

# 激光双焦点测速中同一粒子的判别

## ——一种研究气流湍流新方法的探讨

谈洪 王永光 乐瑶 阎明山

(中国科学院力学研究所)

**提要** 本文介绍了对激光双焦点技术的研究结果。从理论上分析了在该技术中,粒子依次穿越焦点的概率,提出了实际测量这种概率的逻辑判别方法。这样,解决了激光双焦点测速中同一粒子的判别问题而且对从拉格朗日观点研究湍流扩散提供了一种新的手段。文中给出了拉格朗日相关系数与同一粒子穿越概率的关系式和该技术对空气自由射流速度测量的结果。

### 一、引言

湍流被公认为是物理学上最难解决的问题之一。对它的研究,经过了多年的停滞,近来又重新活跃起来。例如,仅1975、1976两年间召开的有关湍流的会议,要比前二十年的总数还要多<sup>[1]</sup>。原因之一是,新的技术成就(尤其是激光测试和计算机的发展)为创造新的实验方法和计算分析方法提供了新的手段。激光流速仪(LDV)就是其中之一。它使我们能够从多普勒讯号在频谱仪上的频谱宽度,决定湍流脉动量的大小。但是,经过多年的探讨,使用LDV技术,除了非接触式测量的优点之外,没有比热线风速仪得到更多的信息。然而,经验丰富的实验工作者仍然预言,价值昂贵的激光流速仪将为湍流测量提供新的方法。

在1975年,R. Schodal<sup>[2]</sup>和L. Lading<sup>[3]</sup>先后报道了较为完整的激光双焦点测速方法。它的简单原理是:通过光学系统,在测点形成两个分离的激光聚焦束,随流体运动的微小粒子,沿焦平面在光束所在平面上通过光束时,将产生两个相应的米氏散射光脉冲,光电元件分别接受这两个脉冲,由脉冲的间隔时间和焦点之间的距离,得到粒子速度(也就是流体的速度)。这种方法和一般的多普勒方法相比,测速量程大,信噪比高。1976年,Schodal的方法取得了美国的专利<sup>[4]</sup>。他用这种仪器,在一个很窄的叶轮机通道中(光轴方向10—20毫米),利用自然粒子测量了每秒高达400米的流速。对于一般LDV来说,在这种情况下就难以得到可信的数据。1979年,西德Polytec公司生产了这种仪器。它是通过测量粒子飞越时间的概率密度曲线,取其最可几值为平均飞越时间,以确定平均速度。我们在偏振干涉图式激光测速仪<sup>[5]</sup>的基础上,结合偏振干涉仪<sup>[6]</sup>的经验,研究了激光双焦点的测速技术,分析了粒子依次穿越两个焦点的概率,提出了实际测量这种几率的方法。我们称这一方法为逻辑判别法。实验证实了这种方法是可靠的。

这种方法的重要意义在于得到了一个比较精确的概率实验手段。过去是在流体中施

本文于1979年10月12日收到。

放气球、染料或者某种特殊的物质,观察它们在空间的概率分布,以研究湍流扩散及湍流结构. 施放的物质太大(如气球或染料),不能反映流体微团的脉动,只代表了一种平均的效果;施放的物质太小(如氢气等),同样也不能反映流体微团的脉动,因为它渗杂了分子热运动的结果,代表了分子热运动和湍流脉动的混合效应. 实验和理论证明<sup>[4]</sup>,空气中的自然微粒(直径为亚微米量级)既足够“小”,能跟得上气流微团突然的速度变化(如激波前后速度的跃变),又足够“大”,可以忽略布朗运动的干扰. 我们提出的方法,可以用空气中自然微粒作为观察的“气球”,所以非常接近于气流微团的真实脉动.

把这种方法应用于激光双焦点测速技术,解决了同一粒子的逻辑判别问题,从而可以直接显示气流的瞬时速度. 实践表明,可以原则上用远比 Schodal 为简单的电子线路,以同样的精度,测出气流的平均流速,也可以测出瞬时的流速.

我们用它研究了超亚声速空气射流的速度分布及湍流扩散系数,并用音速射流标定了它的测量值. 实验结果表明,在 50 米/秒至 700 米/秒范围内,数据重复稳定.

采用这种方法,避免了处理随机、调幅、调频、低信噪比多普勒信号的过程<sup>[5]</sup>,而这些在测量高速气流时尤为困难.

