

DOI: 10.16076/j.cnki.cjhd.2025.02.017

人工转捩对边界层流场及脉动压力影响数值研究

何宜航, 赵伟文*, 万德成

(上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院 船海计算水动力学研究中心(CMHL), 上海 200240,
E-mail: weiwen.zhao@sjtu.edu.cn)

摘要: 基于开源计算流体力学平台 OpenFOAM, 该文采用大涡模拟方法对人工转捩的平板边界层流动进行了数值研究。采用壁面吹吸边界条件以及3种不同尺度的方形绊线, 该文给出了平板边界层在人工转捩后的流场信息, 包括平板表面的时均摩擦系数、时均速度剖面以及壁面脉动压力均方根, 并分析了转捩点下游不同区域的壁面脉动压力频率谱、边界层内速度谱以及预乘能谱。结果表明: 不同人工转捩方法均可激发边界层转捩, 方形绊线会导致边界层分离, 绊线附近的边界层参数存在较大波动, 壁面吹吸条件的转捩过程更为平缓, 对流场的影响较小; 在人工转捩点下游一定范围内, 壁面脉动压力谱级高于充分发展湍流区的; 在人工转捩点下游 $X/h=150$ (X 为平板距离, h 为绊线尺度) 附近, 各种方法激发的边界层参数均逐渐收敛, 并与实验或理论解较吻合, 验证了计算方法及人工转捩方法激发边界层湍流的可靠性, 可为水下航行体设置人工转捩绊线提供参考。

关键词: 边界层流动; 人工转捩; 绊线; 大涡模拟; 壁面脉动压力

中图分类号: TU476

文献标志码: A

Influence of Artificial Transition on Near-wall Fluctuation Characteristics of Boundary Layer

He Yihang, Zhao Weiwen*, Wan Decheng

(Computational Marine Hydrodynamics Lab (CMHL), School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering,
Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: In this paper, a numerical study is conducted on flat plate boundary layer with numerical trip using the large-eddy simulation based on the open-source computational fluid dynamics platform OpenFOAM. Suction-blowing boundary conditions and three different scales of square trip wires are employed respectively, presenting the flow field information of the flat plate boundary layer after different artificial transition methods, including the time-averaged friction coefficient on the flat plate surface, time-averaged velocity profile and root mean square of wall fluctuating pressure. The frequency spectrum of wall pressure fluctuation, the velocity spectrum within the boundary layer and the pre-multiplied energy spectrum in different regions downstream of the transition point are analyzed. The results show that different artificial transition methods can all stimulate boundary layer transition. Square trip wire leads to the separation of the boundary layer and significant fluctuations in the boundary layer parameters near the trip wire. The transition process under suction-blowing conditions is more gradual and has less impact on the flow field. Within a certain range downstream of the artificial transition point, the spectral level of wall pressure fluctuation is higher than that in the fully developed turbulent region. Near $X/h=150$ downstream of the artificial transition point (x is the flat plate distance and h is the trip wire scale), the parameters of the boundary layer excited by various methods gradually converge and coincide well with experimental or theoretical solutions, which can verify the reliability of the calculation method and artificial transition methods in stimulating boundary layer turbulence. This is helpful in providing a reference for setting artificial transition trip wires on underwater vehicles.

Key words: Boundary layer flow; Artificial transition; Trip wire; Large-eddy simulation; Wall pressure fluctuation

收稿日期: 2024-10-20 修改稿收到日期: 2024-12-02

作者简介: 何宜航(2000—), 男, 硕士研究生。

0 引言

边界层流动分为层流、转捩和湍流3个阶段: 在层流阶段, 受到来流中的小扰动影响, 边界层产生不稳定性, 因此又可称之为感受性阶段; 随着小扰动不断增长, 转捩被激发; 随后, 边界层很快进入完全湍流状态^[1]。随着计算能力的提高与先进数值方法的出现, 高保真的边界层流动模拟越来越多地被应用于基础研究和工程领域。但在数值模拟中, 来流对于边界层内的扰动很难被准确计算, 因此大多数模拟都采用人工绊线的策略诱导转捩, 即通过不同的绊线提供干扰, 以跳过自然转捩的感受性阶段, 人为地将边界层动量厚度增加至湍流边界层所需的最低值, 使边界层从层流状态转捩到湍流状态。目前常用的人工绊线方法包括: 壁面吹吸边界条件; 方形绊线, 即在计算域中设置一个小台阶。Kumar等^[2]和Morse等^[3]在水下航行体艏部采用壁面吹吸边界条件触发湍流边界层, 并对艇体绕流场进行了深入分析。Boudet等^[4]在平板底部设置方形绊线, 分析了不同亚格子模型在湍流状态下对于摩擦系数的预测能力。Morse等^[5]对比了壁面吹吸边界条件和方形绊线对于艇体边界层发展的影响。

随着人工绊线的广泛应用, 其潜在弊端也逐渐显露: 随着边界层的发展, 绊线效应对于后续流场的发展存在影响。Jones等^[6]和Marusic等^[7]指出, 不合适的绊线选择会导致边界层被过度激发, 其具体特征是过度的动量厚度跳跃, 且在下游很远位置仍存在绊线所产生的历史记忆效应。但之前的研究者均只对绊线效应对于流场流动平均参数或统计量进行了分析, 对于壁面脉动压力等脉动量的研究相对较少。

在近壁湍流中, 脉动压力^[8-9]是流噪声的主要来源。基于计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)方法, 许多学者建立了一系列频谱分析方法以研究湍流中壁面压力脉动的特性。Kim^[10]通过研究槽道流中的均方根(RMS)剖面图、一维频谱和概率密度函数, 分析了壁面压力脉动特性。张晓龙等^[11-12]采用大涡模拟(Large Eddy Simulation, LES)方法研究了湍流边界层的波数频率谱, 并与实验结果进行对比。在此基础上, Choi等^[13]进一步研究了壁面压力脉动的波数频率谱及

其对流特性。Abe等^[14]指出: 雷诺数对壁面脉动压力的影响极小, 壁面脉动压力主要源自于边界层中缓冲区内的流体运动。Yang等^[15]研究了壁面压力脉动波数-频率谱的时间去相关机制, 指出这种去相关主要由随机扫掠驱动, 使用随机扫掠模型可有效预测波数-频率谱的含能部分。但以上分析均基于槽道湍流, 未考虑边界层沿流向的空间变化。

对平板上空间演化的湍流边界层, 庞业珍等^[16]通过实验测量获得了不同压力梯度模型的湍流边界层脉动压力特性。Eitel-Amor^[17]研究了流向速度和壁面切应力的频谱和相关性, 并分析了压力脉动的非局部特性。Cohen等^[18]采用大涡模拟方法评估了自由流压力梯度及存在压力梯度时的亚对流区域对平板边界层的影响, 并提供了壁面压力脉动的波数频率谱。Francis等^[19]利用不同流向位置壁面压力脉动的时间历程估计了下游距离对波数-频率谱的对流脊和低波数部分的影响。和康健等^[20]及范国庆等^[21]采用壁面模化大涡模拟方法对水下航行体的脉动压力进行了研究, 并重点反映了湍流的时空关联特性。

上述工作没有针对人工转捩对边界层壁面脉动压力的历史记忆效应开展研究, 为此本文基于开源计算流体力学平台OpenFOAM, 分别采用壁面吹吸边界条件和方形绊线的方式进行人工转捩, 对平板边界层的脉动压力问题开展数值研究, 对比不同人工转捩方式对下游边界层流动特性的影响, 为水下航行体实现边界层人工转捩提供参考依据。

1 数值方法与模型设置

1.1 大涡模拟及亚格子模型

本文采用大涡模拟来模拟平板边界层。在大涡模拟中, 仅对包含大量能量的大涡进行求解, 而小尺度涡旋则使用亚格子尺度(SGS)模型进行模拟。对不可压缩纳维-斯托克斯方程应用滤波器, 控制方程可以写成

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中: $\tilde{u}_i$ 和 $\tilde{u}_j$ 为流场中沿 x_i 和 x_j 方向的速度分量, $i, j = 1, 2, 3$; t 为时间; ρ 为流体密度; $\tilde{p}$ 为滤波后的压力场; ν 为流体运动黏度; τ_{ij} 为亚格子应力项, 其定义为

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} k_{\text{sgs}} \delta_{ij} - 2\nu_{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij} \quad (3)$$

式中: k_{sgs} 为亚格子动能; δ_{ij} 为克罗内克符号; ν_{sgs} 为亚格子运动黏性; $\tilde{S}_{ij}$ 为解析应变率张量。

本文使用壁面自适应局部涡黏性 (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity, WALE) 亚格子模型^[22], 亚格子涡黏性的获得方式为

$$\nu_{\text{sgs}} = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (4)$$

式中: C_w 为WALE模型系数, $C_w = 0.325$; Δ 为空间滤波尺度; S_{ij}^d 为空间滤波后的速度梯度张量平方的无迹对称部分。

1.2 功率谱分析方法

功率谱分析主要依靠傅里叶分析来实现时空域和波数-频率域之间的变换。在计算域内设置一系列测点以获取脉动变量的时空信号, 再对其进行傅里叶变换 (式(5)), 即可获得傅里叶模态。

$$\hat{p}(k_x, k_z, \omega) = \frac{1}{L_x L_z \sqrt{T} \int_0^T w(t)^2 dt} \times \int_0^T dt \int_0^{L_x} dx \int_0^{L_z} dz \cdot w(t) \tilde{\phi}(x, z, t) e^{-i(xk_x + zk_z + \omega t)} \quad (5)$$

式中: $\hat{p}$ 为傅里叶变换后的脉动压力; k_x 和 k_z 为流向 x 和展向 z 的波数; ω 为圆频率; T 为每段的持续时间; L_x 和 L_z 为流向和展向监测点阵列的总长度; $w(t)$ 为窗函数; $\tilde{\phi}(x, z, t)$ 为脉动变量时空信号; e 为自然常数。

对湍流脉动压力的离散时空信号进行离散傅里叶变换, 获得离散形式的傅里叶模态, 即

$$\hat{p}(k_x, k_z, \omega) = \frac{\sqrt{8/3}}{N_x N_z N_t} \times \sum_{l=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_z} \sum_{n=1}^{N_t} w(n\Delta T) \tilde{\phi}(l\Delta X, m\Delta Z, n\Delta T) e^{-i(l\Delta X k_x + m\Delta Z k_z + n\Delta T \omega)} \quad (6)$$

