

## 圆柱热尾流中温度的概率密度函数

戈阳祯 米建春<sup>†</sup>

(北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室, 北京 100871)

(2012年7月23日收到; 2012年8月18日收到修改稿)

本文通过实验研究圆柱热尾流中温度的概率密度函数在不同雷诺数下沿中心线的演变以及其与湍流混合程度的关系. 实验中雷诺数的取值范围是 1200—8600, 温度是由直径为 0.63  $\mu\text{m}$  的冷线探针测量的. 实验结果表明, 温度概率密度函数在尾流中场区随空间位置变化显著. 雷诺数的增加加快了这个变化过程, 特别加速了尾流中心线温度的概率密度函数从非高斯向近似高斯分布的演变.

**关键词:** 湍流尾流, 被动标量, 概率密度, 频谱

**PACS:** 47.27.wb, 47.51.+a

**DOI:** 10.7498/aps.62.024702

## 1 引言

早在 60 多年前 Hawthorne 等<sup>[1]</sup>就提出概率密度函数 (PDF) 方法对研究化学反应参与的湍流流动具有优势的见解. 自此以后, PDF 方法获得了发展、应用<sup>[2,3]</sup>和推广<sup>[4,5]</sup>. 不仅如此, 速度 (矢量) 和温度 (标量  $\theta$ ) 的 PDF 本身也获得了大量的实验研究<sup>[6-10]</sup>和数值模拟<sup>[11-13]</sup>. 过去的研究表明, 标量  $\theta$  的 PDF (表达为  $p(\theta)$ ) 一般呈非高斯分布, 即偏离高斯分布

$$p(\theta^*) = \exp(-\frac{1}{2}\theta^{*2})/\sqrt{2\pi}, \quad (1)$$

这里  $\theta^* = \theta/\langle\theta^2\rangle^{1/2}$ ; 方括弧  $\langle\cdot\rangle$  表示统计平均值, (下同), 而且偏离程度与主流和环境流之间的混合程度相关: 混合越充分, 偏离程度越小. Mi<sup>[14]</sup>早在 2006 年将  $p(\theta)$  偏离高斯分布的程度跟标量耗散率  $\epsilon_\theta$  (描述小尺度湍流) 与  $\theta$  本身 (描述大尺度湍流) 的相关程度关联起来, 在实验结果的引导下, 从定量的角度提出了下面的关系式:

$$\frac{\langle\theta^2\epsilon_\theta\rangle}{\langle\theta^2\rangle\langle\epsilon_\theta\rangle} = C(|S_\theta| + |F_\theta - 3|) + 1, \quad (2)$$

其中  $S_\theta \equiv \langle\theta^3\rangle/\langle\theta^2\rangle^{3/2}$  为偏斜因子和  $F_\theta \equiv \langle\theta^4\rangle/\langle\theta^2\rangle^2$  为平坦因子, 二者用于描述  $p(\theta)$  的形状;  $C$  为一实验常数. 根据 (2) 式我们可以总结以下两条:

1) 若  $p(\theta)$  为高斯分布, 则其偏斜和平坦二因子必然是  $S_\theta = 0$  和  $F_\theta = 3$ ; 显然, 这时 (2) 式右边的相关系数  $\langle\theta^2\epsilon_\theta\rangle/(\langle\theta^2\rangle\langle\epsilon_\theta\rangle)^{-1} = 1$ , 或者  $\langle\theta^2\epsilon_\theta\rangle = \langle\theta^2\rangle\langle\epsilon_\theta\rangle$ , 即  $\epsilon_\theta$  和  $\theta^2$  (或  $\theta$ ) 在统计上是独立的; 毫无疑问, 这表明小尺度湍流的混合已经十分充分, 使得其造成的耗散在统计上与大尺度流动已无关联.

2) 若  $p(\theta)$  为非高斯分布, 则二因子  $S_\theta$  和  $F_\theta$  必然分别偏离 0 和 3; 如果此时我们以  $\delta = |S_\theta| + |F_\theta - 3|$  将二因子合二为一, 即如 (2) 式所表达的那样, 则相关量  $\langle\theta^2\epsilon_\theta\rangle$  与  $\delta$  成正比, 即  $\langle\theta^2\epsilon_\theta\rangle/(\langle\theta^2\rangle\langle\epsilon_\theta\rangle)^{-1} = C\delta + 1$ . 于是, 湍流的小尺度混合越不充分, 代表大、小尺度相互依赖程度的相关量  $\langle\theta^2\epsilon_\theta\rangle$  则越大, 定量描述偏离高斯分布程度的参数  $\delta$  也越大.

