(昭和 58 年 5 月 日本造船学会春季講演会において講演)

船尾流場の乱れ成分に関する実験的研究 (その 2)

——船体平行部を長くした船型の平均流と乱れ成分——

正員 福田 和 廣* 正員 藤 井 昭 彦*

Turbulence Measurements in Three Dimensional Boundary
Layers and Wakes around Ship Models
(2nd Report)

——Mean Velocity and Turbulence Distributions around a Ship
Model with Long-Parallel Body——

by Kazuhiro Fukuda, *Member* Akihiko Fujii, *Member*

Summary

This paper presents results of mean velocity and turbulence measurements in the three dimensional boundary layers and wakes around a long ship model in a low-speed wind tunnel. The long ship model was obtained by inserting the 4m length parallel body into the 2m length normal ship model which had been tested in the 1st report. The effects of the boundary layer thickness on the stern flow field became evident after comparing the results of measurements in the boundary layers of the long ship model with those of the normal ship model.

Moreover, a new analyzing method was developed to measure the mean velocity and the turbulence in three dimensional flow with a single-type hot-wire anemometer.

Comparing the stern flow field of the long ship model with that of the normal ship model, following facts were found.

- (1) The longitudinal vortices are located at the same place with the same vorticity.
- (2) The ridge-like parts are located at the same position away from the ship model surface on the contour curves of the turbulent kinetic energy.
- (3) The non-dimensional normal distance $(\zeta/\theta_\zeta)(L/B)$ gives very good agreements on the profiles of the mean velocity and the Reynolds stresses distributions in the boundary layers between the long and the normal models.

1 緒 言

船尾まわりの流場の計算は、3次元境界層理論が応用され始めた頃から急激に発展した。しかし、船尾端近傍の流場については、いまだニーズにこたえる計算法が開発されたとはいえないのが現状である。その原因の一つに、船尾流場のレイノルズ応力が正しく計算に加味されていないことがあげられる。レイノルズ応力はレイノルズ方程式のなかで重要な項でありながら、船尾流場のような3次元性の強い流場では、計測技術上の困難さ故に計測例がなく、最近までほとんど知られていなかった。

筆者らは前報¹⁾において、熱線流速計のプロブを組み合わせる方法による3次元流場の計測法を開発し、船尾流場におけるレイノルズ応力分布の傾向を明らかにした。その結果、船尾流場のレイノルズ応力分布は、縦渦

などの影響によりそれまで知られていた2次元流の場合と異なる傾向を有することや、境界層理論では無視されたレイノルズ応力項の中でも無視できないオーダーのものが存在することなどがわかった。また最近、興味ある船尾流場の乱れの計測例^{2)~5)}なども発表され、漸次船尾流場のレイノルズ応力は明らかにされつつある。

一方、尺度影響の面からみたレイノルズ応力分布の問題も重要な課題の一つである。模型船と実船との流場の相関を調べる手法として、相似模型船によるシリーズテスト^{6)~8)}、境界層吸込み法^{9)~11)}あるいは模型船の中央平行部を取り除いた縮胴模型による方法¹²⁾などがある。実船の流場をシミュレートするには、境界層吸込み法や縮胴模型による方法のように船の長さに対して模型船の境界層厚さを薄くするのが望ましい。しかし、境界層吸込み法では局部的に吸い込むために流場の連続性が乱される可能性があり、また縮胴模型を使う場合には船尾流場

* 三井造船(株)昭島研究所

が船首部の影響を受ける可能性がある。さらに、これらの場合、境界層が薄くなることにより計測の困難さも増大する。

そこで今回筆者らは、実船の流場とは逆の傾向ではあるが、模型船中央部の平行部だけを長くした長胴の模型船を用いて、境界層厚さが船尾流場へ及ぼす影響について調べた。本報は、この長胴模型船の流場を通常模型船の流場と比較することにより、境界層厚さが船尾の平均流やレイノルズ応力の分布へ及ぼす影響を明らかにしたものである。

また本報では、前報で用いた乱れ成分の解析法に改良を加えた新しい解析法を提案した。この新しい解析法の妥当性を調べるために、円管内部流の乱れ成分の計測を実施し、レイノルズ応力の理論値や従来¹³⁾の結果と比較を行った。その結果、この新しい解析方法が乱流計測に十分有効であることを確認した。

2 測定原理

測定方法は前報と同様に、熱線と熱線プローブ軸のなす角度が異なる熱線プローブを数種併用するプローブ組合せ法である。2～3種の熱線プローブをプローブ軸まわりに回転し各回転角ごとに熱線出力の直流成分と交流成分の値を計測する。それらの値より平均流3成分とレイノルズ応力6成分を連立方程式から求める方法である。今回、前報の熱線出力の角度特性近似式やレイノルズ応力を求める基礎方程式に改良を加え、平均流やレイノルズ応力がより厳密に求められる方法を提案した。以下にその解析方法について述べる。

2.1 熱線出力の角度特性近似式

Fig. 1 に使用した熱線プローブの例として45°型プローブの形状とその座標系を示す。前報では熱線出力の角度特性を表わす近似式として次式を用いた。

$$U_{\text{eff}} = |U| \{ \sin^2 \alpha + a \cos^2 \alpha + b \cos^2 \beta \}^{1/2} \quad (1)$$