式中: N_x 和 N_z 为流向和展向的总采样测点数量; N_t 为采样总时长; l 、 m 和 n 为流向、展向和时间序列的测点索引序号; ΔX 和 ΔZ 为流向和展向上传感器之间的空间间隔; ΔT 为采样间隔。

对振幅的平方进行平均, 可以得到湍流脉动变量的波数-频率谱 ϕ_{pp} , 即

$$\phi_{\text{pp}}(k_x, k_z, \omega) = \frac{\overline{\hat{p}(k_x, k_z, \omega) \hat{p}^*(k_x, k_z, \omega)}}{\Delta k_x \Delta k_z \Delta \omega} \quad (7)$$

式中: 上标 “*” 为复共轭; 上标 “—” 为时间平均; Δk_x 和 Δk_z 为流向和展向的波数分辨率, $\Delta k_x = 2\pi / L_x$, $\Delta k_z = 2\pi / L_z$; $\Delta \omega$ 为频率分辨率, $\Delta \omega = 2\pi / T$ 。

对其余变量进行积分, 可以得到脉动的一维和二维频谱, 如对 k_z 进行积分可以得到 $\phi_{\text{pp}}(k_x, \omega)$, 进一步对 k_x 进行积分可以得到频谱 $\phi_{\text{pp}}(\omega)$ 。

1.3 计算域及网格划分

如图1所示, 本文计算域由1个用于计算边界层流动过程的主要大涡模拟区域以及1个用于最小化出口边界影响的海绵区域组成。图中底部灰色区域为人工转捩所处位置, 蓝色背景为边界层厚度发展情况示意, δ_0 为人工转捩位置处的边界层厚度。计算域壁面采用无滑移速度边界条件; 展向采用周期性边界条件; 入口采用为自由来流速度边界条件,

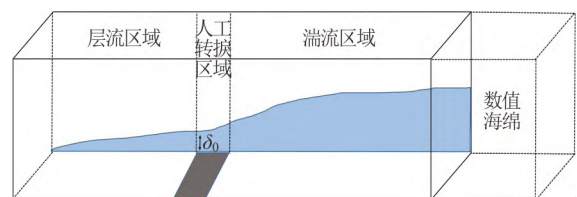


图1 计算域设置
Fig.1 Computational domain

且为均匀来流; 出口采用OpenFOAM软件中提供的inletOutlet边界条件, 以防止出口存在回流。

大涡模拟的主要计算区域足够大, 可以使边界层转变为完全湍流状态, 并确保计算域的高度在大涡模拟区域末端能够涵盖整个边界层。在大涡模拟主要区域之后, 海绵区域的网格分辨率较低, 以最小化出口对于计算的不利影响。为满足大涡模拟方法准确捕捉湍流区流动特性的要求, 设置垂直于壁面的第一层网格的分辨率 $\Delta y^+ < 1$, 且沿壁面法向的膨胀比设为1.05。 Δy^+ 的上标“+”表示使用壁面摩擦速度 U_τ 进行缩放。由于壁面摩擦速度在边界层发展过程中变化迅速, 为满足大涡模拟方法对于壁面脉动压力解析的要求^[23], 本文确保最大 Δx^+ 和最大 Δz^+ 都小于15, 总网格量为2 947万。

1.4 人工转捩设置

本文采用2种人工转捩方式对平板边界层展开研究, 如图2所示。为寻找对后续流场影响最小的人工转捩方式, 以雷诺数 $Re_h = U_e h / \nu$ 为绊线设置标准^[24], 其中 U_e 为边界层外缘流速, h 为绊线尺度。本文设置了3种不同 Re_h ($Re_h = 1\ 200$ 、 $1\ 500$ 和 $1\ 800$) 的方形绊线和1种壁面吹吸边界条件。壁面吹吸边界条件下, 吹吸带沿流向的长度所对应的雷诺数 $Re_h = 1\ 500$, 壁面吹吸强度按照Morse等^[5]的推荐设为 $0.06U$ (U 为自由流速)。

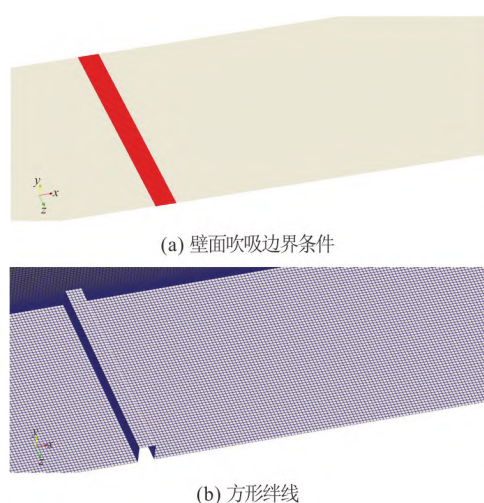


图2 人工绊线设置

Fig.2 Setup of the artificial trip wires

1.5 计算参数设置

所有的数值模拟都基于OpenFOAM开展, 在空间域上使用有限体积法。对流项的离散采用线性迎风稳定输送 (LUST) 格式, 其精度为二阶, 是75%线性插值和25%二阶迎风格式的加权组合, 可用于计算面中心值。

时间项的离散采用二阶隐式向后格式。压力-速度耦合问题的求解使用PISO算法。计算时间步 Δt 设置为 0.01 s , 以保证计算时最大库朗数小于1。为消除初始流入条件的影响并确保流场达到稳定状态, 在 $2T_0$ (T_0 为流动通过时间) 后进行流场结果及脉动量结果采样, 采样总时长为 $16T_0$ 。

2 结果与讨论

本节分析和讨论不同人工转捩方式下的计算结果, 所有计算结果均在平板展向进行空间平均。

图3给出了所有工况的壁面摩擦系数 C_f 沿流向的发展, 图中 X 为水平距离, $C_f = \tau_w / 0.5\rho U^2$, τ_w 为壁面剪切应力。将4种工况计算结果与层流布拉修斯理论公式 $C_f = 0.664 / Re^{0.5}$ 及湍流边界层理论公式 $C_f = 0.455 / \ln^2(Re)$ ^[25] 对比加以验证。由图中可以看到: 在绊线上游, 4种工况 C_f 结果均与层流理论解吻合; 在靠近绊线位置, 由于绊线对边界层的扰动作用, 4种工况结果与层流理论解存在偏离。在 $X/h = 0$, 即绊线所在位置: 3种尺度的方形绊线都使 C_f 产生巨大的幅值波动; 相比之下, 壁面吹吸边界条件的幅值波动较温和。在越过绊线一定距离之后, 所有方法均观察到了 C_f 的过冲现象, 这与前

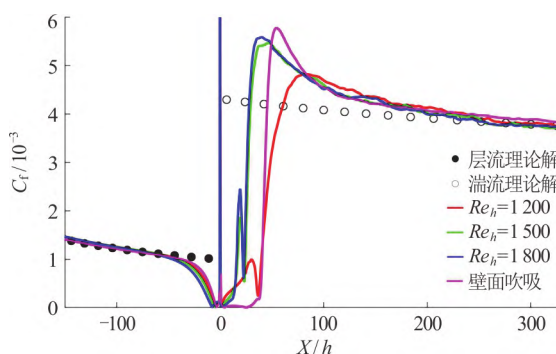


图3 壁面摩擦系数沿流向的分布

Fig.3 Wall friction coefficient as a function of X/h

人的研究结果^[26-27]一致。方形绊线的 C_f 曲线在过冲现象发生前会突然降低,随后再迅速升高,这是因为方形绊线会对流动产生阻塞作用,该阻塞作用及方形绊线尾部的流动分离现象使绊线底部与平板的交界处附近出现低速回流,改变了近绊线位置边界层内的速度分布。壁面剪切应力的变化反映在 C_f 曲线上,而壁面剪切应力与壁面法向 y 的速度梯度相关,即 $\tau_w = \mu dU/dy$,其中 μ 为流体动力黏度, dU/dy 为流体在法向上的速度梯度。因此,由于回流区的影响,近绊线位置边界层内的流向速度沿法向的分布会有较大差异,使得壁面剪切应力在 $X/h=0$ 附近产生剧烈的变化, C_f 曲线出现明显的波动。从绊线位置到 $X/h=100$ 附近,不同方法得到的 C_f 存在较大差异,而3种不同尺度的方形绊线以及1种壁面吹吸边界条件的求解结果均在 $X/h=200$ 附近收敛到湍流理论解,且下游的幅值相差较小。这说明不同人工转捩方法对于绊线之后流场的 C_f 分布并无太大影响,且均可较早地获得充分发展湍流。相比而言,壁面吹吸边界条件可使边界层流动较快实现完全发展,且在吹吸带附近也不会有太多的 C_f 波动,对流场的影响较小。其余方法均可以获得湍流边界层,且在人工转捩点一定距离后,其 C_f 值均可与湍流理论解对应,这验证了计算方法及人工转捩方法激发边界层湍流的可靠性。

图4展示了4种工况在绊线下游位置 $X/h=50$ 、100和150时的时均速度剖面,并与 $y^+ < 5$ 所对应的黏性底层区域的壁面律 $u^+ = y^+$ 和 $y^+ > 30$ 所对应的对数律区的壁面律 $u^+ = 1/0.4 \ln(y^+) + 5.5$ 进行对比。观察图3可知,在 $X/h=50$ 位置处,各工况的 C_f 结果均快速上升,因此在图4(a)中,该位置处边界层速度剖面在对数律区($y^+ > 30$)低于理论公式值,且方形绊线后的边界层分离导致了回流区的存在。在 $y^+ = 5 \sim 30$ 的过渡区, $Re_h = 1\,200$ 方形绊线工况的速度剖面低于其他工况,边界层对数律区 $y^+ > 30$ 的速度剖面则有明显抬升。由图3可知,相比于更大的 Re_h , $Re_h = 1\,200$ 时 C_f 升高至湍流解幅值所对应的 X/h 更大,这说明该工况的转捩区持续更长,

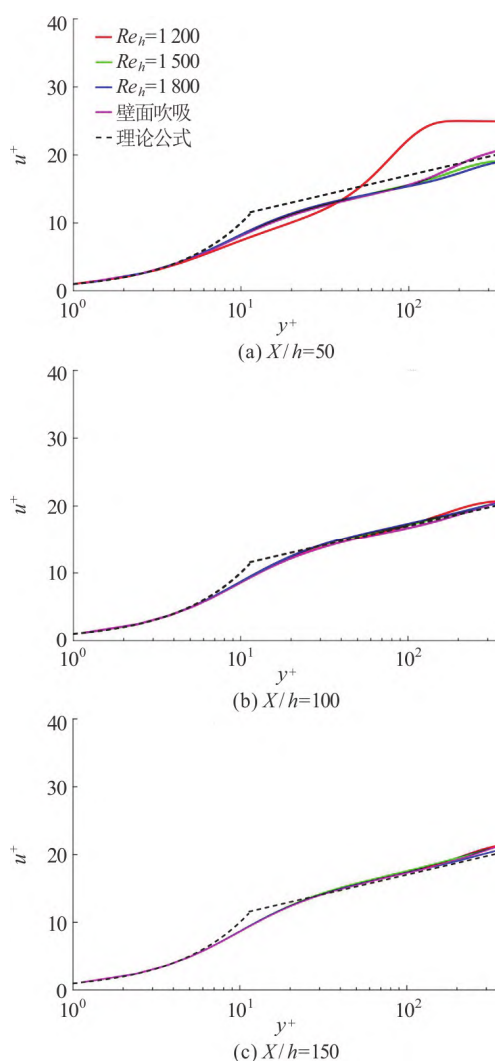


图4 边界层速度剖面在不同流向位置的分布
Fig.4 Velocity profile at different streamwise location

此时 $X/h=50$ 位置仍处于转捩区。而在转捩区中,边界层内的壁面摩擦速度及速度分布都与实际充分发展湍流的解存在差异。因此,本文计算结果与针对充分发展湍流的理论公式结果之间有较大差别,这与前人的研究结果^[26-27]相同。当 $X/h \geq 100$,各种工况的边界层速度剖面保持一致,且与理论公式结果对比良好。

图5给出了壁面脉动压力均方根 p'_{RMS}/U_∞^2 (U_∞ 为自由来流速度)沿流向的分布,可以看到:所有方法在绊线之前的 p'_{RMS} 都近似为0,符合层流区特性;在绊线后, p'_{RMS} 开始增加,与壁面摩擦系数相似, p'_{RMS} 在一段距离内有高于湍流结果的过冲现象;边界层发展到湍流后, p'_{RMS} 虽然存在较小的

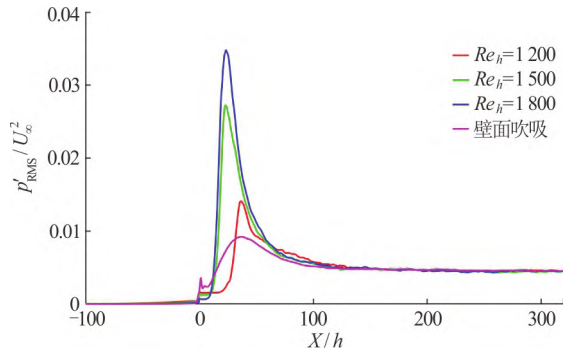


图5 壁面脉动压力均方根沿流向的分布

Fig.5 RMS of wall pressure fluctuation as a function of x/h

波动,但最终收敛,保持在0.004 8左右。所有尺度的方形绊线均在绊线位置产生了较大的 p'_{RMS} 波动,说明:绊线对于其前方边界层起到了阻隔作用;其后方回流区会导致边界层存在较大的不稳定和波动;在绊线附近,绊线尺度越大, p'_{RMS} 的波动幅值越大。在 $X/h = 100$ 附近,3种方形绊线的 p'_{RMS} 均收敛,收敛后3者对应的 p'_{RMS} 幅值差别不大;相比而言,壁面吹吸边界条件得到的结果收敛更早,在 $X/h = 75$ 附近即可保持稳定,且吹吸带后的波动幅值更小。

为更详细地分析脉动压力频谱之间的振幅差异,本文将时间序列分为80个片段,重叠率为50%,并将汉宁窗应用于功率谱。图6为各种人工转捩方法的壁面脉动压力频谱 $10\lg[\phi_{pp}(\omega)U_\tau/(\tau_w^2\delta^*)]$ 分布及其与Schewe^[28]的实验结果对比,图中 U_τ 为壁面摩擦速度, δ^* 为边界层排挤厚度。由图6可以看出,每种方法计算得到的脉动压力一维频谱与实验的对比结果都较好。考虑到小尺度涡由亚格子模型建模实现,频谱中的高频成分被低估是可以接受的,这进一步证明了人工转捩对于将边界层激发至完全湍流边界层的效果。

图7展示了 $X/h = 50$ 、100和150时各种人工转捩方法的壁面脉动压力频谱分布情况。结果表明: $X/h = 50$ 时,由于绊线带来的不利影响,各方法所得的频谱结果在各频段范围内均高于湍流区结果; $Re_h = 1200$ 时方形绊线和壁面吹吸边界条件的结果相对较低,说明该绊线尺度对于脉动压力的影响较小;随着流动向后发展,不同方法的脉动压力频谱结果均逐渐降低,并收敛至同一幅值水平。

