

レーザ流速計によるはく離域の速度測定

長内 敏雄*・徳田 仁*

A Velocity Measurement of the Separated Flow by Laser-Doppler Velocimeter

By

Toshio OSANAI and Shinobu TOKUDA

Abstract

A brief review of the Laser-Doppler Velocimeter is presented mainly concerning the optical arrangements. The authors proposed here a simple method for the determination of the flow direction by use of a rotating disk, and it is applied to the velocity measurement of the flow over a wavy plate which is generally used as the wall of the boiler. The distributions of mean velocity and fluctuation intensity are obtained and it is clarified that this method is fairly well for the velocity measurements of separated flows.

記 号

- E : 単色光強度
 U : 主流平均速度
 V : 流体速度
 a : PM1 (光電検出器 1) で計測される速度成分方向
 b : PM2 (光電検出器 2) で計測される速度成分方向
 c : 光速
 d : 直径
 f : レンズ焦点距離
 df : 信号周波数ピーク半値幅
 i : 電流
 k : 単位ベクトル
 n : 屈折率
 u, v, w : X, Y, Z 各方向の速度成分
 α : ビーム角
 β : 回転板からの散乱角
 δ : 直射光と散乱光とのなす角
 θ : 照射光角度 (図-2・1)

- λ : 光波長
 ν : 光周波数
 ϕ : 参照光角度
 ψ : 参照光と散乱光のなす角 (図-2・4(a))

添 字

- D : ドップラシフト
 i : 直射光
 o : 真空中
 P : 微粒子
 SC : 散乱光
 T : 回転板
 DT : 回転板によるドップラシフト

1. 概 要

レーザドップラ流速計は非接触で微小部分の流体速度計測が可能で、低流速から高流速まで計測範囲の広いことで注目を集めている。われわれは、このレーザドップラ流速計を用いて粗面における低流速ではく離域の流速測定を行った。従来の流速計 (ピトー管, ホット・ワイヤ法等) では流れ方向の正負の判別は困難であった。われわれはレーザドップラ流速計の光学系に安価な方法で正負の判別ができるように工夫した。測定対象の粗面はボイラ等によく見られる平

* 機関性能部

原稿受付: 昭和 49 年 11 月 6 日

面壁にパイプを平行にはりつけた波形面である。この粗面を有するダクトに純水（ポリスチレン微粒子を含む）を流し、流れはパイプに直角方向とし、壁面パイプ間の境界層流れを計測した。流速の測定結果から、平均速度と速度変動成分を求めた。これらの計測にわれわれの考えた正負判別レーザ流速計を用い、充分の精度をもって流れの方向とそれに直角の各方向の逆流を含む流速測定ができた。その結果、波形面のパイプ（4.5φ）間のようにせまい部分から主流にいたるまでの平均速度分布や、流速変動の最大値とその位置等を明らかにした。

2. レーザドップラ速度測定法

レーザによる流体速度計測の始まりは Yeh, Cumins らが 1964 年にレーザドップラ法を示唆し、その実証¹⁾に成功してからである。

もし、一定周波数の光源が一定速度で運動しているとすれば、静止している観測者には周波数の変化が認められる。これはドップラ効果、またはフィゾウ効果 (Fizeau effect) とよばれている。音の場合は汽笛等がよく知られている事実である。従来の光源ではそれ自体のスペクトル幅が大きく、ドップラシフトを検出することはほとんど不可能であったが、レーザの出現により可能となった。すなわち、レーザ光はきわめて狭い帯域をもつ平行放射光源で、単軸モードの He・Ne ガス・レーザは波長が 632.8 nm（振動数 $\nu \approx 5 \times 10^{14}$ Hz）で帯域は 10 Hz である。従来の代表的単色光源である水銀線は波長 546.1 nm（ $\nu = 6 \times 10^{14}$ ）で帯域 8×10^8 Hz であった。Yeh らは流水中に流れに影響のない程度の微粒子を混入し、これにレーザをあて、その散乱光によるドップラシフトから円管内の層流速度分布を計測した。その後、R.J. Goldstein らは矩形管内の層流²⁾および乱流³⁾の計測を行い、Mazumder と Wankum, Rudd, Lehman らはそれぞれ新しい光学系配置法⁴⁾を提案して、それらを実証している。また三次元速度計測⁵⁾や流速方向の判別法⁶⁾等の報告もある。

われわれは、波形面の境界層内の流速測定のために流速方向の判別のできる光学系を用いて二方向の速度測定を行った。

2.1 レーザドップラ速度測定法の原理

図-2.1 において速度 V ($|V| \ll$ 微粒子付近の光速 c) をもつ微粒子への照射光の方向を単位ベクトル \mathbf{k}_i 、散乱光方向単位ベクトルを \mathbf{k}_{sc} と定義する。微粒子が静止していれば、それぞれの光波面は単位時間当たり

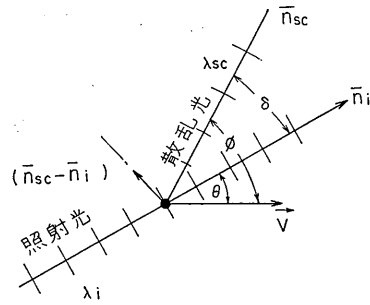


図-2.1 レーザドップラの原理

c/λ_i （または ν_i ）だけ通過（あるいは当たる）する。一方、照射光と微粒子間の速度差は

$$c - V \cdot \mathbf{k}_i$$

であるから、微粒子に当たる単位時間当たりの光波面の数、すなわち、微粒子へのみかけの周波数 ν_p は、 λ_i を照射光波長として

$$\nu_p = (c - V \cdot \mathbf{k}_i) / \lambda_i \quad (1)$$

これはまた、動いている微粒子からの単位時間当たり散乱する光波面の数でもある。静止している観測者方向への散乱光の波面の数は単位時間当たり ν_p であり、微粒子はその波面に対して速度 $V \cdot \mathbf{k}_{sc}$ で動くから波面間の距離、つまり散乱光波長 λ_{sc} は

$$\begin{aligned} \lambda_{sc} &= \frac{(c - V \cdot \mathbf{k}_{sc})}{\nu_p} \\ &= \lambda_i \frac{(c - V \cdot \mathbf{k}_{sc})}{(c - V \cdot \mathbf{k}_i)} \end{aligned} \quad (2)$$

