

根据散射激光辐射的多普勒频率 偏移测量流体速度

摘要 本文评述了激光多普勒系统测量流体速度的理论和应用的基本原理。对信号带宽、信噪比、灵敏度和空间分辨率,计算了光学系统几何布置的最佳方案。讨论了根据散射效率和微粒跟随流动的程度选择合适的散射微粒的问题。对所求得的速度信息的类型,简短地讨论了光电倍增管多普勒电流频谱分析的各种方法。文中评述了在这一领域里已发表过的著作,并提供数据以说明用激光多普勒系统获得的信息的类型。

导 言

如果一恒定频率 ν 的声波源或电磁波源处于运动状态,则固定观察者所接受到的波频率将是变化的。这就是众所周知的多普勒效应,当其用于光波时有时称作 Fizeau 效应。当波源是固定的但波从运动的物体散射或反射而由固定的观察者接收时,也观察到类似的现象。不论是波源运动或反射物运动时出现的视在频率变化或多普勒频移 ν_D ,与速度有下面的关系:

$$\frac{\nu_D}{\nu} \sim \frac{V_r}{a}$$

其中 V_r 是波源(或反射物)相对于观察者的速度, a 是波的传播速度。

对于声波, a 为声速, V_r/a 为马赫数。声波多普勒频移常常和源频率 ν 有相同的数量级。于是频移通常比源带宽要大得多,并且容易检取。

对于光或电磁波辐射, $a=c$ (即光速),除很少例外情况外,总是有 $V_r/c \ll 1$ 。相对于源频率来说频率变化很小,通常难于检取。普通光源常有比多普勒频移(在适当的速度时)大得多的带宽,多普勒频移不容易根据频带加宽的信号测出。值得注意的例外是天文学家研究星体的发射光谱时看到的红移或者视在退离⁽¹⁾。红移是光源谱线向光谱红端的位移。这显然是由于星体光源和地球之间的相对退离速度引起的多普勒频移。一个虽然也许关系不大但却是有意思之点是:星体距地球愈远,频移也就愈大。这形成了天体力学的宇宙膨胀理论的基础。已探测到2.5亿光年距离处速度为40000公里/秒(约0.13倍光速)数量级的星体⁽²⁾。数量级这样大的速度在非天文系统中是很少的,因此具有普通带宽的光源很少利用光学多普勒效应来检测速度。

激光的采用使光外差技术可用来测量地上的速度。激光实质上是极窄频带的相干辐

射源。工作波长为632.8毫微米 ($\nu \sim 5 \times 10^{14}$ 赫) 的氦氖激光器的单一轴向模具有约 10 赫的带宽。作为比较, 汞的绿色谱线波长为546.1毫微米 ($\nu \sim 6 \times 10^{14}$ 赫) 具有 8×10^8 赫带宽。关于普通单色光源这是有代表性的谱线宽度。以中等速度运动的发射体或反射体所引起的激光多普勒频移与光源频率相比仍然是小的, 但与光源带宽相比则是大的, 因此能用外差技术检测出来。Yeh和Cummins(3,4)在1964年首先提出并成功地演示了用激光多普勒技术测量流体速度。他们根据流动的水中被微粒散射的激光的多普勒频移, 测量了圆管中层流的速度分布。

本文的目的是指出设计和应用测量流速的激光多普勒系统时应考虑的因素。指出并分析了此系统的优点、效能和限制, 文末附有在这个领域里最近发表的文献。文中给出各种研究中获得的有限数据以说明已获得的信息有那些类型。为了说明设计的多样性, 考虑了系统设计的特殊变化。文中对各种系统的设计准则作了相当详细的说明。适于每种特殊流动的最佳系统则尚在研究中。

用多普勒频移测量速度

多普勒效应同大家所熟知的行进中的火车汽笛声一样平常。散射波效应和发射波效应稍有不同。参看图 1, 可作启发式的非相对论的推导。

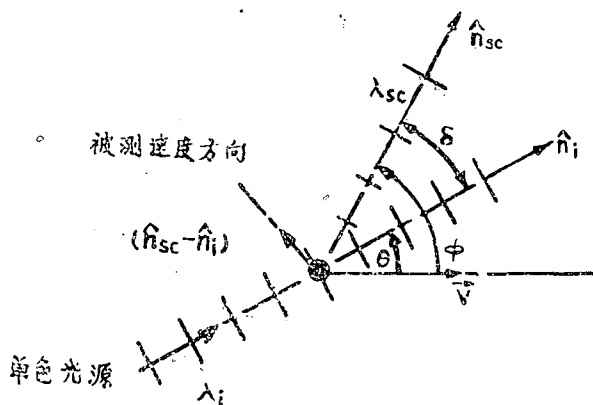


图 1 来自运动微粒的散射光频移

$$\nu_p = \frac{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_i}{\lambda_i} = \frac{c}{\lambda_i} \left(1 - \frac{\bar{v}}{c} \cdot \hat{n}_i \right)$$

$$\lambda_{sc} = \frac{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{\nu_p} = \lambda_i \left(\frac{1 - \frac{\bar{v}}{c} \cdot \hat{n}_{sc}}{1 - \frac{\bar{v}}{c} \cdot \hat{n}_i} \right)$$

$$\nu_D = \nu_{sc} - \nu_i = \nu_i \left(\frac{\frac{\bar{v}}{c} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i)}{1 - \frac{\bar{v}}{c} \cdot \hat{n}_{sc}} \right)$$

$$|\bar{v}| \ll c$$

$$\nu_D \approx \nu_i \frac{\bar{v}}{c} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i) = \frac{\hat{n} \bar{v}}{\lambda_0} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i)$$

来自固定光源的单色辐射的波长为 λ_i , 速度为 c 。在图 1 中沿单位矢量 \hat{n}_i 方向前, 进的辐射通过并照射到具有速度 \bar{v} ($|\bar{v}| \ll c$) 的微粒上。

如果微粒不动, 单位时间内通过或碰在其上的波前数为 c/λ_i (或 ν_i)。因此从非相对论观点来看, 微粒速度和照射光速度之间的差值为

$$c - \bar{v} \cdot \hat{n}_i$$

单位时间内入射在微粒上的波前数 (即微粒的视在频率) 为

$$\nu_p = (c - \bar{v} \cdot \hat{n}_i) / \lambda_i \quad (1)$$

这也是单位时间内被移动的微粒所散射的波前数。

现在考虑一个固定的观察者, 一个移动微粒沿单位矢量 \hat{n}_{sc} 方向向他发射或散射-辐射, 散射或发射的波前数为 ν_p 。一个波前散射之后, 微粒移向具有速度 $\bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}$ 的波前。因此时间间隔 $1/\nu_p$ 之后下一个波前散射时, 第一个波前离开微粒距离为

$$(c - \bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}) / \nu_p$$

因此对于一固定观察者, 散射辐射的视在波长为

$$\lambda_{sc} = \frac{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{\nu_p} = \lambda_i \left(\frac{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_i} \right) \quad (2)$$

对于固定观察者散射辐射的视在频率为

$$\nu_D = \nu_{sc} - \nu_i \quad (3)$$

整个多普勒频移由下式决定:

$$\nu_{sc} = \frac{c}{\lambda_{sc}} = \frac{c}{\lambda_i} \frac{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_i}{c - \bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}} = \nu_i \left(\frac{1 - \frac{\bar{v} \cdot \hat{n}_i}{c}}{1 - \frac{\bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{c}} \right) \quad (4)$$

或

$$\nu_D = \nu_i \left[\frac{1 - \frac{\bar{v} \cdot \hat{n}_i}{c}}{1 - \frac{\bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{c}} \right] - \nu_i = \frac{\nu_i}{c} \frac{\bar{v} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i)}{\frac{\bar{v} \cdot \hat{n}_{sc}}{c}} \quad (5)$$