## 二、实验装置及方法

图 1 是实验装置的光路图. 图中 1 是氩离子激光器 (YJ-800, 上海灯泡一厂生产); 2 是全反射镜; 3 是  $1/4$  波片. 3 的作用是把激光器发出的线偏振光变为圆偏振光,从而保证了当部件 5 (Wallaston 棱镜) 旋转时,两束正交偏振光保持等强,经透镜 6 得到了两个偏振方向互相垂直的聚焦激光束. 旋转部件 5, 可使两聚焦束绕透镜 6 的光轴旋转. 平移 5, 可以使两聚焦束的间距  $L$  从零变到几个毫米. 镜头 8 接受来自焦点的 Mie 散射光. 放在像平面前的第二块 Wallaston 棱镜 10, 使两个偏振方向互相垂直的焦点分别成像在针孔 11、12 上.  $1/2$  波片 9 的作用在于, 当聚焦束绕光轴旋转时, 保持焦点象的方位不变. 通过针孔的散射光, 经过进光棱镜, 进入光电倍增管 PM1 和 PM2 (13 和 14). 相应的测试点的参数(见图 1 左上方):  $d = 10$  微米,  $L = 0.2 \sim 0.4$  毫米.

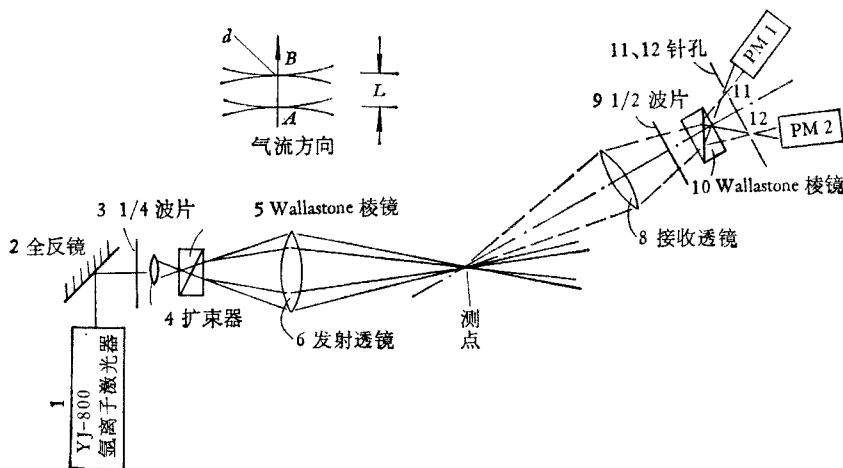


图 1 实验装置的光路图

电子线路的设计(图 2)具有下列逻辑功能<sup>[9]</sup>:

1. 从光电接受得到的每一个电脉冲, 对应于一个粒子穿越焦点。粒子的米氏散射光强, 与粒子的直径成正比。把跟随性良好的粒子所产生的电脉冲作为判别对象。单位时间内接受的电脉冲数  $T$  可由频率计测出, 以便适当选取  $T$  值。

2.  $A$ 、 $B$  两路分别对应于流速上、下游焦点的信号, 并具有相同的电性能。它们在置“零”后, 各自只能通过一个脉冲, 即单脉冲过后闭锁。

3. 当电路逻辑功能为正向时, 只有在“首”脉冲过后,  $B$  路才能在  $T$  时间内接受“二”脉冲。每当“首”脉冲过后,  $N$  计数器累计一个字 (定义为  $N_+$ ); 在  $T$  时间内有“二”脉冲时,  $n$  计数器累计一个字 (定义为  $n_+$ ); 无“二”脉冲时,  $n$  示值不变。  $N$  和  $n$  计数器不受置“零”电路控制。当电路具有负向逻辑功能时, 只有  $B$  路通过“首”脉冲后,  $A$  路才能在  $T$  时间内接受“二”脉冲。此时, 累计“首”、“二”脉冲的计数器示值, 定义为  $N_-$ 、 $n_-$ 。

4.  $T$  的宽度可连续调节, 必要时可由计时器显示其时间宽度。

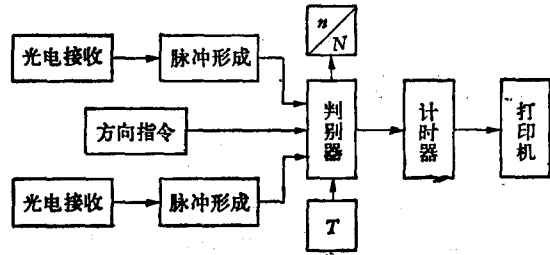


图 2 电路方框图

### 三、同一粒子的穿越概率及湍流扩散

仪器接受的信息, 全部来自气流中的自然微粒。在快速湍流脉动的情况下, 悬浮粒子的跟随性问题, 虽然还在研究中, 但理论和实验<sup>[7,8]</sup>都已确认: 在一般情况下, 空气中的自然微粒, 既具有足够的米氏散射截面, 又能反映连续介质的运动。

由于流体的湍流脉动, 不是每一个进入测点的粒子, 都能相继通过两聚焦光束的, 而光电元件分别接受到的两个相继脉冲, 也可能由两个不同的粒子产生。但是, 这种脉冲间隔时间完全是无规则的, 沿时间轴必定是随机分布的。Schodal<sup>[4]</sup> 的测量方法, 是在每一测点测出脉冲间隔时间 (也就是粒子通过双聚焦束的飞越时间) 的概率密度分布曲线, 以解决湍流场中的参数测量, 用其最可几飞越时间决定平均速度。

对定常湍流场, 流动速度可以表示为:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$$

若只考虑流动参数的时间平均值, 可以有

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{x})$$

在概率理论中,  $\mathbf{u}(\mathbf{x})$  被考虑为一随机变量, 由概率密度  $P(\mathbf{u}, \mathbf{x})$  来描述流场。即

$$P(u_1, u_2, u_3, x_1, x_2, x_3) du_1 du_2 du_3$$

表示在位置  $x_1, x_2, x_3$  处, 速度分量为  $u_1 + du_1, u_2 + du_2, u_3 + du_3$  的概率。在正则化条件下, 任何函数  $F(\mathbf{u}, \mathbf{x})$  的平均值为:

$$\bar{F}(\mathbf{x}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{u}, \mathbf{x}) P(\mathbf{u}, \mathbf{x}) du_1 du_2 du_3$$

所以将函数  $F(\mathbf{u}, \mathbf{x})$  代入积分式, 可以得到流动向量的平均值、湍流强度、雷诺剪切力等

参数。采用柱坐标时,

$$\begin{cases} \bar{F}(\mathbf{x}) = \iiint F(\mathbf{u}, \mathbf{x}) P^*(u_{\perp}, \alpha, u_3, \mathbf{x}) u_{\perp} du_{\perp} d\alpha du_3 \\ \mathbf{u} = u(u_{\perp} \cos \alpha, u_{\perp} \sin \alpha, u_3) \end{cases}$$

在垂直于  $u_3$  的平面中

$$\bar{F}(\mathbf{x}) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} F(u_{\perp}, \alpha) P^{**}(u_{\perp}, \alpha, \mathbf{x}) u_{\perp} d\alpha du_{\perp}$$

其中  $P^{**}(u_{\perp}, \alpha, \mathbf{x})$  就是 Schodal 双焦点测速技术中测得的概率密度分布曲线。

我们采用逻辑判别法,通过电路的逻辑功能,在测量粒子飞越时间的同时,判别这一飞越时间来自同一粒子的概率,分析如下:

首先,以位于气流上游的  $A$  为起点,亦就是线路处于正向逻辑功能,这时计数器  $n$  和计数器  $N$  的计数数值之比  $n_+/N_+$ , 表示一个粒子触发  $A$  后,在  $T$  时间内,有一个以上任意粒子触发  $B$  的概率,记  $P_+ = n_+/N_+$ 。有一个粒子通过  $A$  以后的  $T$  时间内,可能会发生下列情况:

①  $t = 0$ , 该粒子通过  $A$ ,  $T$  时刻内它又通过  $B$ , 记发生这种情况的概率为  $P_{AB}$ ;

②  $t = 0$ , 该粒子通过  $A$ ,  $T$  时刻内它并不通过  $B$ , 但有一个以上其它粒子通过  $B$ , 记发生这种情况的概率为  $P_{OB}$ ;

由于这两种情况同时发生时,也只能使  $n_+$  累计一次,所以

$$P_+ = P_{AB} + P_{OB} - P_{AB} \cdot P_{OB} \quad (1)$$

反之,以  $B$  为起点,亦就是电路逻辑功能为负向时,计数器  $n$  和计数器  $N$  的计数数值之比  $n_-/N_-$ , 表示一个粒子触发  $B$  后,在  $T$  时间内,有一个以上任意粒子触发  $A$  的概率,记  $P_- = n_-/N_-$ 。同样,分析有一个粒子通过  $B$  以后的  $T$  时间内,该粒子和附近其它粒子可能出现的穿越情况。为了与上述以  $A$  为起点时的分析相呼应,我们假设在  $A$  的上游(顺气流),以  $A$  为中心与  $B$  相对称的  $A'$  点,这样:

①  $t = 0$ , 有一个粒子通过  $B$ , 在这一时刻,  $A'$  处有一个粒子,并在以后的  $T$  时间内通过了  $A$ 。这一情况发生的概率是,  $A'$  处存在粒子与通过  $A$  两件事同时存在。记前一事件发生的概率为  $P_{OA'}$ , 后一事件发生的概率为  $P_{A'A}$ 。

②  $t = 0$ , 有一个粒子通过  $B$ , 在以后的  $T$  时间内,有一个以上的其它粒子通过  $A$  (排除  $t = 0$  时处于  $A'$  处的粒子)。记这一情况发生的概率为  $P_{OA}$ 。

由于上述两种情况同时发生时,也只能使  $n_-$  累计一次,所以

$$P_- = P_{OA}P_{A'A} + P_{OA} - P_{OA} \cdot P_{A'A} \cdot P_{OA'} \quad (2)$$

若两聚焦束在测点处的间隔  $L$  足够小,可以认为,在  $2L$  距离上湍流特性不变,则显然有

$$\begin{cases} P_{AB} = P_{A'A} \\ P_{OA} = P_{OB} \end{cases} \quad (3)$$

又在粒子密度不高时(这在一般情况下都能满足)有

$$P_{OA'} = V \cdot \nu \ll 1 \quad (4)$$

其中  $V$  是  $A$  处的体积,  $\nu$  是流体中的粒子密度。由 (1)–(4) 可得

$$P_- = P_{OA}$$

$$P_{AB} = (P_+ - P_-)/(1 - P_-) \quad (5)$$

$P_{AB}$  是一个粒子在通过  $A$  后, 能相继通过  $B$  的概率, 简记为  $P_s$ . 只要测出  $P_+$  和  $P_-$  就可按 (5) 式求出  $P_s$ . 因为只有  $n$  计数器动作时才能采集到飞越时间值, 因此  $P_s/P_+$  表示了电路逻辑功能为正向时, 所测得的飞越时间值来自同一粒子的概率.

湍流扩散是引起  $P_s \approx P_+$  的原因. 如果认为迭加在平均流速之上的湍流脉动, 具有完全随机的性质(严格地讲并不完全是随机的. 但这仅表现在分布函数的公式有所不同, 测量的原则是一样的), 则当  $L \gg d$  时, 可得

$$P_s = 2 \int_0^{d/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma(t)}} e^{-x^2/2\sigma^2(t)} dx$$

$\sigma^2(t)$  是湍流扩散的方差,  $t$  是平均飞越时间  $t = \frac{L}{v}$ , 由误差函数

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2/2} d\tau$$

的定义可知

$$P_s = \Phi \left[ \frac{d}{2\sigma(t)} \right]$$

由上式建立起  $\bar{v}$  和  $\sigma(t)$  之间的函数关系.

$\sigma(t)$  和拉格朗日相关系数  $R_L(t)$  及湍流扩散系数  $D_T(t)$  之间的关系是

$$R_L(t) = \frac{1}{2\bar{v}^2} \frac{d^2}{dt^2} \sigma^2(t)$$

$$D_T(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \sigma^2(t)$$

$\bar{v}^2$  是脉动速度的均方值. 由上可知, 用这一方法可以直接得到  $\sigma(t)$ ,  $R_L(t)$  及  $D_T(t)$  等参数.

#### 四、流速的测量

$P_+$  值的大小和气体的流动方向有很强的依赖关系, 调整部件 5 (见图 1) 的转角, 也就是旋转  $A$ 、 $B$  两聚焦束组成的平面, 可使  $P_+$  成倍地变化. 在某一转角  $P_+$  达到最大值时, 气流的平均速度矢量和  $A$ 、 $B$  两聚焦束处于同一平面内. 用这种方法可以辨别气流的二维流向. 实验表明, 目前辨别的精度为  $0.5^\circ$  左右. 在某些测试对象中, 若角分辨率是主要目标, 可以提高  $L$  来达到更高的角分辨率.

调整整形电路的触发电平, 一般使  $\Gamma$  值从每秒 100 次到每秒 10000 次. 流速为 100 米/秒时, 粒子的平均间距相应于 1000 毫米至 10 毫米, 远远大于  $A$ 、 $B$  的间距  $L$ . 在  $N_-$  足够大时,  $P_-$  值可以近似表达为

$$P_- \approx \Gamma \cdot T$$

在  $L=0.5$  毫米时, 对应于每秒 100 米流速的平均飞越时间为 5 微秒; 取  $T=20$  微秒, 在  $\Gamma=10^3$ /秒时,  $P_- = 2\%$ .  $\Gamma$  值取得太小, 测量的时间太长;  $\Gamma$  值取得太大,  $P_-$  值增高. 如果  $P_+ = 0.2$ ,  $P_- = 0.02$ , 从公式 (4) 可知  $P_s = 18.4\%$ ,  $P_s/P_+ = 0.92$ . 也就是说, 在 10

次测量值中,有 9 次以上显示的是同一粒子的飞越时间,而非同一粒子的误动作次数小于 1 次。 $P_+$  的大小和湍流度有关,即使在湍流度较大的自由空气射流的情况下,细心地调整仪器各参数,也可以做到  $P_+ \gg P_-$ 。

用工具显微镜或其它光学方法,测出  $A$ 、 $B$  两束的空间间距(测距的误差可控制在 1% 以下)后,从打印机记录的飞越时间,就可以准确地定出瞬时流速和平均流速。

## 五、讨 论

我们用这一方法,在不添加粒子的情况下,测量了喷口直径为 3 毫米的空气自由射流中的轴向速度分布。以 0.3 毫米为

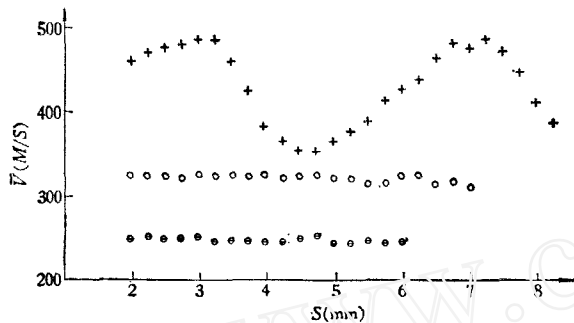


图 3 空气自由射流在不同储室压力时,沿轴线流速分布

- ⊖ — 1.5 atm No. 121766—121782  
 ○ — 2.0 atm No. 121733—121753  
 + — 5.0 atm No. 121601—121644

间距。每一测点由打印机记录 100 个左右的数据。所得结果与上述分析一致。在一定精度范围内,可以得到瞬时速度、平均速度及湍流脉动强度。测量数据重复,测得的平均速度,在亚音速范围,与一维等熵计算结果一致;在超音速范围与纹影技术显示的流场一致。音速测量亦附合计算结果。图 3 为部分测量结果。这些实验证明了这一方法是可靠的,它尤其适宜于高速气流速度测量。

逻辑判别法从理论和实验上给出了判别粒子同一性的途径和结果,并且得到了一个比较精确的概率实验手段,因此可以用它来研究湍流扩散问题。这方面的实验工作有待于进一步开展。

在研究过程中,谈镐生教授给予了具体的指导;清华大学孙厚钧副教授、天津大学舒玮副教授和力学研究所朱如曾、沈青等同志对本工作提供了热诚的帮助,在此一并致谢。

## 参 考 文 献

- [1] Liepmann, AGARD Conf. Proc., No. 193.
- [2] Schodal, R., LDA-Sym., Copenhagen (1975).
- [3] Lading, L., Turbulence in Liquid, Ed. by G. K. Paterson (1975).
- [4] Schodal, R., U. S. Patent, 3941477.
- [5] 谈洪,王永光,何跃翔,激光多普勒测速技术学术讨论会论文集,天津 (1978).
- [6] 谈洪,阎明山,科学通报, 1 (1980).
- [7] Pfeifer, H. F., et. al., *J. of Phy. E.* 8, 4(1975).
- [8] 关德湘,李荫庭,科学通报, 5 (1980).

## IDENTIFICATION OF CROSSING PROBABILITY OF THE SAME PARTICLE IN LASER DUAL FOCI TECHNIQUE —A DISCUSSION ON A NEW EXPERIMENTAL METHOD FOR TURBULENT DIFFUSION

Tan Hung Wang Yong-guang

Yue Yao Yan Ming-shan

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

### Abstract

The result of research on laser dual foci technique is presented. The probability of any particle crossing both foci in space successively is analysed theoretically and a practical logical identification means for measuring the probability has been given. Thus, not only the identification problem of the crossing probability of the same particle is solved but also a new method of studying turbulence from the Lagrangian view point is suggested. The relation of the probability and the Lagrange's correlation coefficient and the measurement of the velocity in a free air jet are both presented in the paper.