壁湍流相干结构和减阻控制机理

许春晓 †

清华大学工程力学系, 北京 100084

摘　要 剪切湍流中相干结构的发现是上世纪湍流研究的重大进展之一, 这些大尺度的相干运动在湍流的动力学过程中起重要作用, 也为湍流的控制指出了新的方向. 壁湍流高摩擦阻力的产生与近壁区流动结构密切相关, 基于近壁区湍流动力学过程的减阻控制方案可以有效降低湍流的摩擦阻力, 但是随着雷诺数的升高, 这些控制方案的有效性逐渐降低. 近年来研究发现, 在高雷诺数情况下外区存在大尺度的相干运动, 这种大尺度运动对近壁区湍流和壁面摩擦阻力的产生有重要影响, 为高雷诺数湍流减阻控制策略的设计提出了新的挑战. 该文将对壁湍流相干结构的研究历史加以简单的回顾, 重点介绍近壁区相干结构及其控制机理、近年来高雷诺数外区大尺度运动的研究进展, 在此基础上提出高雷诺数减阻控制研究的关键科学问题.

关键词　壁湍流, 相干结构, 减阻控制

中图分类号: O357.5　　**文献标识码**: A　　DOI: 10.6052/1000-0992-15-006

收稿日期: 2015-01-30; 录用日期: 2015-02-16; 在线出版日期: 2015-04-01

† E-mail: xucx@tsinghua.edu.cn

引用方式: 许春晓. 壁湍流相干结构和减阻控制机理. 力学进展, 2015, 45: 201504

Xu C X. Coherent structures and drag-reduction mechanism in wall turbulence. *Advances in Mechanics*, 2015, 45: 201504

1 引　言

自 20 世纪 60 年代以来, 人们发现在切变湍流中存在着可辨认的有序的大尺度运动, 称之为湍流相干结构 (coherent structure). 相干结构也称为拟序结构, 因为它是切变湍流中不规则触发的一种有序运动, 它的起始时刻和位置是不确定的, 但一经触发, 它就以某种确定的次序发展特定的运动状态. 相干结构的发现改变了人们对湍流的传统认识: 湍流脉动并不是完全随机的, 而是在无序之中存在着有序的一面, 这种有序的运动主宰了切变湍流中动量和能量的输运. 因此, 相干结构的发现被认为是 20 世纪湍流研究的重大进展之一. 著名的空气动力学家 Liepmann (1979) 曾指出 "湍流中存在有序结构的最重要的方面也许是以干扰这种大尺度结构来控制湍流", 为现代湍流的控制指明了方向.

由于湍流的摩擦阻力远高于层流, 因此湍流的减阻控制一直是流体力学和诸多工程领域的重要研究课题, 例如, 飞机约 50%、潜艇约 90% 的阻力为摩擦阻力, 而它们主要是由湍流产生的 (Gad-el-hak 2000). 在能源日益紧张、环境污染日益严重的今天, 湍流减阻控制研究更是得到了许多国家的重视. 已有的研究表明, 湍流高摩擦阻力的产生与湍流相干结构密切相关 (Kravchenko et al. 1993), 因此如何控制相干结构来有效地降低摩擦阻力是湍流减阻控制的核心问题.

湍流相干结构可以通过流动显示、条件采样等技术进行识别, 但很难对它进行精确的定义. Hussain (1986) 认为相干结构是湍流中在其空间尺度上具有瞬时相位相关涡量的质量体. Robinson (1991) 则从欧拉描述的观点对相干结构进行了定义, 即相干结构是指三维流场中的一个区域, 在这个区域内至少有一个流动物理量 (如速度分量、密度、温度等) 在远大于当地流动最小尺度的时空范围内与自身或其他物理量显著相关. 不管相干结构如何定义, 近年来人们对相干结构的研究还是取得了重要进展, 这主要得力于粒子图像测速 (PIV) 实验技术和湍流直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 的飞速发展, 它们所提供的丰富的流动信息, 使人们有条件对相干结构的运动学特征和动力学过程获得更加全面和深入的认识. 最近在关于高雷诺数壁湍流研究的综述文章中, Marusic 等 (2010c) 将相干结构划分为 3 类: (1) 与近壁循环相关的内条带结构, 其展向尺度为 $100\delta_\nu$ 的量级 ($\delta_\nu = \nu/u_\tau$ 为壁面黏性长度尺度, ν 为流体的运动黏性系数, u_τ 为壁面摩擦速度); (2) 尺度为 δ(边界层厚度或槽道半宽度或圆管半径) 量级的大尺度运动 (large scale motion, LSM); (3) 流向长度为 10δ 量级的超大尺度运动 (very large scale motion, VLSM) 或超结构 (superstructure)(在槽道和圆管中, 人们将之称为超大尺度运动, 在边界层中称为超结构). 这些相干结构分别存在于离开壁面不同位置处, 主导了壁面法向的动量输运, 与湍流高壁面摩擦阻力的产生密切相关.

下面首先介绍壁湍流的分层模型及高摩擦阻力的来源, 然后结合近年来对相干结构研究的进展, 介绍人们对湍流减阻控制机理的认识及存在的问题.

2 壁湍流的分层模型

用来标度湍流的特征尺度可以分为两类 (Marusic & Adrian 2013): 外禀尺度 (extrinsic scale) 和内禀尺度 (intrinsic scale). 外禀尺度与流动的边界条件、初始条件、所受外力及流体性质有关, 例如圆管半径、边界层自由流速度、流体黏度等; 而内禀尺度由流动对外部条件的响应来确定, 如边界层动量厚度、壁面摩擦速度等. 在壁面附近, 黏性作用很强, 经常采用基于运动黏度 ν 和壁面摩擦速度 $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ 的黏性尺度来标度湍流, 其中 τ_w 为壁面摩擦应力. 黏性尺度也称为内尺度, 其特征长度为 $\delta_\nu = \nu/u_\tau$、特征速度为 u_τ, 利用黏性尺度无量纲化的物理量经常采用上标 “+” 表示, 如无量纲的壁面距离 $y^+ = y/\delta_\nu$, 无量纲的流向平均速度 $U^+ = U/u_\tau$. 离开壁面较远的外区, 其特征长度经常采用剪切层的厚度 δ (边界层厚度 δ、槽道半宽度 H 或圆管半径 R), 经典理论中仍将 u_τ 作为其特征速度, 因为 u_τ 给出了外区流动的内边界条件.

基于平均速度剖面, 人们提出了经典的壁湍流分层模型 (Marusic & Adrian, 2013). 由于 $y^+ = y/\delta_\nu = u_\tau y/\nu$, 因此 y^+ 也可以看成距离壁面 y 处的局部雷诺数, 反映了当地惯性力与黏性力的相对大小. 根据 y^+ 的大小, 壁湍流主要可分为黏性起重要作用的近壁区和黏性作用可略的外区, 如**图 1** 所示. $y^+ < 50$ 的区域称为黏性壁区, 黏性对切应力做出显著贡献; $y^+ > 50$ 的区域称为外区, 黏性对平均速度 U 的直接作用可以忽略. 黏性壁区又可以进一步划分为黏性底层 ($y^+ < 5$) 和缓冲层 ($5 < y^+ < 30$). 在黏

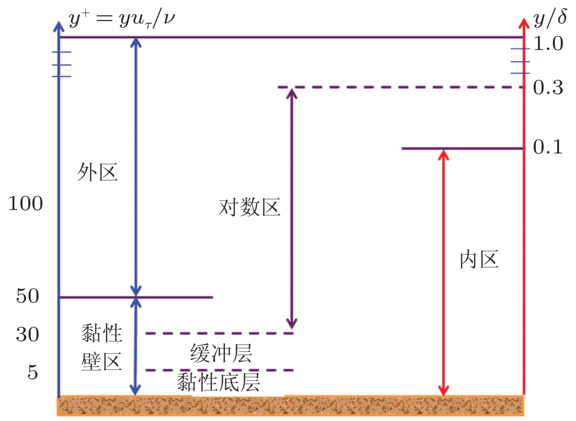

图 1

经典壁湍流分层模型示意图

性底层, 平均速度成线性分布, 雷诺应力远小于黏性应力, 可以忽略; 缓冲层是湍流最活跃的区域, 湍动能及其产生项都在该区域达到最大值. $30 < y^+ < 0.15\delta^+$ 时, 平均速度满足对数律, 称为对数区. $y^+ > 0.15\delta^+$ 的区域称为尾迹区, 经常采用速度亏损律来刻画其平均速度分布.

根据量纲分析 (Pope 2000), $y/\delta < 0.1$ 时可认为平均速度分布只跟 u_τ 和 y^+ 有关, 即 $U^+ = f_w(y^+)$, 平均速度分布满足普适的壁面律, $y/\delta < 0.1$ 的区域称为内区. 由于 $y^+ = (y/\delta)\delta^+$, $\delta^+ = u_\tau\delta/\nu = Re_\tau$ 为摩擦雷诺数 (也称为卡门数), 因此当雷诺数足够高时, 存在一个区域同时满足 $y^+ > 50$ 且 $y/\delta < 0.1$, 即内外区存在重叠, 在该重叠区可同时采用内尺度和外尺度来表征平均速度, 可由量纲分析得到对数律. 对数区的存在是典型的高雷诺数壁湍流现象. 进入新世纪以来, 随着实验和计算能力的增强, 人们对高雷诺数壁湍流开展了更加细致深入的研究, 发现黏性的影响比以往人们所认为的更加远离壁面, 对数区下边界也远大于经典分层模型所提出的 $y^+ = 30$, 例如, Nagib 等 (2007) 认为边界层的对数区范围为 $200 < y^+ < 0.12\delta^+$, McKeon 等 (2004) 基于高雷诺数圆管湍流的实验测量认为对数区为 $600 < y^+ < 0.12\delta^+$, 而 Jiménez 和 Moser (2007) 利用直接数值模拟和渐进分析, 提出槽道湍流中对数区满足 $300 < y^+ < 0.45\delta^+$.

在离开壁面不同距离处, 存在不同类型的相干结构 (Marusic & Adrian 2013): 黏性壁区 ($y^+ < 40$) 主要由条带结构和流向涡所占据, 发卡涡结构在低对数区 ($40 < y^+ < 100$) 生成, 在对数区及以上 ($30 < y^+ < \delta^+$), 发卡涡进一步形成发卡涡包和所谓的大尺度运动, 超大尺度的条带结构主要存在于高雷诺数的对数区和尾迹区.

3 湍流壁面高摩擦阻力的来源

从湍流平均运动方程出发, 可以在理论上导出壁面摩擦系数的表达式.

对于两无限大的平行平板间由定压力梯度驱动的槽道湍流, 如**图 2** 所示, 其湍流

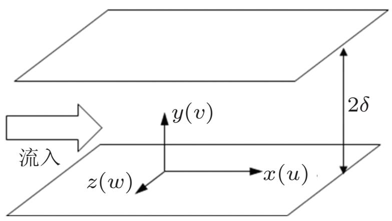

图 2

槽道流动示意图

统计量只依赖于 y 坐标, 利用流向平均运动方程, 可得 (Pope 2000)

$$\mu\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}y}-\rho\langle u'v'\rangle=\tau_w\left(1-\frac{y}{\delta}\right) \tag{1}$$

表明黏性切应力与雷诺切应力之和与离开壁面的距离成线性关系. 定义壁面摩擦系数 $C_f=\tau_w/(\rho U_m^2)$, 其中 U_m 为截面平均速度, 通过对式 (1) 进行两次积分, 可得 C_f 的表达式 (朱克勤 2009)

$$C_f=\frac{3}{Re_m}-\frac{3}{\delta^2U_m^2}\int_0^\delta(\delta-y)\langle u'v'\rangle\mathrm{d}y \tag{2}$$

其中 $Re_m=U_m\delta/\nu$ 为基于截面平均速度的雷诺数. 上式右端第 1 项与黏性直接相关, 等于同流量情况下层流的壁面摩擦系数; 第 2 项为雷诺切应力的加权积分, 层流情况下为 0, 表明湍流的高壁面摩擦阻力来自于第 2 项.

