(昭和 51 年 5 月 20 日本造船学会春季講演会において講演)

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

正員 奥 野 武 俊*

Distribution of Wall Shear Stress and Cross Flow in Three-Dimensional
Turbulent Boundary Layer on Ship Hull

by Taketoshi Okuno, *Member*

Summary

A method is described for measuring the wall shear stress on the hull of a ship model using a three-hole Preston tube. Integrating along the direction of the wall shear stress, the limiting stream lines are obtained.

The velocity distributions in the boundary layer are also measured using the three-hole Pitot tube. Some of the cross flow profiles measured at the after stations are of the type of the so-called reverse cross flow.

Further, the author proposes a new prediction method for the development of the three-dimensional turbulent boundary layer on a ship hull on the basis of assumption of the reverse cross flow profile and the employment of the crosswise moment of momentum integral as an additional auxiliary equation. The results of the calculation agree fairly well with the measured.

1 緒 言

船体まわりの境界層に関する研究は、船の粘性抵抗や船体まわりの粘性流の特性を知る上で重要である。最近、3 次元乱流境界理論が発達し、この種の研究がさかになり、船体表面の摩擦応力、境界層内の横流れ角、速度分布などについても詳細に研究する必要性が生じてきた。

なかでも船体表面の摩擦応力分布を明らかにすることは、摩擦抵抗のみならず船首尾における剥離域の様子を把握するための重要な問題の一つである。この計測例は非常に少なく、プレストン管を使った Steel¹⁾ の実験、堀田²⁾ による局部摩擦計の開発などがある。筆者は 3 孔管をプレストン管として用いて摩擦応力の方向と大きさを同時に計測し限界流線を求めた。

また、境界層内の 2 次流れについても、剥離を解明するためには詳細な検討が必要と思われるので、上記の 3 孔管を用いて層内の速度分布を計測し、従来からの 2 次流れのモデルと比較検討した。

次に、境界層の計算法に関しては、reverse cross flow を含む速度分布モデルを導き、かつ新しい補助方

程式として 2 次流れ方向の運動量モーメント式を用いた計算方法を提案し、Series 60, $C_B=0.7, 0.8$ の 2 隻について計算した。限界流線の計算結果には船首船底、船尾船側において剥離線と思われる包絡線が現われ、また船尾における断面内の速度ベクトルが縦渦状の分布になるなど興味ある結果が得られたのでここに報告し、ご批判を仰ぐ次第である。

2 3 孔プレストン管の検定

物体表面の摩擦応力を計測する方法の一つにプレストン管を用いる方法がある。これは総圧管を壁面に密着させて得られる総圧と物体表面の静圧から壁面摩擦応力を求めるもので、2 次元乱流境界層の流れでよく用いられている。Preston³⁾ がこの方法を提案して以来、多くの研究者によって圧力勾配がある場合などその適用範囲を広げた場合についての妥当性が検討され、壁面摩擦応力計測の有効な手段であることが確められている⁴⁾。3 次元境界層内でこのプレストン管を利用するためには、あらかじめ摩擦応力の方向を計測し、その方向にプレストン管を設置する必要がある。この種の計測には、Steele¹⁾ が流れの可視化法を用いて壁面摩擦の方向を求め、船体表面の摩擦応力を計測した例、Power⁵⁾ が 3 孔

* 大阪府立大学工学部

管を yaw meter として用いて壁面上の流れの方向を求め、3次元境界層の摩擦応力を計測した例などがある。

さて、3孔管による速度の解析法に Stuntz 等の方法⁶⁾を用いれば流れの方向と速度を同時に求めることができるから、これを一種のプレストン管として用いることが可能と思われる（これを以下では3孔プレストン管と呼ぶ）。そこで、外径 1.7mm の銅管を組み合わせて製作した3孔管を用いて次のような検定を行なった。まず一様流中で調べた角度特性、速度特性を Fig. 1, Fig. 2 に示す。Fig. 1 から3孔管の角度特性を表わす係数 $K_\beta = (P_s - P_p) / (2P_c - P_s - P_p)$ は速度に依存せず、流れの偏角、 β のみで決まる量とみなしても良いと思われる。ただし、ここで P は圧力を、添字 s は3孔管の starboard side, p は port side, c は center を表わしている。3孔管をプレストン管として用いるためには shear flow での角度特性を知っておく必要があるため、3孔管を壁面に密着させた状態でも同様の検定を行なった。その結果は Fig. 1 に置点してあり、一様流中での結果とほぼ同じであることが確認できる。速度を求めるための圧力係数、 $C_1 = (P_c - P_p) / \left(\frac{1}{2} \rho V^2 \right)$, $C_2 = (P_c - P_s) / \left(\frac{1}{2} \rho V^2 \right)$ （ここで ρ は水の密度、 V は流速である）の角度に対する特性を Fig. 2 に示す。図から、 $V \geq 0.3 \text{ m/s}$ 以上では C_1 , C_2 をほぼ角度のみの関数とみなせることが分る。