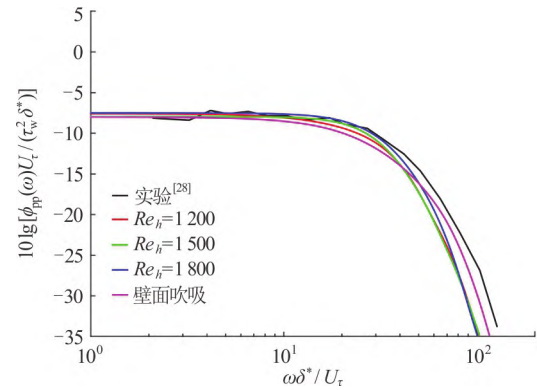


图6 壁面脉动压力一维频谱曲线

Fig.6 One-dimensional spectrum of wall pressure fluctuations

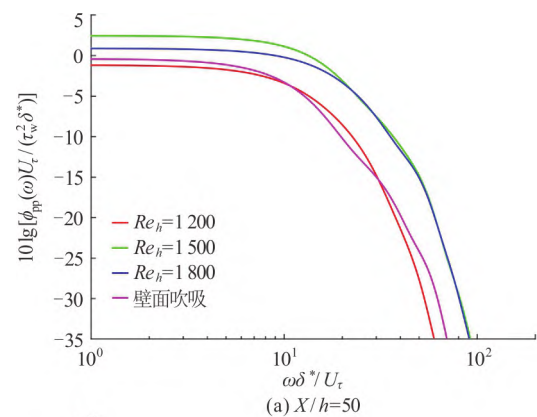
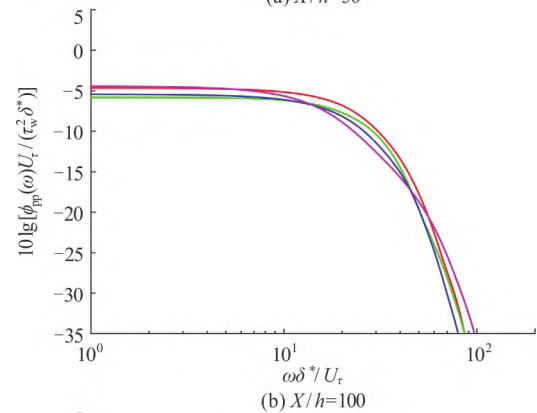
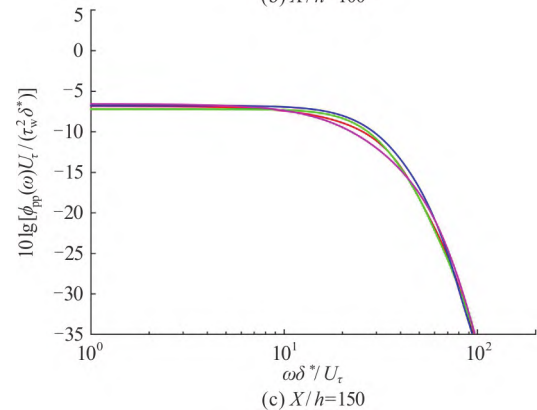
(a) $X/h = 50$ (b) $X/h = 100$ (c) $X/h = 150$

图7 不同位置的壁面脉动压力一维频谱曲线

Fig.7 One-dimensional spectrum of wall pressure fluctuations at different streamwise location

图8展示了 $X/h = 50$ 、100和150时各种人工转捩方法的边界层内速度频谱 E_{uu}/U_τ^2 (E_{uu} 为速度的自功率谱密度) 的分布, 同时展示了速度脉动频谱在惯性子区的 $-5/3$ 衰减规律。图中 f 为频率, 时历速度数据的采样点所在平面处于 $Y/h = 0.8$ 位置上 (Y 为壁面距离), 且该平面与壁面平行。与压力频谱类似的是, 在靠近转捩 ($X/h = 50$) 位置, $Re_h = 1\,500$ 及 $Re_h = 1\,800$ 时方形转捩会在下游边界层内激发更大的波动强度, 使频谱幅值升高。当 $X/h = 150$ 时, 各种方法所得结果一致, 且所有方法得到的速度频谱在惯性子区内均存在 $-5/3$ 的衰减规律, 这体现了人工转捩所激发湍流的多尺度特性和正确性。

预乘能谱 $\omega\phi_{pp}(\omega)/\tau_w^2$ 可以说明无量纲频带内所包含的能量, 谱峰值对应的频率则可反映能量在

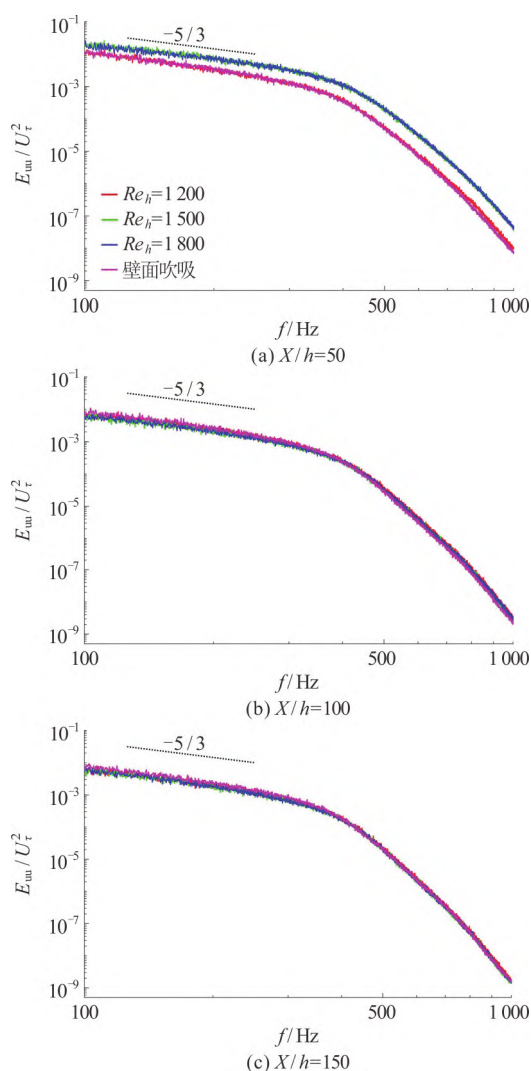


图8 不同位置的壁面脉动速度一维频谱曲线
Fig.8 One-dimensional spectrum of velocity fluctuations at different streamwise location

边界层流动中集中的特征尺度。图9所示为壁面吹吸边界条件和不同尺度方形转捩脉动压力在 $X/h = 50$ 和150位置的预乘能谱。 $X/h = 50$ 处, 预乘能量谱低频区域的幅度更高, 对应峰值的特征频率 $\omega v/U_\tau^2$ 更低 ($\omega v/U_\tau^2 = 0.28$), 这表明此阶段的主要湍流涡旋尺度更大且包含更多能量; 在较高频率区域, 预乘能量谱快速衰减, 这表明在较小尺度上的能量存在较大耗散。 $X/h = 150$ 处, 不同人工转捩方法的结果几乎没有差异, 对应峰值的特征频率 $\omega v/U_\tau^2 = 0.34$ 。总体而言, 从人工转捩位置到充分发展湍流区域的演变过程中, 低频能量含量逐渐减少, 高频能量含量增加, 即主要能量集中的湍流涡旋尺度减小。

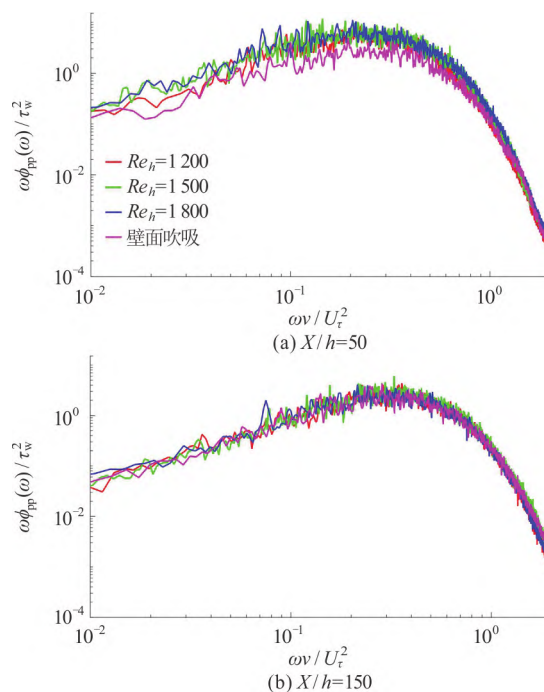


图9 不同位置的壁面脉动压力预乘能谱
Fig.9 Pre-multiplied power spectrum of wall pressure fluctuations at different streamwise location

3 结论

本文通过使用人工转捩方法对边界层流动进行了数值模拟, 研究了不同人工转捩方式对边界层流动参数及壁面脉动压力的影响。采用壁面吹吸边界条件及3种不同尺度的方形转捩, 给出了平板边界层在人工转捩后的流场信息, 包括平板表面的时均摩擦系数、时均速度剖面以及壁面脉动压力均方根, 并分析了转捩点下游不同区域的壁面脉动压力

频率谱、边界层内速度谱以及预乘能谱。得出以下主要结论:

(1) 本文采取的方形绊线和壁面吹吸边界条件均使平板边界层在绊线位置产生突变, 此时边界层内小扰动迅速增长, 跳过了自然转捩过程中的感受性阶段及小扰动的线性发展阶段, 促进层流边界层达到发展为湍流边界层的临界值, 从而有效地将平板边界层流动触发为充分发展的湍流。同时, 在人工转捩点一定距离后, 所有方法得到的边界层参数均与实验结果或湍流理论解吻合良好。

(2) 在方形绊线后方, 边界层由于流动分离而存在回流, 此时边界层参数存在较大波动, 且绊线尺度越大, 波动幅值越大。壁面吹吸边界条件对边界层各参数的影响较小, 转捩过程更为平稳。

(3) 在人工转捩点后, 所有转捩方式都会使壁面脉动压力频谱和边界层内速度谱的幅值上升, 其中 $Re_h = 1\ 500$ 和 $1\ 800$ 的方形绊线产生的幅值波动更为剧烈。在 $X/h = 50$ 位置, 相较于湍流结果, 预乘能谱在低频区域的幅值更高, 且此时所对应的特征频率更低; 在 $X/h = 150$ 位置, 所有方法所得的频谱结果并无太大差异, 且脉动压力频谱与实验结果对比良好, 速度谱符合惯性子区的 $-5/3$ 衰减幂律, 说明此时人工转捩的历史记忆效应已基本消除。该研究结果可为水下航行体人工转捩绊线的设置方式提供参考。

参 考 文 献:

- [1] Bertolotti F P, Herbert T, Spalart P R. Linear and nonlinear stability of the Blasius boundary layer [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 242: 441-474.
- [2] Kumar P, Mahesh K. Large-eddy simulation of flow over an axisymmetric body of revolution [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 853: 537-563.
- [3] Morse N, Mahesh K. Large-eddy simulation and streamline coordinate analysis of flow over an axisymmetric hull [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, 926: A18.
- [4] Boudet J, Monier J F, Gao F. Implementation of a roughness element to trip transition in large-eddy simulation [J]. *Journal of Thermal Science*, 2015, 24(1): 30-36.
- [5] Morse N, Mahesh K. Tripping effects on model-scale studies of flow over the DARPA SUBOFF [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2023, 975: A3.
- [6] Jones M, Erm L, Valiyyf A, et al. Skin-friction measurement on a model submarine [R]. London: Defense Science and Technology Organisation, 2013.
- [7] Marusic I, Chauhan K A, Kulandaivelu V, et al. Evolution of zero-pressure-gradient boundary layers from different tripping conditions [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 783: 379-411.
- [8] Kravchenko A G, Moin P, Moser R. Zonal embedded grids for numerical simulations of wall-bounded turbulent flows [J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, 127(2): 412-423.
- [9] Chung D, Pullin D I. Large-eddy simulation and wall modelling of turbulent channel flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 631: 281-309.
- [10] Kim J. On the structure of pressure fluctuations in simulated turbulent channel flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, 205(1): 421-451.
- [11] 张晓龙, 张楠, 吴宝山. 平板壁面湍流脉动压力及其波数——频率谱的大涡模拟计算分析研究 [J]. *船舶力学*, 2014, 18(10): 1151-1164.
- [12] 张晓龙, 张楠, 吴宝山. 壁面涡旋结构与湍流脉动压力的大涡模拟研究 [J]. *船舶力学*, 2014, 18(8): 871-881.
- [13] Choi H, Moin P. On the space-time characteristics of wall-pressure fluctuations [J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1990, 2(8): 1450-1460.
- [14] Abe H, Matsuo Y, Kawamura H. A DNS study of Reynolds-number dependence on pressure fluctuations in a turbulent channel flow [C]. *Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Williamsburg, USA, 2005.
- [15] Yang B, Yang Z. On the wavenumber-frequency spectrum of the wall pressure fluctuations in turbulent channel flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 937: A39.
- [16] 庞业珍, 俞孟萨. 非均衡湍流边界层脉动压力测试研究 [J]. *船舶力学*, 2016, 20(5): 515-522.
- [17] Eitel-Amor G. Simulation and validation of a spatially evolving turbulent boundary layer up to $Re=8300$ [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2014, 47: 57-69.
- [18] Cohen E, Gloerfelt X. Influence of pressure gradients on wall pressure beneath a turbulent boundary layer [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 838: 715-758.
- [19] Francis R, Ebenezer D D, Bhattacharyya S K, et al. Estimation of wavenumber-frequency spectra of wall pressure due to turbulent flow over a flat plate using large-eddy simulation [J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(6): 065110.

- [20] 和康健, 潘治, 赵伟文. 基于壁面模化大涡模拟的 SUBOFF 壁面脉动压力特性分析 [J]. 中国造船, 2024, 65(2): 189-197.
- [21] 范国庆, 何宜航, 赵伟文. 基于壁面模化大涡模拟的 SUBOFF 壁面脉动压力数值研究 [J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2024, 39(1): 109-115.
- [22] Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor [J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 1999, 62(3): 183-200.
- [23] He Y, Zhou F, Zhao W, et al. Grid resolution requirements for wall-resolved large eddy simulation of wall pressure fluctuations in turbulent channel flows [C]. *International Ocean and Polar Engineering Conference*, Rhodes, Greece, 2024.
- [24] Baker C J. The laminar horseshoe vortex [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1979, 95(2): 347-367.
- [25] White F M, Majdalani J. Viscous fluid flow [M]. New York: McGraw-Hill Press, 2006.
- [26] Sayadi T, Hamman C W, Moin P. Direct numerical simulation of complete H-type and K-type transitions with implications for the dynamics of turbulent boundary layers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, 724: 480-509.
- [27] Lozano-Durán A, Hack M J P, Moin P. Modeling boundary-layer transition in direct and large-eddy simulations using parabolized stability equations [J]. *Physical Review Fluids*, 2018, 3(2): 023901.
- [28] Schewe G. On the structure and resolution of wall-pressure fluctuations associated with turbulent boundary-layer flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 134(1): 311-328.