必须指出, 前面的推导虽则是简化了的, 但在完全相对论性的推导中也得出相同的方程 (5)。

由于 $|\bar{v}| \ll c$

$$\nu_D \approx \frac{\hat{n} \bar{v}}{\lambda_0} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i) \quad (6)$$

此处 λ_0 是真空中入射波长, n 是微粒周围介质的折射率。

注意若入射光束和散射光束的方向是固定的(通常是这样), 频率偏移所给出的是 $(\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i)$ 方向的速度分量。这不同于皮托管或热线风速仪的测量; 并且大大提高测量速度方向的技术。

实际上, 多普勒频率是利用光外差技术确定的。光外差接受器是用光电阴极将来自同一激光器的散射(有多普勒频移的)光束和参考光束混合而产生电流, 它的交流分量的频率等于差频。在这种技术中, 假设从光电阴极发射电子的概率(因而光电流)正比于入射到它上面的光强度。而光强度与总的电场强度的平方成正比。如果两个不同频率的正弦波叠加到光电阴极上, 结果就形成幅度被差频或现在研究的多普勒频率调制的信号。由于光电阴极像平方律检波器那样工作, 输出信号以差频按正弦变化。

考虑频率稍有不同的两个单色光束在光电阴极表面混合。两个光束可以表示为

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{10} \sin 2\pi\nu_0 t \\ E_2 &= E_{20} \sin 2\pi(\nu_0 + \nu_D) t \end{aligned}$$

输出电流 i 正比于入射到光电阴极上总电场的平方:

$$i \sim (E_1 + E_2)^2 \quad (7)$$

虽然光电倍增管能够跟随的频率达到几百兆赫, 但可见光频 ν_0 的数量级为 10^8 兆赫。在 i 的展开式中, 具有 ν_0 量级的频率的各项形成与这些项的时间平均值成正比的直流电流。若 ν_D 低于光电倍增管频率响应界限, 也会有一个交流分量。对于 $\nu_D \ll \nu_0$, 方程(7)简化为

$$i \sim \left[\frac{E_{10}^2 + E_{20}^2}{2} + E_{10} E_{20} \sin 2\pi(\nu_D t + \xi) \right] \quad (8)$$

其中 ξ 为相角, 如果两束光是相干的, ξ 则为常数。第一项是直流电流, 第二项是交流电流或称多普勒电流。为了测定速度, 要分析光电倍增管的电流频谱, 并把所得的多普勒频率用于方程(6)。

在流动的流体中任一点的速度可由测量随流体一起移动的微粒散射的激光频移测定。作为散射中心的微粒应该非常小(小于微米), 要中性悬浮并且粒子浓度要很低。与普通的速度探头扰动相比微粒所引起的流动扰动可以忽略, 微粒速度可以认为与流体速度相同。有关观察点的全部流速信息包含在散射的频率之中。仪器可以安装得测量任何方向上的速度分量, 或者用适当设计的系统, 可以在三个不同方向上同时测速度分量以确定全速度矢量。经过适当的电子处理, 所获得的信息包括平均速度、湍流度、尺度和功率谱、雷诺应力等。此外可测的速度范围是很宽的。

基本的激光多普勒技术已应用到一些研究中。Yeh和Cummins(4)测量了圆管中水流充分发展的层流速度分布。对于方管(6)和圆管(7,8)中水的低雷诺数层流的发展进行了研究。用水(9-11)以及水和聚合物的稀溶液(12)进行的研究, 包括从层流, 转捩, 到全湍流的整个范围, 其中测量了湍流度和速度。湍流研究的对象包括气体(13-17)以及火箭和喷气发动机的排气(18,19)。

激光还用于其他系统中测量速度。在一种研究中,短时持续的高强度激光脉冲产生一条电离粒子线,用它作为等离子体流动中测量速度分布的示踪物⁽²⁰⁾。用交叉光束相关技术⁽²¹⁾已得到湍流信息,在该法中,二束激光通过流场同一点,并且用电子学方法处理得出两投射光束的协方差。显然,多普勒技术能够检测任何能够散射和观测激光的物体的速度。已经设计出检测运动着的固体的距离,速度和加速度的系统⁽²²⁾以及用于研究晴空湍流的系统^(23,24)。在某些有关的研究中,从被电子散射的激光束的多普勒频宽加宽测定等离子体中的电子温度⁽²⁵⁾。所有各种类型的激光应用的文献最近已汇编出版⁽²⁶⁾。

最佳散射几何布置

散射光强度 在测量流速的多普勒系统设计中,必须考虑与光学设计有关的几个参数。考虑的参数之一是能满足测量要求的最小散射光强度。相对散射强度 I_s 可按下式近似给出⁽²⁷⁾:

$$\frac{I_s}{I_i} = c \cdot V_{sc} N \sigma \quad (9)$$

其中 I_i 是入射强度, V_{sc} 是散射体积, N 是微粒密度, σ 是微粒散射截面。增加 I_i , V_{sc} , N 或 σ 则增加散射光强度。在具体问题中虽然光束聚焦在散射体积上能大大增加强度($I_i V_{sc}^{2/3} \sim \text{常数}$),但 I_i 由所用激光器功率限定。在大多数应用中,为了进行高度局部化的测量,散射体积应尽量小。微粒密度不应过大,否则将会发生多次散射和扰乱流动的微粒互的相作用。散射截面 σ 常常是角度,波长和微粒尺寸的复杂函数^(27,28)。但对于小角度,随着散射角度增加,散射强度一般会急剧降低。因此,散射角度应尽量小,但又受到后面所阐述的其他设计准则的限制。

频率偏移量 最佳系统几何布置第二个必须考虑的参数是速度检测灵敏度或者每单位速度增量的频率偏移量。在许多应用中为了增加精度,要求获得最大灵敏度。然而,如果要测量很大的速度,系统灵敏度应减小到避免超过检测设备的频率范围。以下分析表明:在给定的速度范围内光学设计在分析仪器的频率范围内保持着最高的系统灵敏度。

多普勒频移由方程(6)给出。参看图1,由矢量点乘得出:

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

或

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

方程式采用后面的表达形式是为了简化对于散射角 δ 和入射角 θ 的最佳测量的计算。

从方程(6)应注意到:所得出的最大速度检测灵敏度是直接的返回散射(即 $\theta = 0$, $\phi = \delta = \pi$, 或 $\phi = 0$, $\theta = \delta = \pi$)。一般来说,对于给定的 $\delta < \pi$,当差矢量

$(\hat{n}_{sc} - \hat{n})$ 是在速度矢量 \bar{v} 方向上 (即 $\theta + \frac{\delta}{2} = \frac{\pi}{2}$) 时, 得到最大灵敏度。如果差矢量与速度矢量垂直, 则系统对速度是不灵敏的。

设检测设备的频率限制为 ν_m , 要测量的最大速度为 v_m , 那么角 δ 和 θ 的限制可由方程 (11) 确定:

$$\frac{\lambda_0 \nu_m}{2n v_m} \geq \left| \sin \frac{\delta}{2} \sin \left(\theta + \frac{\delta}{2} \right) \right| \quad (12)$$

不等式 (12) 必须满足以便保持在检测仪器的频率范围内。在许多应用中频率限制是不重要的, 最大灵敏度的最佳构成对应于 $(\theta + \frac{\delta}{2}) = \pm \frac{\pi}{2}$ 。这种布置有对称的附带优点, 使系统容易调整, 并使带宽最小, 这在下面将会说明。