次に、摩擦応力と3孔管を壁面に密着させて得られる速度（言いかえれば動圧）との関係を調べる。一般にプレストン管の検定には管内流を利用して壁面摩擦を計測する方法が用いられているが、実験が難しく十分な精度を得るのは容易でない。ここでは比較的簡単な方法として Fig. 4 に示す2次元流 (reattaching flow⁷⁾) の境界層内速度分布を計測し、これから壁面摩擦応力を推定する方法を用いる。境界層内の速度分布から壁面摩擦応力を求めるため従来から Clauser の方法がよく用いられているが、ここでは速度分布が Coles の wall-wake law に従うと仮定し、計測値を最小2乗法によって curve fitting することにより摩擦応力を求めた。Fig. 3 は計測した速度分布の一例で、Coles の wall-wake law による近似は非常に良いことを示している。ただし Fig. 3 の座標 x , y の定義は Fig. 4 に示してある。Fig. 4 は得られた壁面摩擦係数 C_f 、形状係数 H で、これらは Fig. 3 の速度分布とともに reattaching flow の特徴をよく表わしている。

Fig. 5 は摩擦応力 τ_w と動圧 $1/2 \rho u_w^2$ （ここで、 u_w は壁面に接した状態で求まる速度である）との関係を示したもので、その結果はボフが示した結果⁸⁾と比較して大差は無いが、ここでは実験値から定めた次式を用いる

ことにする。

$$\log \frac{\tau_w d^2}{4 \nu^2 \rho} = 0.722 \log \frac{u_w^2 d^2}{8 \nu^2} + 1.353 \quad (1)$$

ただし ν は動粘性係数、 ρ は水の密度、 d は管の直径である。

3 船体表面の摩擦応力分布計測

前節で述べた3孔プレストン管を用いて船体表面の摩擦応力分布を計測した。供試模型船は Series 60, $C_B = 0.7$, 0.8 の2隻で、長さ $L_{pp} = 1.8 \text{ m}$ の木製である。 $C_B = 0.7$ の船については、 $V \approx 0.9 \text{ m/s}$ ($R_n \approx 1.8 \times 10^6$), $C_B = 0.8$ の船は $V \approx 0.7 \text{ m/s}$ ($R_n \approx 1.4 \times 10^6$) で実験した。その結果の一部を Fig. 6 に示してあり、 $C_B = 0.7$ の船の船首尾部における摩擦応力係数 C_f をベクトル表示している。また、図中の実線は、離散値として得られる計測値を使って数値積分して求めた限界流線である。この結果は、油膜法による観察結果¹⁰⁾とよく合っており、観察だけでは比較的わかりにくかった剥離線近くの様子も明瞭となった。

図から判断できることは、剥離線と再付着線が交わっておらず、従来から言われている円錐状の3次元剥離渦⁹⁾とは違い、むしろ Wang¹¹⁾が大角度の迎角を有する回転体について、対称面での境界層計算を基に描いた側面付近の剥離線 (open separation line) と非常によく似ている。このことは油膜法による観測結果¹⁰⁾とも一致しており、従来からの船体まわりの3次元剥離モデルについて再検討する必要があるものと思われる。

4 境界層内の2次流れ

船体まわりの境界層計算には、ポテンシャル流線に沿って s 、等ポテンシャル線に沿って n 、船体表面の法線方向に ζ を取るいわゆる流線座標 (s, n, ζ) と、それに対応する速度成分 (u, v, w) を用いることが多い。そのため、境界層内の速度分布の特性を実験的に把握するためには (u, v) 成分を計測する必要がある。ここでは、3孔管を用いて Series 60, $C_B = 0.7$ の船の船尾における速度分布を計測した結果について述べる。

