壁面展向匀速运动的槽道湍流的直接数值模拟

万 曦 马树微

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191) (北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100191)

张劲柏 李椿萱

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 为了解展向存在匀速流动时湍流槽道流动的特性,应用直接数值模拟方法研究了壁面的展向运动对湍流槽道流动的影响. 采用标准谱方法对固定质量流率条件下,上壁面展向运动速度分别等于零、流向流量平均速度以及两倍于流向流量平均速度等 3种情况进行了直接数值模拟. 结果表明,壁面的展向运动会导致表面摩擦力的增大,二阶湍流统计量诸如均方根速度脉动、雷诺剪切应力和均方根涡量脉动等都会随着壁面展向运动速度的增大而显著增长,同时,槽道截面上的均方根速度脉动也变得更均匀.

关 键 词: 槽道湍流; 直接数值模拟; 壁面展向运动

中图分类号: O 357. 5

文献标识码: A **文 章 编 号**: 1001-5965(2008)08-0944-04

Direct numerical simulations of turbulent channel flows with spanwise moving wall

Wan Xi

(School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Ma Shuwei

(School of Astronautics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Zhang Jinbai Li Chunxuan

(School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: The influence of spanwise moving wall on turbulent channel flows is investigated using direct numerical simulations(DNS), which in order to know the characteristics of turbulent channel flows when existing spanwise moving velocity. The DNS is performed using the standard spectral method. Three cases with the spanwise wall moving velocity which equals 0, bulk flow velocity and double bulk flow velocity are simulated at constant mass flow rate. The results show that spanwise moving wall induce the skin friction increasing. The second-order turbulence statistics such as root-mean-square velocity fluctuations, Reynolds shear stress and root-mean-square vorticity fluctuations are substantial increase with spanwise velocity increasing. It is also observed that the root-mean-square velocity fluctuations become more even across the channel with spanwise velocity increasing.

Key words: channel turbulence; direct numerical simulations; spanwise moving wall

湍流是自然界中一类非常常见的复杂流动现象. 自文献[1]最早用直接数值模拟对各向同性湍流进行了计算以来,直接数值模拟在湍流基础研究中获得了广泛的应用,并取得了飞速的发展

收稿日期: 2007-07-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10272105, 10602006)

作者简介: 万 曦(1972 -),男,贵州贵阳人,博士生, wanxi@buaa. edu. cn.

和令人瞩目的成就[2].

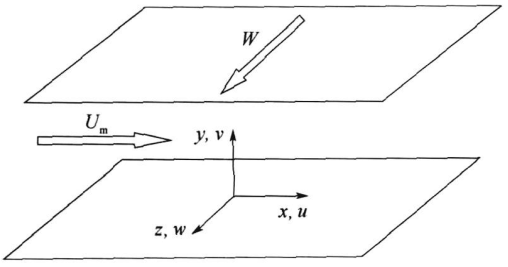
槽道湍流是壁湍流中具有代表性的典型流动.近 20年来,人们应用直接数值模拟对槽道湍流的流场特性进行了大量的研究,取得了非常丰富的成果[3-5].这使得槽道湍流直接数值模拟的结果成为了检验湍流模型效力的标准之一,同时也为湍流模型的改进和新模型的建立提供了参考和指导[6-7].

槽道湍流是由沿流向的压力梯度驱动的流动,在展向无平均流动.但实际的流动是非常复杂的,比如绕大展弦比直后掠翼的流动,该流动可分解为在垂直于展向的平面内绕翼型流动和沿展向的远前方来流为均匀的流动[8].在该类流动中,其展向存在平均压力梯度为零的平均流动,其整体流动特性至今尚未被充分了解.

本文应用直接数值模拟研究了壁面沿展向做匀速运动情况下的槽道湍流.在该流动中,其流向分量由压力梯度驱动,而展向存在平均压力梯度为零的平均流动.本文拟通过对此类流动的湍流统计特性的研究观察和分析此类流动的特征,为未来湍流模型的改进和新模型的建立提供必要的数据.

1　数值方法

如图 1所示,上下两个无限大平板间充满粘性不可压流体,在 x方向 (流向)均匀的平均压力梯度驱动下,流体沿流向流动,其流向流量平均速度为 U_m;同时,上壁面以匀速度 W沿 z方向 (展向)运动,拖动流体也沿展向流动; y方向为法向.若 $W=0$,则该问题退化为标准的静止壁面的槽道湍流.



u—流向速度分量; v—法向速度分量; w—展向速度分量.

图 1　计算域及坐标系

流动控制方程为不可压牛顿流体的无量纲 N-S(Navier-Stokes)方程

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V}\cdot\nabla\mathbf{V} = -\nabla p + \frac{1}{Re_m}\nabla^2\mathbf{V} \qquad (1)$$

式中,∇为微分算子; V为无量纲速度矢量; t为无量纲时间; p为无量纲压强; $Re_m = \frac{U_m\delta}{\nu}$为平均雷诺数,其中,$\delta$与 ν分别为槽道半高和流体运动粘性系数.边界条件取为:在流向和展向满足周期条件,在壁面处满足无滑移条件,即在上下壁面流体速度分别为

$$\mathbf{V} = [u, v, w]^{\mathrm{T}} = \begin{cases} [0, 0, W]^{\mathrm{T}} & \text{上壁面} \\ [0, 0, 0]^{\mathrm{T}} & \text{下壁面} \end{cases}$$

本文分别对上壁面展向运动速度为 $W=0, U_m$ 和 $2U_m$ 等 3种情况做了数值模拟.

本文的直接数值模拟采用 Fourier-Chebyshev谱方法,即在流向和展向采用周期性边界条件的 Fourier级数展开,在法向用 Chebyshev多项式展开,时间推进采用二阶时间分裂格式.计算过程中运用了 3/2规则以消除混淆误差.有关数值方法的细节请参见文献[9].

本文在计算时保持 x方向流量不变, $Re_m = 2\,800$.计算域在流向、法向和展向的尺度分别为 $4\pi\delta$, 2δ和 $2\pi\delta$,相应的计算网格点数为 $128 \times 129 \times 128$.在本文中算例中,当 $W=0$时即为标准的静止壁面的槽道湍流,其统计结果与文献[3]的结果符合得很好,说明本文的程序是可靠的.

2　湍流统计量

2.1　平均速度

在标准槽道湍流 ($W=0$)中,平均速度型通常以壁面剪切速度为特征量作无量纲化.本文选择流向壁面剪切速度作为特征速度对平均流场进行无量纲化,其定义为 $u_\tau^x = \sqrt{\tau_w^x/\rho}$,其中 τ_w^x为壁面上的流向剪切应力, ρ为流体密度.

图 2所示为由流向壁面剪切速度无量纲化后的流向平均速度型,其中无量纲流向平均速度 $u^+ = \bar{u}/u_\tau^x$,无量纲法向距离 $y^+ = \frac{yu_\tau^x}{\nu}$, $\bar{u}$为流向平均速度分量.从图中可以看出,流向平均速度型的对数区在 $W=U_m$ 时有少量下移,而当 $W=2U_m$ 时,对数区的下移则十分显著. u^+的对数率可表达为

$$u^+ = 2.5\log y^+ + B \qquad (2)$$

当流动为标准槽道湍流时,常数 $B=5.5$,而在 $W=U_m$ 及 $W=2U_m$ 时, B分别等于 4.9及 2.8. B减小意味着以壁面尺度为单位的流量降低.由此可以推知,当 W增大时,流向表面摩擦力也随之增大.事实上,当 W分别取 0, U_m 和 $2U_m$ 时,流向

表面摩擦系数 $C_f = 2\tau_w^x/\rho U_m^2$ 分别为 8.25 ×10⁻³, 8.87 ×10⁻³和 1.22 ×10⁻².

图 2还显示,当 $W = U_m$ 时粘性底层和过渡区的厚度较之 $W = 0$时几乎没有变化,但当 $W = 2U_m$ 时,粘性底层的范围从 $0 < y^+ < 5$减小到 $0 < y^+ < 3$,过渡区则由 $5 < y^+ < 30$降低到 $3 < y^+ < 20$. 粘性底层和过渡区的厚度都有所减小.

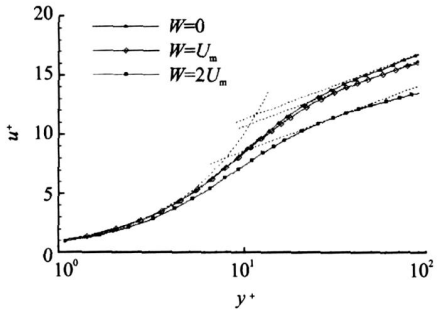


图 2 无量纲化流向平均速度型

2.2 脉动速度

图 3给出了用 $u_{\tau 0}$无量纲化后的均方根脉动速度分布, $u_{\tau 0}$为标准槽道湍流的壁面剪切速度. 如图所示,不论 $W = U_m$ 还是 $W = 2U_m$,除去近壁区 u_{rms} (流向均方根脉动速度)的增长很小外,在整个槽道截面上均方根脉动速度的 3个分量(u_{rms}, v_{rms}及 w_{rms})都有显著的增长. 显然, $W = 2U_m$ 时的脉动速度增量要远大于 $W = U_m$ 时的脉动速度增量.

图 3中的另一个现象是随着 W 的增大,除 w_{rms}在近壁区出现新的尖峰外,槽道截面上均方根脉动速度的 3个分量都变得更均匀.

2.3 雷诺应力

图 4所示是用 $u_{\tau 0}^2$进行无量纲化后的流向雷诺剪切应力 (实线)和流向总剪切应力 (虚线), τ 为剪切应力, y_0^+ 为标准槽道湍流的无量纲法向距离. 通常,当流动达到充分发展阶段时,流向总剪切应力应为一条直线,图示结果确为如此.

由于表面摩擦力的增大,表征平均压力梯度的总剪切应力的斜率随 W 的增大而增大,当 $W = 2U_m$ 时其增量是 $W = U_m$ 时的若干倍. 同时可见沿槽道截面, $W = U_m$ 时雷诺剪切应力有少量增长, $W = 2U_m$ 时则增长十分显著.

2.4 脉动涡量

以壁面平均流向剪切力 $u_{\tau 0}^2/\nu$做无量纲化的均方根脉动涡量分布如图 5所示. 当 $W = 2U_m$ 时,槽道截面上 3个方向的均方根脉动涡量分量($\omega_{x,rms}$, $\omega_{y,rms}$及 $\omega_{z,rms}$)都有显著增长;而 $W = U_m$ 时增长得则很少,只有流向脉动涡量在 $y_0^+ < 30$的近壁区域有显著增长. 同时,在 $y_0^+ < 30$的近壁区域, $W = U_m$ 时流向脉动涡量的增量要远小于 $W = 2U_m$ 的情况.

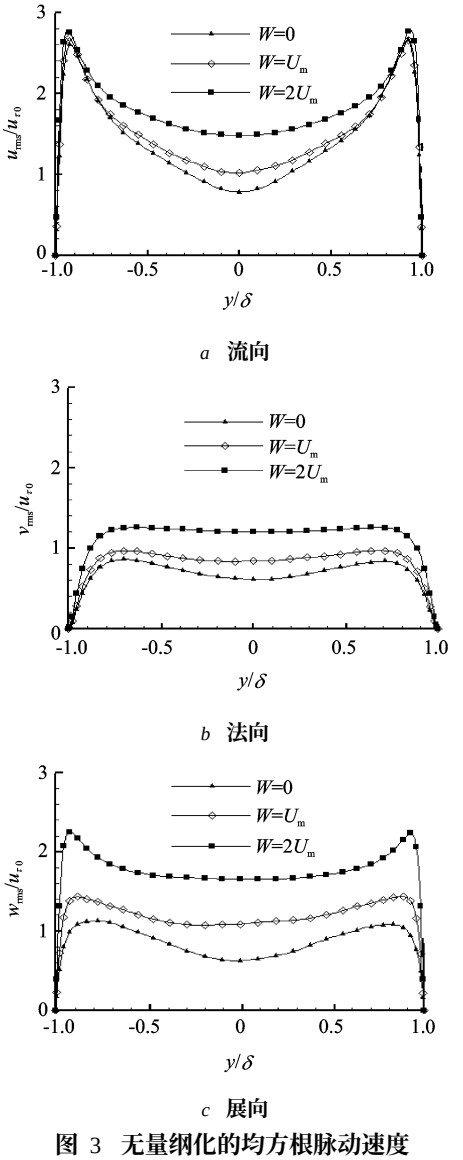


图 3 无量纲化的均方根脉动速度

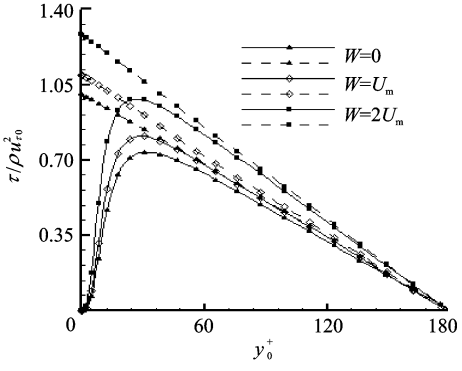
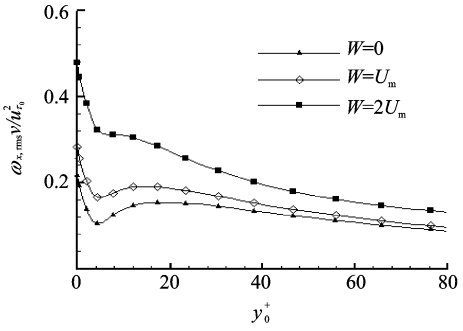


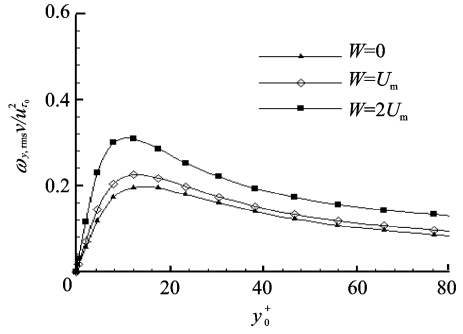
图 4 无量纲化的雷诺剪切应力与总剪切应力

值得注意的是,在图 5a中随着 W 的增大,流向脉动涡量的局部最大值点的 y方向位置向着壁面移动,表明壁面沿展向运动时,湍流槽道流动的

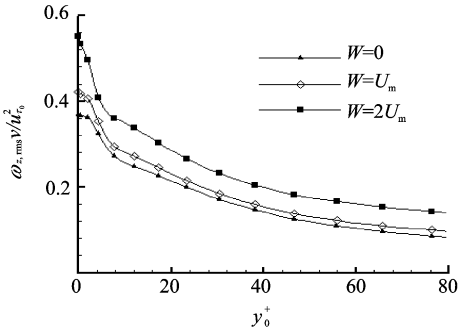
流向涡的中心向壁面靠近.



a 流向



b 法向



c 展向

图 5　无量纲化的均方根脉动涡量

3　结 束 语

本文用直接数值模拟研究了壁面的展向运动对湍流槽道流动的影响,在常流率条件下,对上壁面展向运动速度分别为 $W=0, U_m$ 和 $2U_m$ 等 3种情况进行了模拟. 结果表明,壁面的展向运动会导致表面摩擦力的增大,随着壁面展向运动速度的增大,诸如均方根脉动速度、雷诺剪切应力和均方根脉动涡量等二阶湍流统计量均会有显著的增长. 与此同时,展向运动速度增大时,槽道截面上的均方根脉动速度的分布将变得更为均匀.

参考文献 (References)

[1] Orszag S A, Patterson G S. Numerical simulation of three-dimensional homogeneous isotropic turbulence[J]. Phys Review Lett, 1972, 28: 76 - 79

[2] Moin P, Mahesh K. Direct numerical simulation: a tool in turbulence research[J]. Annu Rev Fluid Mech, 1998, 30: 535 - 578

[3] Kim J, Moin P, Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number[J]. J Fluid Mech, 1987, 177: 133 - 166

[4] Zhang Zhaoshun, Ma Bing, Cui Guixiang, et al. Flow patterns and dissipation of turbulent kinetic energy in near-wall turbulence[J]. Chinese Science Bulletin, 1998, 43: 117 - 120

[5] He Guowei, Zhang Jinbai. Elliptic model for space-time correlations in turbulent shear flows[J]. Physical Review E, 2006, 73(5): 055303

[6] Zhang Zhaoshun, Cui Guixiang, Shao Liang. New subgrid model for large eddy simulation[C]//Zhuang Fenggan, Li Jiachun. Recent Advances in Fluid Mechanics. Beijing: Tsing Hua University Press, 2004: 22 - 28

[7] Leveque E, Toschi F, Shao Liang, et al. Shear-improved smagorinsky model for large-eddy simulation of wall-bounded turbulent flows[J]. J Fluid Mech, 2007, 570: 491 - 502

[8] 舒桃,陆夕云,杨国伟,等. 无限翼展后掠翼大迎角绕流和涡控制的数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2000, 18(3): 247 - 253
Shu Tao, Lu Xiyun, Yang Guowei, et al. Numerical simulation on viscous flows and vortex control about an infinite span untape swept-wing[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2000, 18(3): 247 - 253

[9] Kamiadakis G E, Israeli M, Orszag S A. High-order splitting methods for the incompressible Navier-Stockes equations[J]. J Com Phys, 1991, 97: 414 - 443

(责任编辑:刘登敏)