对于圆管湍流, 从平均运动方程出发也可以得到类似的表达式

$$\mu\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}r}-\rho\langle u'v'\rangle=\tau_w\frac{r}{\delta} \tag{3}$$

$$C_f=\frac{4}{Re_m}+\frac{4}{\delta^3U_m^2}\int_0^\delta r^2\langle {u'}_r{u'}_z\rangle\mathrm{d}r \tag{4}$$

其中 ${u'}_r$ 和 ${u'}_z$ 分别代表径向和流向的脉动速度.

对于零压力梯度的平板湍流边界层, 由于平均运动对流项不为 0, 总的切应力方程为

$$\mu\frac{\partial U}{\partial y}-\rho\langle u'v'\rangle=\tau_w+\rho\int_0^y C_x\mathrm{d}y \tag{5}$$

其中 $C_x=U\partial U/\partial x+V\partial U/\partial y$ 为平均运动对流项. 与槽道和圆管类似, Fukagata 等 (2002) 对式 (5) 进行两次积分, 得到壁面摩擦系数的表达式

$$C_f=\frac{2}{Re_\infty}\left(1-\frac{\delta^*}{\delta}\right)-\frac{2}{\delta^2U_\infty^2}\int_0^\delta(\delta-y)\langle u'v'\rangle\mathrm{d}y-\frac{1}{\delta^2U_\infty^2}\int_0^\delta(\delta-y)^2C_x\mathrm{d}y \tag{6}$$

其中, δ^* 为边界层的位移厚度, $Re_\infty=U_\infty\delta/\nu$. 在内流中, 对应力方程进行两次积分是为了得到流量, 因为考察控制的减阻效果时经常保持流量不变. 而对于边界层流动, 控制前后的自由来流速度一般是不变的, 因此对应力方程进行一次积分得到的摩擦系数的表达式更能反映外流的特点, 该表达式为

$$C_f=\frac{1}{Re_\infty}-\frac{1}{\delta U_\infty^2}\int_0^\delta\langle u'v'\rangle\mathrm{d}y-\frac{1}{\delta U_\infty^2}\int_0^\delta(\delta-y)C_x\mathrm{d}y \tag{7}$$

以上给出的摩擦系数的表达式均包括两部分: 与层流相同的部分和湍流特有的雷诺切应力的积分, 表明湍流摩擦阻力远大于层流其根源是湍流情况下雷诺切应力的贡献. Fukagata 等 (2002) 利用这种摩擦系数的表达式 (称为 FIK 恒等式) 分析了槽道和圆管湍流在壁面吹吸控制下的减阻效果, Deng 等 (2014) 基于式 (2) 进一步导出了壁

面吹吸控制下槽道湍流减阻率的预测公式. 最近, Deck 等 (2014) 基于式 (6) 分析了湍流边界层中大尺度结构对壁面摩擦应力的贡献, 发现流向长度大于边界层厚度的大尺度运动所携带的雷诺切应力对壁面摩擦阻力的贡献超过 50%, 进一步表明高雷诺数情况下大尺度相干结构对减阻控制研究的重要性.

雷诺切应力代表了湍流脉动在壁面法向对动量的输运, 其产生与壁湍流中的相干结构密切相关. 下面, 对不同区域相干结构的研究进展加以介绍.

4 壁湍流相干结构研究进展

4.1 近壁区相干结构

在本节主要介绍低雷诺数情况下人们对近壁区相干结构及其动力学过程的认识, 高雷诺数情况下外区大尺度结构对近壁区的影响将在第 4.2.3 节加以介绍.

4.1.1 条带和流向涡的运动学性质

早在 1967 年, Kline 和他 Stanford 大学的同事首先用氢气泡技术显示了湍流边界层内层的拟序运动, 发现了近壁区的条带结构和猝发 (burst) 现象 (Kline et al. 1967). 在以后的近 30 年当中, 人们利用流动显示实验和湍流的直接数值模拟, 对壁湍流的相干结构进行了大量的研究. Robinson (1991) 对湍流边界层相干结构的研究成果进行了总结, 并将壁湍流的相干结构分为 8 类: 低速条带、上抛 (ejection)、下扫 (sweep)、涡结构、强剪切层、近壁团状结构 (pocket)、背面 (back) 结构和外层的大尺度运动.

图 3 显示了湍流边界层和槽道湍流中的条带结构. 在与壁面平行的平面内, 当 $y^+ < 30$ 时, 低速流体呈现出沿流向拉长、在展向准周期变化的条带形状, 这些速度条带在流向可长达 $1\,000\delta_\nu$ 以上, 其展向平均间距几乎不随雷诺数变化, 但随离开壁面的距离略微增大, 约为 $80\delta_\nu \sim 120\delta_\nu$ (Kim et al. 1987).

在 $y^+ < 60$ 的近壁区, 涡结构主要是准流向涡, 如**图 4** 所示. 涡结构可采用基于速度梯度张量的物理量进行识别和显示 (Jeong & Hussain 1995, Chakraborty et al. 2005). Jeong 等 (1997) 对 $Re_\tau = 180$ 的直接数值模拟的槽道湍流数据进行条件采样, 研究了流向涡的运动学特性, 发现其流向平均长度约为 $200\delta_\nu$, 平均直径约为 $(20{\sim}30)\delta_\nu$, 以 $(0.6{\sim}0.8)U$ (U 为边界层外流速度或槽道截面平均速度) 的速度向下游传播, 在下游离开壁面向上抬起约 $9°$、左右偏转约 $4°$. 人们经常利用流向涡量均方沿壁面法向的分布来表征流向涡的平均位置和大小, 流向涡量均方极大值位于 $y^+ = 20$ 左右, 该位置可认为是流向涡涡核离开壁面的平均距离, 极小值位于 $y^+ = 5$ 附近, 极大值和极小值之间的距离可认为是流向涡的平均半径, 约为 $15\delta_\nu$ (Kim et al. 1987).

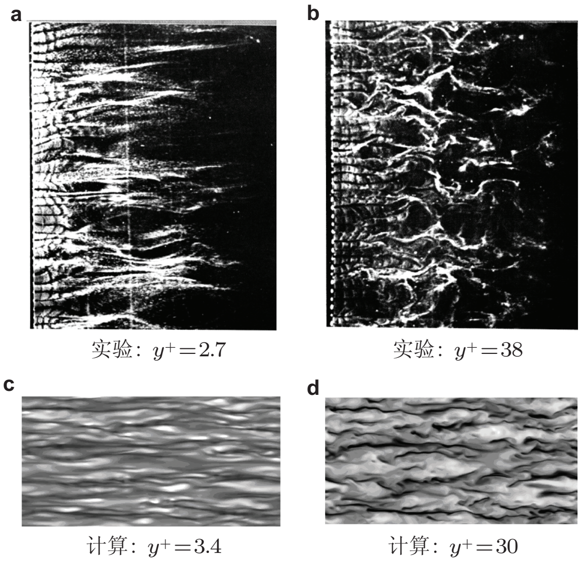

图 3

壁湍流中的条带结构. (a), (b) 边界层氢气泡流动显示实验 (Kline et al. 1967); (c), (d) 槽道湍流直接数值模拟, $Re_\tau = 395$. 黑色: $u' < 0$; 白色: $u' > 0$

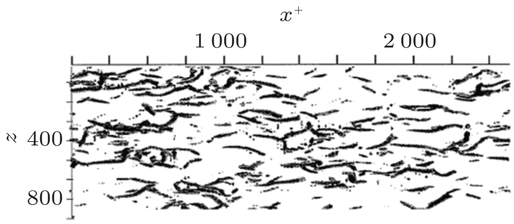

图 4

壁湍流中的流向涡结构 (Jeong et al. 1997). 俯视图: $0 < y^+ < 60$ 内 $\lambda_2 = -0.3$ 等值面 (直接数值模拟槽道湍流, $Re_\tau = 180$)

流向涡和条带的空间位置存在密切的对应关系, 流向涡总是位于条带附近, 每根条带上有数个流向涡, 其流向平均间距约为 $300\delta_\nu$ (Jiménez & Kawahara 2013). 条件统计表明, 低速条带位于正负成对的流向涡之间, 而流向涡两侧分别为高速流体和低速流体, 如**图 5** 所示. 在流向涡的上洗侧, 低速流体被带离壁面, 称为上抛 (ejection), 而在其下洗侧, 高速流体被带向壁面, 称为下扫 (sweep), 上抛和下扫合称为猝发 (bursting). 在 (u', v') 的相平面上, 上抛和下扫分别位于第 2 和第 4 象限, 因此在象限分析中也将其分别称为 Q2 和 Q4 事件. 这种高速流体的下扫和低速流体的上抛所构成的猝发过

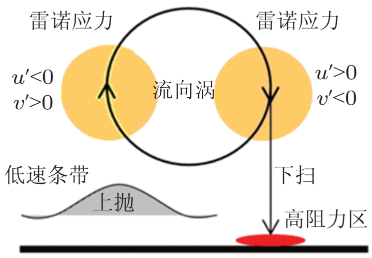

图 5

流向涡与条带结构位置关系示意图

程是近壁区雷诺切应力产生的根源, 在猝发的瞬间, 瞬时雷诺切应力可高达平均雷诺切应力的 200 倍以上; 在缓冲区, 70% 的雷诺切应力来自上抛, 下扫的贡献占 30% 左右. 值得指出的是在流向涡下洗侧壁面上会产生高摩擦阻力.

4.1.2 近壁自维持过程

借助于直接数值模拟, 人们对近壁相干结构的动力学机制也有了更加深入的了解. Hamilton 等 (1995) 对平面库艾特 (Couette) 湍流进行了直接数值模拟, 从充分发展的湍流开始, 通过不断缩小计算域至能维持湍流的最小尺寸, 观察到了具有明显周期性的近壁相干结构的再生过程. 这个再生过程可清楚地分为环环相扣的 3 个阶段: (1) 由流向涡导致的条带的生成; (2) 条带的失稳破碎; (3) 流向涡的再生, 如**图 6** 所示. Jiménez (1999) 利用直接数值模拟在平面泊肃叶 (Poiseuille) 湍流中证实了近壁区湍流相干结构周期性再生过程的存在, 并且通过人为地过滤掉 $y^+ > 60$ 区域的湍流脉动, 证明这个再生过程不依赖于外区的流动, 在 $20 < y^+ < 60$ 区域内可以自维持. Jiménez 等 (2005) 通过对最小槽道流动的直接数值模拟, 研究了自维持过程相干结构随时间的演化. 最小槽道是指能维持湍流的最小尺寸槽道, 它只包含一根条带和数个流向涡, 是研究相干结构演化的常用方法 (Jiménez & Moin 1991). 他们发现在自维持循环中, 条带首先变得弯曲, 壁面摩擦急剧增大, 流向涡量增大, 流向涡生成、衰减, 整个过程的周期约为 $T^+ = Tu_\tau^2/\nu \approx 400$, 比单个流向涡的生存时间 $T^+ \approx 60$ 要大很多. 涡的生存时间和自维持过程的周期之间的差异表明这个循环再生过程包括一段相对平静的时段, 其中的一半时间用于不稳定性增长、一半时间用于黏性衰减, 猝发时间约占整个循环过程的 1/3, 约为 $T^+ \approx 100$.

人们对这种自维持过程 (self-suataining process, SSP) 中条带形成机理的认识比较统一, 即条带是流向涡向下游迁移时留下的尾迹: 流向涡向下游运动时, 不断将近壁区的低速流体带离壁面, 形成远大于自身长度的低速条带结构. 条带的产生是流向涡

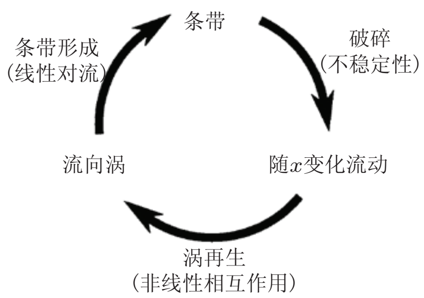

图 6

近壁自维持过程示意图 (Hamilton et al. 1995)

与平均剪切互相作用, 通过抬升机制 (lift-up) 形成的线性输运过程. 同时线性瞬态增长理论也为此提供了依据. 由于线化 N–S 方程是非自伴的, 因此其特征向量非正交, 使得在某种特征模态组合下, 即使这些特征模态均随时间衰减, 它们的组合仍可能出现瞬时的非模态增长, 使得扰动能量在衰减前会出现短时快速增长的现象. Bulter 和 Farrell (1992, 1993) 分析了以湍流剖面作为基本流的瞬态增长, 发现当限制瞬态增长时间为涡翻转时间时, 能量增长率最大的展向尺度与近壁条带的展向尺度相符, 并且初始扰动对应于流向涡结构, 增长后的扰动对应于近壁的条带结构. 最近 del Álamo & Jiménez (2006) 和 Cossu 等 (2009) 通过在线性模型中引入涡黏性, 考虑了湍流脉动的非线性影响, 发现不用限制瞬态增长时间就可以在槽道和边界层中得到与近壁区流向涡和条带相符的最优增长结构. 流向涡生成条带的线性机制已获得一致认可.

而对于流向涡的再生机制, 人们则有不同的看法. Schoppa 和 Hussain (2002) 将大量的关于流向涡产生机制的研究划分为两类: 母涡 – 子涡机制和流动不稳定性机制. 母涡 – 子涡观点认为新的涡是由已经存在的涡产生的. 例如, Brooke & Hanratty (1993) 和 Bernard 等 (1993) 认为母涡产生的流向涡量薄片的卷起产生子涡. Smith 和 Walker (1994) 认为在母发卡涡头部和腿部附近的上抛运动会引起带拐点的剪切流, 根据开尔文 – 亥姆霍兹 (Kelvin–Helmholtz) 不稳定性, 它们会卷起形成新的发卡涡. Zhou 等 (1999) 认为母涡引起的局部强剪切层卷起形成弓形涡, 在平均剪切作用下, 拉伸形成新的发卡涡, 并从母涡脱离. 基于流动不稳定性的观点认为流向涡的产生是由准定常基本流的局部不稳定性引起的, 不需要母涡的存在. 这些不稳定性包括离心不稳定性、波 – 剪切不稳定性、斜波与湍流平均速度剖面相互作用、条带不稳定性等. 例如, Robinson (1991) 认为流向涡过后, 抬起的低速条带顶部的剪切层失稳, 产生新的展向弓形涡, 弓形涡的腿部被拉伸形成流向涡; Kawahara 等 (2003) 对模型条带进行了线性稳定性分析, 认为带拐点的速度剖面很容易对正弦扰动失稳, 所对应的特征模态与流

向涡形状、位置极度相似. Schoppa 和 Hussain (2002) 通过对条带线性稳定性分析, 认为充分发展壁湍流中绝大部分条带是线性稳定的, 从而提出了一种更令人信服的流向涡产生机制: 条带瞬态增长 (streak transient growth, STG), 它比模态不稳定机制更具普遍性. 根据条带瞬态增长机制, 流向涡的产生包括 3 个阶段: (1) 扰动瞬态增长导致流向涡量 (ω_x) 薄层的形成; (2) 条带弯曲度增加使条带扰动 ($\partial u'/\partial x$) 达到非线性幅值; (3) 通过 $\partial u'/\partial x$ 将 ω_x 薄层拉伸成流向涡.

从动力系统的角度, 人们对近壁区相干结构的研究取得了理论上的重要进展 (Jiménez & Kawahara 2013). 在动力系统理论中, 湍流中的相干结构可以认为是相空间的低维不变集, 湍流系统在其附近度过相当比例的时间. 可能的不变解是相空间的简单鞍点, 例如稳态行波和周期轨道. Nagata (1990) 通过对线性稳定的平面 Couette 流施加展向旋转获得了第 1 个三维非线性的稳态行波解, Waleffe (1998, 2003) 从自维持过程给出的流向涡卷出发也获得了同样的解. 这种三维平衡解源于有限雷诺数下的一种鞍点 – 节点分叉, 高于该雷诺数时解分为上下两支, 上支解包含一条弯曲的低速条带和一对交错反向旋转的流向涡结构, 与缓冲区湍流相干结构非常相似; 下支解与层流状态非常接近. 虽然这种三维平衡解可以再现缓冲区相干结构, 但没能反映出湍流的非稳态特征. 从 Nagata (1990) 的三维稳态解出发, 通过采用一种迭代方法, Kawahara 和 Kida (2001) 发现了平面 Couette 流中存在一种非稳态的三维不稳定周期解, 很好地再现了整个近壁相干结构的再生过程: 低速条带的产生和发展、条带弯曲、流向涡再生、条带破碎、流向涡的快速发展. 人们在平面 Poiseuille 流 (Toh & Itano 2003) 和圆管 Hagen–Poiseuille 流 (Duguet et al. 2008) 中也发现了类似的三维周期解. 沿着单个不稳定周期轨道在相对短的周期内进行平均, 可以很好地再现湍流的典型特征, 例如能谱和速度均方根剖面等. Jiménez 等 (2005) 进一步探讨了这些简单不变解和壁湍流之间可能的关联性, 认为虽然不期望在真实的湍流中也能观察到这些解的存在, 一般的湍流解可以接近它们并在其附近驻留相当比例的时间. 以上这些简单不变解的稳定和不稳定流形的缠结可以代表湍流的动力学, 这些简单不变解本身就代表了湍流中的相干结构.

4.2 发卡涡及发卡涡包

在 $40 < y^+ < 100$ 的区域, 流向涡抬升形成发卡涡 (Marusic & Adrian 2013).

发卡涡最早是由 Theodorsen (1952) 提出的一种概念模型, 它是指 Ω 形状的涡结构, 有时也称为马蹄涡或 Λ 涡, 其特征是两条沿流向拉长的涡腿与抬起的沿展向呈弓形的涡头相连. 虽然早期并没有直接证据表明这种三维涡结构的存在, 但发卡涡被很多模型和假设所采用来描述湍流边界层的物理过程 (Head & Bandyopadhyay 1981, Robinson 1991).

目前大量的实验和数值模拟证实了充分发展壁湍流中存在发卡涡. 采用粒子图像测速所获得的瞬时流场, 人们将这种三维相干结构重构出来, 获得了关于发卡涡特征的许多认识 (Meinhart & Adrian 1995, Adrian et al. 2000, Christensen & Adrian 2001, Gao et al. 2011). 直接数值模拟所提供的三维瞬时流场的丰富数据也给出了发卡涡存在的直接证据. Kim 等 (1987) 完成了第 1 个槽道湍流的直接数值模拟, 他们利用涡线首次显示了发卡涡结构的存在. Chacin 等 (1996) 采用速度梯度张量不变量研究了湍流边界层的流动结构, 发现连续相连的大尺度结构从缓冲层以下延伸至尾迹区下部, 在某些情况下, 所观察到的结构与 Theodorsen (1952) 提出的发卡涡非常相似. Adrian 和 Liu (2002) 报告了他们在直接数值模拟的槽道湍流中观察到的发卡涡包结构. Wu 和 Moin (2009) 对平板湍流边界层进行了直接数值模拟, 计算域出口雷诺数达到 $Re_\tau = 460$ ($Re_\theta = 940$), 发现转捩区和湍流区的瞬时流场充满了清晰的发卡涡结构, 但当雷诺数进一步升高时, 流场的随机性和复杂性增强, 涡结构变得比较混乱, 瞬时流场中很难再观察到清晰的发卡涡结构. 虽然对发卡涡的存在性及其存在条件还存在争议, 由于它能很好地代表统计平均的涡结构并且能解释壁湍流中的局部传输现象 (Adrian 2007), 仍得到了人们的重视.

基于条件统计, Adrian (2007) 明确给出了单个发卡涡的基本特征, 如**图 7** 所示. 展向涡头与准流向涡相连形成一个完整的发卡涡结构, 如果不存在展向平均运动, 条件统计得到的涡结构是对称的, 但在湍流环境中由于周围其他涡结构的影响, 完全对称的发卡涡非常少见. 在随发卡涡运动的参考系中, 发卡涡内部是 Q2 运动, 而发卡涡周围是 Q4 运动, 在 Q2 和 Q4 交界处形成倾斜的剪切层并存在流动的驻点. 在通过发卡涡的流向 – 法向截面上, 发卡涡的标志性特征是: 在头部存在涡量集中区、存在与包含涡头和涡腿的平面几乎垂直的 Q2 运动、存在 Q2/Q4 驻点、在涡下部近壁区存在低速条带.

发卡涡经常以涡包的形式存在, 每个涡包包括 5~10 个发卡涡, 它们具有相同的迁移速度. Zhou 等 (1999) 利用数值实验研究了发卡涡包的形成机制. 他们采用 Q2 事件进行条件统计, 将得到的结构加上湍流平均速度剖面作为初始场, 对 $Re_\tau = 180$ 的槽道流动进行直接数值模拟, 显示了发卡涡自生形成涡包的过程, 如**图 8** 所示. 初始流动结构很快演化形成主发卡涡 (PHV), 主发卡涡成熟时两腿间距和头部高度均约为 $100\delta_\nu$, 主发卡涡继续在各个方向增长, 并形成下游发卡涡 (DHV) 和二次发卡涡 (SHV). 对于二次涡的形成, 他们认为腿部流向涡带动低速流体向上运动, 与腿部上方的高速流体相互作用, 导致涡卷起形成弓形涡头, 在弓形涡下方发展出颈部, 并与流向涡腿融合形成完整的发卡涡. 下游涡的形成与初始结构头部下游侧的突起有关, 这 2 个突起被拉伸成流向涡, 流向涡诱导的向上的流动卷起形成弓形涡, 从而进一步形成发卡涡. 二次涡可以进一步产生三次涡 (THV), 如**图 8** 所示. 他们还利用两点时空相关研究了

发卡涡包的迁移速度, 发现二次涡和下游涡与主发卡涡的迁移速度类似, 约为槽道中心平均速度的 87% ($U_c^+ = 15.7$), 涡包结构的弥散速度很小, 约为槽道中心平均速度的 3.5%. 这种发卡涡的自生是一种非线性过程, 要求定义初始涡的 Q2 事件具有足够的强度, 该阈值约为 $(u,v) = (1.5\sigma_u, 1.5\sigma_v)$. Adrian (2007) 认为任何时刻的壁湍流均是由不同尺度的涡包所构成的层级组成, 如**图 9** 所示, 发卡涡在不同的发展阶段, 其迁移速度也不一样, 一般来讲, 发卡涡包越远离壁面、尺度越大, 其向下游的迁移速度越快.