使用した3孔管は前節で述べたもので、計測点は Hess and Smith 法によってあらかじめ計算したポテンシャル流線 (A, B, C, D) に沿って定めた15点（これらの位置は Fig. 7 に示してある）である。3孔管を船体表面に垂直な方向ヘトラバースしながら計測した速度と流れの偏角がほぼ一定となる境界層外端を定めて u, v 分布を求めた。これらの結果は Fig. 7 に主流成分, Fig. 8 に2次流れ成分を示してある。得られた分布形状は境界層厚さの決め方にも左右されるが Fig. 8 では、2次流れの方向が正負に逆転するいわゆる reverse cross-

flow となっているものが多く、従来からの Mager model では表現し得ない分布形状となっていることが分る。

ポテンシャル流れ線に変曲点があれば、その下流で reverse cross flow が生じると言われており、Klink-siek 等¹²⁾ は屈曲した管の流れを使ってこの点に関する研究を行なっている。船首尾におけるポテンシャル流れ線には変曲点が存在しており、3次元剥離による縦渦が発生する一つの誘因とも考えられるので、船体まわりの3次元境界層計算には reverse cross flow も表現し得る2次流れのモデルを使う必要があると思われる。

そこで、Mager モデルを拡張したモデルを考えてみる。

(I) モデル A

$$\frac{v}{U} = \frac{u}{U} \tan \beta \{ (1-\eta)^2 + C\eta(1-\eta)^2 \} \quad (2)$$

$$\tau_n = \tau_s \tan \beta \quad (3)$$

ここで β は横流れ角の壁面値、 C は未定係数、 τ_s 、 τ_n はそれぞれ主流、2次流れ方向の壁面摩擦応力、 $\eta = \zeta/\delta$ である。(2)式は第一項が Mager model を表わし、第2項は $(v)_{\eta=1}=0$ 、 $(\partial v/\partial \eta)_{\eta=1}=0$ 、 $\lim_{\eta \rightarrow 0}(v/u) = \tan \beta$ なる境界条件を満足する3次の多項式である。このように適当な境界条件を考慮して多項式を求める手法は Eichelbrenner¹³⁾ や Smith¹⁴⁾ が Jhonston model を基に新しいモデルを考えた手法と同じである。また未定係数 C は(2)式から分るように2次流れが正負に変化する η 座標を表わすから縦渦の壁面からの距離に関係するものと考えることができ、また慣性項を無視した Navier-Stokes 方程式から得られる境界条件を考慮すれば、船体表面の圧力分布によって決まる量とも考え得るが、ここでは単なるパラメータと考えておく。

(II) モデル B

$$\frac{v}{U} = \frac{u}{U} [\tan \beta_1 (1-\eta)^2 + \tan \beta_2 \{ 1-\eta^3 (10-15\eta+6\eta^2) \}] \quad (4)$$

$$\tau_n = \tau_s \tan(\beta_1 + \beta_2) \quad (5)$$

(4)式は次のようにして得られた。すなわち、渦動粘性係数 ν_T を考え、 v' 、 w' を乱動成分とすれば、剪断応力 τ は、 $\tau = -\rho \overline{v'w'} = \rho \nu_T \partial v/\partial \zeta$ と表わされ、主流方向に軸を持つ渦度 ω_s に比例するものと考えられるから $\tau \propto \omega_s \propto \partial v/\partial \zeta$ と考えられる。一方、2次元剥離流での τ の計測例¹⁰⁾ は壁面から離れた位置で極値を持ち、しかもその位置は下流にいくにしたがって壁から離れている。この結果を2次流れと類比して考えれば、 ω_s の分布(言いかえると $\partial v/\partial \zeta$ の分布)も類似の分布形となるであろう。Mager model ではこのような事情を表現し得ないので、余弦関数とほぼ同じ多項式を考え、 $f'(\eta)$

$= -30\eta^2(1-\eta)^2$ とおき $f(0)=1$ を考慮して $f(\eta)=1-\eta^3(10-15\eta+6\eta^2)$ を求め、これを Mager model に加え合せる形で整理した。

