

高速柱体の抵抗分離について

竹子 春弥* 足達 宏之*

On the Separation of Resistance Components of Surface-piercing Strut at Large Froude Numbers

By

Haruya TAKESHI and Hiroyuki ADACHI

Abstract

A study of resistance components, especially concerning the problem of wavemaking resistances was performed on a surface-piercing strut having lenticular section (length/breadth=6.67, draft/breadth=10.0). The resistance components were separately determined for the following two cases. These are ;

for the near field of the strut,

1. Total resistance by three components dynamometer,
2. Pressure resistance by pressure measurements on the surface,
3. Frictional resistance calculated by the theory of two-dimensional boundary layer,
4. Wavemaking resistance calculated by the Guilloton's method,

and for the far field of the strut,

1. Resistance component obtained by the wake survey,
2. Wave pattern resistance by the wave analysis,
3. Wavemaking resistance calculated by the Michell's theory.

It is said that the experimentally determined wavemaking resistance of a thin ship at high speed usually coincides with the results of the calculation by Michell's thin-ship theory. However, because of the breakdown of waves behind the strut which has been observed in our experiments, remarkable discrepancy was found out between the result of wave analysis and the calculation by the Michell's theory. Then, it seemed to be necessary to study the resistance components at the near field of the strut and to adapt a higher order solution than that of Michell's theory. For this purpose, the Guilloton's method was introduced. That is dealing with the wave making phenomena near the body and is a kind of higher order theory.

The calculated wavemaking resistance and the pressure distribution on the strut by the Guilloton's procedure proposed by G. E. Gadd¹⁾ lead to following conclusions ;

- 1) the calculated pressure distributions show fair agreement with measured ones,
- 2) the wavemaking resistance values both by the Michell's and the Guilloton's methods have comparable order, and the agreement between the theories and the experiments is considered to be satisfactory.

* 推進性能部 原稿受付：昭和55年3月3日

目 次

1. まえがき	14
2. 模型および試験方法	:
2.1 模型および試験状態	:
2.2 試験方法	:
3. Michell 近似による造波抵抗計算方法	:
4. 全抵抗計測および遠方流場計測の結果	:
4.1 全抵抗計測結果	:
4.2 船側波形計測結果	:
4.3 波形解析結果	:
4.4 Michell 造波計算結果と実験との比較	:
4.5 喫水変化に対する抵抗・波形計測結果	:
4.6 船尾後流計測結果	:
5. 柱体近傍での抵抗	:
5.1 抵抗分離の方法	:
5.2 摩擦抵抗	:
5.3 圧力抵抗	:
5.3.1 圧力抵抗と造波抵抗との関係	:
5.3.2 柱体表面圧力計測の概要	:
5.3.3 圧力造波抵抗の計算方法	:
5.3.4 圧力計測結果と計算結果との比較	:
5.5.5 Guilloton 法と Michell 近似による造波抵抗計算結果の比較	:
6. まとめ	:
参考文献	:
Appendix 1. 二次元境界層の計算方法	:
Appendix 2. 深喫水柱体に働く鉛直力	:
Appendix 3. Guilloton 法による圧力造波抵抗計算式	:

記 号 表

1) $C_T = \frac{R_T}{1/2\rho V^2 S}$	全抵抗係数
$C_{T-L} = \frac{R_T}{1/2\rho V^2 L^2}$	"
2) $C_F = \frac{R_F}{1/2\rho V^2 S}$	摩擦抵抗係数
$c_f = \frac{\tau}{1/2\rho U^2}$	局部表面摩擦係数
3) $C_R = \frac{R_R}{1/2\rho V^2 S}$	剰余抵抗係数
4) $C_P = \frac{R_P}{1/2\rho V^2 S}$	圧力抵抗係数
$C_{PG} = \frac{R_{PG}}{1/2\rho V^2 S}$	Guilloton 法による圧力造波抵抗係数

$$5) \quad C_W = \frac{R_W}{1/2\rho V^2 S} \quad \text{造波抵抗係数}$$

$$C_{WP} = \frac{R_{WP}}{1/2\rho V^2 S} \quad \text{波形造波抵抗係数}$$

$$C_{WP-L} = \frac{R_{WP}}{1/2\rho V^2 L^2} \quad "$$

$$C_{WM} = \frac{2\pi}{S} \int_0^{\pi/2} A^2(\theta) \cos^3 \theta d\theta \quad \text{Michell 造波抵抗係数}$$

$$C_{WG} = \frac{2\pi}{S} \int_0^{\pi/2} A^2(\theta) \cos^3 \theta d\theta \quad \text{Guilloton 法による造波抵抗係数}$$

$$6) \quad C_{wake} = \frac{2g}{V^2 S} \iint (H_0 - H) dy dz \quad \text{伴流抵抗係数}$$

1. ま え が き

薄い柱体は通常の船型と異なり、流体力学的な考察を簡単化できる可能性があり、理論の検証の目的にしばしば利用されている。特に、フルード数 $F_n=0.3$ 以上で航走する高速柱体については、Michell Theory に代表されるような線形造波抵抗理論は比較的实验をよく表わしていることが報告されている²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾。しかし、Michell Theory は、その線型化された自由表面条件の仮定のため、高速柱体近傍での造波計算には問題がある。これまでも、抵抗試験結果や波形解析結果との比較は行われているが、柱体近傍での船側波形や圧力場での実験と理論との比較を行った例は少ない。

G. P. Weinblum 等 (1952)²⁾ は長さ幅比 $L/B=37.67$ 、喫水幅比 $d/B=5.38$ の薄い船の造波抵抗について、剰余抵抗および船側波形の実験と計算との比較を行った。また、S. D. Sharma (1969)³⁾ も $L/B=20.0$ 、 $d/B=3.0$ の parabolic waterline を持つ薄い船を $F_n \approx 0.21 \sim 1.0$ の範囲で実験し、剰余抵抗、波形造波抵抗および自由波スペクトルについて計算と比較し、よく一致することを示した。一方、R. B. Chapman (1974)⁴⁾ は、SWATH (Small Waterplane Area Twin Hull) の構成要素としての strut について、 $L/B=6.67, 8.32, 11.12$ 、 $d/B=1.48 \sim 4.78$ の場合につき、 $F_n \approx 0.36 \sim 2.3$ の範囲で実験し、剰余抵抗と計算とを比較している。また、著者等 (1978)⁵⁾ も半潜水船の構成要素としての strut の基本的流力特性を調べるために、 $L/B=6.67$ 、 $d/B=10.0$ の柱体について $F_n=0.08 \sim 1.25$ の範囲で実験し、剰余抵抗、波形造波抵抗および振幅関数について、計算との比較を行った。

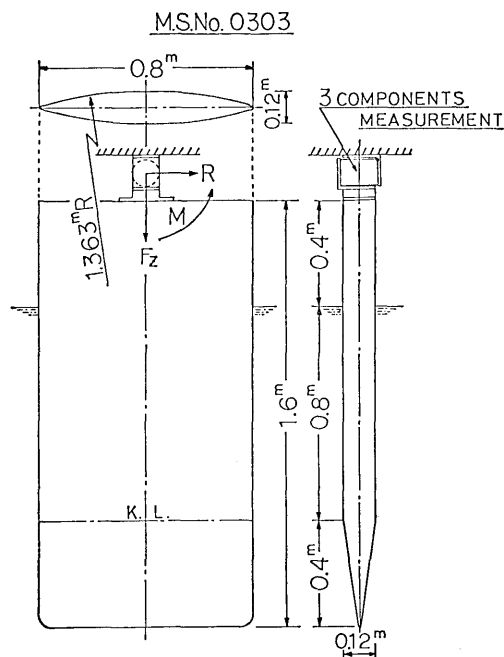
しかし著者等の結果では、剰余抵抗と Michell

Table 1 Principal Particulars of Strut

M. S. No. 0303		
Length over all	L	0.80 m
Breadth at Midship	B	0.12 m
Depth	D	1.60 m
Design Draft	d_D	1.20 m
Displacement Volume	∇_D	0.0643 m ³
Wetted Surface Area	S_D	1.93 m ²
L/B		6.67
B/d_D		0.10

Theory による造波抵抗値はほぼ同程度であったが、柱体船尾および後方に波くずれが発生し、その結果 Longitudinal cut 法による波形造波抵抗は非常に小さな値を示した。一方、波くずれの後方流場にはほぼ剰余抵抗値と波形造波抵抗との差に見合うだけの総圧損失が計測された。これらのことから著者等は、この柱体の造波抵抗値は、波くずれの発生する以前の造波においては剰余抵抗または Michell 造波抵抗計算値にほぼ等しい値を持っていたと推論し、柱体近傍での抵抗分離の必要性を感じた。

Michell Theory も波形解析も、本質的には柱体遠方流場に対して有効な理論であり、波高の大きい柱体

**Fig. 1** Strut

近傍や波くずれなどで波が非線型伝播している場合には適用できない。そこで著者等は、柱体表面圧力計測

Table 2 Test Conditions

	Draft d [m]	Speed $F_n = V / \sqrt{Lg}$	Water Temperature at $d \approx 0.4$ m t [°C]	Remarks
Resistance Test	1.175~1.188	0.08~1.25	12.1	Without Stimulator
	1.042, 0.95, 0.82	0.1 ~1.0	11.9	
Wave Profile Measurement by Picture	1.175~1.188	0.2~1.25	12.1	
	1.042, 0.95, 0.82	0.2~1.0	11.9	
by Marking	1.20 ~1.203	0.3, 0.5, 0.8		$2dx/L = 0.0625$ ~0.125
Measurement of Waves behind Strut	1.175~1.188	0.1~1.25	12.1	$2Y/L = -5.0, -6.0$
	1.042, 0.95, 0.82	0.6, 0.8, 1.0	11.9	$2Y/L = -5.0$
	1.216~1.22	0.5, 0.7, 0.8	24.7	$2Y/L = -1.8 \sim -9.0$ from Strut Center Line
Wake Survey by Pitot Tube	1.196~1.215	0.4, 0.45, 0.5 0.6, 0.7	19.0~24.5	$2X/L = 3.0$
	1.186~1.20	0.5, 0.7	22.0~22.5	$2X/L = 7.0$
	1.20 ~1.215	0.5, 0.7		$2X/L = 3.0, 7.0$ from Strut Midship

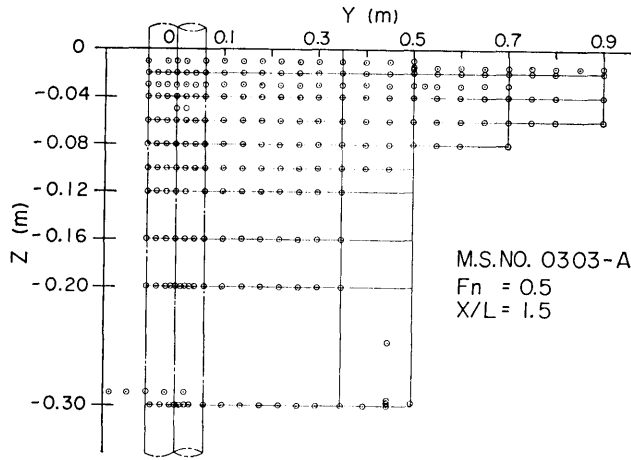


Fig. 2-1 Positions of Wake Survey at $X/L=1.5$

および Guilloton 法による造波抵抗計算の結果を使って柱体近傍における造波抵抗分離を行い、遠方での結果と比較検討を試みた。

2. 模型および試験方法

2.1 模型および実験状態

供試模型は、Fig. 1 に示すような水線面形状が円弧断面をもち、肋骨形状が上方で長方形、下方で楔型断面をもつ木製である。主要目を Table 1 に示す。

柱体遠方での抵抗分離のため実施した実験は、全抵抗計測、船側波形計測、後続波形計測および船尾後流計測である。

実験は常に模型を曳引車に固定した Trim Fix の状態で行われ、流速計の使用及び乱流促進は行っていない。各計測に対する試験状態を Table 2 に示す。

2.2 試験方法

全抵抗計測は、曳引車に固定した三分力計（抵抗 $\pm 10\text{kg}$ 、揚力 $\pm 10\text{kg}$ 、モーメント $\pm 5\text{kgm}$ 、精度 $\pm 0.5\%$ F. S.）に模型を取り付けて行った。対地速度に対して、抵抗、鉛直力、縦揺れモーメントをペンレコーダに記録した。また、喫水の影響を調べるために $d=0.82$ 、 0.95 および 1.04m の各喫水に対しても計測を行った。

