

円柱の後流における吹出しと吸込みの効果 Ⅱ

高田治彦*・長谷川茂雄**

(昭和48年3月20日受理)

1. はじめに

前報¹⁾(以下Iと記す)では、一様流中に垂直におかれた円柱の後縁から吹出し・吸込みを与えた場合の、円柱まわりおよび後流中の圧力分布や、渦の Strouhal 数などの変化について述べた。その結果、吹出しは後流の圧力低下を抑制すると同時に、極小圧力点を下流へ押しやる働きがあり、吸込みはその逆であること、Strouhal 数については、吹出しに対しては増加、吸込みに対しては減少する傾向が見られるが、Bearman の提唱した後流 Strouhal 数に換算するとほぼ一定値0.18をとること、などが明らかにされた。

しかし、渦の形成の機構や、それと後流の圧力低下との関連などを理解するためには、さらに後流のマイクロな構造にまで立入って研究する必要がある。本実験は、その趣旨に沿って後流の速度変動の分布について測定を行なったものである。

なお今回は都合により、吸込みについての実験は行なわなかった。

記号

C_q	吹出し量係数 = $Q/U_\infty dl$
d	円柱の直径
f	変動の基本周波数 = 渦の放出周波数
l	円柱のスパン
Q	吹出しの体積流量
Re	Reynolds 数 = $U_\infty d/\nu$
U_∞	一様流速
\bar{U}	平均速度
u'	速度変動の R. M. S. 値 = $\sqrt{\overline{(U - U_\infty)^2}}$
x	円柱後縁から測った下流方向の座標
y	x 軸および円柱軸に垂直な方向の座標

2. 実験装置と方法

実験装置の詳細はIに記載したので、ここでは簡単に触れるにとどめる。試験円柱は直径 $d = 4.8\text{cm}$ 、スパン $l = 40\text{cm}$ のアクリル・パイプで、両端には流れの2次元性を保つための端板が取り付けられている。円柱後縁の母線上には直径 1.2mm の小孔が 2.5mm

* 機械工学教室 助教授

** 大学院修士課程

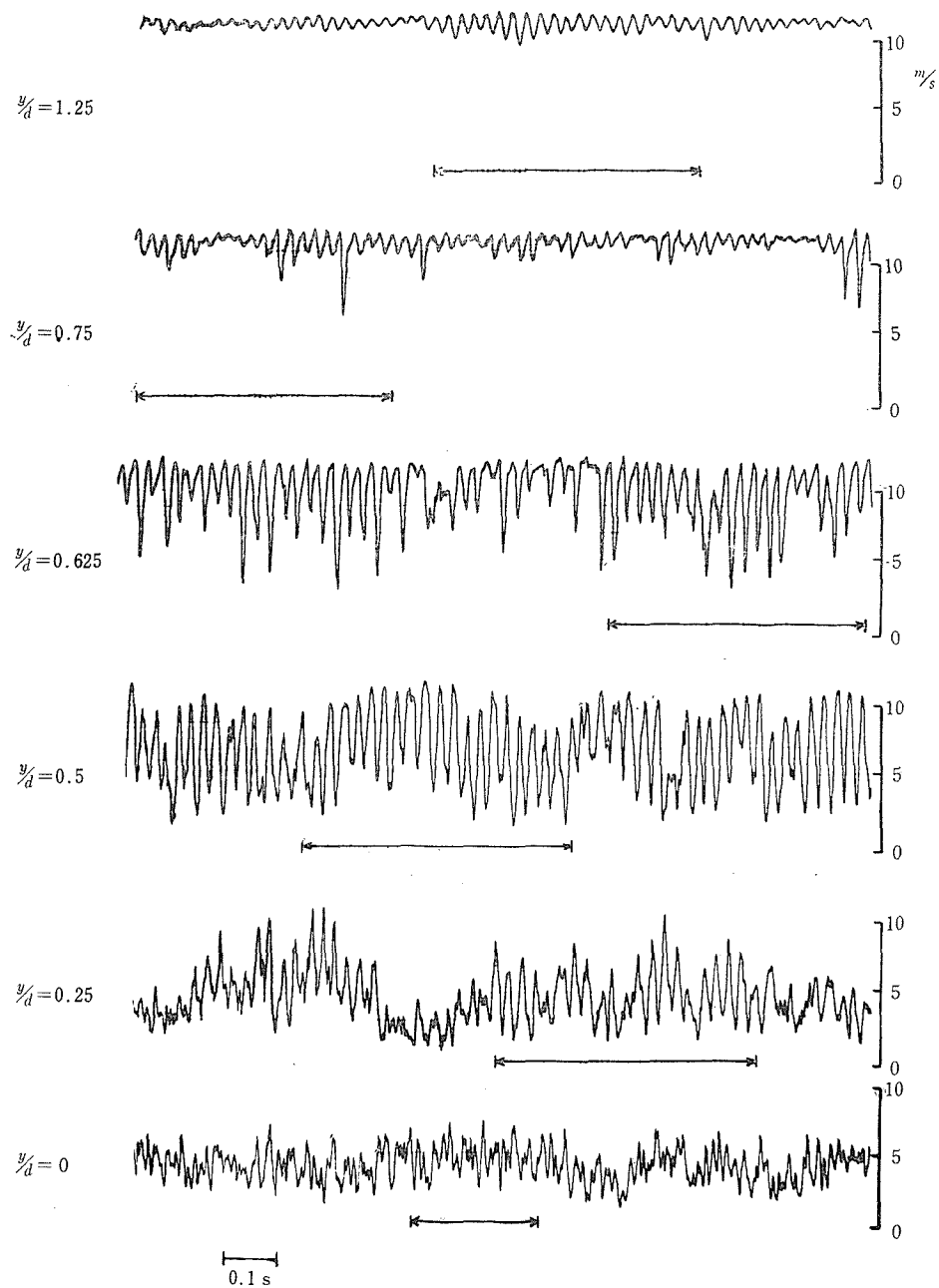


図1 吹出しのない場合の出力波形の例, $C_q = 0$, $R_e = 3.3 \times 10^4$, $x/d = 0.5$.
 矢印は平均を求めるために用いた標本区間を示す。

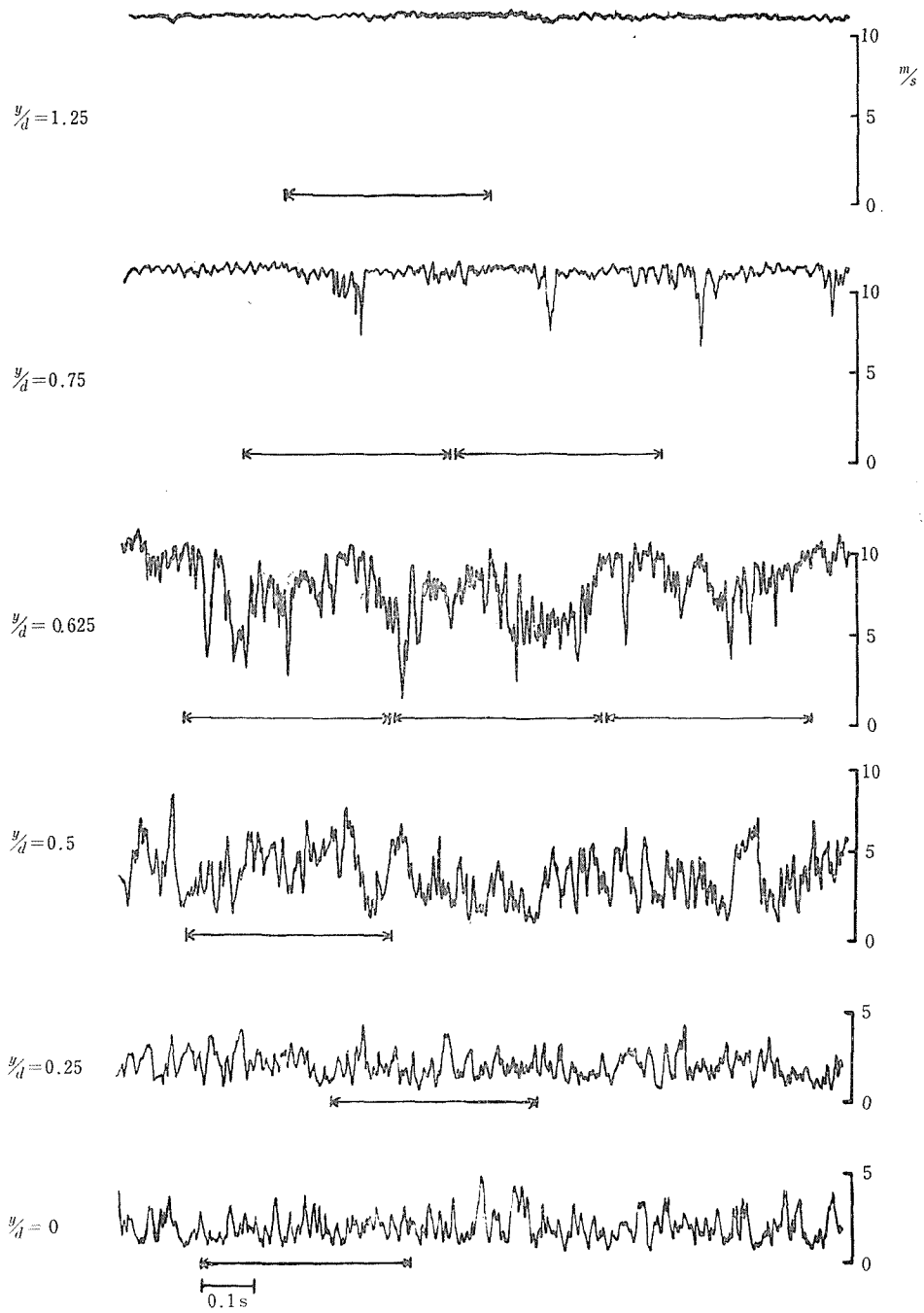


図2 吹出しのある場合の出力波形の例, $C_q = 1.5 \times 10^{-2}$, $Re = 3.3 \times 10^4$, $x/d = 0.5$.
 矢印は平均を求めするために用いた標本区間を示す。

間隔で一列にあけられ、そこから送風機によって送られた風を後流中に吹出すようになっている。

使用風洞は測定部断面 60cm ϕ の Göttingen 型風洞である。後流の速度変動は熱線風速計（日本科学工業製，I AM-60/28-1111 および直線化増巾器 F LA-60/28-7110）を用いて測定され、その出力は電磁オシログラフによって記録された。

測定は一様流速 $U_{\infty} = 10.3\text{m/s}$ に設定して行なわれたが、これは d を用いた Reynolds 数で $Re = 3.3 \times 10^4$ となる。また吹出しは、吹出し量係数 $C_q = Q/U_{\infty}dl = 1.5 \times 10^{-2}$ に設定し、 $C_q = 0$ （吹出しなし）の場合との比較を行なった。ここに Q は吹出しの体積流量を表わす。

3. 波形の観察

図 1 は吹出しのない場合に、 $x/d = 0.5$ の断面について y/d の種々の位置において得られた出力波形を示したものである。ここで、原点はスパン中央部の円柱後縁にとり、 x 軸は一様流方向、 y 軸は x 軸と円柱軸との双方に垂直な方向にとるものとする。熱線は円柱と平行に設置されているので、 x - y 平面内での速度の絶対値を記録するようになっている。なお、出力は直線化増巾器を通してあるが、直線性の保証は必ずしも十分ではない。グラフにはピトー管を用いて校正した速度目盛を示しておいた。

まず波の周期性についてであるが、 $y/d = 0$ のときは円柱の両側から交互に発生する渦の影響によって、基本周波数 ($f = 41\text{Hz}$) の 2 倍の周波数の波が観察される。しかし、それは低 Reynolds 数のとき見られるような規則的な波ではなく、位相がわずかずつずれた波が互に重なり合って、振巾も波長もかなり不規則に変化している。このような様相は吹出しのない場合には $x/d \leq 1$ の、また吹出しのある場合には $x/d \leq 2$ の領域で顕著であるが、それより下流では規則性が強く現われるようになる。

$y/d = 0.25$ では、基本周波数が鋭いピークを示しており、それらの間には反対側の渦のなごりである基本周波数の 2 倍の周波数の波が、小さなピークや波形の歪みとなって半規則的に現われているのが観察される。 $y/d = 0.5$ では基本周波数の波が顕著で、2 倍の周波数のものはほとんど見られなくなる。この傾向は y が大きくなるにしたがってさらに著しくなり、 $y/d = 1.25$ では正弦波に近い波形になる。

基本周波数 f の値は、測定する場所によっても、また時刻によっても、かなりのばらつきを示し、測定範囲内では $f = 39 \sim 43\text{Hz}$ の値が得られている。吹出しの場合には周波数はわずかに増大し、 $f = 41 \sim 44\text{Hz}$ となっている。円柱の直後では波形は強い不規則性を示し、基本周波数を確定することが極めて困難になる。このような領域を図 4 に示した。破線から上流の領域がそれである。この図から吹出しを与えたとき周波数を確定できない範囲の拡大する様子が窺われる。

次に振巾の変化に着目すると、どの位置における波形もさらに波長の長い波に乗っている、いかえれば振巾変調されていることが観察される。この長い波の波長は一定でなく、基本波の約 6～8 倍と思われるが、それが生ずる原因については明らかでない。流れの 3 次元性によるものと考えるのが一番もっともらしいが、その確証はなく、原因の究明につ

いては今後の課題とせざるを得ない。

ところで、この変調波の極大点を連ねた包絡線と極小点を連ねた包絡線の形の変化によって、波形を図3に示すようなAからEまでの5つのパターンに分類することができるように思われる。まずA型は一定振巾の波が長い波長の波に単に乗っかっているだけのもので、図1にあげた波形で言えば $y/d = 0$ の場合がこれに相当する。次にB型であるが、これは極大点を連ねた包絡線が大きな振巾で変動しているのに対し、極小点の包絡線はほぼ直線になっており、図1の $y/d = 0.25$ はこのタイプに近い。 $y/d = 0.5$ になると、極大点の包絡線も極小点の包絡線も共に大きな振巾で変化するようになり、これがC型である。D型はB型の逆で、極大点の包絡線がほぼ直線、極小点の包絡線が大きく変化するタイプである。図1の $y/d = 0.75$ はまだD型に近いが、 $y/d = 1.25$ になると2つの包絡線の振巾は小さくなりE型に移行する。

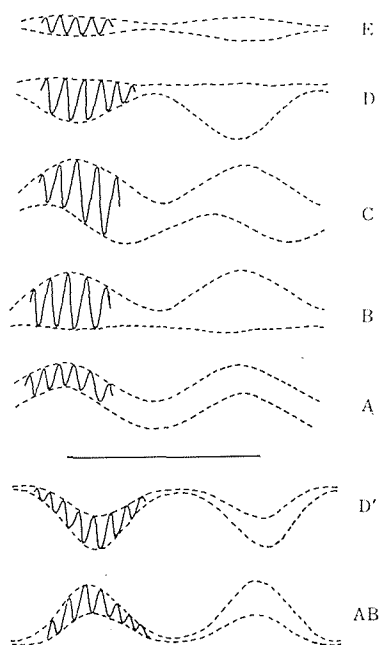
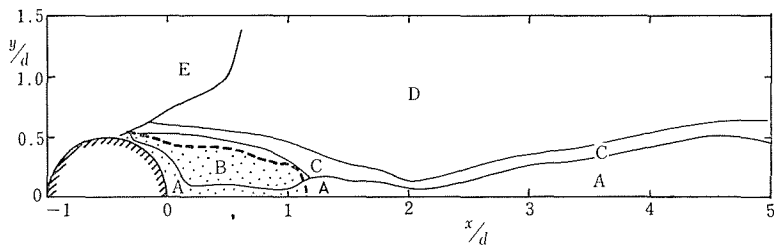
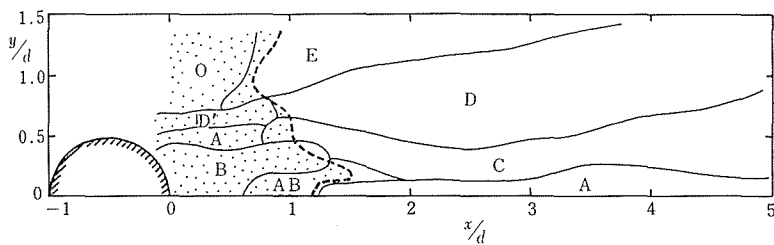


図3 変調のモードによる波形の分類



(a) 吹出しのない場合, $C_q = 0$



(b) 吹出しのある場合, $C_q = 1.5 \times 10^{-2}$

図4 波形のパターンの分布. 破線より上流の部分は周波数の確定不能の領域を示す.

これらの5つのパターンの分布を x - y 平面内の領域に分けて図示したのが図4 (a)である。吹出しのない場合、円柱の近傍ではかなりはっきり分類でき、下流では不明確になる傾向があるが、一般に x 軸上ではA型、 y が増加するにつれてB, C, D, E (下流ではA, C, D)の順に変化するように思われる。この順序を逆にして、後流の外側から内側へ向って E→D→Cの順に眺めて行くと、Schubauer-Skramstadによって観察されたTollmien-Schlichting波の発達の様子と似たような変化を示すことは興味がある。

吹出しを与えた場合には、一般に不規則性が増し、変調のモードも複雑になる。下流では吹出しのない場合とほぼ等しい構造を持つが、 $x/d \leq 1$ の領域ではA～Eのようなはっきりしたパターンに分類することは非常に困難になり、またそれらとは異った変調のモードも現われてくる。

図2には、吹出しのある場合の $x/d = 0.5$ の断面における出力波形が示してある。 $y/d = 1.25$ では、吹出しのないときのような周期的な波形は見られないで、この付近ではまだ不規則な乱れの重なった一様流と考えられる。これをO型とする。これより内側に向かって進むと、部分的にburstが発生するようになり ($y/d = 0.75$)、それが次第に発達して図3に示されたパターン D' ($y/d = 0.625$)を経て、A→Bのような変化をたどるように思われる。

また、少し下流の軸付近では、D'の上下を逆にしたようなモードが観察されるが、これはAとBとの中間型とも考えられ、これをAB型と呼ぶことにする。

こうして、吹出しのある場合にも、図4 (b)に示すように一応全領域にわたってパターンの分布図を描くことができる。しかし、これらのパターンの区別は必ずしも明確でなく、それゆえこのような分類は多分に便宜的なものにならざるを得ない。にもかかわらず、図4は後流の構造に関する何らかのイメージを与えることに役立つであろう。たとえば、B型およびAB型は周波数の確定できない領域の大部分を占めること、D型は後に述べる速度変動の等値線図(図12, 13)でのいわば「山岳」部に相当すること、などが知られる。

4. 速度分布

4.1 平均速度と速度変動の計算

前節で述べたように、オシログラムに現われた出力波形は x - y 平面内における速度ベクトルの絶対値の時間的変化を表わすものと考えられる。この波形から、時間に対する速度の平均値と速度変動の R. M. S. (Root Mean Square) 値とを求めるには次の方法によった。

- (a) 周期的な波形に対しては極大と極小の値を読み取り、その間を近似的に三角波とみなして平均値および標準偏差 (R. M. S. 速度変動) を計算した。この場合のデータ数は極大21点、極小20点を選んだ。
 - (b) 上の方法によっては計算できない不規則波形に対しては 10ms おきに40点 (場合によっては80点) のデータを読み取り、通常の方法で平均値および標準偏差を計算した。
- (a)の方法では、波形が三角波からずれてくるにしたがって誤差は大きくなるから、特に波形の歪みはなほだしい比較的上流の領域と、 $y/d = 0.25$ の付近で精度が低下する欠

点がある。これに対して、(b)の方法は周期性の有無にかかわらず計算できる利点があるが、今の場合のように値の変動の激しいときには、10ms という時間間隔は粗すぎるし、極値以外の点では一般に波形曲線の勾配が急峻なため読み取りの誤差が大きくなることから、いきおい精度は低くならざるを得ない。精度を上げるには記録紙の送りを早くして、より短い時間間隔で、より多くのデータを読み取れば良いわけだが、そのための時間と労力は極めて膨大なものとなり、あまり実用的とは言えない。

しかも前に述べたように、速度はさらに大きな周期で変動しているから、平均値も R. M. S. 変動値も平均をとるときの「時刻」や「時間間隔」によって変ってくる。それゆえ、ある特定の時刻における平均値を必要以上に高い精度で求めても手数がかかるだけであまり意味がない。

結局のところ、現在の測定方法による限りは大ざっぱな議論に止まらざるを得ないわけで、いずれの方法で計算するかは趣味の問題に帰着する。ここでは極値を読み取る方が楽なことと、後流の外側に近い領域では三角波の近似がほぼ成立していることの2つの理由から、できる限り(a)の方法によるものとし、どうしても不可能な場合にのみ(b)の方法を用いた。例えば、図1に示した波形ではすべて(a)の方法を、図2に示した波形ではすべて(b)の方法を用いて計算した。図中の矢印は平均をとった区間を示し、その時間は(a)の場合で約0.5s ($y/d=0$ のみは周波数が2倍になるので時間は半分の約0.25s)、(b)の場合で0.4sである。

試みに図1の $x=0.5: y=0.25$, $y=0.5$, $y=1.25$ の3つの波形について、(a)、(b) 各々の方法で計算した結果を表1に示した。もし、一方の計算法がつねに他方よりも高い値を示すような傾向があれば、そのための補正を考慮しなければならないが、この表でみる限りそうする必要はなさそうに思われる。また、誤差の程度は、平均速度 R. M. S. 速度変動とも一様流速に対して約3%を見積るのが良さそうである。

4.2 平均速度の分布

図5, 6に後流の各断面について測定した平均速度の分布を示した。図5は吹出しのない

表1 方法(a)と(b)による平均速度と R. M. S. 速度変動の計算例
(吹出しのない場合、図1の波形)

測定点の座標	$x=0.5, y=0.25$		$x=0.5, y=0.5$		$x=0.5, y=1.25$	
	a	b	a	b	a	b
標本数	極大点 21 極小点 20	49	極大点 21 極小点 20	51	極大点 21 極小点 20	50
\bar{U} m/s	4.97	4.73	6.95	7.15	11.26	11.26
u' m/s	1.57	1.52	2.25	2.55	0.47	0.56
\bar{U}/U_∞ *	0.48	0.46	0.68	0.69	1.09	1.09
u'/U_∞ *	0.15	0.15	0.22	0.25	0.046	0.054

* $U_\infty = 10.3m/s$

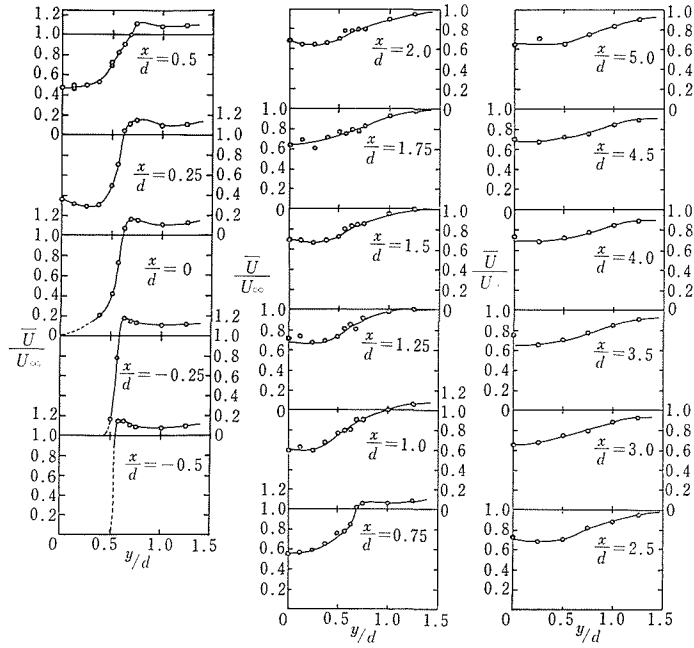


図5 吹出しのない場合の平均速度の分布, $C_q = 0$, $Re = 3.3 \times 10^4$

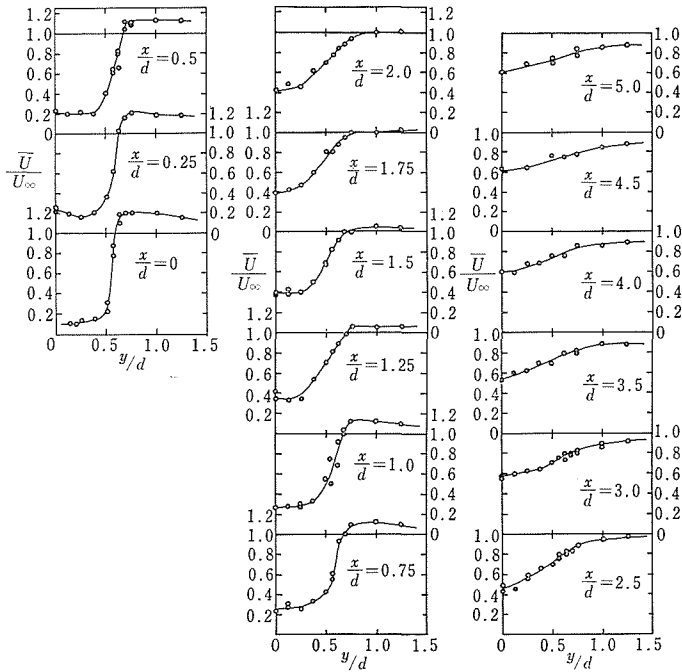


図6 吹出しのある場合の平均速度の分布, $C_q = 1.5 \times 10^{-2}$, $Re = 3.3 \times 10^4$

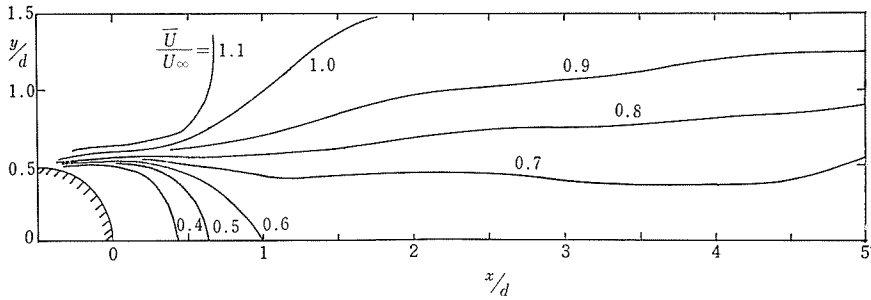


図7 吹出しのない場合の平均速度の等値線, $C_q = 0$, $Re = 3.3 \times 10^4$

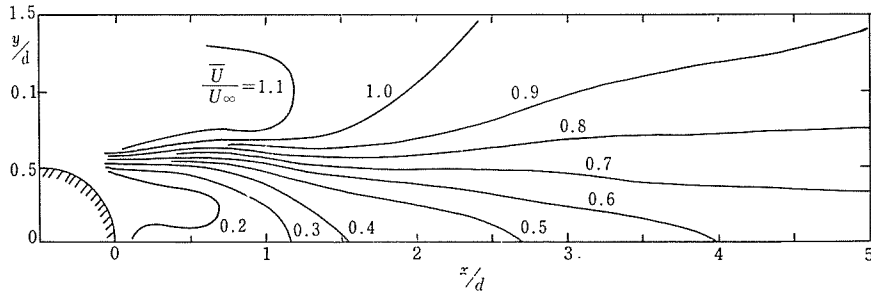


図8 吹出しのある場合の平均速度の等値線, $C_q = 1.5 \times 10^{-2}$, $Re = 3.3 \times 10^4$

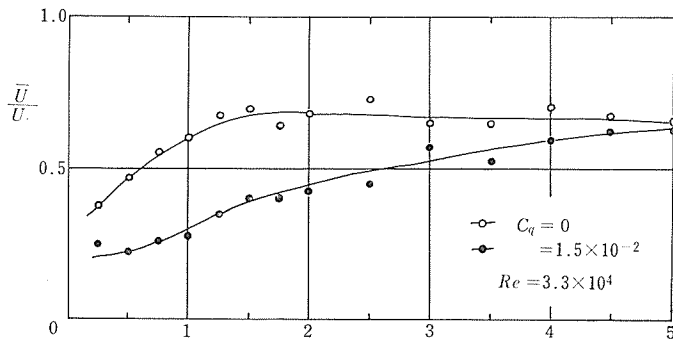


図9 中心軸上の平均速度の変化

い場合、図6は吹出しのある場合のものであり、実線は測定値のばらつきから推定して最も妥当と思われる値を示したものである。熱線の支柱は後流に対して側方(y の正の方向)から入るようになっているので、流れの場にくらかの影響を与えることが予想されるが、中心線に達するまではその影響は無視できるものと仮定して、 $y \geq 0$ についてのみ測定を行なった。

図5, 6の結果を用いると、図7, 8に示すような平均速度の等値線図を描くことができる。この場合、作図は誤差の程度を考慮して、曲線がなるべく滑らかになるように測定

値を適当に修正してある。これらの図を比較してみると吹出しの効果は明らかである。すなわち吹出しによって後流の平均速度はおよそ半分の値に減少していることが、知られるが、これは図9のように中心線に沿っての変化の様子をプロットしてみるといっそうはっきりする。

後流の圧力低下が、いわゆる死水領域の形成と密接な関係のあることを考えると、上の結果は吹出しによって後流の圧力低下が減少する事実と一見矛盾するかのようと思われる。しかし、後流の死水領域が単なる「死水」ではなく、円柱の両側から交互に吐き出される渦の形成の過程で、強く揺さぶられる往復運動の流れの領域であることを認識すれば、この結果は容易に納得されるであろう。後流の圧力低下を支配するものが、よどんだ死水の存在ではなくて、激しい速度変動の存在であることは、次項においていっそう確かめられる。

4.3 速度変動の分布

図10, 11にはR. M. S. 速度変動の各断面における分布が、また図12, 13にはそれから求められた等値線の様子が示されている。図10, 12は吹出しのない場合、図11, 13は吹出しのある場合のもので、やはり前と同様に測定値を適当に修正してある。いずれの場合についても、R. M. S. 速度変動のピークはほぼ $y/d = 0.6$ の直線に沿って分布しているのが見られる。これは図5, 6の平均速度分布の曲線で勾配の最も急なところに相当し、図7, 8で言えば等値線の最も密なところに相当している。

図14はこれらのピーク値を結んで x 方向の変化の様子を示したものである。この図で

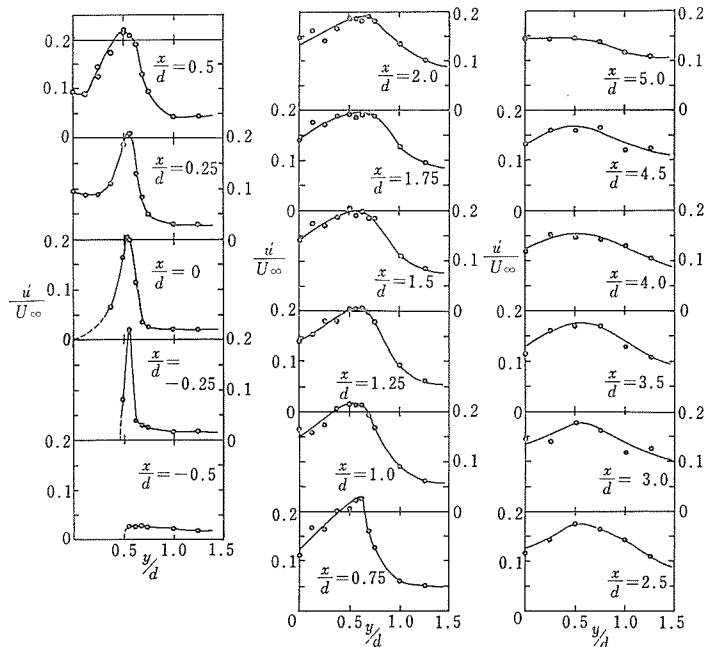


図10 吹出しのない場合のR. M. S. 速度変動の分布, $C_q = 0$, $R_e = 3.3 \times 10^4$

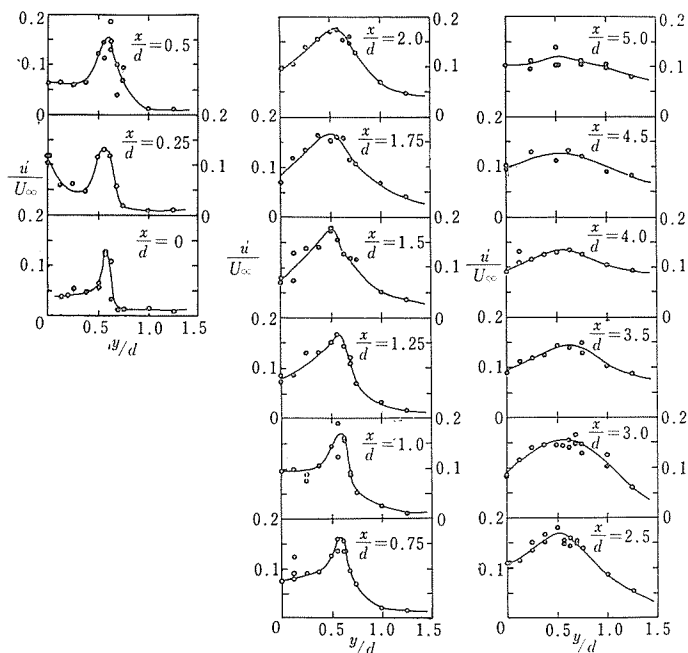


図11 吹出しのある場合のR.M.S.速度変動の分布, $C_q = 1.5 \times 10^{-2}$, $R_e = 3.3 \times 10^4$

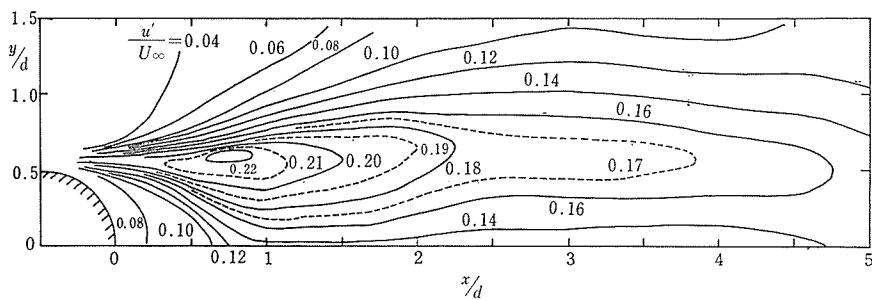


図12 吹出しのない場合のR.M.S.速度変動の等値線, $C_q = 0$, $R_e = 3.3 \times 10^4$

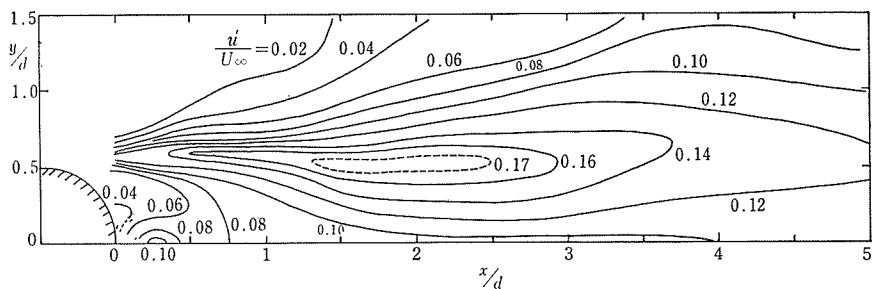


図13 吹出しのある場合のR.M.S.速度変動の等値線, $C_q = 1.5 \times 10^{-2}$, $R_e = 3.3 \times 10^4$

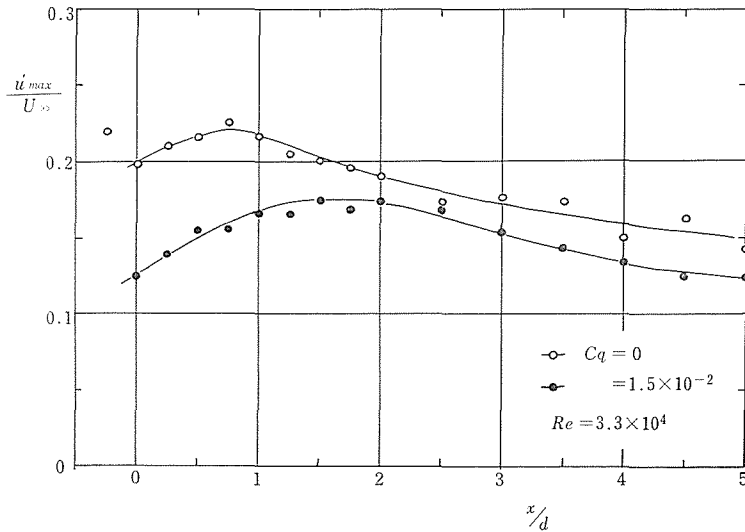


図14 R.M.S. 速度変動のピーク値の x 方向の変化

見ると、吹出しのない場合には速度変動の最大値は $x/d = 0.75$ の近くにあるが、吹出しを与えるると下流の $x/d = 1.5$ 付近に移動することが分る。これらの x 座標の値は I で報告した後流中心線上の圧力分布曲線の極小圧力点の位置とほぼ一致している。(I, 図5参照) これは前項で述べたとおり、圧力低下と速度変動との間に深い関係のあることを裏付けるものである。

Shaeffer and Eskinazi²⁾, Bearman³⁾, Bloor⁴⁾, Gerrard⁵⁾ らの見解を総合すれば、速度変動最大の点は渦の形成がまさに完了して、そこから Kármán 渦列が始まる点であると考えられ、また同時にそれは、外の流れから引き込まれた (entrainment) 流れが中心線を横切る点であるとも考えられる。しかし、これらの著者たちの間にも微妙な解釈の違いが散見され、渦の形成領域の構造に関しては未だ統一的なピクチャが確立されるまでに至っていない。今後、圧力分布との関連もあわせてこの問題を追究して行く必要がある。

5. む す び

以上の結果をまとめると次のようになる。

(i) 熱線風速計の出力波形は、一般に不規則な成分を含んだ周期関数と考えられる。その基本周波数 (Kármán 渦の放出周波数) は大部分の領域で観測できるが、円柱の直後では不規則性が増して検出が困難になる。このような基本周波数の確定不能な領域の範囲は吹出しを与えると増大する。

(ii) 出力波形はさらに長い波長の波によって振巾変調されている。この変調のモードにより、波形は吹出しのない場合、5つのパターンに分類され、それらは後流の構造と深いつながりがあると思われる。吹出しを与えると変調のモードはさらに複雑になる。

(iii) 後流の平均速度と R. M. S. 速度変動は吹出しによってかなりの程度減少する.

(iv) R. M. S. 速度変動のピークは $y/d = 0.6$ の直線上に分布している. これは平均速度分布曲線の勾配の急な部分に対応している.

(v) 速度変動の極大点は吹出しのない場合 $x/d = 0.75$ の近くにあり, 吹出しを与えるると下流へ移動する. 速度変動の極大点の位置と, 圧力の極小点の位置とはほぼ一致するものと思われる.

(vi) 後流の圧力低下と速度変動の激しさとの間には強い関連性が見られる.

最後に, 本実験を行なうに際して, 卒研究生岡覚, 清水量平の両君の協力を得たことをここに感謝する.

参 考 文 献

- 1) 高田治彦, 倉沢英夫: 円柱の後流における吹出しと吸込みの効果 I, 信大工学部紀要, 第32号 (1972) pp 51~59.
- 2) J. W. Shaeffer and S. Eskinazi; An analysis of the vortex street generated in a viscous fluid, J. Fluid Mech., Vol. 6 (1959), pp 241-260.
- 3) P. W. Bearman: Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates, J. Fluid Mech., Vol. 21 (1965), pp 241-255.
- 4) M. Susan Bloor: The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, J. Fluid Mech., Vol. 19 (1964), pp 290-304.
- 5) J. H. Gerrard: The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies, J. Fluid Mech., Vol. 25 (1966), pp 401-413.

訂正 I の図 8 (信州大学工学部紀要第32号, 57頁) を次のように訂正する.

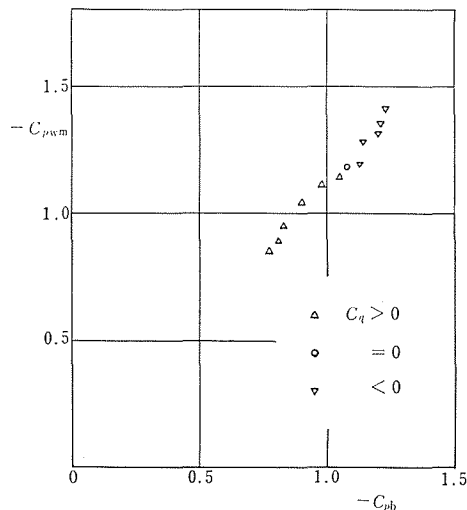


図 8 C_{pb} と C_{pw} との関係

Summary

The Effect of Base-Bleed and Suction on the Wake of a Circular Cylinder. II

Haruhiko TAKADA and Shigeo HASEGAWA

(Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering)

The hot-wire technique has been used to measure the velocity distribution in the wake of a circular cylinder at Reynolds number (based on the cylinder diameter) of 3.3×10^4 .

The output signals are observed to have been modulated by some longer waves which might be due to three-dimensionality. Modulation modes seem to have a close relation to the wake structure.

The effects on the flow of the base-bleed are examined, the results being that the base-bleed (1) increases the extent of the irregular region just behind the cylinder in which the regular sheddings are not well defined, (2) reduces the magnitudes of the mean velocity in the wake, and (3) displaces the position of the maximum velocity fluctuation downstream.

The longitudinal position of the maximum velocity fluctuation is seen to be nearly coincident with the position of the pressure minimum on the center-line which was measured previously, and it is also supposed to be the position of vortex formation.