さて、(4)式において $\tan \beta = \tan \beta_1 + \tan \beta_2$ とおけば、これは(2)式とほぼ同じ形に整理することが可能であり、モデル A、B は表現と導出方法は異なっているものの結果的には同じ形の分布と言える。したがって以下ではモデル A についてのみ考えることにする。まず Fig. 9 は、計測された速度分布をモデル A によって表現できるかどうかを調べるために最小2乗法によって curve fitting した結果で、Mager model では表現できない2次流れの分布も非常によく近似できることが分る。次に、このモデルを使った境界層計算について考える。

5 境界層計算

座標に流れ座標 (s, n, ζ) をとれば、3次元元流境界層の基礎式は運動量積分の形で次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s}(U^2 \theta_{11}) + U \delta_1 \frac{\partial U}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n}(U^2 \theta_{12}) + U \delta_2 \\ \times \frac{\partial U}{\partial n} - K_2 U^2 (\theta_{12} + \theta_{21}) \\ - K_1 U^2 (\theta_{11} - \theta_{22}) = \frac{\tau_s}{\rho} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n}(U^2 \theta_{22}) + \frac{\partial}{\partial s}(U^2 \theta_{21}) - 2 K_1 U^2 \theta_{21} \\ - K_2 U^2 (\theta_{22} - \theta_{11} - \delta_1) = \frac{\tau_n}{\rho} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで U は層外速度、 τ_s 、 τ_n は(3)式の定義と同じであり、層内の速度成分を流れ座標 (s, n, ζ) に対応して (v, w) とすれば、 δ_1 、 δ_2 、 θ_{11} 、 θ_{12} 、 θ_{21} 、 θ_{22} は次のように定義される。

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) d\zeta, & \delta_2 &= \int_0^\infty -\frac{v}{U} d\zeta, \\ \theta_{11} &= \int_0^\infty \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) d\zeta, & \theta_{12} &= \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{v}{U} d\zeta, \\ \theta_{21} &= \int_0^\infty -\frac{uv}{U^2} d\zeta, & \theta_{22} &= \int_0^\infty -\frac{v^2}{U^2} d\zeta \end{aligned}$$

(6)、(7)式中の係数 K_1 、 K_2 はそれぞれ n 、 s 線の測地的曲率であって、ポテンシャル流れ線の拡大縮少率、物体接平面での流れの曲率を表わしている。

(6)、(7)式は、 v 、 w などを微小量とみなして高次の項を省略する、いわゆる small cross flow の仮定を使うと

$$\frac{\partial}{\partial s}(U^2 \theta_{11}) + U \delta_1 \frac{\partial U}{\partial s} - K_1 U^2 \theta_{11} = \frac{\tau_s}{\rho} \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial s}(U^2 \theta_{21}) + K_2 U^2 (\theta_{11} + \delta_1) = \frac{\tau_n}{\rho} \quad (9)$$

となる。解法に積分的解法を用いる場合には補助方程式と局部摩擦則が必要である。ここでは局部摩擦則としてはよく知られた Ludwig-Tillmann の式を用いる。

$$\frac{\tau_s}{\rho U^2} = 0.123 \times 10^{-0.678 H} \left(\frac{U \theta_{11}}{\nu} \right)^{-0.268} \quad (10)$$

ただし H は形状係数で $H = \delta_1 / \theta_{11}$, ν は動粘性係数である。2次流れの分布には前節で述べた2パラメータのモデルを使う訳であるから2つの補助方程式を考える必要がある。1つは従来からよく用いられている Entrainment 式を, もう1つは2次流れ方向の運動量モーメント式を考えることにする。これらは次のように整理される。

$$\frac{\partial}{\partial s} (\theta_{11} G) + \theta_{11} G (P - K_1) = F(G) \quad (11)$$

$$F(G) = 0.0306 (G - 3.0)^{-0.653}$$

$$G = 1.535 (H - 0.7)^{-2.175} + 3.3$$

$$P = \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial s}$$

$$\frac{\partial}{\partial s} (U^2 M_{21}) + K_2 U^2 (M_{11} + M_1) + U^2 Q + U^2 R = 0 \quad (12)$$

ここで

$$M_{21} = \int_0^\infty -\frac{uv}{U^2} \zeta d\zeta, \quad M_{11} = \int_0^\infty \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U} \right) \zeta d\zeta$$

$$M_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U} \right) \zeta d\zeta, \quad Q = \int_0^\infty \zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(-\frac{vv}{U^2} \right) d\zeta$$

$$R = -\frac{1}{\rho U^2} \int_0^\infty \zeta \frac{\partial \tau_2}{\partial \zeta} d\zeta$$

$$\tau_2 = \rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right| \left| \frac{\partial v}{\partial \zeta} \right|, \quad l = 0.085 \delta \tanh \left(\frac{\kappa}{0.085} \eta \right)$$

ただし τ_2 は2次流れ方向の剪断応力, l は混合距離で, Michel-Quémard-Durant¹⁵⁾ による表現である。

(8)~(11) 式は速度分布に指数法則と Mager model を使用すれば von Kerczek¹⁶⁾ の計算法と一致するが, ここでは主流方向の速度分布には指数法則

$$\frac{u}{U} = \left(\frac{\zeta}{\delta} \right)^m \quad (13)$$

を, 2次流れには先述したモデルAを使い, 未知数 θ_{11} , H , β , C に関する連立常微分方程式に整理される。

$$\frac{d\theta_{11}}{ds} = \frac{C_f}{2} - \theta_{11} (2 + H) P + K_1 \theta_{11} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{dH}{ds} &= \frac{F(G)}{\theta_{11} G'(H)} - \frac{1}{\theta_{11}} \frac{G(H)}{G'(H)} \frac{C_f}{2} \\ &\quad + \frac{G(H)}{G'(H)} P (1 + H) \end{aligned} \quad (15)$$

$$A_{11} \frac{d\beta}{ds} + A_{12} \frac{dC}{ds} = B_1 \quad (16)$$

$$A_{21} \frac{d\beta}{ds} + A_{22} \frac{dC}{ds} = B_2 \quad (17)$$

ただし, $A_{11}, A_{12}, \dots$ などの係数は Appendix に示してある。また (12) 式における係数 R は, 層内で ζ 方向

に一定の渦動粘性係数を仮定すれば零となり, $R=0$ とした計算結果は τ_2 の分布形を考慮して $R \neq 0$ とした結果と大差が無いので, 以下では $R=0$ とした場合の結果についてのみ述べることにする。

6 計算結果と考察

計算は Series 60, $C_B=0.7, 0.8$ の船について行ない, この際の R_n は, それぞれ, $1.59 \times 10^6, 1.38 \times 10^6$ である。ポテンシャル速度は Hess and Smith 法によって計算し, ポテンシャル流線は, 離散値として得られる速度ベクトルを使って船体表面上で数値積分して求めた¹⁷⁾。

Fig. 10 は $C_B=0.7$ の船の Sq. St. 1/2 断面における速度分布, 渦度分布である (その位置は Fig. 7, 8 に示す流線 A, B, C, D に対応している)。速度分布については実験結果も置点してあるが, これは Fig. 7 の u 分布から排除厚さ, 運動量厚さなどを求め, 速度分布に指数法則を仮定して境界層厚さを算出し, u, v の分布を求めなおしたものとなっているので Fig. 7, 8 に示す結果とは若干異なっている。2次流れについては実験値との一致は期待したほど良くないが, 船尾ではポテンシャル計算そのものの精度が悪くなること,

(12) 式において $R=0$ としていること, 計測値から境界層外端を合理的に決定するのは困難であることなど種々の原因が考えられ, このような結果になるのはある程度致し方ないものと思われる。また u 分布は2次流れのモデルには左右されない形で求まり, 実験値とよく一致している。

Fig. 11 は $C_B=0.7$ の船の船首尾における限界流線の計算結果と壁面摩擦応力の計測値とを比較したものである。限界流線は船首船底, 船尾船側で明瞭な包絡線を描いており, 船尾における剥離線の位置が Fig. 6 の実験結果と若干異なっているものの船首での一致は良く, 船尾上方には再付着線と思われる包絡線が現われるなど非常に興味深い結果となっている。Fig. 12 は同様の計算を $C_B=0.8$ の船について行なった結果で, 壁面摩擦応力の計測値と比較すると, 全体的には $C_B=0.7$ の場合とほぼ同じ結果となっている。境界層計算によって得られた限界流線のこのような結果が3次元剥離, 再付着などの現象を正しく表現しているかどうかについて明言はできないが Fig. 11, 12 から判断するに限り, 境界層理論でもある程度剥離が表わされていると言えよう。

次に3次元剥離線を限界流線の包絡線と考えた際に得られる剥離の条件について考えてみる。いま, 限界流線が $dn/ds = \beta$ なる微分方程式で表わされるとすれば, $\partial \beta / \partial s$ は限界流線の曲率に比例する量と考えられ, 包絡線の性質からここで不定になるので $\partial / \partial n (\partial \beta / \partial s) \rightarrow \infty$ なる条

件が得られる。これは (16), (17) 式の解の一意性を表わす Lipschitz 連続が成立しない条件に対応している。また限界流線の方程式からは $\partial\beta/\partial n \rightarrow \infty$ なる条件が得られる。これらのうちどちらが剥離の条件に適しているかを見るために船首部における $d\beta/ds$, β の分布を Fig. 13 に示す。ここで, n 線と girth 線がほぼ一致していると考えれば, これらの量の girth 方向の変化率を n 方向の変化率とみなしてもよいと思われる。図から Sq. St. $9^8/10$, $9^1/5$ では β の変化が比較的ゆるやかであるのに対して $d\beta/ds$ は急激に変化しており, ここでは前者の条件が適当であること, 変化率の大きなビルジ部には剥離線, 中心線近くには再付着線があることが分る。また, $d\beta/ds$ の値が大きくなっている部分があるのは, Fig. 12 から分るようにこの付近の流線がしだいに集まってくることを示している。さらに, Sq. St. $81/2$, 8 では急激な変化が無くなり, 値も小さくなっている。これらは船首渦の発達, 拡散, 減衰を表わしているものと思われる。3次元剥離と限界流線の包絡線との関係をより明確にすること, 剥離そのものの定義, それらの数学的な意味などについては興味ある問題であるが, これらについては, 今後の研究を待たねばならない。

境界層内部の流速分布を調べるため, Sq. St. 1 , $1/2$ 断面での速度ベクトル (v_y , v_z) を Fig. 14 に, 伴流分布を Fig. 15 に示している。ただし, v_y , v_z はそれぞれ船体固定座標系に対する速度の水平, 垂直成分である。田中ら¹⁸⁾は特異摂動論の手法を使ってポテンシャル流の変化分も考慮したこの種の計算を行なっているが, ここでは簡単のため, 境界層内の速度を断面に投影した結果と5孔管による計測結果を比較している。Fig. 14 に示す速度ベクトルはビルジ付近を除いて両者の一致は比較的良好, Sq. St. $1/2$ では明らかに縦渦流れとなっている。このことから船尾渦を境界層内の2次流れの一種として扱うことがある程度可能であると思われる。

Fig. 16 は従来からの境界層計算にならって θ_{11} , H , C_f , β について流線 A, C (この位置は Fig. 7 にある) に沿っての計算値と実験値を比較したものである。 θ_{11} , H , C_f などは従来からよく合うと言われており¹⁹⁾²⁰⁾, Fig. 16 の結果もこれを支持している。また β についても比較的良く合っている。ただし図には示していないが, 3孔プレストン管で計測した壁面摩擦応力の値については船首部において実験と計算の結果に違いがみられる。これは船首部における境界層が薄いため, 境界層厚さに比して3孔管が大きくなっていることなど実験的な原因が考えられ, これを改善することは今後の課題の一つである。

7 結 言

船体表面の摩擦応力を計測するために3孔プレストン管を使う方法を提案し, Series 60, $C_B=0.7$, 0.8 の 1.8 m 模型船についてこれを計測し, 限界流線を求めた結果, 従来と同じく船首船底, 船尾船則において明瞭な剥離線, 再付着線が認められた。しかし, 船尾では剥離線と再付着線は交わらず従来から言われている円錐状の剥離渦とは異なっていることが明らかになった。また, $C_B=0.7$ の船尾における境界層内の2次流れを計測した結果, 多くの計測点で reverse cross flow が認められた。

そこで, 2次流れのモデルに Mager model を拡張した新しいモデルを導出し, かつ新しい補助方程式として2次流れ方向の運動量モーメント式を用いた計算方法を提案し, Series 60, $C_B=0.7$, 0.8 の船について境界層計算を行なった結果,

- i) 限界流線は船首尾で剥離線, 再付着線と思われる包絡線を描く。
- ii) 船尾における剥離線の位置は実験結果と若干異なるものの, 全体的な傾向は実験や従来の観測結果と良く合っている。
- iii) 限界流線が包絡線となる条件を横流れ角の壁面值 β で表現できる。
- iv) 2次流れには reverse cross flow となる領域が存在し, 船尾における断面内の速度ベクトルは縦渦流れとなっている。
- v) 境界層の諸量 θ_{11} , H , C_f , β などは実験値と比較的良好一致を示す。

などの結論が得られた。これらのことから, 境界層理論でも剥離の傾向をある程度表現でき, また剥離渦を境界層内の2次流れの一種として扱うことも可能と思われる。

また, 3次元剥離の明確な定義, 厚い境界層を考えた第2次近似境界層, 境界層理論による船尾渦の伴流内における発達, 拡散の計算などは今後に残された興味ある問題である。

本稿を終えるにあたり, 終始熱心なご激励と貴重なご討論を賜った大阪府立大学工学部田中紀男教授に感謝の意を表す。また, 本研究の動機を与え, その後詳細な点に及ぶご指導を賜った大阪府立大学工学部姫野洋司助教授には心から感謝する次第である。本研究のポテンシャル計算については, 当時大阪府立大学大学院生であった大西泉君, 境界層計算の一部は同大学院生小松康夫君の協力を得た。実験に関しては同大学院生林田滋, 梶原正則, 当時の学部生佐田味修一, 学部生木村信孝, 土屋敬一郎の諸君に負うところが大きい。また本研究の

一部は文部省科研費の補助によること、数値計算には大阪大学 NEAC 2200-700, 大阪府立大学 TOSBAC 5600 を使用したことを付記し、関係各位に感謝する。

参 考 文 献

- 1) B.N. Steele : Experimental Determination of the Distribution of Skin Friction on a Model of a High Speed Liner, TRINA, Vol.110(1968), p.79.
- 2) T. Hotta : A New Skin Friction Meter of Floating-Element Type and the Measurements of Local Shear Stress, Jour. Soc. Nav. Arch. Japan, Vol.138 (1975), p.74.
- 3) J.H. Preston : The Determination of Turbulent Skin Friction by Means of Pitot Tubes, J. Roy. Aero. Soc., Vol.58 (1954), p.109.
- 4) V.C. Patel : Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients, Jour. Fluid Mech., Vol.23, Part 1(1965), p.185.
- 5) J.L. Power : Wall Shear Stress and Mean-Velocity Measurements in a Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer, Naval Ship Research and Development Center Report 4056 (1973).
- 6) G.R. Stuntz et al. : Series 60-The Effect of Variations in Afterbody Shape Upon Resistance, Power, Wake Distribution and Propeller Excited Vibratory Forces, TSNAME, Vol.68 (1960), p.292.
- 7) D.E. Coles : The law of the wake in the turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol.1, Part 2 (1956), p.191.
- 8) ポフ : 空気力学実験法, 朝倉書店(1969), p.270.
- 9) 例えば, 田古里哲夫外 : 肥大船船尾ビルジ渦に関する実験的研究, 日本造船学会論文集, 第123号(昭43), p.49.
- 10) 奥野武俊 : 油膜法による船体表面の限界流線観察, 流れの可視化シンポジウム, 第2回 (1974).
- 11) K.C. Wang : Separation Patterns of Boundary Layer over an Inclined Body of Revolution, AIAA Jour., Vol.10, No.8 (1972), p.1044.
- 12) W.F. Klinksiek and F.J. Pierce : Simultaneous Lateral Skewing in a Three-Dimensional Turbulent Boundary-Layer Flow, Tran. ASME. Jour. of Basic Eng., Series D, Vol.92, No.1 (1970), p.83.
- 13) E.A. Eichelbrenner : Three-Dimensional Boundary Layers, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.5 (1973), p.339.
- 14) P.D. Smith : Calculation Methods for Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers, ARC Reports and Memoranda, No.3523(1966), p.1.
- 15) R. Michel, C. Quémard and R. Durant : Hypothesis of the Mixing Length and Application to the Calculation of the Turbulent Boundary Layer, Stanford Conference, Vol.1 (1969), p.195.