船側波形計測は、写真撮影と船体表面に直接水位を記録する方法によって行われた。

後続波形計測は、水槽の中央部に張り出した波高計架台に容量型波高計を取り付けて行われ、記録はデータレコーダに記録され電子計算機によって処理され

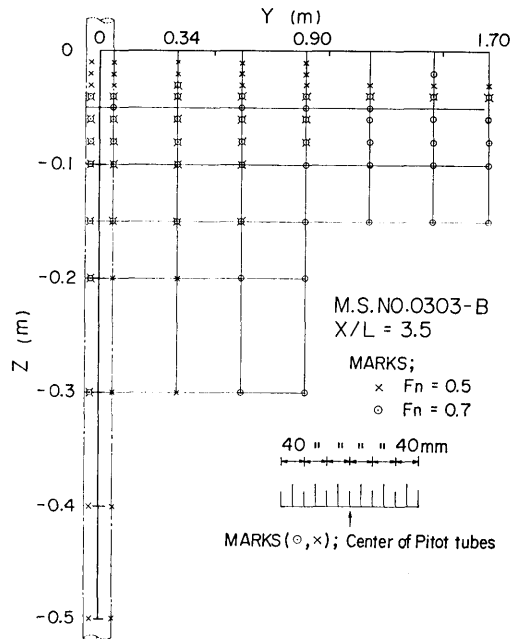


Fig. 2-2 Positions of Wake Survey at $X/L=3.5$ た。

船尾後流計測は、 $6\text{mm}\phi$ のピトー管および $4\text{mm}\phi$ の楕形ピトー管を使って、 $F_n=0.5$ および $F_n=0.7$ の速度に対して Fig. 2 に示した位置で行った。圧力は差圧計を使ってペンレコーダに記録された。また、計測位置の水位計測にはサーボ式水位計とペンレコーダを使用した。なお、他の速度成分の影響を調べるた

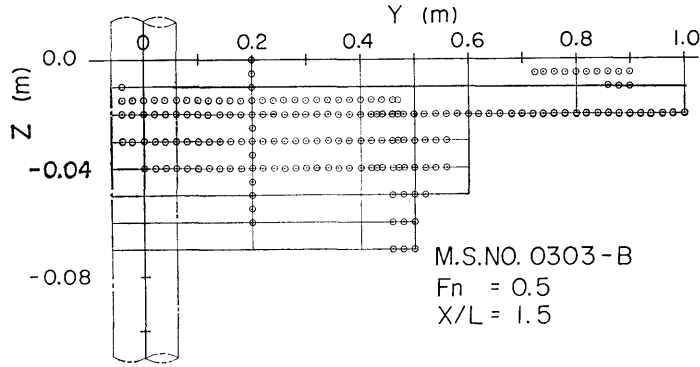


Fig. 3-1 Positions of Vorticities measurements at $X/L=1.5$

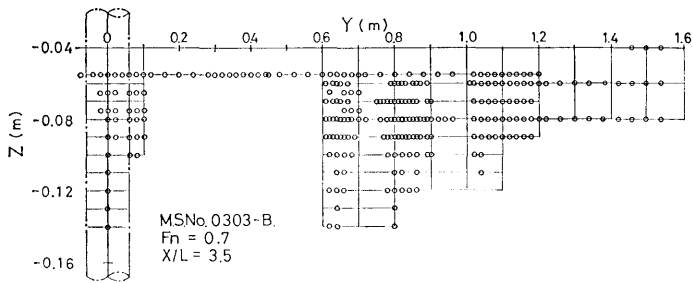


Fig. 3-2 Positions of Vorticities measurements at $X/L=3.5$

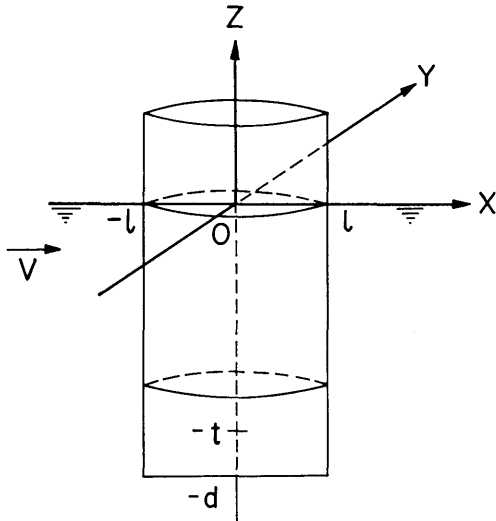


Fig. 4 Coordinate System

めに、30mmφ の rotor 型渦度計を使って波くずれ後方の自由表面付近について渦度計測を行った。この

ときの計測点を Fig. 3 に示す。

3. Michell 近似による造波抵抗計算方法

模型の水線面形状は円弧であるから、Fig. 4 に示す $0-xyz$ 直交座標系を用いると、柱体表面は次式で表わされる。

$$y(x, z) = \frac{b^2(z) - l^2}{2b(z)} + \sqrt{\left\{ \frac{b^2(z) + l^2}{2b(z)} \right\}^2 - x^2} \quad \dots\dots(1)$$

ここで、 $l=L/2$

$$b(z) = \begin{cases} B/2 & (-0.8\text{m} \leq z \leq 0.4\text{m}) \\ \frac{z+1.2}{0.8} B & (-1.2\text{m} \leq z \leq -0.8\text{m}) \end{cases}$$

これから、Michell 近似による柱体中心面 ($y=0$) 上の吹出し $\sigma(x_0, z_0)$ の分布を、深さ方向には一様とし、

$$\frac{\sigma(x_0, z_0)}{V} \doteq \frac{\sigma(x_0)}{V} \doteq -1.4670x_0 - 0.78927x_0^3 \quad \dots\dots(2)$$

ただし、 $-0.4\text{m} \leq x_0 \leq 0.4\text{m}$
 $-1.0\text{m} \leq z_0 \leq 0.0\text{m}$

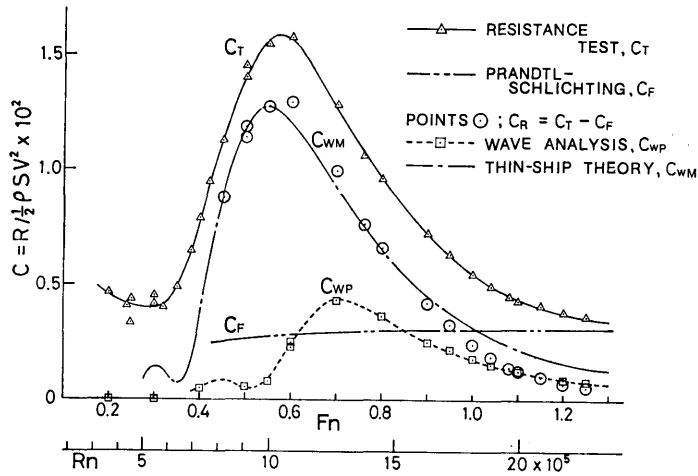


Fig. 5 Results of Resistance Experiments at $d=1.2$ m

によって近似し、Havelock Type の Green 関数⁶⁾ を使って造波抵抗を計算した⁷⁾。

4. 全抵抗計測および遠方流場計測の結果

4.1 全抵抗計測結果

抵抗試験の結果を Fig. 5 に示す。ここで解析には、浸水表面積 S として静止状態におけるそれではなく航走状態における船側波形より求めたものを使用した。また、摩擦抵抗としてはレイノルズ数 R_n が $0.2 \sim 2.4 \times 10^6$ と小さく、実験点が遷移域に入っていると思われたので、下記の Prandtl-Schlichting の滑平板摩擦抵抗係数算出式 (遷移点 $R_n = 5.0 \times 10^5$) を使用した⁸⁾。

$$C_F = 0.455(\log_{10} R_n)^{-2.58} - 1700/R_n \dots (3)$$

全抵抗係数 C_T は、 $F_n = 0.30$ で hollow, $F_n = 0.58$ 付近で last hump になり、 $F_n = 0.6$ より高速では漸次減少している。なお、 $F_n = 0.3$ 以下では計測値にばらつきが見られた。

剰余抵抗係数 C_R は $F_n = 0.58$ 付近で hump となり全抵抗の約 80% を占めている。この割合は last hump を越えると減少し、 $F_n = 1.0$ 以上になると摩擦抵抗の割合の方が逆に大きくなっている。

4.2 船側波形計測結果

計測された船側波形を Fig. 6 に示す。 $F_n = 0.3$ までは波高が小さく柱体中央でくぼんだ形の前後対称波が目立っている。 $F_n = 0.4 \sim 0.55$ では全体的に船首付近より波高が直線的に減少し、船尾部では柱体中央後

部より発生した波くずれの波が重なりもり上がりを見せている。 $F_n = 0.6$ 以上になると波くずれの発生点は柱体から離れ柱体後方に移動し (Fig. 7)、船首の Spray の山を除いて、船側波形は直線的な形状となっ

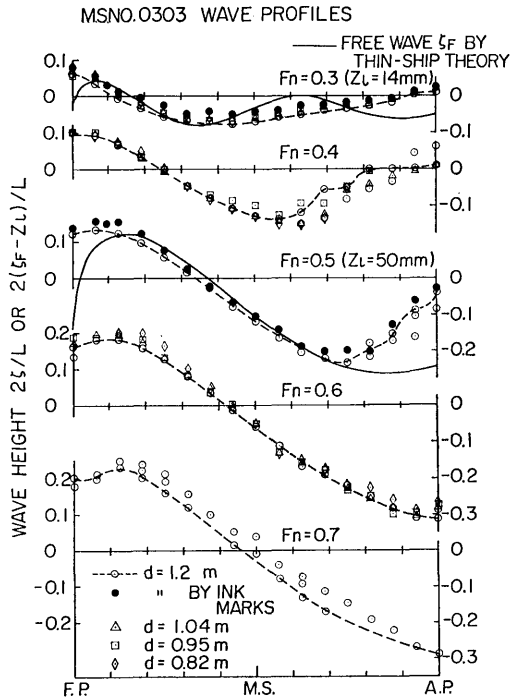


Fig. 6-1 Wave Profiles on Strut Surface at Various Speeds ($F_n = 0.3 - 0.7$)

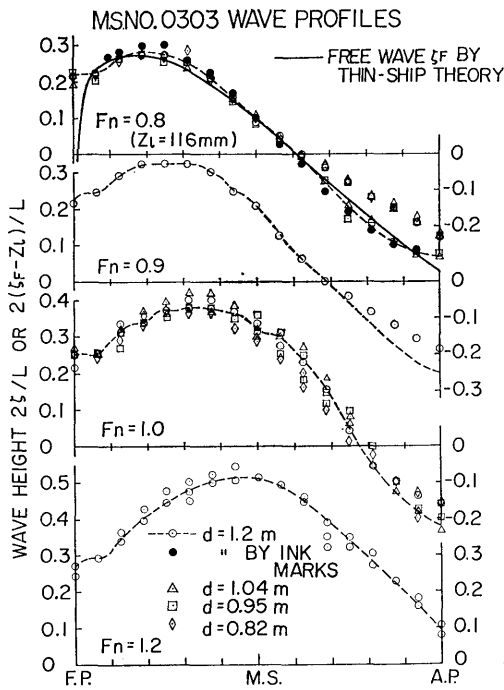


Fig. 6-2 Wave Profiles on Strut Surface at Various Speeds ($F_n=0.8-1.2$)

ている。さらに高速になり $F_n=0.8$ を越えると、柱体船首から発生する film 状の spray が大きくなり波形は山形となる。また、その spray 波は高速になるにつれその厚さが薄くなり、波頂がくずれ、波形は不安定となる。さらに $F_n=1.1$ を越えると spray 波が柱体船尾より飛び散るようになる。

この船側波形より求めた浸水表面積を Fig. 8 に示す。 $F_n=0.53$ 付近まで静止時のそれより漸次減少し、

そこから逆に増加している。 $F_n=0.72$ 付近を越えると静止時の面積より大きくなり、特に spray 波が大きくなった $F_n=1.2$ では、浸水表面積は静止時の面積の約13%増になっている。このため、抵抗係数は静止喫水における浸水表面積で無次元化したものより $F_n=0.53$ 付近で大きく、 $F_n=0.8$ 以上で小さくなる。

4.3 波形解析結果

計測された波形の一例を Fig. 9 に示す。 $F_n=0.3$ の波高は、全般的に $F_n>0.3$ の高速の場合に比べ、小さい。また、 $F_n=0.5$ の波形も柱体船尾より発生した波くずれのため cusp line との交点付近の $2X/L=14$ 付近から波高が小さくなっている。 $F_n=0.8$ の場合は $2X/L=14.2$ で文字通り cusp を示し、波形は波長が長いために比較的単調である。

Newman-Sharma による Longitudinal Cut Method による振幅関数を Fig. 10 に示す。 $F_n=0.7$ 以下の速度では素成波の振幅成分は 60° 以上の角度では小さくなっている。一方、 $F_n=0.9$ 以上になると大角度の素成波成分が目立ってくる。これは $F_n=0.6$ 以上になると横波より発散波の方が顕著になる観察結果に対応している。

これから計算された波形造波抵抗係数 C_{WP} を Fig. 5 (■印破線) に示してある。 $F_n=0.7$ で hump になっており、剰余抵抗係数 C_R (●印) に比べると $F_n=0.9$ 以下で著しく小さく、hump の位置も異なっている。また、Fig. 11 には計測位置 Y に対して船長 L で無次元化した造波抵抗係数 C_{WP-L} の変化を示してある。 $F_n=0.5$ では波くずれが柱体船尾から発生しているため C_{WP-L} は全体的に小さい。一方、 $F_n=0.7$ 以上の場合、大きな波くずれは柱体から離れたところ ($2X/L \approx 5$, $2Y/L \approx 4$ 付近) で発生しているた

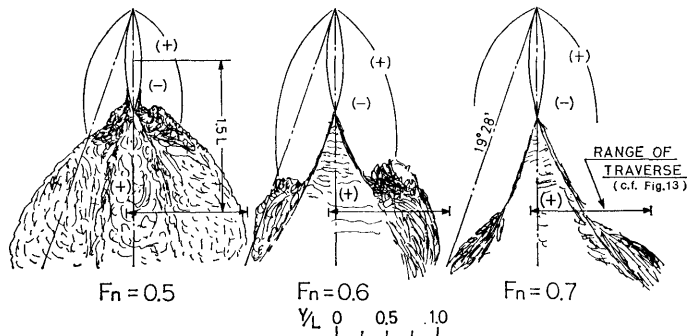


Fig. 7 Sketches of Wave Breaking Phenomena

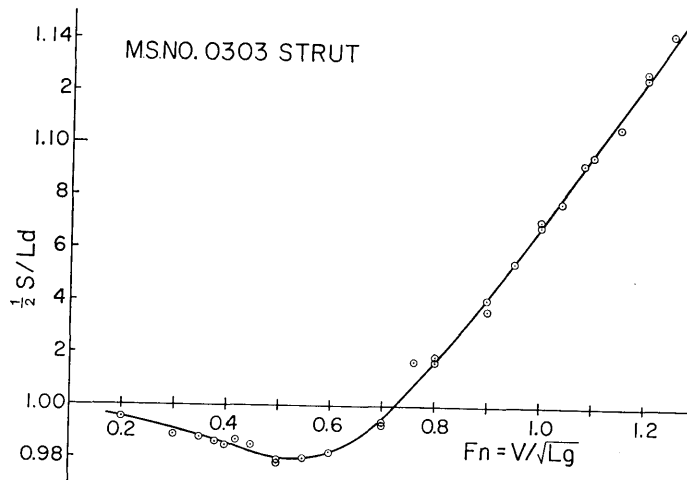


Fig. 8 Wetted Surface Area Obtained from Wave Profiles

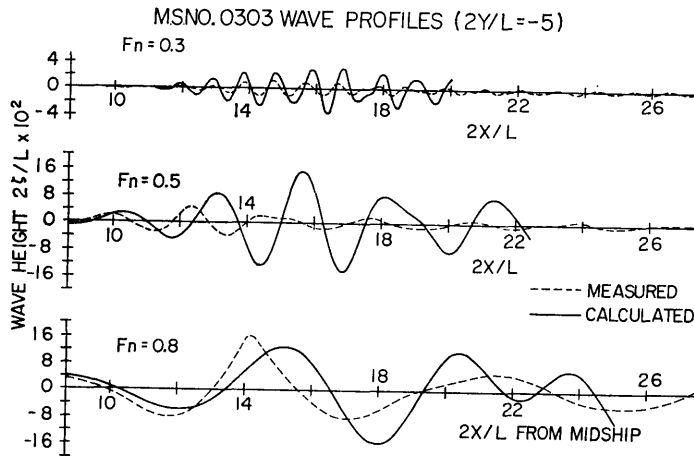


Fig. 9 Wave Profiles on Longitudinal Cut Line

め、波くずれの内側では C_{WP-L} は比較的大きく、外側ではほぼ一定の値を示している。

4.4 Michell 造波計算結果と実験との比較

計測された後続波形 (Fig. 9 の破線) と Michell 計算波形 (同実線) を比較すると、 $F_n = 0.3, 0.5, 0.8$ とも計測波形は計算波形に比べ小さい。特に $F_n = 0.5$ の場合、計算波形では船首尾波の干渉により $2X/L = 15.5$ 付近で波高が最大になっているのに対し、計測波形は波くずれのため、逆に小さくなっている。また、 $F_n = 0.8$ の計測波形には計算波形に見られる高周波成分は見られない。このことは、 $F_n = 0.8$ 以上では波くずれが発散波の crest line 上によって発生している観

察結果と関連していると思われる。

次に振幅関数 (Fig. 10) を見ると、波形解析結果 (破線) は計算結果 (実線) に比べ $F_n = 0.7$ 以下で非常に小さくなっている。また、 $F_n = 0.8$ 以上では素成波の角度 60° 以上の成分が大きく減衰している。

そして、Fig. 5 に示した波形造波抵抗係数 C_{WP} は Michell 造波抵抗計算値 C_{WM} (一点鎖線) と $F_n = 0.8$ 以下で著しく異なるが、剰余抵抗係数 C_R は計算値 C_{WM} とほぼ同程度の値となっている。

なお、参考のために計算した自由波成分による船側波形 (Fig. 6 の実線) は、peak to peak の振幅および波形が計測波形 (同破線等) と類似している。

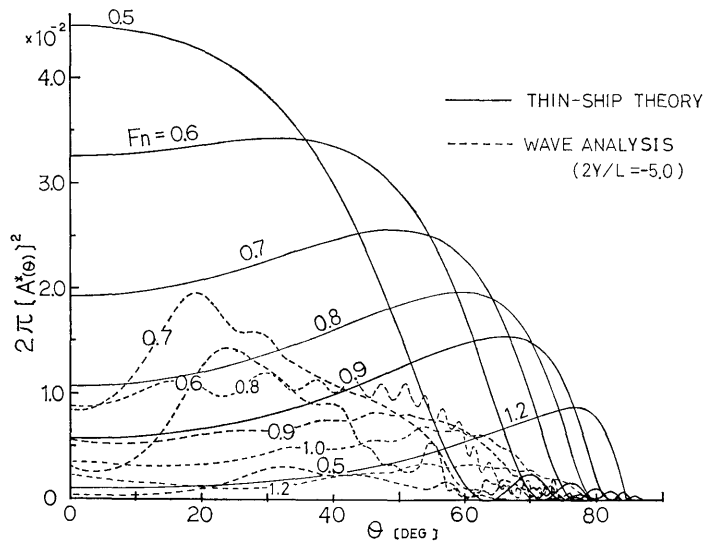
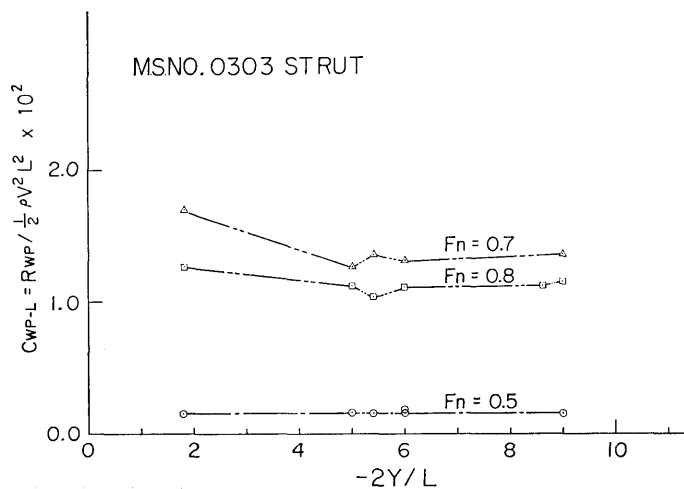


Fig. 10 Wave Spectrum of Strut

Fig. 11 Results of Wave Analysis with Various Y

4.5 喫水変化に対する抵抗・波形計測結果

四種類の喫水 d に対する抵抗係数を船長で無次元化して Fig. 12 に示す。抵抗計測による全抵抗係数 C_{T-L} (実線) は $d/L=1.2$ より深いところでは喫水変化に対しほぼ直線的に変化している。その傾斜は C_{T-L} の大きい $F_n=0.6$ (●印) で最も急で、 C_{T-L} が小さくなるにつれゆるやかになっている。波形造波抵抗係数 C_{WP-L} (破線) は $F_n=0.6$ でほぼ一定であり、 $F_n=0.8$ (■印) 及び $F_n=1.0$ (◆印) では全

抵抗と同様に直線的に変化している。一方、Michell 造波抵抗係数 C_{WM-L} (一点鎖線) は $F_n=0.4$ (▽印) で一定であり、 $F_n=0.6$ 及び $F_n=0.8$ でゆるやかに変化している。

また、Fig. 6 に示す船側波形は喫水変化に対し、計測点がばらついているが、ほぼ一定である。

以上の結果より、喫水が波長 $\lambda(=2\pi V^2/g)$ より大きい場合はこの strut の造波抵抗は喫水変化に対しほぼ一定と考えられる。したがって $F_n=0.4(\lambda/L=1.0)$

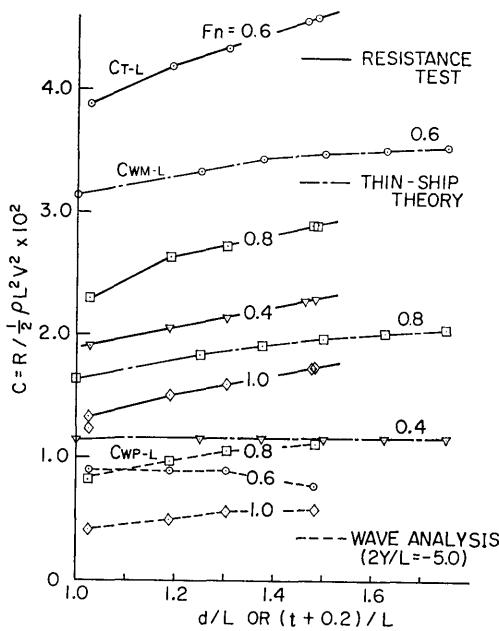


Fig. 12 Results of Resistance Measurements with Various d

以下の速度では、喫水変化 Δd に対する全抵抗の変化 ΔR_T は、造波抵抗を除いた粘性などによる抵抗の変化と考えられる。この仮定より計算した抵抗係数 $C_{V-d} (\Delta R_T / \rho \Delta d L V^2)$ は、 $F_n = 0.3$ の時 0.40×10^{-2} 、 $F_n = 0.35$ の時 0.40×10^{-2} 、 $F_n = 0.4$ で 0.42×10^{-2} 、 $F_n = 0.45$ で 0.49×10^{-2} となる。この値と Fig. 5 の抵抗係数とを比較すると、 $F_n = 0.4$ 以下の値 C_{V-L} は Fig. 5 の全抵抗係数 C_T とほぼ同程度であり、この速度以下では造波抵抗が非常に小さいことを裏づけている。

4.6 船尾後流計測結果

剰余抵抗と波形造波抵抗との差の原因を調べるために、違いの大きい $F_n = 0.7$ 以下の5つの速度に対して行った船尾後流計測の結果を Fig. 13 に示す。この図と波くずれの様子を示した Fig. 7 を比べて見ると、総圧損失の分布位置と波くずれの発生位置が対応していることがわかる。すなわち、 $F_n = 0.5$ では波くずれが船尾から大きく広がっているのに対し、総圧損失もかなり広い範囲に分布している。また、 $F_n = 0.6$ では波くずれは柱体より離れた、 $Y/L = 0.7 (Y = 0.56m)$ 付近で顕著であるのに対して、 $Y = 0.5m$ 付近に大きな総圧損失が見られる。一方、 $F_n = 0.7$ の場合総圧損失は柱体後方に少ししか見られない。これは、計測位

置が大きな波くずれの発生する前にあるためである。

次に $F_n = 0.5$ に対する総圧損失の分布の様子と渦度計測の結果を Fig. 14 に示す。水面付近で総圧損失は船首波の cusp line 近くまで広がっているが、0.15 m 以下の深さでは柱体後方の極く狭い範囲にしか見られない。このことは、総圧損失を幅方向に積分した形 Fig. 15 で見ると量的にはっきりする。この単位深さ当りの総圧損失は、0.20m 以下の深さではほぼ一定である。また、水面付近の総圧損失は後方の計測位置 $X/L = 3.5$ では少し減衰している。一方、渦度 $\omega = 4\pi NL/V$ (N は回転数) (図の二点鎖線) は、 $X/L = 1.5$ では総圧損失の大きいところで多少計測されたが非常に小さく、 $X/L = 3.5$ でほとんど計測されなかった。

また、 $F_n = 0.7$ に対する総圧損失の分布と渦度計測の結果を Fig. 16 および Fig. 17 に示す。総圧損失は柱体後方と $Y = 0.6m \sim 1.4m$ の範囲の水面近くに見られ、単位深さ当りの総圧損失は0.20m 以下の深さでは水面付近の値に比べて小さい。渦度は $Y = 0.65m$ お

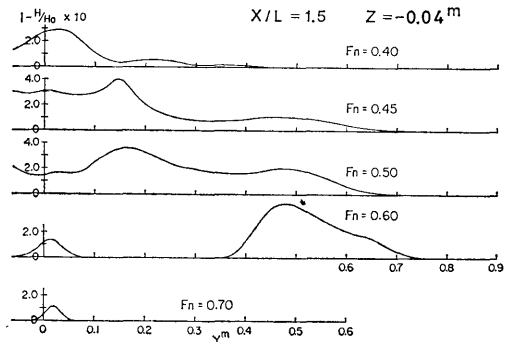


Fig. 13 Head Loss Distributions at Various Speeds, $Z = -0.04 m$

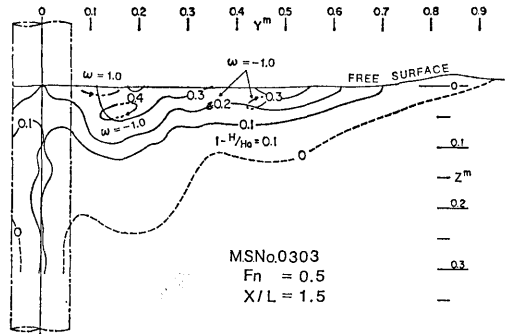


Fig. 14-1 Head Loss Distribution at $F_n = 0.5$, $X/L = 1.5$

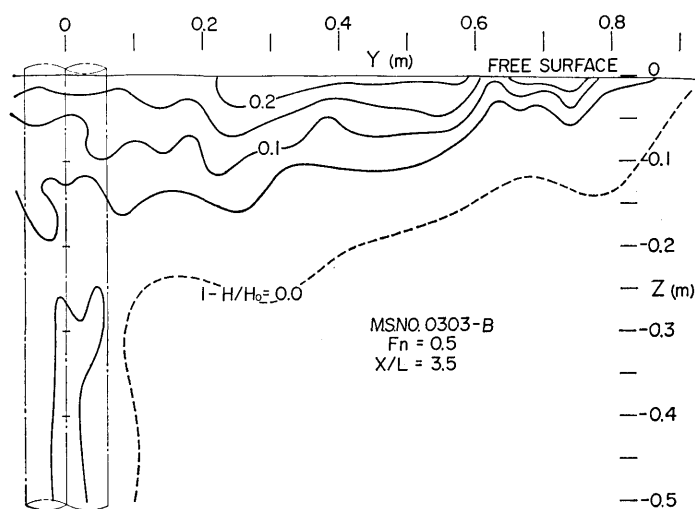


Fig. 14-2 Head Loss Distribution at $F_n=0.5$, $X/L=3.5$

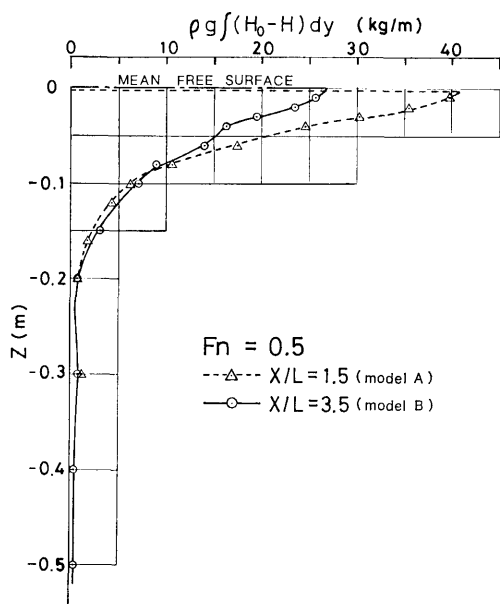


Fig. 15 Vertical Distributions of Head Loss on Strut at $F_n=0.5$

よび0.82m付近で非常に小さいものが計測された。

これらの結果から、水面付近の大部分の総圧損失は波くずれによるものであり、深さが深くなると波くずれによる総圧損失は小さくなり、深い計測位置での総圧損失は大部分粘性によるものと考えられる。また、渦による計測面の流速の ν , z 成分は小さい。そこで、

単位深さ当りの総圧損失は波くずれの影響の小さい最も深い計測位置以下では一定と考え、また、strutの粘性抵抗 C_{VW} はこの単位深さ当りの総圧損失を平均水面より $d-0.2m$ の深さまで積分した値であると仮定して行った解析結果を抵抗解析と比較してFig. 18に示す。粘性抵抗係数 C_{VW} はPrandtl-Schlichtingの摩擦抵抗 C_F とほぼ同程度であり、全総圧損失の積分値 C_{wake} は全抵抗から波形造波抵抗を引いた C_T-C_{WP} と同程度の値となっている。すなわち、剰余抵抗と波形造波抵抗との差 C_R-C_{WP} は、波くずれによる総圧損失より求めた抵抗 $C_{WB}(=C_{wake}-C_{VW})$ にほぼ等しくなっている。

5. 柱体近傍での抵抗

5.1 抵抗分離の方法

全抵抗計測と遠方流場計測の比較を行った結果、柱体の造る波には著しい波くずれが発生し、伝播する波が小さくなり、そのため波形造波抵抗が小さくなることがわかった。一方、その波くずれの後方には大きな伴流域が形成され、その伴流抵抗と波形造波抵抗との和は全抵抗とほぼ等しいという結果が得られた。

柱体近傍での全抵抗 R_T は、抵抗解析により摩擦抵抗 R_F と剰余抵抗 R_R に分けられる。

$$R_T = R_F + R_R \quad \dots(4)$$

この柱体の場合、形状抵抗は小さいと考えられるから³¹⁾⁹⁾、剰余抵抗は造波抵抗にほぼ等しいと考えられ

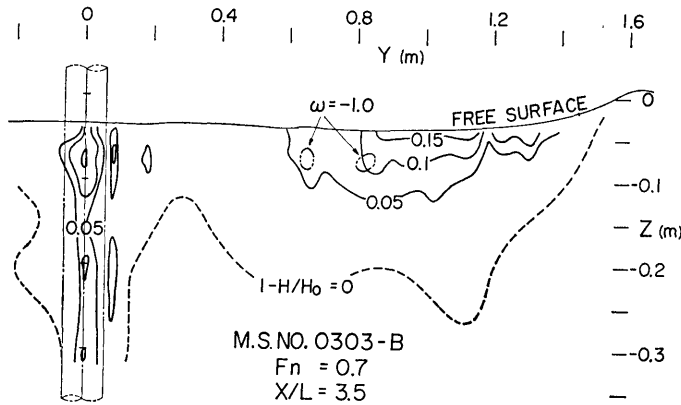


Fig. 16 Head Loss Distribution at $F_n=0.7$, $X/L=3.5$

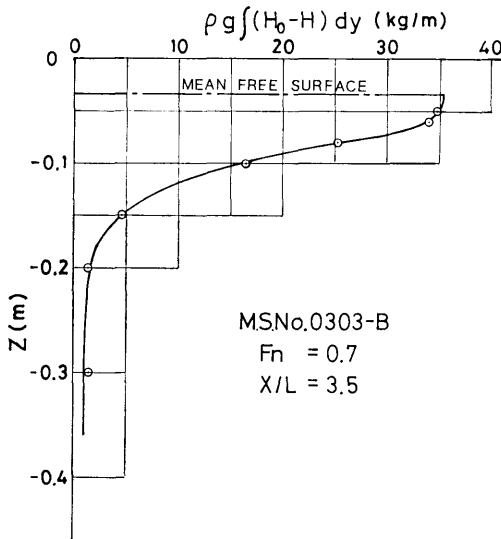


Fig. 17 Vertical Distribution of Head Loss on Strut at $F_n=0.7$

る。

$$R_R \approx R_W$$

$$\therefore R_T = R_F + R_W \quad \dots\dots(5)$$

また、遠方での全抵抗は、後続波形解析と後方伴流解析により、波形造波抵抗 R_{WP} と伴流抵抗 R_{wake} に分けられる。

$$R_T = R_{WP} + R_{wake} \quad \dots\dots(6)$$

抵抗試験と波形計測結果によれば、遠方での造波抵抗 R_{WP} は柱体近傍での造波抵抗 R_R に比べて非常に小さい。一方、Michell 近似による造波抵抗計算値 R_{WM} は剰余抵抗とほぼ等しい。

