

力学参考资料(二)

激光技术 在流体力学中的应用

科学技术文献出版社重庆分社

激光技术在流体力学中的应用 (力学参考资料)

中国科学技术情报研究所重庆分所编辑
科学技术文献出版社重庆分社出版
(重庆市市中区胜利路91号)

发 行 所 重 庆 发 行 所 发 行
重 庆 印 制 第 一 厂 印 刷

开本: 787×1092毫米1/16 印张: 11.75

字数: 30万 印数: 6300

1976年3月第1版 1976年3月第1次印刷

统一书号: 13176·11 定价: 1.20元

目 录

用激光多普勒技术测量流体速度·····	(1)
用激光测定流速·····	(7)
激光风速计: 在三十六届欧洲力学讨论会上的报告 ·····	(15)
测量流速的多普勒光学技术的研制·····	(24)
具有光学频移的激光多普勒速度计·····	(29)
激光多普勒速度计应用的基本参数研究 ·····	(33)
用于激光风速计的集成光学单元·····	(40)
一种用于激光风速计的自动数据处理系统·····	(44)
用全息干涉测量法定量研究空气动力流动·····	(48)
激光多普勒速度计及其在湍流测量方面的应用 ·····	(59)
用激光多普勒测速计测量稀聚合物溶液的湍流管流速度·····	(84)
利用多普勒移动的激光 Schlieren 干涉测量法测量激波和爆震波 的局部速度·····	(90)
用激光速度计测量水中尾涡·····	(99)
用脉冲式激光全息干涉仪定位测量尾流密度脉动·····	(105)
用激光测速法测量超音速边界层、激波和自由射流的平均速度 和湍流·····	(113)
用激光多普勒速度计测量压气机动叶通道中气体速度·····	(117)
激光多普勒速度计在非均匀流中的测量: 误差估计·····	(124)
用激光速度计测量液压系统中的非恒定流·····	(135)
激光加热超音速风洞·····	(141)
激光在大气探测中的应用·····	(143)
文 献 索 引·····	(155)

用激光多普勒技术测量流体速度

R. J. GOLDSTEIN

引言

1964年第一次发表的激光-多普勒流体速度测量文章[文献1]在这些年里引起了相当大的兴趣。这种光学技术所表明的优点已经使它赢得了作为测量局部速度的著名系统的地位。应用这种技术能够完成普通系统实际上不可能完成的测量,因而开创了新的研究领域。对于这种测量方式,着重在此光学方法的基本原理、优点和限制及其在特殊和重要测量的适用性等方面作一评论看来是很有价值的。这种评论并不打算作详细深入的研究。确切地说,其目的只不过是对希望使用这种技术和解释实验结果的人作一种介绍。在工业方面做应用研究的同进行更为基础研究的人员一样会感兴趣的。即使是非实验工作者,为了建议新的实验和测量以增进对流体力学现象更好的了解,也要研究其宽广的适用范围。

光学测量的术语是不太固定的。因此在谈到应用这种测量的技术和仪器时,“激光-多普勒风速计”(LDA)、“激光-多普勒速度计”(LDV)、“激光-多普勒系统”、“激光-多普勒流量计”和“光学风速计”等名称都曾用过,它们或多或少都是意义相同的。作者并不特别偏爱那一个专门名称。虽然速度计和测速法或许是用得最多的,但是比起更为熟知的风速计来(即使用于流体)会使不熟悉的人曲解这种说法。

多普勒效应

由于多普勒效应(当涉及到光的波动或者法国人时,有时也称做 Fizeau 效应),

辐射源和接收器之间的相对运动会产生辐射频率的变化。当光源对接收器没有相对运动而只是在光路的某一点上光波被运动的目标散射时,会产生相似的多普勒频移。频率变化大致为运动目标速度与光波传播速度之比。推导出被运动粒子散射的辐射频移的表达式是有用的。由此结果我们将能看到用这种方法测量流体速度的优点和缺点。推导是启发式的,且是非相对论性的,虽然我们将初步地涉及到电磁辐射的应用。



$$\begin{aligned} \nu_D &= 1/\lambda_i \vec{v} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i) = \frac{n}{\lambda_o} \vec{v} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i) \\ &= \frac{2n\nu}{\lambda_o} \sin \frac{\delta}{2} \sin \left(\theta - \frac{\delta}{2} \right) \end{aligned}$$

图1 由一个运动粒子发出的散射光多普勒频移

图1表示被一个运动粒子或散射中心散射的光波。入射光来自一个固定的光源,具有频率 ν_i 和波长 λ_i 。光波的速度为 c ,单位向量 $\hat{n}_i$ 定义为入射光的方向,它照射到以速度 $\vec{v}$ 运动着的散射中心上。假使粒子是不动的,则单位时间内照射到粒子上的波阵面数目为

但是,运动的散射中心是以相对速度 $\vec{v} \cdot \hat{n}_i$ 远离入射光的。因此,对于散射中心来讲,入射波可看成具有速度 $c - \vec{v} \cdot \hat{n}_i$ 。照射到粒子上的波阵面数目显然也就是作用于粒子的光波频率。

方程式(1)也表示了单位时间内被粒子散射的波阵面数目。

现在考虑一个固定的检测器或接收器,运动的粒子向着它发射或散射光波,其方向用单位向量 $\hat{n}_{sc}$ 来表示。单位时间内离开粒子的波阵面数目(在周期内取一个固定点上出现振幅最大值的次数)为 ν_p 。当散射了一个波阵面后,粒子朝着波阵面的方向以速度 $c - \vec{v} \cdot \hat{n}_{sc}$ 运动着。这样,当经过 $(\nu_p)^{-1}$ 的时间间隔后,下一个波阵面离开粒子时,第一个波阵面离开粒子的距离为

$$\lambda_{sc} = \frac{c - (\vec{v} \cdot \hat{n}_{sc})}{\nu_p} \quad (2)$$

这个波阵面之间的距离显然就是照射到一个固定检测器去的光波的波长。合并方程(1)和(2)

$$\lambda_{sc} = \lambda_i \left[\frac{1 - \frac{\vec{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{c}}{1 - \frac{\vec{v} \cdot \hat{n}_i}{c}} \right] \quad (3)$$

散射光和原始入射光频率之间的差值就是多普勒频移或多普勒频率。

$$\nu_D = \nu_{sc} - \nu_i = c \left[\frac{1}{\lambda_{sc}} - \frac{1}{\lambda_i} \right]$$

$$\text{或 } \nu_D = \frac{1}{\lambda_i} \left[\frac{\vec{v} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i)}{1 - \frac{\vec{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{c}} \right] \quad (4)$$

相对论性的推导(文献2)也可得到方程(4)。

当 $|\vec{v}| \ll c$ 时,在大多数流体力学研究中可以认为是正确的

$$\nu_D = \frac{1}{\lambda_i} \vec{v} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i)$$

$$\text{或 } \nu_D = \frac{n}{\lambda_0} \vec{v} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i) \quad (5)$$