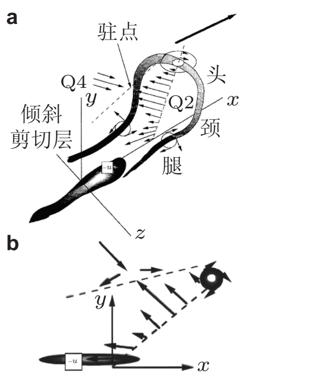

图 7

(a) 发卡涡结构示意图; (b) 流向 – 法向截面上发卡涡的标志 (Adrian 2007)

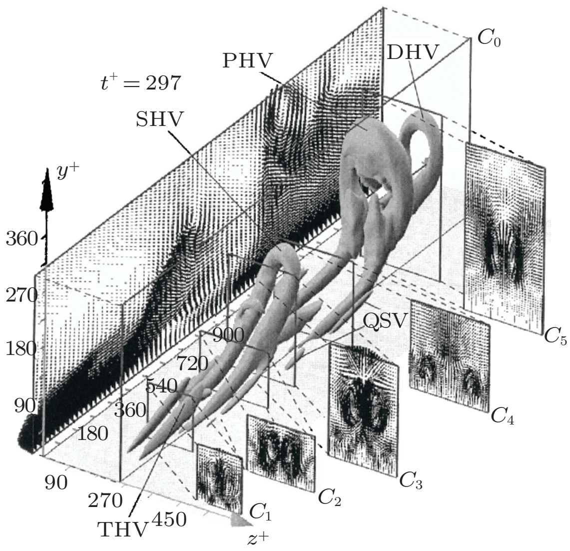

图 8

发卡涡包形成过程 (Zhou et al. 1999)

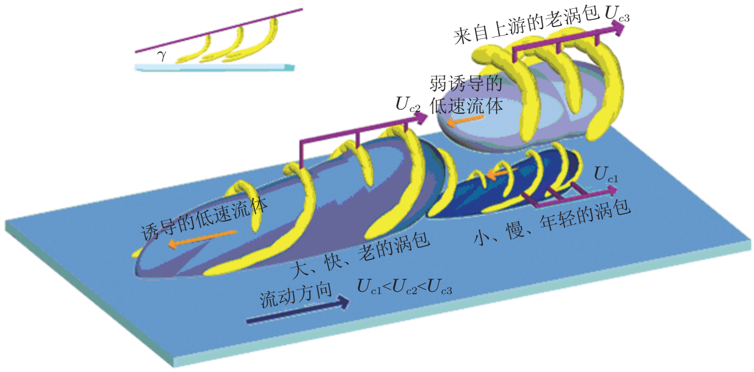

图 9

发卡涡包级串示意图 (Adrian 2007)

发卡涡和发卡涡包模型提供了雷诺切应力和速度条带产生的另外一种机制. 发卡涡头附近伴随强烈的上抛和下扫, 在壁面法向进行动量输运, 产生雷诺切应力. Ganapathisubramani 等 (2003) 利用体视 PIV 研究了 $Re_\tau = 1\,060$ ($Re_\theta = 2\,500$) 的湍流边界层对数区中的发卡涡包结构, 提出了在流向 – 展向平面上利用法向涡量提取发卡涡包特征的方法, 并定量给出了发卡涡对雷诺切应力的贡献, 他们发现在 $y^+ = 92$ 和 150 处, 发卡涡对 $-\langle u'v'\rangle$ 的贡献分别达到 28% 和 25%, 而发卡涡所占的面积约为总面积的 4.0% 和 4.5%. 利用发卡涡包模型可以很好地解释猝发事件中所观察到的多点上抛运动. 近壁区的条带被认为是流向涡向下游迁移时留下的尾迹, 而对数区的条带则与发卡涡包结构有关 (Adrian 2007). 由于发卡涡的诱导作用, 在其内部产生低动量区, 单个发卡涡的尺度约为 (200~400)δ_v, 一个涡包中存在 5~10 个发卡涡, 可产生长达 (1 000~4 000)δ_v 的低速条带. 发卡涡以涡包的形式增长, 涡结构的尺度正比于离开壁面的距离 y, 这种增长形式表明了涡结构的自相似性, 与 Townsend 的附着涡模型相符, 并可导出速度分布的对数律.

对于发卡涡的产生, 也可分为母涡 – 子涡机制和流动不稳定机制. 前面介绍的发卡涡包形成就是一种母涡 – 子涡机制 (Zhou et al. 1999). Smith 和 Walker (1994) 认为母涡在其腿部和头部产生的局部上抛运动引起带拐点的速度分布, 由于 Kelvin–Helmholtz 不稳定性剪切层卷起产生新的发卡涡. Zhou 等 (1999) 表明足够强的上抛事件 (初始发卡涡) 可以生成主发卡涡, 进而诱导生成下游涡以及二次涡和三次涡等. 对于不稳定机制, Skote 等 (2002) 研究了条带不稳定性, 认为发卡涡与条带的 varicose 不稳定性有关, 而流向涡的产生与条带的 sinuous 失稳有关. Chernoray 等 (2006) 实验研究了边界层条带的非线性不稳定性, 发现 sinuous 和 varicose 的高频二次不稳定性均可导致发

卡涡的产生. 最近作者课题组 (Wang et al. 2014) 研究了从近壁流向涡生成发卡涡的机制, 流向涡由近壁低速条带瞬态增长过程产生, 发现足够强的反向旋转流向涡对在拉伸和扭转作用下可产生弓形涡头, 进一步搭接形成完整发卡涡. Sharma 和 McKeon (2013) 基于 N–S 方程, 建立了圆管湍流的临界层理论框架, 在湍流平均剖面假设下, 首次预测了发卡涡包和其他湍流相干结构的动力学演化, 并揭示了发卡涡包与大尺度和超大尺度运动之间的联系.

4.3 大尺度和超大尺度运动

4.3.1 大/超大尺度运动的运动学特征

Kim 和 Adrian (1999) 研究了圆管湍流流向脉动速度的预乘谱 k_xE_{uu}, 发现在对数区 k_xE_{uu} 存在 2 个峰值, 呈现出所谓的双模态 (bimodal) 结构, 波长较短的称为大尺度运动, 波长较长的称为超大尺度运动. 随后人们在边界层和槽道湍流中也发现了类似的现象. Balakumar 和 Adrian (2007) 对相关数据进行分析, 给出了边界层、槽道和圆管中大尺度和超大尺度运动所对应的流向波长 ($\varLambda_{\mathrm{LSM}}$ 和 $\varLambda_{\mathrm{VLSM}}$) 随着离开壁面距离 ($y$) 的变化, 如**图 10** 所示. 对于大尺度运动, $\varLambda_{\mathrm{LSM}}$ 随 y 的增加而增大, 在 $y/\delta\approx0.5$ 处达到极大值, 约为 $(2\sim3)\delta$, 随后随 y 的进一步增加而减小. 对于超大尺度运动, $\varLambda_{\mathrm{VLSM}}$ 也随 y 的增加而增大, 在 $y/\delta\approx0.5$ 处, 圆管和槽道中 $\varLambda_{\mathrm{VLSM}}$ 分别达到 $20R$ 和 $(13\sim15)h$, 而在边界层中, 能谱在 $y/\delta\approx0.2$ 处就从双模态结构转变为单模态结构, $\varLambda_{\mathrm{VLSM}}$ 一般为 $(6\sim8)\delta$. 根据能谱的这种特性, Balakumar 和 Adrian (2007) 将 3δ 定为区分大尺度和超大尺度运动的名义界限.

Hutchins 和 Marusic (2007a) 利用展向热线阵列研究了边界层中的大尺度运动, 发

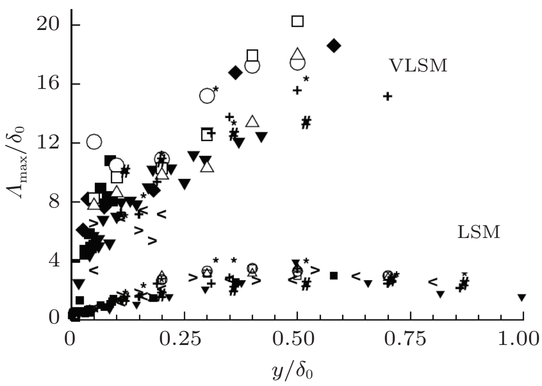

图 10

能谱双模态所对应的波长随离开壁面距离的变化 (Balakumar & Adrian 2007)

现了对数区存在大尺度条带结构的证据, 如**图 11** 所示, 条带的流向尺度长达 10δ 以上. 他们将这种有组织的大尺度运动称为超结构. 由于长条带的展向弯曲, 在流向速度能谱中所对应的峰值尺度要更小一些 (6δ). Monty 等 (2009) 在圆管湍流中进行了类似的测量, 也发现了长达 $30R$ 的条带结构. Monty 等 (2009) 对边界层、槽道和圆管中相类似雷诺数 ($Re_\tau \sim 3\,000$) 下的能谱进行了仔细的对比分析, 研究了大尺度和超大尺度运动在这 3 种流动中的异同. 虽然在定性上这 3 种流动中的大尺度运动和超大尺度运动是类似的, 但在槽道和圆管中, $\Lambda_{\rm VLSM}$ 随壁面距离的增加持续增长, 而边界层中 $\Lambda_{\rm VLSM}$ 在对数区以上快速变短, 表明在内流中 VLSM 能量存在于更大的尺度和离壁面更远处.

值得指出的是, 这些高雷诺数的结果大多是基于热线测量的速度的时间序列给出的, 在将频率谱转化为波数谱时需要用到泰勒冻结假设, del Álamo 和 Jiménez (2009) 对此进行了分析, 认为长波峰值可能是泰勒冻结假设引起的, 直接数值模拟直接给出的 $k_x E_{uu}$ 在该处不会出现峰值, 而与附着涡模型给出的 k_x^{-1} 标度关系相符 (Townsend 1976). 但这并不会否认大尺度结构的存在, 人们对较高雷诺数壁湍流进行直接数值模拟, 不采用泰勒冻结假设, 直接证明了超大尺度结构的存在 (Lee & Sung 2011).

4.3.2 大/超大尺度运动的动力学意义

早期人们对大/超大尺度运动的重要性认识不足, 虽然它们包含了足够的湍动能, 却被认为对雷诺切应力的贡献很小, 在这个意义上被认为是一种 "非活跃"(inactive) 运动 (Townsend 1976). Guala 等 (2006) 研究了圆管湍流中大/超大尺度运动对湍动能和雷诺切应力的贡献, 实验的雷诺数范围为 $4\,000 < Re_\tau < 8\,000$, 发现 $\lambda_x > 3R$ 的运动包含 65% 以上的湍动能和 50%~60% 的雷诺切应力; 而 $\lambda_x > 10R$ 的运动对湍动能的贡献也达到 35% 以上. Balakumar 和 Adrian (2007) 进一步研究了槽道和边界层中大/超大尺度运动对雷诺应力的贡献, 实验的雷诺数槽道为 $Re_\tau = 531, 960, 1\,584$, 边界层为 $Re_\tau = 1\,476$ 和 $2\,395$, 发现对于槽道, $\lambda_x > 3H$ 的运动对 $\langle u'u' \rangle$ 的贡献达到 45% 以上, 对 $\langle u'v' \rangle$ 的贡献达到 40% 以上; 在边界层中, 该比例分别达到了 65% 和 50%. 表明大/超大尺度运动在高雷诺数湍流输运起重要作用.

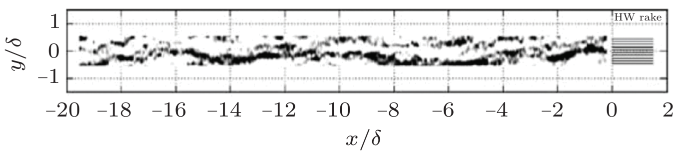

图 11

边界层中的长条带结构, $y/\delta = 0.15$, $Re_\tau = 14\,380$ (Hutchins & Marusic 2007)

大尺度结构除了对外区雷诺切应力和湍动能有明显贡献以外, 它的影响还能够深入到近壁区. 大尺度结构对近壁区的影响包括叠加效应和调制效应 (Hutchins & Marusic 2007b). 叠加效应是指外区大尺度相干结构深入到近壁区, 使得近壁区平行于壁面的脉动速度分量包含可观的大尺度的贡献. **图 12** 显示了不同雷诺数时流向脉动动能沿壁面法向的分布, 随着雷诺数的升高, 近壁区 ($y^+ = 15$ 处) 峰值增大, $\langle u'u' \rangle$ 在对数区逐渐抬升形成平台, 甚至出现新的峰值; 分尺度的结果表明, 无论是在内区还是外区, 大尺度运动的贡献随着雷诺数的增加而增大, 而小尺度的贡献几乎不随雷诺数变化 (Marusic et al. 2010a). Jiménez 等 (2008) 根据能谱分布发现, 与壁面平行的流向脉动速度和展向脉动速度存在叠加效应, 而法向脉动速度和雷诺切应力不存在叠加效应. 外区大尺度运动对近壁区湍流的调制效应是由 Hutchins 等 (2007) 发现的. 如**图 13** 所示, 通过将近壁区流向脉动速度分解为大尺度部分和小尺度部分, 明显可以看出小尺度流向脉动速度的幅值受到大尺度条带结构的调制: 在大尺度流向脉动速度为正时, 即高速大尺度条带中, 小尺度流向脉动速度的幅值较大; 而在大尺度流向脉动速度为负时, 即低速大尺度条带中, 小尺度流向脉动速度的幅值较小. Mathis 等 (2009) 将这种叠加和调制效应进行了定量化, Marusic 等 (2010b) 和 Mathis 等 (2011) 进一步给出了利用对数区大尺度信号来预测近壁区流向脉动速度的代数模型, 最近 Agostini 和 Leschziner (2014) 又对该模型进行了修正.

4.3.3 大/超大尺度运动的起源

目前人们对大尺度结构生成和维持的动力学机制以及内外区关系还缺乏统一的认识. 一类观点认为大/超大尺度结构的生成与发卡涡结构有关. Adrian (2007) 认为低动量区存在于发卡涡包内部, 单个发卡涡流向尺度约为 $(200\sim400)\delta_\nu$, 每个发卡涡包包含 5~10 个发卡涡, 从而产生 $(1\,000 \sim 4\,000)\delta_\nu$ 长度的低速条带, 发卡涡包进一步形成

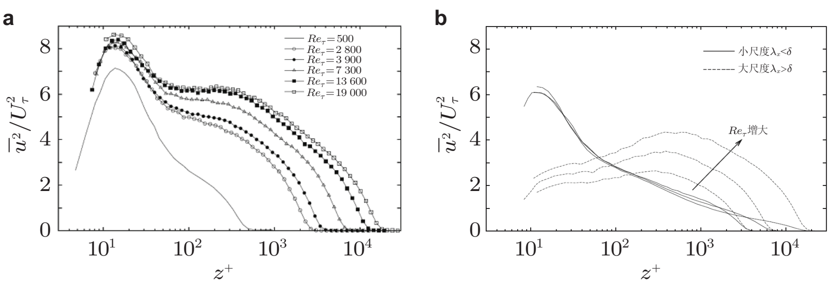

图 12

(a) 不同雷诺数时流向脉动动能沿壁面法向的分布; (b) $Re_\tau = 3\,900, 7\,300, 19\,000$ 时大尺度和小尺度运动对流向脉动动能的贡献 (Marusic et al. 2010a)

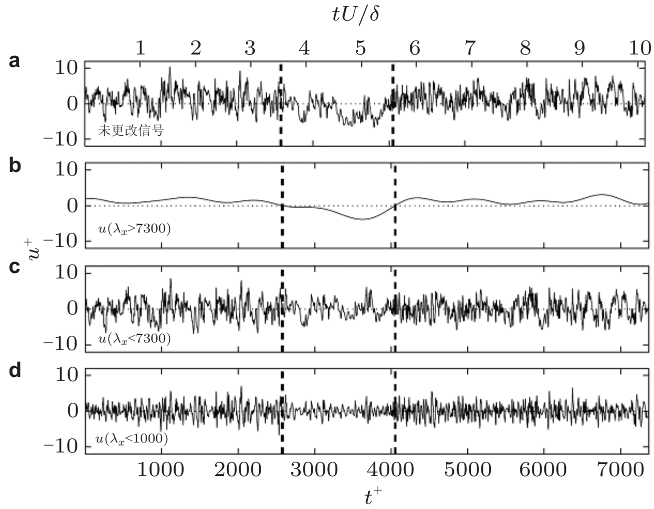

图 13

湍流边界层 $y^+ = 15$ 处流向脉动速度时间序列, $Re_\tau = 7300$ (Hutchins & Marusic 2007b)

涡包级串, 从而产生更长的低速条带. Lee 和 Sung (2011) 对 $570 \leqslant Re_\theta \leqslant 2\,560$ 的湍流边界层进行了直接数值模拟, 研究了超大尺度结构与发卡涡的关系, 发现在对数区发卡涡沿流向排列, 形成显著拉长的高/低动量区, 他们还观察到了发卡涡包的融合, 认为超大尺度条带的形成与发卡涡包密切相关. Baltzer 等 (2013) 对 $Re_\tau = 685$ 的圆管湍流进行了直接数值模拟, 研究了大/超大尺度的结构组织形式, 认为超长条带由更小尺度的运动形成, 按流向尺度将其分为 3 类: $\lambda_x < 0.2R$, $R \leqslant \lambda_x \leqslant 2R$, $\lambda_x > 3R$, 其中 $R \leqslant \lambda_x \leqslant 2R$ 的大尺度运动与发卡涡包有关, 这些运动由大的涡卷 (roll cell) 组织成串形成超大尺度运动.

另一类观点认为大尺度结构的形成与当地的平均剪切有关, 并不依赖于于近壁区相干结构. Flores 等 (2006) 通过施加壁面扰动速度, 人为破坏近壁区相干结构, 发现外区大尺度结构仍然存在. Pujals 等 (2009) 采用线性瞬态增长理论, 分析发现大尺度条带结构是由一对反向的大尺度流向涡与平均剪切相互作用产生的, 这与 Hutchins 和 Marusic (2007b) 通过条件统计得到的大尺度低速条带周围的流场结构类似. Flores 等 (2010) 和 Hwang 等 (2011) 通过改变槽道计算域的大小进一步确认了在不同的尺度上, 相干结构均能够自维持.

综上所述, 大尺度和超大尺度结构在高雷诺数壁湍流中起重要作用, 人们对其运动形态及其对湍流统计性质的影响有了一定的认识, 但对其产生和维持的机理以及内外区关系还存在较大的分歧, 需要进一步探讨. 进入新世纪以来, 高雷诺数壁湍流研究成为国际湍流研究的热点, 美国 (普林斯顿大学 Smits 研究组、加州理工 McKeon 研究

组、美国亚利桑那州立大学 Adrian 研究组、犹他大学 Metzger 研究组等)、欧洲 (瑞典皇家工学院 Schlatter 研究组、法国 ONERA Deck 研究组)、澳洲 (墨尔本大学 Marusic 研究组) 等都投入大量的人力物力开展相关研究, 在最近几届的国际湍流剪切流会议、欧洲湍流会议都有相关的大会邀请报告. 值得指出的是, 我国学者也开始开展相关的研究, 兰州大学郑晓静研究组利用甘肃民勤地区野外观测实验, 获得了目前雷诺数最高的大气边界层数据 ($Re_\tau \sim 3 \times 10^6$), 发现在更高雷诺数的流动和在沙尘暴中也存在超大尺度运动, 并且指出高雷诺数大气表面层超大尺度运动源于由下至上和由上至下两种机制共同作用 (Wang et al. 2014, 郑晓静 2014).

5 壁湍流减阻控制机理研究进展

由于湍流状态的稳定性, 与转捩和分离控制相比, 湍流控制更加具有挑战性. 和其他的控制问题类似, 湍流减阻控制也可分为被动控制 (passive control) 和主动控制 (active control) 两大类, 主动控制又可进一步分为预定控制 (predetermined control) 和反馈控制 (reactive control). 迄今为止, 人们设计和尝试了很多的减阻控制方案, 如改变壁面几何形状 (沟槽壁面等)、改变流体物理性质 (添加高分子聚合物、微气泡、颗粒物等)、施加外力 (电磁力、等离子体等)、外加运动 (壁面周期运动、壁面吹吸等) 等, 这些控制措施都在特定的条件下获得了一定的减阻效果, 在此对具体的控制方案不加评述, 只对湍流减阻控制共同的物理机理加以探讨.

5.1 基于近壁相干结构的减阻控制

近壁区条带和流向涡构成的自维持过程 (**图 6**) 是壁湍流产生和维持的关键, 针对其中的任何一环进行控制, 都可以达到抑制湍流、降低摩阻的目的.

5.1.1 基于流向涡的控制

Choi 等 (1994) 首次提出了基于流向涡的主动控制方案, 即所谓的反向反馈控制: 通过在壁面上施加与近壁某探测位置处相反的法向速度, 来抵消流向涡引起的上抛和下扫运动, 从而减弱雷诺切应力的产生, 实现抑制湍流、减小壁面摩擦阻力的目标. **图 14** 给出了反向控制示意图, 其中 y_d 为假想的探测平面的位置. Choi 等 (1994) 利用 $Re_\tau = 180$ 的槽道湍流直接数值模拟对反向控制的减阻效果进行了验证, 发现在 $y_d^+ = 15$ 时减阻率最大, 约为 25%, 并且发现控制后的流场中流向涡得到了极大的抑制. 他们还对减阻效率进行了估算, 发现减阻节省的功率约为吹吸控制所需输入功率的 30 倍, 表明针对相干结构的减阻控制具有巨大潜力. Choi 等 (1994) 和 Hammond 等 (1998) 进一步利用直接数值模拟考察了反向控制探测位置和减阻率的关系, 发现当探

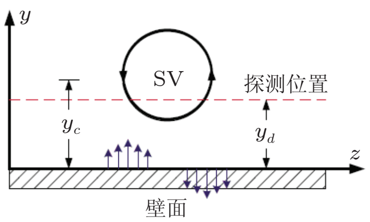

图 14

反向控制的示意图 (Chung et al. 2011)

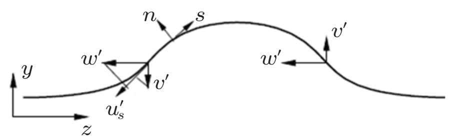

图 15

条带涡线坐标系示意图 (Deng & Xu 2012)

测位置位在 $y_d^+ < 20$ 时反向控制能够减阻, 同时湍流被抑制、流向涡减少、条带减弱; 但是当探测位置在 $y_d^+ > 20$ 时, 反向控制会使得阻力增大, 流向涡增多; 最优的探测平面位置在 $y^+ = 15$ 附近, 最大减阻率约为 25% 左右. 近期, Chung 等 (2011) 发现减小控制幅值也能在 $y_d^+ > 20$ 时成功减阻, 并且研究了控制幅值对减阻率的影响, 认为成功减阻的流场有一个共同的特征, 就是壁面吹吸有效抑制了壁面法向的动量输运, 在探测平面和真实壁面之间形成了所谓的 "虚拟壁面". 虚拟壁面的建立能够阻断流向涡向壁面的动量输运, 削弱流向涡诱导的高速流体向壁面的下扫运动带来的局部高摩擦阻力.

减阻流场中流向涡减弱并不是反向控制所特有的现象, Kim (2011) 指出 "无论阻力是如何被减小的, 所有减阻流动的一个共同特征就是近壁流向涡的减弱". Deng 和 Xu (2012) 基于条带瞬态增长产生流向涡的机理进一步研究了反向控制对近壁区流向涡的影响机制. 在条带涡线坐标系 (x, n, s) 中, 如**图 15** 所示, 流向涡量 ω_x 的无黏演化方程可写为

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t} + U\frac{\partial \omega_x}{\partial x} = \Omega \frac{\partial u'_s}{\partial x} \tag{8}$$

其中, u'_s 为沿涡线切向的扰动速度分量, 来自于 v' 和 w' 在涡线切向的投影; Ω 为基本流的涡量, 主要来自于平均剪切. 方程的右端项 $\Omega\partial u'_s/\partial x$ 代表了流向涡量 ω_x 的产生项. 如果在壁面上施加吹吸扰动, 近壁区的法向速度分布会受到直接的影响, 从而改变 u'_s 的大小, 导致 ω_x 产生项发生变化. 由于 v' 在 $y^+ = 20$ 左右改变符号, 因此 $y_d^+ < 20$

的吹吸控制对近壁区 v' 是一种反相控制, 会使 v' 减弱, 而 $y_d^+ > 20$ 的控制是一种同相控制, 会使 v' 增强, 从而分别使得 ω_x 产生项减小和增大, 最终导致流向涡的减弱和增强.

基于此, Deng 和 Xu (2012) 进一步提出了加强的反相控制和减弱的同相控制, Deng 等 (2014) 利用槽道湍流直接数值模拟, 研究了这种变幅值反向控制的减阻行为, 发现 $Re_\tau = 180$ 时加强的反相控制可以将最大减阻率从 25% 提高至 34%, 并且发现控制前后雷诺切应力的分布具有相似性, 利用该相似性导出了减阻率的预测公式, 表明减阻率的大小与虚拟壁面的高度和虚拟壁面处残余雷诺切应力有关.

5.1.2 基于条带的控制

人们也提出了一些直接干预条带进行减阻的控制方案. Gad-el-Hak 和 Blackwelder (1989) 提出通过从壁面上在低速条带下抽出流体和在高速条带下注入流体, 可以减弱条带引起的展向和法向的拐点不稳定性, 达到抑制猝发、减弱湍流的目的. Schoppa 和 Hussain (1998) 提出了一种大尺度的控制方案, 减弱了条带的 Sinuous 不稳定性, 他们利用直接数值模拟进行了仿真, 表明这种对条带稳定性的控制可获得 20%~50% 的减阻效果. Roy 等 (2006) 利用低维模型研究了黏弹性对精确相干结构的影响, 发现弱弹性情况下, 加入的高分子聚合物使条带不稳定性增强, 从而使流向涡强度增大, 加强了近壁自维持过程; 而强弹性情况下高分子聚合物的加入则起到了相反的作用. Lim 和 Kim (2004) 基于流向涡生成条带的线性瞬态增长理论, 从条带生成的角度研究了反向控制的减阻机理, 发现在雷诺数 $Re_\tau = 180$ 的槽道湍流中, 如果探测平面位于 $y^+ < 20$ 的区域, 扰动能量的最大瞬态增长率低于无控制情况, 使得生成的条带减弱; 但是当探测平面位于 $y^+ > 20$ 区域时, 生成的条带结构会增强. 这与槽道湍流直接数值模拟的结果是一致的, 表明流向涡和条带的控制是相辅相成的.

Jung 等 (1992) 首次利用槽道湍流的直接数值模拟表明在壁湍流中, 壁面在展向做周期运动可以持续有效地降低壁面摩擦阻力, 在 $Re_\tau = 180$ 时减阻率高达 40%, 由于该控制方式简单易行、减阻效果明显, 此后人们进一步开展了大量的数值和实验研究 (Quadrio 2011). 对于壁面展向周期运动的减阻机制和最优参数, 人们缺乏统一的认识. Choi 等 (2002) 利用圆管湍流的直接数值模拟, 从流向涡和条带关系的角度对此开展了研究. 如**图 16** 所示, 在壁面不运动时, 流向涡位于低速条带和高速条带之间, 带动低速流体上抛和高速流体下扫, 产生雷诺切应力; 当圆管绕轴线在周向周期振动时, 在壁面附近形成 Stokes 层, 使得条带和流向涡的关系发生扭曲, 高速流体穿入低速流体下部, 减弱了上抛和下扫运动对雷诺切应力的贡献. 基于这种认识, Choi 等 (2002) 提出 Stokes 层的穿透厚度和加速度是影响减阻效果的关键因素, 并进一步给出了控制减阻率大小的参数.

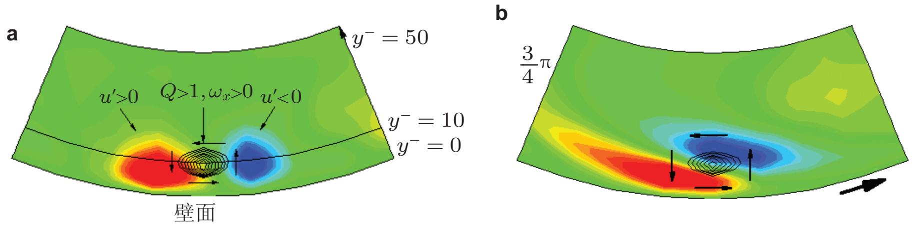

图 16

圆管湍流中条件统计得到的条带和流向涡. (a) 静止圆管; (b) 周向周期振动圆管

5.1.3 基于发卡涡的控制

由于发卡涡更加远离壁面, 并且人们对发卡涡的了解不如流向涡深入, 因此针对发卡涡的控制研究较少. Kang 等 (2008) 对发卡涡的直接控制进行了实验研究, 首先在水洞的层流边界层中, 利用壁面周期射流产生发卡涡, 安装在边界层外的射流直接抑制发卡涡头部引起的上抛运动, 使得发卡涡的头部与颈部断开, 发现控制可以使发卡涡腿部流向涡的环量降低 60%、局部摩擦降低 35%. 在风洞湍流边界层中他们进行了类似的实验, 结果表明通过破坏发卡涡头部, 可以降低腿部流向涡的环量, 获得减阻效果. Kim 等 (2008) 利用数值模拟研究了高分子添加剂对发卡涡自生过程的影响, 发现能够自生发卡涡所要求的初始涡强度的阈值随黏弹性的增强而增大, 当减阻 18% 时, 主涡头部下游的突起物拉长、涡列与流向的夹角变小; 而当减阻 61% 时, 初始涡在流向拉长形成流向涡, 不能形成发卡涡. 高分子产生的反扭矩抑制了新发卡涡的产生和涡包的形成, 从而降低了雷诺切应力和壁面摩擦阻力.

5.2 湍流减阻控制的线性机制

湍流是典型的非线性系统, 但是在壁湍流中, 线性机制在与减阻控制密切相关的近壁自维持过程中起重要作用. 如**图 6** 所示, 在自维持过程的 3 个子过程中, 条带的形成是由流向涡产生的一种线性 “抬升” 机制造成的, 与 $(\partial v/\partial z)(\mathrm{d}U/\mathrm{d}y)$ 有关; 条带失稳发生流向变化的过程与条带的线性稳定性有关: 由于条带的存在, 平均速度 $U(y,z)$ 在展向和法向的分布均存在拐点, 从而导致条带可以发生线性模态失稳, Schoppa 和 Hussain (2002) 表明条带也可以产生非模态不稳定性 (称为条带瞬态增长), 这种瞬态增长机制源自线化 N–S 方程的非自伴性; 当然流向涡的再生过程中拉伸起关键作用, 是一种非线性机制.

Kim 和 Lim (2000) 利用数值实验研究了线性过程在壁湍流产生和维持中所起的重要作用. 将 N–S 方程用法向速度 v 和法向涡量 ω_y 表示, 其流向和展向的 Fourier 模

态满足

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\begin{array}{c}\hat{v}\\ \hat{\omega}_y\end{array}\right]=\left[\begin{array}{cc}L_{\mathrm{os}} & 0\\ L_c & L_{\mathrm{sq}}\end{array}\right]\left[\begin{array}{c}\hat{v}\\ \hat{\omega}_y\end{array}\right]+\left[\begin{array}{c}N_v\\ N_{\omega_y}\end{array}\right] \tag{9}$$

其中, L_{os} 和 L_{sq} 分别为 Orr–Sommerfeld 算子和 Squire 算子, $L_c=-\mathrm{i}k_z(\mathrm{d}U/\mathrm{d}y)$ 为交叉项 (物理空间中表达式为 $(\partial v/\partial z)(\mathrm{d}U/\mathrm{d}y)$), N_v 和 N_{ω_y} 为非线性项. 在对槽道湍流进行直接数值模拟时, 他们将交叉项强制赋零, 发现壁面摩擦阻力快速下降, 流向涡消失, 流动逐渐层流化, 表明湍流的维持是一个线性过程. Lee 等 (1997) 设计训练了一个神经网络作为 N–S 方程的自适应反模型来进行减阻控制, 通过对在线神经网络权系数分布的分析, 导出了一个非常简单的控制方案, 即壁面吹吸速度正比于壁面展向摩擦应力的展向导数, 利用这种线性神经网络模型得到了和非线性神经网络模型类似的减阻效果. Lee 等 (1998) 利用离散后的线化 N–S 方程的伴随方程, 导出了湍流减阻的次优控制方案, 得到了和线性神经网络控制类似的壁面吹吸速度的表达式, 也获得了类似的减阻效果. 虽然这两种控制方案是采用完全不同的方法导出的, 但却给出了非常类似的反馈控制表达式, 值得指出的是, 非线性神经网络可以用线性神经网络进行很好的近似, 以及基于伴随方程的次优控制的最终形式采用线化 N–S 方程导出, 表明线性模型可以足够好地近似湍流减阻的物理机理.

在过去的几十年中, 线性优化控制理论取得了许多进展, 但这种现代控制理论却很少用到湍流控制中, 这在很大程度上是因为人们普遍认为湍流是非线性的, 线性控制理论可能不适用于湍流. 但是对于一个控制问题, 用于计算反馈的模型只需包含系统的能量产生项以及控制输入如何减弱这种能量的产生. 基于对壁湍流线性机制的认识, 人们尝试将线性控制理论用于湍流减阻控制 (Kim 2003, Kim & Bewley 2011). Kim (2003) 首先利用线化 N–S 方程的瞬态增长考核了线性优化控制的有效性, 通过最小化总扰动能量, 构造了线性二次型调节器 (linear quadratic regulator, LQR) 控制器, 并将其应用于最优结构的瞬态增长过程, 发现 LQR 控制比反向控制可以更加有效地抑制扰动能量的增长. 这种线性优化控制进一步应用于非线性壁湍流中, 通过分别最小化壁面切应力脉动、湍动能和线性交叉项 (式 (9) 中的 L_c) 构造了几种 LQR 控制器, 均在槽道湍流的减阻控制中取得了成功, 再次表明了壁湍流中线性机制的重要作用. 由于在实际应用中, 人们并不能获得流场的全部信息, 而只能根据有限的监测量进行预估, 为此 Lee 等 (2001) 利用二维线化的 N–S 方程构造了预估器, 将线性二次型高斯 (linear quadratic gaussian, LQG) 控制应用于槽道湍流, 获得了 20% 的减阻效果.

与现代控制理论相结合是湍流减阻主动控制走向实际应用所必需的, 其中还有许多问题需要解决. 从理论上来讲, 由于湍流高维度的复杂性, 发展更好的降阶模型用于状态预估是线性控制理论成功应用于湍流减阻控制的关键, 另外, 目前减阻控制成功的例子均是针对低雷诺数流动 ($Re_\tau\sim10^2$), 而工程上更多的是高雷诺数问题 ($Re_\tau\sim$

10^5), 随着雷诺数的升高目前基于近壁自维持过程的减阻控制是否适用以及减阻控制策略需要进行哪些改变是必须要考虑的问题.

5.3 高雷诺数壁湍流减阻控制

目前人们对高雷诺数湍流减阻控制的研究还很少, 但已经发现在中低雷诺数范畴, 随着雷诺数的增加, 基于近壁相干结构的控制方案能够获得的最大减阻率明显降低. 例如在槽道湍流中, 当雷诺数从 $Re_\tau = 180$ 增加到 $Re_\tau = 720$ 时, 基于流向涡的反向控制所能获得的最大减阻率从 25% 降低到 18% (Iwamoto et al. 2002, Chang et al. 2002); 当雷诺数从 $Re_\tau = 180$ 增加到 $Re_\tau = 1\,000$ 时, 基于条带结构的壁面展向振荡控制, 最大减阻率从 40% 降低到 28% (Touber & Leschziner 2012, Agostini et al. 2014). 值得指出的是, Choi 等 (2002) 通过对 $100 \leqslant Re_\tau \leqslant 400$ 的壁面展向振荡槽道湍流的研究, 给出的控制减阻率大小的关键参数曾表明随着雷诺数的升高减阻率以 $Re^{-0.2}$ 的形式减小, 最近 Touber 和 Leschziner (2012) 和 Agostini 等 (2014) 对更高雷诺数 ($Re_\tau = 500$ 和 $1\,000$) 的壁面展向振动槽道湍流进行了直接数值模拟, 验证了这一结论, 并指出雷诺数升高减阻率下降与外区大尺度条带对近壁区湍流的影响有关.

第 3 节的理论分析表明, 减阻率的大小是由雷诺切应力的减小量决定的. **图 17** 给出了槽道湍流 $180 \leqslant Re_\tau \leqslant 2\,000$ 时雷诺切应力的分布, 随着雷诺数的升高, 近壁区 ($y^+ < 60$) 对雷诺切应力加权积分的贡献变小, 那么在高雷诺数情况下减阻控制策略如何改变? 近壁相干结构的控制是否仍然重要？这些都是需要进一步深入研究的问题.

Iwamoto 等 (2005) 利用数值实验研究了人为抑制近壁区湍流脉动时的减阻效果, 发现减阻率随雷诺数的增加几乎不变, 表明只要近壁区的相干结构控制得足够好也可以在高雷诺数情况下获得显著的减阻效果. 这一结果间接表明高雷诺数下减阻率下降可能是近壁区湍流控制效果变差所造成的. 邓冰清 (2014) 对 $Re_\tau = 1\,000$ 的反向控制

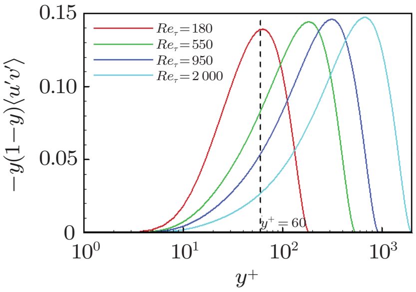

图 17

槽道湍流预乘加权雷诺切应力分布

槽道湍流进行了直接数值模拟, 详细分析了控制对内区和外区湍流统计量的影响, 发现外区雷诺切应力的减小率等于平均减阻率, 而内区雷诺应力的抑制程度随雷诺数升高而减弱, 这是由于高雷诺数时大尺度结构对近壁流向涡具有调制作用, 使得大尺度高速条带下的流向涡结构抑制明显不足. 这些研究表明在高雷诺数情况下近壁区仍然是湍流减阻控制要重点关注的区域, 但是近壁区湍流的物理过程受到外区大尺度结构的影响, 因此在设计控制方案时, 必须要考虑到内外区的相互作用机制.

目前人们对内外区的相互作用模式及其随雷诺数的变化还缺乏统一的认识, 对高雷诺数壁湍流减阻控制机理的研究还非常缺乏, 需要更加系统和深入的研究.

6 总结与展望

本文首先介绍了壁湍流分层模型和湍流高壁面摩擦阻力的来源, 然后从内到外依次介绍了壁湍流相干结构研究进展: 近壁区主要是流向涡和条带结构构成近壁区湍流的自维持过程, 在低对数区是发卡涡结构, 在对数区和尾迹区是超长条带结构, 本文分别介绍了它们的运动学特性及动力学机理. 最后介绍了湍流减阻控制机理研究进展, 包括基于近壁相干结构的减阻控制、减阻控制的线性机制以及高雷诺数减阻控制.

目前人们对于低雷诺数近壁区湍流物理过程有了比较清楚的认识, 基于这种认识的减阻控制策略也在低雷诺数情况下取得了成功. 但对于工程实际流动, 其雷诺数一般远高于实验室流动的雷诺数, 而人们对高雷诺数情况下相干结构的运动学和动力学特征还只是获得了初步认识, 尤其是大尺度结构的起源及内外区相互作用机制还存在较大分歧, 而这不仅对认识湍流本质具有重要意义, 更是高雷诺数湍流减阻控制策略研究的前提. 另外, 实际的流动问题不可避免地存在各种各样的干扰, 因此基于鲁棒性的要求, 湍流减阻必须和现代控制理论相结合, 目前基于线性机制的线性优化控制也只是在低雷诺数情况下获得了成功, 在高雷诺数下其有效性也是需要进一步研究的问题.

致 谢 国家自然科学基金资助项目 (11490551, 11472154, 11132005).

参 考 文 献

邓冰清. 2014. 基于相干结构的壁湍流减阻控制机理研究. [博士论文]. 北京: 清华大学航天航空学院 (Deng B Q. 2014. Research on mechanism of drag-reduction control based on coherent structures in wall-turbulence. [PhD Thesis]. Beijing: School of Aerospace Engineering, Tsinghua University).

郑晓静. 2014. 风沙环境下的高雷诺数壁湍流研究. 第 8 届全国流体力学会议, 2014 年 9 月 19-21 日, 兰州 (Zheng XJ. 2014. Study on high-Reynolds-number wall turbulence in wind-blown sand environment. 8th National Conference on Fluid Mechanics, September 19-21, Lanzhou).

朱克勤, 许春晓. 2009. 黏性流体力学. 北京: 高等教育出版社 (Zhu K Q, Xu C X. 2009. Viscous Fluid Mechanics. Beijing: Higher Education Press).

Adrian R J. 2007. Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Physics of Fluids*, **19**: 041301.

Adrian R J, Liu Z C. 2002. Observation of vortex packets in direct numerical simulation of fully turbulent channel flow. *Journal of Visualization*, **5**: 9-19.

Adrian R J, Meinhart C D, Tomkins C D. 2000. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **422**: 1-54.

Agostini L, Leschziner M A. 2014. On the influence of outer large-scale structures on near-wall turbulence in channel flow. *Physics of Fluids*, **26**: 075107.

Agostini L, Touber E, Leschziner M A. 2014. Spanwise oscillatory wall motion in channel flow: drag-reduction mechanisms inferred from DNS-predicted phase-wise property variations at Re_τ=1 000. *Journal of Fluid Mechanics*, **743**: 606-635.

Balakumar B J, Adrian R J. 2007. Large- and very-large-scale motions in channel and boundary-layer flow. *Phil. Trans. R. Soc. A*, **365**: 665-681.

Baltzer J R, Adrian R J, Wu X H. 2013. Structural organization of large and very large scales in turbulent pipe flow simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, **720**: 236-279.

Bernard P S, Thomas J M, Handler R A. 1993. Vortex dynamics and the production of Reynolds stress. *Journal of Fluid Mechanics*, **253**: 385-419.

Brooke J W, Hanratty T J. 1993. Origin of turbulence-producing eddies in a channel flow. *Physics of Fluids A*, **5**: 1011-1022.

Butler K M, Farrell B F. 1992. Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow. *Physics of Fluids A*, **4**: 1637-1650.

Butler K M, Farrell B F. 1993. Optimal perturbations and streak spacing in wall-bounded turbulent shear flow. *Physics of Fluids A*, **5**: 774-777.

Chakraborty P, Balachandar S, Adrian R J. 2005. On the relationships between local vortex identification schemes. *Journal of Fluid Mechanics*, **535**: 189-214.

Chang Y, Collis S S, Ramakrishnan S. 2002. Viscous effects in control of near-wall turbulence. *Physics of Fluids*, **14**: 4069-4080.

Chernoray V G, Kozlov V V, Lofdahl L, Chun H H. 2006. Visualization of sinusoidal and varicose instabilities of streaks in a boundary layer. *Journal of Visualization*, **9**: 437-444.

Choi H, Moin P, Kim J. 1994. Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **262**: 75-110.

Choi J I, Xu C X, Sung H J. 2002. Drag reduction by spanwise wall oscillation in wall-bounded turbulent flows. *AIAA Journal*, **40**: 842-850.

Christensen KT, Adrian R J. 2001. Statistical evidence of hairpin vortex packets in wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **431**: 433-443.

Chung Y M, Talha T. 2011. Effectiveness of active flow control for turbulent skin friction drag reduction. *Physics of Fluids*, **23**: 025102.

Cossu C, Pujals G, Depardon S. 2009. Optimal transient growth and very large-scale structures in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **619**: 79-94.

Deck S, Renard N, Laraufile R, Weiss P E. 2014. Large-scale contributions to mean wall shear stress in high-Reynolds-number flat-plate boundary layer up to $Re_\theta = 13\,650$. *Journal of Fluid Mechanics*, **743**: 202-248.

del Álamo J C, Jiménez J. 2006. Linear energy amplification in turbulent channels. *Journal of Fluid Me-*

chanics, **559**: 205-213.

del Álamo J C, Jiménez J. 2009. Estimation of turbulent convection velocities and corrections to Taylor's approximation. *Journal of Fluid Mechanics*, **640**: 5-26.

Deng B Q, Xu C X. 2012. Influence of active control on STG based generation of streamwise vortices in near-wall turbulence. *Journal of Fluids Mechanics*, **710**: 234-259.

Deng B Q, Xu C X, Huang W X, Cui G X. 2014. Strengthened opposition control for skin-friction reduction in wall-bounded turbulent flows. *Journal of Turbulence*, **15**: 122-143.

Duguet Y, Pringle C C, Kerswell R R. 2008. Relative periodic orbits in transitional pipe flow. *Physics of Fluids*, **20**: 114102.

Flores O, Jimenez J. 2006. Effect of wall-boundary disturbances on turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **566**: 357-376.

Flores O, Jiménez J. 2010. Hierarchy of minimal flow units in the logarithmic layer. *Physics of Fluids*, **22**: 071704.

Fukagata K, Iwamoto K, Kasagi N. 2002. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, **14**: L73-L76.

Gad-el-Hak M. 2000. Flow control. Passive, Active, and Reactive Flow Management. Cambridge: Cambridge University Press.

Gad-el-Hak M, Blackwelder R F. 1989. Selective suction for controlling bursting events in a boundary layer. *AIAA Journal*, **27**: 308-314.

Ganapathisubramani B, Longmire E K, Marusic I. 2003. Characteristics of vortex packets in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **478**: 35-46.

Gao Q, Ortiz-Duenas C, Longmire E K. 2011. Analysis of vortex populations in turbulent wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **678**: 87-123.

Guala M, Hommema S E, Adrian R J. 2006. Large-scale and very-large-scale motions in turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **554**: 521-542.

Hamilton J M, Kim J, Waleffet F. 1995. Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures. *Journal of Fluid Mechanics*, **287**: 317-348.

Hammond E P, Bewley T R, Moin P. 1998. Observed mechanisms for turbulence attenuation and enhancement in opposition-controlled wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, **10**: 2421-2423.

Head M R, Bandyopadhyay P. 1981. New aspects of turbulent boundary layer structure. *Journal of Fluid Mechanics*, **107**: 297-338.

Hussain F. 1986. Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **173**: 303-356.

Hutchins N, Marusic I. 2007a. Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **579**: 1-28.

Hutchins N, Marusic I. 2007b. Large-scale influences in near-wall turbulence. *Phil. Trans. R. Soc. A*, **365**: 647-664.

Hwang Y, Cossu C. 2011. Self-sustained processes in the logarithmic layer of turbulent channel flows.*Physics of Fluids*, **23**: 061702.

Iwamoto K, Fukagata K, Kasagi N, et al. 2005. Friction drag reduction achievable by near-wall turbulence manipulation at high Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, **17**: 011702.

Iwamoto K, Suzuki Y, Kasagi N. 2002. Reynolds number effect on wall turbulence: toward effective feedback control. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **23**: 678-689.

Jeong J, Hussain F. 1995. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, **285**: 69-94.

Jeong J, Hussain F, Schoppa W, Kim J. 1997. Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **332**: 185-214.

Jiménez J, Hoyas S. 2008. Turbulent fluctuation-sabove the buffer layer of wall-bounded flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **611**: 215-236.

Jiménez J, Kawahara G. 2013. Dynamics of wall-bounded turbulence. In: Davidson P A, Kaneda Y, Sreenivasan K R, eds. Ten Chapters in Turbulence. Cambridge University Press. 221-268.

Jiménez J, Kawahara G, Simens M P, Nagata M, Shiba M. 2005. Characterization of near-wall turbulence in terms of equilibrium and "bursting" solutions. *Physics of Fluids*, **17**: 015105.

Jiménez J, Moin P. 1991. The minimal flow unit in near-wall turbulence.*Journal of Fluid Mechanics*, **225**: 221-240.

Jiménez J, Moser R D. 2007. What are we learning from simulating wall turbulence? *Philosophical Transactions of the Royal Society* A, **365**: 715-732.

Jiménez J, Pinelli A. 1999. The autonomous cycle of near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **389**: 335-359.

Kang Y D, Choi K S, Chun H H. 2008. Direct intervention of hairpin structure for turbulent boundary-layer control. *Physics of Fluids*, **20**: 101517.

Kim J. 2003. Control of turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, **15**: 1093-1105.

Kim J. 2011. Physics and control of wall turbulence for drag reduction. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, **369**: 1396-1411.

Kim J, Bewley T R. 2011. A linear system approach to flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **39**: 383-417.

Kim J, Lim J. 2000. A linear process in wall-bounded turbulent shear flows. *Physics of Fluids*, **12**: 1885-1888.

Kim J, Moin P, Moser R. 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, **177**: 133-166.

Kim K C, Adrian R J. 1999. Very large-scale motion in the outer layer. *Physics of Fluids*, **11**: 417-422.

Kim K, Adrian R J, Balachandar S, Sureshkumar R. 2008. Dynamics of hairpin vortices and polymer-induced turbulent drag reduction. *Physical Review Letters*, **100**: 134504.

Kline S J, Reynolds W C, Schraub S A, et al. 1967. The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **30**: 741-773.

Kravchenko A G, Choi H, Moin P. 1993. On the relation of near-wall streamwise vortices to wall skin friction in turbulent boundary layers. *Physics of Fluids A*, **5**: 3307-3309.

Lee C, Kim J, Babcock D, Goodman R. 1997. Application of neural networks to turbulence control for drag reduction. *Physics of Fluids*, **9**: 1740-1747.

Lee C, Kim J, Choi H. 1998. Suboptimal control of turbulent channel flow for drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics*, **358**: 245-258.

Lee J H, Sung H J. 2011. Very-large-scale motions in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **673**: 80-120.

Liepmann H. 1979. The rise and fall of ideas in turbulence. *American Scientists*, **67**: 221-228.

Lim J, Kim J. 2004. A singular value analysis of boundary layer control. *Physics of Fluids*, **16**: 1980-1988.

Marusic I, Adrian R J. 2013. The eddies and scales of wall turbulence. In: Davidson P A, Kaneda Y, Sreenivasan K R, eds. Ten Chapters in Turbulence. Cambridge U. Press. 176-220.

Marusic I, Mathis R, Hutchins N. 2010a. High Reynolds number effects in wall turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow,* **31**: 418-428.

Marusic I, Mathis R, Hutchins N. 2010b. Predictive model for wall-bounded turbulent flow. *Science,* **329**: 193-196.

Marusic I, McKeon BJ, Monkewitz PA, Nagib HM, Smits AJ. 2010c. Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: Recent advances and key issues. *Physics of Fluids*, **22**: 065103.

Mathis R, Hutchins N, Marusic I. 2009. Large-scale amplitude modulation of the small-scale structures in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **628**: 311-337.

McKeon B J, Li J, Jiang W, Morrison JF, Smits AJ. 2004. Further observations on the mean velocity distribution in fully developed pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **501**: 135-147.

Meinhart C D, Adrian R J. 1995. On the existence of uniform momentum zones in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, **7**: 694-696.

Monty J P, Hutchins N, Ng H C H, Marusic I, Chong M S. 2009. A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **632**: 431-442.

Nagata, M. 1990. Three-dimensional finite-amplitude solutions in plane Couette flow: Bifurcation from infinity. *Journal of Fluid Mechanics*, **217**: 519-527.

Nagib H M, Chauhan K A, Monkewitz P A. 2007. Approach to an asymptotic state for zero pressure gradient turbulent boundary layers. *Philosophical Transactions of the Royal Society* A, **365**: 755-770.

Pope S B. 2000. Turbulent Flows. Cambridge: Cambridge University Press.

Pujals G, García-Villalba M, Cossu C, et al. 2009. A note on optimal transient growth in turbulent channel flows. *Physics of Fluids*, **21**: 015109.

Quadrio M. 2011. Drag reduction in turbulent boundary layers by in-plane wall motion. *Phil. Trans. R. Soc.* A, **369**: 1428-1442.

Robinson S K. 1991. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **23**: 601-639.

Roy A, Morozov A, van Saarloos W, Larson R G. 2006. Mechanism of polymer drag reduction using a low-dimensional model. *Physical Review Letters*, **97**: 234501.

Schlatter P, Orlu R, Li Q, Brethouwer G, Johansson AV, Alfredsson PH, Henningson DS. 2011. Progress in simulations of turbulent boundary layers. In: Proc. of 7th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Ottawa.

Schoppa W, Hussain F. 1998. A large-scale control strategy for drag reduction in turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, **10**: 1049-1051.

Schoppa W, Hussain F. 2002. Coherent structure generation in near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **453**: 57-108.

Sharma A S, McKeon B J. 2013. On coherent structure in wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **728**: 196-238.

Skote M, Haritonidis J H, Henningson DS. 2002. Varicose instabilities in turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, **14**: 7.

Smith C R, Walker J D A. 1994. Turbulent Wall-layer Vortices. In: Green S. ed. Fluid Vortices. Springer.

Theodorsen T. 1952. Mechanism of Turbulence. In: Proceedings of the second Midwestern Conference on

Fluid Mechanics, Ohio State University, 1-18.

Toh S, Itano T. 2003. A periodic-like solution in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **481**: 67-76.

Touber E, Leschziner M. 2012. Near-wall steak modification by spanwise oscillatory wall motion and drag-reduction mechanism. *Journal of Fluid Mechanics*, **693**: 150-200.

Townsend A A. 1976. The Structure of Turbulent Shear Flow. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press.

Waleffe F. 1998. Three-dimensional coherent states in plane shear flows. *Physical Review Letters*, **81**: 4140-4143.

Waleffe F. 2003. Homotopy of exact coherent structures in plane shear flows. *Physics of Fluids*, **15**: 1517-1534.

Wang G H, Bo T L, Zhang J H, Zhu W, Zheng X J. 2014. Transition region where the large and very large scale motions coexist in atmospheric surface layer: Wind tunnel investigation. *Journal of Turbulence*, **15**: 172-185.

Wang Y S, Huang W X, Xu C X. 2015. On hairpin vortex generation from near-wall streamwise vortices. *Acta Mechanica Sinica*, DOI: 10.1007/s10409-015-0415-8.

Wu X H, Moin P. 2009. Forest of hairpins in a low-Reynolds-number zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer. *Physics of Fluids*, **21**: 091106.

Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, Kendall T M. 1999. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **387**: 353-396.

(责任编委: 黎作武)

Coherent structures and drag-reduction mechanism in wall turbulence

XU Chunxiao†

Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Abstract The discovery of coherent structures in turbulent shear flows is one of the most important advances in turbulence research of the last century. These large-scale structures play important role in the physics of wall turbulence, and suggest a new direction for turbulence control. High skin friction in wall-bounded turbulent flows is closely associated with the coherent structures in the near-wall region. The control strategy based on the near-wall physics successfully achieves drag reduction, yet becomes less effective as the Reynolds number increases. It was discovered recently that large-scale coherent motions exist in the outer layer of the high-Reynolds number wall turbulence. These motions have important influence on turbulence in the near-wall region and the skin friction, and bring new challenges to the control of turbulent flow at high Reynolds number. In the present paper, we briefly review the research history on coherent structures in wall turbulence, and mainly focus on discussing the near-wall coherent structures and their control mechanism, the recent research developments on the large-scale motions in the outer region of high-Reynolds number wall turbulence, and the key issues concerning the drag-reduction control of the high-Reynolds number turbulent flows.

Keywords wall turbulence, coherent structure, drag-reduction control

许春晓, 女, 博士, 教授, 博士生导师. 分别于 1990 年、1992 年和 1995 年于清华大学工程力学系获得学士、硕士和博士学位. 从 1995 年开始任教于清华大学工程力学系, 现任清华大学工程力学系流体力学研究所所长. 主要从事湍流的相关研究工作, 包括湍流的机理、数值模拟和减阻控制等. 已发表 SCI 收录论文 30 余篇、专著 2 部、教材 1 部. 曾获国家杰出青年科学基金 (2009)、北京市科技进步 2 等奖 (2000)、清华大学优秀青年教师奖 (1996, 1997).

Received: 30 January 2015; accepted: 16 February 2015; online: 1 April 2015

† E-mail: xucx@tsinghua.edu.cn

Cite as: Xu C X. Coherent structures and drag-reduction mechanism in wall turbulence. *Advances in Mechanics*, 2015, 45: 201504