(156)

$$R_{WP} \ll R_R$$

$$R_{WM} \sim R_R \quad \dots\dots(7)$$

このことは、柱体近傍と遠方との間で造波抵抗の一部が何らかの原因で他の抵抗成分 R_X に変換されたと考えられる。

$$R_{WP} = R_W - R_X \quad \dots\dots(8)$$

また、近傍における粘性摩擦抵抗を与える流体の運動量損失は、遠方において伴流抵抗を形成する。後流計測の結果によれば、伴流抵抗 R_{wake} は摩擦抵抗 R_F に比べ非常に大きい。すなわち、このことより伴流抵抗には粘性によるもの以外の成分 R_Y が含まれていると考えられる。

$$R_{wake} = R_F + R_Y \quad \dots\dots(9)$$

すると、造波抵抗 R_{WP} と伴流抵抗 R_{wake} との和は

$$\begin{aligned} R_{WP} + R_{wake} &= (R_W - R_X) + (R_F + R_Y) \\ &= (R_F + R_W) + (R_Y - R_X) \quad \dots\dots(10) \end{aligned}$$

となり、(5)、(6)式から R_X と R_Y は等しいこととなる(これらの抵抗成分は、波くずれ現象と関連しているの R_{WB} とおく)。

$$R_X = R_Y \equiv R_{WB} \quad \dots\dots(11)$$

以上のことから、この柱体の造波抵抗は、波発生時には剰余抵抗または Michell 造波抵抗とほぼ同程度の大きさを持ち、波くずれによって波形造波抵抗と伴流抵抗の一部 R_{WB} に変換されると考えることができる。

$$\begin{aligned} R_W &= R_R \\ &= R_{WP} + R_{WB} \quad \dots\dots(12) \end{aligned}$$

このことを確かめるために、柱体近傍での抵抗分離を

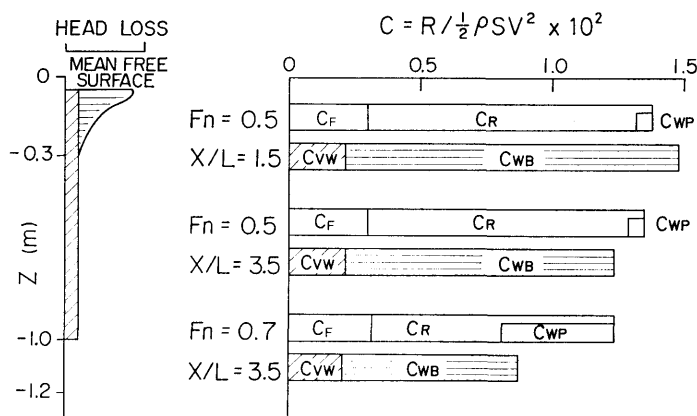


Fig. 18 Resistance Components Obtained by Wake Survey

試みた。近傍での全抵抗は、粘性による切線抵抗としての摩擦抵抗 R_f と、粘性圧力および波動圧力による法線抵抗としての圧力抵抗 R_P に分けられる。さらに、この柱体の場合、粘性圧力抵抗が小さいものと考えられ、圧力抵抗は造波抵抗にはほぼ等しいと考えられる。

$$R_T = R_f + R_P \quad \dots\dots(13)$$

$$R_P \approx R_W \quad \dots\dots(14)$$

そして、摩擦抵抗は、計測を行うことができなかったため、二次元境界層計算によって推定することにした。また、造波抵抗は、柱体表面圧力計測と理論計算

により検討を行う。理論計算は高速のため柱体近傍では波高が大きいので、自由表面非線型影響を考慮している Guilloton 法によって行った。

5.2 摩擦抵抗

断面が深さ方向に変化していない柱体の場合、特に深いところでは波動の影響が小さく、流れは二次元的であると仮定できる。そこで、均一流体中におかれている二次元物体表面上に発達する境界層を積分的解法によって計算し、柱体の摩擦抵抗の検討を試みた。

計算としては、非揚力体まわりのポテンシャル計算¹⁰⁾によって求めた柱体表面の流速分布を境界層外端の

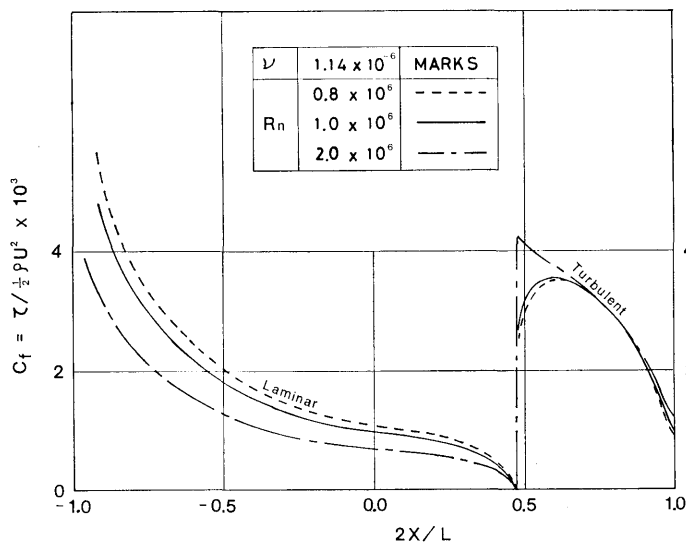


Fig. 19 Local Skin Friction Coefficients

Table 3 Coefficients of Frictional Resistance

$R_n = VL/\nu \times 10^{-6}$		0.8	1.0	2.0
$C_f \times 10^2$	Prandtl-Schlichting	0.253	0.277	0.309
	2-D Boundary Layer Theory	0.234	0.218	0.183

流速とみなして、柱体先端から、層流計算、遷移あるいは層流はく離の判定、そして乱流計算を行った。石田¹¹⁾にならって、計算方法を Appendix 1 に示す。全摩擦抵抗係数 C_f は、局部摩擦抵抗係数 c_f の x 軸成分を長さ方向に積分して求められる。

局部摩擦抵抗係数 c_f を Fig. 19 に、全摩擦抵抗係数 C_f の値を Table 3 に示す。柱体後端から約 1/4 船長 ($2X/L=0.47$) のところで、層流はく離の条件によりはく離している。また、はく離点より乱流境界層が発達するという仮定により、局部摩擦抵抗係数 c_f は不連続的になっている。全摩擦抵抗係数 C_f は、Prandtl-Schlichting の平板摩擦抵抗係数 C_F に比べ小さい。しかし、波などの影響のために、実際は層流はく離する前で乱流に遷移すると考えられ、この値 C_f は多少大きくなると考えられる⁹⁾。

以上の考察により、この柱体の摩擦抵抗係数は、Order として遷移域に対する Prandtl-Schlichting の平板摩擦抵抗係数とはほぼ等しいと考えられる。

5.3 圧力抵抗

5.3.1 圧力抵抗と造波抵抗との関係

非圧縮、非粘性の渦なし流れにおいては速度ポテンシャルが存在する。Fig. 4 に示す柱体固定座標において、 x 方向の一様流を V 、攪乱速度ポテンシャルを ϕ とするとき、船体表面 S_H 上の圧力 p による圧力抵抗は、直接積分により

$$R_P = \iint_{S_H} p n_x dS \quad \dots\dots (15)$$

である (n_x は S_H 上の内向法線 n の x 軸との方向余弦)。一方、運動量定理により、この式は柱体より遠く離れたところで、次の式

$$= -\frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^0 \left\{ -\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2 \right\} dz - \frac{1}{2} \rho g \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^2 dy \quad \dots\dots (16)$$

に等しい。ここで ζ は波高、 ρ は流体密度、 g は重力加速度である。さらに、(16)式は、 x 軸と θ の角をなして進行していく自由波の 2 次元成波の振幅を与

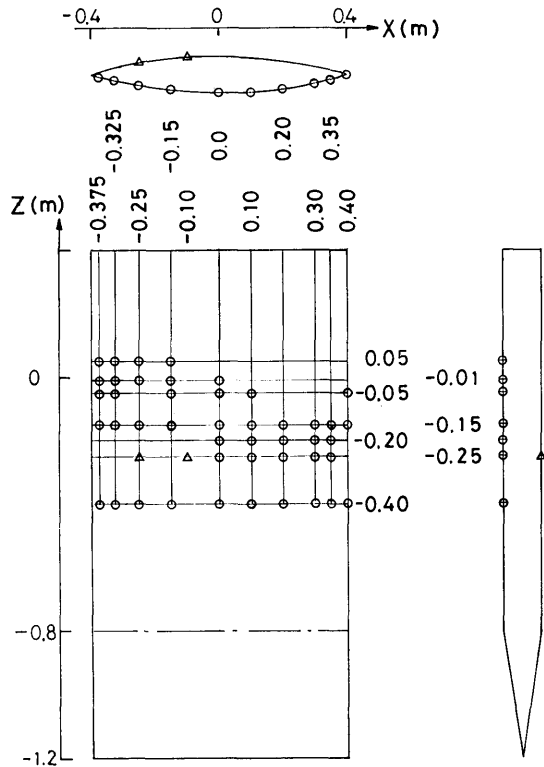


Fig. 20 Positions of Pressure Hole

える振幅関数 $A(\theta)$ を用いて

$$R_P = \pi \rho V^2 \int_0^{\pi/2} |A(\theta)|^2 \cos^3 \theta d\theta \quad \dots\dots (17)$$

と書き表わされる¹²⁾。すなわち、粘性がない場合、圧力抵抗は、波形解析や Michell 近似により得られる振幅関数 $A(\theta)$ によって計算される造波抵抗 R_W に等しい。

この柱体の場合、造波に及ぼす粘性の影響は小さいと考えられ、また、深い所では波動の影響も小さく無限流体中のポテンシャル流れが仮定できる (Appendix 2)。そこで、この仮定が成立しない波動の影響が大きい、喫水の浅いところの圧力を計測し、理論計算結果との比較を試みた。

5.3.2 柱体表面圧力計測の概要

圧力計測は、柱体表面に 47 点の圧力孔を設け (Fig. 20)、スキヤニバルブおよび半導体圧力計 (容量 0.5kg/cm³, 精度 0.1%) を用いて行い、圧力はペンレコーダに記録された。試験状態は、喫水 $d=1.20 \sim 1.205m$, 速度 $F_n=0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ である。

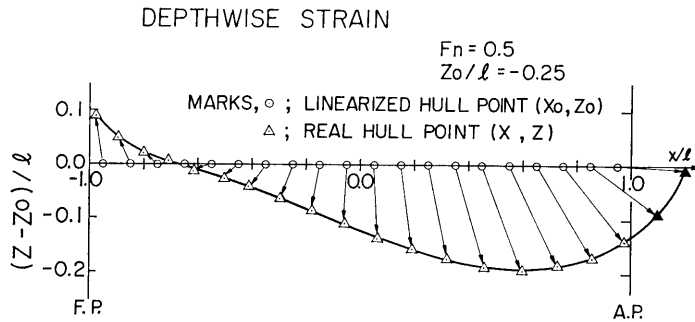


Fig. 21 Corresponding Points of Real Hull to Linearized Hull

5.3.3 圧力造波抵抗の計算方法

Thin-ship theory における自由表面条件は、変形された水面 $z=z_0$ でなく、静水面 $z=0$ で与えられている。また、船体表面条件には波の影響は考慮されていない。したがって、高速柱体の場合、柱体遠方では $z=0$ と近似することが可能であるが、近傍では波高が大きいので何らかの波の影響を考慮する必要がある。また、Thin-ship theory は、理論の仮定上、静

水面 $z=0$ 以上では圧力を計算することはできない。

そこで、G. E. Gadd¹¹⁾によって提案された Guilloton 法により、柱体表面圧力を計算し、圧力積分によって造波抵抗を求める。現在の Guilloton 法は、平底の影響を考慮することは困難であるが、この柱体の場合、底の造波への影響は小さいと考えられ、なおかつ平底はないので、Guilloton 法は十分適用可能と思わ

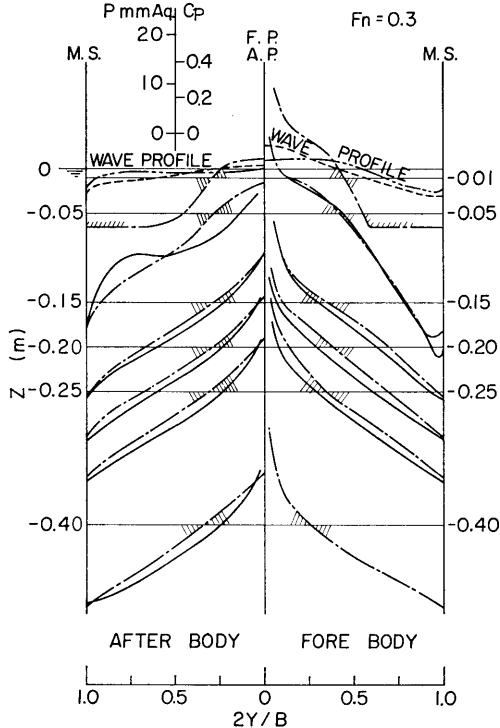


Fig. 22-1 Calculated and Measured Pressures on Strut Surface at $F_n=0.3$

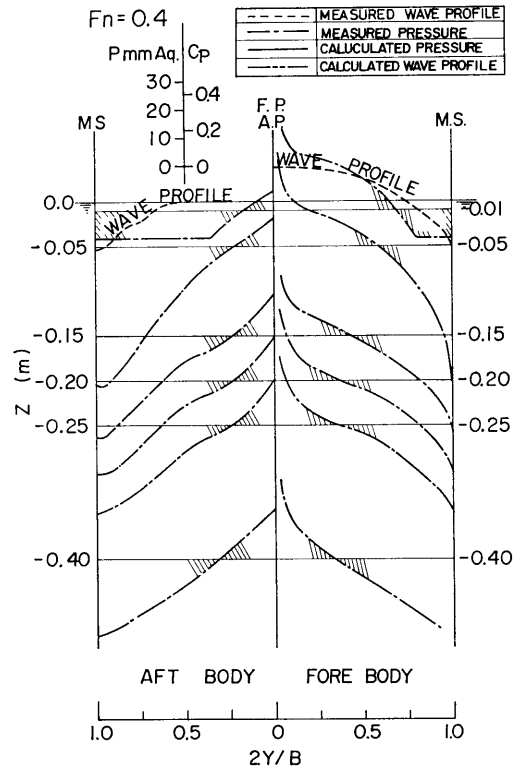


Fig. 22-2 Measured Pressures on Strut Surface at $F_n=0.4$

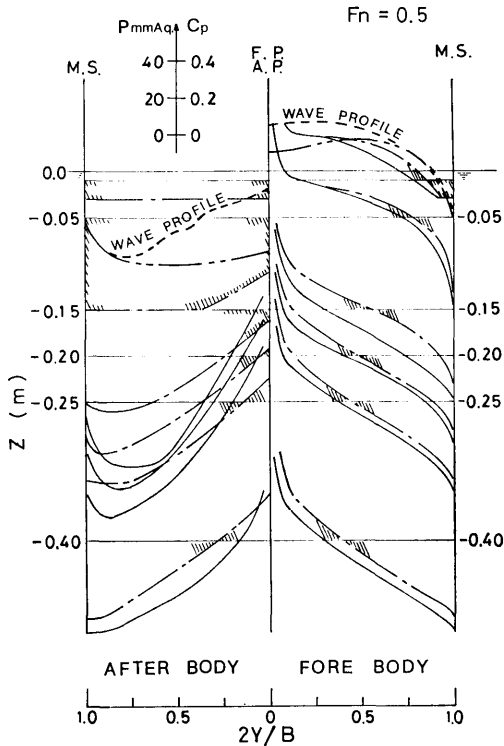


Fig. 22-3 Calculated and Measured Pressures on Strut Surface at $F_n=0.5$

れる。

計算方法の概略を Appendix 3 に示す。数値計算は、Linearized hull として柱体中心面を船長方向に 20 等分、喫水方向に $z_0/l=0.0, -0.5, -1.25, -2.0, -2.5, -3.0$ の線で 5 分割した 100 個の Mesh panel を用いて行った。また、 $z_0/l=0.0, -0.05, -0.25, -1.0, -2.0, -3.0$ で分割した場合も計算した。各 Mesh 上では吹出し強さ $\sigma(x_0, z_0)$ は一様とし、攪乱速度成分 u, w および $\partial u/\partial x$ の計算における波動成分の項の面積分の値は、その Mesh の中心点の値で近似して行った。また、Mesh の中心点 (x_0, z_0) を Guilloton 座標変換によって柱体表面上に変換した時、対応する点 (x, z) が柱体表面上にない場合 (Fig. 21 の ▲印) は、その Mesh 上の吹出し強さを強制的に零にして計算を行った。

5.3.4 圧力計測結果と計算結果との比較

計測から得られた圧力 $C_p (=p/1/2\rho V^2)$ を、船側波形と合せて、Guilloton 法の計算値と比較したものを Fig. 22 に示す。これらの結果は、計測点が少な

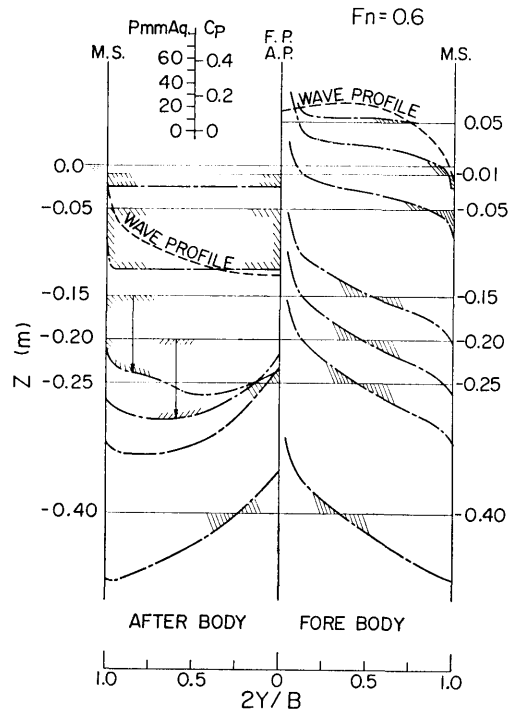


Fig. 22-4 Measured Pressures on Strut Surface at $F_n=0.6$

く、ばらつきがあったので、船長方向および深さ方向の圧力分布を fairing して求められた。船首側では各フルード数とも、計測値 (一点鎖線) と計算値 (実線) の傾向は非常に似ており、計測位置が深くなるに従って $C_p=0$ の位置が Midship から F.P. の方に移動している。また、船尾側でも、柱体船尾付近で波くずれの発生した $F_n=0.5$ 以外の速度では、計測値と計算値の傾向は比較的良く合っている。 $C_p=0$ の位置は、船首側とは逆に、深くなるにつれて A.P. より Midship の方に移動している。一方、船側波形は、 $F_n=0.7$ および $F_n=0.8$ の船首側と $F_n=0.5$ の波くずれが発生して大きく違っている部分以外は、4 速度とも計測値 (破線) と計算値 (二点鎖線) は比較的良く合っている。一方、深さ方向の圧力分布 (Fig. 23) から外挿して求めた船側波形の値 (Fig. 24 の ▲印) は、計算波形 (同実線) に近くなる。したがって、高速において、圧力計測値が計算値と良く合っているのに対し、船首船側波形が大きく異なっているのは、計測波形が Spray によって見掛け上大きく計測

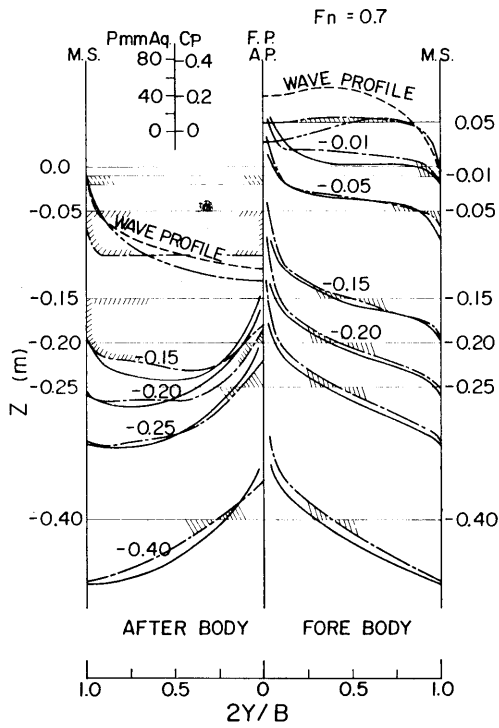


Fig. 22-5 Calculated and Measured Pressures on Strut Surface at $F_n=0.7$

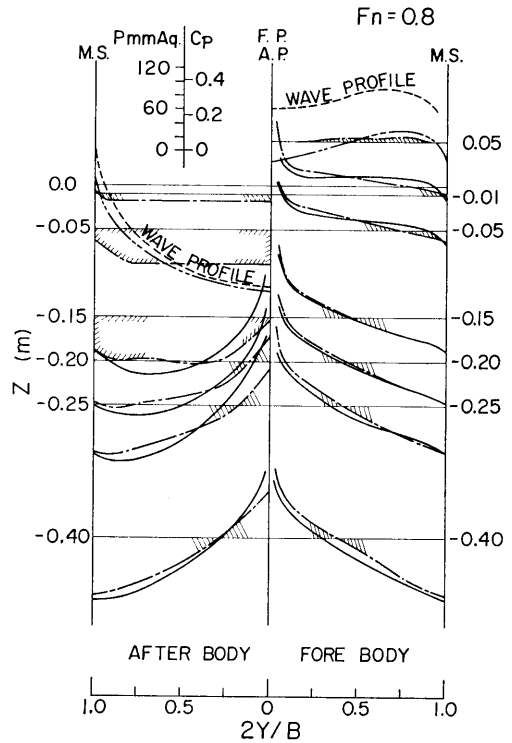


Fig. 22-6 Calculated and Measured Pressures on Strut Surface at $F_n=0.8$

されているためと考えられる。

Body plan 上の圧力分布 (Fig. 22) を幅方向に積分して求めた単位深さ当りの圧力抵抗 $\int p dy$ を Fig. 25 に示す。船首船側波形の peak の位置から大きくなり始めた $\int p dy$ は、船尾波形の最下位付近で最も大きくなり、それより深くなると急激に小さくなっている。また、 $z=0.2m$ までの水面付近に全圧力抵抗の半分以上の量が集中している。

さらに、 $z=0.4m$ 以下の値を計算値によって推定して、深さ方向に積分して求めた圧力抵抗 C_P を Fig. 26 に示す。計測圧力抵抗抵抗係数 C_P (●印) は、剰余抵抗係数 C_R (実線) に比べ、多少小さめにしているが、比較的良く合っていると云える。また、Guilotton 法による圧力造波抵抗係数 C_{Pg} (○印) は、 $F_n=0.5$ で C_R にはほぼ等しく、 $F_n=0.7, 0.8$ で C_P と同程度の大きさになっている。

以上のことから、「造波起源において、この柱体の造波抵抗は、剰余抵抗と同程度の大きさである」という仮定は正しいと考えられる。また、その値は Guil-

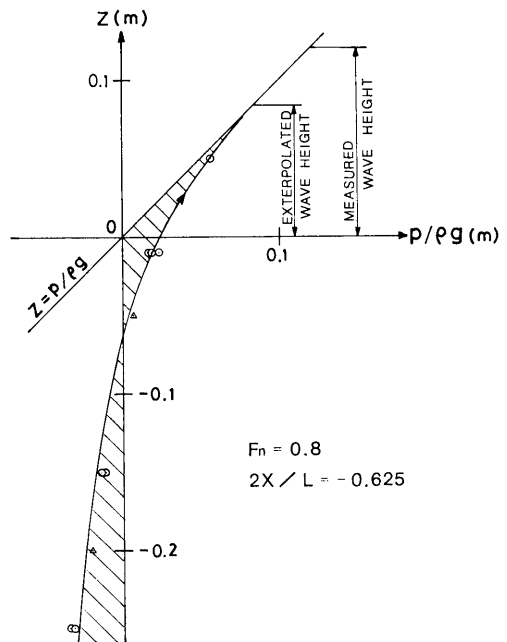


Fig. 23 Depthwise Pressure Distribution

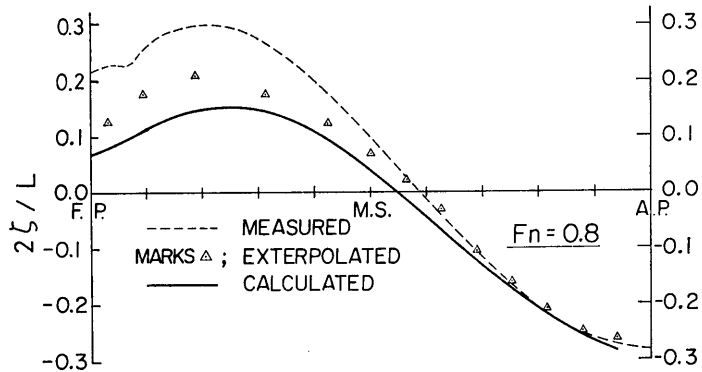


Fig. 24 Exterpolated Wave Profile Compared with Measured Profile on the Hull Surface

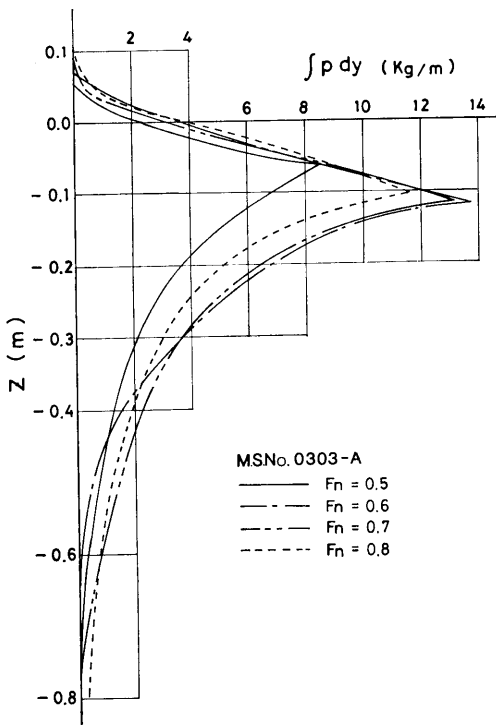


Fig. 25 Vertical Distributions of Pressure on Strut at Various Speeds

loton 法による造波抵抗値とほぼ等しいと思われる。

5.3.5 Guilloton 法と Michell 近似による造波抵抗計算結果の比較

柱体中心面上の吹出し分布 σ/V の例を Fig. 27 に示す。水面近くの $z_0/l = -0.025$ では、 $F_n = 0.3$ 特に $F_n = 0.5$ の船尾側で Guilloton 法による吹出し分布

(実線) は、Michell 近似 (一点鎖線) と大きく異なっているが、 $F_n = 0.7, 0.8$ と高速になるにつれて直線的傾傾向を示し Michell 近似に近づいている。一方、比較的深い $z_0/l = -1.50$ では、Guilloton 法の吹出し分布は、速度に関係なくほぼ一定であり、二重模型近似 (破線) のそれに似ている。

これより求めた、振幅関数を Fig. 28 に示す。Guilloton 法による結果 (破線) は、Michell Theory による値 (実線) に比べ、素成波の角度の大きい方にずれているが、大きさはほぼ等しい。また、この振幅関数より求めた Guilloton 法による造波抵抗係数 C_{WG} (Fig. 26 の Δ 印) は、圧力積分より求めた圧力造波抵抗係数 C_{PG} より多少大きいと同程度の大きさであり、Michell 近似による造波抵抗係数 C_{WM} (Fig. 26の一点鎖線) にほぼ等しい。

6. ま と め

高速で航走する、深喫水柱体について抵抗分離を行った結果をまとめると、以下ようになる。

- (1) 乱流促進の行われていない柱体の摩擦抵抗の Order は、遷移域に対する Prandtl-Schlichting の平板摩擦抵抗にほぼ等しいと考えられる。
- (2) 粘性圧力抵抗が小さい柱体の場合、後方で波くずれが発生した時の造波抵抗は、柱体近傍の造波起源において剰余抵抗と同程度の値をもち、遠方では波くずれのため、波形造波抵抗と伴流抵抗の一部となる。
- (3) 薄い高速柱体の場合、剰余抵抗、圧力抵抗、Guilloton 法による圧力造波抵抗および Michell Theory による造波抵抗はほぼ等しく、波くずれ

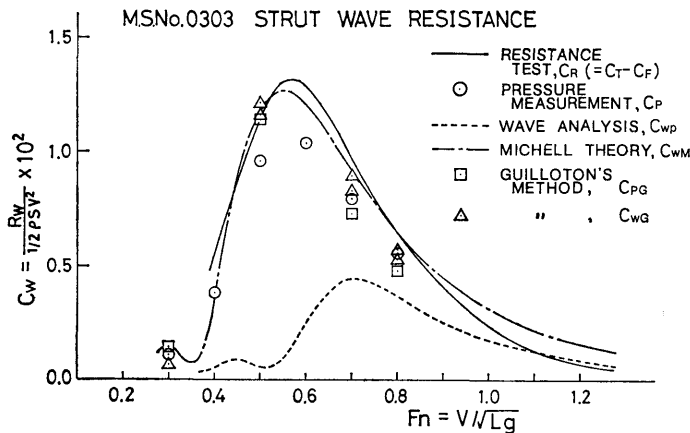


Fig. 26 Comparison of Wave Resistance Coefficients

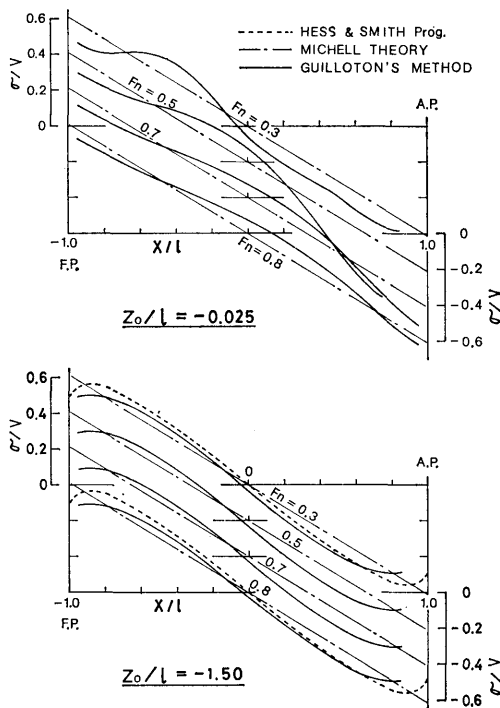


Fig. 27 Source Density Obtained by Guilloton's Method

が発生したとしても、造波抵抗は Michell Theory によりほぼ推定が可能と考えられる。

なお、今回の実験計算結果は、その計測精度および解析方法に多少問題が残っており、抵抗の完全な定量的分離には少し遠いが、計算による抵抗の定量的分離の可能性は十分示すことができたと思われる。

終りに、本研究を遂行するにあたって、御指導御助言を頂いた推進性能部田中拓室長に深く感謝すると共に、二次元境界層計算プログラムを心よく提供された森山文雄氏および実験に協力してもらった神蔵輝男氏に対し、感謝の意を表する。なお、本報告で行った数値計算は、船舶技術研究所の電子計算機 TOSBAC—5600によるものである。

参考文献

- 1) G. E. Gadd; Wave resistance calculation by Guilloton's method, T. R. I. N. A., vol. 115 (1973) pp. 377—392.
- 2) G. P. Weinblum, J. J. Kendrick, M. A. Todd; Investigation of Wave Effects Produced by a Thin Body—TMB Model 4125, D. T. M. B. Report 840 (1952).
- 3) S. D. Sharma; Some Results Concerning the Wavemaking of a Thin Ship, J. of Ship Research, vol. 13 (1969) pp. 72—81.
- 4) R. B. Chapman; Hydrodynamic Drag Measurements on SWATH Ship Components, Naval Undersea Center, TP 406 (1974).
- 5) 竹子春弥, 田中拓; 二次元柱体の抵抗成分について, 船舶技術研究所研究発表会講演集, 第32回 (1978) pp. 13—16.
- 6) 足達宏之; 造波特性の計算法, 船舶技術研究所研究発表会講演集, 第26回 (1975) pp. 122—129.
- 7) T. H. Havelock; Wave Patterns and Wave Resistance, T. I. N. A., vol. 76 (1934) pp. 430—443.
- 8) H. Schlichting; Boundary Layer Theory, 6th. Edition, McGraw—Hill (1968).
- 9) 波多野修次, 堀田多喜男; 二次元物体に対する局部表面摩擦の直接測定, 西部造船会々報, 第38号

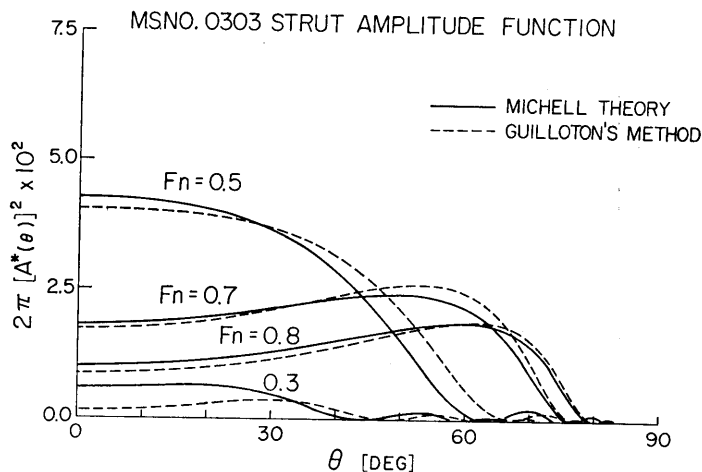


Fig. 28 Free Wave Spectrum Obtained by Guilotton's Method

(1969) pp. 1-7.

- 10) J. L. Hess and A. M. O. Smith; Calculation of Non-Lifting Potential Flow about Arbitrary Three-Dimensional Bodies, Douglas Aircraft Co., Inc., Report No. E. S. 40622 (1962).
- 11) 石田洋治; 翼型の翼型抗力の計算法, 日本航空宇宙学会誌, 第19巻, 第213号 (1971) pp. 445-451.
- 12) T. H. Havelock; The Calculation of Wave Resistance, Proc. Roy. Soc. A, vol. 144 (1934) pp. 514-521.

Appendix 1 二次元境界層の計算方法¹¹⁾

物体の前方淀み点から後方へ発達していく層流境界層は, Thwaites の方法を用いて計算した。

Fig. A1 に示すような座標系において, 物体表面の流速を U , 速度勾配を dU/ds とすれば, 層流境界層の運動量厚さ θ_L は, 前方淀み点からの Path を s とすれば,

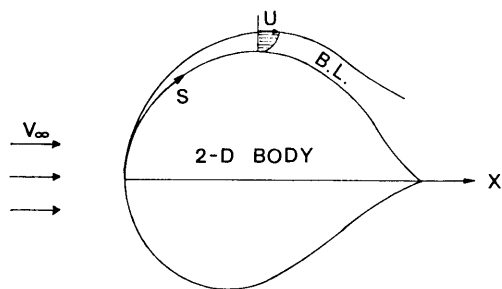


Fig. A1 Coordinate System in Calculation of 2-D Boundary Layer

$$\theta^2_L = \frac{0.45\nu}{U^6} \int_0^s U^3 ds \quad \dots\dots(A1)$$

から計算される。形状係数 H および表面摩擦に関連した関数 L は, パラメータ K

$$K = -\frac{\theta^2_L}{\nu} \frac{dU}{ds} \quad \dots\dots(A2)$$

の関数として数表により与えられる。そして, 表面摩擦係数 c_f は

$$c_{fL} = \frac{2\nu}{U\theta_L} L \quad \dots\dots(A3)$$

からもとめられる。また層流はく離の判定条件は, $K=0.09$, すなわち, $H_{sp}=3.55$ で与える。

遷移点の推定は, Cebeci-Smith 法で採用されている Michell の関係式を用いる。レイノルズ数 R_θ , R_s を

$$R_\theta = U\theta/\nu \quad \dots\dots(A4)$$

$$R_s = Us/\nu \quad \dots\dots(A5)$$

とすれば, $0.1 \times 10^6 \leq R_s \leq 4.0 \times 10^7$ の領域で, 遷移点の R_θ は次式で表現される。

$$R_{\theta tr} = 1.174 [1 + 22400/R_s] R_s^{0.46} \dots\dots(A6)$$

層流はく離を生ずるか, または遷移点に達すると, その点から乱流領域に移行するものと仮定する。ここで乱流への移行の際に, 運動量厚さ θ は連続的に変化するが, 形状係数 H は ΔH の不連続を生ずるものとする。 ΔH は R_θ の関数として Truckenbrodt の実験曲線によって与えると, 次の関係を得る。

$$\theta_{tr} = \theta_L \quad \dots\dots(A7)$$

$$H_{tr} = H_L - \Delta H \quad \dots\dots(A8)$$

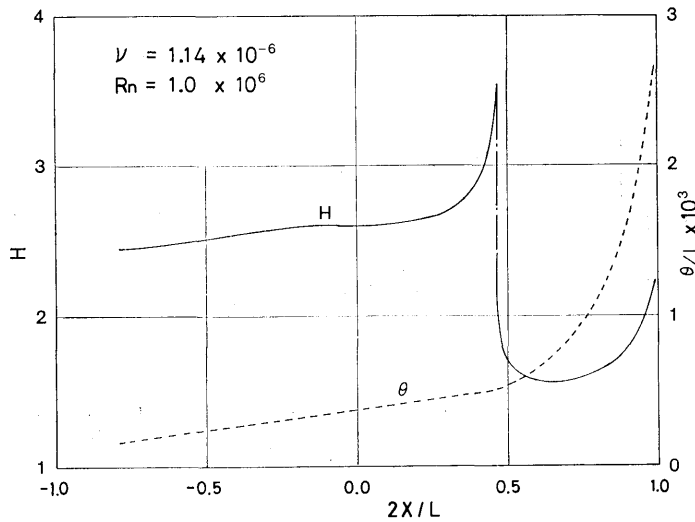


Fig. A2 2-D Boundary Layer Parameters along Streamline

乱流境界層の計算は、Head の方法を用いた。主方程式として運動量積分方程式

$$\frac{d\theta}{ds} + (H+2)\frac{\theta}{U} \frac{dU}{ds} = \frac{c_f}{2} \quad \text{.....(A9)}$$

を用い、補助方程式として、Head のエントレンメント理論に基づく関係式

$$\frac{1}{U} \frac{d}{dx}(U\theta H_1) = F(H) \quad \text{.....(A10)}$$

を用いる。ここで、 $H_1 = (\delta - \delta^*)\theta$ であり、 H_1 と H の間には、

$$H_1 = G(H) \quad \text{.....(A11)}$$

の関係がある（ただし、 δ は境界層厚さ、 δ^* は排除厚さ）。関数 $G(H)$ 、 $F(H)$ は

$$G(H) = 2H/(H-1) \quad \text{.....(A12)}$$

$$F(H) = 0.025H - 0.22 \quad \text{.....(A13)}$$

で与えられる。また、局部摩擦係数 c_f に対しては、Ludwig-Tillmann の式

$$c_f = 0.246 \exp(-1.561H) R\theta^{-0.268} \quad \text{.....(A14)}$$

を用いた。以上の乱流の式は $H \leq 2.2$ において有効である。Fig. 1 に示す柱体の二次元境界層計算における、形状係数 H および運動量厚さ θ の一例を Fig. A2 に示す。

Appendix 2 深喫水柱体に働く鉛直力

柱体に働く鉛直力は、接線摩擦力によるものを無視すると、法線圧力に基づくものだけと考えられる。

今、一定速度 V で航走中の柱体において、Fig. 4 に

示すように、船体に固定した直交座標系 $0-xyz$ をとると、深さ z の所に働く圧力 P は

$$P = p - \rho g z \quad \text{.....(A15)}$$

で表わせる。船体表面上の面素 ds に働く圧力 Pds の z 方向の成分は、面素 ds に立てた法線の z 軸との方向余弦を n_z とすれば、 $Pn_z ds$ となる。よって鉛直力 F_z は、

$$F_z = \int_S P \cdot n_z ds \quad \text{.....(A16)}$$

となり、(A15) 式を代入すると

$$F_z = \int_S p \cdot n_z ds - \rho g \int_S z \cdot n_z ds \quad \text{.....(A17)}$$

となる。第二項の浮力と柱体の重量が釣り合っている静止状態を力の基準にとると

$$F_{zD} = \int_{S'} p \cdot n_z ds - \rho g \int_{S'} z \cdot n_z ds \quad \text{.....(A18)}$$

ここで S' は静止状態から航走中に変化した部分を表わす。

ところで、Fig. 1 に示す柱体の場合、積分範囲 S を $z = -0.8\text{m}$ の上の部分 S_1 と下の楔型の部分 S_2 に分け、 S' が S_1 に含まれる場合に限ると、 S_1 および S' の部分では $n_z = 0$ であるから、鉛直力 F_{zD} は

$$\begin{aligned} F_{zD} &= \int_{S_2} p \cdot n_z ds \\ &= \iint_{S_2} p dy dz \quad \text{.....(A19)} \end{aligned}$$

となる。ここで、 S_2 の部分が自由表面下の深いところにあるので、 p としては、無限流体中のポテンシャル

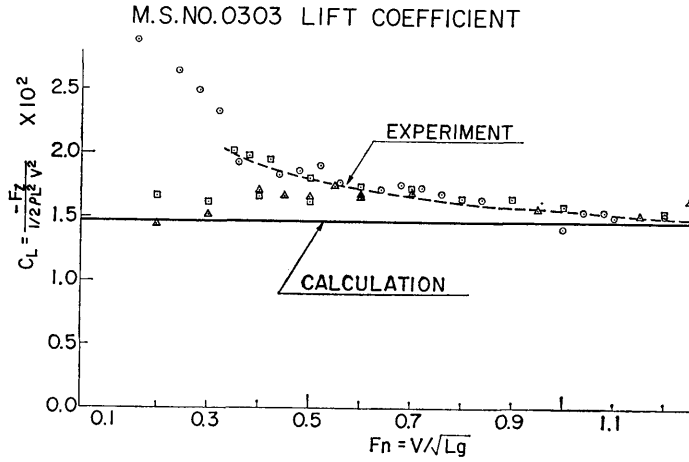


Fig. A3 Lift Coefficients of M. S. No. 0303

ルによる圧力が利用できると考えられる。

以上の考えにより、三分力試験における鉛直力 F_z と、一様流中の二重模型近似理論による結果とを、揚力係数の形で Fig. A3 に示す。 $F_n=0.5$ 以下の低速において、計測値が 1 kg 以下と小さいためばらついてはいるが、高速になるにつれて計測値 F_{zD} は計算値に近づいている。

Appendix 3 Guilloton 法による圧力造波抵抗計算式¹⁾

Fig. 4 に示す座標系において、船体表面 $y=\pm f(x, z)$ 上の点 (x, y, z) は、Guilloton 法の座標変換による Linearized hull 上の点 $(x_0, 0, z_0)$ に対応する。

$$x = x_0 + \xi = \int_0^{x_0} \frac{1 + u(x_0, z_0)/V}{1 + \alpha^2/2} dx_0 \quad \dots\dots(A20)$$

ここで

$$\alpha = \frac{\partial f(x_0, z_0)}{\partial x} = \frac{S(x_0, z_0)}{2V}$$

$$y = \eta = \int_0^{x_0} \frac{S(x_0, z_0)}{2V} dx_0 \quad \dots\dots(A21)$$

$$z = z_0 + \zeta = z_0 - \frac{V}{g} u(x_0, z_0) \quad \dots\dots(A22)$$

ここで、 $\sigma(x_0, z_0)$ は、Linearized hull 上に分布した吹出し強さであり、次の積分方程式を解くことによって得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(x_0, z_0)}{2V} &= \frac{1 + u(x_0, z_0)/V}{1 + \alpha^2/2} \frac{\partial f(x, z)}{\partial x} \\ &\quad - \frac{V}{g} \frac{\partial u(x_0, z_0)}{\partial x_0} \frac{\partial f(x, z)}{\partial z} \end{aligned} \quad \dots\dots(A23)$$

ただし、

$$\begin{aligned} u(x_0, z_0) &= \frac{1}{4\pi} \iint \sigma(x'_0, z'_0) \\ &\quad \times \frac{\partial}{\partial x_0} G(x_0, 0, z_0; x'_0, 0, z'_0) dx'_0 dz'_0 \end{aligned} \quad \dots\dots(A24)$$

$$\begin{aligned} G(x_0, z_0; x'_0, z'_0) &= -\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \\ &\quad + \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} k_0 \sec^2 \theta \int_0^\infty \\ &\quad \frac{\exp\{z_0 + z'_0 + i(x_0 - x'_0) \cos \theta\}}{k - k_0 \sec^2 \theta} dk d\theta \end{aligned} \quad \dots\dots(A25)$$

$$k_0 = g/V^2 \quad \dots\dots(A26)$$

$$r^2 = (x_0 - x'_0)^2 + (z_0 - z'_0)^2 \quad \dots\dots(A27)$$

$$r_1^2 = (x_0 - x'_0)^2 + (z_0 + z'_0)^2 \quad \dots\dots(A28)$$

船体表面上の点 (x, z) における攪乱速度 (u, v, w) は、対応する点 (x_0, z_0) で計算される攪乱速度に等しいから、

$$v(x_0, z_0) = \frac{\sigma(x_0, z_0)}{2} \quad \dots\dots(A29)$$

$$w(x_0, z_0) = \frac{1}{4\pi} \iint \sigma(x'_0, z'_0) \quad \dots\dots(A30)$$

$$\times \frac{\partial}{\partial z} G(x_0, z_0; x'_0, z'_0) dx'_0 dz'_0 \quad \dots\dots(A31)$$

の計算により求められ、圧力係数 C_p は次式により求められる。

$$C_p = 1 - \frac{1}{V^2} \{(V+u)^2 + v^2 + w^2\} \quad \dots\dots(A32)$$

これより、船体表面に加わる圧力抵抗は造波抵抗 C_{PG} であり

$$C_{PG} = \iint_S C_p n_x dx \quad \dots\dots(A33)$$

となることが示される。