静止観測点への散乱光周波数は (2) 式より

$$\begin{aligned} \nu_{sc} &= \frac{c}{\lambda_i} \left(\frac{c - V \cdot \mathbf{k}_i}{c - V \cdot \mathbf{k}_{sc}} \right) \\ &= \frac{c}{\lambda_i} \left(\frac{1 - \frac{V \cdot \mathbf{k}_i}{c}}{1 - \frac{V \cdot \mathbf{k}_{sc}}{c}} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ドップラシフト量 ν_D （以下これをドップラ周波数という）は

$$\begin{aligned} \nu_D &= \nu_{sc} - \nu_i \\ &= \frac{c}{\lambda_i} \left(\frac{1 - \frac{V \cdot \mathbf{k}_i}{c}}{1 - \frac{V \cdot \mathbf{k}_{sc}}{c}} \right) - \nu_i \\ &= \frac{1}{\lambda_i} \left\{ \frac{V(\mathbf{k}_{sc} - \mathbf{k}_i)}{1 - \frac{V \cdot \mathbf{k}_{sc}}{c}} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式は $V \ll c$ であるから、あまり精度をおとさず次式のように近似できる。

$$\nu_D = \frac{nV}{\lambda_0} (\mathbf{k}_{sc} - \mathbf{k}_i) \quad (5)$$

ここで λ_0 は真空中での照射光の波長であり, n は微粒子を混入している流体の屈折率である。照射光および散乱光の放射角度が狭い範囲内に限定されているとすれば, 周波数の変化は $(\mathbf{k}_{sc} - \mathbf{k}_i)$ 方向の速度成分として与えられる。これは従来の流速計と異なり, 速度成分方向の測定精度を向上させるものである。 ν_D は ν_i に比し非常に小さなものであるため, ν_D の計測は散乱光に照射光の一部を重ねて光のビートを起こさせ, それを光電検出器で計測する。この方法は投射光の強さに比例した光電陰極の電子の放射によっている。この際, 電流の強度は光の強度 E の二乗に比例する。周波数のわずかに違う 2 本の単色光 E_1, E_2 が光電陰極で重なると 2 本の光は次のように表わされる。

$$E_1 = E_{10} \sin 2\pi\nu_0 t \quad (6)$$

$$E_2 = E_{20} \sin 2\pi(\nu_0 + \nu_D)t \quad (7)$$

前述のように出力電流 i は光電陰極に投射される光の和の二乗に比例するから

$$i \approx (E_1 + E_2)^2 \quad (8)$$

(8) 式と光強度の式 (6) (7) より i は

$$i \approx \frac{E_{10}^2 + E_{20}^2}{2} + E_{10} \cdot E_{20} \sin 2\pi(\nu_D t + \varepsilon) \quad (9)$$

となる。ここで ε は位相差で二つのビームが同一光源からのものであるときは一定である。右辺の第 1 項は光電検出器信号の D.C. 成分に相当するものであり, 第 2 項は A.C. 成分となるものである。すなわち, ドップラシフトは光電検出器の陰極上で散乱光 (ドップラシフトを生じた) と参照光とが重なった場合の A.C. 成分の周波数として計測される。

2.2 光学系配置法と測定精度

レーザドップラ速度計の光学系配置はドップラ周波数の光学的検出法の違いによって各種の配置法が提案されている。それらの代表的なものを参考のために以下に示す。

2.2.1 R.J. Goldstein らの方法

図-2.2 は R.J. Goldstein らが用いたレーザドップラ速度計として最も基本的な光学系配置法である。この方法の利点はビーム交点 (測定点) を目視で確認できることである。

図-2.2 において, レーザビームはビームスプリッタで二つに分けられ, 各々反射鏡を経て長焦点レンズを通り, 測定点で焦点をむすぶ。参照光はビームの強度

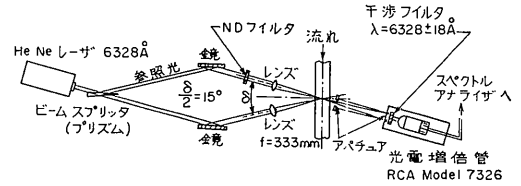


図-2.2 R.J. Goldstein らの光学系

調整のための ND フィルタを通り, 測定点を通し, 直接光電検出器に至る。測定点に至った直射光は微粒子によって散乱され, 参照光方向への散乱光は光電増倍管へ至り参照光と結合される。その結果, ドップラ周波数に等しいビート信号が得られ, その信号は周波数分析器を通し, 記録される。光電増倍管の前には精度向上のため, また不用な光をシャ断するため小孔をあけたアパチュアがおかれ, さらにレーザ光のみを通すように狭い周波数範囲を持つ干渉フィルタが用いられる。これらの使用によって信号対雑音比を向上させることができる。

この測定法でドップラ周波数は (5) 式より

$$\nu_D = \frac{nV}{\lambda_0} (\cos \phi - \cos \theta) \quad (10)$$

または

$$\nu_D = \frac{2nV}{\lambda_0} \sin \frac{\delta}{2} \cdot \sin \left(\theta + \frac{\delta}{2} \right) \quad (11)$$

で求められる。(11) 式右辺の $(\theta + \delta/2)$ を 90° にとれば次式のように表わすことができる。

$$\nu_D = \frac{2nV}{\lambda_0} \sin \frac{\delta}{2} \quad (12)$$

ここでビームの角度による δ の誤差 $\Delta\delta$ によって信号周波数の誤差 (広がり) $\Delta\nu/\nu_D$ を生じ, 次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\nu}{\nu_D} &= \Delta\delta \cdot \cot \frac{\delta}{2} \\ &= \frac{d}{nf} \cdot \cot \frac{\delta}{2} \end{aligned} \quad (13)$$

ここで d はビーム径, f は集光レンズ焦点距離である。彼らの光学系では $f=1\text{m}$, $d=4\text{mm}$ で $\Delta\nu/\nu_D$ が 1.1% であると報告されている。

乱流の場合, ν_D は速度 V に比例するわけであるから, その値は時間とともに非常に変動する。彼らはその変動成分の大きさを計測するためにスペクトル分析器からの出力を時間的に平均して, 最大信号値の半値幅によって表わしている³⁾。一例を 図-2.3 に示す。これは内径 14mm, 長さ 1200mm のガラス管内の主流速度を計測したものである。

