

微細円柱と熱線を組合せた乱流計測プローブ*

小林 睦夫**, 前川 博**
高野 剛**, 平塚 真二***A Turbulence Measuring Probe Composed of a Fine
Cylinder and Hot-Wiresby Mutsuo KOBAYASHI, Hiroshi MAEKAWA,
Tsuyoshi TAKANO, and Shinji HIRATSUKA

When a cylinder is placed perpendicular to a uniform flow of fluid, the upstream velocity vector can be determined from the velocities measured at two points in the region where the streamlines are deformed by the cylinder. Based upon this principle, a new type of probe, which possesses similar directional sensitivity to an X-probe and is suitable for anemometry in a narrow space, has been devised. Since the hot-wires are put outside the boundary layer on the cylinder, the optimal location for each wire can be examined by analysing the sensitivities for the probe operating in a plane inviscid flow. The probe, with a cylinder of about 0.1 mm in diameter, is calibrated statically and dynamically, and applied to measuring turbulent stresses and power spectra in simple flows. The experiment shows that this type of probe is reliable in various measurements of gaseous turbulence.

Key Words: Turbulence, Flow Measurement, Hot-Wire Anemometry, Probe, New Type

1. ま え が き

流体の一樣流れに対して垂直に円柱のような柱状物体を置き、流線の変形が顕著な領域内の二点における流速を適当な方法で測れば、それらの測定値から上流の流速と向きが求められる。ただし、一樣流れと物体周りの流れ場の関係は既知とする。時間平均速度の向きが既知の定常乱流における、縦と横（流れ方向と、それおよび円柱の軸に垂直な方向）の速度変動成分の同時測定は、瞬間速度の絶対値と向きの変動の同時測定に帰着できるから、この原理は層流のみならず乱流の測定にも応用できる。乱流測定の場合、ごく細い円柱と、それに対して平行に張った一対の熱線を組合せることにより、X形プローブなどと同じ指向性を持つプローブを造ることができる。この形式のプローブを仮に円柱・熱線プローブと呼ぶ。このプローブと既存のスプリットフィルムプローブは、狭い場所での測定に適するという形状上の利点を共有している。しかし、円柱の微細化にはおのずから限度があるため、スプリットフィルムプローブによる気体乱流の測定では、十

分に小さくできない円柱の熱慣性がしばしば障害になる（従来、定量的にほとんど知られていなかったスプリットフィルムプローブの周波数特性に関して、最近、森ら⁽¹⁾は詳しい検定結果を報告した）。これに対して円柱・熱線プローブの場合、熱線と円柱はほぼ熱絶縁されるので、この障害はほとんど解消される可能性がある。

本研究は上記の円柱・熱線プローブの開発を目的としている。以下において、まずプローブの感度を簡単なモデルにより解析的に予測し、熱線の最適位置などを検討する。次に、試作したプローブを静的および動的に検定するとともに、格子乱流における速度変動の波形観察とパワースペクトル測定を行い、これらの実験結果から、プローブの基本的特性を明らかにする。さらに、平行平板流路内の発達した乱流の平均速度、乱流応力分布の測定を行い、Laufer⁽²⁾の実験結果などと比較することにより、本プローブの実用性と信頼性を吟味し、確かめる。

2. 感度の解析

正確な感度は実験によってのみ求められるものだから、感度の解析に際しては厳密性よりもむしろ簡便性が見通しの良さを重視するのが得策である。したがっ

* 昭和60年10月1日 第63期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和60年2月25日。

** 正員、新潟大学工学部 (〒950-21 新潟市五十嵐2-8050)。

*** 学生員、新潟大学大学院。

て、ここでは次の仮定を設けることにより問題を簡略化する。

(1) 流れ場は円柱の軸方向に一様な二次元流れである。また、円柱の影響を受けない上流の流れ場(自由流れ)において、流線は互いに平行であり、速度こう配は局部的に一定である。

(2) 円柱まわりの流れ場は、熱線がない場合と同一であり、熱線は置かれた点の流速にのみ感应する。

(3) 流体は物性値一定の非粘性流体もしくは粘性流体として扱える(非粘性の仮定は、熱線が円柱の上流側よどみ点付近の境界層の外に置かれることを想定して設けられる)。

図1のように円柱の中心に原点、自由流れの流線に平行にそれぞれ x_1 軸と原線を定めた直角座標系 (x_1, x_2) と極座標系 (r, ϕ) を用い、点 (r, ϕ) に置かれた1本の熱線に注目する。

一般に微小速度変動の縦、横 (x_1, x_2) 成分に対する感度 s_1, s_2 は、 x_1 軸上の自由流れの流速を U_0 、熱線風速計の直流電圧を E とするとき、

$$s_1 = \frac{\partial E}{\partial U_0} \dots\dots\dots(1\cdot a)$$

$$s_2 = \frac{1}{U_0} \frac{\partial E}{\partial \phi} \dots\dots\dots(1\cdot b)$$

と表される。また、仮定(2)より、 E は熱線が置かれた点の流速 V_a の関数だから、上式は次のようにも書ける。

$$s_1 = \frac{dE}{dV_a} s_1^* \dots\dots\dots(2\cdot a)$$

$$s_2 = \frac{dE}{dV_a} s_2^* \dots\dots\dots(2\cdot b)$$

ただし、 s_1^* と s_2^* は次式のように定義される無次元感度である。

$$s_1^* = \frac{\partial V_a}{\partial U_0} \dots\dots\dots(3\cdot a)$$

$$s_2^* = \frac{1}{U_0} \frac{\partial V_a}{\partial \phi} \dots\dots\dots(3\cdot b)$$

電圧は熱線風速計の調整状態にも依存するから、 s_1 と s_2 もそれに応じて変わるのに対し、無次元感度の値はプローブに固有である。したがって、以下、後者

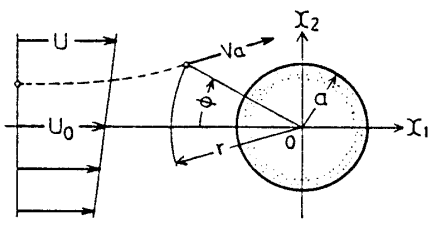


図1 流れ場と座標系

を考える。

速度の r, ϕ の成分を V_r, V_ϕ と表し、流れ関数 Ψ を

$$d\Psi = V_\phi dr - r V_r d\phi \dots\dots\dots(4)$$

と定義するとき、円柱を垂直に横切る非粘性流れに対して

$$\Psi = aU_0 \left[\left(r^* - \frac{1}{r^*} \right) \sin \phi + \frac{\varepsilon}{4} \left\{ r^{*2} - 1 - \left(r^{*2} - \frac{1}{r^{*2}} \right) \cos 2\phi \right\} \right] \dots\dots\dots(5)$$

である⁽³⁾。ここに、 r^* と ε は円柱半径 a と U_0 で無次元化した半径座標 [$r^* = r/a$] と速度こう配 [$\varepsilon = (a/U_0) \cdot (dU/dx_2)$] を表す。

上式を用いて V_r と V_ϕ 、さらに V_a を求めた後、式(3)に従って無次元感度を計算すれば次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{V_a}{U_0} = & \left[1 + \frac{1}{r^{*4}} \frac{2}{r^{*2}} \cos 2\phi + \varepsilon \left\{ \left(2r^* \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{1}{r^*} + \frac{1}{r^{*5}} \right) \sin \phi - \left(\frac{1}{r^*} + \frac{1}{r^{*3}} \right) \sin 3\phi \right\} \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon^2}{4} \left\{ 2r^{*2} + \frac{1}{r^{*6}} - \left(2r^{*2} + \frac{2}{r^{*2}} \right) \cos 2\phi \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{r^{*2}} \cos 4\phi \right\} \right]^{1/2} \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

$$s_1^* = \frac{V_a}{U_0} \dots\dots\dots(7\cdot a)$$

$$\begin{aligned} s_2^* = & \frac{U_0}{V_a} \left[\frac{2}{r^{*2}} \sin 2\phi + \frac{\varepsilon}{2} \left\{ \left(2r^* + \frac{1}{r^*} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{1}{r^{*5}} \right) \cos \phi - \left(\frac{3}{r^*} + \frac{3}{r^{*3}} \right) \cos 3\phi \right\} \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon^2}{2} \left\{ \left(r^{*2} + \frac{1}{r^{*2}} \right) \sin 2\phi - \frac{2}{r^{*2}} \sin 4\phi \right\} \right] \\ & \dots\dots\dots(7\cdot b) \end{aligned}$$

式(7・a)、(7・b)はレイノルズ数無限大の極限での感度を与える。

境界層近似が成り立つとき、円柱境界層の排除厚さは上流側よどみ点付近でほぼ一定である。したがって、そこでの排除厚さ $0.648 a/\sqrt{Re}$ を加味した実質半径 a' を a の代わりに用いれば、式(6)は有限レイノルズ数に対しても準用できる。この場合、 s_1^* は次式で表わされ、 s_2^* の式は変わらない。

$$\begin{aligned} s_1^* = & \frac{V_a}{U_0} - \left(\frac{U_0}{V_a} \right) \left(1 - \frac{a}{a'} \right) \left[-\frac{1}{r^{*2}} \cos 2\phi \right. \\ & \left. + \frac{1}{r^{*4}} - \frac{\varepsilon}{4} \left\{ \left(2r^* - \frac{1}{r^*} - \frac{5}{r^{*5}} \right) \sin \phi \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{1}{r^*} + \frac{3}{r^{*3}} \right) \sin 3\phi \right\} - \frac{\varepsilon^2}{4} \left\{ r^{*2} - \frac{3}{2r^{*6}} \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(r^{*2} - \frac{1}{r^{*2}} \right) \cos 2\phi - \frac{1}{r^{*2}} \cos 4\phi \right\} \right] \dots\dots\dots(7\cdot c) \end{aligned}$$

粘性流れに対する解析は、一様流れの場合だけを扱い、カルマンうずが発生しないレイノルズ数の範囲 [$Re = 2U_0a/\nu \leq 40$ (ν : 流体の動粘度)] で Kawaguti ら⁽⁴⁾の数值解法にならって行った。この場合、一様流れの速度の x_1 もしくは x_2 成分がわずかに (U_0 の $\pm 1\%$) 突変するときの流れ場を解析し、再び定常状態に達するまでに生じた V_0 の変化と速度成分の変化の比から感度を求めた。

非粘性流体と粘性流体の一様流れにおける感度の予測結果を対比して、図2と図3に示す。ただし、図中の符号は同順である。

円柱に極端に近いところを除けば、図示した領域で両者の流れの流線はよく似ているので、無次元感度の変化傾向にも、共通点が認められる。すなわち、 r^* を一定に保つとき、 s_1^* は ϕ の絶対値の増大に伴い単調増加するのに対し、 s_2^* についてはその大きさを最大

にする ϕ が存在する。また、この付近で s_1^* は r^* によりほとんど変わらないのに対し、 s_2^* の大きさは r^* の減少に伴って急激に増大する。

熱線の最適位置は、すぐ後で述べる制約がない限り、次の二つの条件から決定するのが合理的である。

$$s_1^* = |s_2^*| \dots \dots \dots (8 \cdot a)$$

$$\frac{\partial s_2^*}{\partial \phi} = 0 \dots \dots \dots (8 \cdot b)$$

前者はすべてのプローブに共通の望ましい条件であるが、後者は円柱・熱線プローブに固有の条件である。後の条件を近似的に満たすプローブでは、大振幅の速度変動に対しても s_2^* は実質的に一定に保たれるから、縦のみならず横の速度成分もリニアライザにより正しく直線化できる。

円柱の微細化は、プローブそ入による流れ場の変化を最小限に抑えるために必要であり、空間分解能の向上にも役立つ。しかし、微細円柱の場合に最初の条件に固執すると、熱線と円柱の間のすきまを十分に取れないため、両者の境界層が干渉することになる。この結果、感度比 s_2/s_1 のレイノルズ数依存性がプローブの実用範囲に現れるばかりでなく、感度に及ぼす円柱の熱慣性の影響も増大する恐れがある。したがって、微細円柱に対しては最初の条件に関する妥協が必要になる。

3. 実験および考察

3-1 供試プローブ 前章で述べた解析の結果に基づき、予備実験の過程で数本のプローブを試作した。図4に示すように、熱線は二対の上流形プロングの先端にハンダ付けされ、円柱はプロングではさむよ

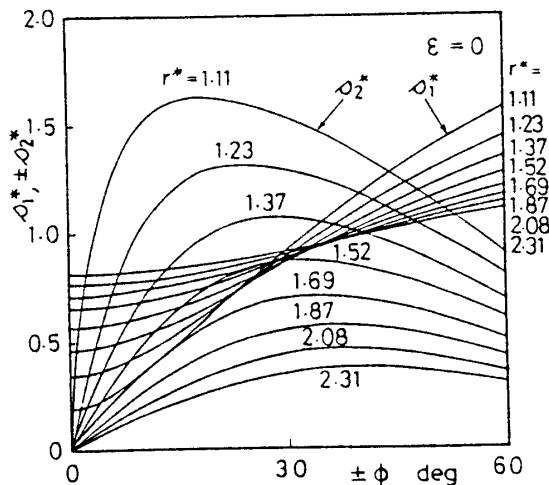


図2 非粘性流れにおける無次元感度

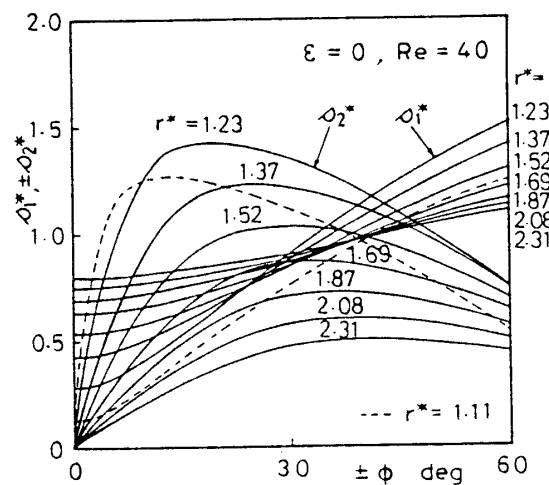


図3 粘性流れにおける無次元感度

表1 プローブの主要諸元

Probe No.	α μm	Hot-Wire A		Hot-Wire B	
		r μm	ϕ deg	r μm	ϕ deg
5	47	109	-37	101	41
8	60	122	-39	120	36

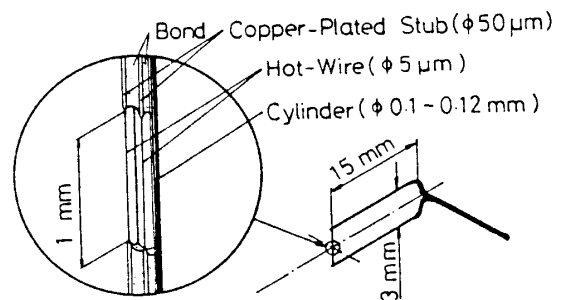


図4 プローブ形状の概要

うにして保持される。熱線と円柱の相対位置を目標値に合わせた後、円柱はブロングに、また熱線は銅メッキ部を介して円柱に、それぞれ瞬間接着剤で固定される。代表的なプローブの主要寸法を表1に示す。これらのプローブでは直径 $5\mu\text{m}$ 、有効長 1mm 、銅メッキ部直径 $50\mu\text{m}$ のタングステン線と直径約 0.1mm のエナメル被覆銅線をそれぞれ熱線および円柱として用いた。石英ガラス繊維を円柱とするプローブも別に試作してみたが、プローブの特性に関して円柱の材質による有意の差は認められなかった。

3.2 感度の検定 二次元流れが円柱を横切る場合、流れの非一様性が増すと約40以上のレイノルズ数でもカルマンうずの発生が見られなくなるのが田村ら⁽⁹⁾により示されている。このことは本プローブを格子乱流中に置いて電圧の波形観察とスペクトル分析を行った結果からも確認できたので、以後、プローブの検定はすべて乱流中で行った。

最初に、空気の格子乱流中でリニヤライザを併用して行った検定結果を見てみよう。プローブを正規の姿勢に保ちつつ平均速度 U_0 を変えたときの電圧の変化を図5に示す。また図6は平均速度一定の条件下でプローブを円柱の軸のまわりに $\Delta\phi$ だけ回転したときの電圧の変化を表す。両図におけるデータの直線関係から、円柱・熱線プローブにおいても熱線の熱伝達率に関する Kramers の実験式⁽⁹⁾が成り立ち、縦のみならず横の速度成分に対してもリニヤライザを有効利用できることがわかる。

図7はこれらの検定の結果を感度比 s_2/s_1 とレイノルズ数の関係に表し、前章における解析結果と比較したものである。図によれば、感度比の実験値は、レイ

ノルズ数の増大に伴い急速に増大して一定値にぜん近し、高いレイノルズ数において実質的に一定となる。また、そのぜん近値はほぼ粘性流れに対する予測値の延長上にあり、非粘性流れ、特に排除厚さを考慮したそれによる予測値にも近い。このことから、感度の解析に用いたモデルの妥当性が確かめられる。レイノルズ数の低下に伴い予測値が実験値から次第に大きく離れるのは、主として熱線と円柱の境界層が互いに干渉し合う結果、前章の仮定が満たされなくなるためと考えられる。感度比一定の範囲を利用すると、データ処理が簡便になるばかりでなく、測定精度も向上する。したがって、後述の実験はすべてこの範囲で行った。

感度比が一定となるレイノルズ数では熱線と円柱の境界層は一応、分離していると考えられるが、両者の間の熱絶縁は完全ではない。したがって、円柱の熱慣性あるいは熱線銅メッキ部を含むブロング先端の熱慣性が熱線の応答に関与し、そのためプローブの静的感度と動的感度が異なる可能性がある。このことを明らかにするため、次に感度の動的検定を試みた。

この検定は、円柱・熱線プローブと標準I形熱線プローブ(直径 $5\mu\text{m}$ 、有効長 2mm のタングステン線)をノズル出口に並べ、正弦波状の速度変動にさらして行った。速度変動はモータリング運転中のディーゼル機関のクランク室圧力を整流室の上流に導いて得た。電圧信号は乱流格子で作られる乱れも含むので、ローパスフィルタ(遮断周波数 50Hz)で関心の無い高周波成分を取り除き、さらに一定のクランク角に同期させて採った500組以上のデータを平均することにより、

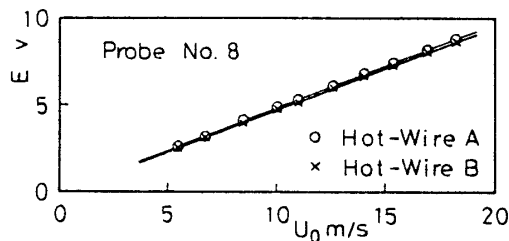


図5 直流電圧と風速の関係

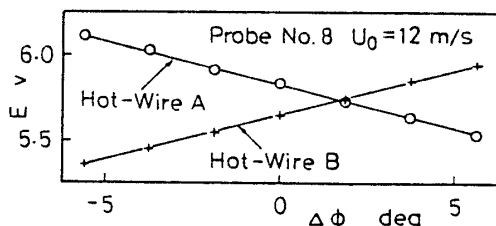


図6 直流電圧とプローブ回転角の関係

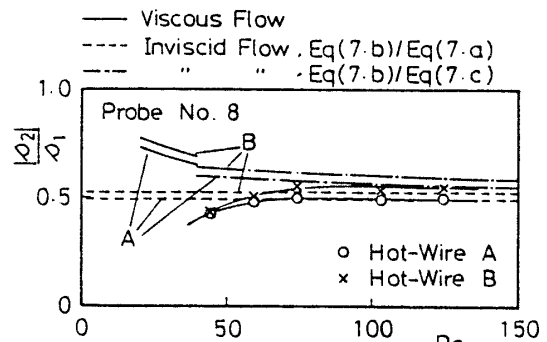


図7 感度比とレイノルズ数の関係

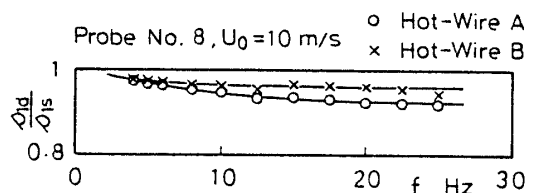


図8 感度の減衰率と周波数の関係

正確な正弦波信号を得た。速度変動は標準プローブの動的感度が静的感度に等しいと仮定して、その電圧変動から求め、円柱・熱線プローブの動的感度はそれ自身の電圧振幅と速度変動の振幅の比から求めた。

縦の動的感度 s_{1d} と静的感度 s_{1s} の比 (感度の減衰率) と周波数 f の関係を図 8 に示す。図に見られるように、この減衰率は周波数の増大に伴い 1 から若干減少するが、約 20 Hz 以上ではほぼ一定値にぞん近する傾向を示した。また、この実験の場合、円柱単独の時定数は約 20 ms であり、これに対応する周波数 (4 Hz) 付近で減衰率の変化が起こっていることを確認できる。

同様の実験を異なる平均速度で行った減衰率のぞん近値を調べたところ、この値は図 9 のようにほぼ一定であり、有意の風速依存性は認められなかった。

縦の動的感度と静的感度の相違が円柱などの熱慣性に起因するとすれば、感度の減衰率の変化は円柱などの温度が追従できなくなる比較的低い周波数で終わるはずである。しかも、感度の減衰率がぞん近値に停留する範囲は、動的検定の範囲を越えて、熱線自身の時定数が問題になる非常に高い周波数にまで及ぶと推察される。一方、横の感度を考える場合、円柱の平均熱伝達率は流れの向きに無関係である。また、2本の熱線と円柱の間の全熱コンダクタンスも流れの向きにほとんど依存しないであろう (各熱線と円柱の間の熱コンダクタンスはたとえ変化しても、両者の変化の大きさは等しく符号は逆である)。したがって、円柱の温度は横の速度成分にほとんど感応せず、結果として横の感度の減衰は実質的に無視できると推察される。これらの推測に基づいて以下に示す実験では、縦の動的感度は静的感度に一定値の減衰率を乗じて求め、横の動的感度は静的感度に等しいと仮定した。こうした減衰率の取扱いの妥当性は次に述べる乱流応力のパワースペクトルの測定により吟味される。

3.3 単純な乱流の測定 乱流測定における円柱・熱線プローブの信頼性を調べるため、このプローブと X 形熱線プローブを格子乱流中で同時に用いて、速度変動の波形観察およびパワースペクトルの測定を

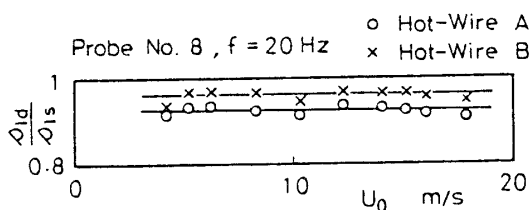


図 9 減衰率のぞん近値と風速の関係

行った。波形観測は、丸棒直径 8 mm、メッシュ 30 mm の正方格子の下流 1900 mm の断面上に両プローブを 3 mm だけ離して並べ、平均風速 10 m/s で行った。また、パワースペクトルの測定は丸棒直径 3 mm、メッシュ 10 mm の正方格子の下流 250 mm の位置にプローブを置き、平均風速 14 m/s の条件下で行った。速度変動とそれらのスペクトルおよび相関は、既報⁽⁷⁾ とほぼ同様な方法で求めた。

始めに、縦と横の速度変動 u と v のそれぞれにつき、両プローブにより同時観測された波形を重ね合せて図 10 に示す。図に見られるように、両プローブによる波形は、主として測定点のずれに起因すると推察される細部の相違を除き、極めてよく一致した。ちなみに、この実験中の測定点における横のテイラ・マイクロスケールは約 6 mm であった。

図 11 は両プローブを用いて測定したパワースペクトルを比較したものである。図において、 E_1 と E_2 は縦と横の速度変動 (u と v) の周波数 f に対する一次元パワースペクトル密度で、 $\overline{u^2}$ と $\overline{v^2}$ はそれぞれの自乗平均である。スプリットフィルムプローブの場合、森ら⁽⁴⁾ の検定結果によれば、 10^3 Hz 以上で著しい周波数応答の劣化がある。これに対して本実験の場合、約 20 Hz 以下ではフーリエ変換に際して用いたデータの個数が十分でないため実験値にばらつきがあるが、こ

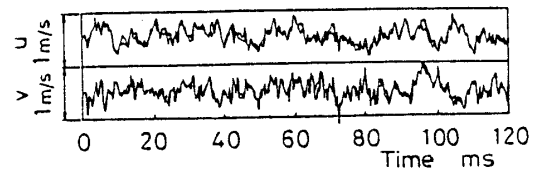


図 10 格子乱流の速度変動

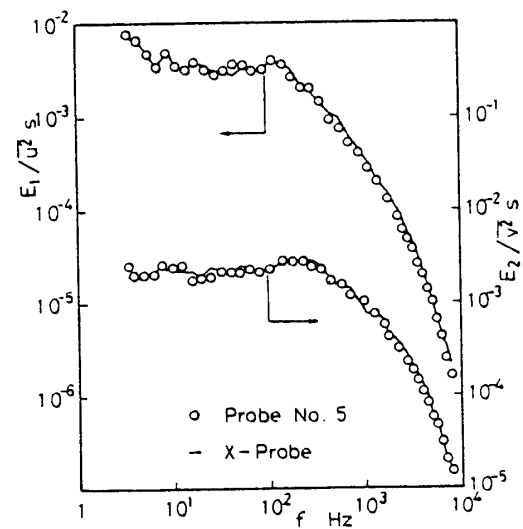


図 11 格子乱流のスペクトル密度

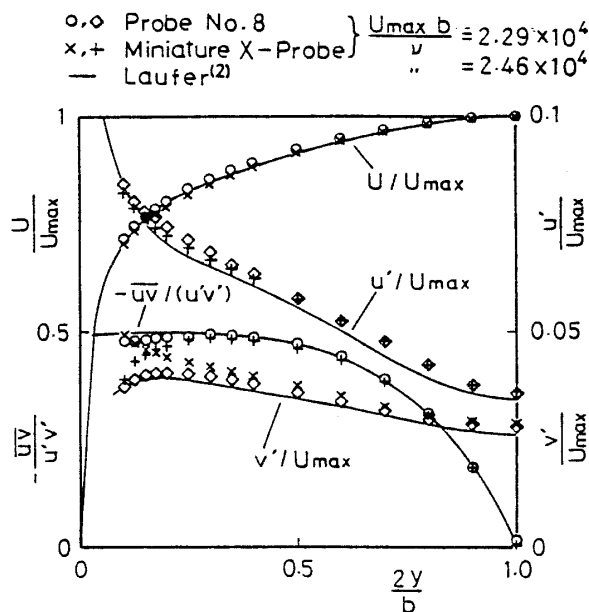


図 12 平行平板流路内乱流の実験値

の範囲を除く広い周波数の範囲において両プローブによる実験値はよく一致している。このことより乱流測定における円柱・熱線プローブの信頼性が保証された。また、前節で述べた感度の減衰率に関する仮説の妥当性がほぼ明らかになった。

次に、円柱・熱線プローブの実用性を吟味する目的で、流路幅 b が 20 mm の平行平板流路内の発達した乱流中で平均速度と乱流応力の測定を行った。この実験は円柱・熱線プローブとミニチュア X 形フィルムプローブを併用し、中心速度 U_{max} と流路幅に基づくレイノルズ数が 2.29×10^4 の条件下で行った。円柱・熱線プローブの場合、感度に及ぼす平均速度こう配の影響を式(7)により推定した。これによると縦と横の感度の補正量は最も壁に近い測定点 $y=1$ mm でそれぞれ 1.3% と 3.9% であり、壁からの距離の増大に伴って急激に減少した。また、Laufer⁽²⁾が測った横の積分スケールを用いて、正規分布状の二点相関を仮定する空間分解能の補正を行った。乱流強度に対するこの補正量は流路中心で 1.0%、壁に最も近い測定点で 7.5% であった。

両プローブによる測定値を図 12 に示す。ただし、平均速度を U 、縦と横の速度変動を u と v で表し、時間平均と実効値をそれぞれ記号 $\bar{\quad}$ と \prime で表す。図には幅 127 mm の流路における Laufer⁽²⁾の実験値のうち、本実験に近いレイノルズ数のものを併記してあ

る。図が示すように、三者の実験値間の一致は平均速度に関してほぼ完全であり、乱れに関するもおおむね良好であった。X 形フィルムプローブによる横の速度変動の測定値が壁近傍で不自然に増大することには、実験誤差の可能性もあろうが、おそらくこの種の X 形プローブに固有のくせが関係していると推察される。

4. ま と め

円柱を横切る一様流れの流速と向きは円柱付近の二点における流速を介して測定できるという原理に基づき、微細円柱と一対の熱線からなる乱流計測プローブを考案し、このプローブの開発に関連する研究を行った。

まず、非粘性流れおよび粘性流れにおけるプローブの感度を簡単なモデルを用いて解析的に予測することにより、熱線の最適位置を検討した。また、非粘性流れにおける感度の解析から、感度に及ぼす平均速度こう配の影響に関する簡便な評価法を得た。

感度の静的検定は、本プローブにおいても Kramers の実験式が成立することを示すとともに感度予測法の妥当性も明らかにした。

感度の動的検定および格子乱流のパワースペクトルに関する X 形熱線プローブとの同時測定により、縦の感度の減衰率はエネルギーを含む渦の領域で実質的に一定であること、横の感度の減衰は無視してよいことなどが明らかにされた。

さらに、この格子乱流中の実験および平行平板流路内の発達した乱流における平均速度と乱流応力の測定から、本プローブの信頼性と実用性が確認された。

終わりに平行平板流路内の実験は新潟大学大学院生窪田正博君の協力を得て行われたことを記し、同君への謝意を表す。

文 献

- (1) 森・ほか 2 名, 機論, 51-461, B (昭 60), 160.
- (2) Laufer, J., *NACA Tech. Note*, 2123 (1950).
- (3) Lamb, H., *Hydrodynamics*, 6th ed., (1932), 235, Cambridge Univ. Press.
- (4) Kawaguti, M. and Jain, P., *Phys. Soc. Japan*, 21-10 (1966), 2055.
- (5) 田村・ほか 2 名, 機論, 46-404, B (昭 55), 555.
- (6) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), 88, McGraw-Hill.
- (7) 前川・ほか 3 名, 機論, 45-393, B (昭 54), 694.

討 論

〔質問〕 高 曾 徹〔九州大学生産科学研究所〕

流速・流向を求めるため円柱下流ではなく、円柱上流に熱線を設置して円柱後流乱れやレイノルズ数の影響を避けた考案に敬意を表す。ところで、このプローブの開発目的は壁面近傍での速度測定にあると思われるが、そのためにはプローブの形状が小さいだけでなく、大きな相対乱れ度においても正確な測定のできることが必要である。しかし測定例(3・3節)や角度依存性(図6)は小さな相対乱れ、つまり流向偏角の小さな範囲でしかなくない。

そこで、このプローブで正確な測定の可能な乱れ度の範囲、あるいは瞬間流向偏角の範囲について検討されておればお示し願いたい。また大きな乱れ度の流れについても同じ信号処理方法が有効かどうかについてもお示しいただきたい。

〔回答〕 $\Delta\phi$ の範囲を $\pm 10^\circ$ に広げて得た実験結果によれば、 s_2 の検定曲線の直線性は図6より若干劣る。しかし、この程度の範囲内で、測定精度が低下する特別の理由はないと予想している。なお、正確な測定が可能な瞬間流向偏角の最大値を明らかにすることは、ご指摘のように重要なので、今後の検討課題にしたいと思う。

ご承知のように、大振幅乱れの信号処理においては、 s_2 の検定曲線のそり(二次微係数)も考慮しなければならないので、信号処理過程に電圧の三重・四重相関の計算を追加する必要がある。このこと以外に本質的な変更を伴うことなく、電圧の代数和(差)の確率密度分布を用いる著者らの方法⁽⁷⁾は、大振幅乱れの場合にも有効である。

〔質問〕 三 上 房 男〔富山大学工学部〕

卓抜な着想による熱線風速計センサの開発報告を興味をもって拝読した。ご努力に敬意を表す。

(1) 仮定(2)は、円柱と熱線と干渉しないという

ことであるが、直径比20:1くらいで、しかも、円柱の半径程度の距離あるいは、それ以内に熱線がおかれており、この仮定は無理ではないかと考えられるがいかがか。

(2) 境界層近似が成り立つときうんぬんとあるが、この程度のレイノルズ数($Re \leq 40$)では境界層近似は考慮外であり貴論文の場合には不必要ではないか。

(3) 図3で $r^*=1.11$ の場合だけが他と異なった挙動を示しているが、この点についてご教示願いたい。円柱表面付近であり、計算精度の劣化によるのではないか。

〔回答〕 (1) 仮定(2)により問題を単純化したために生ずる誤差を安易に見過せないことは、ご指摘のとおりである。しかし、 $|s_2|/s_1$ が実質的に一定となる比較的高いレイノルズ数の範囲で用いるプローブに関して、簡便に設計指針を得ることを目的とするかぎり、図7からわかるように、この仮定は容認できると考えられる。

(2) 円柱境界層の排除効果を加味する計算は、粘性流の数値解析が不可能な比較的高いレイノルズ数域での予測を目的として試みたものである。

本文中では特に触れなかったが、排除効果には検定範囲の中間のレイノルズ数域において、 $|s_2|/s_1$ が漸近値に達するレイノルズ数を低くする作用があることを図7から読みとれる。

(3) $r^*=1.11$ の感度が $r^*=1.23$ のそれらより低下する全般的な傾向は、壁面の減速効果に伴う感度低下として理解できるが、よどみ点近傍で $|s_2|$ が逆に増大することについては、計算精度劣化の可能性もあながち否定できない。したがって、実用範囲を大きく外れる $r^*=1.11$ の計算結果は、図3から除外すべきであった。