- 16) C. von Kerczek : Calculation of the Turbulent Boundary Layer on a Ship Hull at Zero Froude Number, Journal of Ship Research, Vol.17, No.2 (1973), p.106.
- 17) 大西 泉 : 船体まわりのポテンシャル流に関する研究, 大阪府立大学工学研究科修士論文 (1974).
- 18) 田中一郎, 姫野洋司, 松本典幸 : 船体まわりの粘性流場の計算-主として伴流について, 関西造船協会誌, 第150号(昭48), p.19.
- 19) 姫野洋司, 田中一郎 : 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50), p.65.
- 20) L. Larson : Boundary Layer of Ship, Part I to IV, SSPA, Allmän Rep., Nr.44 to 47(1974).

Appendix

本文 (14)~(17) 式の係数は以下の通りである。

$$C_f = \frac{\tau_s}{\frac{1}{2}\rho U^2}$$

$$A_{11}(H) = \frac{-2}{(H-1)(H+2)}$$

$$A_{12}(H) = \frac{-2H}{(H-1)(H+2)(H+3)}$$

$$A_{21}(H) = A_{11} \frac{H^2(H+1)}{(H-1)(H+3)}$$

$$A_{22}(H) = A_{12} \frac{H(H+1)^2}{(H-1)(H+4)}$$

$$B_1 = \tan \beta \frac{1}{\theta_{11}} \frac{C_f}{2} - (A_{11} \tan \beta + A_{12} C) \\ \times \left(2P + \frac{1}{\theta_{11}} \frac{d\theta_{11}}{ds} \right) - (A'_{11} \tan \beta + A'_{12} C) \\ \times \frac{dH}{ds} - K_2(1+H)$$

$$B_2 = -2(A_{21} \tan \beta + A_{22} C) \left(P + \frac{1}{\theta_{11}} \frac{d\theta_{11}}{ds} \right) \\ - (A'_{21} \tan \beta + A'_{22} C) \frac{dH}{ds} - K_2 A_{23} \\ - (A_{21} \tan \beta + A_{22} C) Q_0 + (R_1 \tan \beta + R_2 C) \\ A_{23} = \frac{H^2(H+1)}{2(H-1)}$$

$$Q_0 = - \left\{ K_1 + \frac{H-1}{2} \left(\frac{(H-1)^2-2}{H(H+1)(H-1)} \frac{dH}{ds} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\theta_{11}} \frac{d\theta_{11}}{ds} \right) - P \right\} \left(\frac{H(H+1)}{H-1} \theta_{11} \right)^{\frac{H+1}{2}} \\ \times \frac{2}{(H+1)}$$

$$R_1 \tan \beta + R_2 C = - \frac{1}{U^2} \int_0^\infty \zeta \frac{\partial \tau_2}{\partial \zeta} d\zeta$$

Fig.1. Directional function K_β of 3-hole Pitot tube. Fig.2. Pressure coefficient C_1 and C_2 of 3-hole Pitot tube.

Fig.3. Velocity profiles of reattaching flow.

Fig.4. Boundary layer parameters of reattaching flow.

Fig.5. Calibration of 3-hole Preston tube.

Fig.6. Limiting stream line and distribution of wall shear stress (Series 60, 0.7C_B).

Fig.7. Streamwise velocity profiles measured in boundary layer.

Fig.8. Cross flow velocity profiles in boundary layer.

Fig.9. Curve fitting to measured cross flow velocity distributions with model A and Mager model.

 Fig.10. Velocity and vorticity distributions at $\text{Sq.St. } 1/2$.

Fig.11. Viscous limiting stream lines and distribution of wall shear stress (Series 60, 0.7C_B) Fig.12. Viscous limiting stream lines and distributions of wall shear stress (Series 60, 0.8C_B).

Fig.13. Distributions of $(d\beta/ds)$ and β at fore sections (series 60, 0.8Cp).

Fig.16. Boundary layer parameters along stream lines.

Fig.14. Comparison of cross flow (velocity vector v_y, v_z) between measured and calculated values at Sq.St. 1 and 1/2.

Fig.15. Comparison of wake distributions between measured and calculated values at Sq.St.1 and 1/2.