然而, 上述观点以及 (2) 式还需要足够的实验数据加以检验. 为此, 本文选择长期倍受关注的圆柱尾流为对象, 通过研究被加热的圆柱尾流温度的 PDF 与湍流混合在不同雷诺数下的关系. 这里还特别需要提及文献 [15] 对圆柱尾流中心线上温度概率密度函数演变的研究. 其作者 Sreenivasan 定义了一个特别的位置  $x = x_s$ , 该空间点上对应的  $p(\theta)$  是对称的 (或  $S_\theta = 0$  但不一定是高斯分布). 他认为,  $x < x_s$  的范围对应的是卡门涡街, 而  $x > x_s$  对应的

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn.

是不同于原始卡门涡的次级大尺度涡的重构区域. 文献 [16] 后来提供了更多的实验室获得的证据支持 Sreenivasan 的观点, 而且发现: 随雷诺数增加, 位置  $x_s$  向上游移动.

本文选择实验研究不同雷诺数下圆柱尾流温度的 PDF 与湍流混合的关系. 涉及的尾流流场范围包括卡门涡起主导作用的中场区域和重构大尺度次级涡的下游区域; 研究中使用冷线探头测量加热的圆柱后的尾流温度场, 实验的雷诺数范围是  $Re = 1200\text{--}8600$ , 这里  $Re \equiv U_\infty d/\nu$  (其中  $U_\infty$  为来流速度,  $d$  为柱体直径和  $\nu$  为流体黏度).

## 2 实验详情

对风洞中圆柱 (加热) 尾流的温度场进行测量和对采集的温度信号进行统计计算是本文中实验的主要内容. 圆柱安放在一个低湍流的循环型风洞中, 该风洞的工作段长 2.4 m, 横截面的尺寸为  $0.35\text{ m} \times 0.35\text{ m}$ , 为了实现流向压力梯度为零, 其底壁略倾斜. 实验使用了两个直径 ( $d = 2.67\text{ mm}$  和  $12.7\text{ mm}$ ) 不同的圆柱体, 目的是为了使雷诺数的取值在  $Re = 1200$  和  $Re = 8600$  之间. 圆柱被安装在中间平面并且圆柱长度为风洞工作区的整个宽度, 距离收缩段的出口平面为  $0.2\text{ m}$ ; 对应于  $2.67\text{ mm}$  和  $12.7\text{ mm}$  柱体的长宽比和堵塞率分别为约  $0.8\%$  和  $131$  及  $3.6\%$  和  $27.6$ . 为了获得不同的雷诺数, 除了使用两个柱体外, 实验中也选取了多个介于  $3.6\text{ m/s}$  和  $10.2\text{ m/s}$  之间的不同的 ‘自由来流’ 速度 ( $U_\infty$ ). 本实验风洞产生的 ‘自由来流’ 的纵向和横向湍流度分别为  $0.05\%$  和  $0.08\%$ .

为了能使尾流温度可做被动标量来处理, 实验时将圆柱微加热, 使绕流圆柱的流体温度比约  $23\text{ }^\circ\text{C}$  的环境流温度仅仅高出  $\sim 30\text{ }^\circ\text{C}$ ; 在这种条件下, 最大温差不超过  $30\text{ }^\circ\text{C}$ , 温差引起的浮力对流动的影响应该可以忽略不计. 这一点可进一步证明如下: 温差浮力的影响一般可通过计算格拉晓夫数  $Gr (\equiv g\beta\Delta TL^3/\nu^2)$ , 其中  $g$  是重力加速度,  $\beta$  是体积热膨胀系数,  $\Delta T$  是温差,  $L$  特征尺度以及  $\nu$  为流体黏度) 与雷诺数  $Re$  平方之比来判别; 当  $Gr/Re^2 \geq 1.0$  时, 温差浮力对流动影响较大; 若此比值较小, 浮力的影响则可不予考虑. 本实验涉及的  $Gr/Re^2 \approx 5.26 \times 10^{-3} \ll 1$ .

冷线探针用于测量瞬时温度  $\Theta (= \langle \Theta \rangle + \theta)$ , 其中  $\langle \Theta \rangle$  是均值,  $\theta$  是脉动值). 冷线用沃拉斯顿 (Pt-

$10\%Rh$ ) 线, 探针有效段直径为  $0.63\text{ }\mu\text{m}$ 、长度约  $0.7\text{ mm}$ ; 故其长径比 ( $= 0.7 \times 1000/0.63 \approx 1111$ ) 足够大 ( $> 1000$ ), 使用它时其输出的低频信号衰减会非常小 [17]. 冷线在恒定低电流 ( $= 0.1\text{ mA}$ ) 电路中操作; 在这个电流下, 冷线对速度波动的敏感性很小; 冷线的频率响应 ( $-3\text{ dB}$  下的频率估计在  $5\text{ m/s}$  时为  $4.5\text{ kHz}$ ) 也足以避免均方值 ( $\langle \theta^2 \rangle$ ) 的高频衰减. 电路输出的信号放大后使用一个 12 位的 A/D 板来数字化; 对所有测试的雷诺数, 输出信号都采用  $1.6\text{ kHz}$  的低通过滤, 然后使用  $3.2\text{ kHz}$  的采样频率; 采用记录的时间为  $61\text{ s}$ , 这样可以获得足够大的信号数据, 使后续的对温度脉动信号的统计计算, 特别是高阶矩 (最高到 8 阶) 的计算, 可以获得比较准确结果.

## 3 结果和讨论

图 1 显示了温度脉动  $\theta$  的概率密度函数  $p(\theta)$  在  $Re = 8600$  时沿中心线的变化. 这里  $p(\theta)$  的定义是:  $\int_0^\infty \theta^n p(\theta) d\theta = \langle \theta^n \rangle$ , 其中  $n$  是整数. 图 1 中使用了半对数坐标, 其目的是突出  $\theta$  在最大脉动发生时的概率. 显然, 这里的  $p(\theta)$  与高斯分布 (1) 差别较大: 例如, 后者对称, 而前者明显为非对称. 在  $x/d \leq 20$  的近场区, 在中心线上温度脉动  $\theta$  的左侧 ( $\theta < 0$ )  $p(\theta)$  被 ‘截断’, 说明环境温度出现在尾流中心的概率很高, 这反映了未被混合的环境流体被卷入中心位置的时间多. 这也是 ‘热’ 涡流 (其温度总是变化) 和 ‘冷’ 环境流 (温度比较单一) 之间存在混合交接面所造成的. 当测量位置向下游移动时, 获得的  $p(\theta)$  逐步向高斯分布接近, 反映了中心线上流体的湍流混合程度随  $x$  增大而不断提高这一事实. 有趣的是, 在  $20 \leq x/d \leq 40$  区域, 当  $\theta \geq 2.0 \langle \theta^2 \rangle^{1/2}$  时, PDF 的右端似乎呈指数分布, 即  $p \sim \theta^{-n}$ , 见图 1 和图 2. 这反映了在卡门涡与周围自由流的相互作用下形成的强烈的大尺度混合. 在更远的下游, 大量的卡门涡在与周围流体的相互作用下破碎、尾流混合更充分, 在中心位置上的混合程度逐渐达到平衡, 使  $p(\theta)$  几乎不随  $x$  而变化; 例如, 在  $x/d = 50$  和  $70$  两个中心位置上,  $p(\theta)$  在温度脉动  $\theta \geq -3 \langle \theta^2 \rangle^{1/2}$  时没有区别 (参见图 1), 都达到了近似高斯分布. 然而, 最 ‘冷’ 端 (如  $\theta < -3 \langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ ) 的 PDF 分布在整个尾流区似乎都保持着非高斯性.

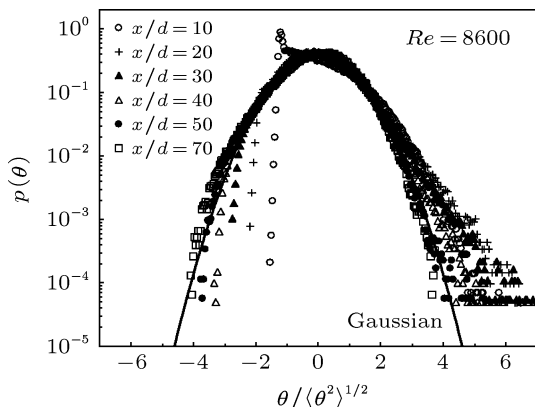


图1 尾流标量概率密度函数  $p(\theta)$  在  $Re = 8600$  时沿中心线的变化

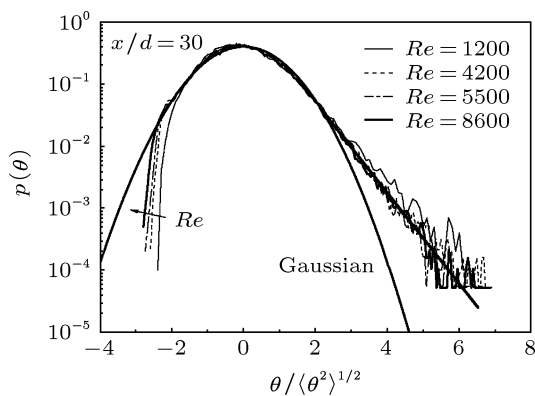


图2 尾流在  $x/d = 30$  处标量概率密度函数  $p(\theta)$  受雷诺数的影响

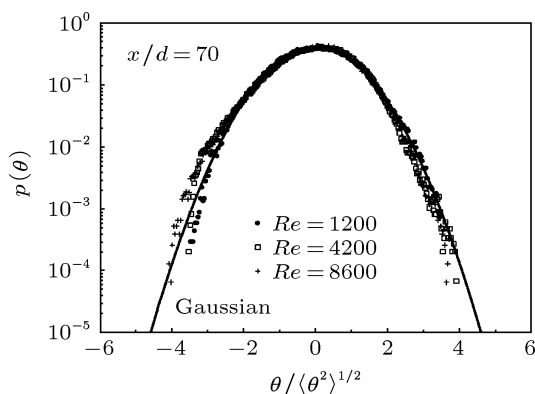


图3 尾流在  $x/d = 70$  处标量概率密度函数  $p(\theta)$  受雷诺数的影响

概率密度函数  $p(\theta)$  除了随空间位置发生显著变化外,也明显受雷诺数的影响.图2和图3分别给出了在  $x/d = 30$  和  $70$  中心点位置不同雷诺数下的  $p(\theta)$  分布曲线.显然,随雷诺数增加,  $p(\theta)$  往左的扩展增大,但其右端的分布变化较小,而且与下游距离  $x$  无多大关系.

为了具体量化  $p(\theta)$  对  $x$  和  $Re$  的依赖,描述  $p(\theta)$  形状的偏斜因子  $S_\theta$  和平坦因子  $F_\theta$  应该予以考察.图4显示了在本研究中采用的所有雷诺数下获得的  $S_\theta$  和  $F_\theta$  沿中心线的变化.对于  $Re = 1200$ ,在  $x/d > 20$  时,偏斜因子从  $S_\theta \geq 1.0$  开始单调递减到它的渐进值  $S_\theta^*$ ,而平坦因子从  $F_\theta \approx 3$  开始增加到最大值 ( $> 4.5$ ),然后逐渐降低到渐进值  $F_\theta = F_\theta^*$ .随  $Re$  增加,  $S_\theta$  和  $F_\theta$  略有减小,即对所有的  $x$  位置,  $\partial S_\theta / \partial Re < 0$ ,  $\partial F_\theta / \partial Re < 0$ .此外,  $|\partial S_\theta / \partial Re|$  和  $-\partial F_\theta / \partial Re$  都随  $x$  增加而减少,故可推断:对所有的雷诺数,  $S_\theta$  和  $F_\theta$  各自都应该有相同的渐进值  $S_\theta^*$  和  $F_\theta^*$ .不过,这一推论无法被本文的数据直接证实,原因如下:在工作段长度为  $2.4\text{ m}$  的(截面  $0.35\text{ m} \times 0.35\text{ m}$ )风洞进行实验时,使用  $12.7\text{ mm}$  柱体产生尾流,测量的雷诺数的范围是  $Re \geq 3200$ ;在这种情况下,为了确保尾流的二维性,测量范围仅限于  $x/d \leq 80$ ,这比使用  $2.67\text{ mm}$  的圆柱、雷诺数为  $Re = 1200$  时的  $x/d$  范围 ( $\leq 500$ ) 小得多.但如果把  $Re = 1200$  的数据和文献[18]提供的  $Re = 2800$  的数据进行比较,上述推论似乎就可以得到证实.如图4所示,  $Re = 1200$  时,  $S_\theta$  和  $F_\theta$  在  $x/d = 400$  处达到各自的渐进值  $S_\theta^* \approx -0.35$  和  $F_\theta^* \approx 3.1$ .这些值和文献[18]中在  $x/d = 400$  和  $500$  处得到的  $S_\theta$  和  $F_\theta$  几乎相同.此外,虽然  $Re \geq 3200$  的数据只在  $x/d \leq 80$  获得了测量,没有延伸到  $x/d > 80$ ,但从图中的变化趋势来看,随着  $Re$  增加,达到这两个渐进值的位置似乎向上游方向移动.举例说明,当  $Re = 3200$  时,在  $x/d = 70$  的位置,  $S_\theta \approx 0.21$  且  $F_\theta \approx 3.05$ ;相比之下,当  $Re = 1200$  时,相同的  $S_\theta$  和  $F_\theta$  值大约要到  $x/d = 200$  的位置才能达到.

为了更简明而又定量地描述中心平面(通过圆柱轴线和  $x$  轴)上的  $p(\theta)$  偏离高斯分布(1)的偏离度,参数  $\delta = |S_\theta| + |F_\theta - 3|$  在不同雷诺数下随  $x/d$  的变化被展示在图5.仔细分析发现,参数  $\delta$  的变化比较准确地反映了尾流流体沿中心线的小尺度混合状况;即,在紧邻热柱体的下游,由于回流区的存在,那里的流体获得了非常的小尺度混合,故  $\delta$  的值比较小;随着离开柱体的距离  $x$  增大,回流区热流体卷席形成的展向涡(即卡门涡)、然后脱落往下游运动、卷席周围的冷流体并进行热交换,结果热流体(卡门涡)和冷流体在中心线上间歇出现,使得中心线位置上的小尺度湍流混合随  $x$  增大不断减弱(故  $\delta$  增大);大约到了  $x/d = 15-20$  的下游,流动达到了小尺度混合最差、大尺度混合最强

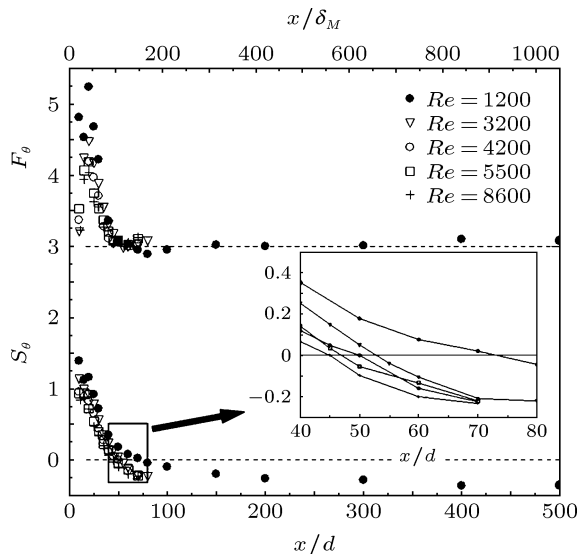


图4 在不同雷诺数下偏斜因子  $S_\theta (\equiv \theta^3 / (\theta^2)^{3/2})$  和平坦因子  $F_\theta (\equiv \theta^4 / (\theta^2)^2)$  沿中心线的变化