这里, λ_0 是入射光在真空中的波长, n 是散射中心周围流体的折射率。

通常,入射光和散射光的方向是固定的。于是如图1中所表示的,频移与散射光和入射光单位向量之差的方向上的速度分量成正

比。

到目前为止,大多数利用多普勒频移来测量流速都使用一台激光器来作为入射光源。这有许多优点,包括具有长的相干长度并易于得到很强的光束聚焦到流动中一个较小区域。

就这一点我们可以将这种光学技术同比较熟知的用于测量流速的系统诸如冲击管和热线(热薄膜)系统相比较:

(1) 光学系统的突出优点是不需要放入影响流动的探头。这在回转流速度场中是尤其重要的,例如在分离或旋转流动,在脉动流动中,流动方向会反向(文献3)。在两相流体中也是很重要的,例如稀薄聚合物溶液(文献4,5,6.)和血液(文献7)。在这些流体中,长键聚合物或红血球能影响常规仪器的修正。远距离的速度测量,例如在大气流动中使用这种系统也是有可能的(文献8,9,10)。在有害的环境中,例如腐蚀性液体或高温气流,不要探头将会极方便地测量。但是,也应记住,在形状复杂容易放置探头的测量区域中,使用探头有时也有优点。因此,在许多激光-多普勒测量中,如果不是必需,那么,在完成流场中各个区域的测量时移动试验装置而不移动测量仪器较为方便。

(2) 没有探头的优点必须与为了散射光线而在流体中要求有外来物体相权衡。必须小心使这些散射中心随流体一起运动而不影响其基本流动。在许多系统中虽然自身有足够的外来物体,但还需要加进散射体。

(3) 一个单独的速度分量可以独立于其他分量而被测量到。如果要求流体速度所有三个分量,可以用适当的装置和适当的入射光和散射光数目来测得。(文献11,12)

(4) 测量得到的物理量与速度之间的关系(方程5)是精确的,基本上与其他特性(如温度、压力)无关。这同用热线风速计难于测量速度和温度都是脉动的气流速度相反。折射率的变化可以改变向量的方向和

波长,但是这种变化通常是很小的。除了在高度变化的系统中如气泡液体以外。

确定速度的简单和直接的关系极大地增进了它对测量很小(很大也一样)速度的应用,并使它成为高度理想的标准,用来校正其它类型的测速设备。

(5) 方程式(5)的线性特性提高了激光多普勒系统在测量脉动流动中的适用性。甚至在反方向流动中也能够测量并可以确定其速度分量的符号。

光学几何学

光学几何学有两个不同的重要方面。第一,必须确定由光路和光收集器组成的基本光学系统。第二,应当考虑测量体积和它对多普勒信号的影响,这涉及到整个光学。

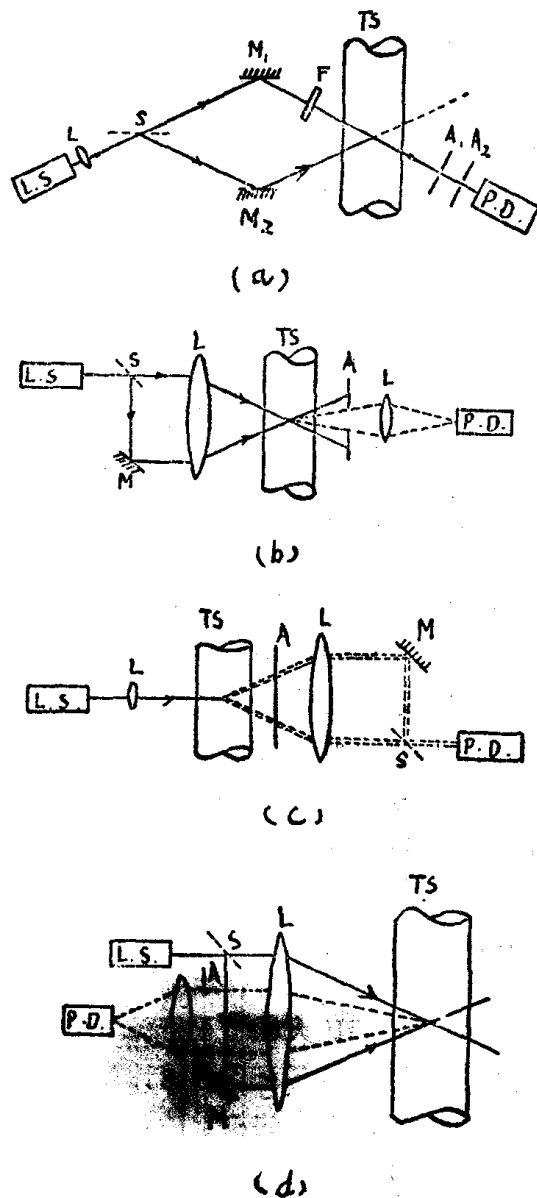
有好几种不同的光学几何光路能够并已经用于光学风速计〔文献13〕。图2表示了这些几何光路中基本的几种。用这些系统,可以确定一个速度分量;如这里所表明的那样,这个分量是平行于试验段轴线的分量。

图2a表示了一种典型的参考光或多普勒频移风速计。来自同一光源的两根相干光是在分光镜平面上依靠强度分配而得到的。原始的光束通过一个透镜将两根光束聚焦在试验段中要进行测量的区域。参考光束直接通过试验段到达光检测器,它具有光源的频率,虽然有时候可以通过一个Bragg盒(如下面要提到的),把它的频率移动一个固定的已知量。常常要求保证照射到光电阴极上的两根光束的强度是同量级的,这可以将一块中性滤光片放在参考光束处。另一根(散射)光束也经过试验段。来自两根光束相交区的散射光被收集到光检测器上,此散射光已经过多普勒频移了,在光检测器上与参考光束组合在一起。

使用这种或其他大多数几何光路,在试验段前面的光学零件,可以安放在一个单独的机器壳体上以减少振动的影响并简化调

准。对于放在系统实验段后面的光学零件有一种类似的安装也是可能的。示于图2c和2d中。在某些流动系统中,这种封装不便于使用。

图2b表示了“双散射”或“条纹”工作模式(见后面)。在这里两根光束强度近似相等并且都经过散射和多普勒频移。由方程(5)可知,每根具有一定入射角的两根光束如果



A: 光阑
M: 反光镜
TS: 试验段
LS: 光源
S: 分光镜
L: 透镜
PD: 光检测器
F: 中性滤光片

图2 用于速度测量的光学系统

- (a) 参考光模式 (b) 双散射(条纹)模式
(c) 单光束 (d) 后向双散射

都被一个运动的粒子散射, 这两根光束的散射光频率之差不管什么散射方向都是相同的。因此, 就有可能用透镜在相当大的立体角内收集光线, 然后聚焦到光检测器上去。这种光路在散射中心密度较低时 (正如在气体流动中常常会发生), 比之参考光系统有较好的信噪比。而参考光系统在测量体积中具有较多散射中心时常常有较大的信噪比。〔文献14〕。

图2b的光路图, 对于来自光检测器的信号可以有一种稍为不同的解释〔文献15〕。当两根相干光束以角度 δ 相交时, 干涉产生的条纹间距为 $(\lambda/2)/\sin\delta/2$, 条纹的法线方向是由两根光束的单位向量之差所决定的。一个散射中心经过条纹时, 只有在相长干涉区才散射光线。其结果, 来自散射体的光信号将是交变的, 它的频率与方程 (5) 所说的是一样的。事实上, 其它的光路图, 即使在那里参考光旁通散射体积, 但如果引进虚条纹这个概念, 也能看成一个条纹系统。

其他的光学系统使用了一条入射光 (图2c) 或者是后向散射 (图2d)。后一光路有可能使用单独的一台光学装置进行远距离测量; 但是散射光的强度比起前向散射系统来要大大降低。使用类似于图2b 2c 2d那样几何光路的系统常常将两根光束设计成等光程, 就象图2a中采用的那样。

光学设计中有一项重要的考虑是关于散射中心的尺寸和分布。如前所述, 散射中心应当小到足以跟踪包含有湍流脉动的流动。然而小粒子一般比大粒子散射弱。通常, 散射光的数量可以从 Mie 理论计算出来, 或者用实验确定。较大的粒子能遮住好几个条纹而使信号质量变坏。虽然最佳的粒子尺寸与仪器有关, 在目前许多系统实验中, 使用大约 $1/2$ 微米直径的粒子已经满意了。如果不加粒子到流体中去, 粒子的实际尺寸和分布与自然的杂质有关。

信号加宽

由于多普勒信号加宽, 产生了一项重要的几何形状考虑。我们所观察到的信号, 例如在频谱分析仪上, 具有一有限的带宽, 而又是一个单一的速度对应的单一频率。在测量体积中, 如果速度不均匀, 就会产生信号加宽。这种情况的产生, 是由于有相当大的速度梯度, 或是速度的变化超过了测量时间, 如在紊流或其他不稳定流动中那样。此外, 即使在均匀稳定流动中也发现信号加宽。这后一种效应有时叫做仪器加宽或几何形状加宽, 它导致有限的信号带宽或信号模糊。

仪器加宽可以用入射光的有限宽度和散射光束的角度〔文献16〕以及与雷达分析中类似的效应相比拟〔文献17〕得到解释, 在那里使用了模糊加宽的术语。就象用几何光学或用波动光学为基本分析来解释许多光学现象一样解释这种加宽是很有意义的。参考表明此区域在照射光焦点附近的图就可了解波动光学观点〔文献18〕。

考虑一根均匀的圆形光束被一理想透镜聚焦。焦点的直径可以用艾利 (Airy) 圆的直径来近似〔文献19a〕。

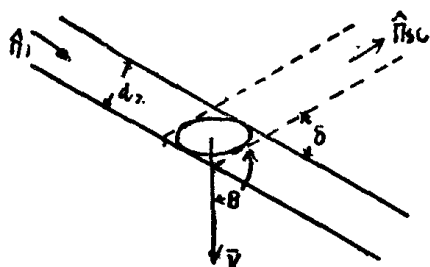
$$d_2 = 2.44\lambda \left(\frac{f}{D} \right) \quad (6)$$

这里 f 是透镜焦距, D 为入瞳光束的直径, λ 为波长。一个散射粒子只有当它通过这个区域时才被照射。如果粒子速度为 v , 其方向由图3的角 θ 决定, 它在明亮的光束中所通过的时间周期 $\Delta\tau$ 可由

$$\Delta\tau \sim \frac{d_2}{v \sin\theta} \quad (7)$$

所确定。因而只能发射出一列有限长度的波列。如果检测器放在由 δ 角所决定的方向, 由方程 (5) 多普勒频率可由下式给出

$$\nu_D = \frac{2\pi\nu}{\lambda_0} \sin \frac{\delta}{2} \sin \left(\theta - \frac{\delta}{2} \right) \quad (8)$$



$$\nu_0 = \frac{n}{\lambda_0} v \cdot (\hat{n}_{sc} \cdot \hat{n}_i)$$

$$= \frac{2\nu v}{\lambda_0} \sin \frac{\delta}{2} \sin \left(\theta - \frac{\delta}{2} \right)$$

$$= \frac{2\nu v}{\lambda_0} \sin \frac{\delta}{2} \quad \text{对于} \left(\theta - \frac{\delta}{2} \right) = \frac{\pi}{2} \text{时}$$

$$\text{有限波列 } \Delta\nu \sim \frac{1}{\Delta\tau}$$

$$\text{艾利圆 } d_2 = 2.44 \lambda \frac{f}{A}$$

$$\Delta\tau \sim d_2 / (v \sin \theta) \sim d_2 / v \cos \frac{\delta}{2} \text{ 对于}$$

$$\left(\theta - \frac{\delta}{2} \right) = \frac{\pi}{2} \text{ 时}$$

$$\text{如果 } d_2 \sim 50 \text{ 微米} \quad \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sim 0.2$$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sim \frac{\lambda}{2d_2} \operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} \sim \frac{1}{4} \frac{A}{f} \operatorname{ctn} \frac{\delta}{2}$$

图3: 光束聚焦的几何图形与信号加宽

但是, 在分析光的有限波列中, 具有测量频率的不确定性或频率散布。(文献96)

$$\Delta\nu \Delta\tau \geq \frac{1}{4\pi}$$

$$\text{或} \quad \Delta\nu \sim \frac{1}{\Delta\tau} \quad (9)$$

$$\Delta\nu \sim \frac{v \sin \theta}{d_2}$$

因此, 就有相对的多普勒频率不确定性

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sim \frac{\lambda}{2d_2} \operatorname{ctn} \frac{\delta}{2}, \text{ 对} \left(\theta - \frac{\delta}{2} \right) = \frac{\pi}{2} \text{ 时}$$

转成系统的量纲 (10)

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_D} \sim \frac{1}{4} \frac{D}{f} \operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} \quad (11)$$

这种使用时间加宽造成多普勒信号的有限加

宽。这同海森堡 (Heisenberg) 的测不准原理的预言是相似的。此原理就是能量和时间的最佳同时测量会导致能量 (ΔE) 和时间 ($\Delta\tau$) 的不确定性, 其关系为

$$\Delta E \Delta\tau \sim h$$

其中 h 是普朗克 (Planck's) 常数。对于光子, 能量为频率与普朗克常数的乘积。

更进一步的分析 (例如文献20、21), 就要在其他效应中将光束的高斯 (Gaussian) 强度分布包含进去。测量体积发现是一个椭球。此外, 接收光学装置可以设计成只接收来自焦点区域一部分的信号。然而方程 (6) (7) 和 (10) 可用来逼近测量体积尺寸和仪器加宽。部分的加宽也可用测量体积中条纹的倒数 (当看成是真实的或有效的条纹系统时) 来得出。

实际的速度测量误差比起带宽来相当小。因此, 对于稳定的均匀流动, 得到的信号中心或峰值的频率比起信号带宽来, 具有很高的精确度。在分析湍流信号时, 产生的困难比较大, 如果偏离平均值的脉动量与有效的仪器信号带宽同量级或更小的话, 要确定它还是比较困难的。

尚存在的一个意见分歧是关于在用计数系统来完成的真实时间分析 (同整波列富里叶分析相比较) 中存在仪器加宽的问题。有一个研究报告指出, 在这样的系统中加宽是不存在的 (文献22)。其他人认为, 在某些情况下, 信号加宽主要是由于测量体积中个别散射粒子信号的无规相位分布。

频 移 测 量

已经有好几种不同的技术用以测量多普勒频移的数值。各种仪器现在正在发展, 这里仅做一简单的评论。

多普勒频率是由来自同一激光光源的一根频移光束与一根参考光束 (相干的) 的比较所决定的 (参考关于条纹系统的讨论)。如果两根相干光束照射到光电阴极上 (它作为平

方律检测器工作),光检测器的输出电流就有一个分量,其频率的数值等于两根光束频率之差。光电倍增管和光二极管被用作检测器。

如果参考光直接来自激光器,频率之差直接就是多普勒频移。但是,用于测量很慢的流动和反向流动是有困难的。频率检测器不容易区别频率的正和负,因而它不能告诉人们速度分量是正还是负。它也难以直接测量很低的频率。但是人们可以把其中一根光束(常常是参考光)频移一个固定量。于是,当流体速度为零时它们就有一个已知的频率差。从这初始值出发,频率的正的或负的变化可以推出速度分量的大小和符号。频移应该只是向着一个方向(即光束应是单边带调制),虽然用机械的办法可以做到这点[文献24 25],但 Bragg 盒或电-光盒[文献26 27]常常是更可取的。由于它们获得一个非常精确的频移时效率高而稳定。在 Bragg 盒中,依靠一个晶体在流体或固体中产生超声波。光束进入盒时以一阶 Bragg 衍射角作 Brillouin 散射,在出口处它的频率随着晶体的频率移动。用于频移的电-光技术的其他技术还在发展之中。

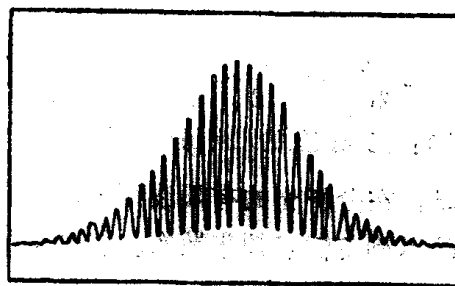
实际的频率测量,可有好几种方法来完成。使用什么技术和仪器很大程度上取决于流动的形式(稳定或不稳定),以及信号的连续性,而这又主要取决于散射体积中散射中心的数目。

在一些早期研究中,使用频谱分析器。典型性地[文献16]频谱分析器用作为一个窄带放大器,在不同频率上光检测器信号的强度是通过分析器在一个频率范围内扫描而测得的。结果得到一条幅度-(多普勒)频率的曲线。稳定的层流速度可以直接用这种方法测得。另外,得到的曲线基本上是测量体积中流体速度或然率函数(经过信号光学加宽修改)。因此,虽然在很大或很小湍流度时有困难,人们还是可以从信号中推论得到诸如湍流强度和湍流速度场分布不匀的信息。流场中速度梯度的大小也可以估算出

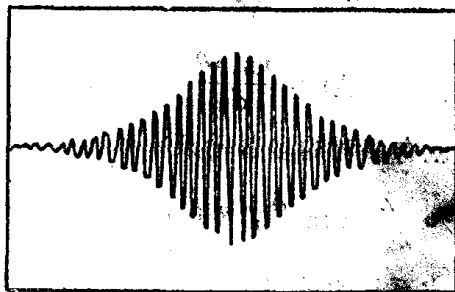
[文献28]。

有一些仪器设计用来将多普勒频率转换成一个模拟直流电压输出,此电压准确地正比于输出频率。它们所组成的锁相回路电路或者特殊制造的频率锁定回路起着频率跟踪器的作用[文献29 30 31]。这种仪器具有模拟输出,适合于通用的信号处理。虽然在许多应用上是方便的,但在跟随很快的速度变化和反映信号脱落方面还是有困难的。这后一效应发生在散射体积内散射中心只有很少时,多普勒信号是断续的。

另一种技术使用了一种快速计数器,它比较适用于不连续信号的系统。来自单个散射粒子的个别信号“闪烁”或“小泡”被检测到,信号经过零点之间的时间可以测量出来来确定信号周期和频率[文献32 33],图4表示来自单个粒子的典型的未经滤波和经过滤波的“闪烁”。振幅极值的包络线表示散射中心经过具有高斯强度分布的聚焦激光束时的途径。多普勒频率由显示的周期性信号所决定。从许许多多单个粒子得到的数据



(a)



(b)

图4 来自单个粒子的多普勒信号闪烁

- (a) 直接的光电输出信号
- (b) 经过高通滤波器后的信号

用 激 光 测 定 流 速

小桥 安次郎

1 (略)

2. 激光流速计的原理

2.1 瑞利 (Rayleigh) 散射和多普勒 (Doppler) 频率

在激光流速计中通常采用的方法是, 根据浮游于流体中微粒的移动速度来求得流体的速度[1]。现在, 假定光去打击粒子, 粒子内部的带电子由于振动而发生电磁波, 这就是所谓的瑞利散射现象, 其散射波的强度具有由入射光和带电子的振动方向所决定的空间分布。如果粒子处于静止, 则散射波的波长是一样的, 并等于入射光的波长。在粒子运动的情况下, 波长的空间分布也不一

可以贮存起来并加以平均, 或者用一台程序计数器将数据在获取时即进行处理。

当多普勒频率相当低时, 光检测器输出可以记录在音频磁带上, 然后用一台混合式计算机处理而测量信号过零之间的时间, 以确定瞬时速度[文献3]。

扫描式的法布里-白洛 (Fabry-Perot) 干涉仪也可以测量多普勒频率。用这种仪器不象前面所讨论的外差式系统那样去测量频率的差值, 而是与光源波长去比较以确定光波波长的变化。干涉仪中两个部分反射镜的间距决定了透射光的波长。测量透射光随间距的变化, 可得到多普勒频率。虽然特别简单和经济, 这种仪器对小的频移有限制而主要用于高速流动。

应 用

激光-多普勒装置的发展已经经过了它

样, 由于方向不同, 具有和入射光的波长不同的值。这是多普勒偏移现象, 其原理和听到火车的汽笛声由远而近时频率高, 由近而远时频率低是一样的。这种情况的波长偏移, 从而振动频率的偏移 (多普勒频率) 与入射光和粒子的速度以及散射方向有关, 由下式给出:

$$\begin{aligned}\omega &= \tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu} = -(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{V} \\ &= -K \cdot V \dots \dots\end{aligned}\quad (1)$$

式中: ω : 多普勒频率,

$\tilde{\nu}_0, \tilde{\nu}$: 入射光及散射光的振动频率,

$\mathbf{k}_0, \mathbf{k}$: 入射光及散射光的光矢量,

$\mathbf{V}$: 粒子的速度,

的初级阶段, 现在正进入迅速发展的阶段, 已被应用于许多不同的流动系统, 其中包括液体的很慢的扩散[文献36]直到超音速空气流动[文献37-38]。还曾经测量过火焰[文献39-40]。测量的大多数是平均流速。如前面所述, 也曾测过速度概率函数和湍流强度。

最近, 曾报导过测量紊流的空间和时间相关[文献41-42]以及直接测量雷诺剪应力[文献43]。到目前为止, 这种技术还没有高度发展。对于紊流流动, 瞬时速度可以用一台跟踪器或是前面所描述过的系统之一来跟踪并作为一种分立的输出信号而求得。许多更进一步的应用, 包括在本文之后的参考文献中。

参考文献从略。

(清华大学工程力学系译自 Appl. Mech. Review, 1974, 27, No6)

还有 $K \equiv k_0 - k$: 瑞利矢量。

因为对于光的情况, 入射光和散射光的速度可以认为是相同的, 所以 $K \approx 2 |k_0| \sin \frac{Q}{2}$,

从而, 式 (1) 变成 (参看图 1)

$$\begin{aligned} \omega &= -2 |k| |V| \sin \frac{\theta}{2} \cos \varphi \\ &= -\frac{2n |V|}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \cos \varphi \dots\dots (2) \end{aligned}$$

式中:

n : 流体的折射率,

λ_0 : 真空中光的波长,

θ : 入射光和散射光夹角,

φ : 瑞利矢量和速度矢量的夹角。

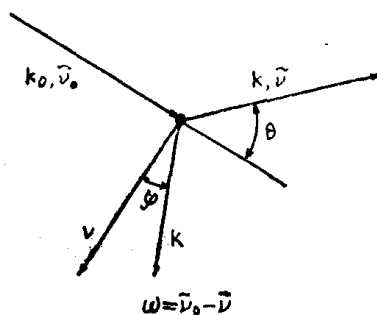


图 1 光矢量和多普勒频率

为简单起见, 设流动是 2 维的, 即 $V = V(x, y)$, 并设入射光和散射光与流动面 (x, y) 重合, 令入射光和散射光与 x 轴交角分别为 θ_1 、 θ_2 ($\theta = \theta_2 - \theta_1$), 则 (2) 式可表示如下:

$$\begin{aligned} \omega &= -\frac{n}{\lambda_0} \{ U (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \\ &\quad + V (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) \} \dots\dots (3) \end{aligned}$$

式中: U, V : 速度在 x, y 方向分量 (参看图 2)

由上式可见, 通过适当选择 θ_1, θ_2 , 就能从 ω 的测定值来计算速度。特别是 $\theta_1 + \theta_2 = \pi$

(K 和 x 轴一致) 的情况下, $\omega = \frac{2n}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \cdot U$ 。

$\theta_1 + \theta_2 = 0$ (K 与 y 轴一致) 的情况下,

$$\omega = \frac{2n}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \cdot V。$$

式 (2) 或者式 (3) 表示了如果使光

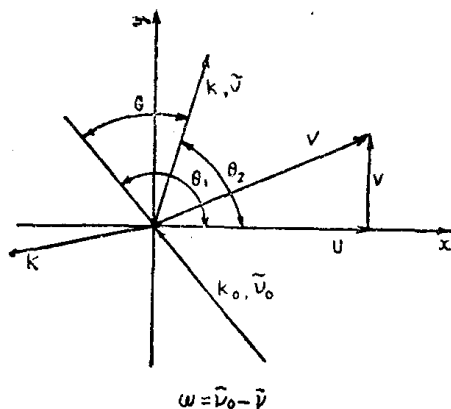


图 2 光矢量和多普勒频率 (二元)

交叉于流体中的一点, 则通过适当方向的多普勒频率的测定就能计算流动的速度。就不需要象其他流速计那样在测定点加入探头。而且, 因为速度 (分量) 和多普勒频率之间存在线性的关系, 除折射率和光波长之外, 不包含受仪表和流体物理性质影响的因素, 所以, 没有必要进行特别的校准和时间常数的补偿。它可以测定只要多普勒频率测定是可能的广范围内的速度。另外, 时间的变动的测定也是可能的。在这个意义上, 激光流速计可以说是满足了以往流速计梦想而得不到的一切条件。

2.2 多普勒频率的测定

在激光流速计中, 不用说, 多普勒频率的测定是具有决定的重要性。为此, 一般使用了利用光电管平方律特性的外差式 (heterodyne) 检波方法。这种方法是使二束振动频率不同的 ($\tilde{\nu}_0, \tilde{\nu}$) 相干光束混合后入射在光电管上, 作为光电管的输出, 可以得到与二束光的强度平方和成比例的直流电压和具有频率为 $\tilde{\nu}_0$ 、 $\tilde{\nu}$ 、 $\tilde{\nu}_0 + \tilde{\nu}$ 以及 $\tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}$ 的四个交流电压。交流成份中的前面三个由于是与光具有同量级的振动频率, 由于光电管的时间常数, 因而衰减了, 没有表现出来。结果, 就得到了直流成分和具有只有 $\nu_0 - \nu$ 频率数的交流成分。将二束光混合有几种方法 [2]~[5], 像从光源出来的激光用半透镜使之分支后再在测定点交叉等就是其中一例。将已分支的光束中一支作为基准光, 另

一支作为测定光的时候，因为在基准光的进行方向上不表现频率偏差，所以，基准光和在行进行方向上有散射的测定光之间有如(2)式所给出的振动频率的差，就是说存在多普勒频率。还有，作为流速计要研究的只是交流成分的频率问题，所以光电管的输出用交流放大器放大后用适当的频率解析仪检出。

3. 激光流速计构件

从前章中的说明也可以知道，激光流速计由激光装置、光路系统、光接收装置以及数据处理装置四个部件构成。

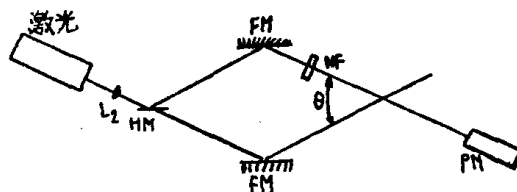
3.1 激光装置

作为激光光源，使用了氦氖(6328Å)或氩离子(4880Å)气体激光器。我们知道，散射光的强度与振动频率四次方成比例，另一方面，正如下面要讲到的，多普勒频率的不确定性和振动频率同时增加，因此，波长越短越有效果。但相反，由于多普勒频率也与振动频率成比例增加，故处理装置的设计就变得困难。还有，光源强度当然最好是强的，但是，为了增加强度，就需要加长激光管。但是，另一方面，与激光管的长度成比例，发信的模数也要增加，所以，若使用太强的光源时，恐怕要产生模间的干涉。在普通使用的100毫瓦左右的氦氖激光器(长度180厘米)中，模数 $N=21$ ，相邻模间的振动频率差为80兆赫，如果将多普勒频率限制在5兆赫以下，这种程度的模数可能就不成问题了。

3.2 光路系统

图3表示了光路系统配置的一例(基准光型)。首先从光源发出来的激光通过射束分离器(beam-splitter)分支成二束光(入射光和基准光)。射束分离器使用一般半透镜，但也有使用渥拉斯顿棱镜、尼兹科罗棱

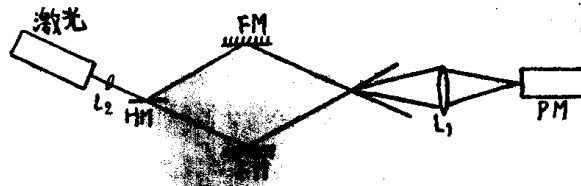
镜等的。分支光经全反射镜使之在测定点交叉。这时，为了确保二支光的相干性，必须先使光路长尽可能相等。光束的交叉角 θ 是与散射光的强度、多普勒频率及其不确定性(后将叙述)有关系的重要因素。必须注意的是交叉角的设定精度影响仪器的精度。另外，在测定紊流现象时，因为多普勒频率具有作为紊流信号输送波的作用，因此，必须作这样适当的选择，使得它与流动的变动相比是要足够高，而从数据的处理(再生)的一面考虑，要处于不太高的范围。在普通测定时，看来取 $\theta=10\sim 20^\circ$ 范围内较好。



HM: 半透镜, FM: 全反射镜, NF: 滤光片
PM: 光电管, L₂: 测定体积调节用透镜

图3 光路系统的配置(基准光型)

分支的光在光的接收部件中希望能调整得使基准光和散射光的强度相等，为此，在基准光的光路上设置一个滤光片。还有，图4是表示称作为光交叉型[6]的配置情况，根据这种配置，没有必要把分支光区分为基准光和入射光，因而可以使用同等强度的光束，所以，调整容易，损失少。光交叉型的原理将在下节中叙述。



HM: 半透镜, FM: 全反射镜, PM: 光电管,
L₁: 散射光集光透镜, L₂: 测定体积调节用透镜。

图4 光路系统的配置(光交叉型)

在测定点，因为交叉光束所造成的测定体积内流动的不均匀性是以平均值测量的，所以，特别是在局部紊流测定时，必须在不受平均影响的情况下，使体积缩小。为此，有时也在光路上设置集光透镜来聚细光束。

3.3 光接收部件

在测定点受到散射的光之中,在基准光方向进行的光通过一个光阑小孔照射到光接收部件上。光接收部件是由光电管或是光电晶体管组成,根据它们的非直线特性,对具有多普勒频率的交流电压信号进行检波。通常,使用具有S-20的特性的光电管。另外,在射束分离器中使用棱镜时,分支光具有互成 90° 的偏光面。它们是独立的,不相互干涉,所以,需要在光接收部件前面放置一块偏光板,需要形成一个分别偏转 $\pm 45^\circ$ 的共同的波面。(参看图5)。

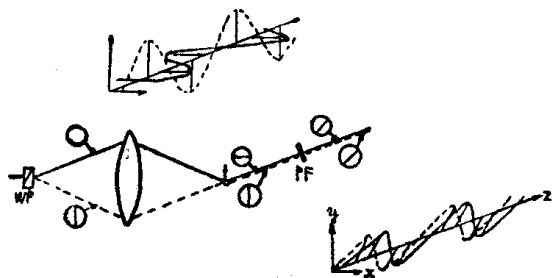


图5 偏光的干涉

3.4 数据处理装置

在光接收部件中的检波输出是由直流分量和具有多普勒频率的交流分量组成,而作为流速计仅仅需要交流分量的频率,所以,数据处理是用交流放大器和频率解析仪来进行的。

流体是层流、或者即使是紊流也只将其平均值作为问题来研究时,处理是简单的。只要测出和频率解析仪读数最大值相当的频率,并利用(2)式或(3)式计算出流动速度就可以了。把紊流的瞬时值作为问题来研究时,必须知道多普勒频率的时间变化。所以,最好把放大器的输出连接在频率—电压变换器(FVC)上,使之成为电压的时间的变化形式。作为频率—电压变换器,有比例鉴频型、跟踪滤波等方式,而图(6)就是用的脉冲方法的一例。光电管的输出包

含有各种各样的杂音,因此,把它连接在一只仅让多普勒频带通过的带通滤波器上。用自动增益调整放大器(AGC)将它变换成一定振幅的信号后,利用施密特电路制成长方形波形信号。若把这个信号微分,使多谐振荡器工作,那末,就得到具有与振动周期成比例间隔的一定幅度的长方形脉冲波列。积分脉冲的面积后,结果与周期成反比,从而与频率成正比。所以,它通过低通滤波器就能得到与多普勒频率成比例的直流电压。

4. 装置的实例

图7表示流速计的实例装置,采用使空气及水能流过的通用流路(测定截面10厘米 $\times$ 10厘米)。设计成能测定栅后流、壁面附面层等紊流现象。

(i) 作为激光装置,希望能调换使用氩离子气体激光器(1瓦)或氦氖气体激光器

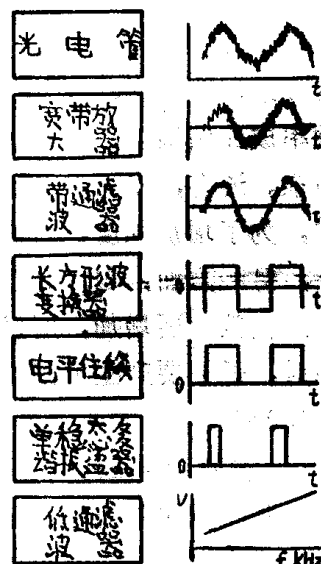


图6 数据处理装置(脉冲型)

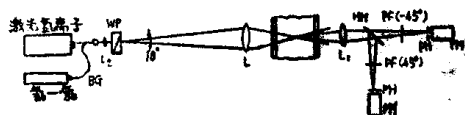


图7 激光流速计构造一例

BG: 射束导向装置, WP: 渥拉斯顿棱镜, L: 集光透镜($f=85$ 毫米), L_1 : 散射光集光透镜, L_2 : 测定体积调节用透镜, HM: 半透镜, FF: 偏光板, PM: 光电管, PH: 光阑小孔

(50毫瓦)。

(ii) 光路系统是将氩离子激光器、光接收部件共同安装在牢固的光学台上。为了避免来自地面的振动,整个装置从顶棚横梁上挂下来,并带弹性。从氩氦激光器出来的光通过被称作连接钩的射束导向装置与光路系统连接起来。连接钩是制成使折射率从中心轴向圆周减少的玻璃纤维的光缆,具有不改变激光性质而传送的特点。即使在更换激光装置,而光轴偏移时,也没有必要进行移动装置使之与光轴一致的此类调整手续。所以,为了进行流道内各点的测量而需要使光路系统移动时,它给我们提供了一种极其有效的方法。

光路系统中,入射光由渥拉斯顿棱镜分支(夹角 10°)后,依靠集光透镜(焦距=85毫米)交叉在测定点。这种情况的交叉角 θ 可以根据透镜和棱镜的位置进行正确计算。还有,测量体积利用设置在棱镜前面的透镜就能调整在0.5~0.05毫米范围内。

这个装置采用了在3.2节中所述的光交叉方式,所以,用不着设置用来调节光强度的滤光片。用这个方法,无需所谓基准光,来自粒子的散射光具有二支入射光的接受多普勒偏移重迭的性质。现在,设入射光的光矢量为 K_{01} 、 K_{02} ,S方向上散射光矢量为 K_S 时, K_{01} 受到的多普勒偏移是 $\omega_{S1} = -(K_{01} - K_S) \cdot V$, K_{02} 受到的多普勒偏移是 $\omega_{S2} = -(K_{02} - K_S) \cdot V$,二个这样的波重迭形成的波是一个具有两者频率的差的波(差频),其频差为: $\omega_S = \omega_{S1} - \omega_{S2} = -(K_{01} - K_{02}) \cdot V$
.....(4)

它具有与散射方向S无关的频率。式(4)与 $K_0 = K_{01}$ 、 $K = K_{02}$ 的情况下的(1)式是完全相同的形式。因而,如果用集光透镜集聚这些散射光,那么,就能在焦点上得到具有强多普勒频率信号的光。

光交叉法与第2章中所叙述的基准光法比较,装置的配备是简单的,特别是在基准光光路上不需要滤光片,由于这一优点,就

可以认为损失少而且很好。但在实际上,由于散射方向S的关系,必须注意到 K_{01} 和 K_{02} 的散射光强度是不同的,这样就增加了在光接收部件中进行检波时其相对于交流分量的直流分量的比率,结果就增加了光接收部件的电噪声。在本装置中,为了减少来自这种直流分量的电噪声,在光接收部件中采用半透镜将入射光束分支,利用偏光板,使之分别只旋转 $+45^\circ$ 及 -45° 之后进行检波来取出它们的输出的差。这个方法的原理可说明如下。即,由粒子引起散射的二支光束具有相互偏转成 90° 的偏光面(由尼兹科罗棱镜分支的光是只偏转 90° 的偏光),所以,假定各自方向的单位矢量为 i 和 j 时,则在S方向的散射光可由下式来计算:

$$K = i k_1 \cos(\tilde{\nu} - \omega_{S1}) + j k_2 \cos(\tilde{\nu}_0 - \omega_{S2}) \quad \dots\dots(5)$$

式中: $\tilde{\nu}_0$: 入射光的振动频率;

$k_1, \omega_{S1}, k_2, \omega_{S2}$: 分别为入射光向S方向散射的强度及多普勒偏移。

将这个光通过相对于 i 轴仅偏转 $+45^\circ$ 及 -45° 的偏光板的时候,得到了下面这样偏振光分量:

$$k_+ = K \cdot (i + j) = k_1 \cos(\nu_0 - \omega_{S1}) + k_2 \cos(\nu_0 - \omega_{S2}) \quad \dots\dots(6)$$

$$k_- = K \cdot (i - j) = k_1 \cos(\tilde{\nu}_0 - \omega_{S1}) - k_2 \cos(\tilde{\nu}_0 - \omega_{S2}) \quad \dots\dots(7)$$

从而,若把这些光接收在光电管上并进行检波就变成:

$$k_+^2 = \frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2) + k_1 k_2 \cos(\omega_{S1} - \omega_{S2})$$

$$k_-^2 = \frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2) - k_1 k_2 \cos(\omega_{S1} - \omega_{S2})$$

进而取二者的差,去除直流分量就得到了 $2 k_1 k_2 \cos(\omega_{S1} - \omega_{S2})$ 。因为 $\omega_{S1} - \omega_{S2} = \omega$ 正是以往已述的多普勒频率,所以,输出完全变成了多普勒频率分量。这个方法可以认为是与将一元光电管输出直流截止的方法相同的。由于抵销直流分量,由它引起的电噪声就减弱[7]。对所使用的光电管来说,特

性的一致当然是必要的。

(iii) 在光接收部件中使用了二组光电倍增管。在光电管的前面设置光阑小孔，它是为了防止来自激光光路上的杂乱的入射用的。除此之外，为了屏蔽激光以外的光线也是一个目的，有时还要添加滤光片。

在光接收部件设计时必须特别注意的是极力抑制电噪声，为此，要在灵敏度允许的范围内降低附加电压，与此同时，必须避免来自外部的多余光的入射。在燃烧火焰流动测量等时，因为火焰中包含有接近激光波长的光的分量，所以，也必须使用优质的滤光片，使不致受火焰的影响。

(iv) 数据处理装置由减法电路，交流放大器、宽带滤波器以及频率解析装置组成。二个光电管的输出由差动放大型的减法

电路变换成具有多普勒频率的交流信号后用交流放大器进行放大。但是，由于这个信号的不确定性，电噪声、粒子浓度的不均匀性等原因，具有偏离多普勒频率的值，而振幅也随时间变化着。滤波器是用来补偿这样的频率混乱情况的。在本装置中，对中心频率 ω_0 可以设计在 $\frac{\omega_0}{2}$ ， $2\omega_0$ (3 dB) 的范围内。

另外，作为流速计只有变动的频率是必要的，所以，滤波器输出的一部分负反馈到交流放大器就可以得到振幅一定的交流信号 (AGC)。频率解析装置采用了前章所述的脉冲积分形式。但是，最近在英国已发展了一种极精巧的跟踪滤波法 [8]。为作参考，这种装置的方框图表示于图 8。

(V) 作为显迹物用的粒子 (可称作人

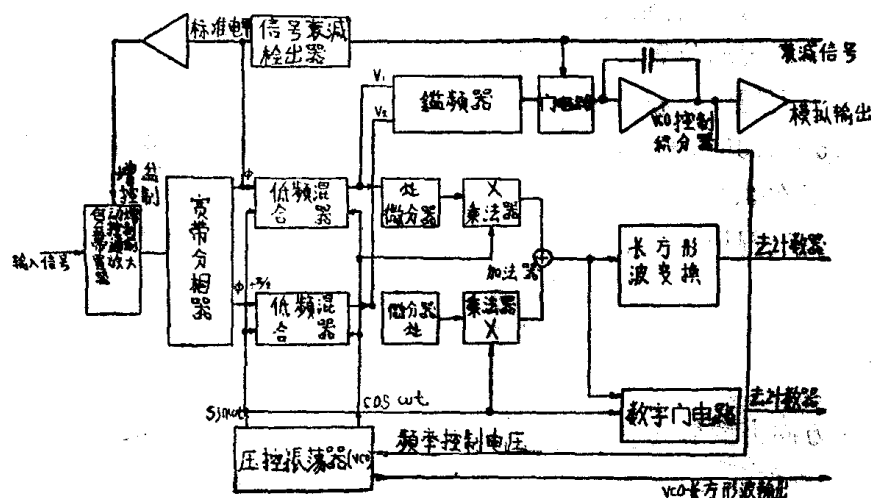


图8. 跟踪滤波型的频率—电压测定器

为的散射粒子——译者注) 在水的情况下常用牛奶。由于相当大颗粒的脂肪悬浊是造成信号紊乱的原因，所以在使用牛奶的情况下，最好由很好地溶解脱脂乳粉后使之流动。一般，作为粒子取成 1μ 左右的球状为宜，往往用聚乙烯等高分子粒子。关于粒子的浓度问题没有什么研究，但在测定体积中通常认为有必要包含 $10\sim 1000$ 个粒子左右，所以，作为体积浓度看来取 10^{-4} 左右将是适当的。由于提高浓度有可能增加散射光的强度，但是对光学的不确定性 (因为粒子的不

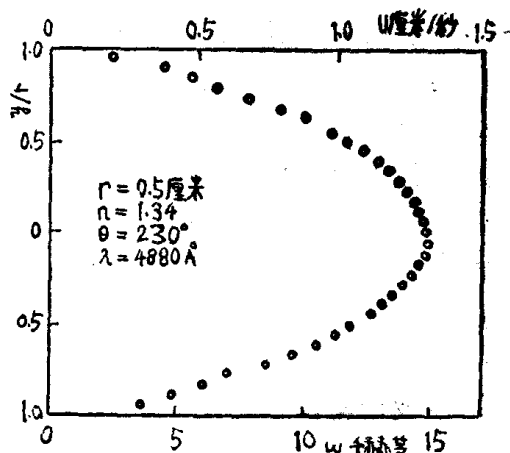


图9. 圆管内的速度分布

连续性, 不均匀性引起的光学干扰) 并无多大改善, 相反, 必须注意的是恐怕会有改变流动性质 (混相流) 的可能。

(vi) 图 9 及图 10 是表示使用本装置测定圆管内层流速度分布, 栅后流的紊流的结果一例。

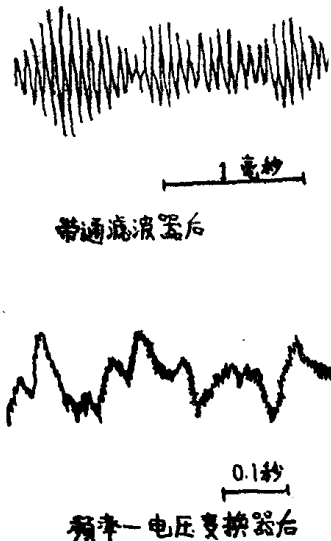


图10. 栅后流中的紊流

5. 流速计使用上应注意的事项

激光流速计的原理是简单的, 只要使光交叉就有可能进行局部的测定, 所以象其他流速计那样因利用探头而扰乱流动的情况没有了。还有, 多普勒频率和流速的关系只要用流体的物理性质和几何光学就可表示出来, 所以, 不需要特别校正就能适用于流速很广的范围, 而不管其流体的种类。此外, 光的响应没有滞后, 所以不必作时间常数的补偿。快速的紊流现象的测定也容易。这些特征是过去仪器所不能满足的。在这个意义上, 寄予激光流速计的期望是大的。但是, 在实际上, 当在制造、使用装置时仍然有必须注意的地方。

(i) 激光的可干涉性和光学的噪声: 激光光线保持同样的波的性质的波长称为相干长度。一旦超过这个长度, 则波的性质 (特别是相位特性) 就变得不完整而恶化相

干性, 形成了所谓的光学的噪声的原因。在普通使用的激光装置中, 相干长度约为10~30厘米。因为激光流速计是利用二束光的干涉, 所以光路系统的布置必须努力使分支光 (入射光和基准光) 的光路长尽可能相等。由于镜面的反射, 透镜的折射等, 也会引起光波的混乱, 所以, 要使用良质的镜或透镜, 同时还必须注意要避免在光路上的温度的变化等。

在考察激光的相干时, 应特别注意的地方是由普通的装置放射的激光往往会发出平面偏振光。这意味着将激光认为是一种横波时, 波局限在一平面上, 为了使二个波互相干涉, 两者必须具有一个共同的偏振波面。这一点在使用半透镜来进行分光或者使用中密度滤光片进行光的调整时是不会发生问题的, 但是在使用棱镜或偏光板时, 就必须考虑到偏振波面发生旋转来进行光路系统的设计。例如, 第4章中已示的装置中, 用渥拉斯顿棱镜分支的二束光 k_{01} 、 k_{02} 具有互相垂直的偏振波面, 从而, 在向S方向的散射光 k_{s1} 、 k_{s2} 也正交着, 照原有那样, 完全不发生相干。为了使之相干, 需要在两个偏振波面上加入偏光板, 使之只偏转 $+45^\circ$ 或 -45° 。这样偏光后的光强是偏光前强度的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍。

(ii) 多普勒频率的不确定性和测定体积: 多普勒频率的不确定性也是光学噪声的一种, 这是因为作为显迹物的粒子的分布是不连续的, 不均匀的, 测定体积是有限的所引起。首先, 由式(1)所表示的多普勒频率的基本公式对来自一个粒子连续散射的理想的可干涉光是成立的, 对于在有限的测定体积内连续不断地流入, 流出的不规则、不连续的粒子群就不能完全照样适用。这种情况下, 在各自的粒子引起的散射光中, 存在由流入测定体积的瞬间所决定的相位, 所以, 体积内粒子群的散射光的平均相位随着粒子的流入、流出产生不规则的变化[9]。这个

时候的情况可由图11来研究。这样相位的波动不能作为多普勒频率的视在的波动（不确定性）来观察，不能区别流速的变化。以上是对于理想的相干光所研究的情况。而相干长度也因为是有有限的，所以表现为同样的不确定性。

流速越快多普勒频率的不确定性就越大，并且，测定体积越小，交叉角越小不确定性也就越大[10]。其次，二支光以交角 θ

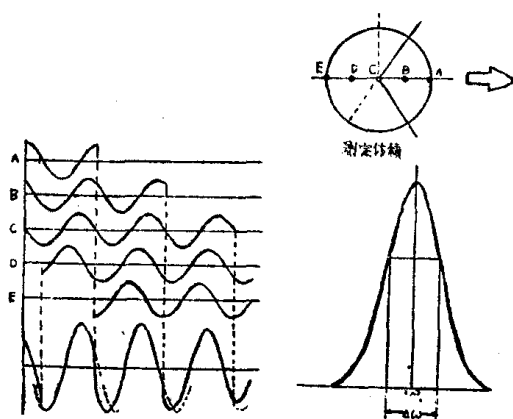


图11. 多普勒频率的不确定性

相交时，出现所谓的干涉条纹。因为条纹的宽度与 $\sin \frac{\theta}{2}$ 成反比，所以，测定体积小、 θ 小这一点就意味着在体积内的干涉条纹的条数少。这个不确定性具有不能区别流动的时间的变动的性质，所以，在进行紊流测定的时候必须注意。特别，是在要将紊流的极小的结构作为问题来研究时，测定体积必须使之在紊流的最小尺寸的一半以下（0.5 毫米以下），所以，就需要对交叉角也作与此相应的设计。在一般水流体中，测定体积取

作 100μ 的时候，交叉角取为 20° 左右大概就可以了。

(iii) 光强度的调整：散射光中入射到光接收部件的量是非常少的。而且，在光接收部件上，若基准光和散射光的比例不适当的话（希望大致相等），那末，光电管的直流成份就增加，就会造成信噪比下降。所以，在光强度的调整时应加以细心的注意，同时，还必须注意在光路系统的设计时要尽可能减小由于调整所产生的损失。

(iv) 滤波器的特性：即使精细制成的装置中，某种程度上电噪声也是避免不了的。为此，在数据处理装置中必定使用滤波器。特别是在进行紊流测定情况下，必须充分注意频率带宽的设计。不用说，应该选取截断特性良好的滤波器。

6. 结 束 语

激光流速计其原理是简单的，能用于各种流体的测定，而且，因为具有其他仪器不能相比的许多的特点，所以，作为实用的装置今后发展中是大有希望的。但是，另一方面由于利用光而存在困难的问题这也是事实。特别，在处理上的简易化和正确性的问题上需要改良的地方也很多。在光路系统和数据处理装置上也希望更进一步的研究。

参考文献从略。

（浙江大学流体力学教研组译自日本机械学会志，1974，第77卷，第664号）