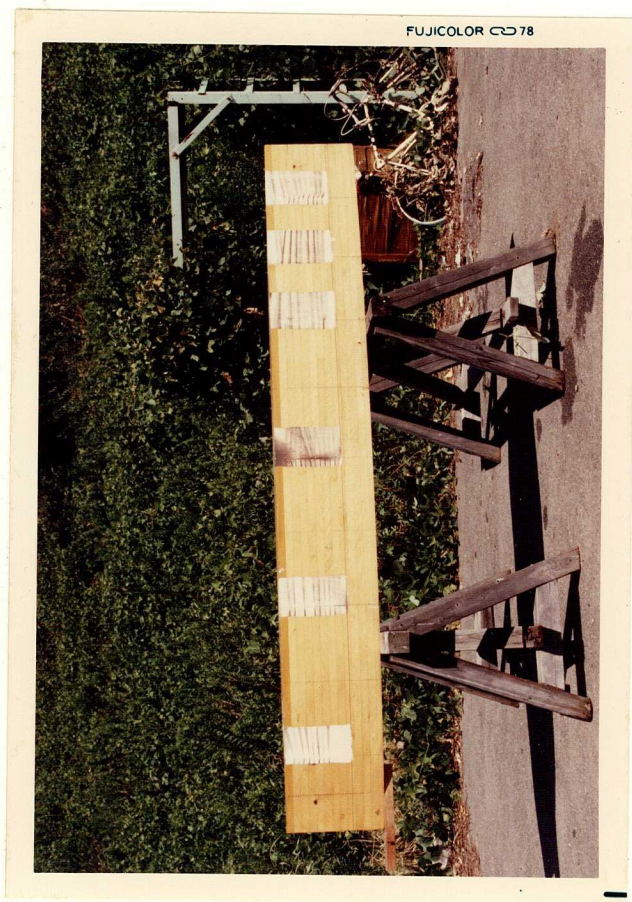


Fig. 1.44 Side view of model ship.

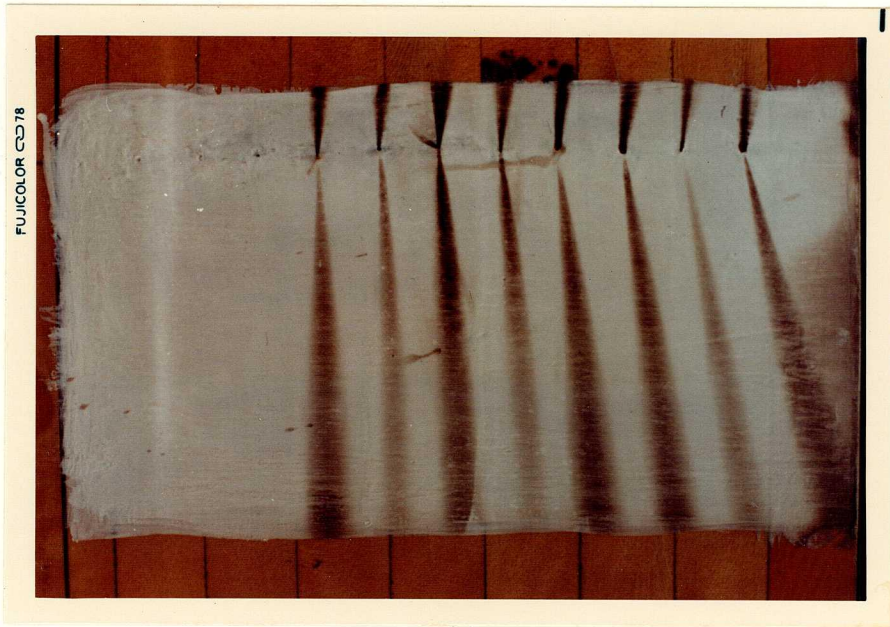


Fig. 1.45 (a) Limiting streamlines  
on side at S.S. 9.



Fig. 1.45 (b) Limiting streamlines  
on bottom at S.S. 7.

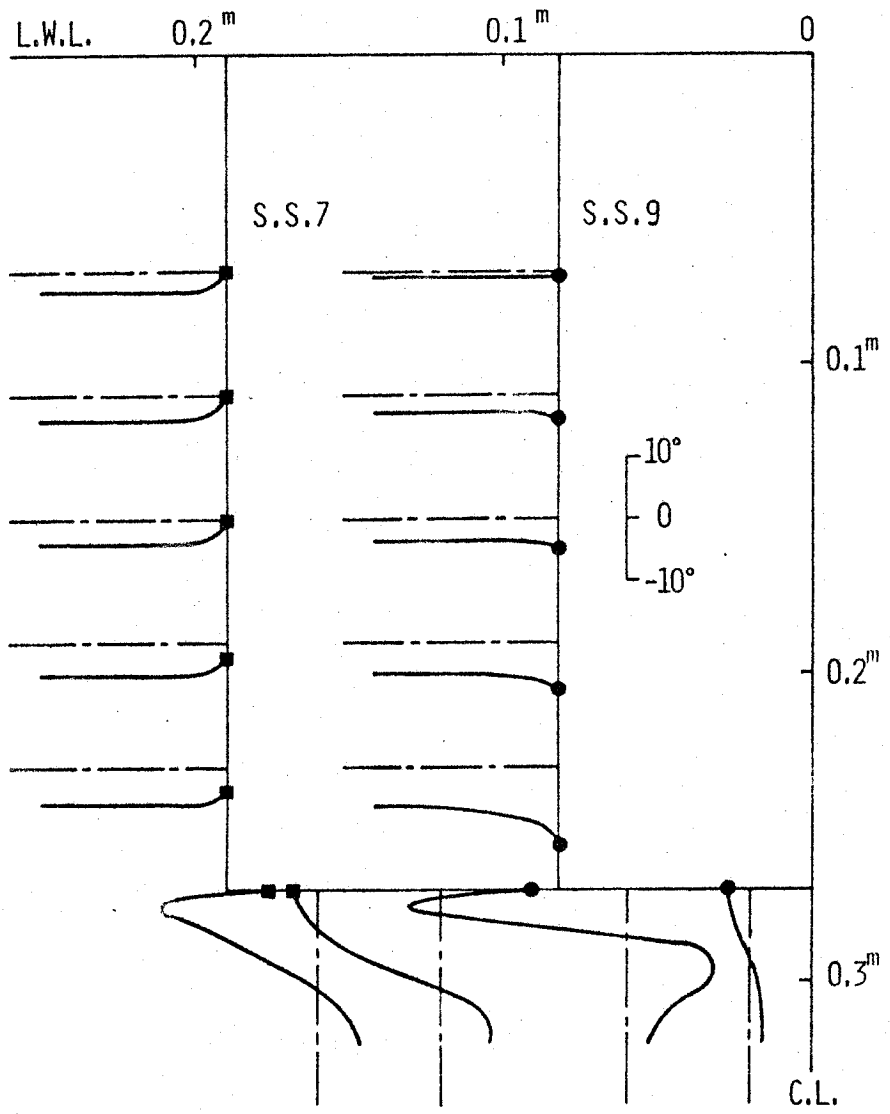


Fig. 1.46 Flow angles.

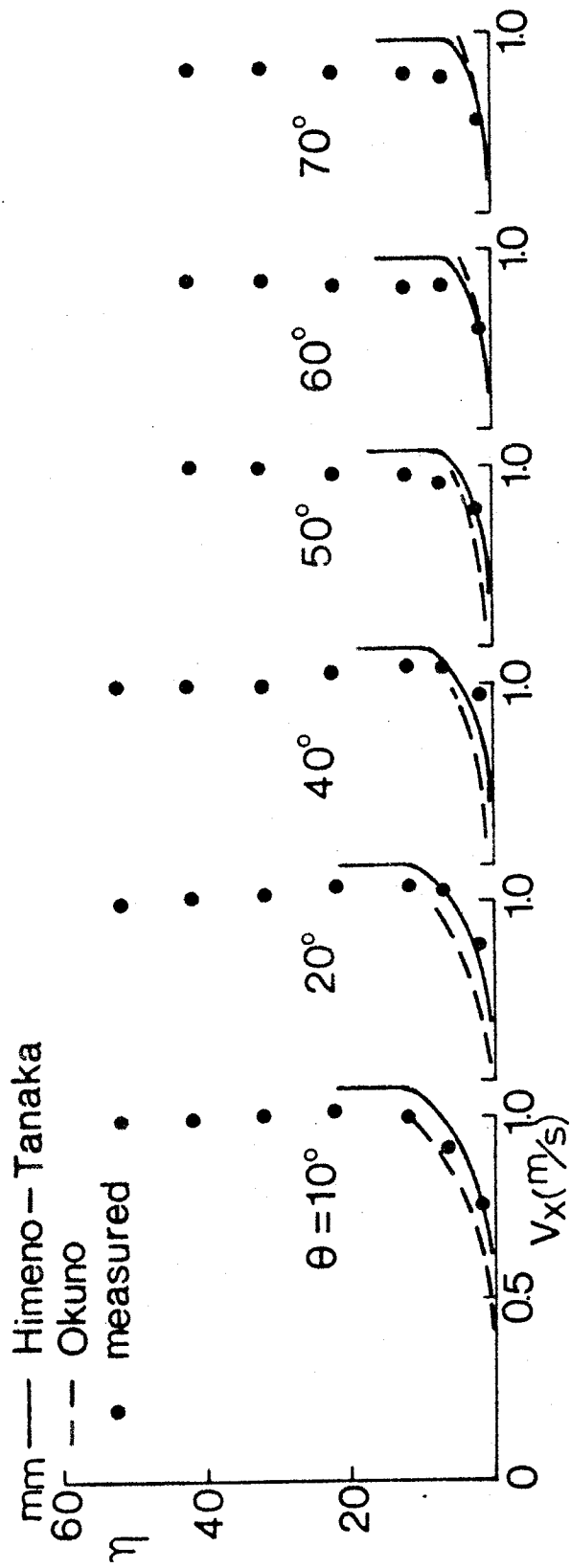


Fig. 2.1 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 9.

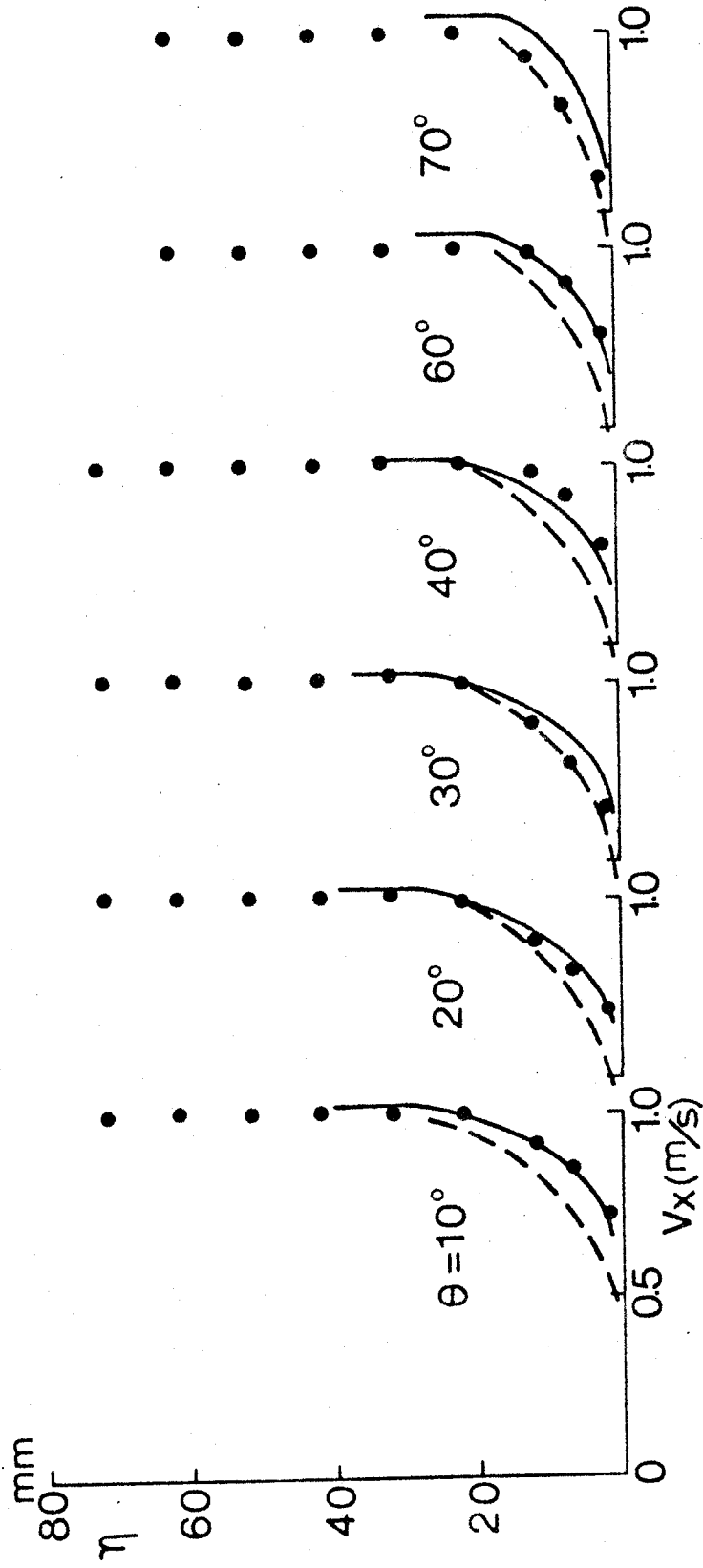


Fig. 2.2 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 7.

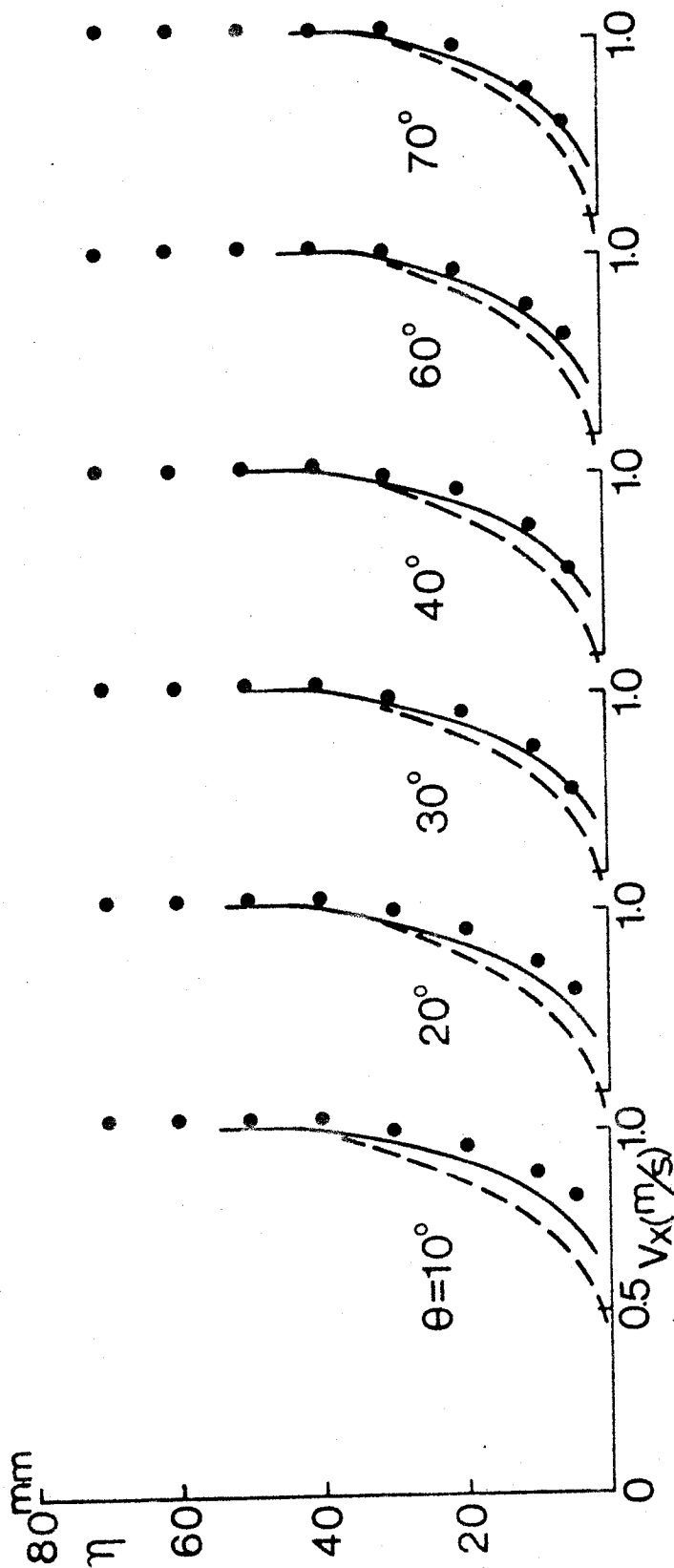


Fig. 2.3 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 5.

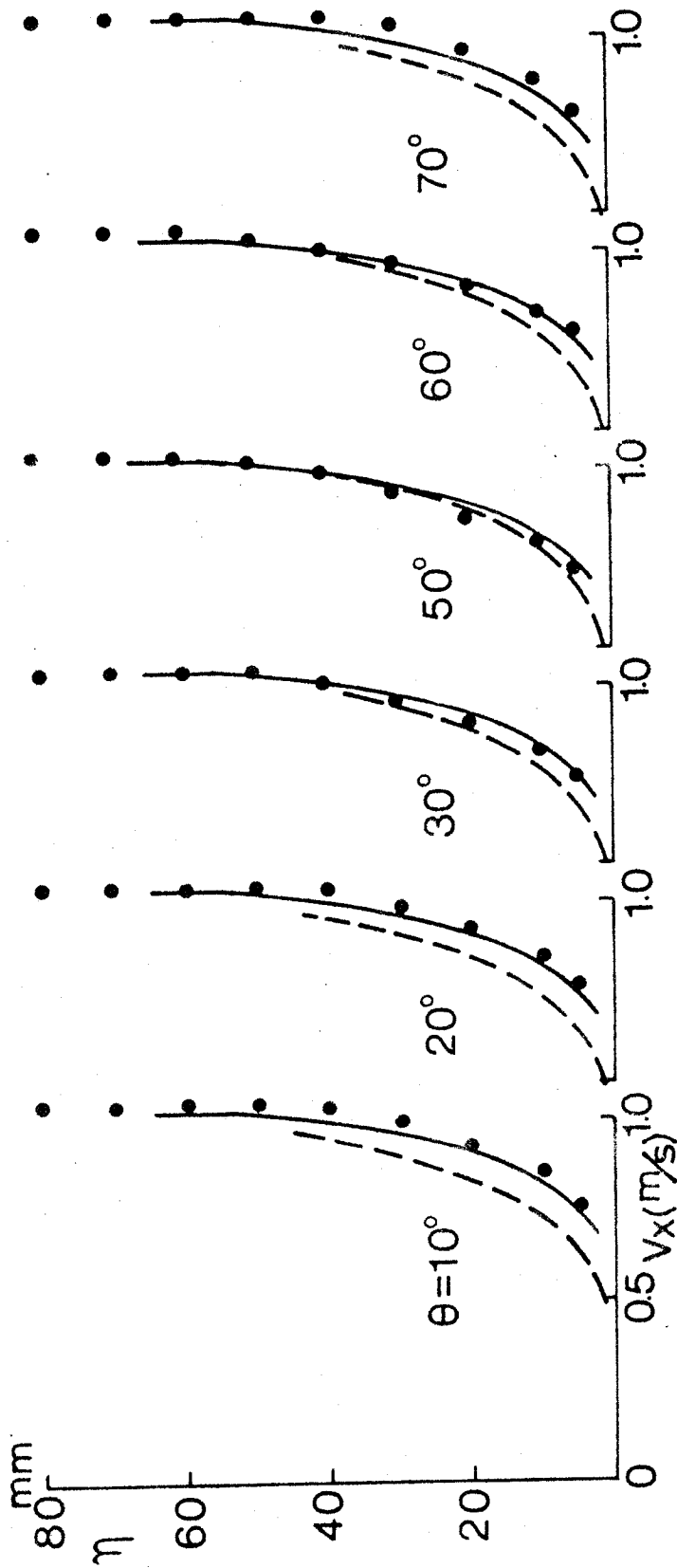


Fig. 2.4 Comparison of measured and calculated  $V_x$  at S.S. 3.

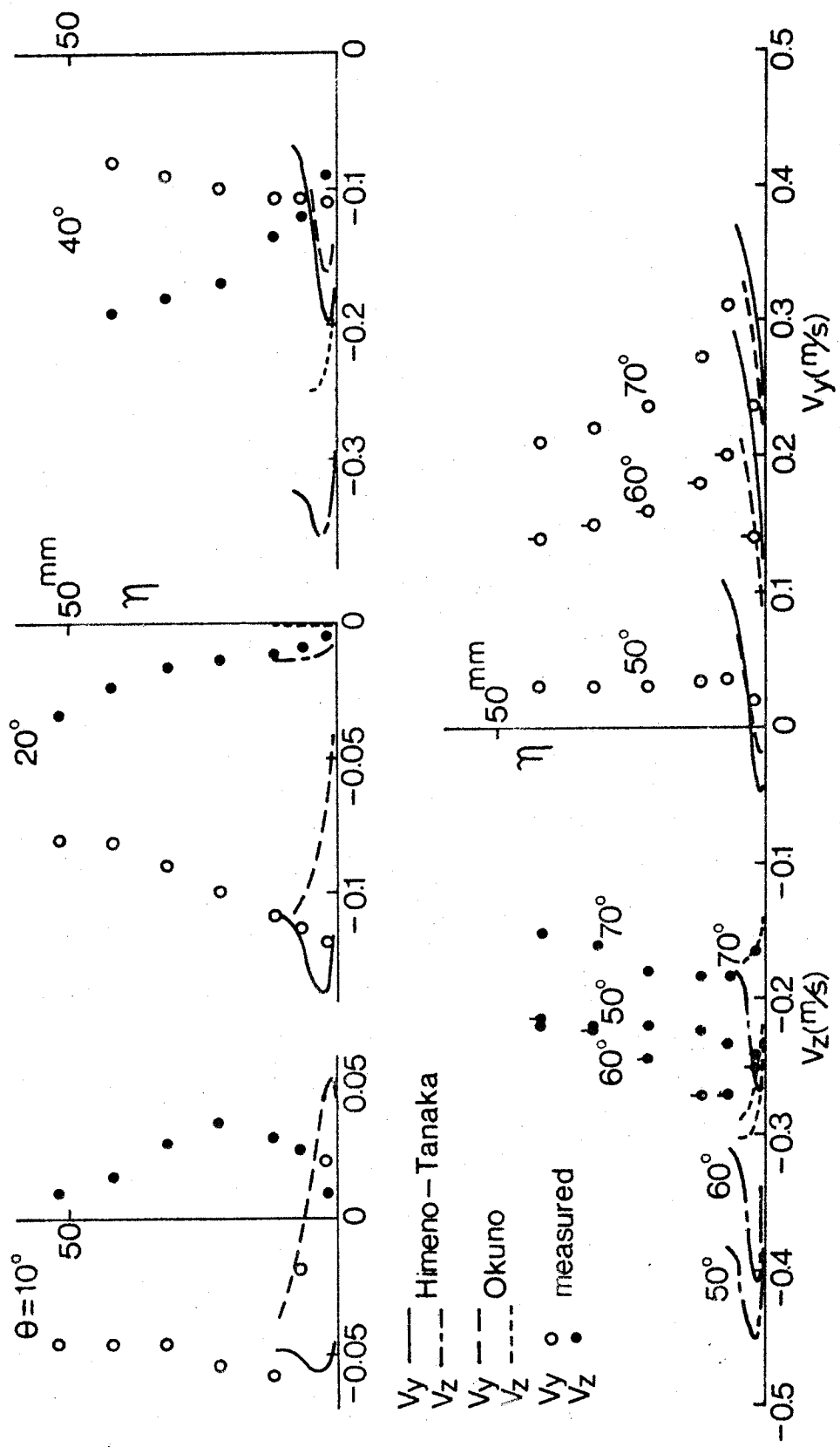


Fig. 2.5 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 9.



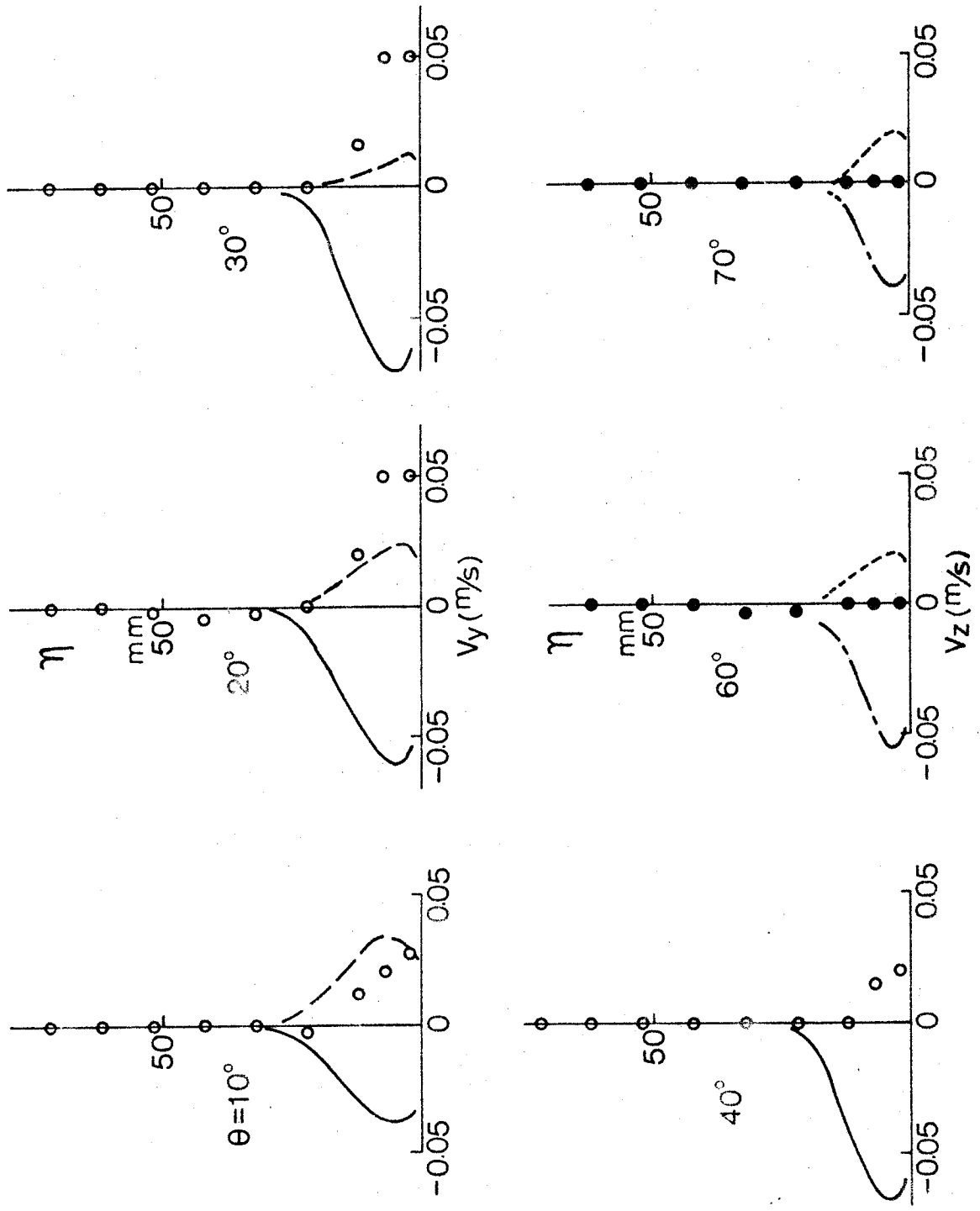


Fig. 2.6 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 7.

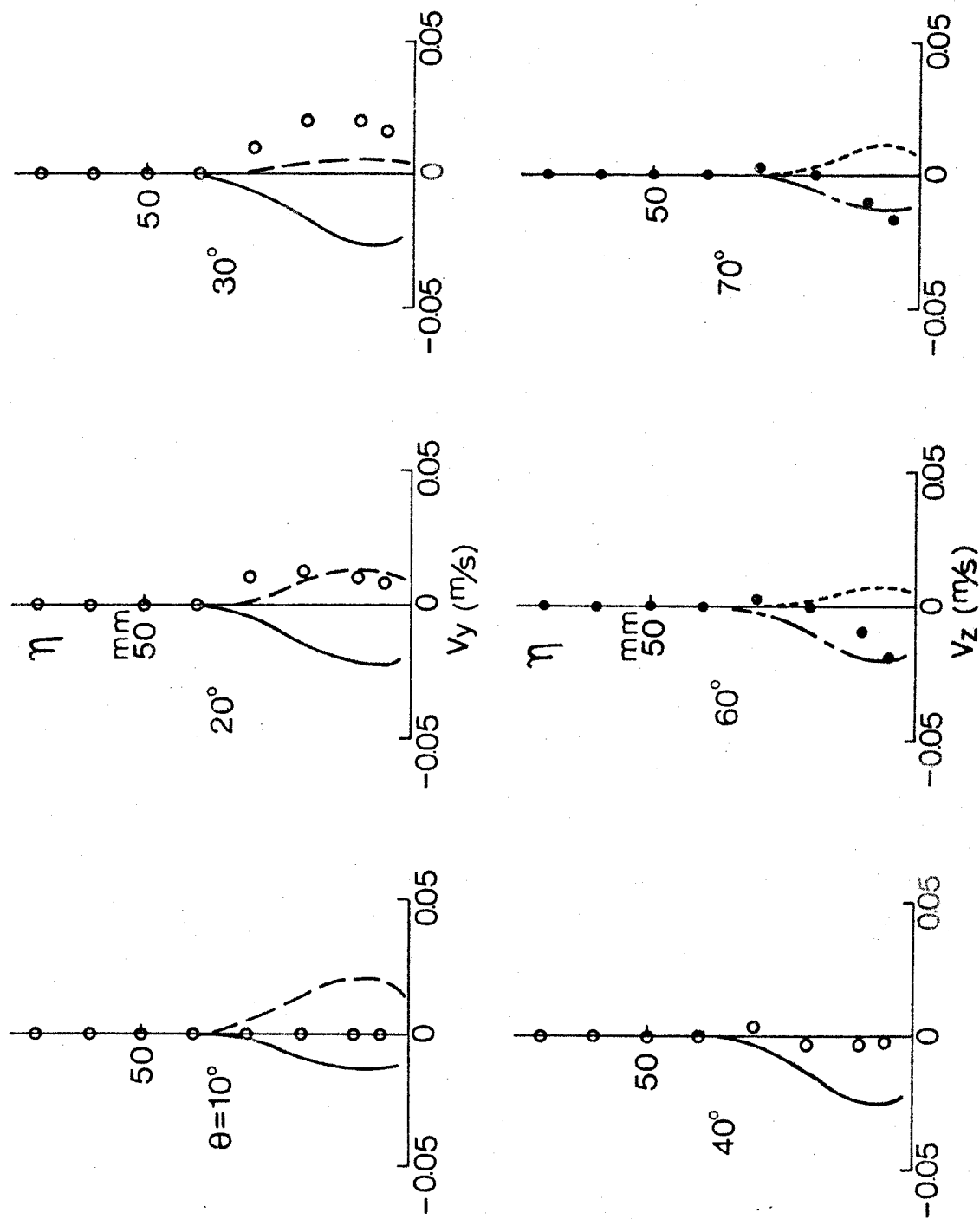


Fig. 2.7 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 5.

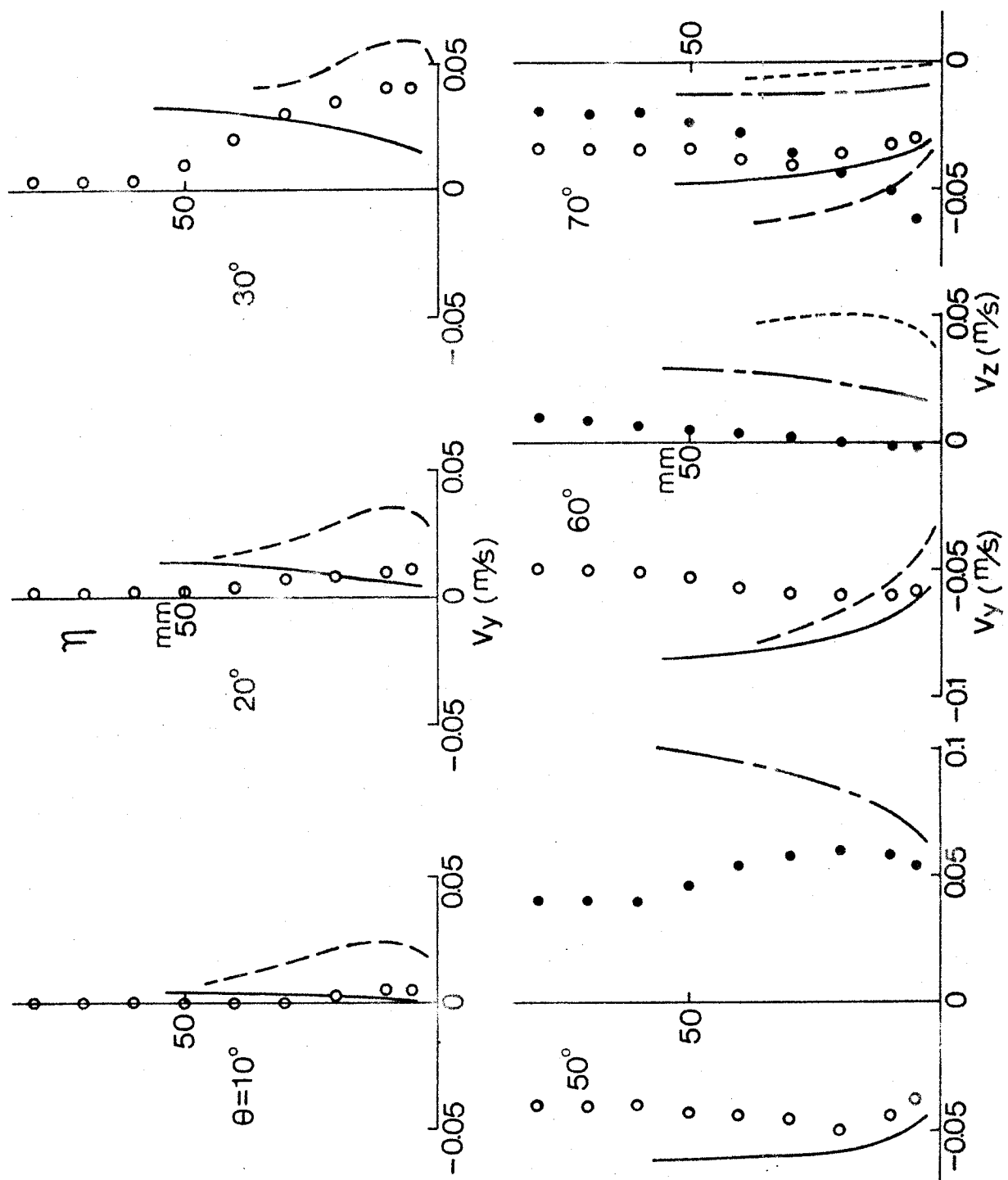


Fig. 2.8 Comparison of measured and calculated  $V_y, V_z$  at S.S. 3.

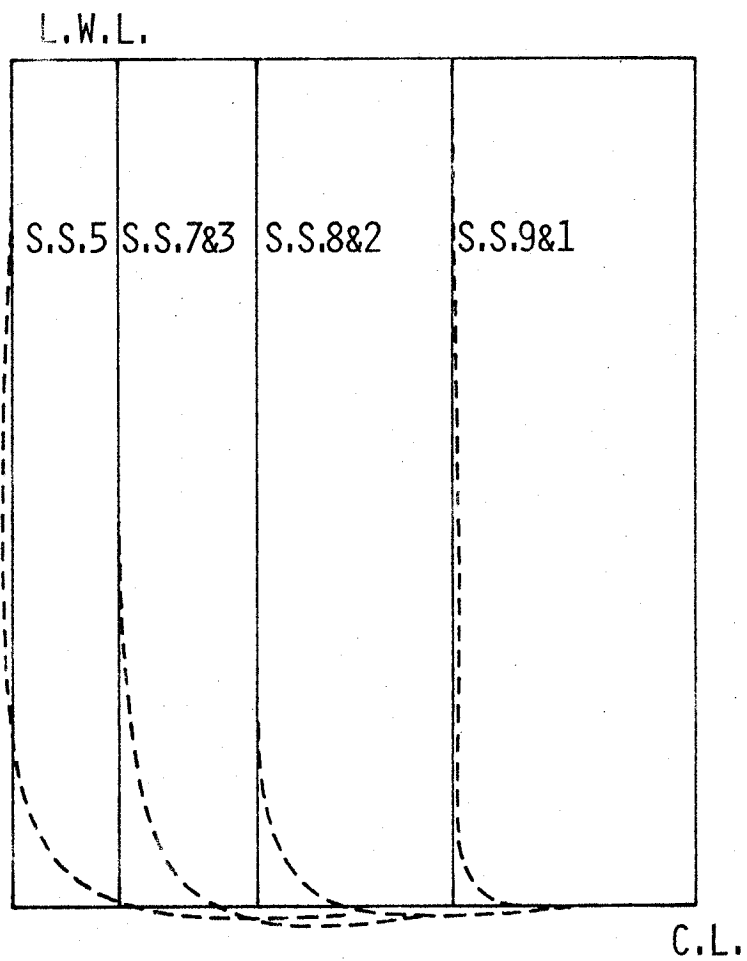


Fig. 3.1 Approximated hull section.

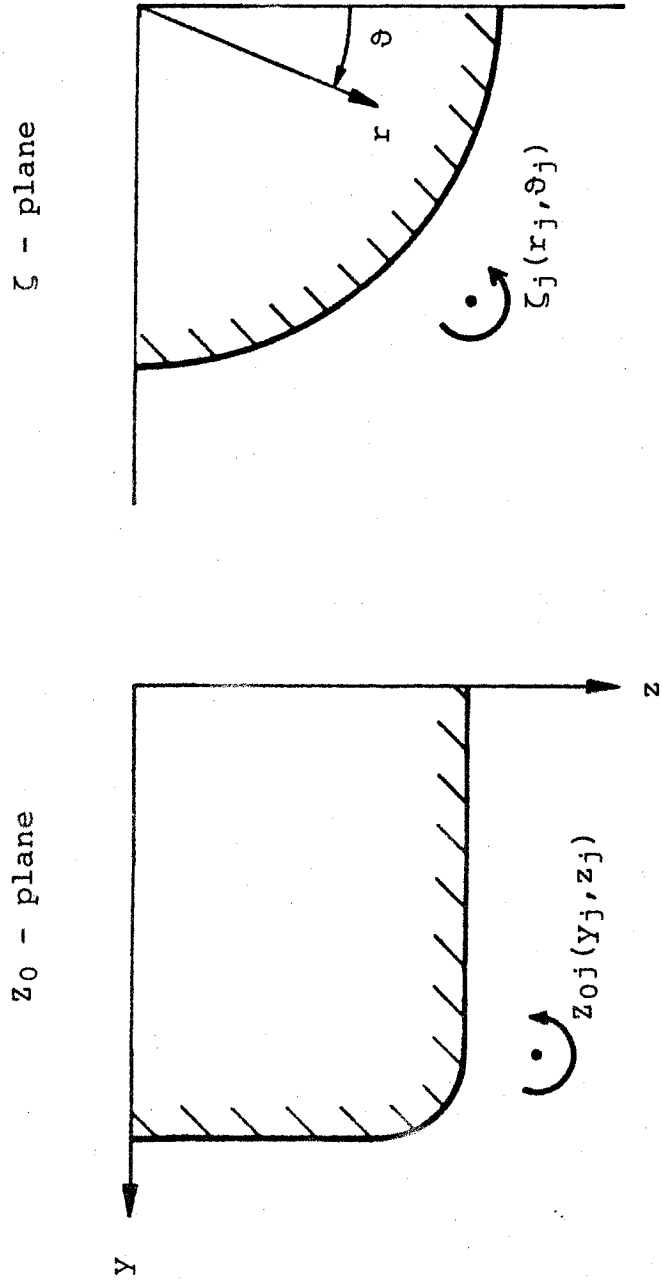


Fig. 3.2 Conformal mapping of hull section.

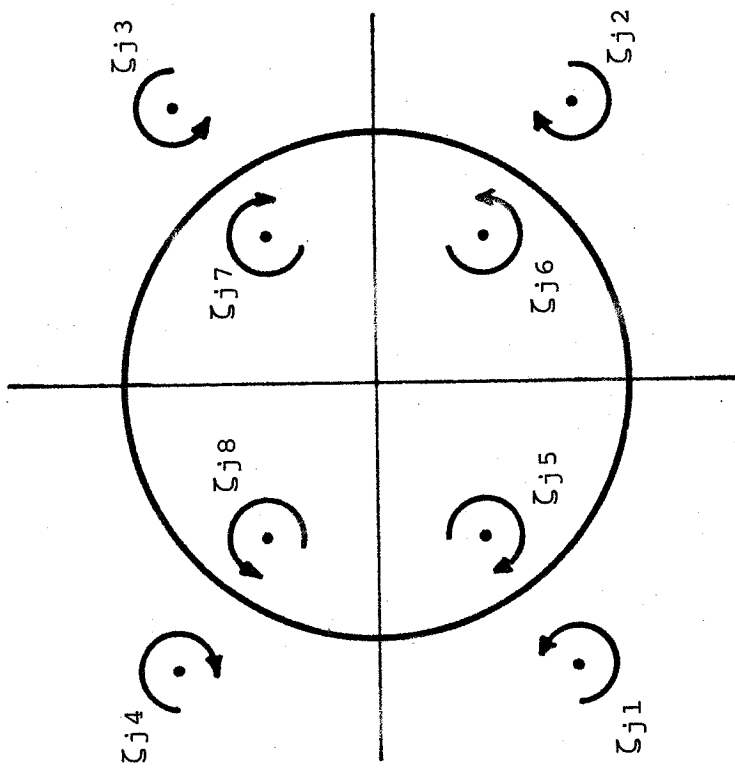


Fig. 3.3 A vortex and its image system.

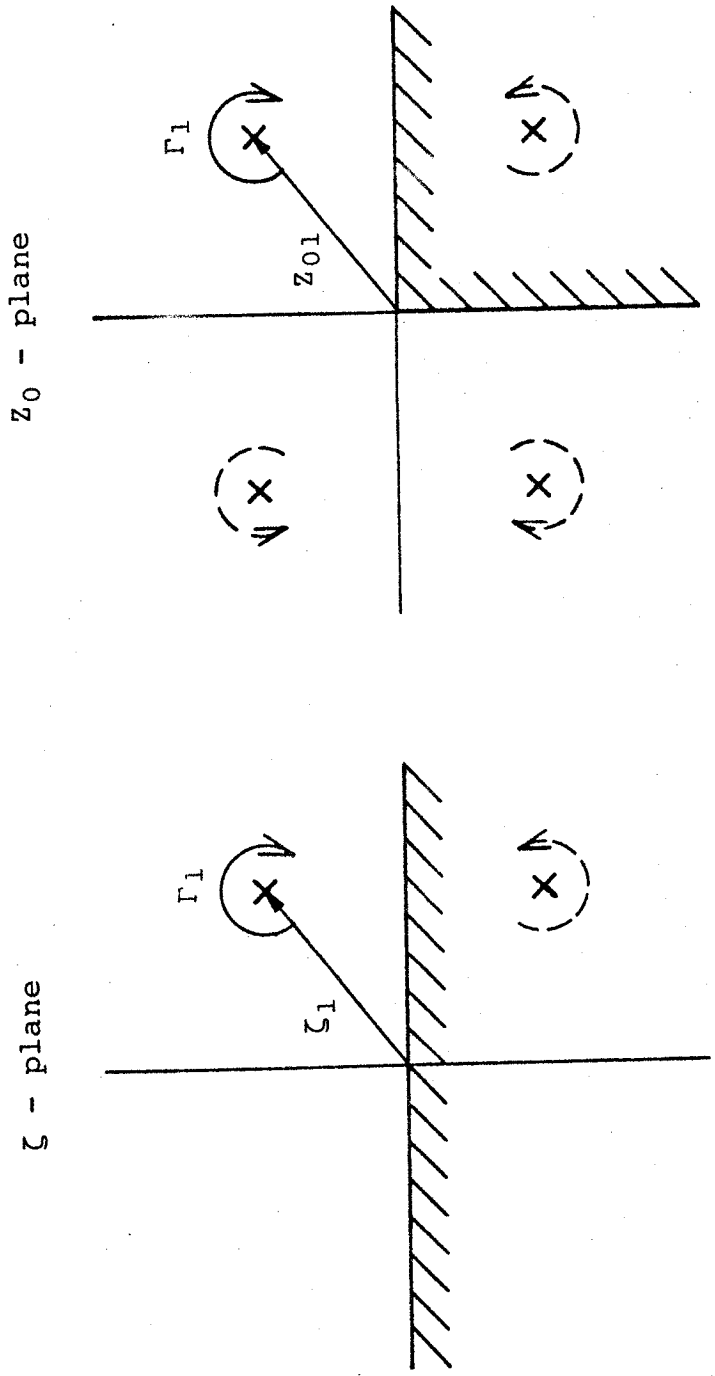


Fig. 3.4 Conformal mapping of corner section.

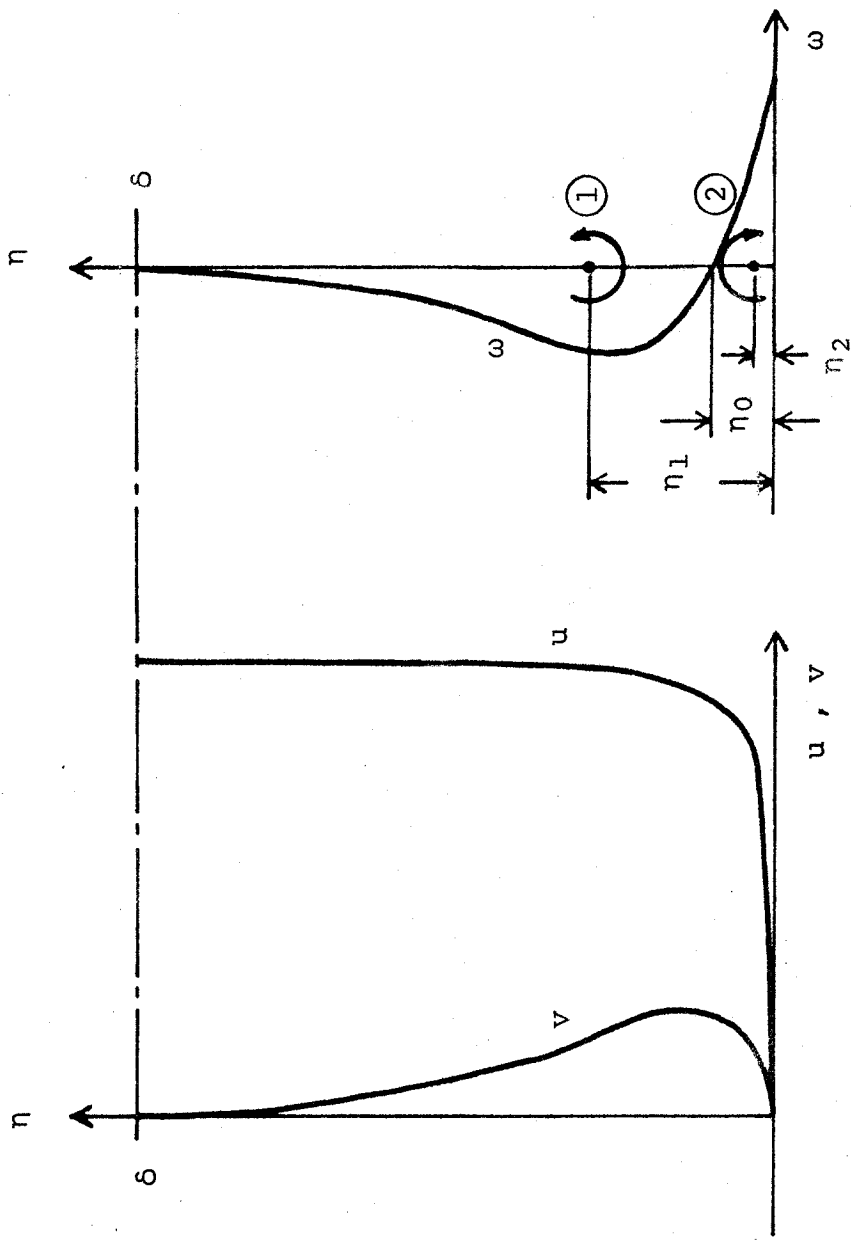


Fig. 3.5 (a) Velocity distributions. Fig. 3.5 (b) Vorticity distribution of cross flow.



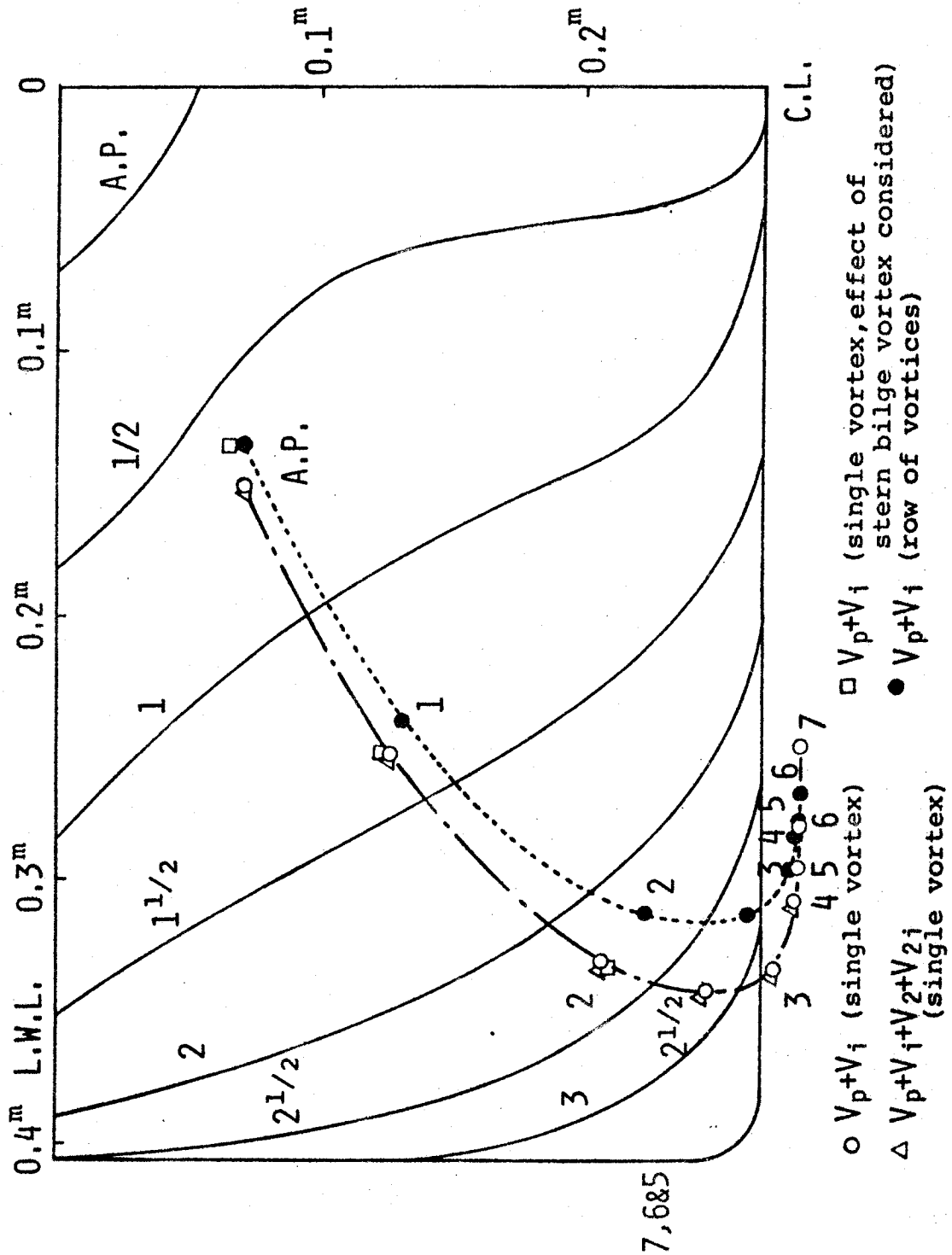
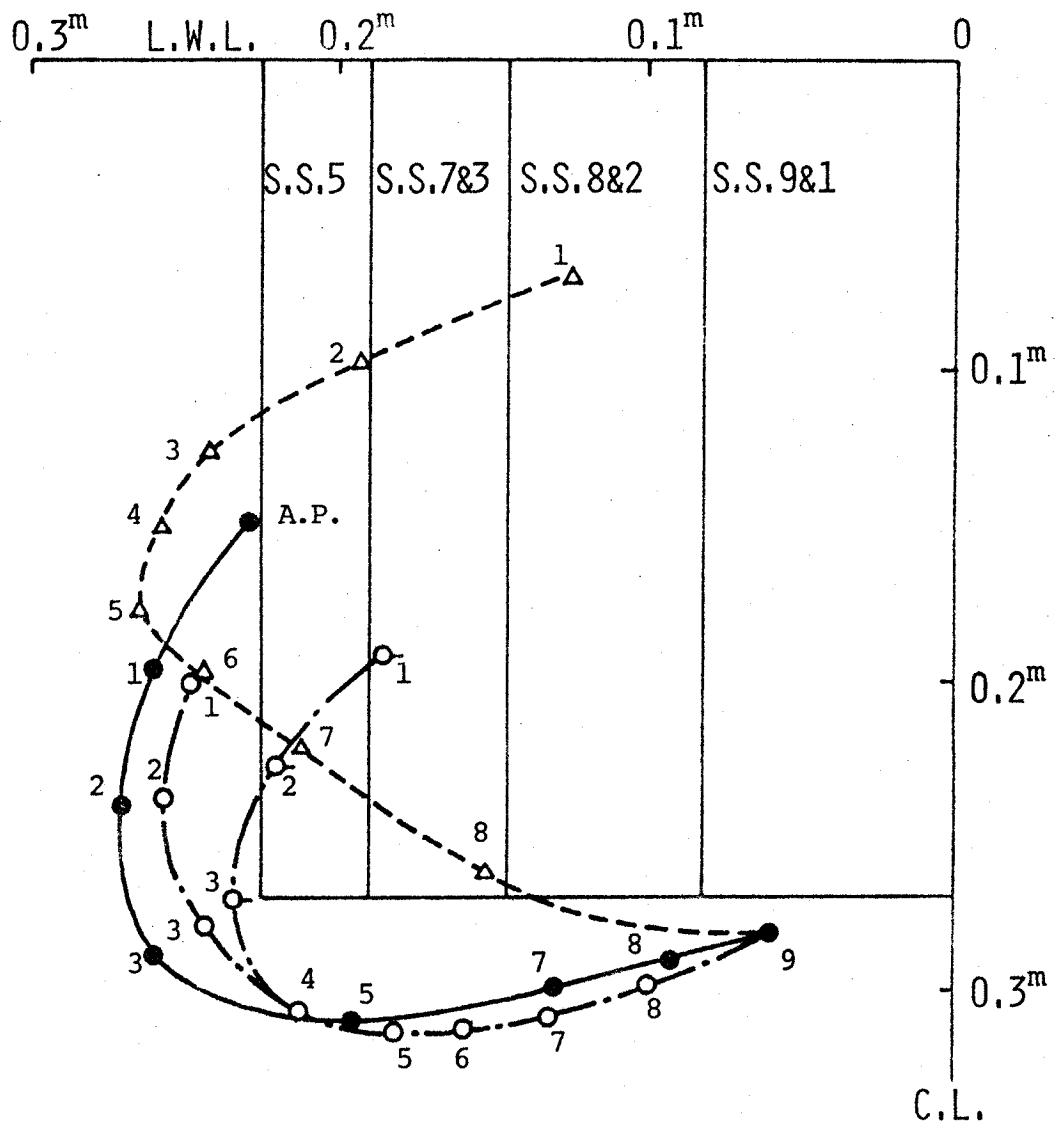


Fig. 3.6 Loci of calculated bow bilge vortex (M 1).



- measured vortex center
- calculated vortex center - using equation (3.12)  
(effect of stern bilge vortex considered)
- calculated vortex center - using equation (3.12)
- △ calculated vortex center - using equation (3.2)

Fig. 3.7 Loci of bow bilge vortex (M 2).

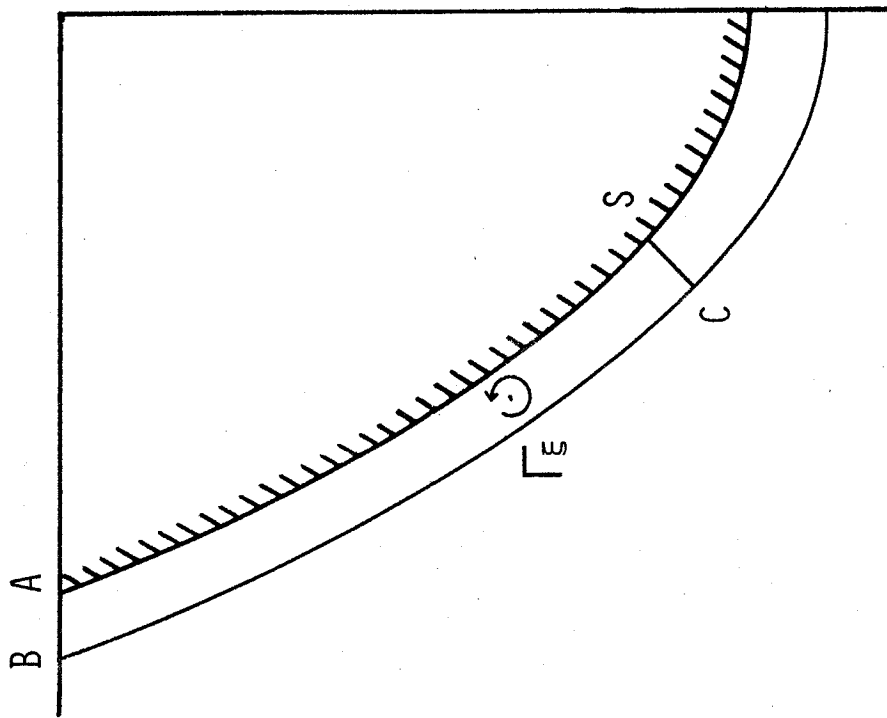


Fig. 4.1 Sectional view of circulation and the boundary layer.

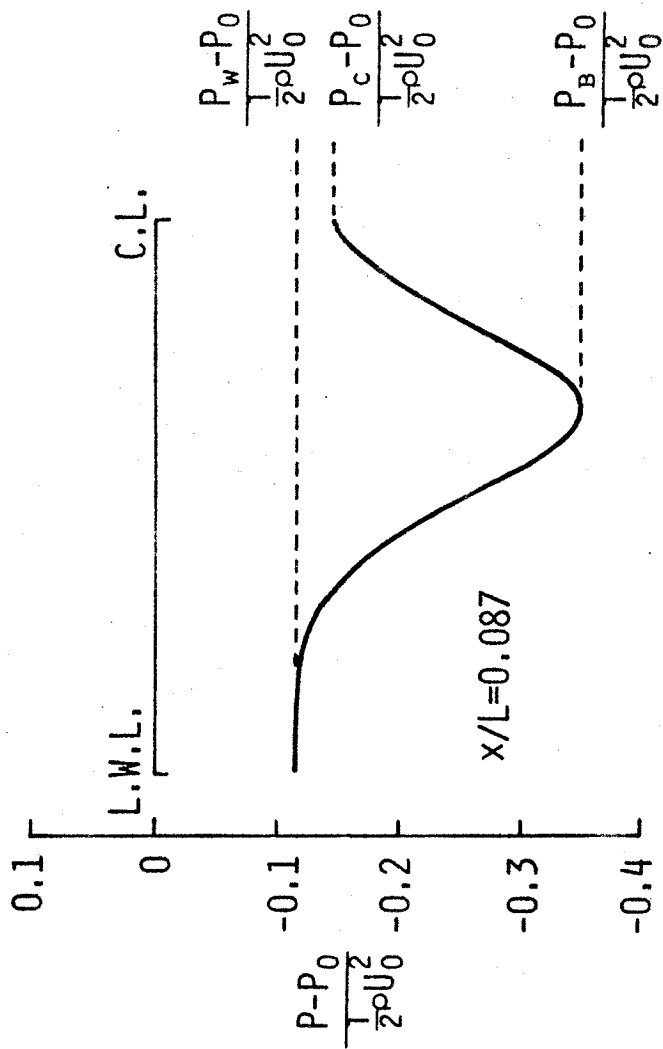


Fig. 4.2 Pressure distribution along frame line.

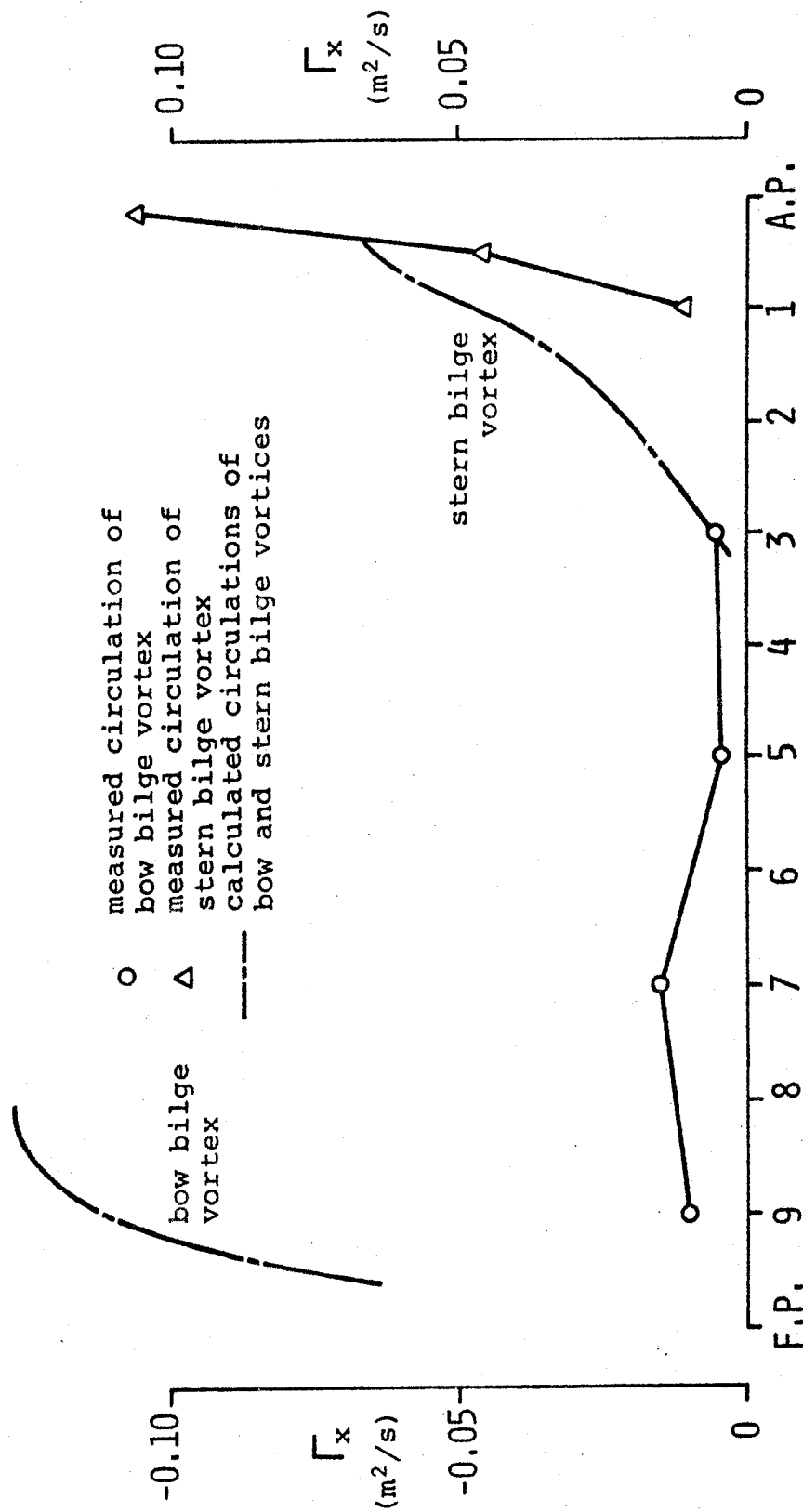


Fig. 4.3 Longitudinal distributions of circulations of bilge vortices (M 1).

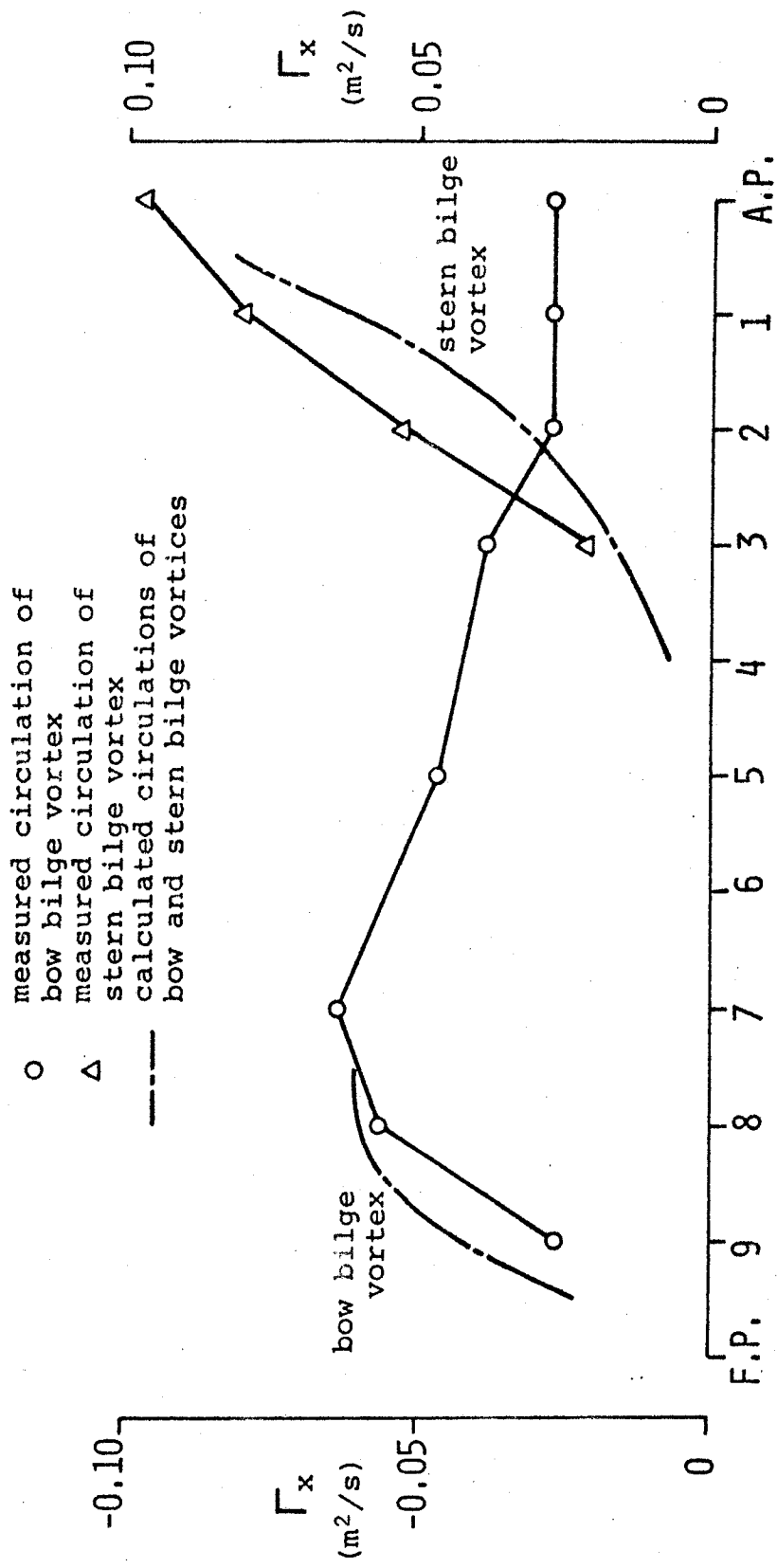


Fig. 4.4 Longitudinal distributions of circulations of bilge vortices (M 2).

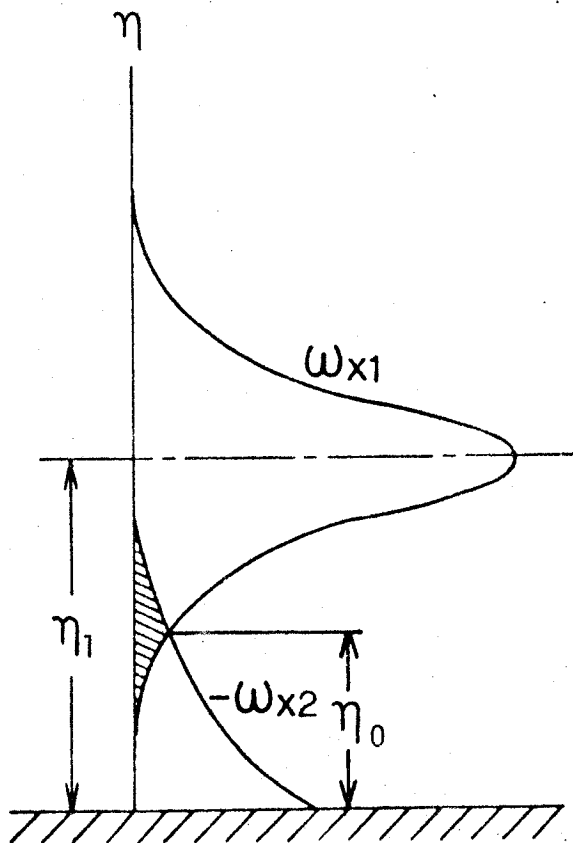


Fig. 4.5 Diffusive interaction of vortices.

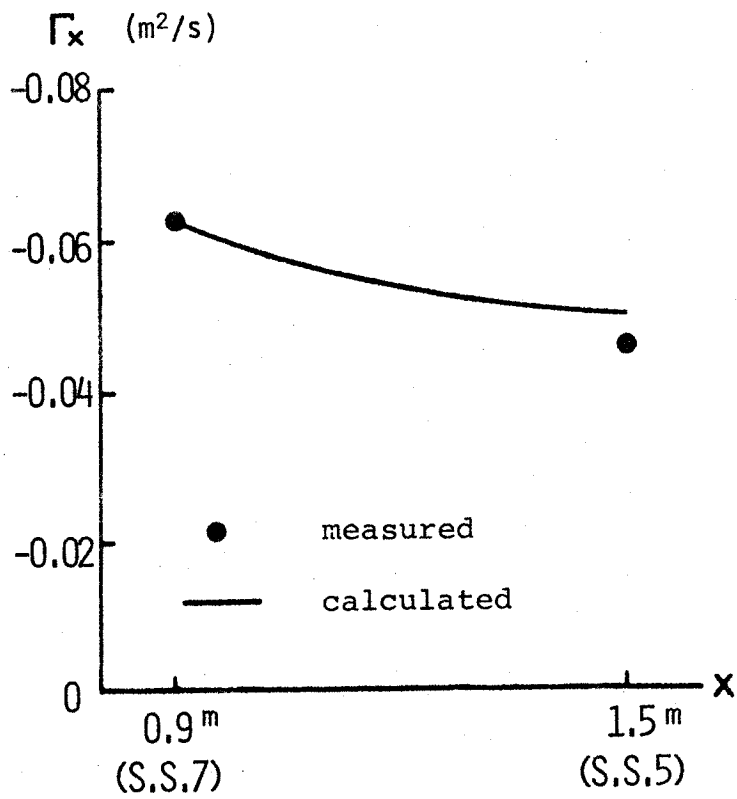


Fig. 4.6 Decay of circulation.