

乱流境界層の中に直立する円筒の 抗力に関する研究 (第1報)

— 単独円筒の抗力について —

坂本 弘志*

森谷 優*

阿部 清*

(昭和46年9月29日受理)

A Study on the Form Drag of Circular Cylinders Vertically Placed in Turbulent Boundary Layers (Part 1)

— The Form drag of a single circular cylinder —

by Hiroshi SAKAMOTO, Masaru MORIYA and Kiyosi ABE

This study intends to perform successively the experimental investigations on the form drag of circular cylinders vertically placed in turbulent boundary layers. The main concern of the investigations is to relate the form drag of circular cylinders to the thickness of the boundary layer in which it is vertically mounted.

In the present paper, correlations are obtained for the variation of the form drag of a single circular cylinder with a height of H in the flow field of pressure-gradient. The form drag coefficient $\bar{C}_D = D/\bar{q}A$ defined with \bar{q} , the average dynamic pressure in the boundary layer between $y=0$ and $y=H$, for a single circular cylinder is found to be approximately 0.7~0.8, though it decreases slightly as δ/H increases.

1. 緒論

自然界においては乱流境界層の中に物体が存在するという流れの例が数多くあり、その代表的な例として、地表面に沿って発達する境界層内に建てられた構造物周辺の流れおよび種々の形状を有する突起をもった水路およびパイプ内の流れを挙げることができる。これらはいずれも乱流境界層内に物体が存在する場合の流れであって、これらに関する正しい知識を得ることは極めて重要な意義を有している。また、最近大口径の煙突などが出現し、これら地上にある構造物周辺の風の流れはもとより、これらが風から受ける抗力に関して正しい資料を得ることが必要とされてきている。

かかる見地に立って、本研究はこれら乱流境界層の中に存在する三次元的物体の抵抗につ

* 北見工業大学機械工学科

いて正しい基礎資料を得ることを目的として、まず、三次元物体として最も簡単な形状を有する単独円筒を直立し、平面壁に沿って発達する乱流境界層の中に埋没させて、その抵抗を測定し、これと境界層厚さとの関係について実験的考察を行なったものである。さらに物体が単独でなく、複数で存在する場合にはそれらの、相互干渉が当然問題となるため、今後この方向に研究を進める予定である。

2. 実験装置およびその方法

本実験に使用した風洞は、本学機械工学科流体研究室に設置されている低速エッフェル型風洞で、その概要は図1に示してある。試験断面は長さ2,000 mm、断面500 mm×600 mmなる大きさを有し、天井壁は直径0.5 mmなる静圧孔を風洞内口より100 mm間隔に幅100 mmの千鳥配列に20個有し、かつ境界層の発達によって生ずる主流の速度調整が可能なように上下

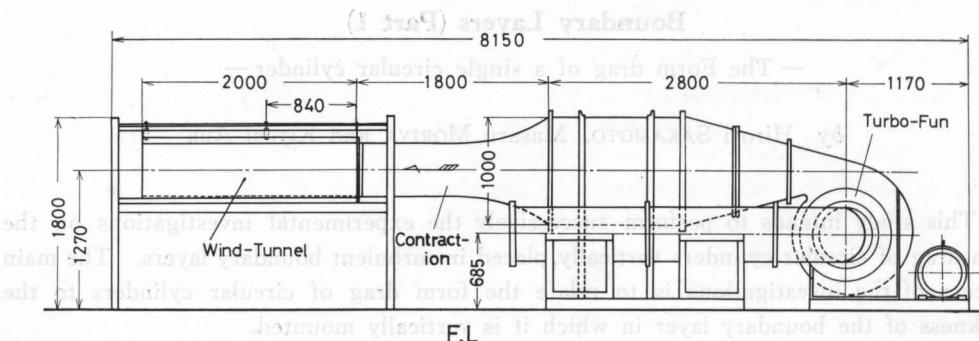


図1 実験装置概要

Fig. 1. A schematic view of the experimental apparatus.

