

平面射流沿轴线的特征尺度及其对测量 信号过滤程度的依赖^{*}

米建春[†] 冯宝平

(北京大学工学院, 湍流与复杂系统研究国家重点实验室, 北京 100871)

(2009 年 9 月 29 日收到; 2009 年 10 月 25 日收到修改稿)

对出口雷诺数约为 13000 的湍流平面射流瞬时速度(u)测量信号(u_m)进行高频过滤研究. 在分析了高频噪声对 u 测量精度的影响后, 使用 Mi 等人 (2005, *Phys. Rev. E* **71**, 066304)提出的快速收敛迭代法对 u_m 进行了数值过滤, 并考察过滤前后统计湍流量的变化. 结果发现, 噪声的存在不仅对湍流小尺度统计量的估算影响显著, 也对与大尺度关联的量产生一定的影响. 在有效去除噪声造成的误差后, 本文正确地获得了典型湍流特征尺度 Kolmogorov 微尺度、Taylor 微尺度和积分尺度沿平面射流中心线的变化规律. 这些特征尺度在经历下游距离约为 20 倍矩形喷嘴短边边长的发展后, 开始呈现随下游距离的线性变化规律, 即逐渐进入湍流自保持状态. 湍流小尺度统计量比大尺度统计量能更快地发展到自保持状态.

关键词: 信号过滤, 平面射流, 湍流尺度

PACC: 4725, 4725M

1. 引 言

对湍流研究而言, 流动的高频(小尺度)信号主要来源于传统的热线和冷线测量, 例如对平面射流的测量^[1-7]. 但这些测量信号却不可避免地会受到高频电子噪声的影响. 在文献[1]于 2005 年发表前, 由于还没有有效的办法能将噪声从测量信号中完全滤掉, 使测量获得的小尺度湍流统计结果往往存在误差, 这就在一定程度上限制了实验研究对湍流理论发展的作用. 因此, 降低乃至消除高频噪声对测量信号的影响对湍流研究具有重要意义. 国内同行也在这方面做了一些有意义的工作^[8-10], 例如 20 世纪 70 年代马大猷^[8]研究了湍流噪声与压力的关系, 发展了以抑制简正波为手段的有源室内噪声控制的原理和技术. 黄显高等^[9]用小波多尺度分解算法实现了湍流噪声的减缩等等.

众所周知, 对于原始信号需要在某个特定的频率 f_c 处进行低通滤波才能消除高频噪声的影响. 但对 f_c 的选择非常困难: 选择太高无法充分去除噪声的影响, 太低则会失去部分真实的信号. 我们认

为, 对于湍流实验, f_c 的正确选择应该是最小湍流脉动对应的 Kolmogorov 频率 f_k (定义见第 2 节). 过去, 湍流实验研究者通常是根据自己的经验和已有的定性知识(在实验现场)确定 f_c 的大小, 而不是依据在理论上据可循的定量方法计算该频率. 所以, 大多数原有的实验数据都会在某种程度上受到噪声的影响. 用这些数据对流动做统计分析得出的结果就或多或少地出现失真, 甚至错误. 高质量的数据要求对湍流信号得到正确的过滤. 文献中许多研究工作, 例如文献[11], 给出的确定 f_c 的方法比较复杂; 文献[12]指出, 在 $f_c \ll f_k$ 时过滤速度信号 u_m 测量出来的速度梯度就会被过度低估; 而在 $f_c \gg f_k$ 时过滤则又使速度梯度过高估值.

由此可见, 如果我们能找到一种可以正确、简便地获得 f_k 的方法和程序, 则必将为实验带来极大的方便和为理论分析提供更有价值的实验数据. 文献[1]提出了这样一种方法. 该方法为快速收敛迭代法, 它可以正确获得 f_k 并将噪声从测量信号中有效地过滤出去. 本文在此基础上详细分析了噪声的影响, 并采用平面射流实验数据, 全面系统地对比和分析了噪声过滤前后各种流动统计量的变化, 包

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10772006)资助的课题.

[†] E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn

括湍流耗散率 ε , Taylor 尺度 λ , Kolmogorov 长度尺度 η 和频率 f_k . 本文另一个目的就是研究这些湍流特征尺度沿中心线的变化情况, 考察它们是否在足够远的下游区域遵循湍流自保持规律. 对于平面射流而言, 这些数据是文献中缺少的.

