

# 圆柱尾迹引起的边界层旁路转捩的 TRPIV 实验研究

唐湛棋<sup>1</sup> 姜楠<sup>1 2 3</sup>

4. 天津大学机械工程学院力学系, 天津 300072

5. 天津市现代工程力学重点实验室, 天津 300072

6. 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

**摘要:** 利用低速回流式水槽和 TRPIV 对圆柱尾迹涡在层流平板边界层导致的旁路转捩进行实验测量研究。通过对平均速度剖面和湍流度的分析比较, 对转捩峰和转捩结束点的位置进行了判定。分析了尾迹涡诱导的壁面二次涡对层流边界层转捩的影响, 提取出二次涡的发展演化过程, 并提取了转捩区末段马蹄涡的空间相位平均特征。

**关键词:** 旁路转捩、二次涡、局部平均速度变形率、 $Q$  准则、 $\lambda_{ci}$  准则

## 1、引言

在工程实际中, 如涡轮机械、航空发动机、高升力翼型等领域, 常会出现下游物体置于上游物体的绕流尾迹中的情况。由于受上游尾迹影响, 下游边界层转捩将大为提前, 并伴随着气动特性的变坏、摩擦阻力的剧增和散热的失效等严重后果。可见, 研究上游尾迹与下游物体相互作用具有重要的工程应用价值。而上游尾迹与下游物体固壁边界层相互作用又可以归结为尾迹与边界层相互作用这一基本问题<sup>[1]</sup>。

旋涡与固壁边界层的相互作用是一种常见的物理现象。在涡与固壁边界层相互作用的研究中, Harvey 和 Perry<sup>[2]</sup>研究机翼尾涡与固壁边界层的相互作用, 认为尾涡运动将在壁面产生逆压梯度并引起边界层分离, 继而产生二次旋涡(以下简称二次涡), 其尺度迅速增长并和尾涡相互作用而将尾涡推离壁面, 这一过程被称为涡反弹。根据毕奥-撒托定理, 旋涡会对周围流体施加诱导作用, 固壁由于粘性作用将阻止流体跟随旋涡旋转, 壁面压力和涡量的分布也因此而发生改变。研究证实表明<sup>[3]</sup>, 在雷诺数很大的条件下, 只要旋涡强度足够高或者旋涡距离壁面足够近, 包括涡环、涡对、涡线在内的各种二维/三维旋涡均可在近壁区诱导产生局部流动分离。近壁区流体因分离而向外层“喷射”并形成“凸起”结构, 在旋涡诱导作用下涡量进一步聚集, 并经历剪切不稳定性, 最终形成新的旋涡结构, 如图 1 所示。固壁粘性能够提供持续的涡量补充, 当主涡涡量很强时, 甚至可以从壁面相继诱导产生三阶、四阶等更高的旋涡, 形成涡系之间复杂的相互作用。对于新形成的涡结构, 当脱离壁面后将与主涡尾迹发生涡与涡之间的相互作用, 根据不同情况, 会出现涡携、旋绕、合并、耗散、破裂等形态。而主涡的运动轨迹也会因受高阶涡的诱导而发生改变, 以致出现涡反弹等现象<sup>[3]</sup>。

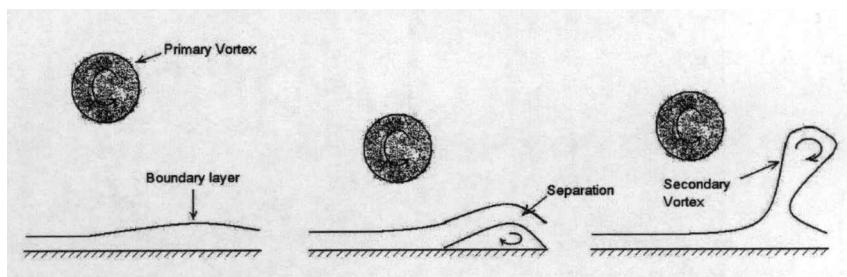


图 1 旋涡在边界层内诱导产生高阶旋转涡结构的过程

## 2、实验设备及方法

实验在 SZ-2 型开口式循环水槽中进行。实验段长 130cm, 宽 14cm, 深 15cm, 其流速在 0—0.4m/s 范围内连续可调。平板尺寸 950mm×130mm×10mm, 水平放置于水槽底部, 边界层在的平板上表面发展, 平板前缘按 4: 1 的半椭圆修形。实验采用

的有机玻璃圆柱模型直径为 15mm，横向放置于有机玻璃平板前缘上方（圆柱圆心距离平板前缘的相对位置为： $X_c/D = -1, Y_c/D = 2.5$ ， $X_c$  代表相对于平板前缘，圆柱圆心的横坐标位置； $Y_c$  代表相对于平板前缘，圆柱圆心的纵坐标位置； $D$  代表圆柱直径）。

用 DANTEC 公司的二维 TRPIV 对边界层流向、法向速度分量进行测量，激光片光源、高速相机和平板相对位置示意图如图 2 所示。实验时水槽流速控制在 9cm/s，高速相机采样频率为 500Hz，脉冲时间间隔为 0.78ms，单帧曝光时间为 1ms，每次记录 3200 对图像（由于高速相机缓存的限制），持续时间为 6.4 s。所记录的粒子图像的图像分辨率为 1280\*1024，图像视野范围为 105 mm×80 mm(流向\*法向)。

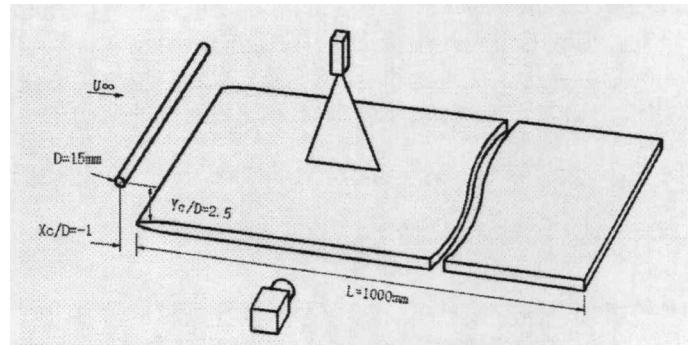
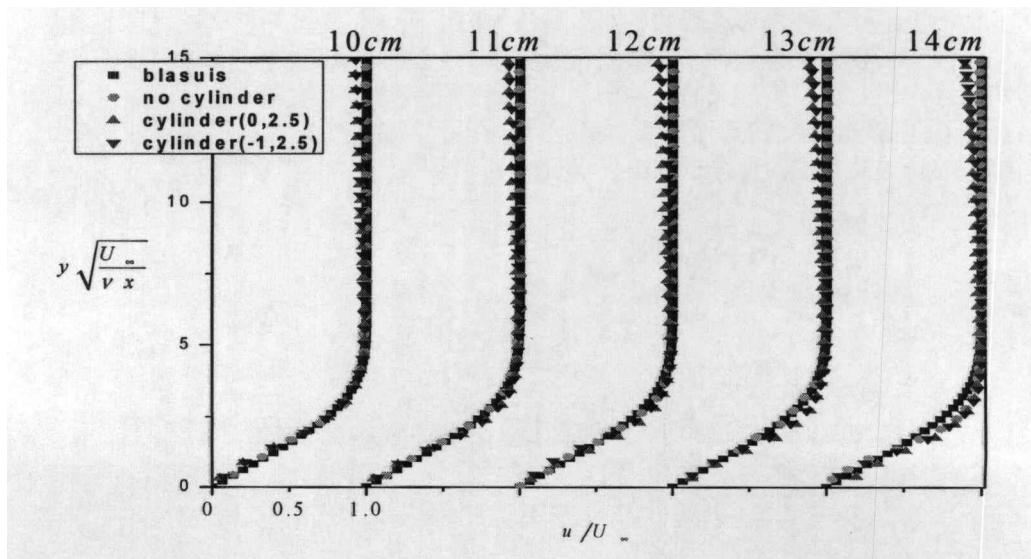


图 2 实验模型示意图

### 3、实验结果分析

沿流向不同位置上流向平均速度剖面如图 3 所示。“■”代表 Blasius 经典解，“●”代表无圆柱情况下基本流场流向平均速度剖面，“▲”、“▼”分别代表圆柱相对平板前缘几何位置为 (0, 2.5) 和 (-1, 2.5) 两种情况下流向平均速度剖面。其中横坐标为外尺度无量纲的速度  $u/U_\infty$ ，纵坐标为外尺度无量纲的法向位移  $y\sqrt{U_\infty/vx}$ 。从图 3 可以看出，距离平板前缘 10cm 的流向距离上，无圆柱扰动的基本流场流向速度剖面与 Blasius 解相吻合，表明无扰动的边界层为层流边界层。加入圆柱后，平均速度剖面在靠近平板前缘的位置上，速度剖面沿流向分布变得愈加饱满，并最终演化成为湍流边界层。其中，对于外区有圆柱扰动的流动，其近壁的速度剖面比无圆柱扰动的自然转换速度剖面变化快很多，更早转换至湍流边界层。



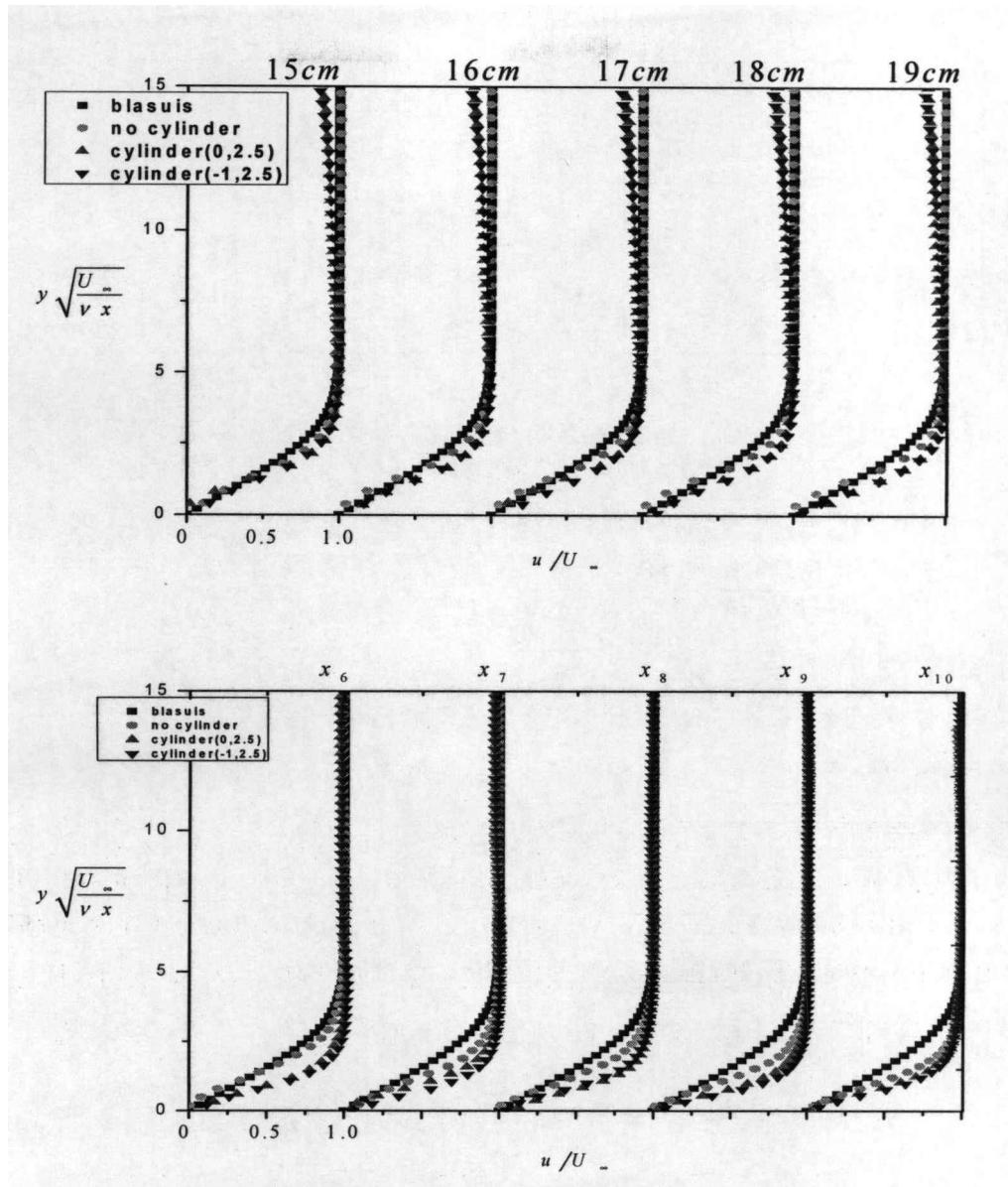


图3 距离平板前缘不同流向位置平均速度剖面与Blasuis速度剖面对比

湍流度是衡量湍流脉动强弱的物理量，反映出扰动沿流向的发展演化。对于完全湍流边界层，湍流度基本保持在一个稳定的值，在本实验中，选取湍流度判定转换结束位置。图4(a)和(b)给出了圆柱相对平板前缘几何位置为(0,2.5)和(-1,2.5)，两种情况下湍流度在不同流向位置上的分布。其中横坐标为湍流度，纵坐标为外尺度无量纲的法相位移  $y\sqrt{U_\infty/\nu D}$  (其中  $D$  为圆柱直径， $D=1.5\text{cm}$ )。可以看出在两种不同的情况下，在转换区中，随着流向距离增加，湍流度首先呈现出增长趋势，且分别在流向位置  $x/D \approx 30$  和  $x/D \approx 26$  达到极大值后，标志转换达到高峰，随后湍流度逐渐减小，最终分别在流向位置  $x/D \approx 48$  和  $x/D \approx 37$  以后基本保持相对稳定的状态，可以认为这个位置是转换结束点的位置。在这个位置之后的区域，可以认为流场已经发展成为完全湍流边界层。

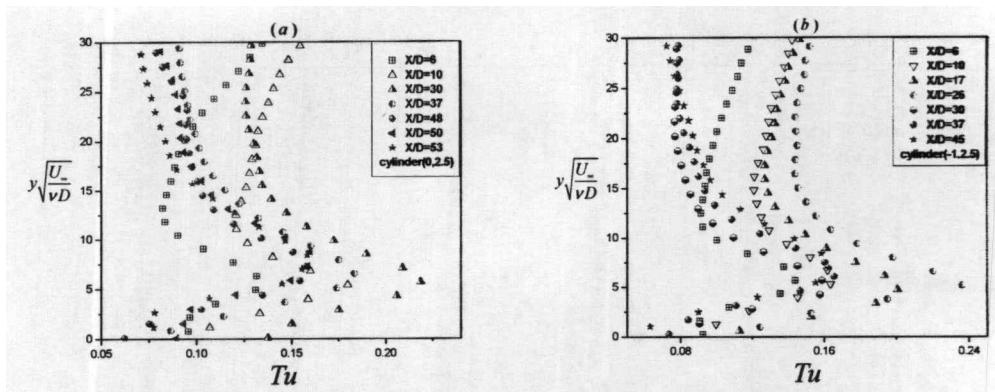


图 4 (a) cylinder (0,2.5), 湍流度在不同流向位置上的分布  
(b) cylinder (-1,2.5), 湍流度在不同流向位置上的分布

对实验所得到的二维 PIV 速度进行分尺度的二维连续小波变换，同时将局部平均速度结构函数的概念向二维空间推广，即可得到流向速度的局部平均速度应变率：

$$a_1 = \delta u_x(x_0, l) = \overline{u(x, y)}_{x \in [x_0, x_0+l]} - \overline{u(x, y)}_{x \in [x_0-l, x_0]}$$

$$a_2 = \delta v_x(x_0, l) = \overline{v(x, y)}_{x \in [x_0, x_0+l]} - \overline{v(x, y)}_{x \in [x_0-l, x_0]}$$

同理，法向速度分量的局部平均速度应变率公式如下：

$$a_3 = \delta u_y(y_0, l) = \overline{u(x, y)}_{y \in [y_0, y_0+l]} - \overline{u(x, y)}_{y \in [y_0-l, y_0]}$$

$$a_4 = \delta v_y(y_0, l) = \overline{v(x, y)}_{y \in [y_0, y_0+l]} - \overline{v(x, y)}_{y \in [y_0-l, y_0]}$$

为了识别涡结构，前人提出了许多识别方法，例如： $\lambda_2$  (Jeong and Hussain 1995)， $\lambda_{ci}$  (Zhou et al. 1999)， $\Delta$  (Chong et al. 1990)， $Q$  (Hunt et al. 1998) 等。Hunt 基于局部速度梯度张量  $\nabla V$  提出了  $Q$  准则。对于不可压缩流， $Q$  准则的表达式为：

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) > 0, \text{ 其中 } S \text{ 为应变率张量, } \Omega \text{ 为旋转张量:}$$

$$S = \frac{1}{2} (\nabla \bar{v} + (\nabla \bar{v})^T), \|S\| = \text{tr}[SS^T]^{\frac{1}{2}}, Q = \frac{1}{2} (\nabla \bar{v} - (\nabla \bar{v})^T), \|\Omega\| = \text{tr}[\Omega \Omega^T]^{\frac{1}{2}}$$

$Q$  作为一个尺度标量，不具有方向性。旋转强度准则运用了  $\nabla V$  的复特征值的虚部，二维的旋转强度只运用了二维平面内的速度分量和梯度。例如，展向旋转强度  $\lambda_{ci,z}$  只涉及了  $x, y$  平面内的速度，是  $J_{uv}$  的复特征值的虚部，其中  $J_{uv} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}$ 。

本文进行的二维 PIV 实验，只包含流向和法向上的速度分量，根据二维多尺度子波分析并结合分尺度的  $Q$  准则，可得：

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) = \frac{1}{2} (\text{tr}[\Omega \Omega^T] - \text{tr}[SS^T]) = \frac{1}{4} \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - \frac{1}{4} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \\ &= \frac{1}{4} (a_3 - a_2)^2 - \frac{1}{2} a_1^2 - \frac{1}{2} a_4^2 - \frac{1}{4} (a_3 + a_2)^2 = -a_2 a_3 - \frac{1}{2} a_1^2 - \frac{1}{2} a_4^2 \end{aligned}$$

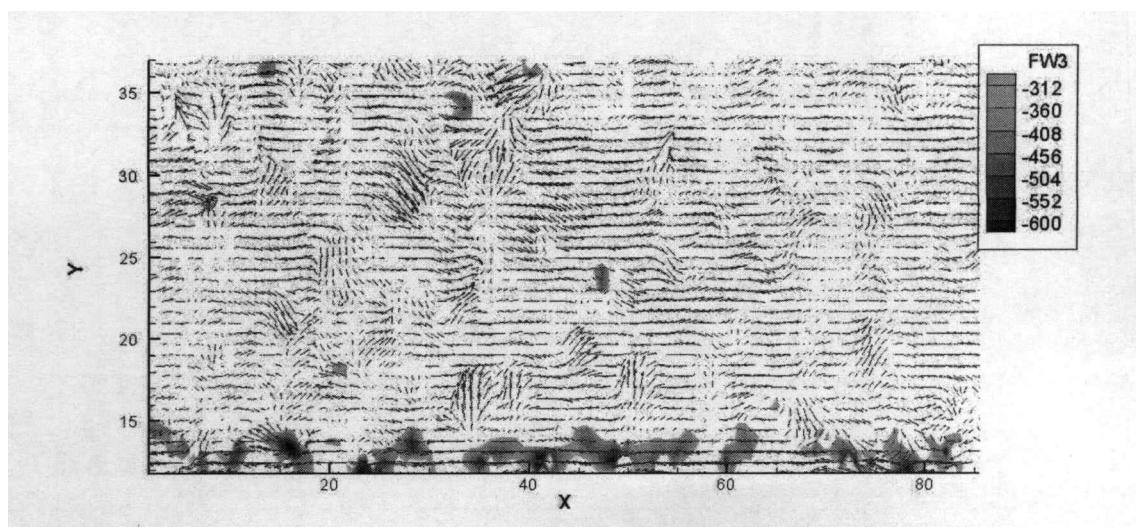
同理，进行二维多尺度子波分析并结合分尺度  $\lambda_{ci,z}$  准则，可得：

$$J_{uv} = \begin{bmatrix} a_1 & a_3 \\ a_2 & a_4 \end{bmatrix}.$$

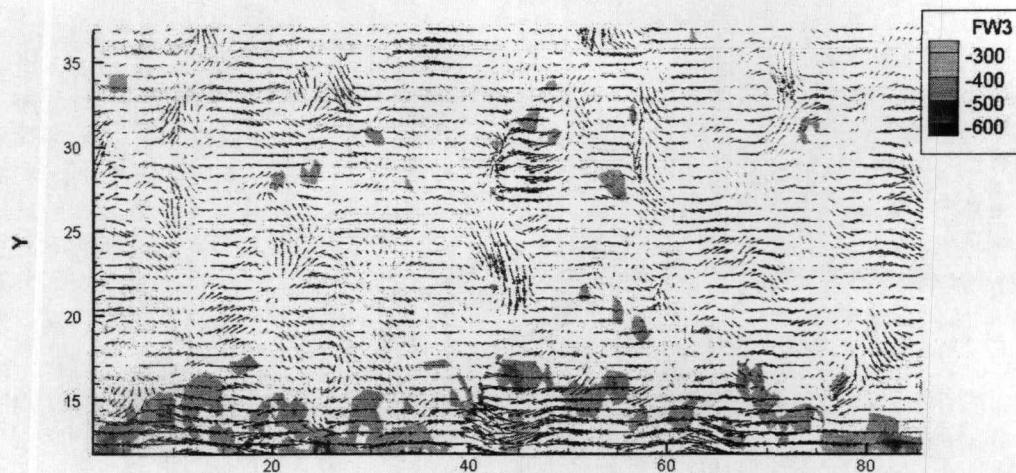
对距离平板前缘 50cm 范围内的平面二维速度分量进行分尺度应变分析并结合分尺度的 Q 准则, 检测出的涡量分布如图 5 所示。在流向 10cm-18cm 的流向区域内, 近壁附近有强旋转结构, 并且涡量为负, 这些漩涡是在近壁处由尾迹涡诱导产生的二次涡。Doligalski 等<sup>[4]</sup>对涡旋与固壁相互作用的研究中指出: 当漩涡靠近壁面时能够通过诱导作用在壁面形成局部的逆压梯度, 继而产生流动分离, 在上方涡旋的诱导作用下, 分离流体聚集并旋转而形成新的顺时针旋转的涡结构。对于流向 20cm-28.4cm 的流向区域, 提取出的某一时刻的瞬时涡量的空间分布如图 5 (b) 所示。潘翀等<sup>[65]</sup>指出, 二次涡主要在  $Y_c/D < 4$  的范围内产生, 其产生与尾涡中涡旋的脱落在统计上存在一一对应的关系, 当尾涡较强时且离边界层较近时, 二次涡受尾迹涡的诱导作用加速并抬升, 其后被尾迹涡卷携, 造成尾迹涡的反弹, 并影响后继尾迹涡及二次涡的形成。由图 5(b) 可以看出, 相比于流向位置 10cm-18.4cm 的区域, 速度较高的尾迹涡的区域稍微远离了壁面, 而在近壁面的低速区域也有所抬升, 近壁区的二次涡明显随尾迹涡一同被诱导抬升, 并和尾流尾迹涡发生合并。在流向 30cm-38.4cm 的流向区域, 在近壁区域内出现了更多的二次涡及二次涡抬升现象。随着流向发展, 近壁面的二次涡由于失稳逐渐演化成为马蹄涡。

对距离平板前缘 10cm-18cm 流向位置上的脉动速度分量进行相位平均, 得到的流向脉动速度在相平面内的分布(如图 6 所示), 其中横坐标代表流向长度, 纵坐标代表法向高度, (以像素单位 pix 为长度单位), 在  $x=17\text{pix}$  附近边界层内出现“鼓包”, 这一“鼓包”来源于近壁区受逆压梯度分离而被抬升的流体, 因此具有较低的速度。并且可以看出, 边界层外由低速区所表示的尾迹区域与“鼓包”相互对应出现。

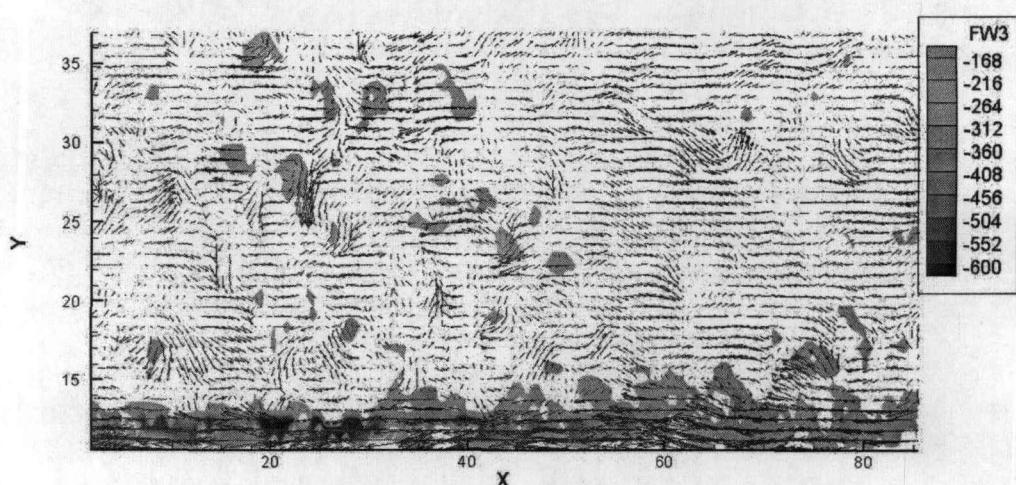
对旁路转换末段(30cm-38cm)流向位置上的脉动速度分量和涡量分别进行相位平均, 得到的流向脉动速度和涡量在相平面内的分布如图 6、7 所示。由图 6 可以看出, 在该区域边界层内仍然会出现“鼓包”, 并且这一低速“鼓包”区域又比上一个流向位置中的“鼓包”显得更加突出, 且位置更远离壁面。图 7 给出了该区域内涡量相位平均的结果。可以看出, 在边界层内提取出了马蹄形涡, 其涡头部分向上游弯折, 而颈部受到涡头的诱导作用向壁面靠近, 结合图 6 可以看出马蹄形涡和低速鼓包位置具有一致性, 共同形成一个较大的等动量区域。并且在边界层外, 尾迹涡所在的低速区域仍然存在, 所以可以认为马蹄涡涡头的演化过程除了受到涡头与涡腿之间的相互诱导作用、时均剪切作用两个因素影响外, 还要受到尾迹旋涡对其的诱导作用。由于涡头与尾迹中靠近壁面的旋涡在旋转方向上相反, 尾迹旋涡对涡头具有沿着流向方向斜向上方的诱导作用, 一方面加速了马蹄涡的流向对流, 另一方面加速涡头的抬升趋势。本文所提取出的马蹄形涡结构的特征与潘翀等<sup>[65]</sup>通过瞬时速度分布所得到的马蹄涡结构特征相一致。



(a) 10cm-18cm



(b) 20cm-28.4cm



(c) 30cm-38.4cm

图 5 瞬时负脉动涡量分布

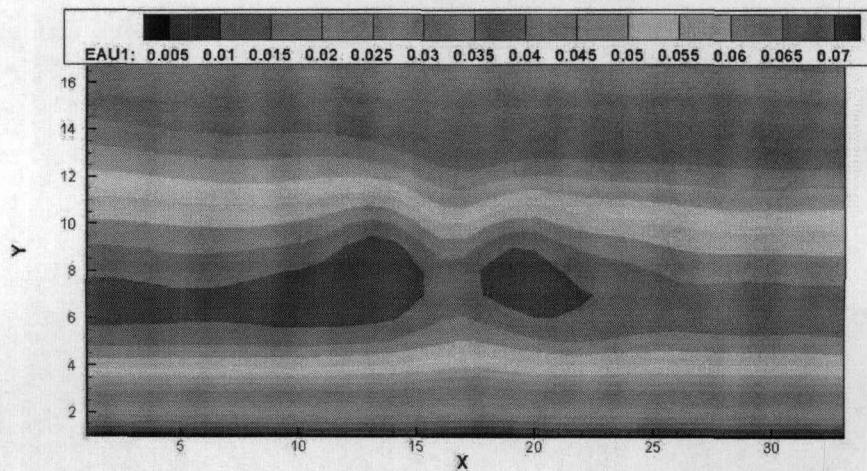


图 6 流向 10cm-18cm 位置流向脉动速度  $u'$  相位平均分布

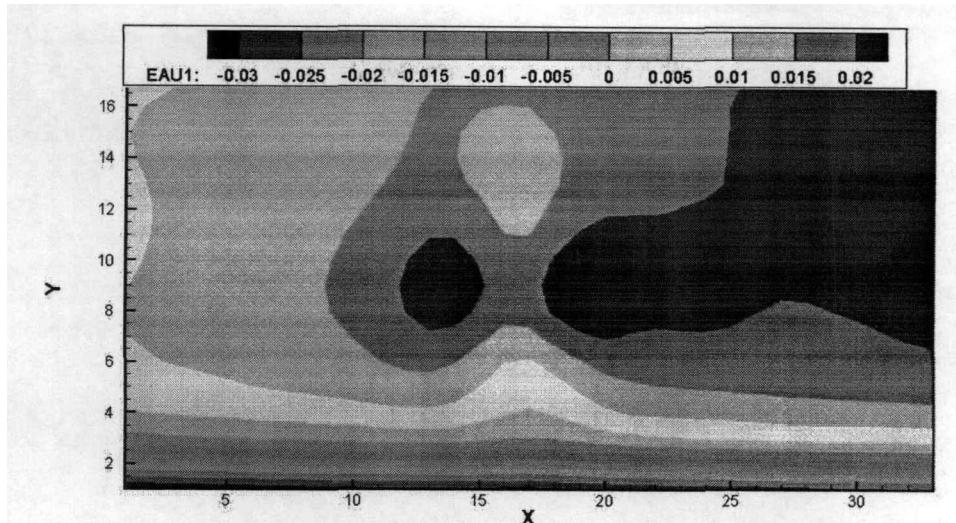
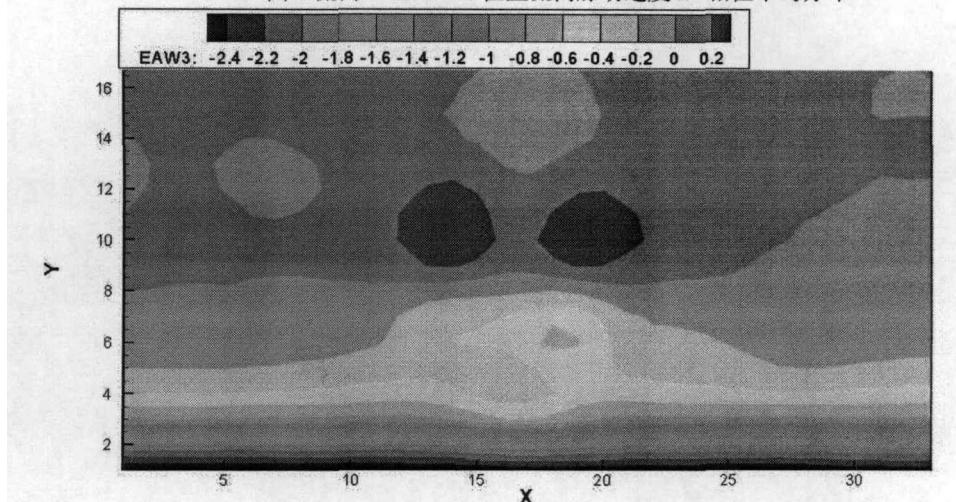
图 7 流向 30cm-38cm 位置流向脉动速度  $u'$  相位平均分布

图 8 流向 30cm-38cm 位置涡量相位平均分布

#### 4、结论

本文应用 TR PIV 粒子图像测速技术对圆柱尾迹影响下平板边界层旁路转捩进行实验研究。通过对平均速度剖面和湍流度的分析比较，并转捩峰和结束点的位置进行了判定。分析了尾迹涡对层流边界层的影响，提取出二次涡的发展演化过程，并在转捩区末段对马蹄涡进行提取。

- 通过分析不同流向位置上速度剖面、湍流度等特征量的分布和变化情况，对两种情况下转捩起始点和结束点位置进行了判定：对于 cylinder (0, 2.5) 情况下，转捩在  $x/D=30$  处达到高峰，在  $x/D=48$  位置处结束；cylinder (-1, 2.5) 情况下，转捩在  $x/D=26$  处达到高峰，结束于  $x/D=37$  位置处。

- 运用二维速度分量在两个方向的局部平均速度结构函数，并结合分尺度 Q 准则对转捩区中不同尺度的相干结构进行提取，获得了流向法向速度分量，展向涡量等物理量的空间相位平均分布，识别并追踪二次涡在转捩区中的发展过程。在转捩前期，二次涡由圆柱尾迹涡诱导产生，并且处在近壁面附近，向下游的发展过程中二次涡在尾迹涡的诱导下抬升，并与其发生合并，同时也有部分二次涡被尾迹涡压向壁面，拉伸并破碎。

- 对转捩区中流向脉动速度和涡量进行相位平均，在转捩区中发现边界层内存在低速“鼓包”区域，且“鼓包”总是与边界层外的低速尾迹涡成对出现。沿流向发展，“鼓包”形状愈加突出。在转捩末段 30cm-38cm 的区域内，通过对涡量的相位平均提取出了马蹄涡结构，并且在边界层外发现了尾迹涡所在的低速区域。

## 参考文献

- [1] 潘翀, 王晋军, 伍康, 圆柱尾涡 / 边界层相互作用中二次涡特性研究, 实验流体力学, 2007, 3:41~45.
- [2] Harvey J K, Perry F J. Flow field produced by trailing vortices in the vicinity of the ground [J]. AIAA Journal, 1971, 9(8): 1659—1660
- [3] Chong Pan, Jin Jun Wang, Pan Feng Zhang AND Li Hao Feng Coherent structures in bypass transition induced by a cylinder wake J. Fluid Mech. (2008), vol. 603, pp. 367–389.
- [4] Dolicinski, T.L., Smith, C.R., Walker, J.D.A. Vortex interactions with walls. Annual Review of Fluid Mechanics. 1994,26: 573-616.
- [5] PAN Chong, WANG JinJun, ZHANG Cao, Identification of Lagrangian coherent structures in the turbulent boundary layer, Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy, Feb. 2009, vol. 52, no. 2: 248-257