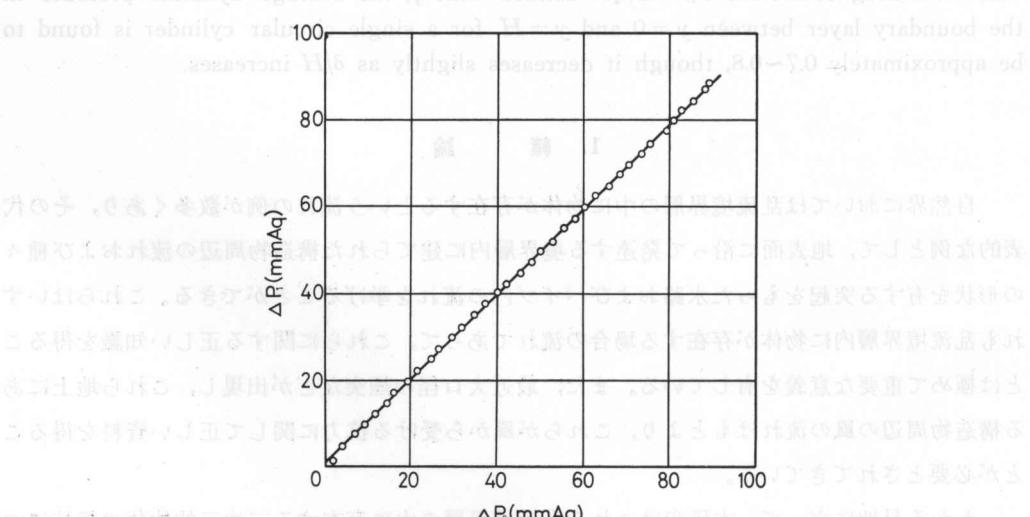


図2 ピトー管の検定

Fig. 2. Characteristics of the pitot-tube

に移動できる。一方、床面は不透明なるアクリル板で構成され、風洞入口より 1,000 mm 下流に円筒を直立に設置できるようになっている。円筒は外径 20 mm、床面から最大高さが 40 mm、なるもので、この円筒の先端から 40 mm の間に 16 個の圧力孔を設けてある。また、円筒は床面の外部に取付けてあるフランジによって流れに対して垂直に設置でき、かつ高さを任意に変えることができるものである。一方、床面上に発達する境界層内外の速度測定用ピトー管 (ΔP_1) は本研究室で製作したもので、圧力の検出出口は高さ 0.5 mm、幅 1.6 mm なる長方形断面を有し、ピトー係数の検定はプラントル型ピトー管 (ΔP_2) を標準ピトー管として行なった結果、図 2 に示してあるようにピトー係数は 1 となった。

3. 乱流境界層の特性について

3-1 乱流境界層を人工的に発達させる方法

風洞床面上に沿って発達する乱流境界層の特性を論議するにあたって、まず、図 3 に示すように風洞入口を基準とし、風洞床面に沿って下流方向に向って x 軸、それと垂直なる高さ方向に y 軸をそれぞれ採用した。以下の論議においてすべてこの座標系を用いるものとする。実験にあたって円筒の最大高さを 40 mm とした。しかし、床面上に自然に発達する境界層の厚さは δ 円筒設置予定位置では 30 mm 程度で円筒のを埋没させるのには十分ではなかったので、以下に示す方法を用いて境界層の厚さを大きくした。図 3 に示すように試験断面入口の前方 1,120 mm から 1,830 mm の間にサンドペーパーをはり付け、試験断面入口の前方 1,070 mm の位置に直径 6.5 mm、長さ 600 mm なる鉄の丸棒を設置した。その結果円筒設置予定の試験断面入口より 1,000 mm 下流の位置においては境界層の厚さは 60 mm 程度となり、円筒の高さを考慮すると十分なる厚さを有する境界層を生成することができた。

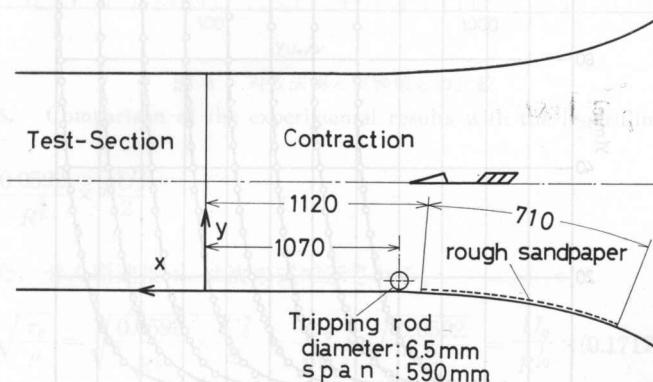


図 3 座標系およびトリッピングロッドの位置

Fig. 3. Illustration of the coordinate system and Configuration of the tripping rod.

3-2 人工的に発達させた乱流境界層の特性

風洞の中央断面において、流れの方向に発達する乱流境界層内の速度分布を図4に示してある。明らかに下流にいくにしたがって境界層が発達しているようすがわかる。今次の式で定義させる排除厚さ δ^* 、運動量厚さを θ として速度分布から算定した結果を図5に示してある。

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \quad (1)$$

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{U_0} \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \quad (2)$$

また、この乱流境界層内の速度分布を対数法則の速度分布式と比較した結果を図6に示してある。図6に示してある式は Clauser と Coles の提案した対数法則の速度分布式であって、これは u/u_τ , yu_τ/ν なる項を有する次の式で表わされるものである。

$$\frac{u}{u_\tau} = 5.62 \log_{10} \frac{yu_\tau}{\nu} + 4.9 \quad (\text{Clauser}) \quad (3)$$

$$\frac{u}{u_\tau} = 5.72 \log_{10} \frac{yu_\tau}{\nu} + 5.1 \quad (\text{Coles}) \quad (4)$$