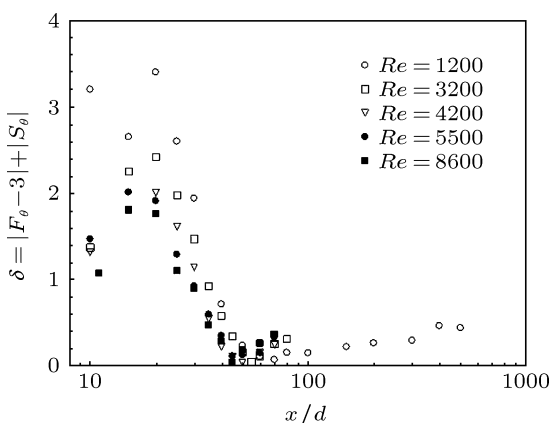


图5 中心线上参数  $\delta = |S_\theta| + |F_\theta - 3|$  在不同雷诺数下随  $x/d$  的变化

的状态 (此时  $\delta$  达最大); 之后, 卡门涡在强度上的弱化及结构上的破碎使得中心线位置上的大尺度的混合越来越弱、小尺度混合变得越来越强 (故  $\delta$  减小), 直至卡门涡街的终结点. 有意思的是, 再往下游, 沿中心线上的  $\delta$  开始略有回升, 直到自相似区后不再变化. 这一发现与文献 [15,16] 给出的建议和论点是一致的, 但可能更有力地说明了如下的事实: 即在  $x > x_s$  后, 卡门涡街虽然消失了, 但在自相似区形成之前的过渡区, 新的拟序结构又在逐渐形成, 或者次级大尺度涡在重构, 使得对应于中心线上的流动又逐渐出现了大尺度的混合运动. 另外, 图 5 还显示了: 随着雷诺数的增大,  $\delta$  总体是减小的; 这与随雷诺数增大湍流小尺度混合增强这一基本常识是一致的, 说明用参数  $\delta = |S_\theta| + |F_\theta - 3|$  的

大小来描述湍流小尺度混合强度是正确的选择.

为了考察卡门涡街的终结点随雷诺数的变化, 我们特别关注了  $S_\theta$  从正变为负 (即  $S_\theta = 0$ ) 的位置  $x = x_s$ . 图 4 中的插图清楚地显示了这一位置随雷诺数的增加在向上游移动 (即  $x_s$  在减小). 图 6 中更清楚地展示了雷诺数对  $x_s$  的影响, 其中  $x_s$  是由对图 4 所有数据多项式拟合的插值来确定的. 同时, 图 6 中给出了  $\delta$  的最小值对应的位置  $x = x_\delta$  随雷诺数的变化. 显然, 两个位置并非完全重合, 说明中心线上的  $p(\theta)$  即使在  $S_\theta = 0$  时也非完全高斯分布. 图中也显示本文得出的  $Re = 1200$  的  $x_s$  值接近文献 [15] 报道的对应  $Re = 1160$  的结果. 为了更好地表示  $x_s$  随  $Re$  的变化, 本文在  $Re = 1200$  至  $8600$  获得的数据点使用了多项式最佳拟合曲线. 在  $Re < 5500$  时, 随  $Re$  的增加,  $x_s$  和  $x_\delta$  都迅速减小. 然而, 当  $Re \geq 5500$ ,  $x_s$  和  $x_\delta$  减小的幅度逐渐下降到几乎为零; 可以肯定,  $Re \geq 8000$  时,  $x_s \approx 45 d$  和  $x_\delta \approx 44 d$ . 从这个趋势推断, 在  $Re \geq 8000$  时,  $x_s$  和  $x_\delta$  都将近似独立于雷诺数. 这是与 Zhou 等 [19] 的发现大致是一致的; 他们的结果是, 当  $Re \geq 10,000$  时, 远场区的雷诺应力等变成几乎独立于雷诺数. 此外, 文献 [15, 16] 的结果表明, 卡门涡控制的区域在  $x \approx x_s$  附近结束. 据此和图 6, 预计雷诺数的增加引起卡门涡街的结束点向上游移动, 即卡门涡街在离圆柱更近处结束; 继而推测: 湍流尾流的自相似状态也应该在离圆柱更近的区域建立.

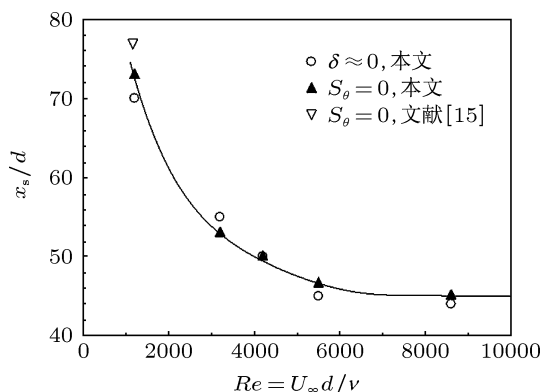


图6 中心线上零偏斜因子位置受雷诺数的影响

## 4 结论

本文通过实验研究了圆柱热尾流中温度的概率密度函数在不同雷诺数下沿中心线的演变以及

其与湍流混合程度的关系. 具体而言, 可以得出以下结论:

1. 温度概率密度函数在尾流中场区随空间变化显著. 雷诺数的增加加快了这个变化过程, 特别加速了尾流中心线温度的概率密度函数从非高斯向近似高斯分布的演变.

2. 偏斜因子  $S_\theta$  零值和参数  $\delta = |S_\theta| + |F_\theta - 3|$  对应的中心线上的位置  $x_s$  和  $x_\delta$  随着雷诺数的增大而向上游移动, 直到  $Re > 5500$  (或者更大的值). 卡门涡控制的区域在  $x \approx x_s$  附近结束, 故雷诺数的增

加使卡门涡街的结束点向上游移动, 也同时使尾流的自相似区离圆柱更近.

3. 在尾流自相似性建立之前, 中心线上温度的偏斜因子  $S_\theta$  和平坦因子  $F_\theta$  的绝对值随着雷诺数的增加而下降, 但下降率却随离开圆柱的距离增加而减小. 因此, 在不同雷诺数下,  $S_\theta$  和  $F_\theta$  在自相似区的渐近值保持一致.

4. 本文的实验结果表明, 参数  $\delta = |S_\theta| + |F_\theta - 3|$  的大小可以用来描述湍流小尺度的混合强度.

- 
- [1] Hawthorne W R, Wedell D S, Hottel H C, 1949 *Third Symposium (International) on Combustion, Flames and Explosion Phenomena*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1949, pp266–288
- [2] Pope S B 1985 *Prog. Energy Combust. Sci.* **11** 119
- [3] Pope S B 1990 *Twenty-third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1990, pp591–612
- [4] O'Brien E E, 1980 *Turbulent Reacting Flows* (ed. P.A. Libby & F.A. Williams), (Springer) p185–218
- [5] Libby P A, Williams F A (ed.) 1994 *Turbulent Reacting Flows* (Academic)
- [6] Jayesh, Warhaft Z 1992 *Phys. Fluids A* **4** 2292
- [7] Jayesh, Warhaft Z 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3503
- [8] Mi J, Antonia R A, Anselmet F 1995 *Phys. Fluids* **7** 1665
- [9] Antonia R A, Mi J 1993 *J. Fluid Mech.* **250** 531
- [10] Mi J, "Non-Gaussianity of Probability Density Function of Turbulent Scalars," *The 1995 Australian Symposium on Combustion and the fourth Australian Flame Days*, Adelaide, Nov. 9–10, 1995
- [11] Eswaran V, Pope S B 1988 *Phys. Fluids A* **4** 506
- [12] Metaisand O, Lesieur M 1992 *J. Fluid Mech.* **280** 157
- [13] Jaber F A, Miller R S, Madnia C K, Givi P 1996 *J. Fluid Mech.* **313** 241
- [14] Mi J 2006 *Phys. Rev. E* **74** 016301
- [15] Sreenivasan K R 1981 *Phys. Fluids* **24** 1232
- [16] Mi J, Antonia R A 1999 *Int. Community of Heat and Mass Transfer* **26** 45
- [17] Paranthoen P, Petit C, Lecordier J C 1982 *J. Fluid Mech.* **124** 457
- [18] LaRue J C, Libby P A 1974 *Phys. Fluids* **17** 873
- [19] Zhou Y, Antonia R A, Tsang W K 1998 *Expts. Fluids* **25** 118

# Probability density function of temperature in a circular-cylinder turbulent wake

Ge Yang-Zhen Mi Jian-Chun<sup>†</sup>

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

(Received 23 July 2012; revised manuscript received 18 August 2012)

## Abstract

In this article, we report on an experimental research on the probability density function (PDF) of temperature measured in the wake of a circular cylinder slightly heated and its relationships with the turbulent mixedness under different Reynolds numbers (1200–8600). The temperature is measured by a probe of cold-wire with 0.63- $\mu\text{m}$  in diameter. Results show that the temperature PDF varies significantly with location in the wake. An increase in Reynolds number speeds up this variation, particularly accelerates the evolution from totally non-Gaussianity to near-Gaussianity along the wake centreline.

**Keywords:** turbulent wake, passive scalar, probability density function (PDF)

**PACS:** 47.27.wb, 47.51.+a

**DOI:** 10.7498/aps.62.024702

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn.