

文章编号:1001-4888(2011)06-0645-08

# 圆柱尾流雷诺应力与平均运动 变形率的空间弛豫效应\*

姜楠<sup>1,2,3</sup>, 王瑞新<sup>2</sup>, 田砚<sup>2,3</sup>

(1. 中国科学院力学研究所 非线性力学国家重点实验室, 北京 100080;

2. 天津大学 力学系, 天津 300072; 3. 天津市现代工程力学重点实验室, 天津 300072)

摘要: 针对圆柱尾流中沿流向存在的 Karman 涡街周期性涡旋结构, 对湍流雷诺应力与平均运动变形率之间的空间弛豫效应进行了实验研究。在回流式水槽中, 放入不同直径的圆柱模型, 获得不同雷诺数下的圆柱尾流, 利用二维高时间分辨率粒子图像测速(TRPIV)技术测量圆柱尾流二维瞬时速度空间分布图像的时间序列。经过数字图像处理, 获得二维雷诺应力的空间分布图像及平均运动变形率的空间分布图像。通过对比雷诺应力空间分布与平均运动变形率之间沿流向的空间相位差, 验证了湍流复涡黏模型的合理性。

关键词: 圆柱尾流; 时间分辨率粒子图像测速(TRPIV); 雷诺应力; 复涡黏模型

中图分类号: O357.5<sup>+</sup>2; O357.5<sup>+</sup>4 文献标识码: A

## 0 引言

圆柱尾流是工业生产和工程技术中常见的湍流形式, 同时也是流体力学中典型的具有周期性旋涡结构的流动形态。湍流模式理论是目前唯一能够在工程上得到广泛应用而且能够预报湍流平均流场的湍流理论, 其中涡黏性模型占有重要的地位。它仿照牛顿流体分子黏性应力与速度变形率的线性本构关系, 引入涡黏系数, 并假定雷诺应力正比于平均运动变形率, 使雷诺平均方程中的雷诺应力未知项封闭。涡黏性模型最早由布辛涅斯克(Boussinesq)在 1872 年提出<sup>[1]</sup>:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

其中  $\mu_T$  是涡黏性系数。它是参照牛顿流体本构方程中黏性应力与流体速度变形率成正比的本构关系做出的, 即:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

(1)式和(2)式在形式上很相似, 在物理意义上也有相似之处。在用分子运动解释分子黏性时, 认为相邻两层的流体之间由于分子无规则的热运动, 就存在着流体间的分子动量交换。当来自于低速层的分子  $a$  由于热运动而到达高速层并与该处分子  $b$  发生碰撞时, 分子  $a$  就倾向于使分子  $b$  减速, 反之, 分子  $b$  则倾向于使分子  $a$  加速。从宏观上看两层流体之间就有了动量交换, 也就是两层流体之间产生了分子黏性应力  $\tau_{ij}$ 。而对于湍流来说, 除了分子间的这种不规则热运动之外, 还有宏观尺度的湍流的脉动。当

\* 收稿日期: 2011-10-07; 修回日期: 2011-11-29

基金项目: 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室对外开放课题, 国家自然科学基金重点项目(10832001), 面上项目(10872145), 天津大学科技创新基金联合资助

通讯作者: 姜楠(1968-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事湍流与实验流体力学的研究。E-mail: nanj@tju.edu.cn

某一层的湍流进入相邻的另一层流体时,也会与当地的湍流发生动量交换,使其动量趋于当地的平均动量。这样两层流体之间就存在着由于湍流脉动所引起的动量交换,这就是雷诺应力 $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ 。这样参照牛顿流体黏性应力与流体速度变形率的线性本构关系式(2),在模拟雷诺应力时,很自然的引入涡黏性系数 $\mu_T$ ,建立雷诺应力与时均流速变形率的关系式(1)。 $\mu_T$ 仿照流体黏性系数 $\mu$ ,但是两者的性质是不同的, $\mu$ 是流体本身的物理性质,而 $\mu_T$ 并不是流体本身的物理特性,而是依赖于当地的流场运动状况。

涡黏性模型也是此后湍流现代模式理论的基础,涡黏性模型(式(1))在 $k-\epsilon$ 湍流模型中采用的是其修正形式:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2\rho}{3} \delta_{ij} k, \quad k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3)$$

其中 $\mu_T$ 用湍流脉动动能 $k$ 和湍能耗散率 $\epsilon$ 来模拟:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

其中 $k$ 和 $\epsilon$ 要用 $k$ 方程和 $\epsilon$ 方程来求解; $C_\mu$ 是无量纲常数,通常取0.09。

这些湍流涡黏性模型都假设涡黏性系数是一个实数,从而认为湍流雷诺应力和平均运动变形率具有相同的时间-空间行为和形态,即二者之间不存在时空弛豫效应引起的相位差。在湍流中,不同宏观时空尺度湍流结构间的动量交换是产生涡黏性的原因。但是宏观时空尺度不同的湍流结构间的动量交换并不像分子间动量交换那么迅速,这种动量交换并不是在瞬时和当地就能够迅速完成的,其弛豫时间是宏观尺度,不能忽略不计,同时湍流具有一定的宏观空间尺度,这就表现为湍流应力与湍流结构运动变形之间在时间上和空间上的不同步性,即它们之间存在着时空上的弛豫效应和相位差。

实际应用中,存在很多在时间上周期变化的湍流流场结构,例如各种叶轮机械后的湍流流场,长时间平均不能描述其周期变化的流动结构特征,而需要用周期平均特征量描述其周期变化的流动结构特征,在这种情况下,湍流雷诺应力与平均运动变形率往往具有不同步的时空相位关系,特别是湍流雷诺应力和平均运动变形率的极值往往是不同步的,发生在不同时空相位,因此在湍流涡黏性模型中就应该考虑涡黏系数中需要包含时空相位信息的问题。这种观点有其理论上的合理性,也得到了数值和实验等方面的验证。Hanjalic et al<sup>[2]</sup>研究发现在施加周期应变的流场中,雷诺应力会出现滞后现象,并且受局部流动条件的影响。Hadzic et al<sup>[3]</sup>对频率较高的周期压缩膨胀应变流场进行数值模拟研究,结果表明雷诺应力与应变之间的相位滞后需要考虑,否则就会连续不断地产生过量的湍动能。Cambon<sup>[4]</sup>应用快速畸变理论对施加连续平面变形的各向同性湍流进行了研究,结果发现应力张量与局部应变张量的主轴方向不一致,但是与累积的应变张量的主轴方向比较接近。Chow<sup>[5]</sup>通过PIV实验研究了涡轮机流场中转子尾流的结构,也发现在转子后缘附近以及热斑周围,雷诺剪切应力出现极大值时,平均速度剪切变形率却消失。Revell<sup>[6]</sup>通过对非定常湍流中进行数值计算,也发现 $k-\epsilon$ 模型会产生很高的湍动能,并将非定常湍流中特有的大尺度非定常涡结构耗散,而采用包括滞后效应的模型得到衰减的湍动能。郭爱东<sup>[7]</sup>、贾永霞<sup>[8]</sup>分别应用双丝热线测速技术,对平板湍流边界层多尺度相干结构雷诺应力分量与流向速度法向梯度之间的相位关系进行了实验测量,通过测量平板湍流边界层不同法向位置、不同尺度的湍流相干结构雷诺应力分量与流向速度法向梯度之间的相位关系,研究了相干结构雷诺应力分量与流向速度法向梯度之间的相位差沿湍流边界层法向的变化规律,肯定了湍流相干结构复涡黏性系数模型的合理性。

本文针对工业生产和工程技术中常见的圆柱尾流中沿流向存在的Karman涡街周期性涡旋结构,对湍流雷诺应力与平均运动变形率之间的空间弛豫效应进行实验研究。利用高时间分辨率粒子图像测速技术(Time Resolution Particle Image Velocimetry, TRPIV),并采用空间互相关技术,对圆柱尾流雷诺应力与平均运动变形率的空间弛豫效应进行了实验测量,肯定了圆柱尾流复涡黏湍流模型的合理性,为准确预报复杂湍流平均流场提供了新的启示。

## 1 实验设备与测量方法

实验在低速回流式水槽中进行,圆柱体模型垂直于来流方向沿法向置于水中,实验装置如图 1 所示。在三个流速  $0.03\text{m/s}$ 、 $0.06\text{m/s}$ 、 $0.09\text{m/s}$  下,每个流速均使用  $\phi 6\text{mm}$ 、 $\phi 8\text{mm}$ 、 $\phi 10\text{mm}$  三种圆柱体模型进行实验,获得不同雷诺数下的圆柱尾流,由于自由来流的背景湍流度为  $2\%$ ,在较高的来流背景湍流度条件下,在圆柱后已经形成湍流尾流。利用 TRPIV 技术,分别测量圆柱尾流的平均运动变形率与雷诺应力的空间分布。

实验中使用由 Kodak's KAI-0340 Interline transfer CCD 图像传感器、电子快门组成的高速相机。CCD 相机镜头的分辨率  $640 \times 480$ ,拍摄速度  $200\text{fps}$ 。拍摄时,CCD 相机镜头与片光保持平行且固定不动,每个来流速度所记录的圆柱后面尾流图像的视野范围均为  $40\text{mm} \times 30\text{mm}$ ,查询窗口尺寸设置为  $32\text{pix} \times 32\text{pix}$ ,对应的重叠率为  $75\%$ 。最终得到每一张瞬时速度场中包含  $157 \times 125$  个空间点的信息,流向或法向上每相邻两个点对应的实际距离为  $0.25\text{mm}$ 。

首先对二维瞬时速度空间分布的时间序列进行时间平均,得到流向、法向平均速度  $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$  在  $X$ - $Y$  平面的分布,经空间差分计算获得二维平均速度梯度

度  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$  及平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  的空间分布图像。同时,从瞬时流向、法向速度  $u$ 、 $v$  在  $X$ - $Y$  平面的分布中分别减去流向、法向平均速度  $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ ,得到流向、法向瞬时脉动速度  $u'$ 、 $v'$  在  $X$ - $Y$  平面的分布。将流向、法向脉动速度各分量  $u'$ 、 $v'$  对应相乘,得到瞬时雷诺应力分量  $-\rho u'v'$  在  $X$ - $Y$  平面的分布,再用所有不同时刻的瞬时雷诺应力分量  $-\rho u'v'$  在  $X$ - $Y$  平面的分布进行样本叠加平均,得到雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  在  $X$ - $Y$  平面的分布。

## 2 实验结果分析与讨论

图 2(a)至图 2(f)是来流速度为  $U=0.09\text{m/s}$  时圆柱直径  $D=6\text{mm}$ 、 $8\text{mm}$ 、 $10\text{mm}$  ( $Re_D=538.38$ 、 $717.85$ 、 $897.31$ ) 雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  (左边)和平均运动变形率分量  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  (右边)在  $X$ - $Y$  平面的分布。可以看出,雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  沿流向变化的相位总是超前于平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿流向变化的相位,这种相位差是由于流向大尺度卡门涡街结构周期性引起的,即雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  沿流向的变化不能在当时当地很快地引起平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿流向的变化,而要经过一定的弛豫时间才能引起平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿流向的变化,这种弛豫时间与分子弛豫时间不同,是宏观尺度的,不能忽略不计。而雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  沿展向变化的相位与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿展向变化的相位基本同步。

针对雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  沿流向变化和平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿流向空间变化的不同步性,需要考虑雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  和平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿流向变化存在的空间相位差。根据雷诺应力和平均运动变形率空间分布,用空间互相关延迟法计算对应不同流向空间延迟下的二者之

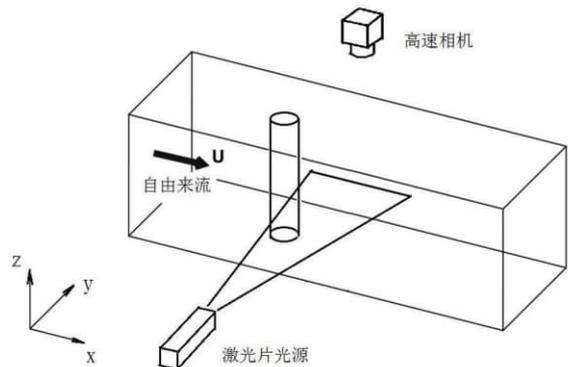


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of the experiment arrangement

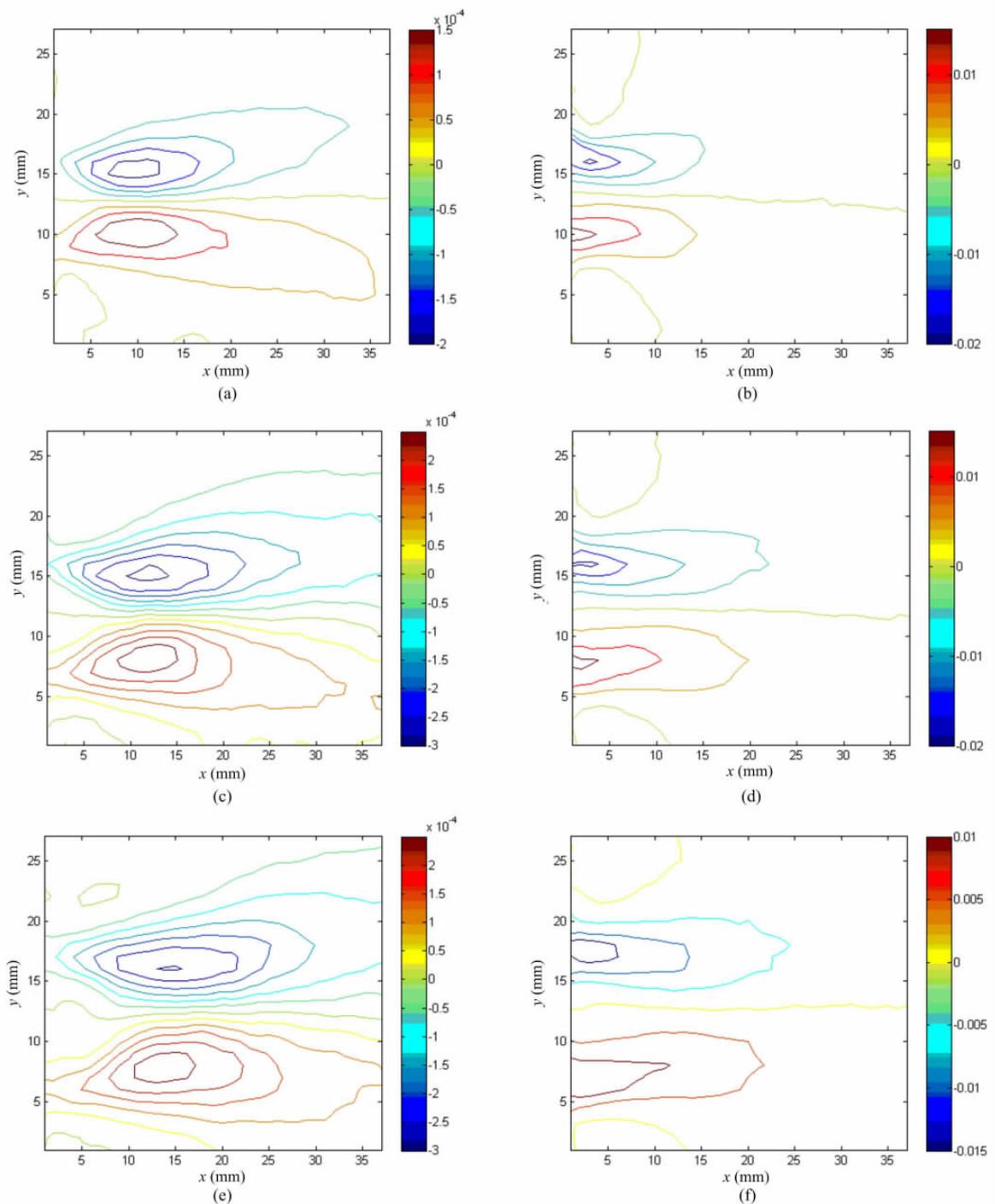


图2 雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  (左边) 和平均运动变形率分量  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  (右边) 的分布

Fig. 2 Spatial distributions of Reynolds stress  $-\rho \overline{u'v'}$  (left) and mean velocity strain  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  (right) on X-Y plane

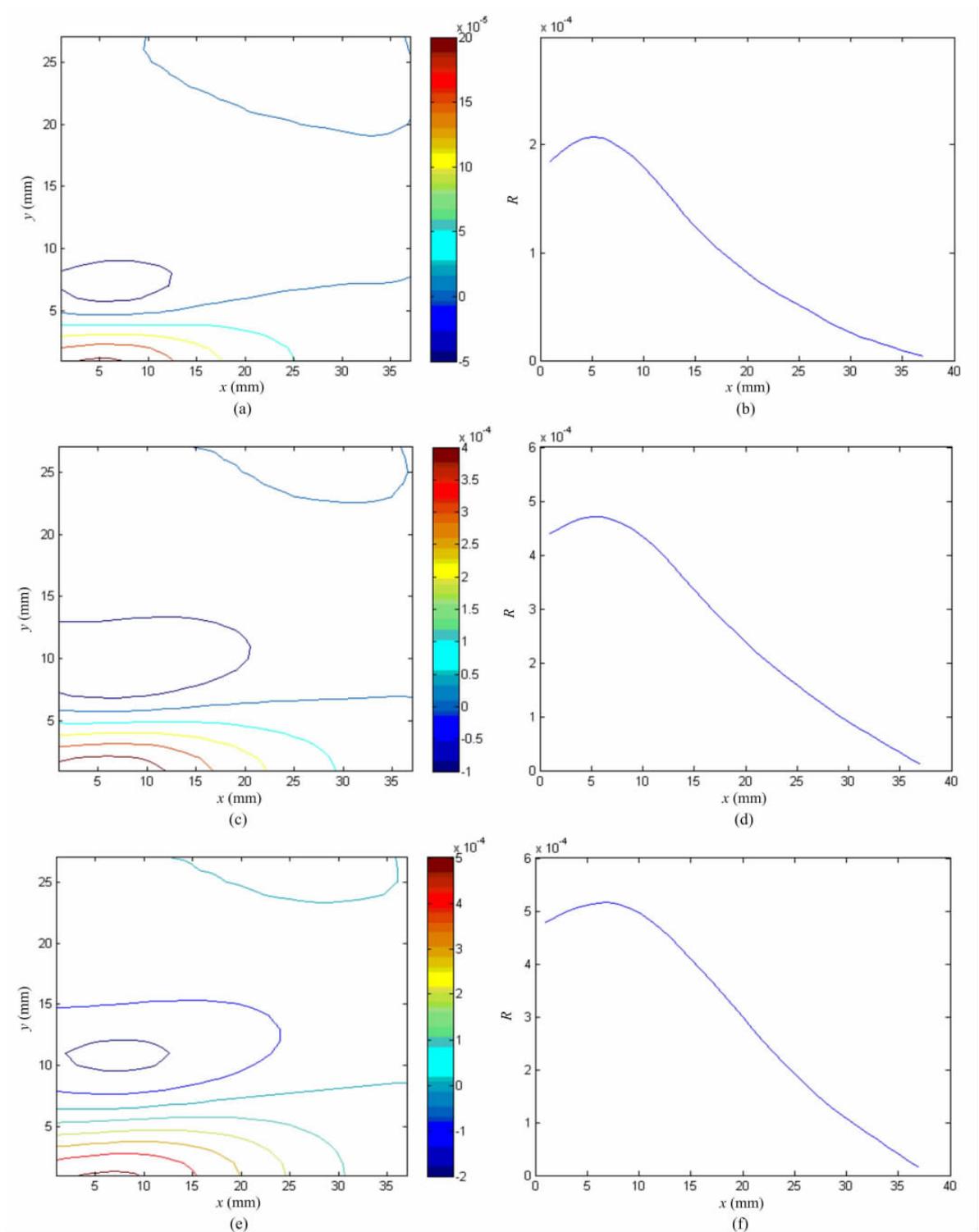


图 3 雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  互相关系数分布

Fig. 3 Spatial distributions of correlation coefficient between Reynolds stress  $-\rho \overline{u'v'}$  and mean velocity strain

$$\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \text{ on X-Y plane}$$

间的互相关系数,寻找互相关系数达到最大值时对应的流向空间延迟距离  $\delta x$ ,此距离就是雷诺应力分布和平均运动变形率分布之间的空间相位差。图 3(a)至图 3(f)是图 2 对应的雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  之间在不同空间不同流向、不同展向距离下互相关系数的分布(其中左图

为互相关系数等值线分布、右图为互相关系数最大值所在展向位置处互相关系数沿流向的分布)。从左侧图可以看出,互相关系数的最大值都位于  $X$  轴上,说明雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  的相位差主要表现在流向,即圆柱尾流产生 Karman 涡街周期变化的方向,这种空间弛豫效应主要是 Karman 涡街这种周期变化的湍流结构引起的。而雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿展向变化的相位基本同步,没有相位差。从右侧图可以看出,雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  在流向的空间相位差大致与圆柱直径相当。

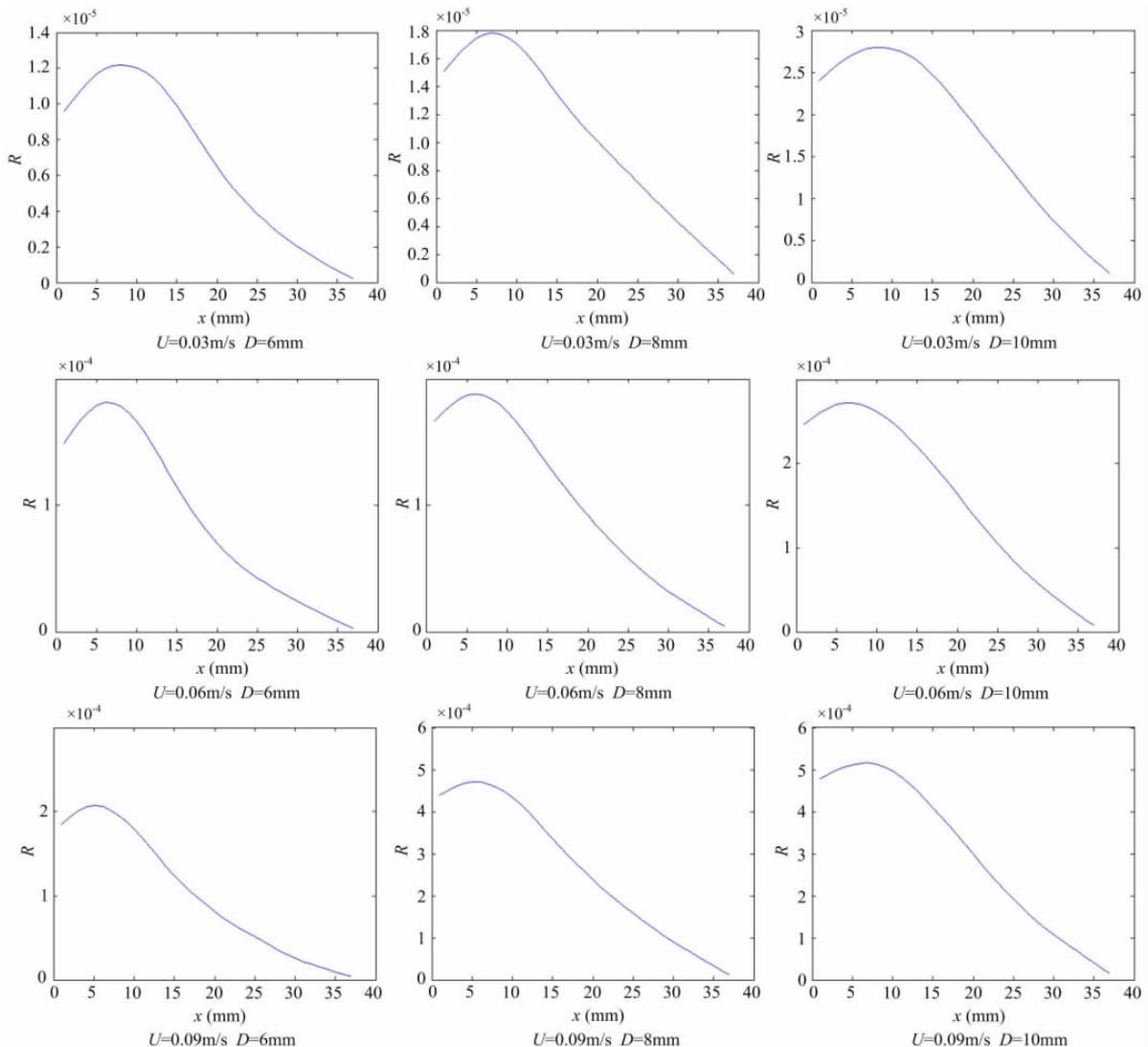


图4 不同圆柱直径,不同来流速度条件下雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  互相关系数沿流向的分布

Fig. 4 Spatial distributions of correlation coefficient between Reynolds stress  $-\rho \overline{u'v'}$  and mean velocity strain

$\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  in longitudinal direction for different diameters and different free-coming stream velocity

图4给出了不同圆柱直径、不同来流速度条件下雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  互相关系数沿流向的分布。从图4可以看出,雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率

$\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  之间沿流向的空间相位差随圆柱直径增大而增大, 随自由来流速度增大而减小。说明自由来流速度越大, 流体的惯性越大, 由湍流周期涡结构造成的非平衡效应越小, 雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  之间的弛豫效应越弱。而圆柱直径越大, Karman 涡街尺度越大, 由湍流周期涡结构造成的非平衡效应越强, 雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  之间的弛豫效应也越明显。

### 3 结论

通过对三种不同雷诺数的圆柱尾流中的雷诺应力  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  之间的流向空间相位差进行分析, 得到如下结论:

(1) 圆柱尾流中雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率分量  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  在  $X$ - $Y$  平面的空间分布存在相似性, 可以用湍流涡黏性模型模拟雷诺应力。但雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  沿流向变化的相位总是超前于平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿流向变化的相位, 这种相位差是由于流向大尺度卡门涡街结构的周期性引起的。而雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  沿展向变化的相位与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  沿展向变化的相位基本同步。

(2) 雷诺应力  $-\rho \overline{u'v'}$  与平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  之间的相位差, 随来流速度增加而减小, 随圆柱直径增大而增大。

(3) 在用湍流涡黏性模型计算雷诺应力时, 应该充分考虑到宏观尺度的湍涡结构之间相互作用引起动量传递的时空弛豫效应, 即湍流应力与平均运动变形率在时间和空间上的相位差和不同步性, 用带时空相位变化的涡黏性系数对平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right)$  的相位进行修正, 使得雷诺应力分量  $-\rho \overline{u'v'}$  和平均运动变形率  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$  相位对齐, 才能得到正确的雷诺应力分布。而且所有在空间上存在周期变化的流动结构的湍流都存在类似的问题, 比如叶轮机机械的湍流计算, 以前由于实验技术的限制, 这个问题并未引起足够的注意。时空复涡黏系数模型很有可能成为一个有发展前景的湍流封闭模型, 从而更加精准地预测工程技术中广泛存在的周期湍流。

#### 参考文献:

- [1] Hinze J O. Turbulence (Second edition)[M]. New York, McGraw-Hill, 1975:24-27.
- [2] Hanjalic K, Jakirlic S, Hadzic I. Computation of oscillating turbulent flows at transitional Re-numbers [C]// Proceedings of the 9th Turbulent Shear Flows. New York: Springer, 1995: 323-342.
- [3] Hadzic I, Hanjalic K, Laurence D. Modeling the response of turbulence subjected to cyclic irrotational strain[J]. Phys. Fluids, 2001, 13(6): 1740-1747.
- [4] Cambon C, Scott J F. Linear and nonlinear models of anisotropic turbulence[J]. Annu. Rev. Fluid Mech., 1999, 31: 1-53.
- [5] Chow Y C, Uzol O, Katz J, et al. Experimental study of the structure of a rotor wake in a complex turbomachinery flow [R]. ASME Paper 2003-FEDSM-45575, 2003.
- [6] Revell A J, Benhamadouche S, Craft T, et al. A stress-strain lag eddy viscosity model for unsteady mean flow [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2006, 27(5): 821-830.
- [7] 郭爱东, 姜楠. 壁湍流多尺度相干结构复涡黏模型的实验研究[J]. 力学学报, 2010, 42(2): 159-168 (Guo

- Aidong, Jiang Nan. Eeperimental research on complex eddy viscosity modeling of multi-scale coherent structures in wall turbulence[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2010, 42(2): 159–168 (in Chinese)
- [8] Jia Y X, Tang Z Q, Jiang N. Experimental investigation of Reynolds stress complex eddy viscosity model for coherent structure dynamics[J]. Science China, Physics, Mechanics & Astronomy, 2011, 54(7): 1319–1327.

## Spatial Relaxation Effect between Reynolds Stress and Mean Velocity Strain for Cylinder Wake Flow

JIANG Nan<sup>1,2,3</sup>, WANG Rui-xin<sup>2</sup>, TIAN Yan<sup>2,3</sup>

(1. State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China;

2. Dept. of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

3. Tianjin Key Laboratory of Modern Engineering Mechanics, Tianjin 300072, China)

**Abstract:** In terms of the periodicity of Karman vortex-street along flow direction in cylindrical wake flow, an experimental investigation was carried out in a circular water channel to validate the spatial relaxation effect due to Reynolds stress and mean velocity strain by virtue of two-dimensional high time resolution particle image velocimetry (TRPIV). Cylindrical wake flow with different Reynolds numbers was implemented by placing cylindrical models with different diameters in a water channel. Time sequence of the spatially distributed images of two-dimension instantaneous velocity for cylinder wake flow was acquired based on TRPIV technology. Spatial distribution of the two-dimensional mean velocity, the mean velocity gradient, the mean velocity strain and Reynolds stress was obtained respectively by means of digital image processing. The rationality of complex eddy viscosity model in turbulent flow was verified by comparing the spatial phase difference between Reynolds-stress and mean velocity strain along flow direction.

**Keywords:** cylindrical wake flow; Time Resolution Particle Image Velocimetry (TRPIV); Reynolds-stress; complex eddy viscosity model