(昭和 26 年 4 月造船協会春季講演会に於て講演)

摩擦抵抗に於ける形状影響 (第 3 報)

正員 工学士 田 宮 眞*

The Effects of Ship Form on the Frictional Resistance

(Part. III)

By Shin Tamiya, *Kogakushi, Member*

Abstract

According to the idea established in parts I and II of this paper, the author has investigated the following questions—that is—1. the variation of form effect due to the variation of Froude's No., 2. the frictional stresses and resistance of a ship model, 3. the effects of the propeller action and 4. the calculation of the turbulent boundary layer around the solid of revolution. The results are :

1. When Froude's No. increases or decreases the variation of form effect is small, but it has a little tendency to flatten the hollows of wave resistance curve.
2. The calculated frictional resistance of a ship model is 4% lower than measured value, but if it is calculated in accordance with Froude's formula, the difference from the experimental value will be 12%. The calculated value will vary considerably if the relation between ζ and Γ changes to some extent.
3. The effects of propeller action are small, the augmentation of frictional resistance due to propeller is the order of 1%. The calculation has been worked out in the case of 2-dimensional flow, the propeller is represented by a single sink.
4. Applying Buris' theory to the flow around a solid of revolution, the momentum equation has been integrated. The calculated frictional resistance shew good proximity to the results obtained experimentally by Amtsberg.

§ 1. 緒 言

Buri の考えを三次元流れに応用して造波現象を伴う流れについても摩擦応力を求めて抵抗を計算することが可能となつたので、本篇に於ては一模型船について実際に数値計算を行い、実験値と比較する。同じ考え方で軸対称の三次元流れの場合も近似的に解けるので、Amtsberg の行つた実験との比較を行つた。形状影響が速度又はフルード数によつて変化する程度も知りたい事柄で、第 II 篇の例につき速度を変えて同じ計算を行つた。更に自航状態では推進器作動の影響により流速分布が変化するのでそのための変化量を数量的に求めた。

之等の研究を通じて乱流境界層に関する更に適確な知識の発展が切望され、船体抵抗の成立ちを詳細に究めることの奥深い困難が痛切に感ぜられる。

§ 2. 細長い壱体の摩擦抵抗に於ける形状影響. 速度の影響

第 II 篇 § 4 に於てはパラボラ水線を有する壱体の速度 9.20 呎/秒における摩擦抵抗の計算を示したが、同じ壱体について速度が夫々 6.74, 7.95, 10.50 呎/秒 (全長をベースとするフルード数 = .297, .350 及び .463, レイノルズ数 = 7.70×10^6 , 9.08×10^6 , 12.0×10^6) の場合を計算し形状影響と速度との関係を検討して見た。計算法は全く同じであるから繰返さない。ただ最高速の場合は $-\frac{5}{3}$ 呎の流線に対しても水平との傾きを修正した。即ち自由表面に対しては $\cos \beta \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d\zeta_0}{d\zeta} \right)^2$ を、 $-\frac{5}{3}$ 呎の流線に対しては $\cos \beta \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\alpha \frac{d\zeta_0}{d\zeta} \right)^2 = 1 - 0.189$

* 東京大学生産技術研究所

$\left(\frac{d\xi_0}{d\xi}\right)^2 \left(\log e \alpha = \frac{g}{V_0^2} \times \left(-\frac{5}{3}\right)\right)$ を用いた。

吃水 10 呎までの表面に働く全摩擦抵抗 R ，通常の方法で求めた摩擦抵抗 R_0 ，浸水面積 S' を求めると次の通りとなる。

1. 速度 V_0 (呎/秒)	6.74	7.95	9.20	10.50	$R_0 = .072 \left(\frac{V_0 L}{\nu}\right)^{-1/5} \cdot \frac{\rho}{2} S_0' V_0^2$ による 静止時 $S_0' = 320.0$ (中心線面に投影した値)
2. 抵抗 R (ポンド)	45.60	61.57	78.6	100.0	
3. 抵抗 R_0 (ポンド)	42.54	57.26	74.5	94.5	
4. 浸水面積 S' (呎 ²)	317.4	317.0	314.7	311.1	
5. $k' = R/R_0$	1.071	1.076	1.054	1.057	$c_f = R/\frac{\rho}{2} S' V_0^2$
6. $k'' = c_f/c_{f_0} = \frac{R}{R_0} \cdot \frac{S'_0}{S'}$	1.081	1.086	1.072	1.088	

之より見ると k' 又は k'' に於ける変化はあまり大きくなく，又その変化の模様は単調でない。第 1 図に之を

第 1 図

図示してある。第 1-a 図に理論的波形を示して置いた。この一例だけでは確言出来ないが第 1 図に併せて示した理論的造波抵抗曲線とくらべて見て，形状影響が幾分そのホローを平坦化する傾向のあることがわかる。

尚本計算に於ては剝離の現象を無視しているが，之を考へに入れても抵抗値には殆んど変化はない。

§ 3. 模型船体の摩擦抵抗

船体表面の流線方向と摩擦応力 τ の方向とが一致すると仮定すると，第 II 篇によつて流速分布から τ の値と方向が判り，之を積分することによつて摩擦抵抗が求められる。前論文に引用した Laute の実験結果¹⁾はこの計算に必要な資料を与えている（同氏論文 S 431 Tafel 2, S 439 Tafel 6, S 441 Tafel 8）ので，船速 1.5 m/s の際の摩擦抵抗を算定し，之と実験結果（全抵抗から圧力にもとづく抵抗を控除した値）とを比較した。

船の前後軸に平行に x 軸をとりその原点を F.P. に，後方を x の正の向きとし，肋骨の Girth に沿つて s を測り，原点を竜骨中心とする。第 2, 3 図の如く角度を測り，且つ λ が小さいものとするとき全摩擦抵抗は

$$R_f = 2 \int_0^L \int_0^s \tau \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \cos^2 \omega\right) \frac{\cos \gamma \, dx \, ds}{\sqrt{\cos^2 \gamma + \tan^2 \delta}} = 2 \int_0^L \int_0^s \tau_0 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \cos^2 \omega\right) dx \, ds \quad (1)$$

$$\tau_0 = \frac{\tau \cos \gamma}{\sqrt{\tan^2 \delta + \cos^2 \gamma}} \quad \text{但し } \gamma \doteq \frac{\pi}{2} \quad \delta_0 \doteq 0 \quad \text{の時は } \tau_0 \doteq \tau \cos \beta \quad (2)$$

で求められる。ここに L は水線長， s は各断面に於て自由表面までの Girth length のである。 τ は速度分布から次式で計算される。（第 I 篇（造船協会論文集第 88 号）参照）

第 1 図 a

第 2 図

$$\tau = 0.02824 \rho V^{2.6} \left(\frac{\nu}{\phi} \right)^{0.2} \quad \phi = \int_0^{\xi} V^4 d\xi \quad (3)$$

ξ は F.P. から流線に沿うて測つた長さである。

3.1. V の読取

Laute は 13 断面に於ける動圧分布を与えているので之からベルヌイの式を使つて V が計算出る。剝離点から後方にはベルヌイの式を適用出来ないが抵抗値を 0 とするから本計算には差支ない。自由表面の ∞ 上流水面に対する高さをトリムを考慮して読取ると之からも自由表面の速度は判る。前者による自由表面流速と後者と一致しない時は波高から得たものを正しいものとして動圧分布を修正し、流線上の V を決定した。

Laute の測定値は一断面上でかなり不規則に凸凹があるため Fairing に困難を感じたが流線に沿つての変化は之に比して大体滑らかである。

3.2. λ, ω 等の読取

λ は平均的に 3WL (前掲 Tafel 8) の値を用いた。その他の角度は拡大図から概算した。

3.3. 積分

積分はすべてシンプソン則によつた。 τ_0 及び $1 - \frac{\lambda^2}{2} \cos^2 \omega$ を各断面で Girth に沿つて算出し、 s に関して積分した後、 x に関する積分を行う。前端に於ける速度は測定値がなく推定困難であるが、船首材が角材であるからこの縁で流れが一旦剝離するものと考え $\tau = 0$ とした。

後端に於ては Girth の減少と剝離とのため計算上は困難が起らない。第 4 図に横軸に Square station (肋骨番号は原論文と逆になっている) をとり、縦軸に前後方向 1m 当りの抵抗値を示した。(実線)

3.4. 剝離点

圧力分布曲線から剝離点を見出すのが困難なので、計算により F' 値の -0.06 をもつて剝離点と定めた。その

第 3 図

第 4 図

結果は次表の如く流線 0, I には剝離が起らない。第 4 図中央の正面図に之を示してある。

流 線	0	I	II	III	IV	V
剝離点 (% L)	ナシ	ナシ	0.95	0.95	0.95	0.95

3.5. 結 果

参考の為模型船の要目を掲げる。

$$L=5.61\text{ m} \quad B=0.744\text{ m} \quad T=0.312\text{ m} \quad c_b=0.7354$$

速度 1.5 m/s に対し計算された摩擦抵抗は $R_f=2.20\text{ kg}$ である。

之は普通の方法で R.E.Froude 式による値 (2.21 kg) 及び Schoenherr 式による値 $\left(2.20\text{ kg} \Re = \frac{V_0 L}{\nu} = 6.43 \times 10^6\right)$ と殆ど完全に一致するが, Laute の得た実験値は 2.47 kg で計算値より 12% 大きい。実験値との差は次に考えることとし, § 2 で得た結果に比してこの計算値が Froude 式などと殆ど差のない理由は次の様に考えられる。第一には剝離点以後の抵抗を 0 としたこと, 第二には浸水面積が中央平行部に集中していることで, 勿論資料を小さい印刷から読取つた為の誤差や Laute の実験自体の誤差も幾分か入っている可能性はある。

3.6. ξ - Γ 曲線の修正

実験値との対比を今少しく十分に行うため之まで第 I 篇 § 2 に於て便宜的に行つた假定, 即ち $\tau = \xi \rho V^2 R_\phi^{-1.4}$ の ξ を定数 (.0125) とすることを改めて Buri の与えた様に Γ の函数として計算を繰返した。 ξ - Γ 曲線としては Buri の曲線 (第 5 図点線) と, 著者が Falkner 等の実験値を考慮し平板 ($\Gamma=0$) の場合をも含めて描いたもの (第 5 図実線) と二種を試みた。実際には II 流線に沿つて Γ を計算し, 之をもつて平均の Γ として ξ - Γ 曲線から各断面の ξ 値を修正した。かくして得られた抵抗値は次の如く著者の曲線によるものはかなり実験値に近くなる。

第 5 図

$$\text{著者 } R_f=2.34\text{ kg} \quad \text{Buri } R_f=2.17\text{ kg}$$

第 4 図に著者の曲線によつた場合の R_f の長方向の分布を点線で示す。実験値との開きは約 5% である。模型船の前端部には層流域の存在することが想像されるので, 計算値が小さく出るのは疑問であるが, ξ - Γ 曲線の描き方で 8% もの抵抗化が得られることはこの方法でなお正しい摩擦抵抗値の得られる可能性を残すと考えられると共に, 基礎的資料を更に充実する必要を痛感させられる。

§ 4. 推進器の影響

実際問題としては推進器作動の影響を受けて特に後半部の流速分布の変化することを考慮せねばならない。之を最も簡単に推定するため, 推進器を単一の吸込で代表させ, 二次元流れに就てこの影響を推定することとした。

4.1. 吸込で代表された推進器を有する流れ

第 6 図に於て $x=-c$ 及 $-a^2/c$ に強さ q なる吸込を, $x=0$ に二重吹出及び強さ q なる吹出しを置き, 速度 V なる平行流を組合せると半径 a なる円を流線に持つ流れを得る。複素ポテンシャル $w(z)$ は

第 6 図

$$w(z) = -V \left(z + \frac{a^2}{z} \right) - \frac{q}{2\pi} \left[\log(z+c) + \log \left(z + \frac{a^2}{c} \right) - \log z \right] \quad (4)$$

$$\text{之に } z_1 = z + \frac{ma^2}{z} + \frac{na^4}{z^3} \quad z_1 = \xi + i\eta \quad (5)$$

なる変換を行えば, 第 I 篇に得たと同じ船形に対し推進器の装備された時の流れが得られる。簡単な計算により

$$L=2a(1+m+n) \quad c_1=c\left(1+\frac{ma^2}{c^2}+\frac{na^4}{c^4}\right) \quad (6)$$

なることが判る。

4.2. 推進器の位置と荷重

計算を実施するには(4)式の q 及び c を定めねばならない。 q は推進器の作用の強さをあらわし、 c はその船体からの距離を示す。

先ず推進器の直径を D とし $D=dL$ と表わす。第5回日本工学会(昭和19年4月)に於ける木下博士の推進器に対する浅水影響に関する論文によると q は次の如く表わされる。

$$q=V_A \cdot A \cdot b \quad b=-1+\sqrt{1+\tau_p}$$

但し V_A =推進器前進速度 A =全円面積 b =軸方向失脚速度係数 τ_p =推力 $\frac{P}{2}AV_A^2$ =荷重係数である。

(7)式は軸対称の流れに関する結果であるが、 q の order を定めるためそのまま之を二次元流れに当てはめると伴流係数を w として

$$q=V(1-w)D(-1+\sqrt{1+\tau_p})$$

$$\text{或いは} \quad -\frac{q}{VD} = -\frac{q}{VLd} = (1-w)(-1+\sqrt{1+\tau_p}) \equiv Q \quad (8)$$

と書ける。発表された Propeller charts から τ_p の値を算出すると(たとえば Schoenherr の Chart で $k_t^{1/2}$ 又は $k_{t,0}$ 一定のもとに効率最大の点で)効率が 0.5~0.7 の範囲で $\tau_p=0.6\sim 3.5$ となる。 $w=.15\sim .25$ と組合して $Q=0.17\sim 0.85$ を得る。

結局本計算では大約効率 0.7 に対し $Q=0.2$ 、効率 0.5 に対し $Q=0.8$ とすることとした。

次に推進器中心から艇までの距離と推進器直径との比を間隔比 (C.R.) と名付けると

$$\text{C.R.} = \left(c_1 - \frac{L}{2}\right) / D = \left\{ \frac{c}{a} - 1 + m \left(\frac{a}{c} - 1 \right) + n \left(-\frac{a^3}{c^3} - 1 \right) \right\} / 2d(1+m+n) \quad (9)$$

(8)(9)式には何れも d を含んでいる。単螺船に於ける d の値は 0.03~0.045 の範囲にあるので代表値として $d=.035$ と仮定する。船形として $n=-1+\frac{4}{3}m$ 、 $L/B=7.00$ なる系列中より ($m=.76$ $c_b=.740$) 及び ($m=.80$ $c_b=.547$) をとると結局

$$q = \frac{0.49}{3} ma QV \quad \text{C.R.} = \frac{3}{0.49m} \left\{ \frac{c}{a} - \frac{a^3}{c^3} + m \left(\frac{4a^3}{3c^3} + \frac{a}{c} - \frac{7}{3} \right) \right\}$$

となる。C.R. として 1/4 及び 1/2 をとることとすると計算すべき Case は次表の通りである。但し IX 及び X は推進器なき時を示す。

船形	$m=.76 \quad c_b=.740$				$m=.80 \quad c_b=.547$				$m=.76$	$m=.80$
荷重 Q	0.2		0.8		0.2		0.8		0	0
C.R.	1/4	1/2	1/4	1/2	1/4	1/2	1/4	1/2	—	—
c/a	1.110	1.180	1.110	1.180	1.180	1.255	1.180	1.255	—	—
Case	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X

4.3. 速度分布、摩擦応力、 Γ 等

船体表面の速度の大きさは

$$\left| \frac{dw}{dz_1} \right|_{z=ae^{i\theta}} \equiv U_1 = \frac{2V \sin \theta}{F} \left(1 + \frac{qc}{2\pi V l^2} \right) = U_{10}(1+\omega \Theta) \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{但し} \quad U_{10} &= \frac{2V \sin \theta}{F} & \omega &= \frac{q}{2\pi a V} & \Theta &= \frac{ac}{l^2} = 1 + \frac{a}{c} + \frac{c}{a} + 2 \cos \theta \\ F &= \left| \frac{dz_1}{dz} \right| = \{ (1-m \cos 2\theta - 3n \cos 4\theta)^2 + (m \sin 2\theta + n \sin 4\theta)^2 \}^{\frac{1}{2}} \\ l^2 &= a^2 + c^2 + 2ac \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

U_{10} は推進器なき時の速度の大きさである。

推進器なき時の値に 0 を付し且つ

$$u_1 = U_1/U_{10} = 1 + \omega \Theta \quad (12)$$

$$J = \int_0^s (u_1 U_{10})^4 ds / \int_0^s U_{10}^4 ds = \int_0^\theta u_1^4 \sin^4 \theta \cdot F^{-3} d\theta / \int_0^\theta \sin^4 \theta \cdot F^{-3} d\theta \quad (13)$$

(s は船体表面に沿う長さ)

なる記号を用いると (第 I 篇参照)

$$\tau = \tau_0 u_1^{1.40} J^{0.20} \quad (14)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 (1 + \omega \Theta + \omega \Phi \Theta^2) u_1^{1.60} J^{0.20}$$

但し

$$\Phi = 2 F^2 \sin^2 \theta / \{ (4 - 5m)^2 - 16 (3 - 4m) \sin^2 \theta \} \cos \theta \quad (15)$$

なる式によつて推進器の影響が推定出来る。

第 7 図

附表 $\Delta P = (P-B)/\rho V^3$

	η'	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	
前半部	0	1.000		1.000		1.000	0	.305		.300	.306	前半部
	.123	+.224		+.220		+.226	.007	.295		.291	.296	
	.249	-.022		-.028		-.020	.031	.266		.262	.268	
	.377	-.109		-.116		-.107	.098	.215		.210	.216	
	.507	-.162	I	-.169	II	-.160	.203	.139	V	.133	VII	
	.632	-.222	=	-.217	=	-.205	.350	+.036	=	+.029	=	
	.750	-.252	全	-.261	全	-.249	.528	-.092	全	-.101	全	
	.851	-.292	シ	-.302	シ	-.289	.702	-.244	シ	-.256	シ	
	.933	-.327		-.337		-.322	.859	-.400		-.411		
	1.000	-.358		-.373		-.352	.963	-.521		-.536		
後半部	.933	-.329		-.351		-.322	1.000	-.567		-.586		後半部
	.851	-.299		-.325		-.289	.963	-.521		-.546		
	.750	-.262		-.296		-.249	.859	-.403		-.428		
	.632	-.222		-.271	-.269	-.205	.702	-.251		-.279		
	.507	-.183		-.255	-.253	-.160	.528	-.101		-.134	-.131	
	.377	-.144	-.142	-.264	-.253	-.107	.350	+.026		-.006	-.004	
	.249	-.122	-.117	-.287	-.271	-.070	.203	.124		+.069	+.075	
	.123	-.094	-.086	-.336	-.293	-.020	.098	.190	.193	.107	.116	
	.000	-.054	-.030	-.440	-.330	+.062	.059	.210	.215	.099	.117	
	.123	+.045	+.104	-.615	-.314	.226	.031	.218	.226	+.060		
	.091	.170	.258	-.657	-.180	.382	.015	.216	.231	-.027	+.051	.288
	.060	.394	.501	-.484	+.135	.600	.007	.179	.219	-.224	-.043	.296
	.033	.683	.759	+.092	.560	.813	0	.081	.191	-.790	-.211	.306
	.024	.840	.883	.512	.782	.910						
	.012	.955	.968	.855	.939	.975						
	0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000						

4.4. 計算結果

$\Gamma = -0.06$ から剝離点を定めると第1表及び第7図に示す如く幾分後方に移動する。C. R. による差は少く、 Q による影響が著しい。 $m = .80$ では元来剝離点が存在しない。

剝離点までの摩擦抵抗を求めて推進器なき時の値と比較すると第1表第4欄に示す通りとなる。この場合も Q の影響が大きい。併乍ら抵抗比は何れも1に極めて近く、良好な設計の下に作動する推進器では、摩擦抵抗の増加はせいぜい1%の程度と考えられる。

第1表

1. Case	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
2. 剝離点 x_0/L	.982	.980	.996	.991			—		.975
3. 同上 S_0/S	.975	.973	.992	.985			—		.969
4. 抵抗比 R_f/R_{f_0}	1.008	1.007	1.033	1.028	1.007	1.007	1.027	1.024	1.000

(S は弧に沿って測つた長さ)

第7図及び附表に(10)式から定められる理論的压力分布を示す。 $Q = .8$ (III, IV, VII, VIII) は酷すぎる Case と思われる。之等の压力曲線から压力抵抗を計算すると全摩擦抵抗の20%乃至3倍の大きさとなることからしても推力減少の主役は直接压力に基づく抵抗増加と考えてよいと思われる。

§ 5. 回転体に対する計算

回転体の抵抗に就いて第I篇と同様の方法で近似解が得られたので Amtsberg の実験結果²⁾と比較を行った。

解法は附録に示す通りであるが結果のみを摘録すると次の諸式であらわされる。(第8図参照)

$$\tau_0 = \zeta \rho V_0^2 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{9/5} (R_L \chi)^{-1/5} \quad (16)$$

$$\Gamma = \chi \beta \frac{d}{ds} (\log_e V) \quad (17)$$

$$\text{但し } \chi = -\frac{\partial}{L} \left(\frac{V \partial}{v} \right)^{1/4} = \chi_1 + \frac{5}{4} \zeta z^{-5/4} \times \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-4} \int_{s_1}^s z^{5/4} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{+4} \frac{ds}{\beta} \quad (18)$$

$$R_L = \frac{V_0 L}{v} \quad \beta = \cos \alpha \quad s = \frac{x}{L}$$

第8図

V_0 は速度、 V は境界層外端の速度、 ∂ は運動量厚である。 ζ は摩擦応力の係数で Γ 又は χ の函数と想像されるが、本計算では二次元の場合をそのままとつて $\zeta = .0125$ とした。 z, β は形状から定まつているから V の s に対する分布が判れば(16)(17)(18)を使つて摩擦応力の分布が計算出来る。但し(18)式に於て $s=0$ — s_1 間は層流域と考え $s=s_1$ に於て ∂ が連続であるという条件を仮定する。 χ_1 は $s=s_1$ に於ける χ の値で層流域の計算(附録にあり)から定められる。剝離点は例の如く $\Gamma = -0.06$ に於て起るものとし剝離後の τ_0 は0と仮定する。

Amtsberg の模型 R1257 は次の要目をもつ前後対称の回転体であるが、之に対する $\frac{V}{V_0}$ の分布が与えられているので上記の方法を適用して τ_0 を計算し、実験から得られた摩擦抵抗係数と比較した。この際 $s_0 = .05$ に遷移を強制する針金が着けてあるので $s_1 = .05$ とつた。

R1257 要目

$L = 4.00 \text{ m}$ $D = 0.500 \text{ m}$ 浸水表面積 $S' = 5.460 \text{ m}^2$

形状 $z = 1 - 3.0825(1-2s)^8 + 0.1650(1-2s)^{10} + 1.9175(1-2s)^{12}$

$$c_b = .628 \quad c_p = .800 \quad c_m = \frac{\pi}{4}$$

$$(S' = \int_0^L 2\pi r dx \quad \text{実際の表面積 } S = \int_0^L 2\pi r \cdot \frac{dx}{\beta} \quad S/S' \approx 1.01)$$

剥離点を $x_s(s_s)$ とすると摩擦抵抗 R_f 及び係数 c_f は

$$\left. \begin{aligned} R_f &= 2\pi \int_0^{x_s} \tau_0 r dx = \pi \sigma V_0^2 LD \int_0^{s_s} \left(\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} \right) z ds \\ c_f &= R_f / \frac{\rho}{2} V_0^2 S' = \frac{2\pi LD}{S'} \int_0^{s_s} \left(\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} \right) z ds \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$R_L = 6.10^6$ の場合の計算値は次の如くなる。

$$c_f = .003147 \quad s_s = \frac{x_s}{L} = .935$$

第 9 図に z 及び $z \left(\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} \right)$ の分布を示した。

第 9 図

の針金の抵抗 1.9% 計 2.9% を控除分とし、曳航桿の伴流による R_f の減少分 0.6% を加算分とし、差引 2.3% の修正率を見込んで c_f の修正値を .00343 と計算した。之から圧力にもとづく抵抗 10% (圧力分布曲線から算定) を差引くと $c_f = .00309$ となり、之も平板の c_{f_0} よりかなり小さい。Amtsberg は Millikan の方法で c_f を計算して .003332 を得たが、実験値とは一致しないと述べている。著者の得た値とは 1.8% の差で比較的によく合っていると云えるが十分ではない。

併作ら Amtsberg の行つたタンク壁等の影響に対する修正は疑問の余地がある。同論文中に掲げられた圧力分布曲線は彼自身認める通り理論値と極めてよく一致している。

理論値には四壁のない場合をとつているからこのことは測定された圧力分布に関する限りタンク壁の影響のないことを示している。修正法が表面速度の増大にもとづく R_f の増加の形で行われていることはこの故に不合理である。又針金の抵抗は、前述した圧力分布曲線に於ける針金の直前及び直後の圧力差から推定することが出来、之から修正率を求めると -0.23% となる。Amtsberg は境界層の平均速度から独立にこの修正率を求めている故その値 -1.9% は必ずしも信用出来ぬ値である。伴流の影響の修正率については根拠が判らないので仮にそのままとすると結局修正率として +0.4% となり $c_f = .00352$ $c_f = .00317$ を得る。之と著者の得た .00314 とは 0.7% の差で極めてよく一致している。勿論計算法に大きな省略があり、基礎資料も不十分であるからこの一致を問題にする程のことはないが一応の説明はつくと思う。尚剥離点は実験結果からみると 0.95~0.96 L の辺と思われこの点計算が不十分と思われるが、之を考えた時 c_f の値の変化は寧ろ実験値の差を少なくすることになるであろう。

仮に剥離点が 0.96 L 辺にありとし、之だけの面積の減少をそのまま抵抗値に見込んで平板の値を 3% 修正すると殆ど実験値に一致する。この意味では剥離にもとづく圧力抵抗に対してのみ形状影響を考えれば十分だと述べた Amtsberg の結論はこの Case に関する限り正しいと思う。

§ 6. 結 論

第三篇に於て得た結論は次の如きものである。

1. 形状にもとづく摩擦抵抗の増加率は速度或いはフルード数の変化によつて大して変らない。

Prandtl-Schlichting 式によると同じ R_L に対し $c_{f_0} = .00327$ であつて計算値は之より小さく出ている。剥離点がかかなり前方に位置することがこの原因と思われる。

一方 Amtsberg は造波抵抗を無視しうる深さでこのモデルを曳行し、模型自身の全抵抗係数 (面積に S' を使つて) の測定値として $c_t = .00351$ を得た。之よりタンク壁の影響 1.0%, 遷移強制

2. 一模型船についての数値計算の結果, $\xi-R$ 曲線を更に正しく求めることによつて船体の摩擦抵抗値を正しく計算しうる可能性を認めた。又浸水面積の分布が二次元の場合と異り, 流速の変化も減少するため二次元の場合より形状影響は小さい。

3. 推進器の影響は少く摩擦抵抗の増加は先ず 1% 程度である。この際推進器荷重の影響が著しい。推力減少の主因は圧力抵抗の増大に帰してよい。

4. 回転体の廻りの流れについて同じ考え方で解を得, 実験値と対比してよく一致した。

5. 圧力変化を伴う流れに於ける乱流境界層の基礎的資料の充足と理論の確立が切望される。同時に剥離した流れについて実験的に十分の検討が必要である。

終りのぞみ本研究が文部省科学研究費によつて行われたものの一部であることを附記する。

第 I, II 篇の発表にあたつて貴重な御意見を賜つた木下先生始め会員諸兄に厚く御礼申上げると共に, 計算に当り渡辺助手以下教室職員諸氏の熱心な援助を得たことを改めて感謝して筆を措く。

参 考 文 献

- 1) W. Laute; "Untersuchungen über Druck-und Strömungsverlauf an einem Schiffsmodell.", Jahrb. d. Schiffb. Gesells., Bd. 34, 1933.
- 2) H. Amtsberg; "Untersuchungen über die Formabhängigkeit des Reibungswiderstandes", Jahrb. d. Schiffb. Gesells., Bd. 38, 1937.

昭和 26 年 1 月 27 日脱稿

附 録

直進する回転体に対する乱流境界層の近似解法

§ 1. 座 標 軸 定義等 (第 A-1 図)

x 軸 = 回転体の軸とし, x の負の方向に回転体が直進する

r 軸 = x 軸に直角にとる

σ = 原点から回転体の母線に沿つて測つた弧長

α = 母線と x 軸とのなす角

L = 回転体の長さ D = 最大直径

$z = r / \frac{D}{2}$ $s = x/L$ $\beta = \cos \alpha$

V_0 = 回転体の前進速度

V = 境界層外端の流速

ρ = 密度 ν = 動粘性係数 $R_L = \frac{V_0 L}{\nu}$

δ = 境界層の厚さ δ_1 = 排除厚 ϑ = 運動量厚

τ_0 = 表面に働く摩擦応力

§ 2. 層流境界層の解

層流, 乱流共に次の運動量方程式から出発する。(藤本武助: 応用流体力学 p. 455)

$$\frac{\partial}{\partial s} \left[\left(\frac{V}{V_0} \right)^2 z \left(\frac{\vartheta}{L} \right) \right] + \frac{V}{V_0} \cdot \frac{z \delta_1}{L} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{V}{V_0} \right) = - \frac{\tau_0}{\rho V_0^2} \cdot \frac{z}{\beta} \quad 1.$$

層流に対しては同書に次の近似解が掲げてある。之は Pohlhausen の方法によつて 1. を解いた結果である。

$$\left(\frac{\delta}{L} \right)^2 = \frac{34.12 R_L^{-1}}{z^2 (V/V_0)^{9.106}} \int_0^s \left(\frac{V}{V_0} \right)^{8.106} \frac{z^2}{\beta} ds \quad 2.$$

$$- \frac{\tau_0}{\rho V_0^2} = \left(2 + \frac{\lambda}{b} \right) \frac{V}{V_0} \frac{L}{R_L \delta} \quad \lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \cdot \frac{\partial V}{\partial \sigma} \quad 3.$$

V が s に対して判つていれば x_1 から δ/L が求められるによつて τ_0 が計算出来る。又 ϑ は

$$\frac{\vartheta}{\delta} = 0.1175 - 0.001058 \lambda - 0.0001102 \lambda^2 \quad 4.$$

で求められる。

第 A-1 図

§ 3. 乱流境界層の解

第 I 篇と同様に

$$\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} = \xi \left(\frac{V\vartheta}{\nu} \right)^{-1/4} \quad \Gamma = \frac{\vartheta}{\nu} \frac{dV}{d\sigma} \left(\frac{V\vartheta}{\nu} \right)^{1/4}$$

とおき

$$\chi = \frac{\vartheta}{L} \left(\frac{V\vartheta}{\nu} \right)^{1/4} \quad 5.$$

なる無次元量を導入すると

$$\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} = \xi \left(\frac{V}{V_0} \right)^{9/5} (R_L \chi)^{-1/5} \quad 6.$$

$$\Gamma = \chi \beta \frac{V_0}{V} \frac{d}{ds} \left(\frac{V}{V_0} \right) = \chi \beta \frac{d}{ds} (\log_e V) \quad 7.$$

となる。5., 6. を 1. に代入すると

$$\frac{4}{5} \frac{d\chi}{ds} + \left[\frac{1}{2} \frac{dz}{ds} + \frac{V_0}{V} \left\{ \frac{d}{ds} \left(\frac{V}{V_0} \right) \right\} \left(\frac{9}{5} + \frac{\delta_1}{\vartheta} \right) \right] \chi = \frac{\xi}{\beta} \quad 8.$$

を得る。 δ_1/ϑ 及び ξ が Γ の函数であると仮定し、この関係が実験的に判つていれば、適当な初期条件から 8. を数値的或いは機械的に積分して χ を求めることが出来る。併乍ら資料が十分でないから、簡単に次の仮定を設ける。

1. $\delta_1/\vartheta = 1.4$ (一定)
2. $\xi = .0125$ for $\Gamma > -.06$
 $= 0$ $\Gamma \leq -.06$

こうすると 8. に於ける χ の係数と右辺とが s のみの函数となり直ちに積分出来て

$$\chi = \chi_1 + \frac{5}{4} \xi z^{-5/4} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-4} \int_{s_1}^s z^{5/4} \left(\frac{V}{V_0} \right)^4 \frac{ds}{\beta} \quad 9.$$

但し遷移点 $s=s_1$ に於ける χ の初期値 χ_1 は層流域に対する解 4. を使つて求める。即ち遷移点で ϑ は連続と仮定する。 χ が判れば 6. から τ_0 が、7. から Γ が求められるから摩擦応力の分布が定められる。剝離点を仮りに $\Gamma = -.06$ で定め $\left(\begin{smallmatrix} x=x_s \\ s=s_s \end{smallmatrix} \right)$ とすると摩擦抵抗は

$$R_f = 2\pi \int_0^{x_s} r \tau_0 dx = \pi L D \rho V_0^2 \int_0^{s_s} z \left(\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} \right) ds \quad 11.$$

又抵抗係数は表面積を S' として

$$c_f = R_f / \left(\frac{\rho}{2} S' V_0^2 \right) = 2\pi \frac{LD}{S'} \int_0^{s_s} z \left(\frac{\tau_0}{\rho V_0^2} \right) ds \quad 11.$$