Re=731 Re=3046 Re=17,600

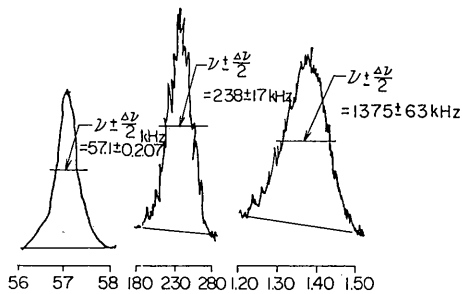


図-2.3 乱流計測における信号スペクトル

2.2.2 Mazumder と Wankum の方法⁶⁾

図-2.4 に示す光学系は Mazumder らが用いた方法である。図-2.4(a) において、レーザからの光は複プリズムを用いて二方向に分けられ、一方はレンズの中心を通り試験部の微粒子へ当たり、もう一方のビームは反射鏡で複プリズム P_2 へ導かれ、レンズを経てきた試験部よりの散乱光と重なる。重ね合わされたビームは散乱光のドップラシフトにより光ビートを起こしており、これを試験部手前の光電検出器で検出する。この方法で測定される中心周波数 ν_D は

$$\nu_D = \frac{u}{\lambda} \sin \phi + \frac{v}{\lambda} \cos \phi + \frac{v}{\lambda} \quad (14)$$

となり、 $\Delta\phi$ や $\Delta\Omega$ の有限な見込角から得る周波数の広がり、すなわち誤差 $\Delta\nu_D$ は

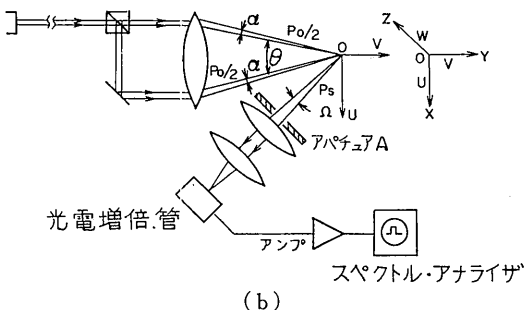
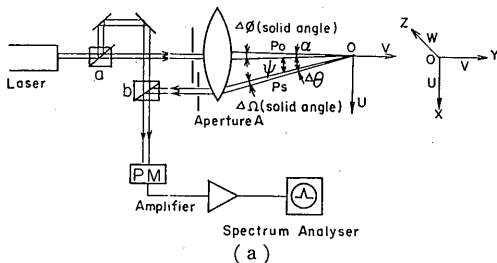


図-2.4 Mazumder, Wankum の方法

(136)

$$\Delta\nu_D = \Delta\nu_{\Delta\phi} + \Delta\nu_{\Delta\Omega} \quad (15)$$

ここで

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\Delta\phi} &= \frac{2v}{\lambda} \sin \phi \sin \frac{\alpha}{2} \\ &+ \frac{2\sqrt{(v \sin \phi - u \cos \phi)^2 + w^2}}{\lambda} \\ &\times \sin \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\Delta\nu_{\Delta\Omega} = \frac{2\sqrt{u^2 + v^2}}{\lambda} \sin \frac{\Delta\theta}{2} \quad (17)$$

角 α は非常に小さくできる。 $\Delta\nu_D$ に大きく影響をあたえるのは $\Delta\Omega$ で、これは照射光焦点からの受光面積で決まる。 $\Delta\Omega$ あるいは $\Delta\phi$ の最小値は光量に大きな影響をもつわけであるから、光電検出器感度によって決定される。信号強度増加のための $\Delta\Omega$ あるいは $\Delta\phi$ の増加は (16), (17) 式から明らかなように $\Delta\nu_D$ の増加となる。

図-2.4(b) の方法は 2 本のビームからの散乱光を同時に検出し、その干渉波を測定するものである。したがって、2 本のビームはほぼ同光量で用いられる。この方法での信号周波数は

$$\nu_D = \frac{2V}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (18)$$

で与えられる。これは両ビーム各々の散乱光の干渉波を検出するため $\Delta\nu_{\Delta\Omega} = 0$ となり、アパチュア A の面積は希望する信号強度の大きさによって信号の広がりとは無関係に自由に加減することができる。信号の広がりには照射ビームの収れん角だけの影響で

$$\begin{aligned} \Delta\nu_D &= \Delta\nu_{\Delta\phi} \\ &= \frac{4\sqrt{u^2 + v^2}}{\lambda} \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (19)$$

となる。ここで $\Delta\nu_D$ は非常に小さな $\alpha/2$ に比例する。上記二光学系のアパチュア A の面積変化の効果を 図-2.5 に示す。この他のスペクトルの広がりの原因である測定点の大きさ、信号持続時間などにも特別の注意が必要である。しかし彼らの論文ではこれらの影響は無視しうる値であったと報告している。

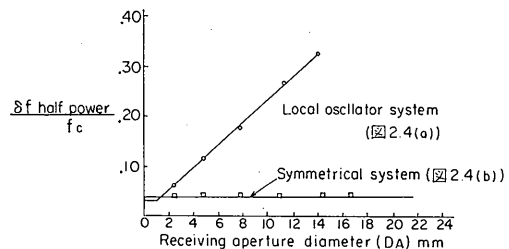


図-2.5 アパチュアの影響

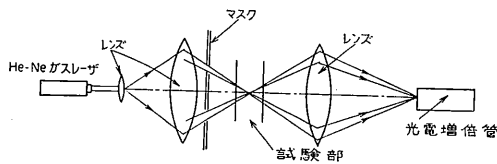


図-2.6 Rudd の方法

2.2.3 Rudd の方法

図-2.6 は Rudd の発表している光学系である。これは参照光も散乱光も同時に集光してしまう方式で、信号周波数は Mazumder と同じ考え方の式で与えられる。信号周波数の広がりとは図-2.4(b) の方式と同等と考えられる。

2.2.4 Rolf らの二、三次元速度測定法

図-2.7 は Rolf らによる三次元速度計測用の光学系である。直進するビームからの測定点での散乱光をそれぞれ交差する三平面上で参照光と混合して、ドップラ信号を得る方法である。X, Y, Z 方向の速度成分は各平面間のなす角と散乱角から求めることができる。

2.2.5 Mazumder による速度方向判別法⁵⁾

図-2.8 は図-2.4(b) の応用で、Mazumder の考案

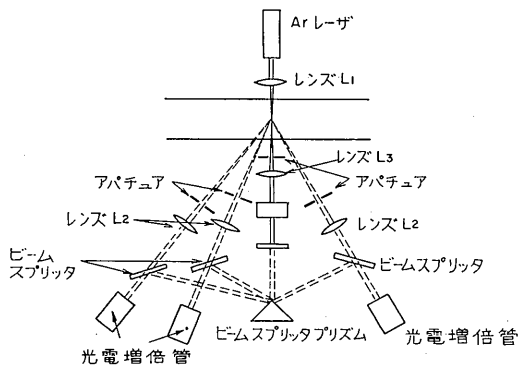


図-2.7 Rolf による三次元速度方向判別法

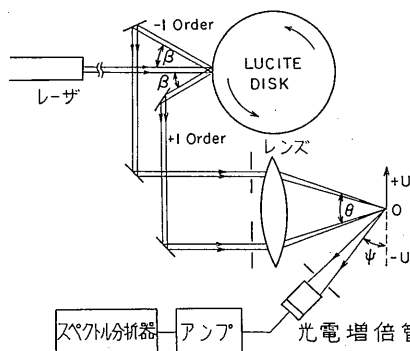


図-2.8 Mazumder による速度方向判別法

した速度成分方向の正負判別のできる光学系である。図-2.4(b) の方法で、二つの照射光に各々周波数の異なる散乱ビームを用いたのがこの方式である。この2本の散乱光周波数 ν_{+1} , ν_{-1} は次式で与えられる。

$$\nu_{+1} = \nu_i + \frac{V}{\lambda} \cdot \sin \beta \quad (20)$$

$$\nu_{-1} = \nu_i - \frac{V}{\lambda} \cdot \sin \beta \quad (21)$$

ここで V は反射円板の周速度、 β は円板外周からの散乱角である。この2本の散乱光を照射光に用い、微粒子を含む流れの測定点0に焦点をむすばせ、これからの散乱光を光電増倍管で検出する。このとき検出されるドップラ周波数は

$$\begin{aligned} \nu_D &= \nu_{+1} - \nu_{-1} + \left(\frac{V}{\lambda_{+1}} - \frac{V}{\lambda_{-1}} \right) \cos \phi \\ &+ \left(\frac{V}{\lambda_{+1}} + \frac{V}{\lambda_{-1}} \right) \sin \frac{\theta}{2} \\ &\approx f_0 + \frac{2V}{\lambda} \cdot \sin \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (22)$$

ここで f_0 はバイアス周波数で $f_0 = \nu_{+1} - \nu_{-1}$ であり、また $V/\lambda_{+1} \approx V/\lambda_{-1} \approx V/\lambda$ と表わすことができる。図-2.9 はこの方法で計測した速度とドップラ周波数の関係である。信号周波数が $0 < \nu_D < f_0$ のとき流速方向は負となり、そのときの流速 V は $(\nu_D - f_0)$ に比例した値となる。

2.3 本実験に用いた光学系配置法

2.3.1 正負判別レーザ流速計

わずかに周波数の異なる二光線を用いれば正負方向を判別できる流速測定が可能であることは前節からも明らかである。しかし前節に示した図-2.4(b) の方法では速度成分を同時に二、三方向測定する場合、数本の同強度のビームを用いる必要がありそれぞれの散乱光が干渉をおこし、それぞれがどの方向の速度成分に

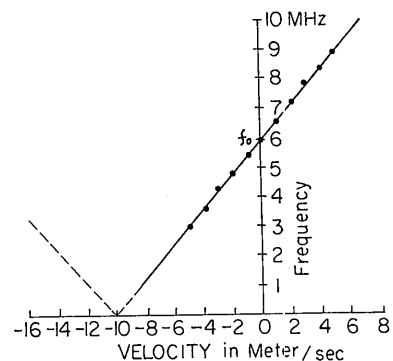


図-2.9 正負判別光学系による速度-信号周波数

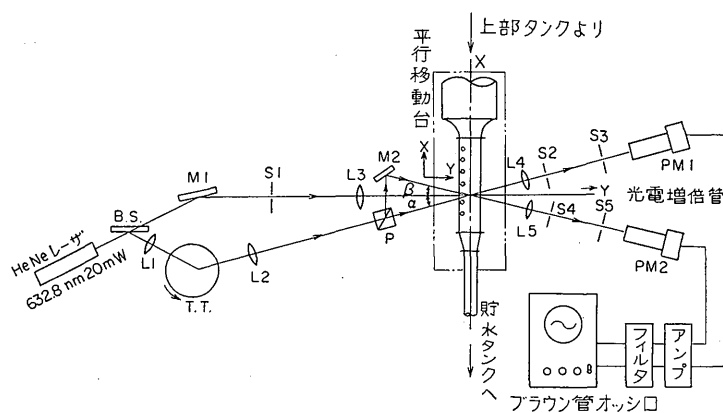


図-2・10 正負判別レーザ流速計

対応するのかわけることが困難となり、また安定した信号を得るためには高出力のレーザを用いる必要がある。そこでわれわれは二次元で流速の方向と正負を知るために図-2・10のような光学系を用いた。この方法によれば散乱光は1本のビームの測定点から出たものであり、参照光は光強度を各測定方向（参照光の直進方向）のみで検出される程度に調整されるので、その進路外で干渉波を検出されることがない。この方法では参照光の本数だけ、それぞれ単独で速度成分が検出される。

図-2・10 において、レーザビームはまず半透鏡で二方向に分けられる。一方は反射鏡・集光レンズを経て直接測定部へ入り、もう一方のビームは回転板上で散乱される。回転板で散乱されたビームはレンズ L2 で集光され、一定周波数のドップラシフトを生じた参照光として用いられる。この参照光のドップラシフト ($\nu_T - \nu_i$) はバイアス周波数 ν_{DT} として用いられる。集光レンズを経た参照光は半透プリズムで二方向に分けられ、一方はさらに反射鏡で測定方向にまげられ、各々測定部を通過し、直射光よりの散乱光とともに光電検出器へ至る。光電検出器では中央の直射光による微粒子からの散乱光と回転板よりの参照光を同時に受け、速度信号（ドップラ周波数）を検出する。この速度信号は回転板の周速によるドップラシフトで生じたバイアス周波数 ν_{DT} を含んでいる。 ν_{DT} は測定部の流速がゼロの時の速度信号に等しく、回転板への照射角 θ_T 、散乱光角 ϕ_T とすれば次式で表わされる。

$$\nu_{DT} = \frac{V_T}{\lambda} (\cos \phi_T - \cos \theta_T) \quad (23)$$

したがって、流体を計測するときは流体の速度信号に

(138)

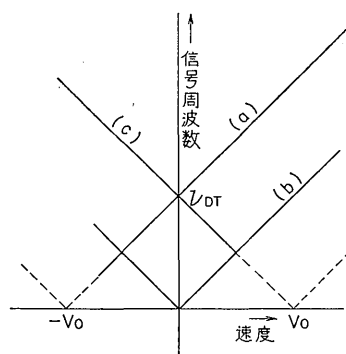


図-2・11 速度-信号周波数

ν_{DT} を加えたものが計測され、その際のドップラ周波数 ν_D は次式で示される。

$$\begin{aligned} \nu_D &= (\nu_i + \nu_{DT}) - \nu_{sc} \\ &= \nu_{DT} + \frac{V}{\lambda} (\cos \phi - \cos \theta) \end{aligned} \quad (24)$$

図-2・11 は正負判別レーザ流速計によるドップラ周波数の速度に対する変化である。PM1, PM2 での検出信号の傾斜が対称になっているのは、検出器の位置が Y 軸に対して対称（図-2・10 参照）で、 u のみかけの正負が入れかわるためである。

2.3.2 測定誤差

一般的にレーザドップラ計測ではその信号周波数にスペクトル幅が生じ、それが速度計測誤差となる。この主な原因は

1. 測定点が完全な点ではなく有限な大きさの体積を持っており、その中にふくまれる微粒子群に速度差がある。
2. レーザビームを測定点に当てる時レンズ等を用

いるため、ある程度のビーム角を持つ。

3. 増幅器等電子測器類からのノイズ。

などが考えられる。われわれの光学系ではこの他に次の原因がある。

4. 回転円板の回転むらによりバイアス周波数に変動が生ずる。

回転むらによる誤差は速度信号周波数(ν_{DT} を含む)に対して速度に関係なく一定周波数を取り、それは測定周波数範囲の全域に影響する。したがって測定範囲の周波数の低い方ほど回転むらによる誤差の割合が大きくなる。このため測定範囲の幅と ν_{DT} の値の選択には細心の注意が必要である。

本装置で生ずる全体の誤差 $d\nu_D \text{ total}$ は上記の原因等により次式で示される。

$$d\nu_D \text{ total} = d\nu_D + d\nu_{DT} \quad (25)$$

ここで $d\nu_D$ は従来のレーザドップラ流速計 (2.2.1 に示すもの) で生ずる誤差に等しく

$$d\nu_D = \frac{V}{\lambda} (\sin \theta d\theta - \sin \phi d\phi) \quad (26)$$

$d\nu_{DT}$ は

$$d\nu_{DT} = \frac{V_T}{\lambda} (\sin \theta_T d\theta_T - \sin \phi_T d\phi_T) + \frac{dV}{\lambda} (\cos \phi + \cos \theta) \quad (27)$$

ここで $d\theta_T$ は回転板への直射光の照射角であり、 $d\phi_T$ は集光レンズの集光角である。このように、この装置では散乱光を二度用いるのでビーム広がり角の影響をできるだけおさえる必要がある。また回転板の回転むらの影響は ν_{DT} の誤差として直接プラスされるので最大限の努力でおさえなければならない。しかし、回転むらは 10^{-3} 以下に充分おさえられるので決定的誤差とはならないと考えられる。

この光学系を用いた実験結果による信号周波数のスペクトル分布を 図-2・12 に示す。これは ν_{DT} ($V=0$) の信号スペクトルであり、この信号のピーク半値幅 Δf は光学系の総合誤差を示すと考えられ、 $d\nu_D \text{ total}$

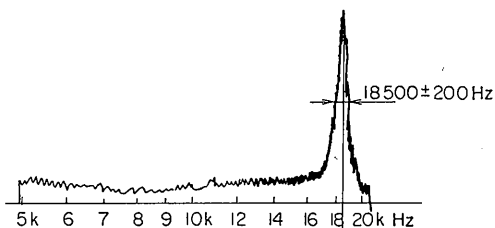


図-2・12 信号によるスペクトル

$\approx \Delta f$ である。本装置ではバイアス周波数 ν_{DT} に対し 1~2% の誤差であった。

3. 波形面における流速測定

われわれは、伝熱面によく用いられる波形面の伝熱に与える影響を知るために、2.3 に述べた光学系を用いて波形面境界層付近の流速 \bar{u} 、流速変動 \bar{u}' , \bar{v}' 等を求めた。

3.1 実験装置

実験は 図-3・1 のような定流量装置に 図-3・2 に示す試験部をとりつけ、流速測定位置等を変化させ測定を行った。定流量装置は上部タンクにオーバフロを設け一定水頭とし、流水を循環させ、試験部手前には整流タンクを設けた。試験部は水平移動台上にセットし、流れ方向に対し直角に移動ができるようにした。測定面は水平面で流れ方向を X 軸とし、直角方向を Y 軸にとった。また、それぞれの速度成分を u, v とした。光学系は 2.3 に示したもので光電増倍管が見込む測定点の大きさは、本実験では Y 方向に約 0.5 mm の幅である。

3.2 実験結果

実験は試験部に平均流速 1.67 cm/sec, 2.22 cm/sec

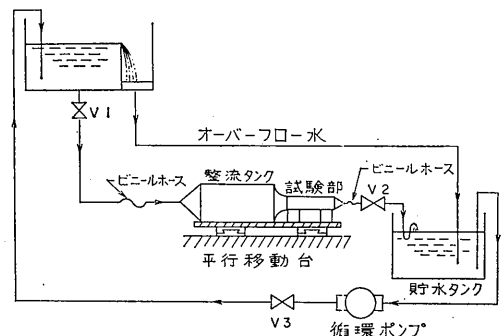


図-3・1 定流量装置

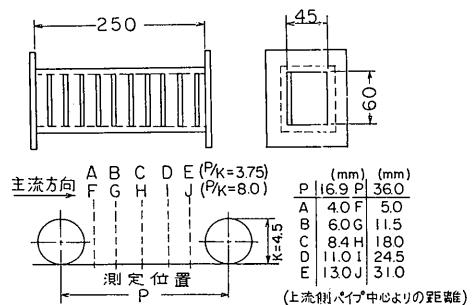


図-3・2 試験部

(パイプ頂点の高さ k によるレイノルズ数 Re_k で表わすと $Re_k=57.77$)で、水(直径 0.5μ のポリスチレン微粒子を含む)を流し、パイプの間隔を $D/k=3.75$, 8.00 のそれぞれについて行った。ここで k は円柱直径で、 P は間隔である。

PM1, PM2 からの信号はブラウン管オシロで観察し、同時に波形を写真撮影した。この写真観察は約1秒間隔で1点36コマ撮影し、これより周波数をよみとった。測定される二つの信号周波数 ν_{D1} , ν_{D2} は、図-3・3 に示すように δ_1 , δ_2 をそれぞれ直射光と参照光 (ν_{r1} , ν_{r2}) とのなす角とすれば

$$\nu_{D1} = \nu_{DT} + \frac{2V}{\lambda} \sin \frac{\delta_1}{2} \quad (28)$$

$$\nu_{D2} = \nu_{DT} + \frac{2(-V)}{\lambda} \sin \frac{\delta_2}{2} \quad (29)$$

ここで ν_{D1} , ν_{D2} は $\delta_1/2$, $\delta_2/2$ 方向と直角方向の速度

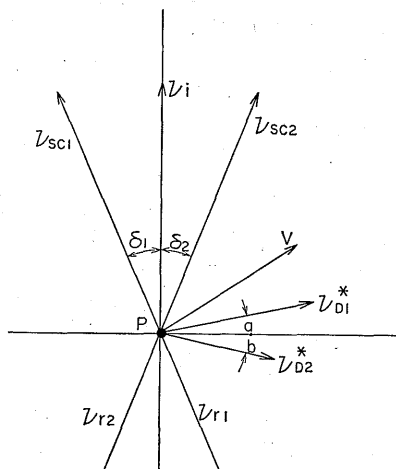


図-3・3 測定部詳細図

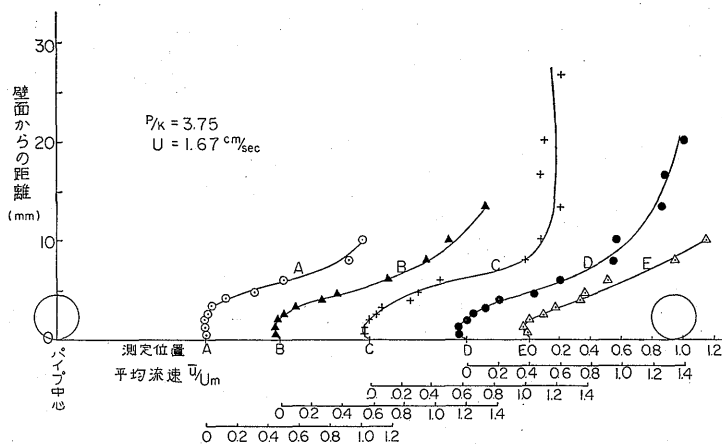


図-3・4 \bar{u}/U の Y 方向分布 ($P/k=3.75$, $U=1.67$ cm/sec)

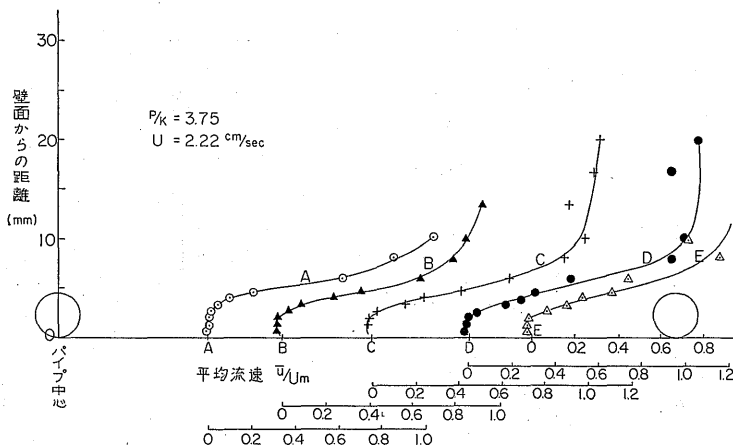


図-3・5 \bar{u}/U の Y 方向分布 ($P/k=3.75$, $U=2.22$ cm/sec)

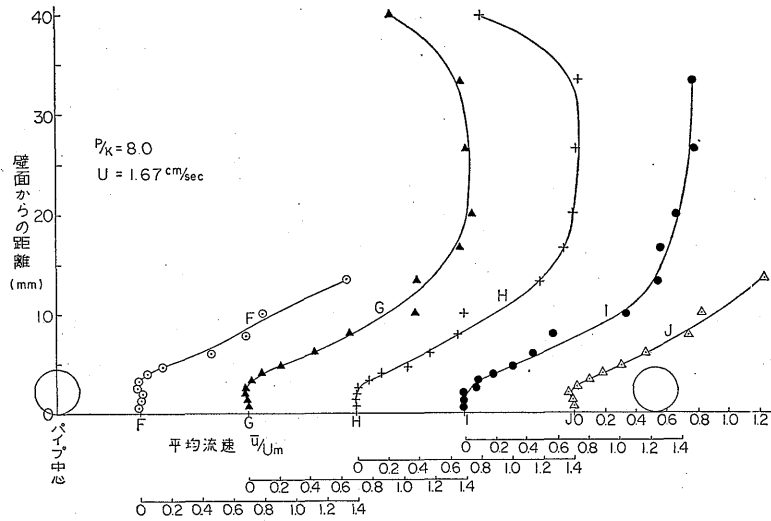


図-3・6 \bar{u}/U の Y 方向分布 ($P/k=8.00$, $U=1.67 \text{ cm/sec}$)

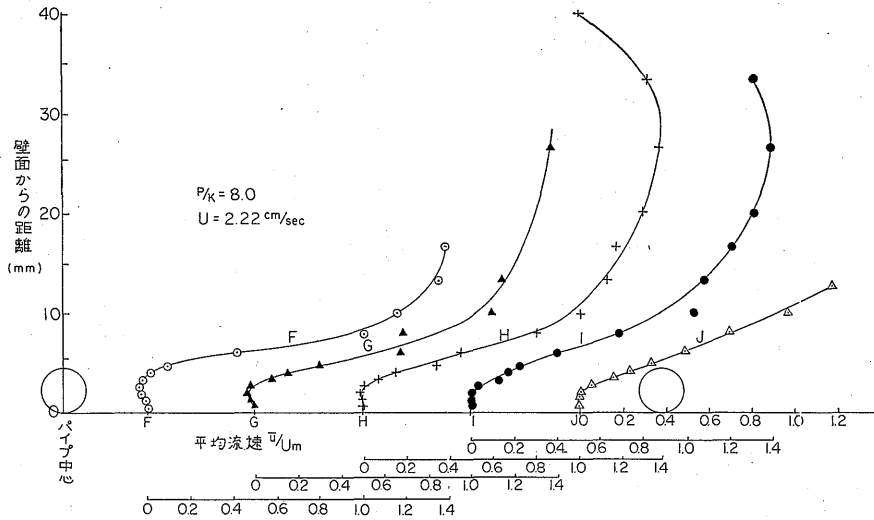


図-3・7 \bar{u}/U の Y 方向分布 ($P/k=8.00$, $U=2.22 \text{ cm/sec}$)

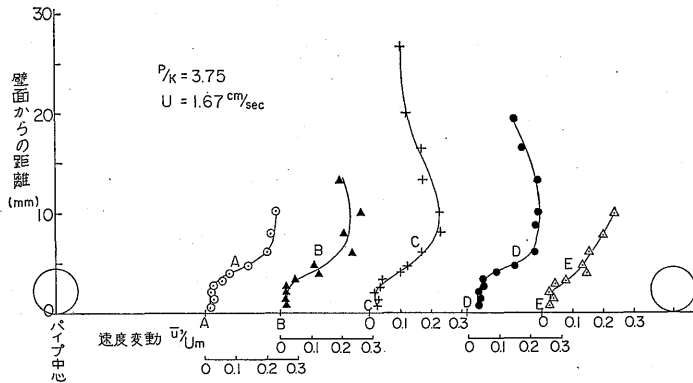


図-3・8 \bar{u}'/U の Y 方向分布 ($P/k=3.75$, $U=1.67 \text{ cm/sec}$)

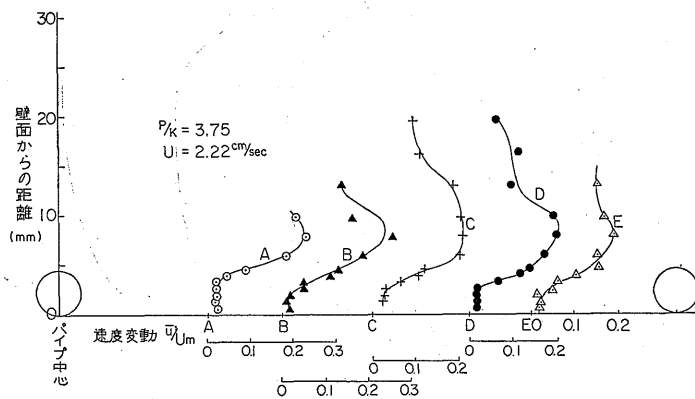


図-3-9 u'/U の Y 方向分布 ($P/k=3.75$, $U=2.22 \text{ cm/sec}$)

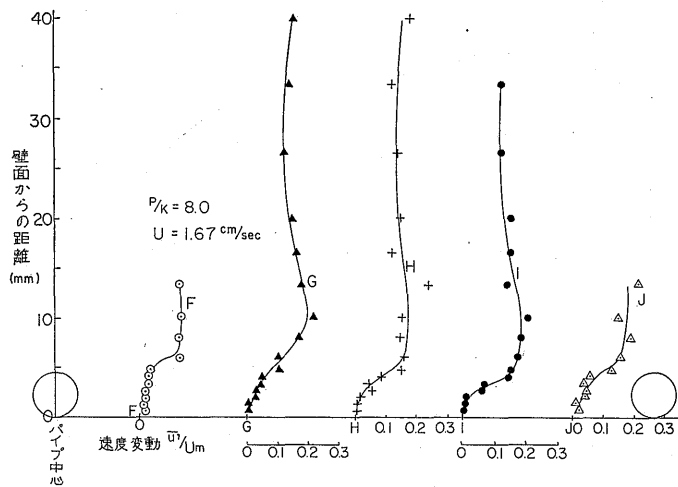


図-3-10 u'/U の Y 方向分布 ($P/k=8.00$, $U=1.67 \text{ cm/sec}$)

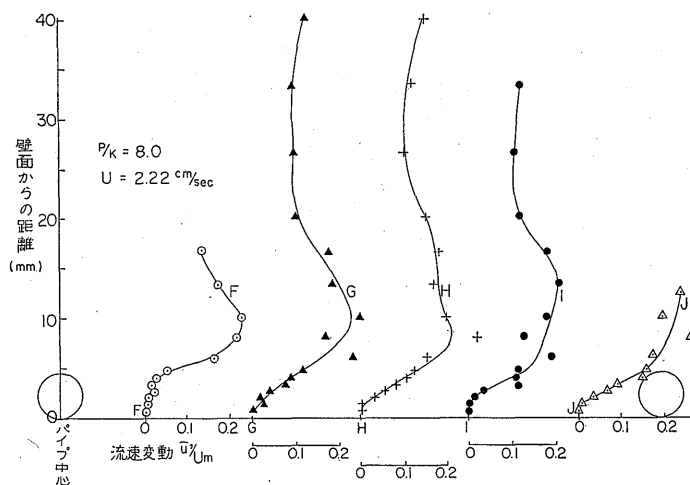


図-3-11 u'/U の Y 方向分布 ($P/k=8.00$, $U=2.22 \text{ cm/sec}$)

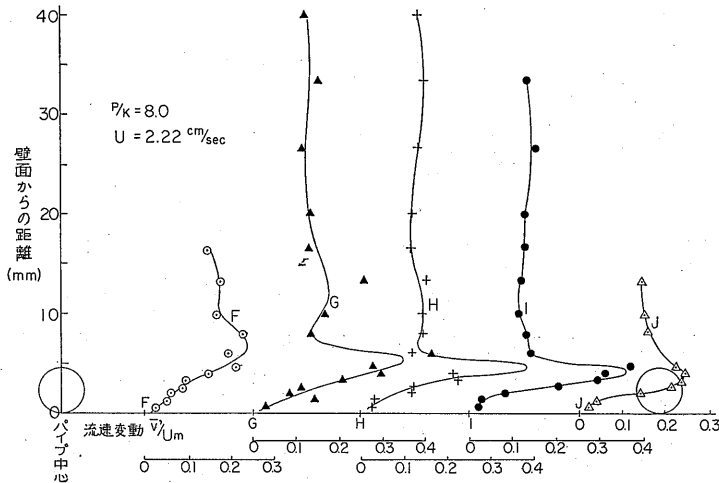


図-3-15 \bar{v}'/U の Y 方向分布 ($P/k=8.00$, $U=2.22$ cm/sec)

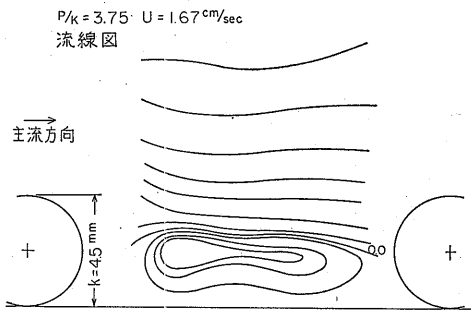


図-3-16 波形粗面における流線図
($P/k=3.75$, $U=1.67$ cm/sec)

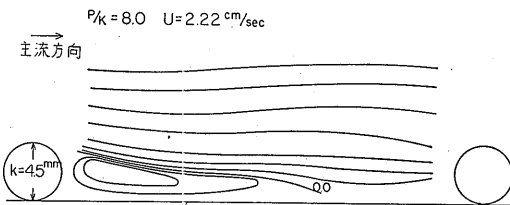


図-3-17 波形粗面における流線図
($P/k=8.00$, $U=2.22$ cm/sec)

成分である。式(29)の右辺の $(-V)$ は PM1, PM2 の光学系が対称的位置にあるためである。図-3-3 において、X および Y 軸の速度成分に対する周波数 u , v は ν_{D1} , ν_{D2} から次式で求めることができる。

$$u = \frac{\nu_{D1}^* \sin b + \nu_{D2}^* \sin a}{\sin(a+b)} \quad (30)$$

$$v = \frac{\nu_{D1}^* \cos b + \nu_{D2}^* \cos a}{\sin(a+b)} \quad (31)$$

(144)

ただし

$$\left. \begin{aligned} \nu_{D1}^* &= \nu_{D1} - \nu_{DT} \\ \nu_{D2}^* &= \nu_{DT} - \nu_{D2} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

a, b は δ_1, δ_2 の二等分線の直角方向が X 軸となす角度であり、PM1, PM2 が測定する速度成分方向である。

u の時間的平均値 \bar{u} の Y 方向分布を 図-3-4~7 に示す。また \bar{u}, \bar{v} より速度変動 $|(u-\bar{u})|, |(v-\bar{v})|$ を計算し、その各点での平均値を速度変動 \bar{u}', \bar{v}' として求め、図-3-8~15 に示す。 $\bar{u}, \bar{u}', \bar{v}'$ はそれぞれ主流平均速度 U で無次元化して表わした。さらに \bar{u} を用いて流線をもとめたのが 図-3-16 と 図-3-17 である。

図-3-4~7 に示すように、本実験では正負判別レーザ流速計を用いたので壁面付近での逆流を生じた領域まで計測することができた。この逆流の領域は $P/k=8$ の時、円柱より下流方向に直径の約5.倍程度の位置まで生じていた。図-3-8~15 は速度変動率の Y 方向分布であり、これより \bar{u}', \bar{v}' とも Y 方向にほぼ一定の位置にピークがあることがわかる。 \bar{u}' はパイプ頂点より少し高い所にあり、 \bar{v}' はほぼパイプ頂点付近に生じ、両者の位置は異なっている。

4. む す び

はく離流のように逆流成分をふくむ流れの速度変動成分等を計測する場合には流速方向の正負は是非とも知らねばならないものであり、かつ従来測定できなかった低流速、狭い場所における流れの測定に本装置を用いることにより充分の精度で測定ができることが明

らかとなり、波形面におけるはく離域の速度分布、流速変動分布等を得ることができた。

おわりに電気回路に対し有意義な御助言を下された村山雄二郎制御研究室長と、おしめない協力をして下さった芝浦工業大学生（当時）梅木拓郎君に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Yeh, Y. and Cumins H.; "Localized Flued Flow Measurements with a He-Ne Laser spectrometer" Appl. Phys Letters, 4, 176 (1964)
- 2) Goldstein R.J. and Kreid D.K.; "Measurement of Laminar Flow Development in a Square Duct Using a Laser-Doppler Flowmeter" J. of Appl. Mech. Dec. (1967) pp. 813
- 3) Goldstein R.J. and Hagen W.F.; "Turbulent Flow Measuments Utilising the Doppler-Sift of Scattered Laser Radiation" Phy. Fluids, 10, 1349 (1967)
- 4) Durst F. and Whitelow J.H.; "Optimization of Optical Anemometers" Proc. Roy. Soc. London, A324 (1971)
- 5) M.K. Mazumder; "Laser Doppler Velocity Measurement without Directional Ambiquity By Using Frequency Sifted Incident Beams" Appl. Phys. Letters, 16-11, (1970) pp. 462
- 6) Mazumder M.K. and Wankum D.L.; "SNR and Spectral Broadening in Turbulence Structure Measurment Using CW Lasers." IEEE QE, June (1969) pp. 316

.....