ここに、 U_{eff} は熱線の感じる有効流速、 α は流速 U と熱線のなす角度、 β は熱線とブロングが作る面に立てた法線ベクトルと流向のなす角度、 a, b は実験定数である。(1)式における右辺第1項と第2項はそれぞれ、熱線に対して垂直な方向と平行な方向の流速成分に対するクーリング効果¹⁴⁾を表わし、第3項はブロングやロッドの影響を補正する項である。第2項の a 係数は Fig. 1 における (X_P, Z_P) 面内でプローブを回転させる方法により求めた。そのとき、(1)式では、ブロングやロッドの影響は a 係数の中に含まれ、 a が負になる場合があり、クーリング効果を表わす係数として物理的に不合理が生じた。さらに熱線とプローブ軸とのなす角 γ は、 a 係数を求める検定で熱線の出力が最大となるプローブ軸の角度から決定した。そのため、 γ にはロッドやブロングの

影響が含まれていた。

そこで、これらの点を改良するために、ロッドが熱線部の流場へ与えるポテンシャル流の影響を考慮して、次式のように熱線の角度特性を近似する。

$$U_{\text{eff}} = |U| \{ (1 + b' \sin^2 \beta') (\sin^2 \alpha + a \cos^2 \alpha) \}^{1/2} \quad (2)$$

ここに、 α は(1)式と同じ定義であり、 β' はプローブ軸と流向とのなす角である。また、 a, b' は実験定数である。 $\sqrt{1 + b' \sin^2 \beta'}$ はロッドが熱線の流場へ与える影響であり、細長い楕円柱の計算結果からその関数形を求めた。

Fig. 2 は計測に使用した90°型(I型)、60°型、45°型の各々熱線プローブ出力を、(2)式で近似したものである。

2.2 平均流とレイノルズ応力の解析式

前報では、(1)式を2乗したのち平均流成分とレイノルズ応力成分に分離し、それぞれが熱線出力の直流成分と交流成分に対応するものと仮定して解析を行った。しかし、レイノルズ応力をより厳密に求めるには、奥野³⁾が指摘したように交流成分に対してはより厳密な解析式が必要である。そこで、(2)式の近似式をもとに熱線出力の直流成分と交流成分を厳密に表わす式を導出する。

いま、ある座標系からみた速度ベクトルを $U = (U_1, U_2, U_3)$ 、熱線自身の方向余弦を $r = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ 、熱線プローブ軸の方向余弦を r_P とする。このとき(2)式は次式で表わされる。

$$U_{\text{eff}} = \{ C_{ij} U_i U_j \}^{1/2} \quad (3)$$

$$C_{ij} = (1 + b' \sin^2 \beta') \{ \delta_{ij} + (a - 1) \lambda_i \lambda_j \}$$

ここに、 $\sin \beta' = |U \times r_P| / |U|$ 、また δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり、 i と j は1～3までの総和規則に従う。

平均流速 U_i に速度変動 u_i が加わると有効流速は次式で表わされる。

$$U_{\text{eff}} = \{ C_{ij} (U_i + u_i) (U_j + u_j) \}^{1/2} \quad (4)$$

いま、流れの方向がおおよそ求められたとする。その方向を主軸とする座標系を新たに定めると、その座標系では次の仮定が成立する。

$$U_1 = O(1), \quad U_2 = U_3 = O(\varepsilon) \quad (5)$$

また、速度変動 u_i に対しては次の仮定が成立するものとする。

$$u_1 = u_2 = u_3 = O(\varepsilon) \quad (6)$$

(4)式を U_1 についてテーラー展開し、 $O(\varepsilon^3)$ 以上の項を無視すると(7)式が得られる。

$$U_{\text{eff}} = (1/\sqrt{C_{11}}) \{ C_{11} (U_1 + u_1) + \frac{1}{2\sqrt{C_{11}} U_1} \left\{ \left(C_{1j} - \frac{C_{11} C_{1j}}{C_{11}} \right) \times (U_i U_j + U_i u_j + u_i U_j + u_i u_j) \right\} \} \quad (7)$$

熱線出力の直流成分は(7)式の時間平均値であることから次式で表わされる。

$$\overline{U_{eff}} = \frac{1}{\sqrt{C_{11}}} \{C_{11}U_i\} + \frac{1}{2\sqrt{C_{11}}U_1} \times \left\{ \left(C_{ij} - \frac{C_{1i}C_{1j}}{C_{11}} \right) (U_iU_j + u_iu_j) \right\} \quad (8)$$

また、熱線出力の変動成分は(9)式となる。

$$u_{eff} = \frac{1}{\sqrt{C_{11}}} \{C_{11}u_i\} + \frac{1}{2\sqrt{C_{11}}U_1} \times \left\{ \left(C_{ij} - \frac{C_{1i}C_{1j}}{C_{11}} \right) (U_iu_j + u_iU_j + u_iu_j) \right\} \quad (9)$$

(9)式の両辺を2乗し時間平均をとり、 $O(\varepsilon^3)$ 以上の項を無視すると、熱線出力の交流成分 RMS (Root Mean Square) の2乗に相当する次式が得られる。

$$\overline{u_{eff}^2} = (C_{1i}C_{1j}/C_{11}) \cdot \overline{u_iu_j} \quad (10)$$

(10)式は2次流れがないものと仮定して Löfdahl¹⁴⁾が求めた交流成分の式と一致する。

結局、6状態以上の直流成分と交流成分を同じ計測点で各々計測すれば、(8)式と(10)式から構成される連立方程式によって、平均流3成分とレイノルズ応力6成分が求められる。

解析手順を要約して示すと次のようになる。

①レイノルズ応力を零としてプローブ軸座標系で平均流を求める。②平均流の流向を主軸とする座標系へ熱線やプローブ軸の方向余弦を座標変換する。③(10)式よりレイノルズ応力を求める。④(8)式よりその座標系の平均流を求める。⑤ ②～④の手順を繰返し、解が収束すれば流線座標系や船体固定座標系など任意の座標系へ改める。

このように座標変換と繰返し計算の手法を併用することによって解析精度を上げた。なお、座標変換の方法は前報で詳述したので省略する。

Fig. 1 Coordinate systems and hot-wire probe (45°-type)

Fig. 2 Direction characteristic curves of hot-wire probes (90°, 60° and 45° type)

2.3 円管内流れの計測による新しい解析法の検討

円管内部流れのレイノルズ応力は、理論的にその1成分が求められることと計測が比較的容易なことから従来より多数の計測例¹⁵⁾がある。そこで今回提案した乱流計測方法の検討を行うために、円管内部流れのレイノルズ応力の計測を実施し、それらの値と比較した。

供試円管は長さ 8.0m、内径 0.25m の大型円管である。熱線プローブの挿入角度が円管軸に平行な状態と、傾いた状態とで計測ができるように大型円管を使用した。プローブの角度を変えた計測は、プローブに対し斜めからくる3次元流れの場合にも今回の計測方法が有効なことを確かめるために実施した。

Photo. 1 に風洞内の円管の実験状態を示す。円管内部には先端より 50mm の位置に直径 7.5mm のトリップワイヤを取り付け管内流れの乱流促進を行った。

前報で述べたように、壁面圧力勾配からレイノルズ応力の $\overline{u_x'u_r'}$ 成分は理論的に次式で求めることができる。

$$-\overline{u_x'u_r'}/U_*'^2 = r/R \quad (11)$$

ここに U_*' は壁面圧力勾配から求められる摩擦速度、 R は円管半径、 r は円管中心からの距離である。

Photo. 1 Straight circular pipe in wind tunnel ($L=8.0$ m, Inside dia. $=0.25$ m)

Fig. 3-1 に (11) 式で求めた理論値と計測結果を比較して示す。また Fig. 3-2 に計測結果 $\overline{u_x'^2}$, $\overline{u_y'^2}$, $\overline{u_z'^2}$ を Laufer¹³⁾ の実験データと比較して示す。

これらの結果から、本方法によって理論値や従来の実験値とよく一致した結果が得られること、また斜めからくる流れ、すなわち3次元流れに対してもレイノルズ応力が正しく求められることがわかる。

Fig. 3-1 Mean velocity and shear stress ($-\overline{u_x' u_r'}$) in straight circular pipe

Fig. 3-2 Normal stresses ($\sqrt{\overline{u_x'^2}}$, $\sqrt{\overline{u_y'^2}}$, $\sqrt{\overline{u_z'^2}}$) in straight circular pipe

3 供試模型船および実験状態

3.1 供試模型船

供試模型は、前報で計測対象とした長さ2mのSeries 60 ($C_B=0.8$) 船型模型の中央平行部に、長さ4mの平行部を付加した長胴の模型船である。前報と同じく設定水面位置に関して対称な2重模型船である。本報ではこのあと区別するために、長さ2mのSeries 60 船型模型を通常模型船、中央に平行部を付加した船型模型を長胴模型船と呼ぶ。したがって、長胴模型船は、幅、喫水、および船尾部の形状と寸法が通常模型船と同一であり、船体平行部の長さだけが長い模型船である。模型船は木製

Table 1 Tested models

	MODEL	LENGTH	TESTED PLACE
I	Series 60 Ship (Normal Double)	2.0 (m)	Wind Tunnel
II	Series 60 Ship (Long Double)	6.0 (m)	Wind Tunnel
III	Series 60 Ship (Normal)	2.0 (m)	Circulating Water Channel
IV	Straight Circular Pipe	8.0 (m)	Wind Tunnel

Photo. 2 Long double model in wind tunnel ($L_{pp}=6$ m)

Fig. 4 Mean velocity distribution in the boundary layer at bottom (Sq. St. 4)

Fig. 5-1 Wake contour curves

Fig. 5-2 Cross plane flow and vorticity

Fig. 5-3 Normal stress ($\sqrt{u'^2}$)

Fig. 5-6 Shear stress ($-u'v'$)

Fig. 5-4 Normal stress ($\sqrt{v'^2}$)

Fig. 5-7 Shear stress ($-v'w'$)

Fig. 5-5 Normal stress ($\sqrt{w'^2}$)

Fig. 5-8 Shear stress ($-u'w'$)

Fig. 5 Mean velocity and turbulence distributions at Sq. St. 1/2 cross plane (Normal and Long models)

であり、F.P. から 100mm の位置に高さ 1mm の乱流促進用スタッドが 10mm の間隔で取り付けられている。

さらに、熱線による乱流の計測とは別に油膜法による限界流線の観察をするために、通常模型船と同じ形状の回流水槽用模型船を使用した。油膜法による実験は回流水槽で行い風洞における乱れ成分の計測結果と比較した。

Table 1 に供試模型船の一覧表を示す。模型船の船首部、船尾部の形状はすべて同一であり、そのボディプランは前報で示していることから省略する。

3.2 実験状態

長胴模型船の流場の計測は、通常模型船の計測結果と比較するために、同一断面すなわち船尾からの距離が通常模型船と同一の位置で実施した。したがって、ここで呼ぶ長胴模型船の Sq. St. は通常模型船の Sq. St. に対応する断面であり、船尾端からの距離が通常模型と同一の位置である。

通常模型船と長胴模型船の計測 R_e 数を比較して示すと、次のとおりである。代表長さはどちらも模型船の実際の長さをとった。

通常模型船 0.87×10^6 & 2.10×10^6

長胴模型船 2.58×10^6 & 7.18×10^6

両模型船とも高い方のレイノルズ数で、Sq. St. 1/2 断面の計測を実施した。また縦渦を通る境界層の計測は、流速による R_e 数の差の影響も調べるために各々 2 速度で実施した。

Photo. 2 に風洞内の長胴模型船の実験状態を示す。

なお実験は前報同様三井造船(株)昭島研究所、構造物用低速風洞で実施した。

4 実験結果

実験結果は船体表面法線方向境界層の場合、流線座標系の座標 (ξ, η, ζ)、流速 (U_ξ, V_η, W_ζ) および速度変動 ($u'_\xi, v'_\eta, w'_\zeta$) で示す。また Sq. St. 1/2 における横断面内の計測結果は、船体固定座標系の座標 (X, Y, Z)、流速 (U, V, W) および速度変動 (u', v', w') で示す。

長胴模型船のポテンシャル流流向が船尾で通常模型船とほとんど変わらなかったことから、流線座標系の ξ 軸は両船型ともに通常模型船のポテンシャル流流向から定めた。

Fig. 1 に熱線プローブ軸も含めた座標系の図を示す。

なお、以下に示す通常模型船の実験結果は前報で報告した熱線による計測値を 2 章で提案した新しい解析法で再解析したものである。

4.1 船底境界層の平均流

通常模型船と長胴模型船の Sq. St. 4 における船底境界層内流速分布を Fig. 4 に示す。船体表面からの法線方

向の距離 ζ は主流方向運動量厚さ θ_ξ で、流速 (U_ξ, V_η, W_ζ) は境界層外端における主流方向の速度の 99.5% の値 $U_{\xi e}$ でそれぞれ無次元化した。ただしこの船底部での計測は熱線プローブの長さの制限から、船体中心線より半幅の 68% 外側の位置で行った。

なお、通常模型船と長胴模型船の無次元化に使用した運動量厚さは各々 2.5mm, 4.8mm である。

4.2 Sq. St. 1/2 断面の平均流とレイノルズ応力分布

Fig. 5-1~5-8 に Sq. St. 1/2 断面内の平均流とレイノルズ応力の分布を示す。図はすべて右側が長胴模型船の計測結果、左側が通常模型船の計測結果であり船体固定座標系で示した。

Fig. 5-2 に示す渦度 $\hat{\omega}$ は、流速と船の長さで無次元化した渦度である。ただし、長胴模型船の場合は通常模型船の結果と比較するために、この場合のみ船の長さとして通常模型船の値を使用した。

平均流流速分布を示す Fig. 5-1 と Fig. 5-2 には、5.2 節で示す乱れエネルギーのコンター曲線に現われた尾根線 (Ridge line) を破線で、また渦度 $\hat{\omega}=5$ の線を 1 点鎖線で示している。

Fig. 5-3~5-8 において船底付近の破線で囲った部分は、乱れが非常に大きな領域であり、平均流に比べて速度変動が十分小さいとみなした仮定が成立しない領域である。

4.3 縦渦を含む境界層の平均流とレイノルズ応力

Fig. 6-1~Fig. 6-3 に Sq. St. 1/2 の船底より 1/3 喫水上方の位置における境界層の計測結果を示す。この境界層は縦渦を内部に含むために強い 3 次元性を有している。Fig. 5-1 と Fig. 5-2 には Sq. St. 1/2 断面でみたこの境界層の計測位置を破線で示している。ただし実際の法線方向は船体表面に垂直であることからやや船体後方に傾いている。

これらの図で、右側が長胴模型船の、左側が通常模型船の計測結果である。法線方向の距離 ζ は主流方向運動量厚さ θ_ξ 、船の幅 B および通常と長胴の模型船の長さ L で無次元化した。また、平均流速とレイノルズ応力は主流方向速度の 99.5% の値 $U_{\xi e}$ で無次元化した。

5 考察

5.1 平均流とレイノルズ応力の新しい解析方法

5.1.1 熱線出力の角度特性近似式

熱線風速計による 3 次元流場の計測において、熱線出力の角度特性の近似は計測精度を決めるうえで重要な要素である。熱線出力に及ぼす熱線ブロングやプローブの影の影響も前報で示したように無視できないオーダーであり、これらも考慮に入れる必要がある。ブロングはクーリング効果として熱線出力に影響を与えることから

Fig.6-1 Stream, cross and normalwise mean velocities

Fig.6-2 Normal stresses ($\sqrt{u_{\xi'}^2}, \sqrt{v_{\eta'}^2}, \sqrt{w_{\zeta'}^2}$) Fig.6-3 Shear stresses ($-\overline{u_{\xi'}v_{\eta'}}, -\overline{v_{\eta'}w_{\zeta'}}, -\overline{u_{\xi'}w_{\zeta'}}$)

Fig.6 Mean velocity and turbulence distributions in the boundary layer on Sq. St. 1/2, 1/3d (Normal and Long models)

(1) 式の形で、またプローブロッドは熱線部の流場にポテンシャル流的影響を与えることから、(2) 式の形で各々の影響を修正することが望ましい。しかし、両方ともにプローブ軸と流向とのなす角度で決まる量であるため、この影響を分離するのは難しい。そこで、プローブの長さが比較的短いこと、またプローブ軸をおおよそ流れの方向に向けることなどから、プローブロッドの流場に与える影響はプローブのクーリング効果よりも大きいとみなして(2) 式の形を採用した。

Fig. 2 に示したように(2) 式で求めた熱線の角度特性はI 型(90° 型)、60° 型、45° 型の熱線プローブに対して、 a 係数、 b' 係数ともに同一値が使用でき、 $|\varphi|$ 、 $|\psi| < 25^\circ$ ではほぼ満足ゆく結果が得られている。しかし25° 以上の角度では近似が悪くなる。この原因としては、 a 、 b' の定数を $\varphi, \psi = 0^\circ$ 付近のデータに一致するように決定したこと、プローブのクーリング効果や、(2) 式に含まれていない非線形項の影響が現われていることなどが考えられる。

5.1.2 前報の解析方法と今回の解析方法の比較

今回提案した解析方法が前報の方法と異なる主な点は、熱線出力の直流成分と交流成分を表わす式として、

Fig. 7-1 Normal stresses in the boundary layer on a flat plate

各々平均流とレイノルズ応力の両方の項を考慮した点にある。解析上の差による相違を調べるために、前報で実施した平板の境界層計測結果を今回提案した方法で再解析した。その結果を Fig. 7-1, 7-2 に示す。ただし平均流の結果は前報とほとんど同じ値であったために省略した。この結果をみると、 $\sqrt{u'^2}$ 、 $\sqrt{v'^2}$ 、 $\sqrt{w'^2}$ は前報よりやや高いが、 $\overline{u'v'}$ 、 $\overline{u'w'}$ はほとんど同じである。Klebanoff¹⁶⁾ の結果と比較すると、 $\sqrt{u'^2}$ はほぼ同じだが、 $\sqrt{v'^2}$ 、 $\sqrt{w'^2}$ の値は本方法の方が高く、文献 3) の平板の計測値と似た傾向を示している。また、(10) 式の交流成分の式をみると、文献 3) で指摘されているように前報の方法では $\overline{v'w'}$ の符号が逆である。平板の計測結果では、 $\overline{v'w'}$ はほぼ零であるため符号までは議論できないが、一般には座標変換する際に、他の乱れ成分の影響を受けることから必ずしも符号だけが変わる結果になるとはいえない。

Fig. 8 は今回計測を行った円管内流れの計測結果を、奥野ら³⁾の方法により解析したものである。今回の計測範囲内では、筆者らの方法と奥野らの方法とにほとんど差はないといえる。この理由としては、どちらもレイノルズ応力が2次の微小量と仮定していること、また熱線

Fig. 7-2 Shear stresses in the boundary layer on a flat plate

Fig. 8 Normal and Shear stresses in straight circular pipe (Okuno & Himeno method)

出力の近似式として同様な式を使用していることなどがあげられる。

5.1.3 解析方法の適用限界

Fig. 7-1, 7-2の平板の計測結果より、熱線プローブの挿入角度を変えたCASE II ($\varphi = -10^\circ, \psi = 0^\circ$)とCASE III ($\varphi = 0^\circ, \psi = 15^\circ$)はともにCASE I ($\varphi = 0^\circ, \psi = 0^\circ$)に近い値が得られていることがわかる。熱線の角度特性近似式は、 $\varphi = 0^\circ, \psi = 0^\circ$ の状態でも最も正しく近似できていることから、 $\varphi = 0^\circ, \psi = 0^\circ$ のCASE Iが計測値としてはより厳密といえる。平板の結果からプローブ軸のなす角が 15° くらい、またFig. 3の結果から 20° くらいまでの流向に対しては精度よく計測できることがわかる。

それに対して前報のCASE IV ($\varphi = 0^\circ, \psi = 29.5^\circ$)は、データのバラツキが大きくFig. 7-1, 7-2のプロットからはずした。プローブ軸に対して 30° くらい傾いた方向からくる流れの場合、プローブをプローブ軸まわりに回転すると、ある角度では熱線と相対的に 15° くらいの角度で流れ込むことになる。そのような小角度の場合、今回の方法では平均流の影響が過大に評価されたものと思われる。前報の方法ではCASE IVの 29.5° の計測に対しても、比較的計測値にバラツキがみられなかった理由

は、熱線出力の速度変動成分が平均流の影響を受けないとしたためと思われる。今回の計測では、熱線をなるべく流れの方向に向けることによりこの点をカバーした。しかし、より3次元性の強い流れに対しても幅広く有効に計測するには、この原因についてさらに検討する必要がある。

5.2 長胴模型船と通常模型船の平均流とレイノルズ応力の分布の比較

5.2.1 Sq. St. 1/2 断面における比較

一般に肥大船の船尾では縦渦が発生し、Sq. St. 1/2 付近の流場はその影響を著しく受ける。そこでFig. 5のSq. St. 1/2断面の実験結果を長胴と通常模型船間で比較し、境界層厚さ δ が平均流やレイノルズ応力の分布に与える影響について調べる。

平均流についてみると、長胴模型船の U 分布は通常模型船に比べて大きく横に広がっていることがわかる。一般にポテンシャル流線は船底部から船側部へまわり込む。そのためポテンシャル流線が集中する船側部において、それまでに発達した境界層厚さの影響が、顕著に現われたものと思われる。つまり境界層厚さの影響は、船底方向よりむしろ船側方向に大きいといえる。それに対して、断面内の V, W の分布および渦度分布は両者にあまり差が現われていない。

レイノルズ応力についてみると、長胴模型船の垂直応力成分 $\sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$ は U の分布と同様に横に大きく広がっている。しかし詳しくみると、船体表面近くの $\sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$ の強い領域は、 V, W の分布のように両模型船間であまり差はみられない。Fig. 9にこれら垂直応力成分の和($u'^2 + v'^2 + w'^2$)である乱流エネルギーを示す。両船型ともに縦渦内の領域では、船体表面近くでエネルギーの弱くなる部分が存在し、尾根状の部分が生じる。本報ではこの尾根のピークを通る線を、乱流エネルギー分布の尾根線(Ridge line)と便宜上呼ぶことにする。この尾根線の位置は両船型ともほとんど同じである。次に、剪断応力分布に関しては、垂直応力分布ほどの広がりはいみじく、 V, W 分布と同様に両船型であまり差がみられない。

以上のことから、船体平行部を長くしたことによる境界層厚さ δ の影響は、主として U 分布と垂直応力分布の船体表面から離れた位置で顕著に現われることがわかる。一方、 V, W の分布や船体表面近くの応力分布の強い領域はあまり影響されないといえる。

5.2.2 法線方向境界層における比較

5.2.1項でみた傾向をさらに詳細に調べるために、縦渦を通る境界層の実験結果を比較する。

Sq. St. 1/2断面全体では、長胴模型船と通常模型船とで V, W 分布や乱流エネルギーの尾根線の位置はあまり

Fig. 9 Turbulence kinetic energy at Sq. St. 1/2 cross plane (Normal and Long models)

変わらなかった。このことから、法線方向距離 ζ を船幅 B で無次元化すれば両船型の計測結果はまとまりそうである。だが、前報で詳述したように流速だけを変えた場合の境界層内流速分布については、レイノルズ応力分布も含めて ζ/θ_ξ の無次元化が必要である。また、今回の長胴模型に対しても、流速を変えた場合には ζ/θ_ξ の無次元化でよくまとめられる。しかしながら、通常模型と長胴模型を比較した場合、 ζ/θ_ξ では両船型間の一致はみられない。その理由は θ_ξ の値がFig. 10に示すように長胴模型では通常模型の約3倍となるのに対し、前項でみたように2次流れ、渦度、乱流エネルギー分布の尾根線などが両船型でそれほど大きな差がないためである。

そこで、両船型間の θ_ξ の相違を補正するために無次元化に L を導入し、 $(\zeta/\theta_\xi)(L/B)$ の形で無次元化したものがFig. 6-1~Fig. 6-3である。平均流、レイノルズ応力ともによくまとまることがわかる。この理由としては、長胴模型船と通常模型船の船尾形状が同寸同形であることが考えられる。今、 $\theta' = \theta_\xi \cdot B/L$ とおくと、 θ_ξ はほぼ L に比例する量であることから、 θ' は平行部の長さの違いを取り除いた運動量厚さに相当するとみなすことができる。そのため長胴模型と通常模型のように特殊な船型間の比較では、 ζ/θ_ξ のかわりに ζ/θ' が有効であったものと推測される。つまりこれら船型間の2次流れの発達に対しては、船長 L を代表長さとするよりもむしろ平行部の終りの位置からの距離 L_e を代表長さとする R_e 数をとる必要があるようである。

Sq. St. 1/2 断面全体の比較で、2次流れ分布にあまり差がみられなかった理由もここにあるようである。つまり、ほぼ等しい流速で実験を行ったこれらの場合、船尾での R_e 数 UL_e/ν は変化がないことから、 V, W 分布にほとんど差が現われなかったものと考えられる。

両船型間の流場の比較は、平均流のみならずレイノルズ応力の分布も今後さらに検討する必要がある。しかし、少なくとも B/L が同一値である相似模型船であれば今回の実験結果の類推から、 δ/L が2倍になっても

ζ/θ_ξ の無次元化は有効であるといえる。

5.3 レイノルズ応力分布を考慮した流場の領域分割
茂里¹⁷⁾や Dyne¹⁸⁾は流場の領域を分割し、流場ごとに支配方程式を変えて計算を行っている。

長胴模型船と通常模型船の流場計測結果をもとに、レイノルズ応力分布を考慮して流場の分割を行ってみる。Fig. 5, Fig. 9から流場は主として次の3つの領域に分割できる。①乱流エネルギー分布の尾根線より内側で船体表面近くの領域。ここでは渦中心を含み渦度も強く速度勾配も大きい。この領域で特徴的なことは、レイノルズ応力の法線方向の勾配が通常の2次元流や他の領域と異なり符号が逆になることである。②尾根線より外側で渦度の存在する領域。この領域では、レイノルズ応力の法線方向の勾配 $\partial u_i u_j / \partial \zeta$ はすべて無視できないオーダーとなる。③渦度がほとんど無い部分で境界層外端までの領域。この領域では速度勾配は緩く、剪断応力も弱い。しかし、垂直応力 $\sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$ は比較的強く存在する。各垂直応力成分の強さはほぼ同じであり、等方性乱流場に近い領域といえる。これらの3領域の他に、④境界層より外で乱れのない領域。⑤船体の極く近傍の領域。などがある。

以上の分割以外にFig. 5-3~5-8には⑥船底ビルジ部で特異な領域が存在する。Fig. 5-3~5-8において船底ビルジ部近くの点線で囲んだあたりの領域である。ここでは乱れが大きく、垂直、剪断応力ともに特に強い。乱流エネルギー分布にみられる尾根線(Ridge line)も渦度も、このあたりを起点として発生しているようにみえる。

Photo. 3は回流水槽において実施した油膜法による限界流線の観察結果である。同写真で油膜の筋が集まる位置と、⑥の領域とはほぼ一致している。このように、表面の油膜の筋が集中していることや、乱れが特に強いことから⑥の領域では3次元剥離が発生しているものと推測される。

5.4 尺度影響

模型船の流場から実船の流場を推定するうえで最も困難な点は、模型船と実船との境界層厚さ δ と代表長さ L との比 δ/L の違いが、縦渦や剥離などに、どのような影

Photo. 3 Limiting stream line visualization test for Series 60 Normal model in circulating water channel

響を与えるかという点である。計測位置や実験の Re 数による制限はあるが、筆者らの前報と今回の実験結果は、この問題に一つの示唆を与えるものと思われる。

前報において、同一模型船で流速を変えた場合、縦渦を含む境界層であっても、平均流とレイノルズ応力の分布は ζ/θ_ε の無次元化が有効なことを示した。また今回、 δ/L が通常の模型よりも2倍が大きくなっても相似模型であれば、縦渦を含む境界層で ζ/θ_ε の無次元化が同様に有効なことを示した。これらの結果より、 δ/L が半分になる実船においても ζ/θ_ε の無次元化が有効なのではないかと推測できる。ただし、プロペラ面伴流のように船体から離れた位置では、 $\zeta=0$ で速度が零の条件が崩れることから、文献^{19),20)}のように別の要素を考えねばならずここでの議論からは除く。

ζ/θ_ε の無次元化により、実船と模型船の境界層内流場が一致するとすれば模型船と実船との境界層の問題は、結局 θ_ε の尺度影響とみなすことができる。たとえば θ_ε として相当平板の値を使うとその定義から $\theta_\varepsilon=0.5 LC_f$ となり、 C_f の比で模型船伴流を縮める有名な笹島らの方法となる。ここに C_f は相当平板の摩擦抵抗係数である。

そこで θ_ε に対する尺度影響をみるために、現在入手できるデータから、相似模型船のシリーズ試験と実船の運動量厚さ θ の傾向を調べた。その結果を Fig. 10 に示す。ただし、 θ_ε は流線座標系における主流方向運動量厚さであるが、使用したデータが船体固定座標系で表示されているために、船の進行方向流速の運動量厚さ θ でとった。Fig. 10 は、これらの文献の図から Sq. St. 1/2 のプロペラシャフトを通る法線方向の θ を求め、(船の長さ) $\times$ (相当平板摩擦抵抗係数) に対してプロットしたものである。ただし、実船の C_f には粗度修正 ΔC_f を考慮していない。文献の小さなグラフから読みとったことと、 $U/U_\infty > 0.9$ と $U/U_\infty < 0.4$ の値は推定で行ったために正確な値ではないが、文献 6) のデータを除いておおむね次の関係を満足していることがわかる。

$$\theta = \kappa LC_f \quad (12)$$

ここで κ は縦渦や圧力勾配の影響を受け、船型や船体の位置などにより異なる定数である。 θ が (12) 式の尺度影響に従うものとする、 ζ/θ で無次元化された実船と模型の境界層は C_f の比になる。ただし文献 6) の場合は、 $\theta = \kappa (LC_f)^{1.1 \sim 1.2}$ となり、この尺度影響に θ が従うならば、模型船と実船との船の長さに対する境界層厚さの比は、0.7~0.9 位の値となる。この値は文献 21) で縦渦を考慮して計算されたものとはほぼ同じである。

このように θ あるいは θ_ε に関する尺度影響の問題は依然残るが、 ζ/θ_ε の無次元化は縦渦を含む実船境界層に対しても、有効なのではないかと思われる。

MARKS	REFERENCE	PRESENT EXPERIMENT
○	(6)	● NORMAL MODEL
△ ▽	(7)	▲ LONG MODEL
□	(8)	
-----	FLAT PLATE	

REPRODUCED FROM REFERENCE (6) (7) (8)

Fig. 10 Momentum thickness vs. Length $\times$ Friction coefficient of flat plate (Reproduced from reference (6), (7), (8))

次に (12) 式の関係が正しいものとして、長胴模型と通常模型の抵抗値について考えてみる。

(12) 式が船尾端においても成立するものとする、船体の粘性抵抗は次式で得られる。ただし、検査面を船体後端にとるために、前方検査面の圧力分布がどの程度回復しているか問題となるが、(12) 式の導出自体にかんがりの誤差を含むことからこれを無視した程度の議論とする。

$$C_{TV} = \left(1/\frac{1}{2}S\right) \int_0^G \kappa LC_f ds = (1+K)C_f \quad (13)$$

ここに、 G は船尾端近くの検査面でのガスの長さである。(13) 式右辺はいわゆる 3 次元外挿法の式とみかけ上は一致するが、圧力の問題や (12) 式を満足する領域の問題など今後さらに検討する必要がある。

長胴模型船と通常模型船の κ を Fig. 10 の $\theta \sim LC_f$ のグラフから求めると、長胴模型船の方がやや大きいことがわかる。この場合の κ の大小関係が、ガス方向に全体的なものか局部的なものかわからないが、Sq. St. 1/2 断面の計測値が両船型で全体的にあまり変化がなかったことから全体的なものとし、圧力分布も両船型同じとする。すると長胴模型船の $(1+K)$ は通常模型船の値よりも大きいことになる。足達²²⁾が実施した平行部を長くした船型の抵抗試験で、長胴型の $(1+K)$ が通常型のそれよりも大きかった結果と傾向的に一致することになる。

6 結 言

船尾の流場における乱れ成分は、レイノルズ方程式において応力項を構成する要素でありながら、最近までは

とんど知られていなかった。

筆者らは前報にひきつづき、船尾流場のレイノルズ応力の分布を風洞実験によって詳しく調べた。今回は特に、船体の平行部だけを長くした長胴模型船の平均流とレイノルズ応力を計測し通常模型船の結果と比較することにより、境界層厚さが船尾の流場へ及ぼす影響について調べた。また今回、前報の3次元流場の乱流計測解析法に改良を加え、より精度よくレイノルズ応力が求められる方法を提案した。

得られた結果の要約を以下に示す。

(1) 3次元流場の平均流とレイノルズ応力は、本文(8)式と(10)式を基本式として、熱線流速計のプロープ組合せ法により計測することができる。

(2) 熱線流速計の角度特性は、プローブロッドが熱線の位置の流れに与える影響を考慮して次式で近似できる。

$$U_{\text{eff}} = \{(1 + b' \sin^2 \beta')(\sin^2 \alpha + a \cos^2 \alpha)\}^{1/2}$$

ここに、 α は熱線と流向のなす角度、 β' は熱線プローブ軸と流向とのなす角度、 a, b' は実験定数である。

(3) 長胴模型船と通常模型船のSq. St. 1/2における、断面全体と法線方向境界層の平均流、レイノルズ応力の分布をそれぞれ比較することにより次のことがわかった。

- a. 長胴模型船では通常模型船よりも境界層の厚さが2～3倍になっているが、縦渦が存在する位置とその強さは両船型ではほとんど変わらない。
 - b. 縦渦の存在によって、乱流エネルギーの比較強い部分は船体から離れた位置に現われ、そのコンター曲線上に尾根線(Ridge line)を形成する。その位置と強さは両船型でほとんど変わらない。
 - c. 長胴模型船の伴流内、通常模型船より横に大きく広がった領域は、レイノルズ応力の垂直応力の成分 $\sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$ が支配的である。
 - d. 長胴模型船と通常模型船の法線方向境界層の平均流とレイノルズ応力分布は、 $(\zeta/\theta_\varepsilon)(L/B)$ の無次元化でよく一致する。
- a～dの結果を総合すると、相似模型船において δ/L が2倍になっても、境界層内平均流とレイノルズ応力分布は ζ/θ_ε で無次元化できるようである。

(4) 油膜法による可視化試験で限界流線の集中した位置と乱れの特に強い位置は一致した。この部分で3次元剝離が発生しているものと推測される。また乱流エネルギー分布で現われた尾根線はこの位置を起点として発生しており、この尾根線より内側では垂直、剪断応力ともに減少している。

おわりに、今回提案した乱流成分解析法の検討のため

に行った奥野、姫野法による計算は、大阪府立大学工学部船舶工学科助教授 姫野洋司先生と同学科助手 奥野武俊先生の御好意により、同大学の計算プログラムを使用し実行したことを記し感謝申し上げます。

本実験に際し、御助言と御協力をくださった三井造船(株)昭島研究所空力研究室 池ノ内昌弘室長ならびに空力研究室のかたがたにお礼申し上げます。また、本研究に際し終始暖かい御鞭撻と御教示をいただいた昭島研究所船型研究室 平野雅祥室長に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 福田和廣, 藤井昭彦: 船尾流場の乱れ成分に関する実験的研究, 日本造船学会論文集, 第150号(昭和56年).
- 2) Hatano, S., Hotta, T.: Turbulence Measurements in the Flow around a Body in a Circulating Water Channel (Part 2, Turbulence around a 3-Dimensional Body), The West-Japan Society of Naval Architects, No. 64 (1982).
- 3) Okuno, T., Himeno, Y.: Turbulence Measurements in Ship-Model Flow, Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers, edited by Fernholz H. H. Krause E., IUTAM SYMPOSIUM BERLIN/GERMANY (1982).
- 4) Löfdahl, L.: Measurements of the Reynolds Stress-Tensor in the Thick Three-Dimensional Boundary Layer Near the Stern of a Ship Model, Ph. D. thesis Chalmers University of Technology (1982), Report No. 61 of SSPA.
- 5) 池畑光尚, 長瀬 裕, 丸尾 孟: 境界層理論を改良した船尾粘性流場の解法, 日本造船学会論文集, 第152号(昭和57年).
- 6) 日本造船研究協会第107研究部会: 船舶の速度計測および馬力推定法の精度向上に関する研究, 日本造船研究協会報告, 研究資料 No. 142(昭和48年).
- 7) Namimatsu, M., Muraoka, K.: Wake Distribution Measurements on Actual Tanker and Its Large Scale Model, 14th ITTC (1975).
- 8) 横尾幸一, 高橋 肇, 仲渡道夫, 山崎芳嗣, 田中 哲, 上田隆康: 実船と模型船における伴流分布の比較, 日本造船学会論文集, 第130号(昭和46年).
- 9) 田古里哲夫, 増永公明, 岡本 恒, 馬場信義: 記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(昭和43年).
- 10) Tanaka, I., Suzuki, T.: Investigation of Stern Flow Field by Boundary Layer Suction Technique, Fourteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, August, 1982.
- 11) Huse, E.: Bilge Vortex Scale Effect, Symposium on Hydrodynamics of Ship and Offshore Propulsion Systems, March, 1977.
- 12) Dyne, G.: A Study of the Scale Effect on Wake, Propeller Cavitation, and Vibratory

- Pressure at Hull of Two Tanker Models, SNAME, Vol.82 (1974).
- 13) Laufer, J.: Hinze, J. O., Turbulence, second ed. McGraw-Hill Book Com. より引用
- 14) Webster, C. A. G.: A Note on the Sensitivity of Yaw of a Hot-Wire Anemometer, Journal of Fluid Mechanics 13 (1962).
- 15) 例えば, Schlichting, Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Com.
- 16) Klebanoff, P. S.: Schlichting, Boundary Layer Theory より引用.
- 17) Mori, K., Doi, Y.: Approximate Prediction of Flow Field around Ship Stern by Asymptotic Expansion Method, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 144 (1978).
- 18) Dyne, G.: A Streamline Curvature Method for Calculating the Viscous Flow around Bodies of Revolution, International Symposium on Ship Viscous Resistance, SSPA, Göteborg (1978).
- 19) Nagamatsu, T.: A Method for Predicting Ship Wake from Model Wake, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.146 (1979).
- 20) Tanaka, I.: Scale Effects on Wake Distribution and Viscous Pressure Resistance of Ships, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.146 (1979).
- 21) 鈴木敏夫: 肥大船の船尾粘性流場に関する基礎的研究, 大阪大学博士論文 (昭和 53 年).
- 22) 足達宏之: 非常に長い中央平行部を持つ船型の波形解析について, 船舶技術研究所報告, 第 10 巻 (昭和 48 年)
-