

円筒抗力に及ぼす吹出しの効果に関する一実験

坂本 弘志

池浦 良行*

(昭和44年4月30日受理)

An Experiment of Blowing Effects on the Drag of a Circular Cylinder

by Hiroshi SAKAMOTO, Yosiyuki IKEURA

Abstract

In order to reduce the drag of a bluff body such as a circular cylinder and a bluff plate in an uniform flow, the authors have performed a series of investigations on the wake control. This paper reports the experimental results concerning the drag of a circular cylinder when the fluid is blown from a slit into its wake. The drag coefficient is found to decrease when the blowing velocity ratio is less than 0.84, while it increases when the blowing velocity ratio is larger than 0.84.

目次

1. 緒論	555
2. 実験装置およびその方法	556
2-1. 実験装置概略	556
2-2. 円筒抗力の測定について	557
2-3. 吹出し量の測定について	558
3. 実験結果および考察	559
3-1. 吹出しの速度分布について	559
3-2. 円筒表面の圧力分布について	561
3-3. 円筒抗力の変化について	561
3-4. 円筒後方のウェークの変化について	564
4. 結論	565

1. 緒論

円筒をよぎる流れの研究は古くから行なわれており、かつ良く知られた問題である。円筒はその幾何学的形状が簡単であるために研究が行ないやすいばかりでなく、写像等の数学的

* 東北大学大学院機械工学科

法を用いることにより、他の形状の物体のまわりの流れの場に変換することが可能であるという利点を有する。物体の抗力は表面摩擦抵抗と形状抵抗とから成り、円筒のような鈍い形状の物体では、前者は後者に比べ極めて小さく、前者の全抗力に占める割合はレイノルズ数の増加と共に急速に減少して、 $Re=10^4$ においては、わずか数パーセントに過ぎない。それ故に鈍い物体の抗力を変化せしめるに際し、表面摩擦抵抗に注目するよりも形状抵抗に注目し、これを変化させるための方策を考えることが賢明である。

かかる見地に立って古くから物体表面からの流体の剥離を遅らせ、剥離部分の大きな負圧領域を縮小するための種々の研究が行なわれており、その代表的な例として境界層制御と総称される一連の研究がある。このような観点にたつて著者等は境界層制御の範疇に属するウェークの制御について一連の研究を行なっており、円筒後方に tail plate を配した場合の抗力の変化と円筒表面上のスリットからウェーク内の流体を吸込むことによって生ずる抗力の変化について報告した¹⁾。

本報告では円筒表面上のスリットからウェーク内に流体を吹出し、その場合の抗力の変化について実験的に研究したものである。

2. 実験装置およびその方法

2-1. 実験装置概略

実験に当っては本学機械工学科流体工学実験室に設置されている断面 250×250 mm、長さ 2000 mm の試験断面を有する大気吹出し型の風洞を使用した。風洞壁に沿う静圧分布は Fig. 1

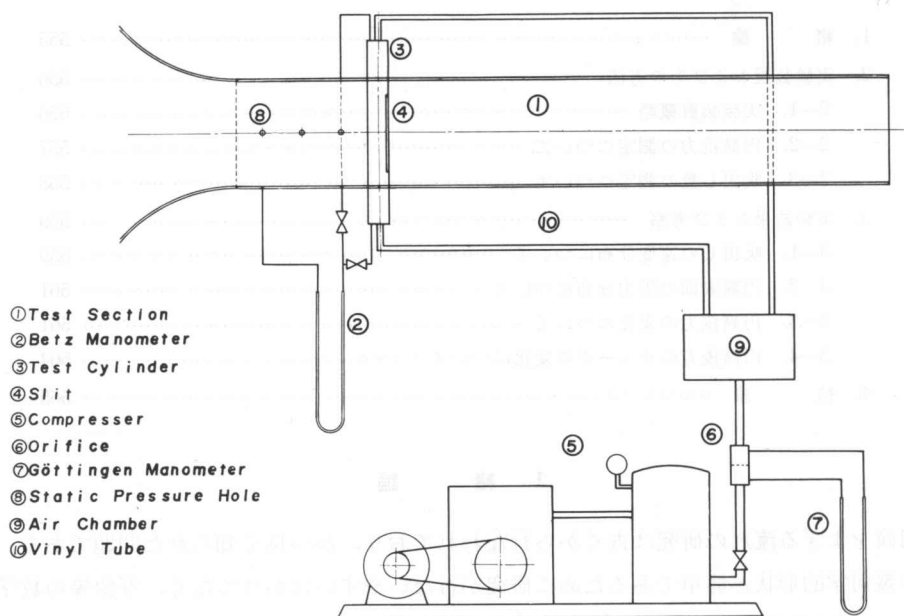


Fig. 1.

に示すように、風洞壁中央断面に 150 mm 間隙であけられた直径 1 mm の静圧孔を用いて測定した。

試験断面入口における速度分布はピトー管で測定した結果壁面近傍以外ではほとんど同様であった。

真鍮製の測定用円筒は試験断面入口から 300 mm 下流に設置した。

ウェーク内への流体の吹出しは本学の流体工学実験室に設置されている圧縮機 (容量 180 m^3/h , 最大圧力 $7 \text{ kg}/\text{cm}^2$) を用いて行なった。Fig. 1 に示すように圧縮機の空気吐出孔に直径 25.4 mm のパイプを接続し、その途中で流量測定用オリフィスを設置した。

パイプを通った空気は一度空気室 (容積 0.006 m^3) に入り、その空気室から直径 20 mm の二本のビニールチューブを通して円筒の両端からその内部に入る。最後に Fig. 2 に示すような幅 2 mm, 長さ 220 mm のスリットから円筒の後方に空気は吹きだされる。

2-2. 円筒抗力の測定について

実験に使用した供試円筒は Fig. 2 に示すように直径 50 mm, 長さ 600 mm で真鍮でできている。この円筒の抗力の測定としては円筒表面上の圧力分布から抗力を算定する方法を用いた。圧力を測定する圧力測定孔は直径 1 mm で面に対して直角にあげられており、澱み点 A から右まわりに 50° までは 10° , 50° から 90° までは 5° , 90° から 200° までは 10° 間隔にそれぞれ 24 個設けられた (ただし 180° の部分はスリットがあるため圧力測定孔は設けることは不可能である)。各々の円筒表面上の圧力測定孔はスチールチューブ (外径 1 mm) に接続されており、各点における圧力は風洞壁からとった静圧との差をベッツマンメーターを用いてそれぞれ測定された。

円筒に働く抵抗力は表面に働く流体の圧力 p によるものと、摩擦力 τ によるものと二つになる。

Fig. 3 に示すように円筒表面上の任意の点の微小面 dA に立てた法線が流れの方向となす角を θ とすれば、円筒が流体によって流れの方向に受ける力は

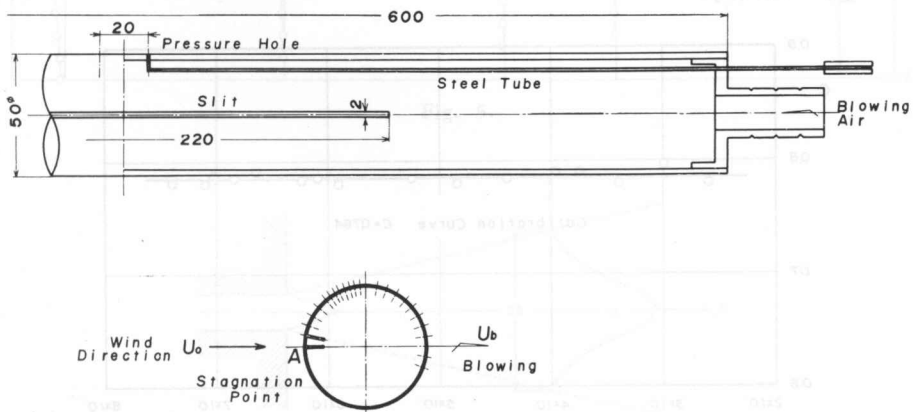


Fig. 2.

$$D = \int_A p \cos \theta \cdot dA + \int_A \tau \sin \theta \cdot dA \tag{1}$$

となる。

しかし円筒のような鈍い物体においては、摩擦力による抵抗力は圧力による抵抗力に比べ極めて小さく、無視できるから抵抗力 D は

$$D = \int_A p \cos \theta \cdot dA \tag{2}$$

となる。

物体に働く力は動圧 $\rho U^2/2$ に比例するので、一般に抵抗力は

$$D = \frac{1}{2} C_D A \rho U^2 \tag{3}$$

と表わされ、(2)式と(3)式から

$$C_D = \int_A \frac{p \cos \theta dA}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} = \int_0^\pi \frac{p \cos \theta d\theta}{\frac{1}{2} \rho U^2} \tag{4}$$

となり、(4)式から円筒に作用する抗力、すなわち抗力係数 C_D ($\doteq C_{DP}$) は実測された圧力分布を用いて積分することによって算定することができる。

2-3. 吹出し量の測定について

供試円筒のスリットから吹出される流体の量の測定は圧縮機の空気吐出口と空気室を接続している内径 25.4 mm のパイプの中間に実験室で製作したオリフィスを用いて行なった。流量係数 C は Fig. 4 に示すように検定を行なった結果 $C=0.785$ となり、その結果吹出しの量は

$$Q_0 = CA\sqrt{2gh} \tag{5}$$

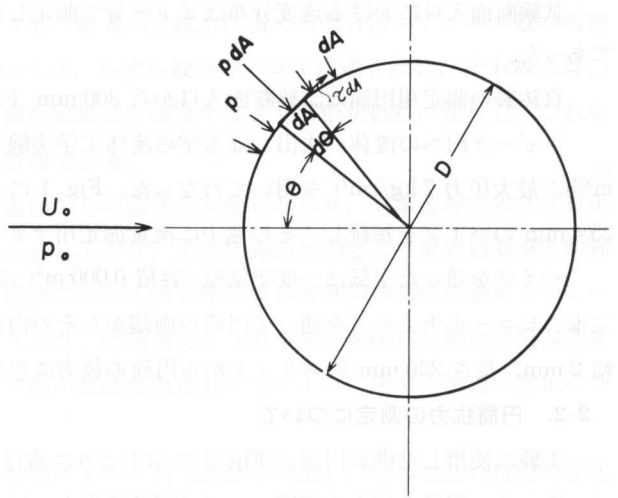


Fig. 3.

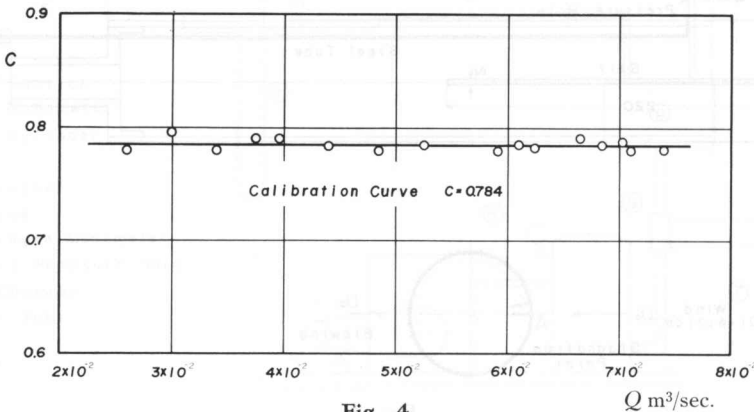


Fig. 4.

となり、これより算定した。

3. 実験結果および考察

3-1. 吹出しの速度分布

流体を円筒のスリットから静止流体中に吹出したとき、どのような形で流体は吹出ているか、すなわちスリットの中心線に対して対称であるか、又下流にいくに従ってどの程度広がるかを調べるために円筒後方の吹出しの速度分布を測定した。その結果が Fig. 5 に示してある。

この時の吹出しの平均速度は $U_0=32.8 \text{ m/s}$ である。この結果から明らかのようにスリットの中心線を基準にして流体は対称に吹出しており、かつ下流にいくに従って、しだいに広がっている様子がわかる。

この流体の吹出しが下流にいくに従って広がる程度、すなわち噴流の幅を検討するため、静止している流体へ噴流が流れ出る場合の理論と比較した。今本実験と同じく、隙間から噴出する二次元流れの場合を考える。

Fig. 6 に示すように噴流の方向に x 、それに垂直に y をとり、噴流の幅を $2b$ とすると静圧はほぼ一定であるから、プラントルの境界層方程式は

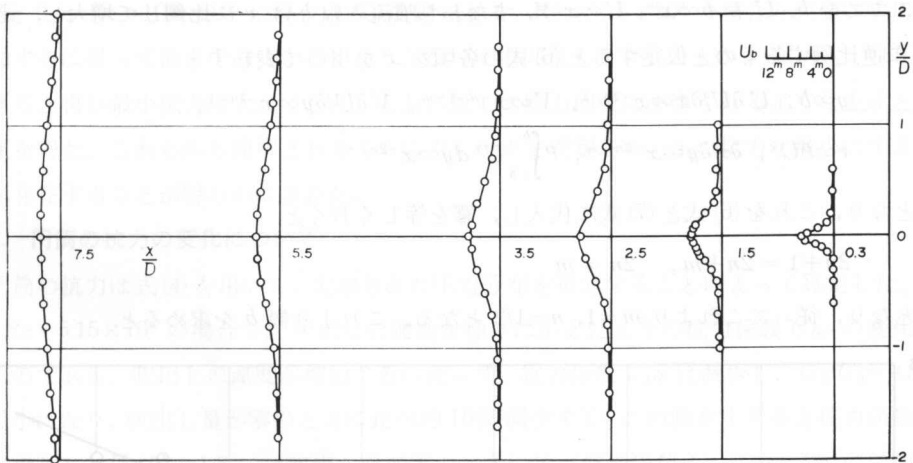


Fig. 5.

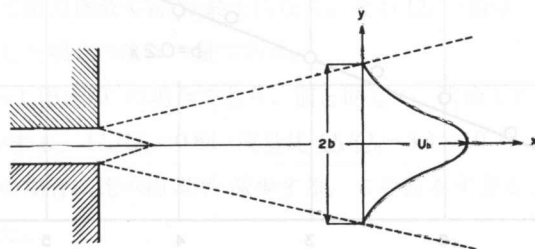


Fig. 6.

$$\left. \begin{aligned} U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \\ \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

となる²⁾。ここで τ のかわりにプラントルの混合長理論から求まる $\tau = \rho l^2 (\partial U / \partial y)^2$ を(5)式に代入すると

$$\left. \begin{aligned} U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left\{ l^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \right\} \\ \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となる。

噴流には何の力も作用しないから運動量の法則によって噴流の任意の断面を単位時間に通る流体の持つ運動量は一定である。

よって

$$M = \rho \int_{-b}^b U^2 dy \quad (7)$$

となる。

ここで今 b, U を $b \propto x^m, U \propto x^{-n}$, すなわち噴流の幅 b は x に比例して増大し、速度 U は x に逆比例するものと仮定すると(6)式の各項を x を用いて表わすと

$$\begin{aligned} y \propto b, \quad U \frac{\partial U}{\partial x} \propto x^{-2n-1}, \quad V \propto x^{-n-1+m}, \quad V \frac{\partial U}{\partial y} \propto x^{-2n-1}, \\ \tau \propto \rho U^2, \quad \frac{\partial \tau}{\partial y} \propto x^{-2n-m}, \quad \rho \int_{-b}^b U^2 dy \propto x^{-2n+m} \end{aligned}$$

となり、これを(6)式と(7)式に代入し、冪を等しくおくと

$$2n+1 = 2n+m, \quad 2n = m$$

となり、従ってこれより $m=1, n=1/2$ となる。これより幅 b を求めると

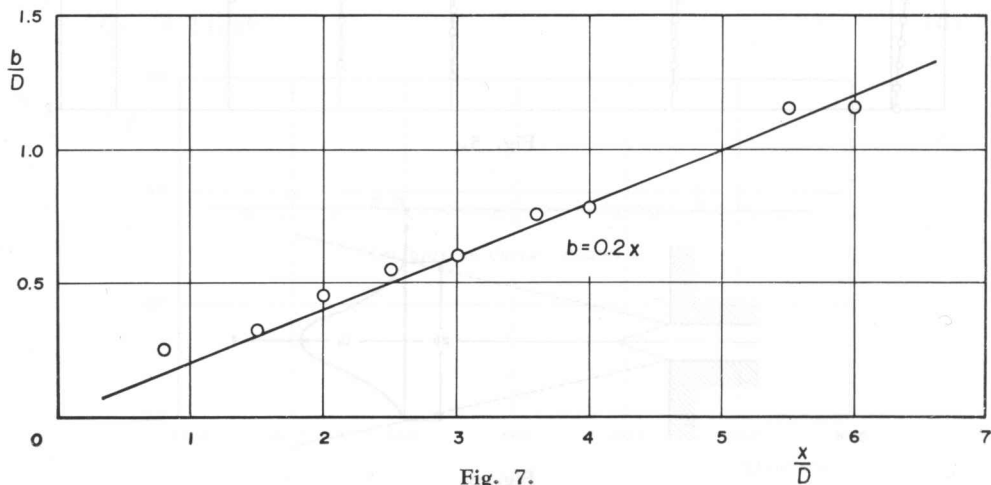


Fig. 7.

$$b = cx \quad (8)$$

となり、ここで C は定数であって実験によると Re 数によって多少異なるが $C=0.2$ 程度である³⁾。

Fig. 7 は理論値と実験値とを比較したものである。比較的よく一致しているといえる。

3-2. 円筒表面の圧力分布について

円筒のスリットから流体を吹出したときの円筒表面上の圧力変化、すなわち吹出し量を種々に変化させたとき、圧力を動圧 ($1/2 \rho U^2$) で除した圧力係数 C_P の値がそれぞれ測定された。その結果の代表例が Fig. 8, 9 に示されている。

Fig. 8 は $Re=5.15 \times 10^4$ の場合の圧力係数 C_P の変化を示したものであるが、図に示すように激み点 0° から 50° 付近までは、吹出し量が増加しても C_P の値はあまり変化しない。しかし $\theta=50^\circ$ をすぎると吹出し量の増加に従って、その影響が顕著に表われ、 $\theta=70^\circ$ 付近で起る最小圧力は吹出し量が零の場合に比べかなり小さくなり、かつ圧力回復も大きくなる。しかし吹出しの速度比 $U_b/U_0=0.35$ 付近をすぎると、再び最小圧力は増加し、圧力回復も小さくなり、 $U_b/U_0=1.2$ のときは吹出し量が零のときにくらべ、最小圧力および圧力回復ともかなり異なった値を示す。

Fig. 9 は $Re=1.18 \times 10^5$ の場合の C_P 曲線である。 $Re=5.15 \times 10^4$ の場合と同様に吹出し量が増加するに従って最小圧力は小さくなり、かつ圧力回復も大きい。しかし $U_b/U_0=0.85$ 付近をすぎると再び最小圧力は大きくなり、それに反して圧力回復は小さくなるような上述と同様な結果を得た。これらから理解されるようにウェークを安定させ、かつ抗力を最小にする吹出し量が存在することが明らかにされた。

3-3. 円筒の抗力の変化について

円筒の抗力は式 (4) を用いて、実測された圧力分布を積分することによって算定した。Fig. 10 は $Re=5.15 \times 10^4$ の場合で、吹出しの速度を種々にかえたときの抗力係数 C_{DP} の変化を示したものである。吹出しの速度が増加するに従って、抗力係数 C_{DP} は減少し、 $U_b/U_0=0.35$ 付近で最小になり、吹出し量が零のときに比べ約 16% 減少する。この値をすぎると抗力係数 C_{DP} は再び増加し、 $U_b/U_0=1.2$ では吹出し量が零のときに比べ抗力係数 C_{DP} は約 7% の増加になる。Fig. 12 は流量比を横軸にとり、それに対する抗力係数 C_{DP} の変化を示したものである。 $Q_b/Q_0=3.6 \times 10^{-2}$ 付近で抗力係数 C_{DP} は最小になる。なお Q_0 の値は一様流 U_0 が円筒の投影面積を通過すると仮定した場合の流体の量である。

Fig. 11, 13 は $Re=1.18 \times 10^5$ の場合であり、前と同じく、吹出しの速度が増加するに従って抗力係数 C_{DP} は減少する。 $U_b/U_0=0.84$ (流量比 $Q_b/Q_0=3.4 \times 10^{-2}$) で抗力係数 C_{DP} は最小になり、吹出し量が零の場合に比べ約 25% 減少する。この値をすぎると再び抗力係数 C_{DP} は増加することがわかった。

以上の結果から抗力を最小にする吹出し量が存在することが明らかになった。

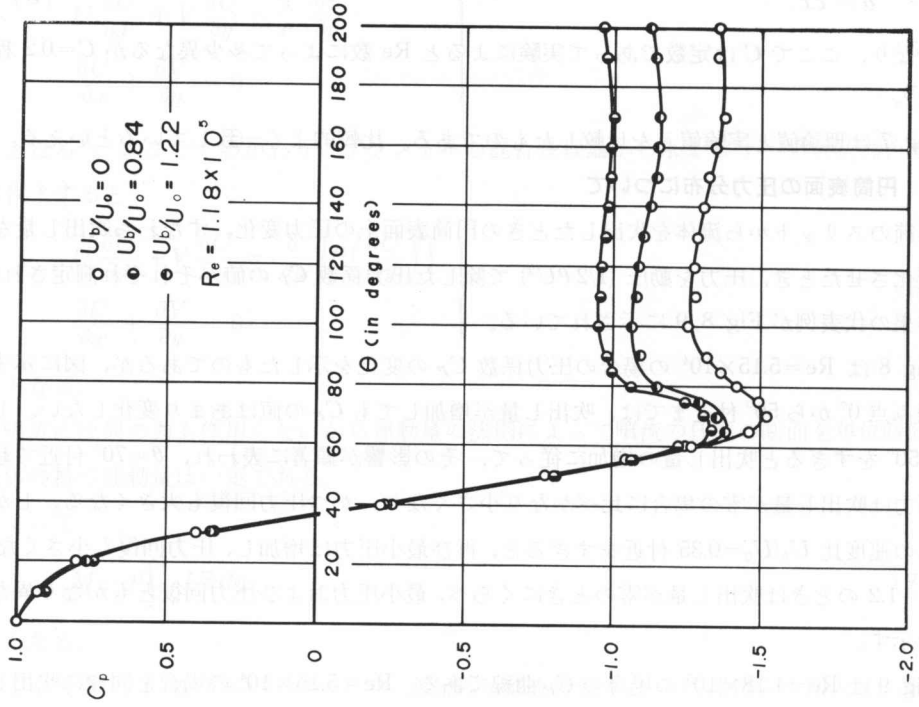


Fig. 9.

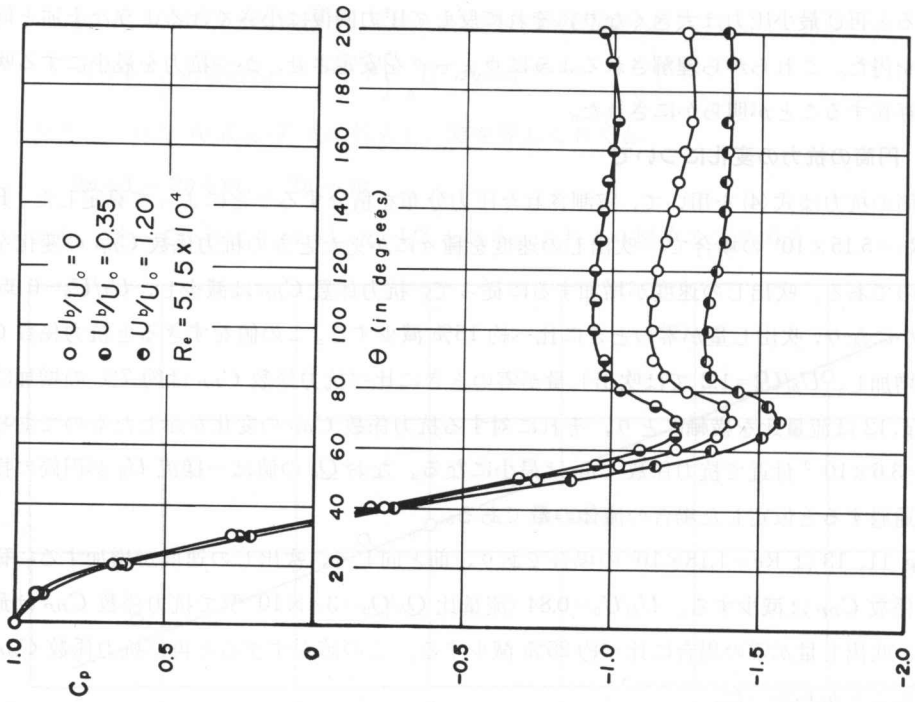


Fig. 8.

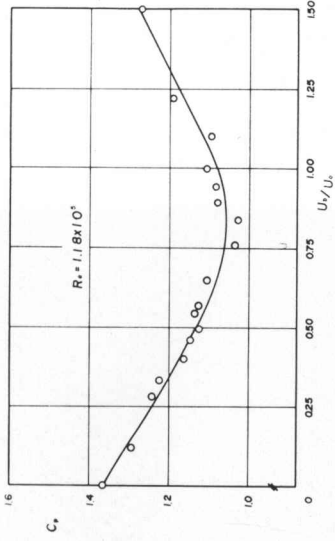


Fig. 12.

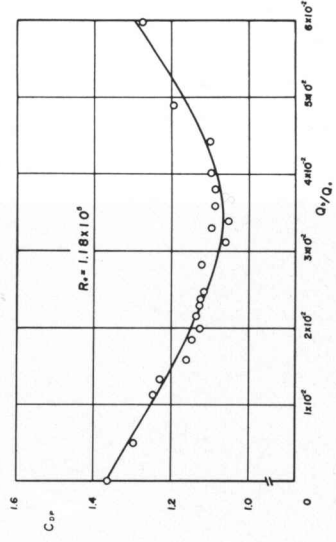


Fig. 13.

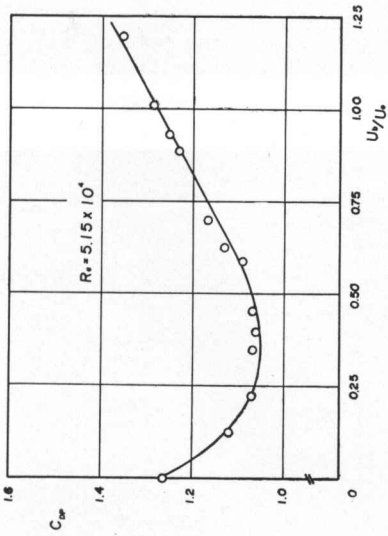


Fig. 10.

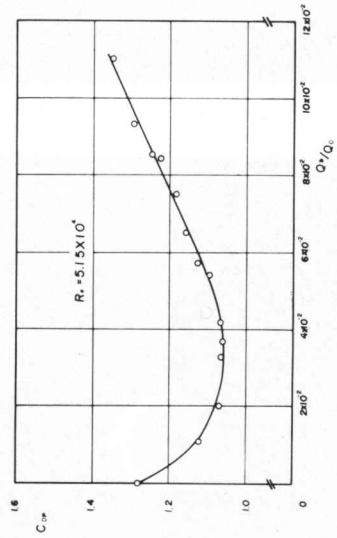


Fig. 11.

3-4. 円筒後方のウェークの変化について

円筒のスリットから流体を吹出したとき、円筒後方のウェークがいかなる変化を示すかを定性的に把握するため、著者等が開発した水素気泡法⁴⁾を用いて流れを可視化し、観察を行った。その結果が Fig. 14, 15 に示されている。この場合の $Re=3\times 10^3$ であり、風洞における Re 数とは異なっているが、両者における円筒の抗力係数の間には大きな差がない等を考慮すると、流れに本質的な相違のないことが考えられ、現象を理解する上には障害とならないと思われる。

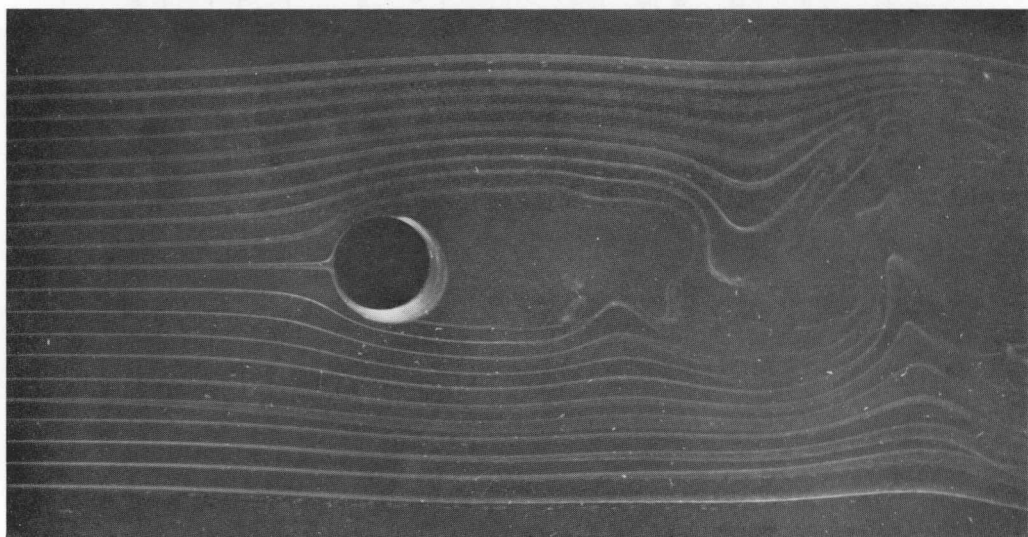


Fig. 14.

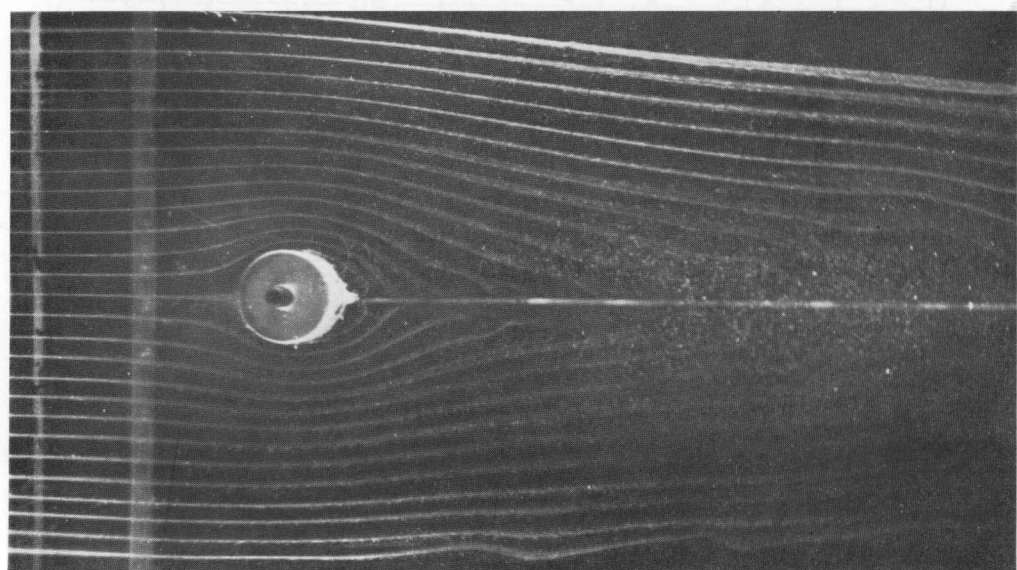


Fig. 15.

Fig. 14 は吹出し量が零の場合の円筒周辺の流れであり、円筒の両側から流れが干渉し合い、後流は大きく振動している。これに対して Fig. 15 は吹出しがある場合でウェークは縮小し、かつ流れはよく安定し、噴流に関して完全に対称な流れが保たれることが見いだされる。従って吹出しは流れを安定させ、ウェークを變形させる効果を有することが定性的に明らかにされた。

4. 結 論

本研究はウェークの制御に関する一方策として、円筒表面上のスリットからウェーク内に流体を吹出し、その場合の抗力の変化を実験的に調べたもので、次のような結論を得た。

ウェーク内への流体の吹出し量が増加するに従って、抗力は減少し、本実験では $Re=1.18 \times 10^5$ のとき最大で 25% まで減少した。しかし吹出しの速度比が約 0.84 付近を越えると再び抗力は増加し、吹出し量が零のときより大きくなることが判明した。さらに円筒からウェークへのわずかの吹出しがあっても流れを安定させ、かつウェークを縮小させる効果があることを定性的にも明らかにすることができた。

終りに本研究に対し終始御指導を賜った北大工学部有江幹男教授に深謝する。図面の作成にあたっては本学機械工学科森谷優君に対し、心からお礼申しあげる。

参 考 文 献

- 1) 有江・坂本・森田：第 781 回流体工学・流体機械講演論文集 (昭和 43-8). p. 83-86.
- 2) S. Goldstein: Modern Development in Fluid Dynamics Vol. II, p. 592-599.
- 3) 藤本：流体力学. 養賢堂, p. 252-254.
- 4) 坂本・有江：北海道大学工学部研究報告. 第 49 号 (昭和 43-9) p. 35-44.