

正弦波沟槽对湍流边界层相干结构影响的TR-PIV实验研究

李山 姜楠 杨绍琼

Influence of sinusoidal riblets on the coherent structures in turbulent boundary layer studied by time-resolved particle image velocimetry

Li Shan Jiang Nan Yang Shao-Qiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 074702 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181875

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181875>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高聚物减阻溶液对壁湍流输运过程的影响

Influence of polymer additives on the transport process in drag reducing turbulent flow

物理学报. 2015, 64(9): 094703 <https://doi.org/10.7498/aps.64.094703>

不同光线入射角度下超声速湍流边界层气动光学效应的实验研究

Experimental investigation on aero-optics of supersonic turbulent boundary layers at different light incident angles

物理学报. 2017, 66(24): 244201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.244201>

超声速湍流边界层密度场特性

Experimental study on the density characteristics of a supersonic turbulent boundary layer

物理学报. 2017, 66(2): 024701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.024701>

前缘曲率对三维边界层内被激发出非定常横流模态的影响研究

Influence of leading-edge curvature on excited unsteady cross-flow vortices in three-dimensional boundary-layer

物理学报. 2018, 67(21): 214702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181343>

前缘曲率变化对平板边界层感受性问题的影响

Effect of leading-edge curvature variation on flat-plate boundary-layer receptivity

物理学报. 2018, 67(18): 184703 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180593>

正弦波沟槽对湍流边界层相干结构影响的 TR-PIV 实验研究*

李山¹⁾ 姜楠^{1)†} 杨绍琼^{1)2)‡}

1) (天津大学机械工程学院, 天津 300072)

2) (青岛海洋科学与技术试点国家实验室, 青岛 266237)

(2018年10月19日收到; 2019年2月16日收到修改稿)

利用高时间分辨率粒子图像测速 (time-resolved particle image velocimetry, TR-PIV) 技术, 在不同雷诺数下对光滑壁面和二维顺流向、三维正弦波 (two/three dimensional, 2D/3D) 沟槽壁面湍流边界层流场进行了实验测量, 从不同沟槽对湍流边界层相干结构影响的角度分析了其减阻的机理. 对比不同壁面的各阶统计量结果发现: 沟槽降低了壁面摩擦阻力, 存在减阻效果, 正弦波沟槽的减阻率增大. 运用相关函数、 λ_{ci} 检测准则等方法提取了不同壁面湍流边界层发卡涡和低速条带等典型相干结构的拓扑形态, 结果表明: 两种沟槽壁面的相干结构在流向和法向上的空间尺度均有不同程度的减小, 且相干结构与主流之间的倾角趋于更小, 流体在法向上的运动及结构的抬升受到明显抑制, 发卡涡诱导喷射和扫掠的能力降低, 从而影响了湍流中能量与动量的输运过程及湍流的自维持机制, 且相比于 2D 沟槽, 3D 正弦波沟槽作用效果更为明显. 在同一雷诺数下, 随着距离壁面法向位置的增加, 不同壁面湍流边界层低速条带的展向间距都变宽; 但同一法向位置处 2D/3D 沟槽壁面湍流边界层低速条带的间距与光滑壁面的相比更宽, 沟槽的存在有效抑制了低速条带在展向上的运动, 使得低速条带更稳定.

关键词: 壁湍流, 减阻, 相干结构, 正弦波沟槽

PACS: 47.27.De, 47.27.nb, 47.85.lb, 47.85.ld

DOI: 10.7498/aps.68.20181875

1 引言

流体阻力分为几种形式, 其中最为基本的是压差阻力和壁面摩擦阻力. 壁面阻力是由于流体与固体壁面相互作用及流体间的分子吸引力产生的. 50 多年来的实验和模拟的结果表明, 在近壁面湍流边界层中存在一系列的自维持运动^[1-3]. 而在识别出的湍流运动中, 存在两个非常重要的事件, 即喷射事件和扫掠事件, 因为 80% 的湍动能都由这

两个事件产生^[4]. 扫掠事件一般发生在近壁 $y^+ = 15$ 以下, 与壁面剪切应力的产生紧密相连^[5,6], 对于减阻研究尤为重要, 因此, 对固壁表面进行调制改造以实现减阻更为容易且有效.

自然界中已自行演化出多种流动减阻的方法, 其中具有代表性的为存在于鲨鱼表皮的微型鳞片结构, 大小一般在 0.2—0.5 mm 之间, 凹槽的间距为 30—100 μm , 人们称之为“肤齿”, 沿着流动的方向排列, 形状类似于小沟槽, 有了这些沟槽似的微结构鲨鱼才能够保持清洁并快速游动^[7-9]. 关于

* 国家自然科学基金 (批准号: 11732010, 11572221, 11872272, U1633109, 11802195)、国家重点研发计划 (批准号: 2018YFC0705300) 和天津市自然科学基金 (批准号: 18JCQNJC05100) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: nanj@tju.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: shaqiong@tju.edu.cn

顺流向沟槽的研究始于 20 世纪 80 年代^[10–13], 随后科研人员对其在层流边界层^[12–14]、转捩边界层^[15]以及湍流边界层^[5,16–18]中的减阻效果及其减阻机理进行了大量的实验和数值模拟研究. 已有研究结果发现, 当无量纲的沟槽高度 h^+ 和间距 s^+ 在一定范围内时具有减阻效果, Bechert 等^[17]和 Walsh^[19]在锯齿形沟槽壁面湍流边界层获得了约 10% 的减阻率 ($s^+ \approx 15$). 关于顺流向沟槽的减阻机理, 目前有两种理论: 一是沟槽抑制了近壁的展向脉动^[20–22]; 二是沟槽壁面边界层流向涡结构相较于光滑壁面有所抬升, 降低了流向涡与固壁表面的接触面积^[21,23–26]. 流向沟槽减阻较全面的研究进展还可参考综述性文献^[9,27,28].

迄今, 沟槽由于加工较困难, 减阻率受限以及产生的经济效益不足以补偿生产、维护及清理的费用等原因, 并没有得到广泛应用. 目前的改进措施遵循两条路径: 一是提高生产工艺和材料性能, Stenzel 等^[29]发明了一种自动的涂料应用技术, 可以将微沟槽直接压印在烤漆涂层上, 减少了沟槽内衬的使用和后续清理的费用; 另外一条路径, 也是本文的工作重点, 就是寻求可以提高沟槽减阻率的方法.

将传统顺流向呈直线排列的沟槽与其他减阻方法结合起来, 在近壁面流动中施加一个振荡的展向速度分量, 是一个很有吸引力的想法. Wassen 等^[30]和 Grüneberger 等^[31]通过主动控制的方式, 使叶片形状的沟槽在展向上以沟槽与平板连接处为中心沿展向反复摆动, 模拟壁振荡, 他们的数值模拟和实验结果表明, 两种减阻技术叠加可以获得更高的减阻率. 但这种方式非常耗能, 在工程应用中存在明显劣势. 更为重要的是, 由于沟槽尖端的展向位移有限, 产生不了足够高的振幅, 在一定的流动工况下减阻率增加有限.

Quadrio 和 Luchini^[32]提出一种新的改进思路, 通过沟槽在展向上沿波形曲线偏转, 以被动的方式来诱导一个周期性的近壁运动, 也就是将沿展向均匀的传统 2D 沟槽扩展为沿展向变化的 3D 沟槽, 比如模仿鲨鱼表皮的沟槽^[8], 脊形的沟槽^[33]以及波浪形沟槽^[34,35]. Peet 等^[35]在槽道湍流中应用大涡模拟技术研究了 $Re_\tau = 180$ 工况下锯齿形截面沟槽面流场的摩擦阻力 ($h/s = 0.87$, $s^+ = 21$). 对于传统直线型沟槽, 减阻率为 5.4%. 在沿展向正弦偏转的沟槽壁面, 当波长 λ 和振幅 A 分别为

1080 和 34 个壁面单位时, 减阻率增加到 7.4%, 提高了 2%. 随后, Peet 和 Sagaut^[36]将研究扩展到了无限薄沟槽和矩形沟槽中, 对于传统的矩形沟槽, 计算得到 11.2% 的减阻率, 而在 $\lambda = 1080$, $A = 34$ 的正弦波型沟槽壁面流场中减阻率达到 14.6%.

本文以湍流边界层相干结构为主要分析对象, 利用高时间分辨率粒子图像测速 (time-resolved particle image velocimetry, TR-PIV) 实验测量技术, 对正弦波型沟槽壁面 (S-沟槽) 的减阻机理进行了实验研究, 内容分为以下几个部分: 1) 介绍实验装置及实验用沟槽模型; 2) 从基本各阶统计量的角度分析 S-沟槽对一阶、二阶统计量的影响, 并对比其与传统顺流向直线型沟槽的优缺点; 3) 从相干结构的角度, 利用 λ_{ci} 涡检测准则、相关函数等方法对不同壁面的流场进行细致分析, 探讨不同类型沟槽对湍流边界层中发卡涡及展向条带的影响.

2 实验设备和技术

TR-PIV 实验在天津大学流体力学实验室开口式循环水槽中进行. 水槽实验段长度为 532 cm, 内壁截面积为 25 cm × 38 cm (宽 × 高), 流速在 30 cm/s 以下连续可调. 实验段整体由不锈钢板构成, 在测量区域内加工了一个矩形的窗口, 嵌入玻璃, 以实现 PIV 的无干扰测量. 在自由来流速度 20 cm/s 的情况下, 测得流场背景湍流度为 0.7%. 平板水平放置于水槽中, 与水槽底部距离为 220 mm, 平板前缘按 8:1 的比例进行修型, 以避免流动分离. 在距前缘 100 mm 处放置直径为 6 mm 的绊线加速自由来流转捩, 确保在实验段为充分发展的湍流边界层. 实验时水温保持在 20 °C, 在该温度下水的密度 $\rho = 997.78 \text{ kg/m}^3$, 运动黏度 $\nu = 0.97937 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

2.1 实验模型

实验用平板为光滑的有机玻璃板, 长 2000 mm, 宽 252 mm, 厚度为 15 mm. 在平板的后半段距末端 250 mm 的位置加工了一个尺寸为 380 mm × 202 mm (长 × 宽) 的孔, 便于替换不同实验模型. 实验用三种实验模型如图 1 所示, 分别为光滑平板, 传统顺流向直线形沟槽板, 以及沿展向呈正弦形分布的正弦波沟槽 (简称 S-沟槽), 箭头为来流方向. 为减少沟槽壁面反光问题, 将被测量区域涂黑. S-沟槽的波长 $\lambda = 85 \text{ mm}$, 振幅 $A = 2.5 \text{ mm}$, 沟槽间

距 s 和高度 h 与直线型沟槽一致, 分别为 1.6 和 0.8 mm, 如图 2 所示. 测量中心位置在距前缘约 1560 mm 处.

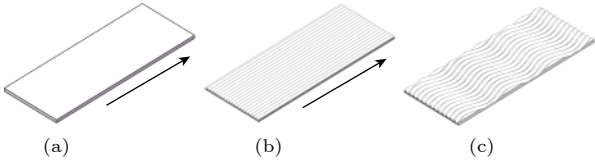


图 1 实验模型示意图 (a) 光滑平板; (b) 传统直线型沟槽板; (c) 正弦波型沟槽板
Fig. 1. Schematic diagram of experimental plates: (a) Smooth plate; (b) riblets; (c) s-riblets.

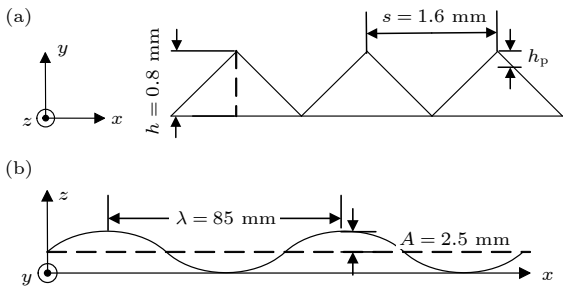


图 2 正弦波沟槽截面图 (a) 左视图; (b) 俯视图
Fig. 2. Cross section of s-riblets: (a) Left view; (b) top view.

2.2 实验测量技术

考虑到相干结构的三维特性, 实验分两部分进行, 分别测量充分发展湍流边界层中流-法向 ($x-y$) 平面和流-展向 ($x-z$) 平面. 在 ($x-y$) 平面测量时, 激光片光源从水槽的下方垂直平板方向照亮平板中心区域, 与来流方向平行, 高速相机光轴与片光垂直, 布置图如图 3(a) 所示, 图中 x, y, z 分别指流向、法向和展向. 在 ($x-z$) 平面测量时, 激光片光源以平行于实验平板的方向从水槽的侧方照亮流场, 法向高度可调节, 相机置于水槽底部, 布置图如图 3(b) 所示. 在本次实验中共拍摄了三个 ($x-z$) 平面, 分别距离实验平板 1, 5 和 9 mm. 实验中激光片光厚度约为 1 mm, 所使用示踪粒子为 HGS-10 型空心玻璃微珠, 粒径为 10 μm , 在流场中有良好的跟随性.

利用 Dantec 公司的 TRPIV 系统, 在来流速度分别为 $U_{e1} = 0.1 \text{ m/s}$, $U_{e2} = 0.2 \text{ m/s}$ 的流速下, 对不同壁面的湍流边界层的流场进行了实验测量. 拍摄使用连续模式, 高速相机采样频率设定在 500 Hz, 相机分辨率为 1280 像素 \times 1024 像素, 粒

子图像的物理范围为 105 mm \times 82 mm. 粒子在图像上的平均直径 d_p 约为 2 个像素, 因此相关峰值锁定影响 (peak-locking effect) 可以忽略不计. 每个实验工况共记录 6399 张图像, 持续时间为 12.8 s, 为方便统计分析, 在每一个测量平面上进行了两次重复测量, 测量误差为 1% 左右 [37–39].

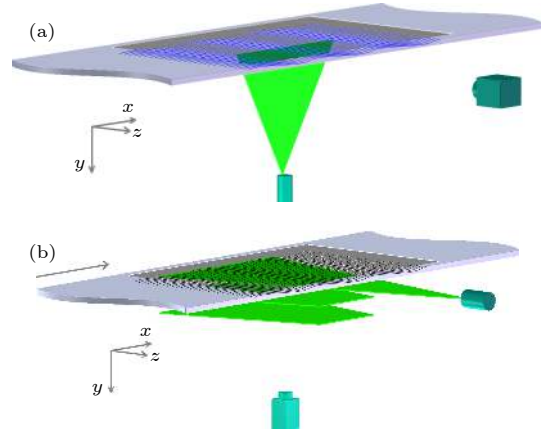


图 3 实验装置示意图 (a) case 1; (b) case 2
Fig. 3. Schematic diagram of experimental setup: (a) case 1; (b) case 2.

对测得的原始图像按照下列步骤进行处理:

- 1) 用背景消除法去除原始图像的背景噪声, 去除由于实验模型反光而产生的测量误差; 2) 选取合适的查询窗口和重叠率对图像进行“自适应互相关”运算, 获得初始的速度矢量场; 3) 对矢量场进行“上下限过滤”和“平均过滤”处理来消除速度场的噪声, 最终得到瞬时速度场. 进行自适应互相关计算时, 根据图像中粒子的位移, 对 ($x-y$) 平面所选查询窗口尺寸为 32 像素 \times 32 像素, 重叠率为 75%, 最终所得到的每张瞬时速度场中包含 148 \times 116 (流向 \times 法向) 个矢量, x 及 y 方向每两个相邻的速度矢量间物理分辨率约为 0.71 mm. 对 ($x-z$) 平面粒子图像所选查询窗口尺寸和重叠率分别为 64 像素 \times 64 像素和 75%, 得到的矢量数为 77 \times 61 (流向 \times 展向), x 及 z 方向的物理分辨率约为 1.55 mm.

3 统计量分析

3.1 平均速度

表 1 列出了不同壁面上湍流边界层的基本参数. 表中 δ 代表边界层名义厚度, 为流速约等于 0.99 倍来流速度时的法向高度, 雷诺数 Re_τ 基于边

边界层厚度和壁面摩擦速度. τ_w , C_f 分别代表壁面剪切力和摩擦系数, 定义为:

$$\tau_w = \rho u_\tau^2, C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_e^2} = 2 \frac{u_\tau^2}{U_e^2}, \quad (1)$$

式中 ρ 为流体密度, u_τ 为壁面摩擦速度. 减阻率定义为

$$DR = \frac{\tau_{w,smooth} - \tau_{w,riblets}}{\tau_{w,smooth}}. \quad (2)$$

对于沟槽壁面的结果分析, 一个未解决的问题就是其速度剖面曲线原点位置的确定. 该问题首先由 Hooshmand 等 [40] 提出, Bechert 和 Bartenwerfer [41] 认为可以用黏性流体理论来解决. 该原点位置位于沟槽尖端和谷底之间, 其与沟槽尖端的距离称为“凸出高度”, 决定了沟槽尖端深入到边界层内的距离. 根据已有研究结果以及本次实验中沟槽的形状和尺寸, 虚拟原点的位置定义为沟槽尖端点以下 $h_p = 0.14s$ 处, s 为沟槽间距, 在两个雷诺数下分别相当于 1.08 和 2.15 个黏性长度 (均用光滑壁面的摩擦速度进行无量纲化 [41]). S-沟槽参数与直线形沟槽一致, 因此虚拟原点位置相同, 这

一特征在无量纲速度剖面中有具体体现.

从表 1 中可以看出, 两个雷诺数下沟槽壁面都具有减阻效果, 边界层厚度增加, 其中 $Re_\tau = 661.4$ 时减阻率较高, 此时对应的无量纲沟槽间距为 $s^+ = 15.4$, 处于最佳的减阻工况 [17]. 正弦波沟槽的减阻率小幅增加, 在两个雷诺数下分别提高了 0.58% 和 1.1%. 图 4 给出了相同雷诺数下三种不同壁面的流向平均速度的分布曲线, 均用 u_τ 进行无量纲化, 同时给出了经典的黏性底层和对数律曲线做对比. 根据樊星和姜楠 [42] 提出的利用平均速度剖面测量 u_τ 的方法, 基于平板湍流边界层对数区无量纲速度和法向高度满足的对数关系 $u^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + B$, 利用牛顿迭代法和最速下降法拟合获得壁面摩擦速度 u_τ . 从图 4 中可以看出, 两个流速下光滑壁面的速度剖面与湍流边界层的经典分布较符合, 沟槽壁上流场的平均速度在缓冲层明显提高, 对数区上移, 在 $Re_\tau = 337.8$ 时, 沟槽壁面的常数 B 值分别为 $B_r = 5.9$, $B_{s-r} = 6.3$; 在 $Re_\tau = 661.4$ 时, 分别为 $B_r = 6.05$, $B_{s-r} = 6.42$, 符合减阻壁面流场的典型特征 [26,43,44].

表 1 湍流边界层基本参数及减阻率

Table 1. Basic parameters and results for turbulent boundary layers over test plates.

工况	$U_e / \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	δ / mm	Re_τ	$u_\tau / \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$	$\tau_w / \text{kg}\cdot(\text{m}\cdot\text{s}^2)^{-1}$	C_f	$DR / \%$
平板	0.1	70.2	337.8	0.4713	0.02216	0.004442	0
2D沟槽	0.1	71.6	337.1	0.4611	0.02121	0.004252	4.29
S-沟槽	0.1	71.6	336	0.4596	0.02108	0.004224	4.87
平板	0.2	66.4	661.4	0.9756	0.09497	0.004759	0
2D沟槽	0.2	67.8	645.3	0.9322	0.08671	0.004345	8.70
S-沟槽	0.2	68.5	648.1	0.9266	0.08566	0.004293	9.80

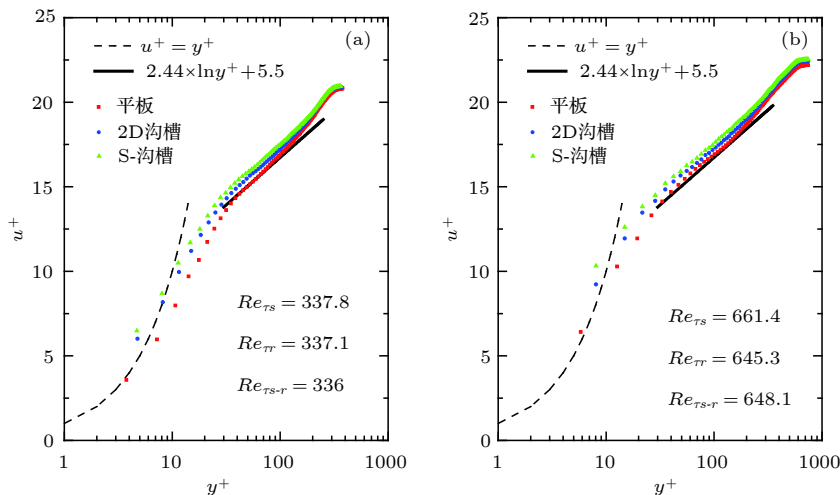


图 4 不同壁面流场的流向平均速度剖面

Fig. 4. Mean velocity profiles in TBL flows over test plates.

3.2 湍流度和雷诺切应力

湍流度衡量流场中湍流的强弱, 图 5 给出了雷诺数 $Re_\tau = 337.8$ 和 $Re_\tau = 661.4$ 时光滑壁面与两种沟槽壁面流场的流向和法向湍流度的对比. 可以看出, 不同雷诺数下两种沟槽上流场两个方向的湍流度均有下降, $Re_\tau = 337.8$ 时, 光滑壁面流场的流向湍流度在 $y^+ \approx 20$ 时出现峰值, 直线型沟槽壁面上湍流度分布曲线虽然与光滑壁面类似, 但其峰值有所外移, 意味着湍流脉动最强的位置更加地远离壁面. S-沟槽壁面湍流度分布曲线峰值位置与直线型沟槽相差无几, 但强度有所降低. 两种沟槽壁面流场的法向湍流度的峰值位置没有变化. 雷诺数

$Re_\tau = 661.4$ 时各壁面流场的法向脉动速度的峰值与 $Re_\tau = 337.8$ 时相比均有外移, 在近壁区 $y^+ < 50$ 的位置 S-沟槽与直线形沟槽的分布几乎一致.

雷诺切应力是由于湍流脉动速度引起动量交换而产生的附加应力. 图 6 比较了光滑壁面和沟槽壁面流场的雷诺切应力 $-\overline{u'v'}$ 沿法向位置的分布, 其中 $-\overline{u'v'}$ 用 u_τ^2 进行无量纲化. 图 6(a) 中 $Re_\tau = 337.8$, 光滑壁面流场雷诺切应力在 $y^+ \approx 30$ 的位置出现明显峰值, 两种沟槽壁面流场的雷诺切应力的峰值均大幅度降低, 且有外移现象. 图 6(b) 中 $Re_\tau = 661.4$, 现象相同. 雷诺切应力的降低是减阻壁面的典型特征, 说明湍流中的动量交换减弱, 湍流脉动被有效抑制.

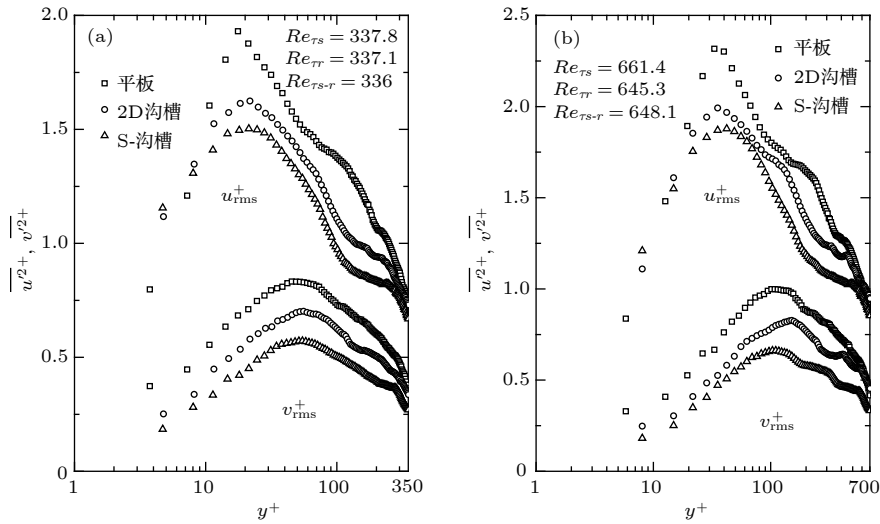


图 5 不同壁面流场湍流度的分布曲线

Fig. 5. Distribution of turbulent intensities over test plates.

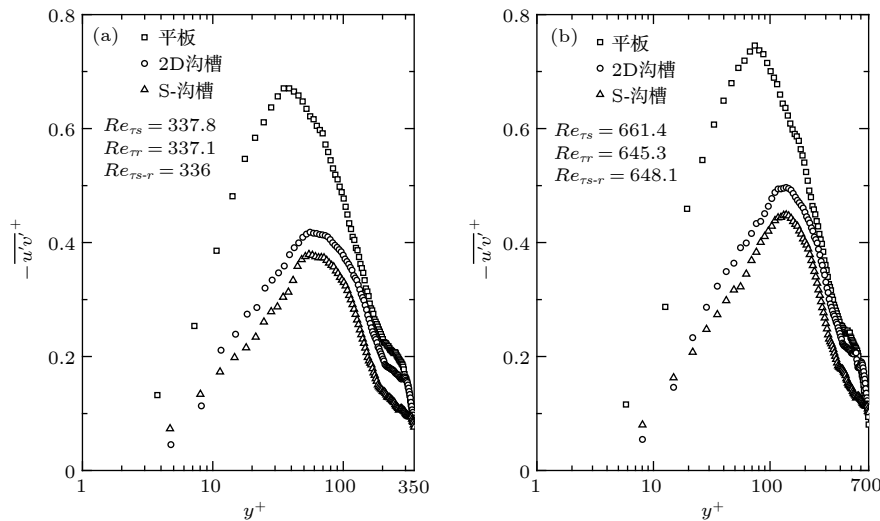


图 6 不同壁面流场雷诺切应力的分布曲线

Fig. 6. Distribution of Reynolds shear stress over test plates.

4 相干结构分析

4.1 基于流-法向平面的相干结构分析

从上文可以看出, 两种沟槽都产生了减阻效果, 但从统计量分析并不足以分析减阻的机理, 因为三种壁面的分布趋势是相似的. 因此下文将从流场中相干结构的角度来做进一步的讨论. 相关函数作为经典的统计分析方法, 能提供湍流场中相干结构的尺度信息. Jiménez^[45] 对利用脉动速度的空间相关函数来提取相干结构做了综述性的介绍, 并给出了边界层内不同速度分量的脉动速度的相关函数的分布特征. Chen 等^[46] 提出一种新的提取方法, 利用速度与涡量的相关函数来辨识槽道湍流中的相干结构, 给出了壁湍流中准流向涡和条带结构的统计结果和尺度信息, 该方法物理意义明确. Farano 等^[47] 在不同的雷诺数的湍流边界层流场中也得到了很好的结果. 本文利用经典的流向脉动速度的二维空间相关函数, 来研究光滑壁面和沟槽壁面湍流边界层中相干结构的尺度信息和空间形态, 关于脉动速度与涡量的相关函数的结果会在后续的工作中进行进一步的讨论. 湍流边界层流向脉动速度的二维空间相关系数定义为

$$R_{uu}(\Delta x, y, y_{ref}) = \frac{\overline{u'(x, y_{ref})u'(x + \Delta x, y)}}{\sigma_u(y_{ref})\sigma_u(y)}, \quad (3)$$

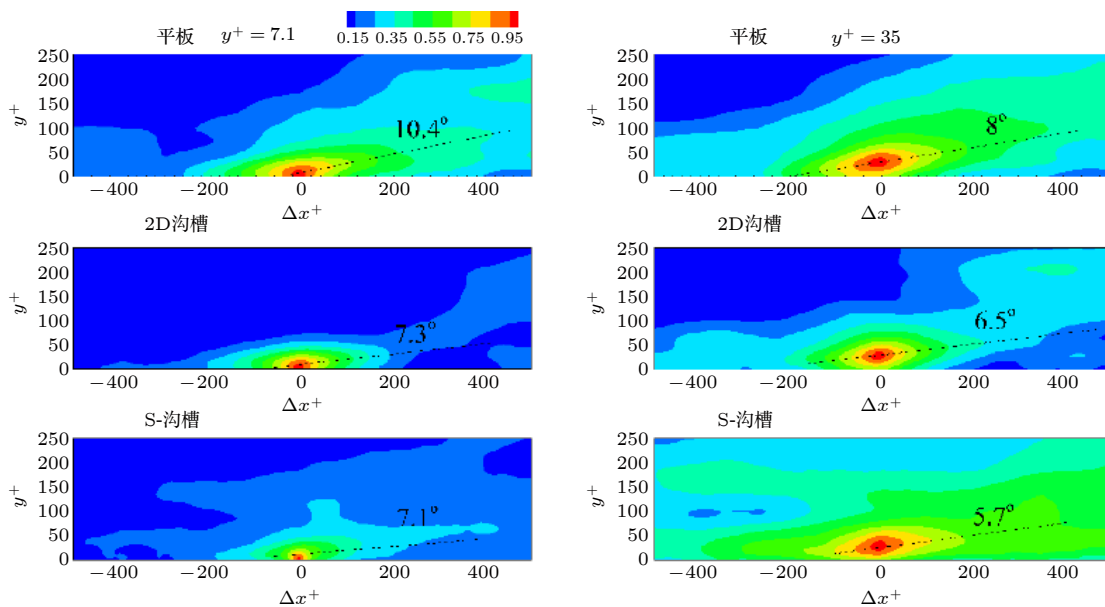


图 7 不同壁面流场流向脉动速度在 $x - y$ 平面内的相关系数

Fig. 7. Correlation coefficients of the streamwise fluctuation in $x - y$ plane over test plates.

式中 y_{ref} 为参考点的法向位置.

图 7 为 $Re_\tau = 661.4$ 时光滑壁面和两种沟槽壁面上流场的二维空间相关函数云图, 此时, y_{ref}^+ 分别为 7.1 和 35. 云图结果表明三种壁面在两个法向位置都存在大尺度相干结构, 相干结构的形态特征为: 与来流方向成一定角度的条带状, 上游靠近壁面, 随着向下流的迁移, 在法向运动的作用下逐渐抬升并远离壁面. 相干区域在流向和法向持续的长度分别为流向和法向尺度, 与壁面的夹角为相干结构的倾角. 可以看出, 结构的流向尺度远大于法向尺度, 在 $y_{ref}^+ \approx 7.1$ 时光滑壁面上流场相干结构流向尺度 $l_x^+ \approx 400$ 个内尺度单位, 法向尺度 $l_y^+ \approx 80$ 个内尺度单位; 而两种沟槽壁面上的流场结构尺度大幅度变小, S-沟槽的变化更为明显. 沟槽壁面相干结构的倾角比光滑壁面小, 说明法向运动受到了抑制, 这也就是图 5 中法向湍流度明显降低的原因. 相较于 $y_{ref}^+ \approx 7.1$, $y_{ref}^+ \approx 35$ 时沟槽壁面相干结构的变化较小, 说明沟槽对近壁区影响更加明显.

结合图 4 中各壁面流场的平均速度分布曲线, $y_{ref}^+ \approx 35$ 位于缓冲层. 此处基本上是准流向涡 (quasi-streamwise vortices, QSVs) 占统治位置, 旋转方向正负交替, 涡的直径约为 40 个内尺度单位, 流向长度为 300–400 个内尺度单位^[48], 与图 7 中的结果一致. 在湍流边界层内, QSVs 是对数区和黏性底层之间能量传递的桥梁, 在靠近对数区的

位置 QSVs 受到平均流动的拉伸并从中汲取能量, 通过将远离壁面的高速流体带向壁面以及将黏性底层的低速流体抬升来产生交替的速度条带. 随后, 速度条带的不稳定性与涡结构同时存在, 在 $20 \leq y^+ \leq 60$ 的区域内形成一种自发的可再生的周期性循环^[49]. 图 7 中 $y_{\text{ref}}^+ \approx 35$ 时光滑壁面相干结构的倾角为 8° , 与 Chen 等^[46] 利用脉动速度与涡量的相关函数所得结果一致. 沟槽壁面相干结构的倾角有所降低, 尺度也明显变小, 这些结果表明: 1) 沟槽抑制了 QSVs 的抬升, 使得对数区与内区之间的能量交换降低; 2) 对数律区内大尺度的发卡涡和发卡涡包的形成也与 QSVs 密切相关, 因此, 沟槽的存在抑制了大尺度结构的生成条件. 图 7 还表明, 沟槽并没有改变边界层内的相干结构的本质, 只是通过抑制结构的尺度获得减阻效果. 传统直线形沟槽和 S-沟槽壁面上相干结构的形状也没有质的改变, 说明直线形沟槽和 S-沟槽的减阻机理类似.

相关函数分析辨别的是与参考点有相同动量通量的区域所呈现的拓扑结构, 是一种广义上的相干结构提取方法. λ_{ci} 准则排除了流场中剪切较强但无涡旋存在的区域, 相对来说更能准确地反映出涡结构的运动特征. 流场中的涡结构承担了流场中能量和动量的传递及交换, 是摩擦阻力大幅增加的关键原因. 本文应用 λ_{ci} 准则对光滑和沟槽壁面上 $x-y$ 平面内的涡结构进行了条件平均的辨识和提取, 对比了不同壁面上的发卡涡的拓扑形态. λ_{ci} 准则是由 Zhou 等^[50] 最早提出的, 他认为当速度梯度的张量 $\nabla \mathbf{u}$ 的特征值有一个实数和一对共轭复根时, 当地的流场就存在局部的旋转运动, 速度梯度张量可以分解为

$$\mathbf{D} \equiv [d_{ij}] = \begin{bmatrix} \nu_r & \nu_{\text{cr}} & \nu_{\text{ci}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_r & & \\ & \lambda_{\text{cr}} & \lambda_{\text{ci}} \\ & -\lambda_{\text{ci}} & \lambda_{\text{cr}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_r & \nu_{\text{cr}} & \nu_{\text{ci}} \end{bmatrix}^{-1}, \quad (4)$$

其中 λ_r 与 ν_r 为实特征值和对应的特征向量, $(\lambda_{\text{ci}} \pm \lambda_{\text{ci}}i)$ 和 $(\nu_{\text{ci}} \pm \nu_{\text{ci}}i)$ 为一对共轭复特征值和对应的特征向量. 在三个特征向量张成的局部坐标系下, 流体质点的运动就可以表示为:

$$y_1(t) = y_1(0)e^{\lambda_r t}, \quad (5)$$

$$y_2(t) = e^{\lambda_{\text{cr}} t} [y_2(0) \cos(\lambda_{\text{ci}} t) + y_3(0) \sin(\lambda_{\text{ci}} t)], \quad (6)$$

$$y_3(t) = e^{\lambda_{\text{cr}} t} [y_3(0) \cos(\lambda_{\text{ci}} t) - y_2(0) \sin(\lambda_{\text{ci}} t)]. \quad (7)$$

流体质点在该坐标系下的运动如图 8 所示, 质点沿 ν_r 轴受到拉伸/压缩的作用, 而在 $\nu_{\text{ci}} \pm \nu_{\text{ci}}i$ 张成的平面内做旋转运动. 共轭的特征值 $(\lambda_{\text{ci}} \pm \lambda_{\text{ci}}i)$ 的虚部 λ_{ci} 不仅表明局部的旋转运动, 还能表征旋转的强度, 这是 λ_{ci} 准则相较于其他欧拉涡识别方法的一大优势.

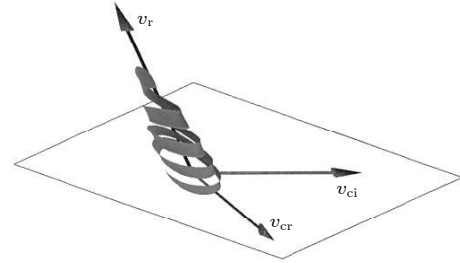


图 8 特征向量空间中的局部流动^[50]

Fig. 8. The local motion in the space spanned by the eigenvectors^[50].

图 9 给出了 $Re_\tau = 661.4$ 时用条件平均法在流-法向平面辨识得到的相干结构特征流场. 图 9 (a)—图 9(c) 分别为光滑壁面、沟槽壁面和 S-沟槽壁面, 条件平均的检测准则为 $\lambda_{\text{ci}} \cdot \text{sgn}(\omega z) < k_1(\lambda_{\text{ci}})$, 且 λ_{ci} 为局部极小值, $\bar{\lambda}_{\text{ci}}$ 为空间平均值, k_1 为阈值, 其大小的选择决定了条件平均的样本量, 在此处选择为 -10, 即提取旋转强度较高的展向涡旋运动. 图 9 分别给出了两个不同的法向位置 $y^+ = 71.1$ 和 $y^+ = 128$ 条件平均结果. 该速度矢量场表明, 检测中心位置的涡旋在下方诱导流体的喷射运动, 低速流体的喷射在上游与高速流体的扫掠相互作用形成倾斜的剪切层, 该统计平均的结果与 Adrian 等^[51] 提出的发卡涡的结构特征相符合 (图 10), 是流场中的发卡涡结构, 检测中心的涡旋为发卡涡头在流-法向平面上的投影.

湍流边界层喷射事件和扫掠事件是近壁区雷诺切应力的主要贡献者, 是湍流能量和动量运输的“媒介”. 对比图 9 中不同壁面的结果, 当 $y^+ = 71.1$ 时, 在光滑壁面上剪切层的倾角为 34° , 沟槽壁面的为 27° , S-沟槽的已经降到 25° , 说明沟槽壁面的存在使得流场结构在向下游迁移过程中, 向上抬升的趋势受到了抑制, 即沟槽壁面限制了发卡涡在法向上的运动; 在 $y^+ = 128$ 时现象相同, 正弦波沟槽对其抑制更为明显. 发卡涡诱导的猝发事件在湍流的自维持和发卡涡包的自生成过程中也是不可缺少的一环, 其强度的降低说明沟槽也削弱了湍流的自维持机制^[52].

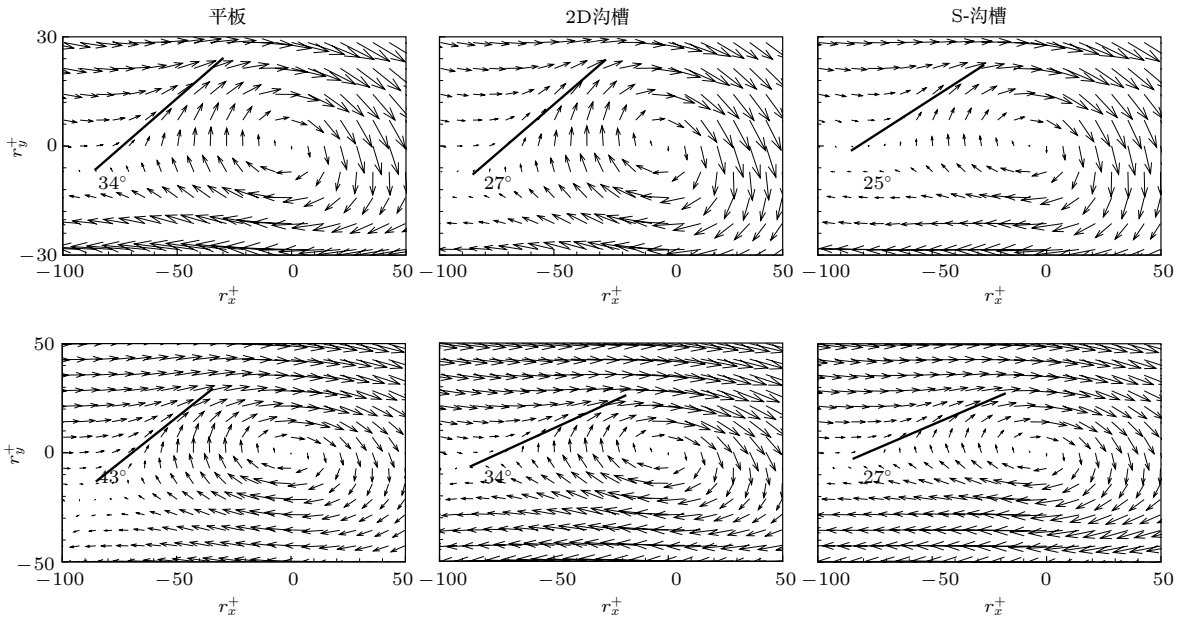


图9 $x-y$ 平面条件平均相干结构 (上) $y^+ = 71.1$; (下) $y^+ = 128$

Fig. 9. Conditionally-averaged structure in the $x-y$ plane: (top) $y^+ = 71.1$; (bottom) $y^+ = 128$.

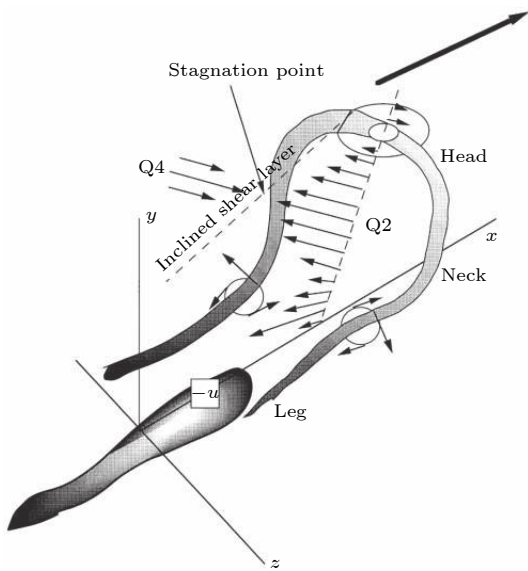


图10 Adrian等^[51]提出的发卡涡模型

Fig. 10. The model of hairpin vortex proposed by Adrian et al.^[51].

4.2 基于流-展向平面的相干结构分析

由于相干结构演化和发展的三维特性, 单一的平面测量无法完整地研究不同沟槽对其的影响, 因此对流-展向平面结构特征的研究很有必要, 下文给出 $Re_\tau = 661.4$ 减阻率较高时, 在不同法向高度不同沟槽对展向流动结构的影响。

Kline等^[53]最早用实验证明了在近壁区 $y^+ = 2.7$ 位置的流-展向平面上, 相干结构主要为沿展向

分布的高低速条带, 条带结构沿展向的平均无量纲间距为 $\bar{\lambda}^+ = 100$, 沿流向的平均长度约为 $\Delta x^+ \approx 1000$ 个黏性长度. 随后 Nakagawa 和 Nezu^[54] 以及 Smith 和 Metzler^[55] 的研究结果进一步证明, $\bar{\lambda}^+$ 在 $y^+ < 10$ 的范围内基本恒定在 100 左右, 而且在雷诺数 $Re_\theta < 6000$ 时, $\bar{\lambda}^+$ 的大小不随雷诺数改变; 而在 $y^+ > 10$ 时, $\bar{\lambda}^+$ 随法向位置 y^+ 的增加而略有增大。

图 11 给出了 $y^+ = 9.7$ 时不同壁面上瞬时流向脉动速度 u' 在 $x-z$ 平面上的分布云图, $u' = u - \bar{u}$, \bar{u} 为流向速度 u 的时间平均值, 并用 u_τ 进行无量纲化. 图 11(a) 的光滑壁面上存在高低速交替的条带结构, 且无量纲展向间距在 100 左右. 图 11(b) 和图 11(c) 中沟槽壁面上的条带间距较光滑壁面明显增加, 说明沟槽抑制了近壁流体的展向运动. 本文实际测量得到的定量结果与 Choi^[56] 烟线流动显示技术在 $y^+ = 8$ 处得到的定性结果一致。

为了对近壁条带结构进行量化分析, 本文用流向脉动速度在空间上的自相关函数沿展向的分布来表征条带的间距大小, 表达式为

$$R_{u'u'}(\Delta z) = \langle u'(z)u'(z + \Delta z) \rangle / \langle u'(z)^2 \rangle, \quad (8)$$

其中, Δz 为两点间的展向间距. 根据湍流统计理论, 当流向脉动速度 u' 在展向上的自相关函数达到第二个峰值时, 所对应的空间尺度被认为是条带结构的展向平均间距. 图 12 中光滑壁面上条带结构

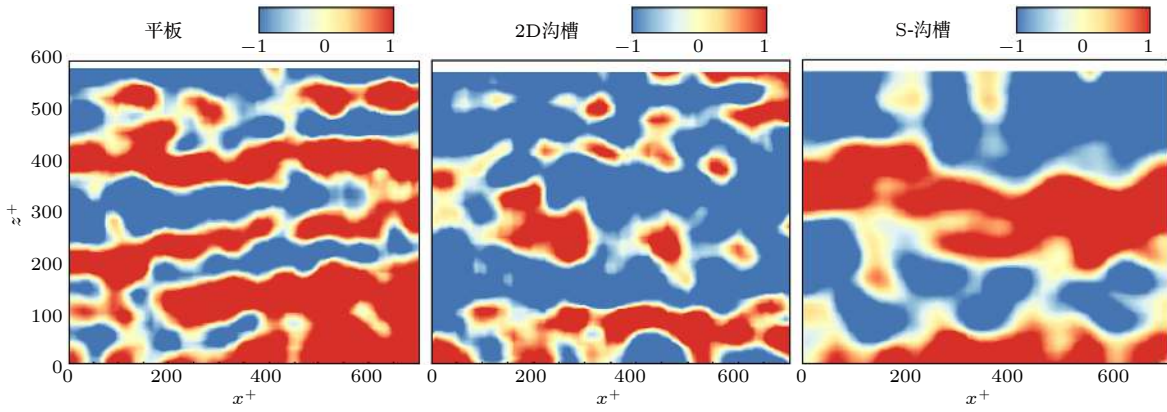


图 11 $x - z$ 平面内不同壁面上流场 $y^+ = 9.7$ 流向脉动速度云图

Fig. 11. Instantaneous streamwise fluctuating velocity in $x - z$ plane at $y^+ = 9.7$.

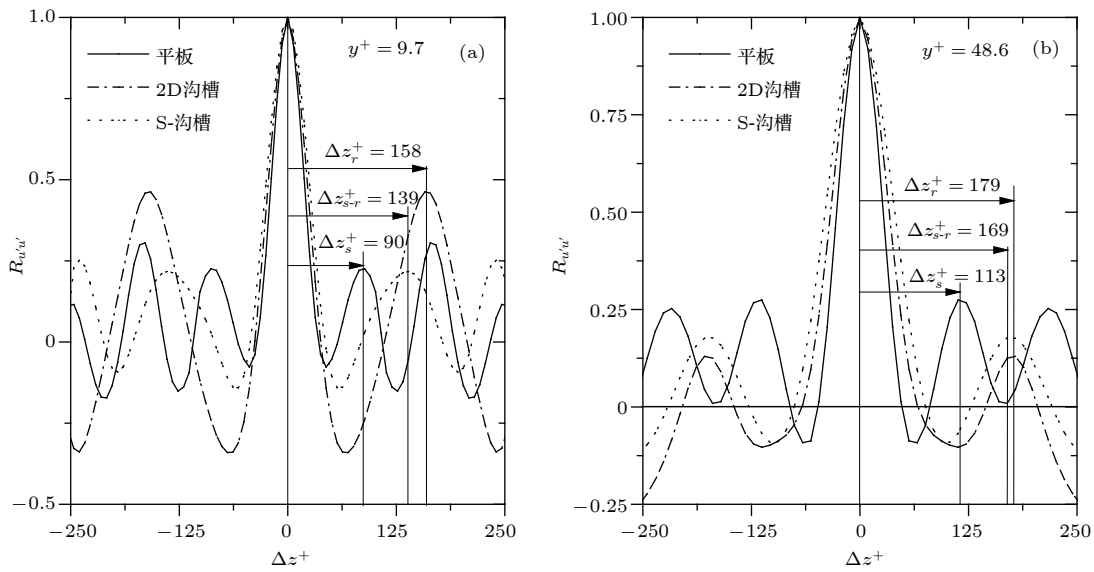


图 12 不同壁面上流场 u' 沿展向的自相关函数

Fig. 12. Autocorrelation function of u' in the z -direction over test plates.

的展向间距在 $y^+ = 9.7, 48.6$ 时分别为 90, 113 左右, 与前人的实验结果基本一致 [53,54]. 两种沟槽壁面的条带间距都有不同程度的增大, 在 $y^+ = 9.7$ 时, 分别为 158 和 139, 在 $y^+ = 48.6$ 时, 分别为 179 和 169. 可以看出, 在同一雷诺数下, 随着法向位置的增加, 三种壁面的条带间距都有所变宽. 在同一法向位置处, 两种沟槽壁面的条带间距都大于光滑壁面, 说明近壁区沟槽壁面的流场结构更为规则有序, 条带在展向上的运动受到了抑制, 影响了高低速条带之间的相互作用. $y^+ = 48.6$ 为缓冲层, 在该区域内主要结构为准流向涡, 准流向涡通过涡的诱导将高动量流体带向壁面, 是造成湍流边界层壁面摩擦阻力增大的重要因素, 沟槽对准流向涡展向运动的抑制降低了扫掠事件造成的摩擦阻

力. 值得注意的是, 2D 沟槽壁面条带结构的展向间距比 3D 沟槽要宽, 而减阻率反而较低, 本文认为是正弦波沟槽对条带结构运动的影响具有三维性, 这将是后续研究工作的重点.

5 结 论

本文利用 TR-PIV 测速系统, 分别从流 - 法向、流 - 展向两个不同的平面角度测量二维顺流向和三维正弦波沟槽湍流边界层, 利用相关函数、 λ_{ci} 涡检测准则辨识提取不同壁面湍流边界层中相干结构, 分析了不同壁面条件对其产生的影响, 得到以下结论.

(1) 不同雷诺数工况下对各阶统计量进行了对

比, 结果表明, 两种沟槽壁面的平均速度剖面满足减阻壁面的典型特征, 在对数区都有不同程度的抬升, S-沟槽的减阻率更大. S-沟槽近壁区平均速度增大, 壁面摩擦阻力减小. S-沟槽湍流度和雷诺切应力也有明显的降低, 流向湍流度和雷诺切应力的峰值远离壁面外移, 降低了近壁区的动量和动能的输运.

(2) 基于相关函数方法, 从统计平均的意义上研究近壁区的结构, 提取了不同壁面湍流边界层中的相干结构. 结果表明 S-沟槽也减小了流向相干运动在流向和法向上的空间尺度, 且相干结构与主流之间的倾角明显减小, 抑制了流体在法向上的运动及流场结构的抬升.

(3) 对比不同壁面上湍流边界层发卡涡的倾斜角度及其诱导的喷射和扫掠猝发事件, 发现沟槽抑制了喷射和扫掠运动事件的强度, 降低了雷诺切应力, S-沟槽作用效果更为明显. 两种沟槽壁面湍流边界层中发卡涡头的倾斜程度都有明显降低, S-沟槽效果也更为突出, 即沟槽结构能够抑制近壁区的湍流自维持过程, 抑制发卡涡的形成, 与发卡涡对应的喷射和扫掠能力也相对降低, 进而减少了近壁区与湍流核心区动量和能量的交换, 从而达到减阻的效果.

(4) 在同一雷诺数下, 随着法向位置的增加, 三种壁面的条带间距都有所变宽. 在同一法向位置处, 两种沟槽壁面的条带间距都大于光滑壁面, 说明近壁区沟槽壁面的流场结构更为规则有序, 条带在展向上的运动受到了抑制, 影响了高低速条带之间的相互作用.

最后需要指出的是, 在本文的雷诺数流场工况下, 三维正弦波沟槽与二维直线型沟槽相比, 减阻机理相同, 但效果更好. 后续, 其波长和振幅的参数优化设计研究尤为关键.

参考文献

- [1] Christensen K T, Adrian R J 2001 *J. Fluid Mech.* **431** 433
- [2] Adrian R J 2007 *Phys. Fluids* **19** 41301
- [3] Eitel-Amor G, Örlü R, Schlatter P, Flores O Adrian R J 2015 *Phys. Fluids* **27** 25108
- [4] Lu S S, Willmarth W W 1973 *J. Fluid Mech.* **60** 481
- [5] Choi K 1989 *J. Fluid Mech.* **208** 417
- [6] Orlandi P, Jiménez J 1994 *Phys. Fluids* **6** 634
- [7] Bechert D W, Bruse M, Hage W, Meyer R 2000 *Naturwissenschaften* **87** 157
- [8] Bixler G D, Bhushan B 2013 *Adv. Funct. Mater.* **23** 4507
- [9] Dean B, Bhushan B 2010 *Philos. Trans. R. Soc. A* **368** 4775
- [10] Walsh M J 1982 *AIAA 20th Aerospace Sciences Meeting* Orlando Florida, January 11-14, 1982 p169
- [11] Walsh M J, M. L A 1984 *AIAA 22th Aerospace Sciences Meeting* Reno Nevada, January 9-12, 1984 p347
- [12] Djenidi L, Anselmet F, Liandrat J, Fulachier L 1994 *Phys. Fluids* **6** 2993
- [13] Raayai-Ardakani S, Mckinley G H 2017 *Phys. Fluids* **29** 93605
- [14] Haecheon C, Parviz M, John K 1991 *Phys. Fluids A* **3** 1892
- [15] Grek G R, Kozlov V V, Titarenko S V, Klingmann B G B 1995 *Phys. Fluids* **7** 2504
- [16] Arthur G K, Haecheon C, Parviz M 1993 *Phys. Fluids A* **3** 307
- [17] Bechert D W, Bruse M, Hage W, van der Hoeven J G T, Hoppe G 1997 *J. Fluid Mech.* **338** 59
- [18] Yang S, Li S, Tian H, Wang Q, Jiang N 2016 *Acta Mech. Sin. Proc.* **32** 284
- [19] Walsh M J 1983 *AIAA J.* **21** 485
- [20] Goldstein D, Handler R, Sirovich L 1995 *J. Fluid Mech.* **302** 333
- [21] El-Samni O A, Chun H H, Yoon H S 2007 *Int. J. Eng. Sci.* **45** 436
- [22] Goldstein D B, Tuan T C 1998 *J. Fluid Mech.* **363** 115
- [23] García-Mayoral R and Jiménez J 2011 *J. Fluid Mech.* **678** 317
- [24] Lee S J, Lee S H 2001 *Exp. Fluids* **15** 3
- [25] Suzuki Y, Kasagi N 1994 *AIAA J.* **32** 1781
- [26] Choi H, Moin P, Kim J 1993 *J. Fluid Mech.* **255** 503
- [27] Viswanath P R 2002 *Prog. Aerosp. Sci.* **38** 571
- [28] García-Mayoral R, Jiménez J 2011 *Philos. Trans. R. Soc. A* **369** 1412
- [29] Stenzel V, Wilke Y, Hage W 2011 *Prog. Org. Coat.* **70** 224
- [30] Wassen E, Kramer F, Thiele F, Grtneberger R, Hage W, Meyer R 2008 *AIAA 4th Flow Control Conference* Seattle Washington, June 23-26, 2008 p4204
- [31] Grtneberger R, Kramer F, Wassen E, Hage W, Meyer R, Thiele F 2012 *Nature-Inspired Fluid Mechanics* (Berlin: Springer) P311
- [32] Quadrio M, Luchini 1768 *US Patent* 057 662
- [33] Hagiwara H C F R 2013 *J. Bioeng.* **10** 341
- [34] Peet Y, Sagaut P 2008 *38th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* Seattle Washington, June 23-26, 2008 p3745
- [35] Peet Y, Sagaut P, Charron Y 2009 *Int. J. Hydrogen Energy* **34** 8964
- [36] Peet Y, Sagaut P 2009 *Phys. Fluids* **21** 105105
- [37] Adiran R J, Westerwell J 2011 *Particle Image Velocimetry* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [38] Tang Z Q, Jiang N 2012 *Exp. Fluids* **53** 343
- [39] Prasad A K, Adrian R J, Landreth C C, Offutt P W 1992 *Exp. Fluids* **10** 5
- [40] Hooshmand D, Youngs R, M W J 1983 *AIAA-paper* **0230** 0230
- [41] Bechert D W, Bartenwerfer M 1989 *J. Fluid Mech.* **206** 105
- [42] Fan X, Jiang N 2005 *Mech. Eng.* **27** 28 (in Chinese) [樊星, 姜楠 2005 *力学与实践* **27** 28]
- [43] Wang J, Lan S, Chen G 2000 *Fluid Dyn. Res.* **27** 217
- [44] Li S, Yang S, Jiang N 2013 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **02** 183 (in Chinese) [李山, 杨绍琼, 姜楠 2013 *力学学报* **02** 183]
- [45] Jiménez J 2018 *J. Fluid Mech.* **842** 1
- [46] Chen J, Hussain F, Pei J, She Z 2014 *J. Fluid Mech.* **742** 291
- [47] Farano M, Cherubini S, De Palma P, Robinet J C 2018 *Eur. J. Mech. B-Fluid* **72** 74
- [48] Perlin M, Steven D R D 2016 *J. Fluids Eng.* **138** 091104

- [49] Jiménez J, Pinelli A 1999 *J. Fluid Mech.* **389** 335
 [50] Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, Kendall T M 1999 *J. Fluid Mech.* **387** 353
 [51] Adrian R J, Meinhardt C D, Tomkins C D 2000 *J. Fluid Mech.* **422** 1
 [52] Li S, Jiang N, Yang S, Huang Y, Wu Y 2018 *Chin. Phys. B* **27** 104701
 [53] Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A, Runstadler P W 1967 *J. Fluid Mech.* **30** 741
 [54] Nakagawa H, Nezu I 1981 *J. Fluid Mech.* **104** 1
 [55] Smith C R, Metzler S P 1983 *J. Fluid Mech.* **129** 27
 [56] Choi K S 2013 *A. M. R.* **745** 27

Influence of sinusoidal riblets on the coherent structures in turbulent boundary layer studied by time-resolved particle image velocimetry*

Li Shan¹⁾ Jiang Nan^{1)†} Yang Shao-Qiong^{1)2)‡}

¹⁾ (School of Mechanical Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

²⁾ (Pilot National Laboratory for Marine Science and Technology, Qingdao 266237, China)

(Received 19 October 2018; revised manuscript received 16 February 2019)

Abstract

Drag reduction by riblets has drawn the attention of many researchers because of its low production cost and easy maintenance. But due to the fact that the rather low drag reduction riblets can offered, an easy modification to the structure of riblets to improve the performance would be more than necessary. In this work, an investigation of the influences on coherent structure of straight riblets and sinusoidal riblets (s-riblets) in a turbulent boundary layer (TBL) at various Reynolds numbers is carried out experimentally by using the time-resolved particle image velocimetry (TR-PIV). It is found that the skin friction of the turbulent boundary layer is reduced close to the wall, and the logarithmic velocity profile shifts upwards over riblets and s-riblets. The turbulence intensity and Reynolds shear stress are also reduced in the near wall region compared with the scenario of the smooth case, and a better performance on drag reduction is obtained over s-riblets. Coherent structures including hairpin vortex and low speed streaks are extracted over test plates by using the correlation coefficient and λ_{ci} vortex identification method, to study the mechanism of drag reduction caused by riblets. It is shown that the spatial scale of coherent structure in streamwise and wall-normal direction decrease over riblets and s-riblets to various degrees, the inclination angle between the mainstream and coherent structure also decreases, meaning that the wall-normal movement and upwash motion are suppressed over riblets and s-riblets. Results from the conditional sampling method demonstrate that the induction of ejection and sweep motions by hairpin vortex are inhibited over riblets and hence the exchange of energy and momentum and the self-sustaining mechanism in turbulence are influenced. Furthermore, at the same Re_τ , the spanwise spacing of low speed streaks turns wider with wall-normal position increasing. At the same y^+ , a larger spacing is seen over riblets and s-riblets, implying that spanwise movement of the streaks is restrained and hence becomes more stable.

Keywords: wall bounded turbulence, drag reduction, coherent structure, sinusoidal riblets

PACS: 47.27.De, 47.27.nb, 47.85.lb, 47.85.ld

DOI: 10.7498/aps.68.20181875

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11732010, 11572221, 11872272, U1633109, 11802195), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFC0705300), and the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 18JJCQNJC05100).

† Corresponding author. E-mail: nanj@tju.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: shaoqiongy@tju.edu.cn