信号带宽 应考虑的第三个条件是最小信号带宽, 首先根据几何光学进行分析, 忽略伴随光的波动性产生的衍射效应。设 ν_D 为 θ 和 ϕ 的函数, 对方程 (10) 微分, 则得

$$d\nu_D = \frac{nv}{\lambda_0} [\sin \theta d\theta - \sin \phi d\phi] \quad (13)$$

增量 $d\theta$ 可解释为经聚焦透镜入射到散射体积上的光的角宽, 定义为 $d\theta = (\frac{A}{f})$; A 为光阑孔径 (或光束直径), f 为焦距。增量 $d\phi$ 可解释为表示光电倍增管接受光线的角宽。有效接受角 $d\phi$ 的计算取决于限制了光电倍增管观测发出散射光的区域的光路。目前所用定义是 $d\phi = \Omega$, 在下一节将对此量进行专门解释。应用方程 (10), (11)

和 (13), 相对信号宽度 $\frac{d\nu}{\nu}$ 表示如下:

$$\begin{aligned} \frac{d\nu_D}{\nu_D} &= \frac{\left(\frac{A}{f}\right)_i \sin \theta - \Omega \sin \phi}{\cos \phi - \cos \theta} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{A}{f}\right)_i [\operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} - \operatorname{ctn}(\theta - \frac{\delta}{2})] - \Omega [\operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} + \operatorname{ctn}(\theta + \frac{\delta}{2})] \right\} \end{aligned}$$

由于 ϕ 和 θ 是独立的, 每一量的增宽效应是累积的。因此相对信号增宽 $\frac{d\nu_D}{\nu_D}$ 为

$$\frac{d\nu_D}{\nu_D} = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{A}{f}\right)_i \operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} - \operatorname{ctn}(\theta + \frac{\delta}{2}) + \Omega [\operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} + \operatorname{ctn}(\theta + \frac{\delta}{2})] \right\} \quad (14)$$

若系统设计得给出最大灵敏度, 则 $\theta + \frac{\delta}{2} = \pm \frac{\pi}{2}$, 并且方程 (14) 简化为

$$\frac{d\nu_D}{\nu_D} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{A}{f}\right)_i + \Omega \right] \operatorname{ctn} \frac{\delta}{2} \quad (15)$$

方程 (15) 在 $\Omega \ll (\frac{A}{f})_i$ 时已经实验证明。这里必须指出: $(\theta + \frac{\delta}{2}) = \pm \frac{\pi}{2}$ 的

布置使方程(14)消去了两项,因此对于最大灵敏度和最小带宽(固定 δ)都是最佳的。

指出以下一点很有意思:与上面用的严格几何光学方法相反,方程(15)也可由光的波动性[参看方程(11)]推导出来。在观察到发出散射光的体积中,一个微粒仅存在一短暂时间,因此散射有限长度的波群,来自单色光源的持续期为 Δt 的有限波群具有数量级为 Δt 倒数的有效频率范围,实际上(28):

$$\Delta t \Delta \nu \geq \frac{1}{4\pi} \quad (16)$$

这个关系相似于量子力学中Heisenberg测不准原理。在许多实用情况中,这个不等式可用量级符号代替。

图2(30)是焦点附近区域的强度剖面。从这里可以形象地看到散射体积的大小。场的深度或纵向尺寸为(29)

$$d_1 = 4\lambda \left(\frac{f}{A}\right)^2 \quad (17)$$

爱黎圆盘直径为(29)

$$d_2 = 2.44 \left(\frac{f}{A}\right) \quad (18)$$

时间 Δt 可近似取为微粒通过直径为 d_2 ,长度比 d_2 大的圆柱的时间(参看图3)

$$\Delta t \simeq \frac{d_2}{v \sin \theta}$$

$$\Delta \nu \sim \frac{1}{4\pi} \frac{v \sin \theta}{2.44 \left(\frac{f}{A}\right)_i}$$

用方程(11)加上 $\theta + \frac{\delta}{2} = \pm \frac{\pi}{2}$ 的条件,上式简化为

$$\frac{\Delta \nu_D}{\nu_D} \sim \left[\frac{1}{2.44(4\pi)} \right] \frac{1}{2} \cot \frac{\delta}{2} \left(\frac{A}{f}\right)_i \quad (19)$$

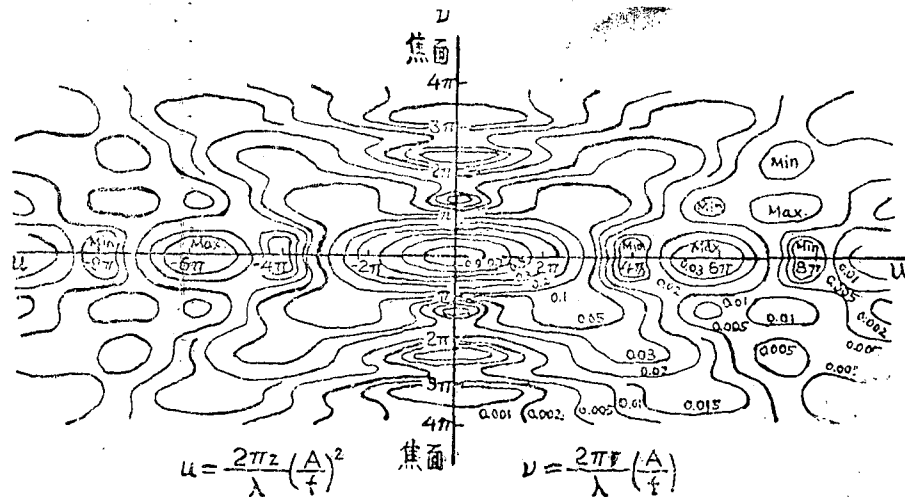


图2 聚集圆形光阑衍射的球面波焦点附近的等强度线

这个结果与方程(15)仅常数不同,它只表示不等式(16)的低端界限。应注意的重点是:用二种方法得到同样的函数关系。在这种方法中,散射体积中的聚焦光的角度不确定度不需要考虑,因为按波动理论在焦区波前是平面的并且平行。然而由于光电倍增管上接受角度引起的不确定度是重要的,应包括在上面所讨论的加宽计算当中。

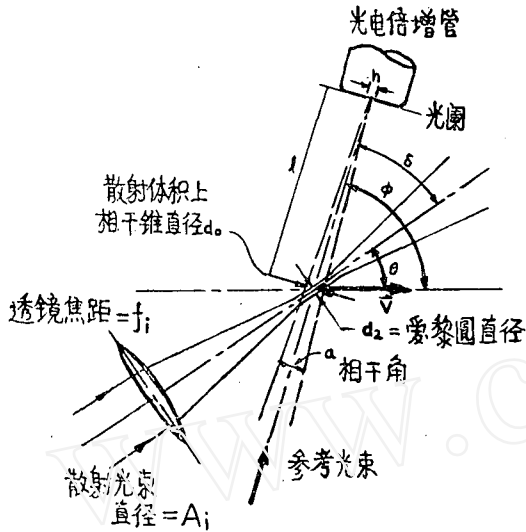


图3 相干体积的规定

相干条件: $a = \frac{\lambda}{2h}$, $d_0 \sim 1a = \frac{1\lambda}{2h}$

图4是半功率点处测得的信号带宽与圆管中心线处测得的速度度的相应雷诺数的关系曲线,当雷诺数 Re 非常低(低多普勒频率 ν_D) 时,所用的频谱分析器的宽度是信号带宽的主要来源。如方程(15)所预示,在层流中,当多普勒频率变得比仪器带宽为大时,相对带宽 ($\frac{\Delta\nu_D}{\nu_D}$) 达到一

常数值。图4中的数据是从带宽分别为6赫和200赫的二个频谱分析器取得的。在低多普勒频率上对应于较大带宽的频谱分析器的数据相当大地增宽了,但是,随着 ν_D 变大,与来自小带宽分析器的数据达到同样的 ($\frac{\Delta\nu_D}{\nu_D}$) 值。在 $Re \sim 2300$ 时,带宽突然增加是由于流动转变为湍流了。

综合以上结果,信号增宽 ($\frac{\Delta\nu_D}{\nu_D}$) 与散射角 δ 的余切成正比。因此为了增宽最小,

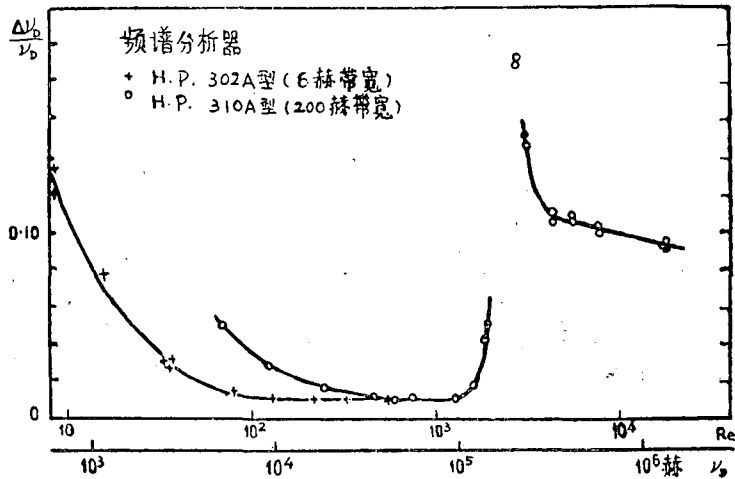


图4 作为雷诺数函数的相对谱线宽度

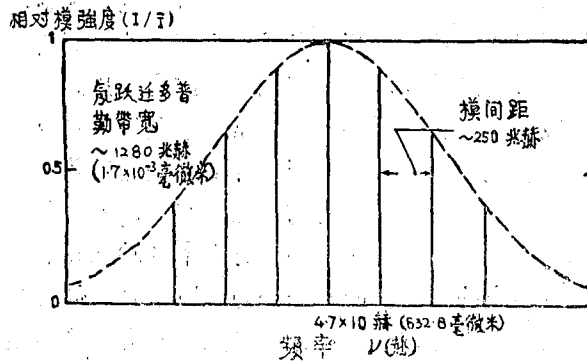


图5 He—Ne激光输出频谱, 60厘米长度, x个同轴模

δ 在具体应用允许情况下应尽量大。这与为了得到高信号强度, δ 应尽量小的要求是相反的。激光多普勒系统的真正设计取决于具体应用, 并设有完全满足所有要求的法则。

影响信号带宽 ($\frac{\Delta\nu_D}{\nu_D}$) 的另一因素是流动的速度梯度。由于速度梯度的增宽量能够从方程 (10) 估计出来, 由此得出

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_D} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial y} \Delta y \quad (20)$$

此处 Δy 可看作散射体积在与所测速度分量垂直的方向上的尺寸。通常由方程 (20) 给出的增宽必须加到方程 (15) 的结果中。事实上, 如果呈现大的速度梯度, 方程 (20) 将表示信号增宽的主要原因。如图 4 所给出的数据情况那样, 对于缓慢变化或均匀的流动, 梯度增宽则可忽略。

信噪比 另外一个能影响激光多普勒系统设计的参数是散射光束和参考光束的相对强度。在光电倍增管中的噪声电流是由大小变化的几种份量组成, 这些份量的重要性取决于应用。在激光多普勒系统中, 倍增管用作光外差接受器, 此时常应用高电流电平, 以致由暗电流给出噪声可以忽略。来自房间等其他光线引起的背景噪声, 用中心位于激光频率上具有非常窄通带的干涉滤光器置于光电管前面可以除去。管子里主要噪声源是它自己的散弹噪声, 它大约与电流电平或等效地与全部入射到光电阴极上的光强度成正比。一个附加的噪声份量是由激光中的噪声引起的。如果光路长度完全相同, 激光噪声也许不显著, 但一般情况下它是存在的。

影响系统信噪比参数的广泛讨论可以在文献 (31—33) 中找到。重要的结果可作如下说明: 信噪比约与散射光束强度成正比, 且对给定的散射光强度来说, 当参考光强度约为散射光强度的十倍时, 给出最大值。以上结果已经由几位研究者 (4.6.7) 实验证明。由于信噪比与散射光强度成比例, δ 应减小到获得高强度散射光束这个要求就突出了。

在参考光中安置中性密度滤光器调节两束光的相对强度，反射滤光器和吸收滤光器的校正装置是市场上流行的。方形和圆形的各种滤光器，能得到所要求的任何范围内的光强度。偏振滤光器可作代用品或与中性密度滤光器结合使用。

光程影响 二路光束混合时另一要求是散射和参考光的光程应相同或者相差 $2L$ 的整数倍。 L 是激光器谐振腔长度。然而，激光所允许的光程差比非相干光的要大得多，这是由于激光辐射的高光谱纯度所致。对给定的激光器光腔，允许的光程差与激光输出中的激励模数相反地变化。例如，用60厘米长并具有七个激励轴向模的激光器（图5），10厘米光程差时信号强度损失约20%，而光程差为40厘米时，信号则不能检测了。对于具有1—21个轴向模的激光器，有相对信号幅度与光程差的关系曲线可资应用⁽³⁴⁾。

基本的光学几何布置

上面已谈过，光外差检取多普勒频率要求多普勒频移光束在光电阴极上与参考光束一致和平行。图6说明三种光学系统以稍微不同的方法实现光束叠加。图6仅画出这三种系统的基本几何布置。图中示出的反射镜、滤光器和透镜等布置，是成功地应用了的有代表性的具体系统。但几何布置可以与示出的有相当大的变动。

在图6a中进行光束叠加十分简单，这样作的附带好处是容易直观检测进行速度测量的那一点。激光束被劈成二束而后再聚焦到流体的同一点上。光电倍增管安置在二光束之后的参考光束上，光阑则放在这样的位置，使参考光束恰巧通过。只有从共同的焦点中的一个小区中来的那部分散射光满足相干要求（下面将看到）而产生干涉。光阑孔 A_2 对非相干散射光、背景光起屏蔽作用。实际中这种设计可仅用一个光阑。二光束交叉处是测量速度的区域，在调整时容易观察到。为了得到最佳信号，可在示波器上监视光电倍增管信号来进行光束的细调。

图6b所示的系统使全激光束聚焦于流体中的一点上。来自聚焦区域的散射光然后与原来光束的透射部分，即参考光束叠加。除了参考光是在散射前就被劈开，而且通过在实验段外边的一段光路与散射光叠加之外，图6c中系统实质是一样的，图6b和6c两个系统在分束器上以这样的方式使散射和参考光束进行叠加：参考光束反射部分和散射光束的透射部分相一致并且平行。由于会合两光束时苛刻的对准要求，实现这一点是很困难的。此外一部分已经变弱了的散射光束被反射和损失掉，使信号功率受到损失。图6a系统中，散射光直接去光电倍增管，既不从平面镜反射，也不通过分束器透射，因此使损失和畸变最小。但也须指出，如前所论，图6a和6c系统容易调整光程差而得到最佳信号，如果要在图6b系统中得到最大可能的信号，则系统必须安装得使光程差为 $2jL$ ，其中 j 为整数。

另一种没有在此说明的激光多普勒技术应用在谐振腔两端有部分镀银的反射镜的激光器⁽³⁵⁾。来自激光器一端的激光束聚焦在感兴趣的区域，其上发出的后向散射光允许再进入光腔，在腔内建立驻波，并且激光器输出整个地随多普勒频率调制。在激光器相反的一端，象其他系统那样输出对着光电倍增管。这类系统主要差别是激光器本身不仅作光源，还起光束混合器和信号放大器的作用，但是遇到包括像反射等困难。

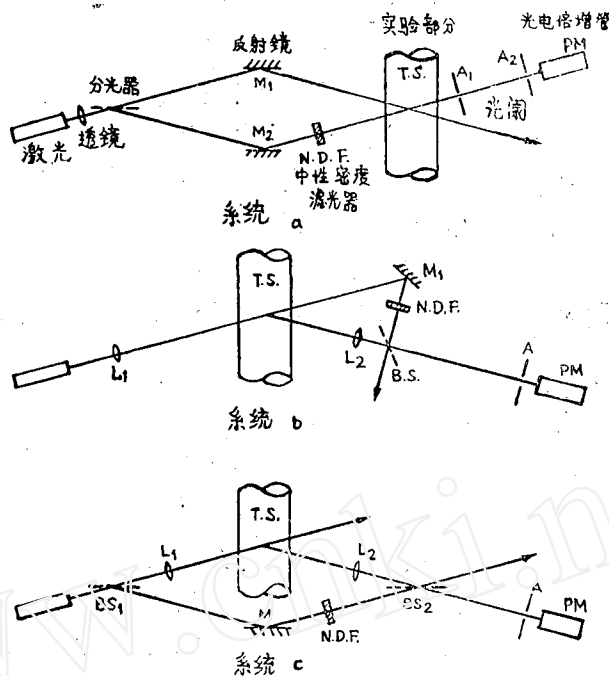


图6 光学几何布置实例

散 射 体 积

多普勒测速计的重要优点是能够作非常局部化的速度测量。散射体积的定义为可观察到散射辐射的体积，它可从会集散射光的光路几何系统来估算。当聚焦光被使用时，焦点上衍射限定点的大小是由方程(18)给定的。散射体积能够近似为一圆柱体，它的直径为聚焦入射光束中爱黎圆的直径 d_2 ，它的长度由接受光学系统决定。对散射体积的长度的重要限制是由于考虑散射光束与参考光束间的相干要求。如果这二束光到达光电阴极有一小角度差 α ，就会形成干涉条纹图，其中条纹间距 q 由下式决定：

$$q = \frac{\lambda}{\sin \alpha} \approx \frac{\lambda}{\alpha}$$

当光电倍增管光阑孔 h (图3)比 q 小时，只有一小部分条纹落在光电阴极上。若二个波群频率稍微不同，如在激光多普勒系统中那样，在给定点上二束光之间的相位差随着该点的光电流作正弦变化。但如果 $h \gg q$ ，许多干涉条纹就入射到光电阴极上。从光电阴极表面所有点上产生的电流的总和得到一直流电流，而多普勒电流却检测不到。对于给定的失调角 α ，能检测的判据为光电阴极上被照射面积的直径应小于条纹宽度的一半，

$$h < \frac{1}{2} q, \text{ 或}$$

$$\alpha < \frac{\lambda}{2h}$$

对角度小于 α 的全部光波, 对应的条纹间距 q 是大于和满足相干要求的。

从更全面的分析可以看出, 对于 $\frac{\alpha h}{\lambda} = j$ (j 为整数) 信号强度降低到零(11.29.31)。随着 j 从1逐个增加, 信号在每个整数值之间升到一个比一个小的极值。如果选 $\alpha = \frac{\lambda}{2h}$, 作为能得到良好混频的差角的最大值, 则有顶角为 α 的相干锥在散射体积中将给出一区域的直径, 从这一区域可以有效地观察散射。参看图3, 若光电阴极离散射体积的距离为 l , 在散射体积上的相干锥直径 d_0 可在下面估算出:

$$\alpha \approx \frac{d_0}{l} = \frac{\lambda}{2h}$$

$$d_0 = \frac{\lambda l}{2h} \quad (21)$$

因此在散射体积中相干锥直径 d_0 可由适当选择 l 和 h 来调整。自焦点区域的所有点均能产生散射, 但仅在相干角内散射和在接收光学系统的视场内的那部分会产生多普勒电流。增加光电阴极照射范围将减小相干体积, 但是, 被接受的散射光和参考光总量及随之直流电流和噪声却会增加。较小的散射体积会使信噪比降低, 其他限制将在下面叙述。

仔细确定散射体积长度和散射光束的角宽 Ω 已经几次提出过, 现在将考虑它。首先想起的可能是用在散射体积中相干锥直径作为长度(图3)。因此散射光角宽可取为相干角 α 。但也应考虑能够达到光电阴极的散射光所发出的区域的直径, 它由接收光学系统中的光阑系统或接受透镜限定。如果这样限定的直径比相干锥直径小, 那么这一尺寸正是应该使用的。在这种情况下对于具有光阑孔 A_{sc} 和焦距 f_{sc} 的收集透镜情况, Ω 可按定义入射光角宽 $d\theta = (\frac{A}{f})_i$ 的类似方法来定义, 即 $\Omega = (\frac{A}{f})_{sc}$ 。对于双光阑系统(图6), Ω 是由两个光阑孔限定的接受器接受角, $\Omega \sim \frac{A_2 + A_1}{d}$, d 是二个光阑之间的距离。

可以调整相干角和接受器接受角的相对大小, 以使二者之一在决定散射体积大小时成为决定因素。选择哪一种角, 必须根据使用研究中的特殊要求决定。

为了使散射光束强度最大和使散射体积最小, 入射光束通常聚焦在流体内有兴趣的区域。当把高功率激光束聚焦到流体中时必须小心, 因为焦点区中的加热效应可能是可观的, 并且可能使流动发生扰动, 甚至达到微粒变形或毁坏的程度。由于输入能量也可能发生自然对流。在希望研究湍流微结构时, 应要求把散射体积保持在比最小的湍流涡旋至少小一个量级。

虽然散射体积的大小可作得很小, 在散射体积内的散射中心数目和散射光强度却将成比例下降。此外, 由于有限微粒数目进入和离开散射区域, 散射光强度成为断续的。为了减小散射区域直径, 必须用短焦距透镜, 这样就增加了方程(15)所给出的那种频

率增宽。这也许要求高精度非常局部化的测量中的最严重问题。正如前节提出的那样，减小散射体积的同时，信噪比也相应减小。取小的散射体积所得到的好处很容易被信号质量的损失所超过。

速度和频率的限制

在激光多普勒技术能力之内的速度范围是由激光器固有性能决定的。构成激光器有源元件的腔体是光学谐振腔。只有谐振腔长度为波长的一半的整数倍的那些频率才能满足谐振条件，才能被放大和构成激光输出。谐振条件是

$$L = \frac{j\lambda_j}{2}$$

$$\nu_j = \frac{jc}{2L} \quad (23)$$

此处 j 为整数， L 为谐振腔长度， λ_j 和 ν_j 分别为相应可能的谐振波长和频率。在氦氖激光器情况中，在波长 632.8 毫微米氖跃迁的多普勒带宽内且又满足谐振条件（方程 23）的那些频率才被放大和发射，形成由几个分离峰值或模组成的频谱，其中心在 632.8 毫微米上，间隔为（图 5）

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{2L} \quad (24)$$

每个模极窄，带宽量级仅 10 赫。任何形成的多普勒偏移小于这个带宽的速度将不容易分辨。以此可作为一个判据，多普勒技术能测量的最小速度就可估算如下：

$$\nu_D = \frac{n\bar{v}}{\lambda_0} \cdot (\hat{n}_{sc} - \hat{n}_i) \sim \frac{v}{\lambda_0}$$

$$v_{\text{最小}} \sim 10 \text{ (赫)} \times 632.8 \times 10^{-5} \text{ (厘米)}$$

$$v_{\text{最小}} \sim 10^{-1} \text{ (厘米/秒)}$$

由方程（24）给出的模间距给出了速度的有效上限。如果速度高到足以产生模间距数量级的多普勒频移，则将产生模和模的拍频。对于具有一米长谐振腔的多模氦氖激光器，从这个判据得出上限速度为

$$\Delta\nu_{ms} \sim \frac{c}{2L} \sim 150 \text{ 兆赫}$$

$$v_{\text{最大}} \sim \Delta\nu_{ms} \cdot \lambda_0 \sim 100 \text{ 米/秒}$$

好的光电倍增管频率限制大约与模间距数量级相同，或者稍微大点。如以前讨论那样适当选择散射角，速度上限能够有某些程度的增加。测量非常接近零的速度可使参考光束有一固定频移^(3,31)。然后多普勒频移叠加在已知频率偏移上。与此类似，对非常高的频率，用频率变换器减小多普勒频率值，以使接受设备能予以处理。

信号检取和分析

光电倍增管 除激光器之外,多普勒测速计设备中最重要的部件是光电倍增管。它的功用是光学外差接受器和放大器。外差接受器是混合二种不同频率信号产生第三种频率信号的器件。如前所述这频率等于输入信号之差。现在可以得到从紫外到红外的全部可见光谱(31.32)的光电倍增管。最适于具体应用情况的管子类型依赖于所使用的激光器。目前虽有包括红外发射的其他类型激光器也被引用,但氦氖激光器应用最广。S-20型三碱光电倍增管是最适用于氦氖激光器的。但它的最大灵敏度约在波长430毫米处,在可见激光波长632.8毫微米时,灵敏度为最大值的40%。遇到的散射光强度常常是低的,因此必须使用多级管。应用放大器可使信号进一步放大,但不能补偿管子灵敏度的不足。如果作高速测量,管子应选择得足以处理要遇到的最高频率。此外,与管子一起要设计适当的屏蔽罩,当电平信号很低因而暗电流噪声相当可观时就需要冷却。

若用频谱分析仪器处理之前需要放大光电倍增管电流,则可使用可变带宽调谐放大器。除放大器之外,可把放大器调谐于中心信号频率,并把带宽尽可能变窄,就可以滤掉相当数量的噪声。放大器要作得质量好,因为引入任何畸变将会包含和记录在最后的信号分析之中。放大器畸变可以大大改变湍流测量。

频谱分析 光电倍增管电流的频谱可以用几种方法分析,这取决于取得的信息和利用的仪器。计数器能够直接给出平均多普勒频率。也许最简的技术是在示波器上显示在光电倍增管负载电阻上的电压。如果速度是稳定和缓慢变化的,多普勒频率能够直接从示波器屏上决定。但精度受到限制,而且该法只能测定在一点上的时间平均速度。甚至对于湍流当用适当的仪器测量时,信号也能用示波器监视。光路细调时,示波器也是有用的,因为容易观察信号质量的改变。

许多示波器允许插入频谱分析器,以便直接在屏上直观地显示信号频谱。时间基线变换为直接的频率刻度,纵坐标表示相应频率的信号强度。由于示波器的固有限制,这种技术的精度通常约限定在2—5%。

标准波分析器是一窄带音频和射频电压表,它完成的功用和上面说过的那种插入频谱分析器是基本上相同的。只是调谐装置为手动或马达驱动,且电压—频率显示是记录在纸带或X—Y记录仪上。

图7以简化形式说明获得的频谱类型。这里说明了具体应用中由于湍流而产生的频率增宽(6.9)。仪器带宽是固定的,虽则在一些类型中可以利用几种带宽。现在可以获得频率范围直到几兆赫的波分析器。由于波分析器的手调特点,它们是缓变的仅可用于稳定和缓慢变化信号。但很精确且容易校准。从记录的多普勒信号带宽也可作湍流测量,因为显示的带宽产生了速度概率函数(9)。

另外一种技术是应用扫描板Fabry-Perot干涉仪测量多普勒频率(18.19)。此干涉仪是由二个分开一定距离的半透镜组成。能够让透射光和反射光干涉。干涉程度由板间距离和光的频率调节。移动一个反射镜得到一可变频率滤光器。振动一个反射镜使入射光的频谱被扫描,并且能测量多普勒频移。这种技术已用到测定平均线性速度。

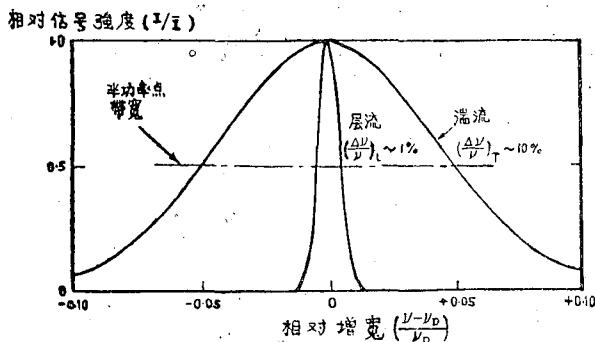


图7 多普勒信号的湍流增宽

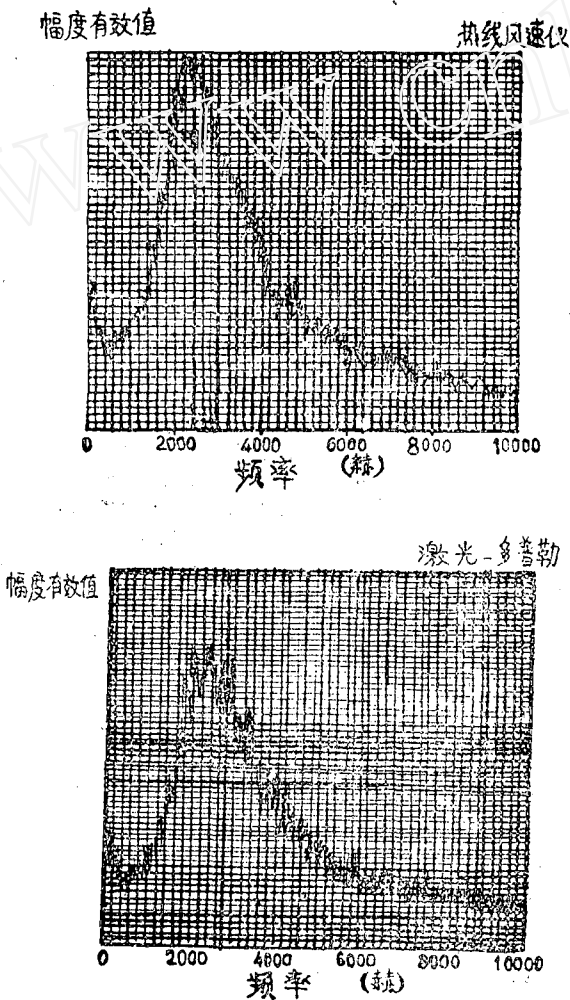


图8 测量的湍流频谱

一种有趣和很有价值的分析光电倍增管电流频谱的技术是Rolfe和Huffaker方法(16)。光电倍增管里电流的交流分量并不是恒定频率的交流信号,而是频率被湍流调制,幅度被微粒密度变化和其他可能的影响调制的信号。幅度调制首先可由限幅器除去,形成的信号用鉴频器处理。它产生与频率成正比的模拟电压。模拟电压记录在磁带上,在适当的时候供作频谱分析。全部有关流速的信息在模拟电压中保存下来。分析磁带记录得到平均速度、湍流强度、尺度以及功率谱。图8中用这样的设备获得的湍流功率谱数据与热线风速仪的数据作了比较。

如上所述,多普勒电流幅度是被调制的,观察到的信号有时会到零值。原因可以是散射体积内的微粒数很少,致使有时没有微粒来发出去光电倍增管的散射光。虽然幅度调制的频率稍不规则,但它的量可以从示波器的迹线去估计。观察到的调制频率与速度成比例,这点说明:每个微粒通过散射体积时是真正被观察到了。计算指出,在有百万分之三十体积浓度的0.5微米微粒以及具有100微米直径的球形散射体积内,在给定时刻,平均约应有30个微粒。注意鉴频器的适当运用要求一恒定输入,光电倍增管的交流电流不满足这种条件。断续的信号形成鉴频器输出中的高频噪声。

散射中心 激光多普勒系统通过测量流体载运的微粒速度间接测量流速。微粒速度与围绕它的流体

速度相同这样的假设是正确的，这取决于微粒、流体和流动性质。在稳定均匀流动内中性悬浮的微粒会与流体速度相同。但在湍流中或流体速度变化或存在大的速度梯度等情况下则可能存在速度差异。

为了使微粒受到的流体阻力最小，微粒应尽量小。但如果微粒太小则产生布朗运动，这将使散射光频谱加宽。

为了阻止微粒沉降，它的密度应尽量接近流体密度，沉降速度的计算可以由低雷诺数时对球体的阻力Stokes方程给出(36)。

让阻力等于悬浮力，得出

$$v_s = \frac{(\gamma - 1)b^2 g}{18\eta} \quad (25)$$

其中 γ 是微粒比重(相对于所用的流体)， v_s 为沉降速度。半微米的光泽塑料小球(比重1.04)在水中布朗运动引起的多普勒加宽仅20赫(3)，且从方程(25)计算的沉降速度约0.2毫米/小时的数量级。这种类型的微粒已由一些研究工作者用百万分之10—50的浓度满意地使用了(3,4,6,7,9,10)。

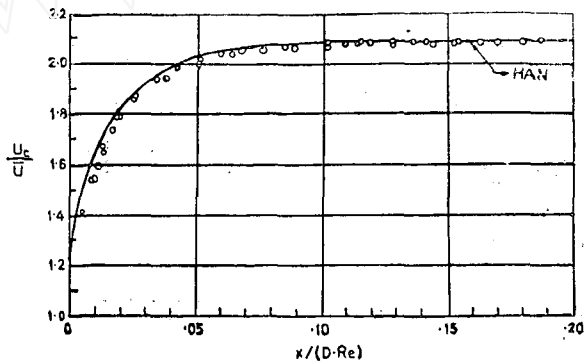


图9 中心线速度的发展

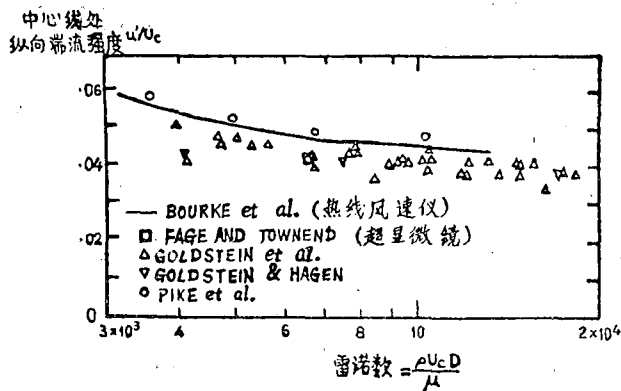


图10 在管中心线处测定的纵向湍流强度与中心线处雷诺数的关系曲线

计算有关流体和微粒之间的速度滞后的湍流影响更为困难。各向同性湍流的微尺度⁽³⁷⁾给出为：
$$S^2 = 15 \frac{D l_e}{Re T u}$$

D为管径， l_e 是湍流大尺度（近似为管径的一半）， Re 是基于管径和平均速度的雷诺数。 Tu 是湍流强度。对于 $D = 1$ 厘米， $Re = 10^5$ ， $Tu = 5\%$ ， $S = 0.04$ 毫米。因此湍流尺度比上面所讲的微粒大得多。有关湍流中微粒性质的研究⁽³⁸⁾指出，通常所应用的小微粒已能满意地跟随水中的湍流起伏。对于微粒的每一应用必须用类似的计算来证明，包含的微粒是否能紧密追随流体运动以致足够反映出所用流体的湍流运动。

其他已被采用的微粒，在水中为自然产生的灰尘^(7,10,13)和乳剂⁽¹¹⁾，在空气中为烟的燃烧产物^(13,15)和水雾^(17,19)。已经进行了清洁空气湍流的检测研究^(23,24)，其中灰尘和空气污染物作为散射体。有人曾用火箭排气中的大微粒测量微粒滞后^(18,19)，但获得的结果到目前为止还是有限的。在这种情况下所遇到的微粒大小的范围是很宽的，上面所讲的性质的问题就可能有更重要的意义。

为了说明这种技术的能力，将几位研究者的结果表示在图4，8，9和10中。图4和8已经进行过讨论。图9表示在多普勒技术发展⁽⁶⁾中较早就作的实验中得到的矩形管道中的层流发展结果。在这个研究当中，作了相当大的努力来建立系统的精确程度和从它取得数据的重复性。这些数据与Han⁽³⁹⁾提出的流动发展的近似理论作了比较。对于充分发展的流动，此近似理论化为矩形管道中层流的精确解。对管中心充分发展的流动速度测量给出了数据的标准偏差以及与理论的差值，两者均为0.1%。

除了平均纵向速度外，还可获得有关速度的湍流分量的不少信息。因为能够得到速度概率函数（由仪器带宽变更了的）⁽⁹⁾，所以可以获得有关湍流的平均信息。图10示出两项研究中用同样仪器在圆管中心线上对从向湍流强度取得测量结果^(9,12)。用非常类似的仪器重复了这种实验⁽¹¹⁾，从图上也能够看出结果是非常相符的。用一热线风速仪⁽⁴⁰⁾和一超级显微镜⁽⁴¹⁾取得的类似数据是为了比较而表示的。文献⁽¹¹⁾和⁽⁴¹⁾的数据应根据中心线速度变换雷诺数，这里用的是变换因子 $(U_c/\bar{U}) \approx 1.3$ ⁽¹²⁾。其他数据⁽¹⁰⁾也用这种方法变换，发现在大小上一致而趋向稍有不同。

结 论

多普勒技术是非常新的技术，对它的能力和局限性刚刚开始进行全面的认识和考察，这个领域内的应用和技术变化改进的研究以很快的速度发展着。在这里提供的资料是想作为多普勒系统的设计和运用的原理梗概。提出这个领域内已经完成的研究中的典型例子是用来说明到目前为止这种技术的能力。

参 考 文 献

- (1) Hubble, E., A Relation Between Distance and Radial Velocity Among Extra-Galactic Nebulae, Proc. Nat. Sci. Wash., Vol.15, 168, 1929.

- (2) Skilling, W.T., and Richardson, R.S., *Astronomy Rev.*, Ed. Henry Holt, N.Y., 1951, p.548.
- (3) Cummins, H.Z., Knable, N. and Yeh, Y., Observation of Diffusion Broadening of Rayleigh Scattered Light, *Phys. Rev. Letters*, Vol. 12, 150, 1964.
- (4) Yeh, Y., and Cummins, H., Localized Fluid Flow Measurements With a He-Ne Laser Spectrometer, *Appl. Phys. Letters*, Vol. 4, 176, 1964.
- (5) Temes, C.L., Relativistic Consideration of Doppler Shift, *IRE Trans. Aero. & Navig. Elect.*, Vol. 6, 37, 1959.
- (6) Goldstein, R.J., and Kreid, D.K., Measurement of Laminar Flow Development in a Square Duct Using a Laser Doppler Flowmeter, *J. Appl. Mech.*, Vol. 34-E, 813, 1967.
- (7) Foreman, J.W., Lewis, R.D., Thornton, J.R., and Watson, H.J., Laser Doppler Velocimeter for Measurement of Localized Flow Velocities in Liquids, *Proc. IEEE*, No. 154, 424, 1966.
- (8) Berman N.S., and Santos, V. A., Laminar Velocity Profiles in Developing Flows Using a Laser Technique, *AICHE Journal*, 15, 323, 1969.
- (9) Goldstein, R.J., and Hagen, W.F., Turbulent Flow Measurements Utilizing the Doppler Shift of Scattered Laser Radiation, *Phys. of Fluids*, Vol. 10, 1349, 1967.
- (10) Welch, N.E., and Tomme, W.J., The Analysis of Turbulence From Data Obtained With a Laser Velocimeter, 5th Aerospace Sciences Meeting AIAA Paper, No. 67-179, 1967.
- (11) Pike, E.B., Jackson, D.A., Bourke, P.J., and Page, D.I., Measurement of Turbulent Velocities From the Doppler Shift in Scattered Laser Radiation, *J. Sci. Inst.*, Vol. 1, 727, 1968.
- (12) Goldstein, R.J., Adrian, R.J., and Kreid, D.K., Turbulent and Transition Pipe Flow of Dilute Polymer Solutions, to be published, *I.&E. Fund.*, 8, 498, 1969.
- (13) Foreman, J.W., George, E.W., Jetton, J.L., Lewis, R.D., Thornton, J.R., and Watson, H.J., Fluid Flow Measurements With a Laser Doppler Velocimeter, *IEEE J. Quantum Elect.*, Vol. 2, 260, 1966.
- (14) Lewis, R.D., Foreman, J.W., and Watson, H.J., Laser Doppler Velocimeter for Measuring Flow Velocity Fluctuations, *Phys. of Fluids*, Vol. 11, 433, 1968.
- (15) Foreman, J.W., George, E.W., and Lewis, R.D., Measurement of

- Localized Flow Velocities in Gases With a Laser Doppler Flowmeter, *Appl. Phys. Letters*, Vol. 7, 77, 1965.
- (16) Rolfe, E., and Huffaker, R.M., Part I. Laser Doppler Velocity Instrumentation For Wind Tunnel Turbulence and Velocity Measurements, Paper Presented at George C. Marshall Sp. Fl. Center Specialist Conf. on Molec. Rad. Applic. to Diagnostic Techniques, 1967.
- (17) Bond, R.L., Measurement of the Intensity of Turbulence, Status Prog. Rep., NASA Res. Gr. No. SC-NGR-04-001-015 N67-40512.
- (18) James, R.N., Babcock, W.R., and Seifert, H.S., Application of a Laser Doppler Technique to the Measurement of Particle Velocity in Gas-Particle Two Phase Flow, Stanford Univ. Dept. of Aeronautics & Astronautics Rep. No. 265, 1966.
- (19) James, R.N., Babcock, W.R., and Seifert, H.S., A Laser-Doppler Technique for the Measurement of Particle Velocity, *AIAA J.*, Vol. 5, 180, 1968.
- (20) Chen, C.J., Velocity Profile Measurement in Plasma Flows Using Tracers Produced by a Laser Beam, *J. Appl. Phys.*, Vol. 37, 3092, 1966.
- (21) Fisher, M.J., and Krause, F.R., The Crossed Beam Correlation Technique, *J. Fl. Mech.*, Vol. 28, 705, 1967.
- (22) Watkins, M.C., Study of Laser Application to Velocity Measuring System, Tech. Sum. Rep. Phase IX. Tech. Rpt. MDC-TR-67-136, U.S.A. F. Missile Dev. Center Holloman Base, N. Mexico, 1967.
- (23) Bourquin, K.R., and Shigemoto, F.H., Investigation of Air Flow Velocity by Laser Backscatter, NASA Tech. Note D-4453, 1968.
- (24) Zirkle, R.E., Jr., Study of Techniques for Detection and Measurement of Clear Air Turbulence, Final Rep. AFCRL, 1966, p. 66.
- (25) Ascoli-Bartoli, U., Plasma Diagnostic Based on Refractivity, Rapporto Interno LGI 64/17, Laboratorio Gas Ionizzati (Euratom CNEN) Frascati, Roma, 1964.
- (26) Stickley, C.M., and Gingrande, A., A Bibliography of Laser Applications, Air Force Cambridge Res. Lab., Rep. No. 67-0223, 1967.
- (27) Davies, C.N., *Aerosol Science*, Academic Press, N.Y., 1966, pp. 287-355.
- (28) Tables of Scattering Functions for Spherical Particles, Dept. of Com., N.B.S. Math. Ser. *4, 1949.

- (29) Born, M., and Wolf, E., Principles of Optics, Second Ed., Pergamon Press, Oxford, 1964, pp.319,441,397.
- (30) Linfoot, E.H., and Wolfe, E., Phase Distribution Near Focus in an Aberration Free Diffraction Image, Proc. Phys. Soc., B, Vol. 69, 823,1956.
- (31) Ross, M., Laser Receivers, John Wiley, N.Y., 1966, pp. 98—115, 241.
- (32) Siegman, A.E., The Antenna Properties of Optical Heterodyne Receivers, Proc. IEEE, Vol. 54, 1350, 1966.
- (33) Stroke, G.W., An Introduction to Coherent Optics and Holography, Academic Press, N.Y., 1966, pp. 40—69.
- (34) Foreman, J.W., Optical Path Length Difference Effects in Photomixing with Multimode Gas Laser Radiation, Appl. Optics, Vol. 6, 821, 1967.
- (35) Rudd, M.J., A Laser Doppler Velocimeter Employing the Laser as a Mixer-Oscillator, J. Sci., Inst., Vol. 223, 1968.
- (36) Schlichting, H., Boundary Layer Theory, Fourth Ed., McGraw-Hill, N.Y., 1955, p.96.
- (37) Hinze, J.O., Turbulence, McGraw-Hill, N.Y., 1959, p.179.
- (38) Hjelmfelt, A.T., and Mockros, L.F., Motion of Discrete Particles In a Turbulent Fluid, Apl.Sci., Vol. 149, 1966.
- (39) Han, L.S., Hydrodynamic Entrance Lengths For Incompressible Flow in Rectangular Ducts, J. Appl.Mech., Vol. 27, 403, 1960.
- (40) Bourke, P.J., Pulling, D.T., Gill, L.E., and Denton, W.H., The Measurement of Turbulent Velocity Fluctuation and Turbulent Temperature Fluctuation in the Supercritical Region by a Hot Wire Anemometer and a Cold Wire Resistance Thermometer, Symp. on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Paper No.9, Inst. Mech. Eng., London, 1968.
- (41) Fage, A. and Townd, H., An Examination of Turbulent Flow With an Ultramicroscope, Proc. Roy. Soc., Vol. A135, 656, 1932.
- 译自: R.J. Goldstein, D.K. Kreid, Fluid Velocity Measurement from the Doppler Shift of Scattered Laser Radiation, Measurement Techniques in Heat Transfer, Ernst R.G. Eckert, Richard J. Goldstein, ed., publ. by Technivision Services, Slough, England, 1970, 459—483.

(袁茂竹译, 众智校)