2. 高频噪声的影响及过滤速度信号的快速收敛迭代法^[1]

实验室测量的信号都不可避免地会受到高频电子噪声的影响. 如果记测量速度信号为 u_m , 真实速度信号为 u , 噪声为 p , 那么就有

$$u_m = u + p, \tag{1}$$

噪声 p 将导致速度信号对空间坐标 x_i (这里 $i = 1, 2, 3$ 代表三个垂直方向) 和时间坐标 t 的梯度均方值的高估, 即

$$\langle (\partial u_m / \partial x_i)^2 \rangle = \langle (\partial u / \partial x_i)^2 \rangle + \langle (\partial p / \partial x_i)^2 \rangle,$$
$$\langle (\partial u_m / \partial t)^2 \rangle = \langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle + \langle (\partial p / \partial t)^2 \rangle, \tag{2}$$

其中 $\langle (\partial p / \partial x_i)^2 \rangle$ 和 $\langle (\partial p / \partial t)^2 \rangle$ 是高估值, 也是实验不希望有的噪声干扰 (本文中的 $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均, 以下不再重复说明). 于是, 实验室测得的湍流平均耗散率 ε_m 将大于真实的值 ε , 其张量形式的定义^[13]为

$$\varepsilon = \nu \left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\rangle, \tag{3}$$

这里 ν 是黏性系数. 相应地, 测量的 Kolmogorov 尺度 η_m 小于真实的值 $\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$; 测量的 Taylor 尺度 λ_m 小于真实的 $\lambda = \langle u^2 \rangle^{1/2} / \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle^{1/2}$; 测量的 Kolmogorov 频率 f_{km} 小于真实的值 $f_k = U(2\pi\eta)^{-1}$, 其中 U 为轴向平均速度. 另外, 湍流积分尺度 $L = U \int_0^{\tau_0} \langle u(t)u(t+\tau) \rangle \langle u^2 \rangle^{-1} d\tau$ (τ_0 是轴向速度自相关函数 $\langle u(t)u(t+\tau) \rangle$ 的第一个零点对应的时间滞后) 可能将无法确定. 因此, 为了得到真实的 $\langle (\frac{\partial u}{\partial x})^2 \rangle, \langle (\frac{\partial u}{\partial t})^2 \rangle, \varepsilon, \eta, \lambda, f_k$ 和 L 等各个湍流统计量, 就必须对湍流信号进行正确过滤.

下面考察噪声对湍流耗散率 ε_m , Kolmogorov 长度尺度 η_m 及 Kolmogorov 频率 f_{km} 的影响. 设测量的湍流耗散率 ε_m 为

$$\varepsilon_m = \varepsilon + \varepsilon_n = \varepsilon(1 + \varepsilon_n / \varepsilon) = C\varepsilon, \tag{4}$$

其中 $C = (1 + \varepsilon_n / \varepsilon) > 1, \varepsilon_n$ 表示噪声干扰. 由(4)式有

$$\eta_m \equiv (\nu^3 / C\varepsilon)^{1/4} = C^{-1/4}\eta. \tag{5}$$

再由 f_{km} 的定义得

$$f_{km} = C^{1/4}f_k. \tag{6}$$

相应地, 高频噪声带给 ε_m, η_m 和 f_{km} 的误差可通过计算 C^p 而得到测量. 如(4)–(6)式所示, 指数 p 由对 ε_m 的 $p = 1$ 变化到对 η_m 和 f_{km} 的 $p = 1/4$. 这暗示着噪声存在对 ε_m 的误差远大于对 η_m 和 f_{km} 的误差. 也揭示了文献[1]的快速收敛迭代法是通过指数渐缩的方法迭代消除噪声影响的原理.

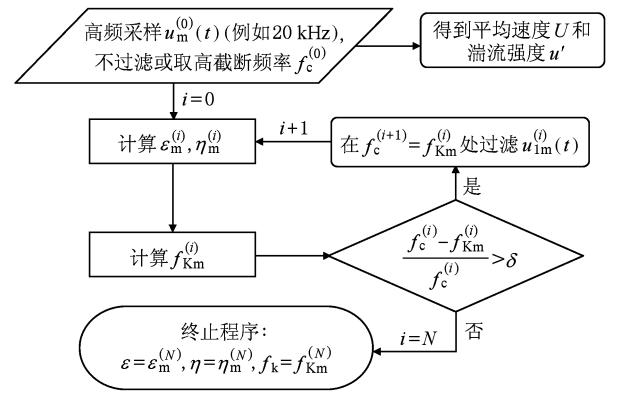


图 1 信号快速收敛迭代法过滤 $u_m^{(0)}(t)$, 得到 ε, η 和 f_k 的流程图

根据文献[1], 我们将快速收敛迭代法总结成流程图 1. 如图 1 所示, 对原始在高频(如 20 kHz)下取样得到的信号 $u_m^{(0)}(t)$, 可不使用任何低通截断频率(或用很高的截断频率 $f_c^{(0)}$); 信号收集后, 首先计算 $\varepsilon_m^{(0)}$, 再计算 $\eta_m^{(0)}, \lambda_m^{(0)}, L_m^{(0)}$, 并得到 $f_{km}^{(0)}$; 如果 $\frac{(f_c^{(0)} - f_{km}^{(0)})}{f_c^{(0)}} > \delta$ (其中 $\delta > 0$ 是收敛界, 应取非常小的值, 如 $10^{-3} - 10^{-4}$), 则取 $f_c^{(1)} = f_{km}^{(0)}$ 重新过滤 $u_m^{(0)}$, 取得第一次迭代后的信号 $u_m^{(1)}$, 再重复上述计算, 直至 $\frac{(f_c^{(i)} - f_{km}^{(i)})}{f_c^{(i)}} < \delta$ 收敛为止, 即 $\varepsilon_m^{(N)} \rightarrow \varepsilon, \eta_m^{(N)} \rightarrow \eta, \lambda_m^{(N)} \rightarrow \lambda, L_m^{(N)} \rightarrow L$ 和 $f_{km}^{(N)} \rightarrow f_k$. 于是我们最终得到 $\varepsilon = \varepsilon_m^{(N)}, \eta = \eta_m^{(N)}, \lambda = \lambda_m^{(N)}, L = L_m^{(N)}$ 和 $f_k = f_{km}^{(N)}$. 应当指出, 原则上我们的分析不需要任何假设(如湍流各向同性假设)为前提. 换言之, 只要 ε 是可测的, 则由上述迭代过程就能正确地过滤 u_m , 从而得到接近真实的 $\varepsilon, \eta, \lambda, L$ 和 f_k .

3. 实验简介

为了验证上述方法^[1]对于真实湍流实验的有

效性, 我们做了一组平面射流的实验. 装置如图 2 所示, 这里只做简单描述(详述见文献[14]). 由离心式鼓风机提供的空气流经风洞调整均化后, 通过矩形窄缝喷入由两块长为 2000 mm、高为 1800 mm 的平板所夹的通道(为了保证是二维统计), 形成平面射流. 矩形窄缝出口的高度 $h = 10\text{ mm}$, 宽度 $w = 360\text{ mm}$ (出口面积为 3600 mm^2 ; 宽高比 $w/h = 36$). 射流出射速度为 $U_j = 19.24\text{ m/s}$, 相应的出口雷诺数 $Re = U_j h / \nu = 13188$.

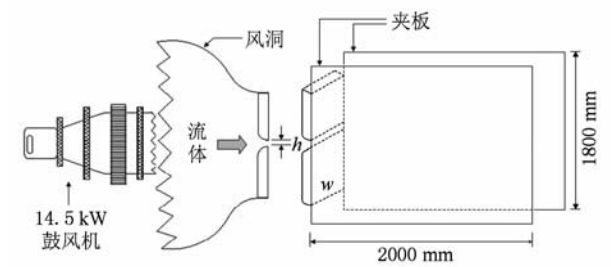
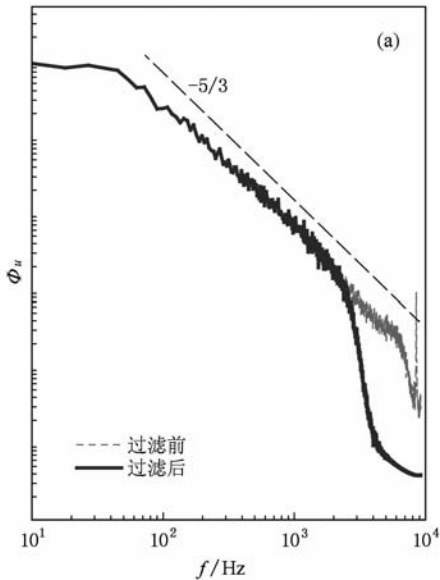


图 2 平面射流喷嘴结构图

本研究采用垂直于流向的单热线探头在 $0 \leq x/h \leq 80$ 的空间范围内测量轴向平均速度 U_c 和脉动速度 u . 为了实现本研究的目的, 恒温式热线风速仪通过设置高低通频率 $f_c = 9.2\text{ kHz}$ 过滤后将流场流速信号转变为电信号, 通过 A/D 控制板连接计算机高速采样; 采样时间约为 22 s, 采样频率为 $f_s = 18.4\text{ kHz}$. 测量前后用标准皮托管在接近出口处的射流势核区^[14] 校准热线, 那里的湍流度 $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U_j \approx 0.5\%$.



4. 实验结果及分析

4.1. 能量谱函数

由张量形式的定义(3)可以看到, 湍动能平均耗散率包含了 12 项速度梯度关联量. 由于这些关联量的测量要求极高的空间和时间分辨率, 技术上非常困难, 现在和可预见的将来都无法实现所有 12 项速度梯度关联量的测量. 所以在湍流研究领域, 研究者几乎都是通过简化完成对湍动能耗散率的估算. 最常用的方法就是假设湍流局部各向同性^[15]. 在这个假设条件下, 湍动能平均耗散率(3)可以简化为

$$\varepsilon = 15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle, \tag{7}$$

这里 x 和 u 分别表示流向轴和流向速度分量. 在这个前提下, 下面研究噪声对湍流能量谱 $\Phi_u(f)$ 和湍动能耗散率能谱 $\Phi_\varepsilon(f)$ 的影响. 一维能谱函数 $\Phi_u(f)$ 和 $\Phi_\varepsilon(f)$ 的定义^[16] 如下:

$$\langle u^2 \rangle = \int_0^\infty \Phi_u(f) df, \tag{8}$$

$$\varepsilon = \int_0^\infty \Phi_\varepsilon(f) df = 15\nu \int_0^\infty f^2 \Phi_u(f) df. \tag{9}$$

由文献[1]的快速收敛迭代法, 可以得到在 $x/h = 40$ 位置上的 Kolmogorov 频率 $f_k \approx 3000\text{ Hz}$.

图 3 给出了该位置上过滤前后湍动能谱 $\Phi_u(f)$ 和湍动能耗散谱 $\Phi_\varepsilon(f)$ 的对比. 我们可以明显看

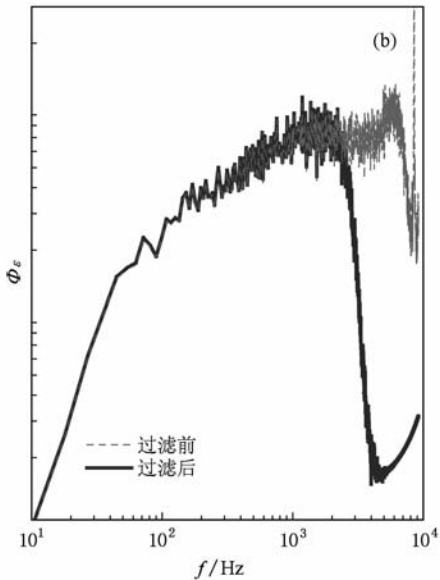


图 3 湍流动能谱和耗散率谱过滤前后对比图 $x/h = 40$. (a) 湍流动能谱, (b) 耗散率谱

到,当 $f_c > f_k$ 时,虽然未过滤的 $\Phi_u(f)$ 和 $\Phi_\varepsilon(f)$ 都带有明显上翘的尾巴,但噪声对 $\Phi_\varepsilon(f)$ 的影响远比对 $\Phi_u(f)$ 的影响明显. 如果以 $f_c = f_k$ 过滤后的信号为真实信号来考虑,根据(8)和(9)式进行估算, $(\langle u_m^2 \rangle - \langle u^2 \rangle)/\langle u^2 \rangle$ 和 $(\varepsilon_m - \varepsilon)/\varepsilon$ 分别约为1.6%和210%. 这说明高频噪声的存在对湍流动能 $\langle u^2 \rangle$ 的影响小得可以忽略,而如果不清除,却对 ε 的估算产生巨大的影响. 这也同时说明了相比大尺度湍流脉动主导的 $\langle u^2 \rangle$ 而言,高频噪声更容易影响到湍流的高频小尺度脉动,特别是以Kolmogorov尺度 η 为主的小尺度湍流脉动. 过去对小尺度湍流的实验研究大多使用热线或冷线测量,获得的结果或多或少地受滤波频率人为选择的影响. 选高了噪声的影响无法消除,以致频谱在尾部翘尾巴(见图3);太低则滤掉部分真实信号内容,造成统计量的低估.

4.2. 湍动能耗散率与 Kolmogorov 尺度

对于高雷诺数平面射流,通常认为最小尺度结构的湍动能耗散率 ε 等于大尺度结构的湍动能供应率,即正比于 U_0^3/L_0 ,其中 U_0 和 L_0 是局部特征速度和长度尺度. 基于此结论,对平面射流取 $U_0 = U_c$, $L_0 = L_{1/2}$,我们得到 $\varepsilon \sim U_c^3/L_{1/2}$. 由流体的自保持性,进一步有

$$\varepsilon(hU_j^{-3}) = C_\varepsilon(x/h)^{-5/2}, \tag{10}$$

$$\eta/h = C_\eta(x/h)^{5/8}, \tag{11}$$

此处的 C_ε 和 C_η 为实验确定的常数. 这里需要明确

的是,(10)和(11)式的适用范围是平面湍流射流. (10)和(11)式已被Antonia等^[11]证实,并发现 $C_\varepsilon \approx 5.2$ 和 $C_\eta \approx 0.66Re^{-3/4}$. 但应当指出,Antonia等人(以及过去的其他研究者)在测量速度时为了获得正确的过滤截断频率 f_c ,都必须采用频谱分析仪、差分仪以及滤波器;而且是根据肉眼观察和自身的研究经验确定 f_c 的大小(因为Kolmogorov频率 $f_k \equiv U_c(2\pi\eta)^{-1}$ 无法预先获知). 相比之下,有了文献[1]的方法,只需要在不过滤的条件下高频采集信号,然后通过相应程序进行后处理即可. 因此,在测量速度场时不需要频谱分析仪、差分仪以及滤波器,大大降低了实验的投资成本;更重要的是,图1的方法简单且无需人为地确定 f_k 和 f_c ,所以减少了相关的误差.

图4显示的是初始测量信号 u_m 经三次快速过滤迭代而达到收敛后 ε_m 和 η_m 的结果. 这个迭代的过程包括确定 $\varepsilon_m^{(i)}$ 和 $\eta_m^{(i)}$ 与 $f_k^{(i)}$. 图4也表明在测量区内, $\varepsilon_m^{(3)}$ 与 $\eta_m^{(3)}$ 和(10)和(11)式的曲线相符. 这给验证快速收敛迭代法和关系式中的 $C_\varepsilon \approx 5.2$ 与 $C_\eta \approx 0.66Re^{-3/4}$ 的正确性提供了强有力的支持. 需说明的是:未过滤的 ε_m^0 在(10)式的曲线之上, η_m^0 在(11)式的曲线之下,其原因已在噪声影响中阐述清楚. 而且我们注意到,随着 x 的增加,例如当 $x/h \geq 20$, $f_k \equiv U_c(2\pi\eta)^{-1}$ 降低明显,因此 $f_c^{(0)}/f_k$ 的比率增加,故噪声对湍动能耗散率 ε_m 与Kolmogorov尺度 η_m 的影响明显增大. 图中 ε_m^0 和 η_m^0 的发展趋势也可以验证这一点.

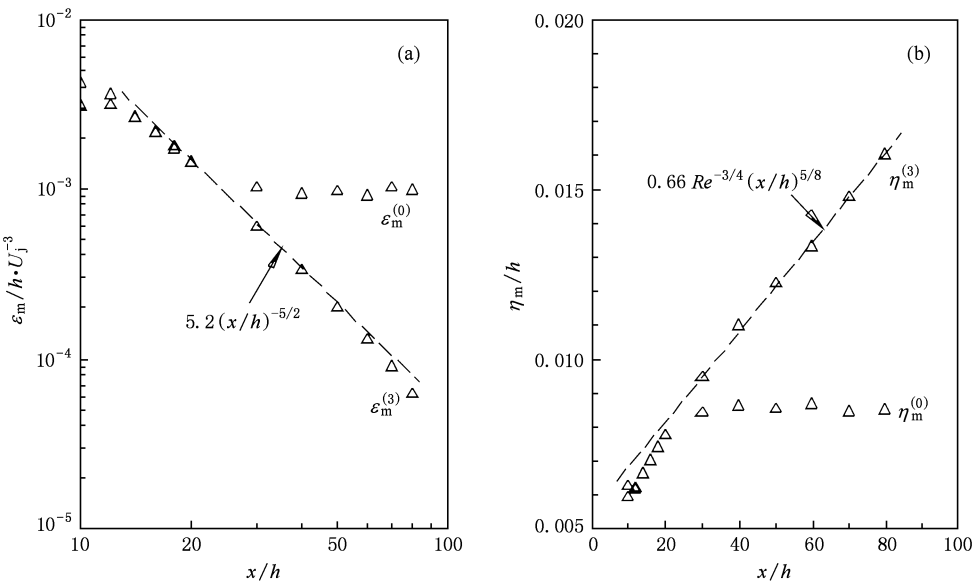


图4 平面射流($Re = 13188$)湍动能耗散率和 Kolmogorov 尺度沿轴线的变化 (a)湍动能耗散率,(b)Kolmogorov 尺度

4.3. Taylor 尺度

图 5 显示的是初始测量信号 u_m 经三次快速过滤迭代收敛后计算所得的 λ_m . 未过滤的 Taylor 尺度 $\lambda_m^{(0)}$ 偏离远场区自保持关系式

$$\lambda/h = C_\lambda (x/h)^{3/4}, \quad (12)$$

此处 $C_\lambda \approx 0.88 Re^{-1/2}$ 为实验确定的常数, 也已被 Antonia 等^[11]证实. 经过三次迭代后, Taylor 尺度 $\lambda_m^{(3)}$ 已经基本符合关系式(10), 也再次验证了快速过滤噪声迭代法的有效性.

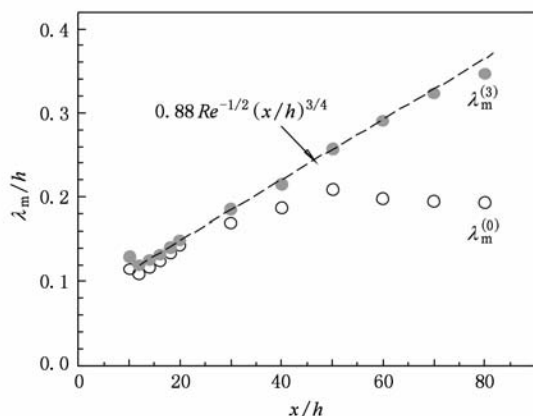


图 5 平面射流 ($Re = 13188$) Taylor 微尺度 λ_m 沿轴线的变化

值得注意的是, 未过滤的 $\lambda_m^{(0)}$ 在(12)式的曲线之下, 这完全符合在第 2 节噪声影响中的阐述, 测量得到的 Taylor 尺度 λ_m 将小于真实值 λ . 并且随着 x/h 的增大, 偏离程度也逐渐增大. 这主要是因为随着流体向下游的发展, 中心线平均速度 U_c 越来越小, Kolmogorov 尺度 η_m 越来越大, 因此真实的 Kolmogorov 频率 $f_k \equiv U_c (2\pi\eta)^{-1}$ 越来越小, 于是噪声对 Taylor 尺度 λ_m 的影响会越来越大.

此外, 正如文献[1]所述, 当设定 $\delta = 10^{-3}$ (δ 是收敛的界) 时, 所有测量点的 $\varepsilon_m^{(i)}$, $\eta_m^{(i)}$, $f_{km}^{(i)}$ 和 $\lambda_m^{(i)}$ 都只需三次迭代就能收敛于它们的真实值 ε , η , f_k 和 λ . 如取更小的 δ 值则需更多的迭代, 例如, 当 $\delta = 10^{-4}$ 时, 需五次迭代.

4.4. 积分尺度

湍流积分尺度定义为

$$L = U_c \int_0^{\tau_0} \langle u(t)u(t+\tau) \rangle \langle u^2 \rangle^{-1} d\tau, \quad (13)$$

其中 τ_0 是轴向速度自相关函数 $\langle u(t)u(t+\tau) \rangle$ 的

第一个零点对应的时间滞后; 令 $f(\tau) = \langle u(t)u(t+\tau) \rangle \langle u^2 \rangle^{-1}$, 我们在图 5 中比较过滤前后的 $f(\tau)$ 的变化, 从图 6(a) 中可以清楚地看到, 未过滤噪声的 $f(\tau)$, 在流体到达下游 $x/h = 60$ 处, $f(\tau)$ 已经与 τ 轴无交点, 即 $\tau_0 = \infty$, 并且因为 $f(\tau)$ 是有界函数, 因而由关系式 $L = U_c \int_0^{\tau_0} f(\tau) d\tau$ 得到的 L 将是无穷大, 这显然不符合实际情况. 而如图 6(b) 所示, 经过过滤的 $f(\tau)$ 则随 τ 的增大而迅速下降, 在流体的整个流动中, $f(\tau)$ 都与 τ 轴有交点, 并且随着 x/h 的增大, τ_0 也增大, 并由关系式(13), 就能得到过滤后的积分尺度.

湍流积分尺度 L 通常用来刻画湍流大结构的总体尺度, 它宏观地决定了湍流场的基本特征. 我们知道, 随着 x/h 的增大, 射流最终要达到积分尺度自保持, 即 L 呈线性扩张^[14]. 如图 7(a) 所示, 对于出口 $Re = 13188$ 的平面射流, 其过滤后的积分尺度 L 在 $x/h \geq 10$ 时满足自保持要求的线性关系, 这说明通过迭代法过滤后得到的是更接近真实的湍流积分尺度 L . 由此也再一次验证了快速收敛迭代法计算积分尺度的有效性和正确性. 相比之下, 未过滤噪声的积分尺度在整个测量范围内都是非线性的, 不符合积分尺度自保持性. 可能正因为前人没有很好的过滤噪声的方法, 故(13)式定义的积分尺度很少有人去研究.

进一步考察平面射流的局部雷诺数在轴线上的变化. 如果取 L 为局部特征长度, 局部雷诺数可表示为 $Re_L \equiv U_c L / \nu$. 由于在射流自保持区的积分尺度 L 与轴心速度 U_c 与离开喷嘴的下游距离 x 的关系应满足 $L \sim x$ 和 $U_c \sim x^{-1/2}$ (见文献[14]), 故其局部雷诺数与 x 应存在关系 $Re_L \sim x^{1/2}$. 换言之, 如果射流已进入湍流自保持区, Re_L^2 对 x 的依赖关系应该是线性的. 这一点的确在图 7(b) 中得到了证实 (注意: 使用的 L 数据必须是由过滤速度信号计算出来的). 而且这个线性关系几乎从 $x/h = 10$ 就开始出现. 非常值得关注的是, 尽管出口雷诺数 $Re = 13188$ 并不算很高, 局部雷诺数却随 x 的增大而快速提高. 例如, 在 $x/h = 70$, Re_L 已达 1.5×10^9 ; 而基于 Taylor 小尺度 λ 的局部湍流雷诺数 $Re_\lambda \equiv u'_\lambda \lambda / \nu$ 也接近了 $Re_\lambda = 800$ (这属于较高的湍流雷诺数).

于是, 对于平面射流而言, 局部雷诺数随着流

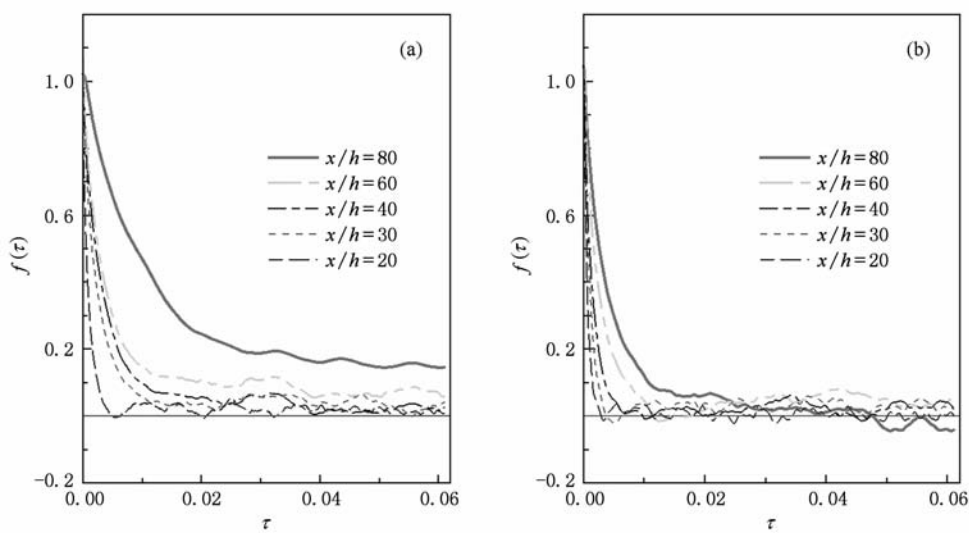


图6 平面射流中心线速度自相关函数 $f(\tau)$ 过滤前后的比较 (a)过滤前,(b)过滤后

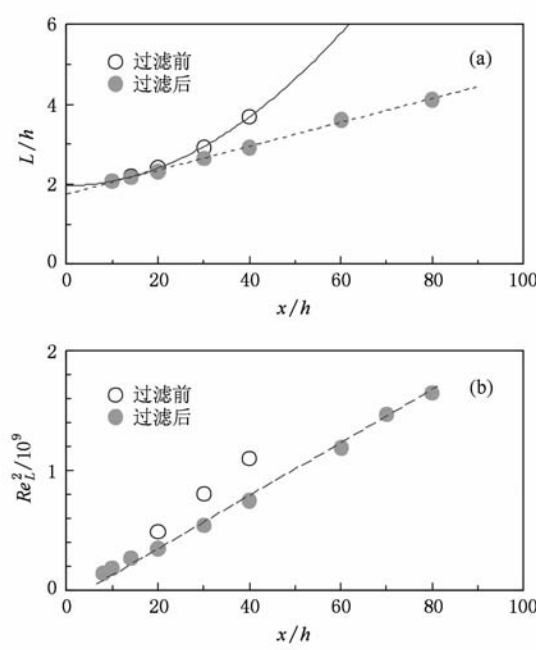


图7 平面射流($Re = 13188$)积分尺度 L 沿轴线的变化 (a)积分尺度,(b)雷诺数

体向下游的发展而逐渐增大. 可以肯定,这种现象使平面射流无论出口雷诺数有多大都可以在远场区达到很高的基于 Taylor 小尺度 λ 的局部湍流雷诺数 Re_λ ,这对于需要高 Re_λ 的湍流基础研究提供了很好的流动对象. 平面射流的这个特点是圆形射流和柱体尾流等常见的自由剪切流所无法比拟的,因为后者沿轴线的局部湍流雷诺数 Re_λ 在自保持区都是不变的.

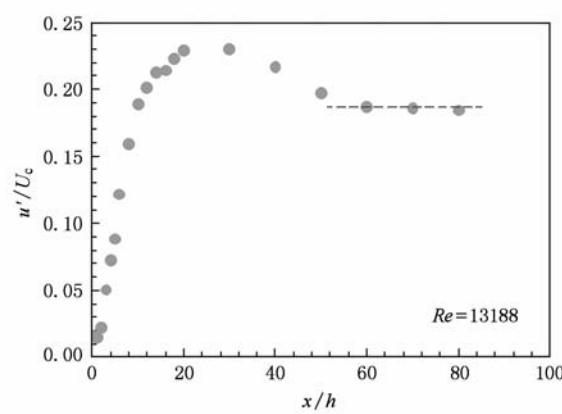


图8 平面射流轴线上的湍流强度 u'/U_c 的变化图

5. 讨 论

由图4可以看到平面射流无量纲的小尺度统计量湍动能耗散率 ε 和 Kolmogorov 尺度 η , 在 $x/h \geq 12$ 后就满足自保持性关系式(10)和(11),即很快就达到湍动能耗散率自保持和 Kolmogorov 尺度自保持状态^[12]. 同样地,图5和图7清楚地显示, Taylor 微尺度 λ 和积分尺度 L 也在同样的区域满足各自的自保持关系式. 而根据我们以前的研究工作^[14],对于雷诺数 $Re = 9125$ 的平面射流,中心线的湍流强度 u'/U_c 在 $x/h \geq 40$ 后趋于常数,即满足湍流强度自保持的要求;而且出口雷诺数越大,湍流强度达到自保持状态的距离越长. 本文涉及的射流,出口雷诺数为13188,因此,如图8所示,轴心线

上的湍流强度至少要在 $x = 60h$ 后才能达到自保持状态. 也就是说, 小尺度统计量 ε 比大尺度统计量 u' 在中心线上能更快地发展演变到自保持状态. 产生这一现象的原因可以解释如下: 在任何湍流流动中, 大尺度整体运动对初始条件和边界条件的敏感程度应远高于因大尺度结构相互作用所导致的局部小尺度运动, 因此, 初始条件和边界条件对反映小尺度运动的统计量 (如 ε , η , λ) 的影响必然小于其对大尺度统计量 (如 u') 的影响. 在向下游流动的过程中, 各种大小不同的湍流结构在统计上都会先后逐渐完成自身的调整, 并最终在相同变化率下同步变化, 使整个流动达到一种平衡的状态 (即自保持或自相似状态). 与小尺度相比, 由于大尺度结构对初始条件和边界条件的记忆持续时间长, 它们的统计行为达到自保持状态就会慢一些. 反映在统计量的演变上, 与小尺度相关的湍流量则先行进入自保持 (或自相似) 状态, 大尺度湍流量则随其后. 这一点我们还未发现在相关文献中有任何研究者做过评述.

6. 结 论

我们应用图 1 给出的文献 [1] 的快速收敛迭代法, 对出口雷诺数为 13188 的平面射流沿中心线上的瞬时速度测量信号进行了过滤. 对比了过滤前后

的谱函数、湍动能耗散率 ε 和各种湍流尺度. 我们发现:

1) 在高频区噪声对湍动能耗散率 ε 的谱函数 $\Phi_\varepsilon(f)$ 的影响远比对能量谱函数 $\Phi_u(f)$ 的影响大. 换言之, 高频噪声存在使湍动能平均耗散率的测量值远远高于真实值.

2) 随着流动向下游发展, 高频噪声对各种湍流尺度的估值及特征量的影响越来越大. 这不仅包括显著影响小尺度脉动关联量的估算, 也对与大尺度有关的量产生一定的影响.

3) 经使用文献 [1] 提出的快速收敛迭代法过滤后, 接近真实的湍动能平均耗散率 ε , Kolmogorov 微尺度 η , Taylor 微尺度 λ 和积分尺度 L 已证实能被估算出来. 这是对快速收敛迭代法的正确性和高效性的验证.

4) 在平面射流中, 随离开喷嘴的下游距离 x 的增加, 轴线上的 Kolmogorov 微尺度 η , Taylor 微尺度 λ 和积分尺度 L 在 $x/h \geq 20$ 后呈线性增大, 即满足自保持关系.

5) 在平面射流中, 湍流小尺度统计量比大尺度统计量在中心线上能更快地发展演变到自保持状态. 预计这一发现不仅适用于平面射流, 也应该适用于其他湍流流动. 这一发现在文献中还未见相关报道.

- [1] Mi J, Deo R C, Nathan G J 2005 *Phys. Rev. E* **71** 066304
- [2] Mi J, Nobes D S, Nathan G J 2001 *J. Fluid Mech.* **38** 577
- [3] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2006 *Exp. Therm. Fluid* **31** 825
- [4] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2007 *Exp. Therm. Fluid* **32** 545
- [5] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2007 *Exp. Therm. Fluid* **32** 596
- [6] Mi J, Deo R C, Nathan G J 2005 *Phys. Fluids* **17** 068102
- [7] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2008 *Phys. Fluids* **20** 075108
- [8] Ma D Y 1978 *Acta Phys. Sin.* **27** 121 (in Chinese) [马大猷 1978 物理学报 **27** 121]
- [9] Hang X G, Xu J, X He D H 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1810 (in Chinese) [黄显高、徐健学、何岱海 1999 物理学报 **48** 1810]
- [10] Xiao F H, Yan G R, Han Y H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 396 (in

Chinese) [肖方红、闫桂荣、韩雨航 2004 物理学报 **53** 396]

- [11] Antonia R A, Satyaprakash B R, Hussain A K M F 1980 *Phys. Fluids* **23** 695
- [12] Mi J, Nathan G J 2003 *Expts. Fluids* **34** 687
- [13] Hinze J O 1975 *Turbulence* (New York: McGraw-Hill Book) p218
- [14] Mi J C, Feng B P, Deo R C, Nathan G J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7756 (in Chinese) [米建春、冯宝平 Deo R C, Nathan G J 2009 物理学报 **58** 7756]
- [15] Kolmogorov N, Dokl A 1941 *Nauk SSSR* **30** 301
- [16] Champagne F H 1978 *J. Fluid Mech.* **86** 67

Centerline characteristic scales of a turbulent plane jet and their dependence on filtration of measured signals^{*}

Mi Jian-Chun[†] Feng Bao-Ping

(State Key Laboratory of Turbulence & Complex Systems, College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 29 September 2009; revised manuscript received 25 October 2009)

Abstract

This study has two main objectives; (1) to examine the availability of a filtering scheme developed by Mi *et al* (2005, *Phys. Rev. E* **71**, 066304) on the measured velocity signal and (2) to investigate the centerline characteristic scales of a plane jet with the exit Reynolds number of $Re = 13188$. The success of the filtering scheme has been well validated. It is found that the existence of the high-frequency noise impairs not only the small-scale properties of turbulence but also those associated with large-scale turbulence. After filtering the noise, while the dissipation rate of turbulence kinetic energy is correctly obtained, the characteristic scales of turbulent flow (i. e. the Kolmogorov and Taylor turbulence micro-scales and the integral scale) are appropriately estimated. The results reveal that the centerline characteristic scales of the plane jet exhibit a linear dependence on the downstream distance (x) at $x \leq 20 h$, where h is the height of the nozzle. It is interesting to note that the statistical properties of small-scale turbulence appear to enter their self-preserving state earlier than those of large-scale turbulence in the jet. To our knowledge, this finding has not been reported in the literature.

Keywords: signal filtering, plane jet, turbulence scales

PACC: 4725, 4725M

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10772006).

[†] E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn