

文章编号: 1000-8055(2010)01-0123-06

一种剪切修正的涡黏性亚格子模型 及其在槽道湍流中的应用

肖红林, 罗纪生

(天津大学 机械工程学院 力学系, 天津 300072)

摘 要: 提出了一种利用壁面附近强剪切对涡黏系数进行修正的亚格子模型, 称为剪切修正的涡黏模型. 该模型能使涡黏系数在壁面附近自动满足壁面修正, 在脉动为零的地方, 涡黏系数自动为零, 保证了壁面附近涡黏系数趋于零的特性. 用该模型对槽道湍流壁面无吹吸、有吹吸, 较低和较高雷诺数的情况进行了数值模拟, 与直接数值模拟的结果进行了对比, 结果吻合较好.

关 键 词: 槽道湍流; 大涡模拟; 亚格子模型; 剪切; 吹吸

中图分类号: O357.5

文献标识码: A

Shear-modified sub-grid model and its applications to turbulent channel flow

XIAO Hong-lin, LUO Ji-sheng

(Department of Mechanics, School of Mechanical Engineering,
Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: This paper presented a sub-grid model called shear-modified eddy viscosity model, which modifies eddy viscosity coefficient with use of strong shear near the wall. This model can make eddy viscosity coefficient satisfy the wall modification automatically. Thus, the eddy viscosity approaches to zero in the proximity of the wall in the case of zero eddy viscosity coefficient in the place without fluctuation. Numerical simulation was performed in the situation of blow-suction, no blow-suction, low Reynolds number and high Reynolds number. The result is consistent with the direct numerical simulation (DNS) by comparison.

Key words: turbulent channel flow; large eddy simulation; sub-grid model; shear; blow-suction

建立合理的亚格子模型是大涡模拟的关键所在. 众多研究者一直在致力于亚格子模式的发展, 希望所构造的模型能尽量精确模拟湍流中的大涡, 给出所需要的流场, 同时也希望模型尽量简单, 计算量小, 能在工程中广泛应用. 最基本的模型是 Smagorinsky 模型, 该模型简单方便、计算量小, 但精度较差. 动态模型比 Smagorinsky 模型提高了精度, 但要复杂的多、计算量大, 且存在数值

不稳定的问题, 需要在均匀方向上进行平均, 使该模型的应用受到限制. 为了计算复杂的流场, 还有许多更复杂的模型, 但由于模型的复杂性, 用于工程实际还有一定困难.

用 Smagorinsky 模型模拟计算槽道湍流, 得到的平均流速度偏大. Horiuti K^[1] 在 1997 年使用动态涡黏性模型和动态混合模型进行大涡模拟, Gullbrand J^[2] 在 2003 年也用动态涡黏性模型

收稿日期: 2008-12-30; 修订日期: 2009-05-13

基金项目: 国家自然科学基金(10632050)

作者简介: 肖红林(1978-), 男, 辽宁沈阳人, 博士生, 研究方向为湍流、大涡模拟、流动稳定性.

(DSM) 和动态混合模型(DMM) 进行槽道湍流的大涡模拟, 计算得到的平均流剖面也都明显偏高.

针对这一问题, 作者在文献[3] 中针对湍流的近壁情况, 对大涡模拟的亚格子涡黏模型进行了改进. 改进的模型通过引入壁面涡黏系数修正, 改善了速度剖面过渡层附近的涡黏性分布, 在不增加太多计算量的同时, 解决了平均流剖面偏高的问题.

当壁面条件出现非均匀, 如空间周期吹吸, 由于壁面附近流场性质发生了本质的变化, 壁面涡黏系数修正的方法不适用了. 即使是动态模型, 也由于空间的非均匀而不适用了, 因为通常动态模型需要在流场的均匀方向进行平均处理. 因此对于壁面有非均匀吹吸的湍流流场, 需要一种能较好地模拟壁面有非均匀吹吸的湍流流场的大涡模拟亚格子模型.

在以前研究^[3] 的基础之上, 本文提出一种仍采用涡黏假设的亚格子模型. 该模型能使涡黏系数在壁面附近自动满足壁面修正, 保证了壁面附近涡黏系数趋于零的特性. 该模型也不需要像动态模型那样在某个方向上做平均处理, 因而节省了计算量, 扩大了模型的应用范围. 用该模型分别对槽道湍流壁面无吹吸和有吹吸的情况进行了数值模拟, 并对平均速度剖面、均方根速度及雷诺应力, 与直接数值模拟(DNS) 的结果进行了比较, 结果是满意的.

1 新的涡黏模型

在文献[3] 的基础之上, 仍采用涡黏假设, 提出一种通过壁面附近考虑强剪切的涡黏模型, 即剪切修正的涡黏模型. 这种涡黏模型通过考虑壁面附近的剪切作用, 使涡黏性满足壁面附近具有的特性, 具体的做法是: 在涡黏性中, 从应变率中减去由平均剪切引起的应变率, 得到新的涡黏性.

原来涡黏系数的表达式为

$$\nu = (c_s \Delta)^2 |\bar{S}|,$$

新的涡黏系数的表达式为

$$\nu = (c_v \Delta)^2 (|\bar{S}| - |f \langle \bar{S} \rangle|)$$

其中 $c_v = 0.02$,

$$f = 1 - (1 - c_0) \frac{th[c_1(y^+ - y_0^+)/2] + 1}{2}$$

$$c_0 = 0.05, y_0^+ = 50, c_1 = 32$$

图 1 给出了 f 的分布. 此模型能使涡黏系数在壁面附近自动满足壁面修正, 且能使涡黏系数

在脉动为零的地方自动为零. 该模型的计算量与 Smagorinsky 模型的计算量相当, 也不需要像动态模型那样需要在某个方向上做平均处理, 节省了计算量, 扩大了模型的应用范围.

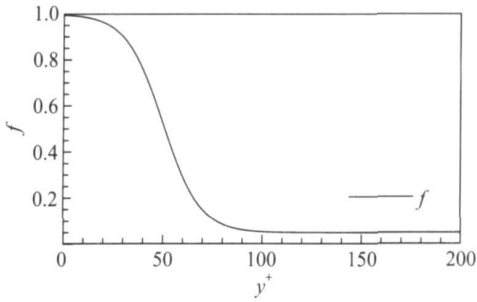


图 1 函数 f
Fig 1 Function f

Leveque 等人^[4] 也做了相关工作的研究, 得到了有意义的结果.

2 计算结果与讨论

2.1 方程与计算方法

方程与计算方法详细情况见文献[5].

考虑沿流向 x 的压力梯度 $\frac{\Delta \bar{p}}{\Delta x}$ 为常数的槽道流, 这样的压力梯度所产生的层流速度分布为 $U_1(1 - y^2)$, 其中, 中心速度 $U_1 = - \frac{\Delta \bar{p} h^2}{\Delta x 2 \rho \nu}$, h 为半槽宽度, ρ 为密度, ν 为运动学黏性系数.

用层流中心速度 U_1 , 半槽宽度 h 对不可压缩流动连续方程和 Navier-Stokes 方程进行无量纲化, 并进行滤波, 可以得到大涡模拟的控制方程

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = & - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i + \\ & \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\nu} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned} \tag{2}$$

其中

$$Re = \frac{U_1 h}{\nu}, \bar{P} = \frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{1}{3} R_{kk},$$

$$R_{ij} = \overline{u_i u_j} + \overline{u_i' u_j'} + \overline{u_i u_j'} + \overline{u_i' u_j} - \overline{u_i' u_j'},$$

$\bar{\nu}$ 为涡黏系数, 由亚格子模型理论给出.

计算时在流向和展向做傅立叶展开, 在法向用切比雪夫多项式展开. 对时间离散时, 线性项采用二阶精度的隐格式, 非线性项采用二阶精度的显格式.

层流雷诺数 Re_l 定义为

$$Re_l = Re = \frac{U_1 h}{\nu},$$

其中

$$U_1 = - \frac{\Delta \bar{p} h^2}{\Delta x 2 \rho \nu}$$

反映了槽道流的压力梯度; 湍流雷诺数 Re_t 定义为

$$Re_t = \frac{U_1 h}{\nu},$$

U_1 为湍流时槽道中心的平均速度; 湍流雷诺数 Re_{τ} 定义为

$$Re_{\tau} = \frac{u_{\tau} h}{\nu},$$

其中 u_{τ} 为壁面摩擦速度.

表 1 给出了两个算例的计算参数, 在 x, z 方向的网格采用均匀分布, y 方向的网格采用切比雪夫配置点分布.

表 1 两个大涡模拟算例的计算参数

Table 1 Simulation parameters for the two channel large eddy simulations

Re_t	Re_t	Re_{τ}	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$
16 200	3 210	180	6 $7\pi \times 2 \times 5\pi$	64 $\times 65 \times 64$
174 000	12 530	590	6 $7\pi \times 2 \times 5\pi$	128 $\times 129 \times 128$

2 2 无吹吸的情况

图 2 是湍流雷诺数 $Re_{\tau} = 590$ 情况下槽道流的平均速度剖面的对比图, 其中实线为 Spalding 剖面(其中的常数取 $k = 0.4, B = 5.5$, 下同), 点划线为 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果, 双点划线为 You D 等人^[7]用动态模型大涡模拟(DSM)的结果, 虚线为本文所提出的亚格子模型的大涡模拟计算结果. 从图中看到本文计算的结果与 Spalding 剖面及 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果符合的均较好, You D 等人^[7]使用动态模型得到的结果平均流剖面偏高.

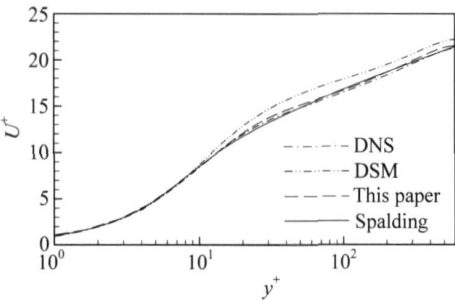


图 2 平均速度剖面($Re_{\tau} = 590$)

Fig 2 Profiles of the mean velocity at $Re_{\tau} = 590$

图 3 是湍流雷诺数 $Re_{\tau} = 590$ 情况下雷诺应力的对比图, 横轴为壁面坐标, 其中实线为 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果, 虚线为本文所提出

的亚格子模型的大涡模拟计算结果. 从图中看到本文计算的结果与 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果符合得很好.

图 4 是湍流雷诺数 $Re_{\tau} = 590$ 情况下脉动速度均方根的对比如, 实线为 Moser 等人^[6]直接数

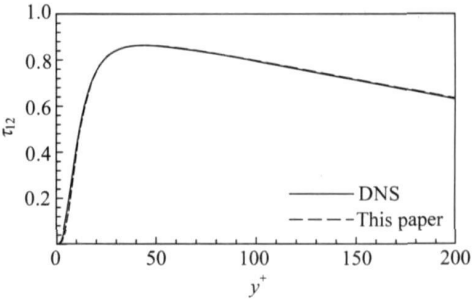


图 3 雷诺应力的分布($Re_{\tau} = 590$)

Fig. 3 Reynolds shear stress at $Re_{\tau} = 590$

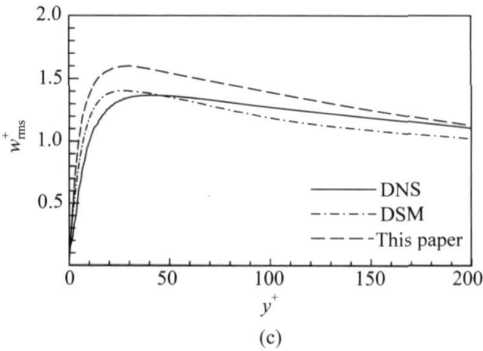
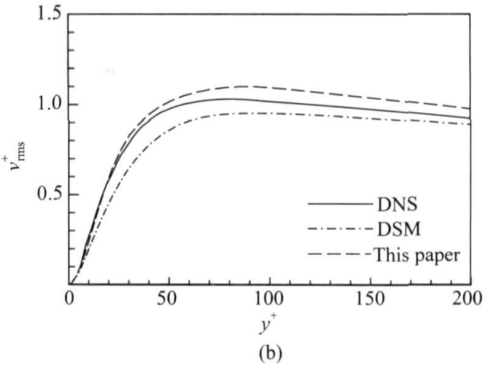
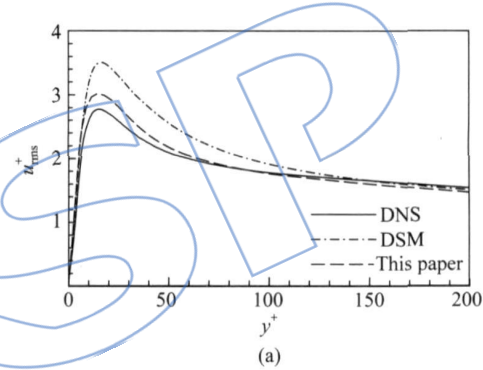


图 4 脉动速度均方根剖面图($Re_{\tau} = 590$)

Fig. 4 Root mean square velocity fluctuations in wall coordinates at $Re_{\tau} = 590$

值模拟的结果,点划线为 You D 等人^[7]使用动态模型大涡模拟的结果,虚线为本文所提出的亚格子模型的大涡模拟计算结果.图 4(a)为脉动速度均方根 u_{rms}^+ 的对比图,可以看到 You D 等人^[7]动态模型的结果在过渡区一直到对数区附近偏大,本文的计算结果较之有很大改善,只在峰值附近与直接数值模拟的结果有一定的偏差.图 4(b)为脉动速度均方根 v_{rms}^+ 的对比图,可以看到 You D 等人^[7]动态模型的结果偏小,本文的计算结果则偏大,但本文结果在壁面附近与直接数值模拟的结果符合的较之为好.图 4(c)为脉动速度均方根 w_{rms}^+ 的对比图,可以看到 You D 等人^[7]动态模型的结果一部分偏大、一部分偏小,本文的计算结果则总体偏大,但进入对数区后本文结果与直接数值模拟的结果符合越来越好.脉动速度均方根的主要贡献是 u_{rms}^+ ,因此,从整体上讲本文计算的结果与 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果符合得很好.

图 5 是湍流雷诺数 $Re_\tau=180$ 情况下槽道流的平均速度剖面的对比图,其中实线为 Spalding 剖面,双点划线为 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果,虚线为本文所提出的亚格子模型的大涡模拟计算结果.从图中看到本文计算的结果与 Spalding 剖面及 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果符合的均较好.

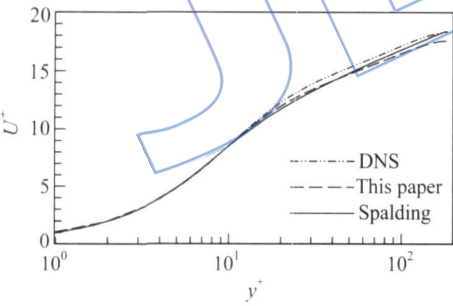


图 5 平均速度剖面($Re_\tau=180$)

Fig 5 Profiles of the mean velocity at $Re_\tau=180$

图 6 是湍流雷诺数 $Re_\tau=180$ 情况下雷诺应力的对比图,横轴为壁面坐标,其中实线为 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果,虚线为本文所提出的亚格子模型的大涡模拟计算结果.从图中看到本文计算的结果与 Moser 等人^[6]直接数值模拟的结果符合得很好.

图 7 是湍流雷诺数 $Re_\tau=180$ 情况下脉动速度均方根的对比图,其中实线为 Moser 等人^[6]直

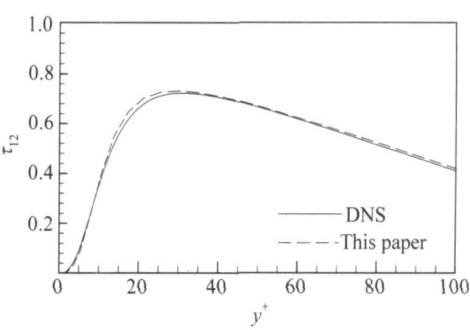


图 6 雷诺应力的分布($Re_\tau=180$)

Fig. 6 Reynolds shear stress at $Re_\tau=180$

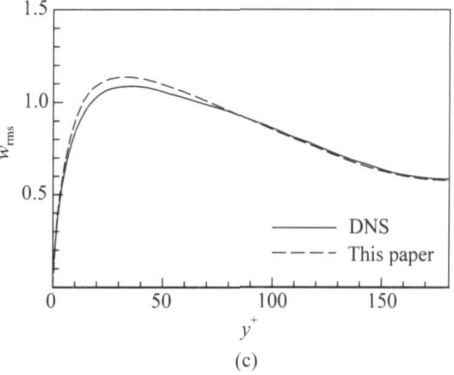
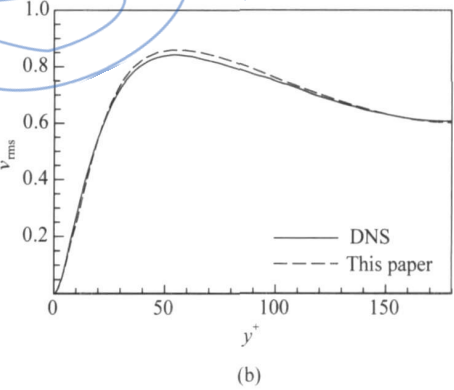
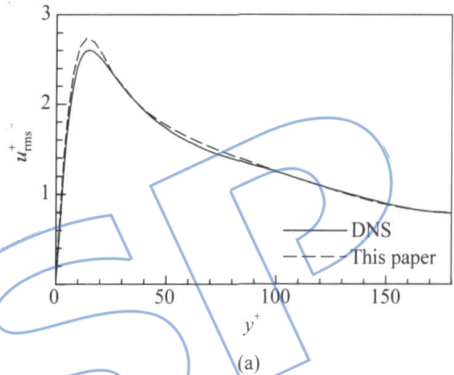


图 7 脉动速度均方根剖面图($Re_\tau=180$)

Fig. 7 Root mean square velocity fluctuations in wall coordinates at $Re_\tau=180$

接数值模拟的结果,虚线为本文所提出的亚格子

模型的大涡模拟计算结果. 图 7(a), (b), (c) 分别为脉动速度均方根 u_{rms}^+ , v_{rms}^+ , w_{rms}^+ 的对比图, 可以看到本文提出的亚格子模型对脉动速度均方根的预测结果与直接数值模拟的结果总体上符合的较好, 只是对峰值的预测仍然存在不大的偏差.

2 3 有吹吸的情况

在槽道的下壁面, 即 $y = -1$ 的壁面上加上时间定常、空间周期性的吹吸边界条件: $v = A \sin(\alpha x)$. 本文取 $\alpha = 3\omega$, $\omega = 0.3$, ω 是 Fourier 展开式中的基本波的波数. 其中 $Re_\tau = 180$ 时的吹吸幅值 $A = 0.001$, $Re_\tau = 590$ 时的吹吸幅值 $A = 0.0003$.

图 8、图 9、图 10 分别是湍流雷诺数 $Re_\tau = 180$ 情况下, 壁面有吹吸的槽道流的平均速度剖面、雷诺应力、脉动速度的对比图; 图中横坐标为槽宽坐标, 其中实线为本文直接数值模拟的结果, 虚线为本文所提出的亚格子模型的大涡模拟 (LES) 计算结果. 从图中看到本文大涡模拟计算的结果与直接数值模拟的结果符合的很好.

图 11、图 12、图 13 分别是湍流雷诺数 $Re_\tau = 590$ 情况下, 壁面有吹吸的槽道流的平均速度剖面、

雷诺应力、脉动速度的分布图, 图中横坐标为槽宽坐标.

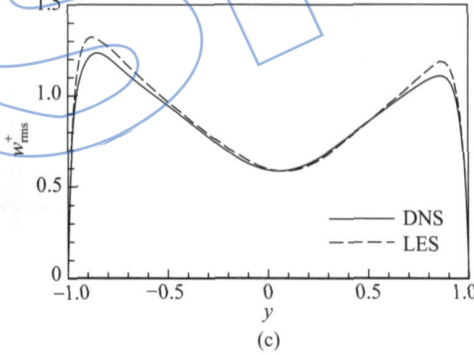
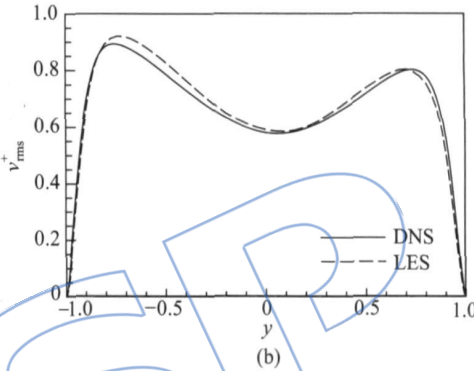
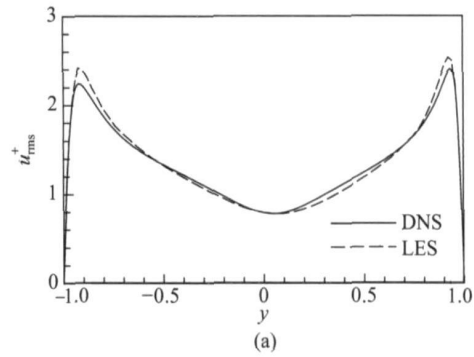


图 8 加吹吸的平均速度剖面 ($Re_\tau = 180$)

Fig. 8 Profiles of the mean velocity at $Re_\tau = 180$ (the case of blow and suction)

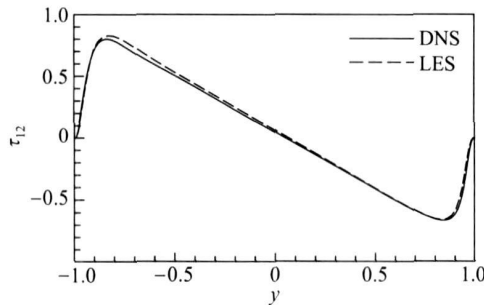


图 9 加吹吸的雷诺应力的分布 ($Re_\tau = 180$)
Fig. 9 Reynolds shear stress at $Re_\tau = 180$ (the case of blow and suction)

图 10 加吹吸的脉动速度均方根剖面图 ($Re_\tau = 180$)

Fig. 10 Root mean square velocity fluctuations at $Re_\tau = 180$ (the case of blow and suction)

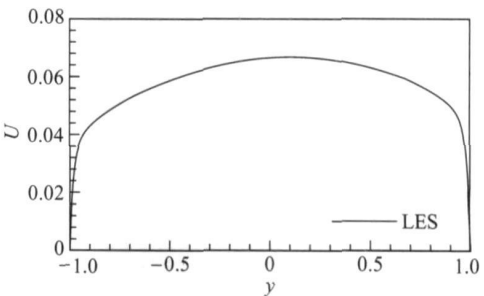


图 11 加吹吸的平均速度剖面 ($Re_\tau = 590$)
Fig. 11 Profiles of the mean velocity at $Re_\tau = 590$ (the case of blow and suction)

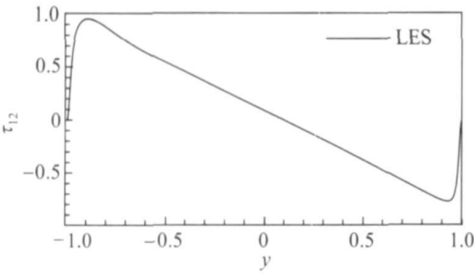


图 12 加吹吸的雷诺应力的分布 ($Re_\tau=590$)
Fig. 12 Reynolds shear stress at $Re_\tau=590$
(the case of blow and suction)

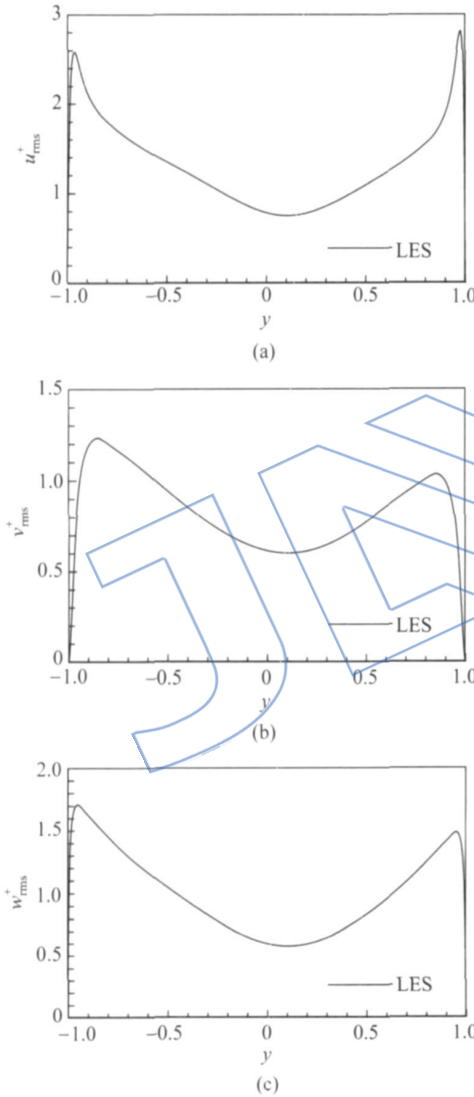


图 13 加吹吸的脉动速度均方根剖面图 ($Re_\tau=590$)
Fig. 13 Root mean square velocity fluctuations at $Re_\tau=590$
(the case of blow and suction)

综上,本文给出的使涡黏系数在壁面附近自动满足壁面修正的亚格子模型,能对壁面有吹吸的非平衡湍流进行模拟,并能给出令人满意的结果.

3 结 论

常用的亚格子模型计算得到的平均流整体偏大,其原因是壁面附近的涡黏系数太大,而不满足涡黏系数在壁面附近趋于零的特性.也有用壁面函数修正的方法进行处理的,但对于复杂壁面的流动,壁面函数修正法就不好用了.因此,本文提出了一种利用壁面附近强剪切对涡黏系数进行修正的亚格子模型,称为剪切修正的涡黏模型.该模型能使涡黏系数在壁面附近自动满足壁面修正,在脉动为零的地方,涡黏系数自动为零,保证了壁面附近涡黏系数趋于零的特性.该模型简单、稳健、精确,用该模型对槽道湍流壁面无吹吸、有吹吸,较低和较高雷诺数的情况进行了数值模拟,得到的结果与 DNS 结果吻合较好.这将有助于大涡模拟在高雷诺数下的复杂工程实际问题中的应用.

参考文献:

[1] Horiuti K. A new dynamic two parameter mixed model for large eddy simulation[J]. Physics of Fluids, 1997, 9 (11): 3443-3464.

[2] Gullbrand J. Grid independent large eddy simulation in turbulent channel flow using three dimensional explicit filtering[J]. Center for Turbulence Research, 2003, Annual Research Briefs: 33-342.

[3] 肖红林, 罗纪生. 大涡模拟中亚格子模型的改进及其在槽道湍流中的应用[J]. 航空动力学报, 2007, 22 (4): 583-587.

XIAO Honglin, LUO Jisheng. Improvement of sub grid model in large eddy simulation and applications in turbulent channel flow[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22 (4): 583-587. (in Chinese)

[4] Leveque E, Toschi F, Shao L, Bertoglio J P. Shear improved Smagorinsky model for large eddy simulation of wall bounded turbulent flows[J]. J. Fluid Mech., 2007, 570: 49-502.

[5] 肖红林, 周恒. 槽道湍流的大涡模拟[D]. 天津: 天津大学, 2004.

XIAO Honglin, ZHOU Heng. Large eddy simulation of turbulent channel flow[D]. Tianjin: Tianjin University, 2004. (in Chinese)

[6] Moser R D, Kim J, Mansour N N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau=590$ [J]. Physics of Fluid, 1999, 11 (4): 943-945.

[7] You D, Moin P. A dynamic global coefficient subgrid scale eddy viscosity model for large eddy simulation in complex geometries[J]. Physics of Fluid, 2007, 19 (6): 065110-1-065110-8.