上式のせん断応力 τ_0 は

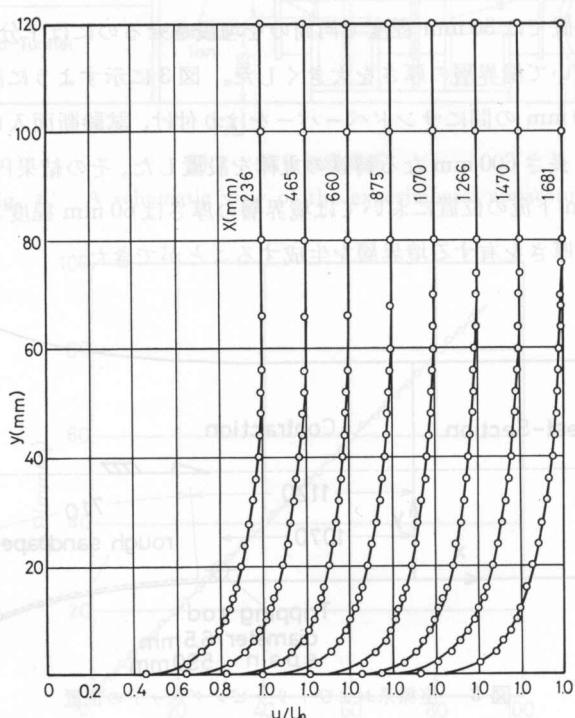


図4 人工的に発達させた乱流境界層内の速度分布

Fig. 4. Mean velocity distribution in the artificially thickened turbulent boundary layer.

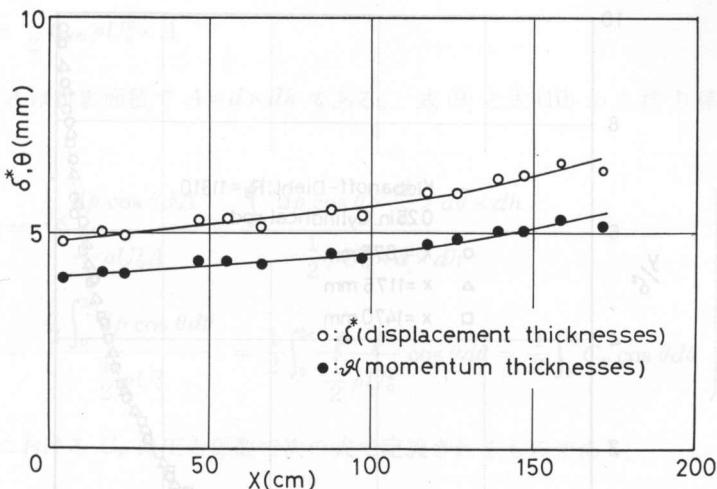


図 5 排除厚さおよび運動量厚さの分布

Fig. 5. Distribution of displacement and momentum thicknesses.

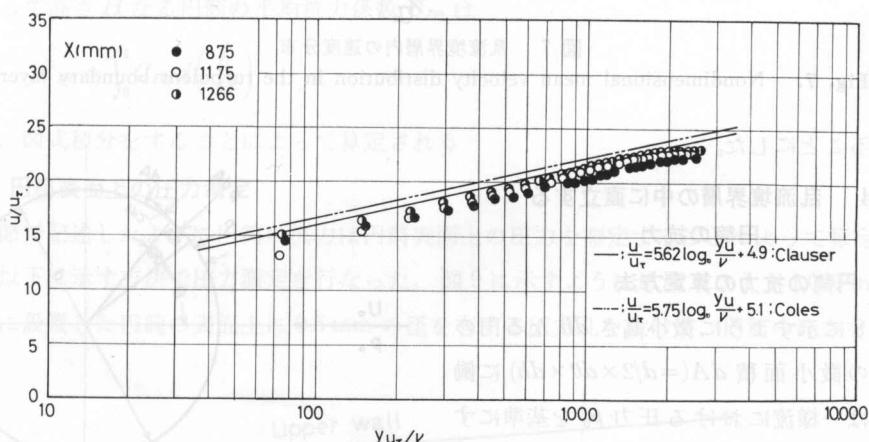


図 6 対数法測と実験値との比較

Fig. 6. Comparison of the experimental results with the logarithmic law.

$$(5) \quad \tau_0 = \frac{0.0592}{R^{\frac{1}{5}}} \times \frac{\rho U_0^2}{2}$$

で与えられるから、せん断速度 u_r は次の式で示される。

$$(6) \quad u_r = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{0.0592}{R^{\frac{1}{5}}} \times \frac{U_0^2}{2}} = \frac{U_0}{R^{\frac{1}{10}}} \times \sqrt{\frac{0.0592}{2}} = \frac{U_0}{R^{\frac{1}{10}}} \times (0.1717)$$

また、一様な主流速度を U_0 とし、境界層内の速度分布を $u/U_0 \sim y/\delta^*$ なる無次元化した結果を図 7 に示してある。これら乱流境界層の特性値を示した結果はこれまで報告されている特性値とよく一致していることが判明したので、本実験でこの人工的に発達させた乱流境界層

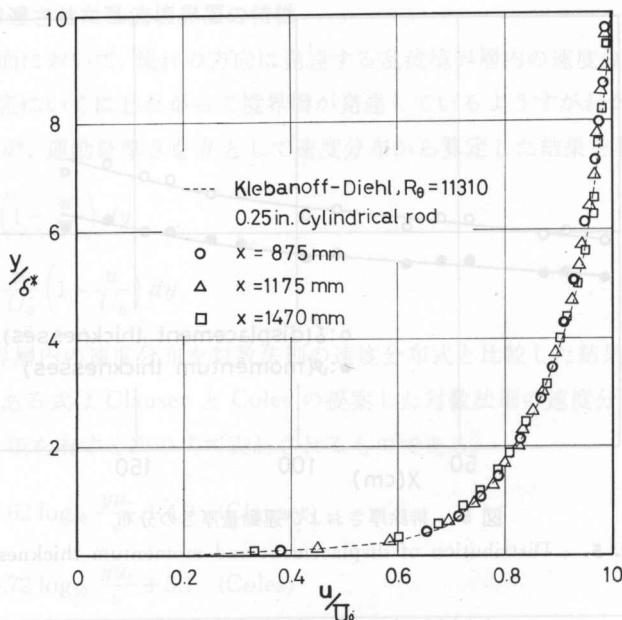


図 7 乱流境界層内の速度分布

Fig. 7. Nondimensional mean velocity distribution in the turbulent boundary layer.

を用いることにした。

4. 乱流境界層の中に直立する円筒の抗力

4-1 円筒の抗力の算定方法

図 8 に示すように微小高さ dh なる円の表面上の微小面積 $dA (= d/2 \times d\theta \times dh)$ に働く抗力は一様流における圧力 p_0 を基準にすると

$$dD = (p - p_0) \cos \theta dA + \tau \sin \theta dA \quad (7)$$

となり、円筒のような物体においてはせん断応力に起因する抗力 τ は圧力に起因する抗力に比べて非常に小さく無視できるので式(7)は

$$dD = (p - p_0) \cos \theta dA = \Delta p \cos \theta dA \quad (8)$$

となる。今高さ dh の円筒表面全体に働く力は式(8)より

$$D = \int_A \Delta p \cos \theta dA \quad (9)$$

となる。一方、この部分に働く力を抗力係数 C_D の値を用いて書き表わすと次のようになる。

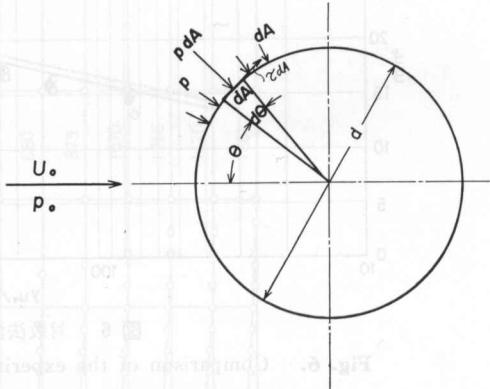


図 8 円筒に作用する圧力とせん断力

Fig. 8. The acting pressure and shear stress around the circular cylinder.

$$D = \frac{1}{2} C_{D0} \rho U_0^2 \times A \quad (10)$$

ここにおける A は投影面積で $A = d \times dh$ である。式(9)と式(10)から抗力係数 C_{D0} を求めると

$$\left. \begin{aligned} C_{D0} &= \frac{\int_A \Delta p \cos \theta dA}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 A} = \frac{\int_0^{2\pi} \Delta p \cos \theta \times \frac{d}{2} \times d\theta \times dh}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 \times d \times dh} \\ &= \frac{\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \Delta p \cos \theta d\theta}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho - \bar{\rho}}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \cos \theta d\theta = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

となる。ここにおける C_p は圧力係数で次の式で定義されるものである。

$$C_p = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (12)$$

したがって高さ H なる円筒の平均抗力係数 \bar{C}_{D0} は

$$\bar{C}_{D0} = \int_0^1 C_{D0} d\left(\frac{h}{H}\right) \quad (13)$$

となり、図式積分をすることによって算定される

4-2 円筒表面上の圧力測定

前節で記述したように円筒の抗力は円筒表面上の圧力を測定することによって算定されるから、以下に示す方法で圧力測定を行なった。図9に示すように風洞入口より 1,000 mm 下流に直立に設置した円筒の表面上に 0.5 mm の径を有する圧力孔を設けて、円筒の高さを最大 40

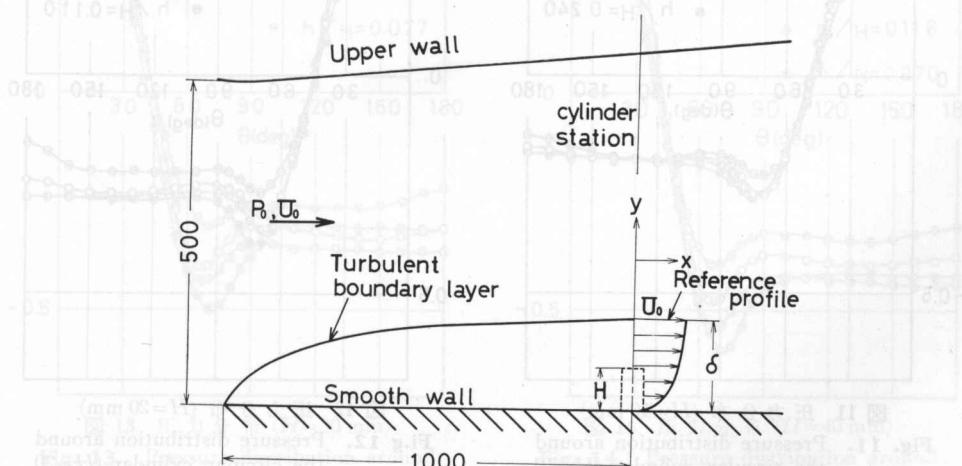


図9 円筒の位置、変数の定義

Fig. 9. Experimental situation and definition of variables.

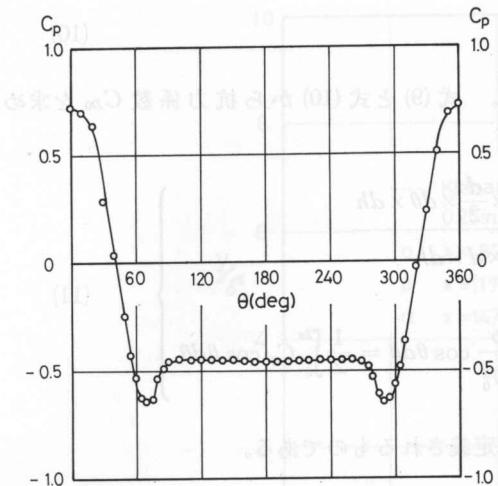
図 10 θ による圧力分布の変化

Fig. 10. Variation of pressure distribution with θ for the circular cylinder.

mm として 5 mm 間隔に高さを 8 通り変化させ、それにおける圧力を測定した。図 10 は円筒表面上における圧力分布の対称性を調べたものであって、縦軸は式(12)で示したように圧力係数 C_p 、横軸はよどみ点から時計方向の回転角度 θ の読みをそれぞれ採用してある。この結果から明らかなように、一様流の中におかれた無限長円筒の場合と同様に角度 180° に対して全くの対称性を有していることが判明したので、よって圧力の測定を 0° から 180° の範囲において行なった。なお圧力の測定にあたっては、 $\theta=0^\circ \sim 40^\circ$ までは 10° 間隔、 $\theta=40^\circ \sim 90^\circ$ までは 5° 間隔、 $\theta=90^\circ \sim 180^\circ$ ま

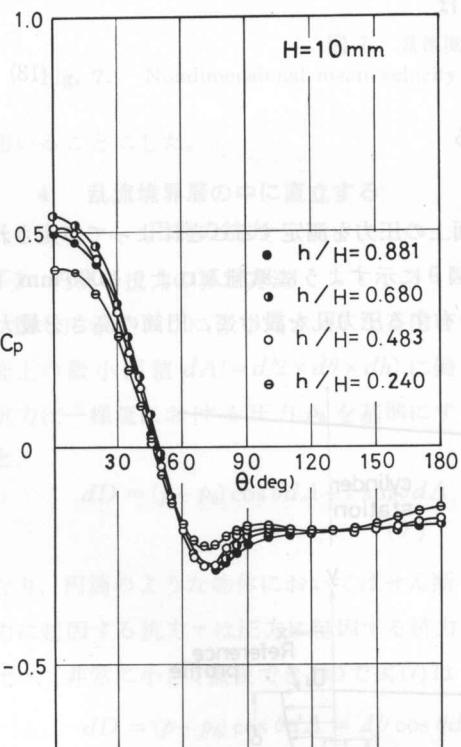
図 11 圧力分布 ($H=10$ mm)

Fig. 11. Pressure distribution around the circular cylinder ($H=10$ mm height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

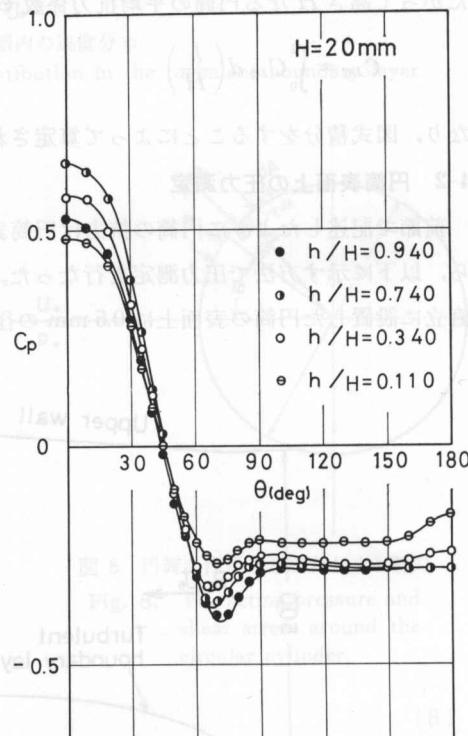
図 12 圧力分布 ($H=20$ mm)

Fig. 12. Pressure distribution around the circular cylinder ($H=20$ mm height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

では 10° 間隔で行なった。

4-3 円筒表面上の圧力分布

図 11～12 にそれぞれ円筒の高さ H が 10 mm, 20 mm, 30 mm, 40 mm の場合における円筒表面上の圧力分布を示したものである。これらはいずれも $1/2 \rho U_0^2$ で無次元化した値である。図における h は風洞床面から円筒の表面上の圧力孔までの高さで、 H はそのときにおける円筒の高さである。これらの結果から、まず、円筒の高さ H が大きくなるにしたがって、よどみ点における圧力は大きくなり、同一円筒でも高さによって圧力分布が異なることが判明した。これら圧力分布は実験を行なった境界層厚さ δ と円筒の高さ H との比 δ/H が 1～12 の範囲においては一様流の中に置かれた無限長円筒の圧力分布よりは球の圧力分布によく類似していることが明らかとなった。特に圧力が正から負に移る点、さらに最小圧力を示す点、そしてはく離点などを示す θ の値は、一様流の中に置かれた球表面上の圧力分布におけるものとよく類似している。また、円筒の先端近くでの他の圧力分布と多大異なる現象は δ/H が大きくなる程明確に表われ、先端近くでは三次元的要素がより強く表われるものと推察される。

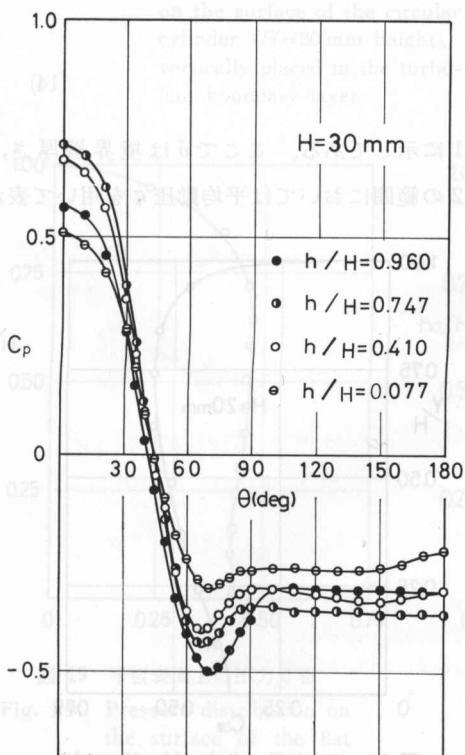


図 13 圧力分布 ($H=30$ mm)
Fig. 13. Pressure distribution around the circular cylinder ($H=30$ mm height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

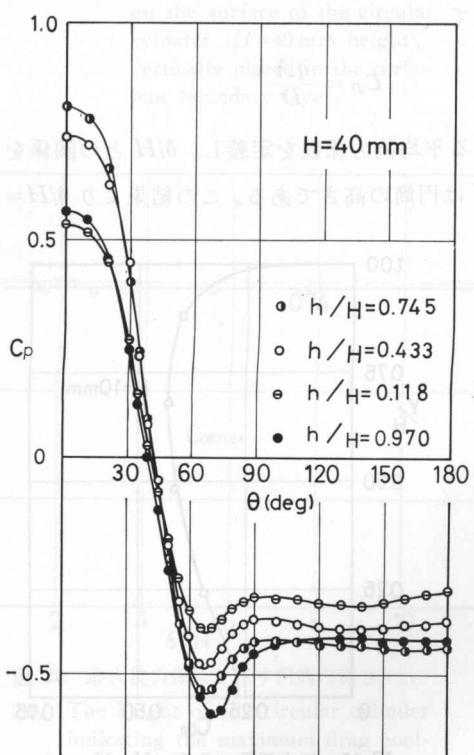


図 14 圧力分布 ($H=40$ mm)
Fig. 14. Pressure distribution around the circular cylinder ($H=40$ mm height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

4-4 円筒の抗力

円筒表面上の測定された圧力分布をもとにして式(11)を用いて円筒の抗力係数を求めた結果の例が図15~18である。ここで縦軸として採用してある Y/H は風洞床面からの円筒各部の高さ Y を円筒高さ H を用いて無次元化したものであり、横軸の C_{D0} は Y なる位置における単位高さの円筒の抗力係数である。これらの結果から円筒の高さ H が大きくなるにつれて、円筒各部に働く抗力は増加し、かつ、これら抗力の分布は図19に示すように乱流境界層の中に直立する平板前面に働く圧力分布の形状と非常に類似していることが明らかとなった。図20は円筒の高さを8通りに変化させた時に、円筒が最大の力を受ける位置抗力が最大となる高さ h_d を円筒の高さ H で無次元化したものであり、横軸は乱流境界層厚さ δ を円筒の高さ H で無次元化したものである。この結果から実験を行なった境界層厚さと円筒の高さとの比 δ/H が1~12の範囲では最大の力を受ける箇所は円筒の高さにかかわらず、円筒の高さの75%付近になることが明らかとなった。

つぎに円筒を設置した $x=1,000 \text{ mm}$ の位置における $y=0 \sim H$ 間の動圧の平均値 \bar{q} を用いて

$$C_D = \frac{\bar{q}A}{D} \quad (14)$$

なる平均抗力係数を定義し、 δ/H との関係を図21に示してある。ここで δ は境界層厚さ、 H は円筒の高さである。この結果より $\delta/H=1 \sim 12$ の範囲においては平均動圧 \bar{q} を用いて表わ

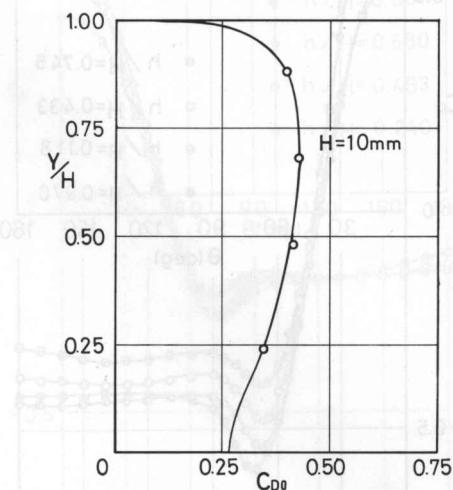


図 15 抗力係数の分布 ($H=10 \text{ mm}$)

Fig. 15. Drag coefficients distribution on the surface of the circular cylinder ($H=10 \text{ mm}$ height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

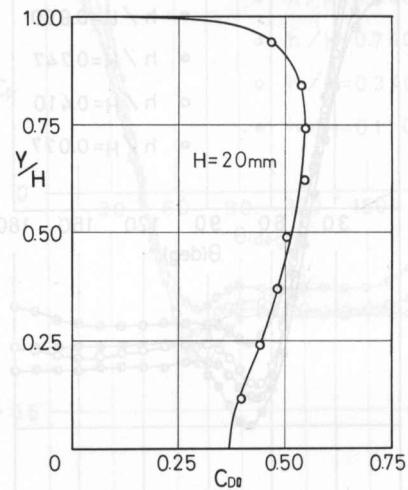


図 16 抗力係数の分布 ($H=20 \text{ mm}$)

Fig. 16. Drag coefficients distribution on the surface of the circular cylinder ($H=20 \text{ mm}$ height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

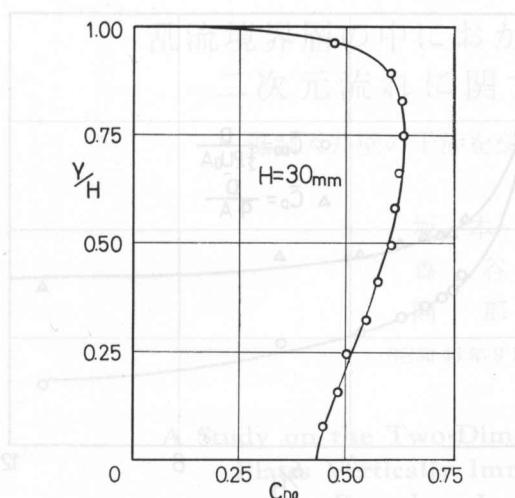
図 17 抗力係数の分布 ($H=30 \text{ mm}$)

Fig. 17. Drag coefficients distribution on the surface of the circular cylinder ($H=30 \text{ mm}$ height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

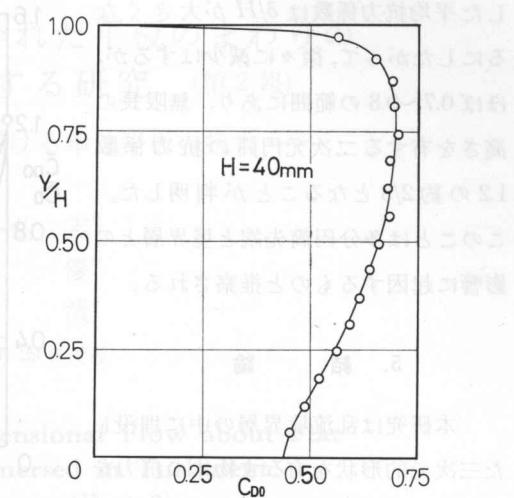
図 18 抗力係数の分布 ($H=40 \text{ mm}$)

Fig. 18. Drag coefficients distribution on the surface of the circular cylinder ($H=40 \text{ mm}$ height), vertically placed in the turbulent boundary layer.

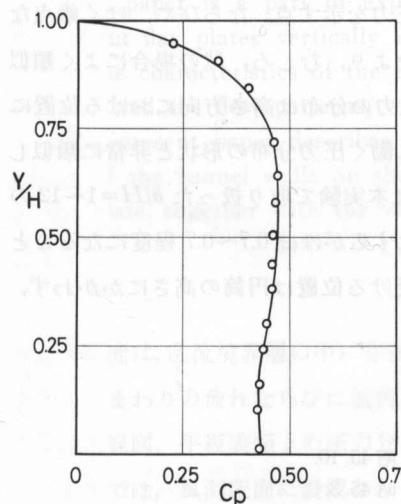


図 19 平板表面上の圧力分布

Fig. 19. Pressure distribution on the surface of the flat plate placed in the turbulent boundary layer.

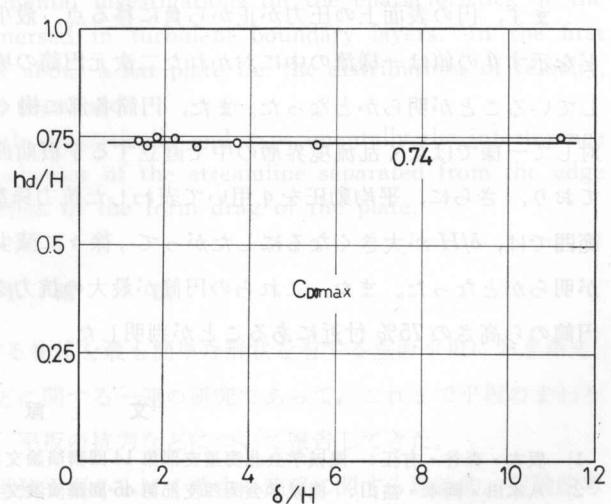


図 20 最大抗力係数を示す円筒の高さ

Fig. 20. The height of the circular cylinder indicating the maximum drag coefficient.

した平均抗力係数は δ/H が大きくなるにしたがって、徐々に減少はするが、ほぼ 0.7~0.8 の範囲にあり、無限長の高さを有する二次元円筒の抗力係数 1.2 の約 2/3 となることが判明した。このことは多分円筒先端と境界層との影響に起因するものと推察される。

5. 結論

本研究は乱流境界層の中に埋没した三次元的形状を有する物体の抗力を実験的に把握することを目的としている。本報告では、まず、三次元物体として最も簡単な形状を有する単独円筒を用い、その高さを種々に変化させて

抗力を求めた。その結果、つぎの事実を指摘することができる。

まず、円の表面上の圧力が正から負に移る点、最小圧力を示す点、ならびに、はく離点などを示す θ の値は一様流の中におかれた二次元円筒の場合より、むしろ、球の場合によく類似していることが明らかとなった。また、円筒各部に働く抗力の分布は高さ方向における位置に対して一様ではなく乱流境界層の中で直立する平板前面に働く圧力分布の形状と非常に類似しており、さらに、平均動圧を \bar{q} 用いて表わした抗力係数は本実験で取り扱った $\delta/H=1\sim12$ の範囲では、 δ/H が大きくなるにしたがって、徐々に減少はするがほぼ 0.7~0.8 程度になることが明らかとなった。また、これらの円筒が最大の抗力を受ける位置は円筒の高さにかかわらず、円筒の高さの 75% 付近にあることが判明した。

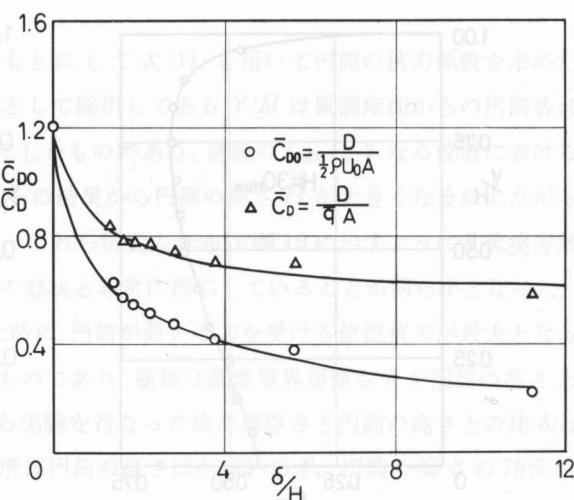


図 21 δ/H による \bar{C}_{D0} , \bar{C}_D の変化

Fig. 21. Variation of \bar{C}_{D0} , \bar{C}_D with δ/H for the circular cylinder, vertically placed in the turbulent boundary layer.

文 献

- 1) 坂本・森谷・有江：機械学会北海道支部第14回講演論文集, 昭45.10.
- 2) 八木田・岡本・益山：機械学会関西支部第45回講演論文集, 昭45.3.
- 3) M. C. Good and P. N. Jourbert: J. Fluid Mech., 31-3, p. 547-582 (1968).
- 4) T. Mukerjee and B. W. Martin: J. Fluid Mech., 39-2, p. 307-319 (1969).