

文章编号:1000-8055(2013)12-2685-06

不可压缩湍流的多尺度模型

董 鹤, 高 歌, 李志强, 唐杨杨, 许 欢, 包醒东

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院,

航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191)

摘 要: 基于可变时间间隔平均方法, 提出了一种不可压缩湍流多尺度模型及平均流动方程. 与传统的单尺度湍流模型不同, 该模型在建立的过程中, 保留了湍流的多尺度特性, 结合平均流动方程, 可以更好地预测湍流流场特征. 通过模拟平面后台阶流动和不对称平板扩压器流动, 并将预测结果与标准 $k-\epsilon$ 模型的预测结果对比, 初步验证了其可信性及优越性. 结果表明: 计算所得的平面后台阶流动的流向再附长度与台阶边压力系数比比标准 $k-\epsilon$ 模型提高精度约 20%; 平板扩压器流动的回流区位置误差约为 7%、倾斜壁面摩擦因数误差约为 5%, 而标准 $k-\epsilon$ 模型未能预测出分离现象. 可以看出该模型适用于典型的分离流动, 在湍流流场的预测中表现优异, 具有一定的工程应用价值.

关 键 词: 湍流模型; 多尺度; 可变时间间隔平均; 分离流动; 非定常

中图分类号: V211.1; O357.5

文献标志码: A

Multiscale model for incompressible turbulent flows

DONG He, GAO Ge, LI Zhi-qiang, TANG Yang-yang,

XU Huan, BAO Xing-dong

(National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine Aero-thermodynamics,
School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: A multiscale model based on variable interval time average method and a set of averaged equations for incompressible turbulent flows were presented. Unlike traditional turbulence models, the multiscale characteristics of turbulent flows were reserved during establishment, and more accurate prediction of the flow field was given. The credibility of this model was verified through numerical simulation of the flow over a back-facing step and the flow in an asymmetric plane diffuser. The reattachment length and the surface pressure coefficient on step-side wall for the flow over a back-facing step were closer to the experimental results than the results that calculated with the standard $k-\epsilon$ model, which is almost 20%. The error of the position of the recirculation zone for the flow in an asymmetric plane diffuser is almost 7%, and the error of the frictional resistance coefficient on inclined wall is almost 5%, while the flow separation could not be predicted using the standard $k-\epsilon$ model. Results show that this model is suitable for separated flows, and gives a more accurate prediction of flow field, so this model is useful in engineering application.

Key words: turbulence model; multiscale; variable interval time average;
separated flow; unsteady

收稿日期: 2013-06-21

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20131111.1602.007.html>

作者简介: 董鹤(1986—), 男, 辽宁辽阳人, 博士生, 主要从事湍流模型研究.

湍流是在连续介质范畴内流体的不规则运动,属于随机过程,湍流运动中的速度、压强等物理量都是时间和空间位置的不规则函数,而且包含了较宽的时间和空间的尺度范围^[1-2].因此,湍流研究的平均方法具有重要的理论意义和实用价值.一般来说,关于湍流量的统计,指的是系综平均.在定常湍流和均匀湍流中,可以分别用时间平均和空间平均来代替系综平均^[3].雷诺时间平均 Navier-Stokes 方程对于不封闭项雷诺应力的处理,多采用 Boussinesq 提出的涡黏性假设.涡黏性假设将分子黏度与湍流黏度类比,使用单一的速度和长度尺度构造涡黏系数.此种假设忽略了湍流脉动的多尺度特性,因此, Hanjalic 等^[4]提出湍流的双尺度模型.然而,无论是单尺度还是双尺度模型,在其建立的过程中,模型常数的确定方法无不是使用时间平均来代替系综平均,以致其对于非定常湍流预测结果的可信性大大降低.因此,有必要从根本,即统计平均的方法出发,来获取可以反映湍流多尺度的新模型.

1 模型建立

1.1 多尺度平均法

在统计平均中,不可压缩定常湍流的速度和压强可以分解为平均量和脉动量之和

$$u_i = \langle u_i \rangle + u'_i \quad (1)$$

$$p = \langle p \rangle + p' \quad (2)$$

其中

$$\langle u_i \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T u_i dt \right) \quad (3)$$

$$\langle p \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T p dt \right) \quad (4)$$

式(3)、式(4)代表瞬时量的时间平均.在实际应用中,无法完全达到 $T \rightarrow \infty$ 的条件,因此往往使用长时间平均来近似.按照此种分解办法,可以由 Navier-Stokes 方程分别得到平均运动方程和脉动运动方程

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (8)$$

式中 ρ 为流体密度, ν 为分子黏度.

传统的涡黏湍流模型^[5],均在此基础上发展而来,通过确定湍流运动的速度尺度和长度尺度,来获得湍流的涡黏系数.

显然,此种平均方法可以得到单一的速度尺度和长度尺度.然而,一般认为湍流的脉动包含了很宽的湍涡尺度范围,不同尺度的湍涡起到不同的作用,而且湍流能量往往集中在几个尺度的范围之内^[6].单尺度模型能获得比较好的预测结果的情形可能是流动本身就很接近于湍流能量的谱分布是处于平衡状态的^[7].而对于圆射流、尾迹以及有分离的流动,单尺度模型往往不能得出令人满意的预测结果.而且,此种分解方法得到的平均量与时间无关,不能很好地预测非定常湍流.因此,有必要对此种平均方法做出某种程度的修正或者采取一种新的平均方法.

可变时间间隔平均法^[3] (variable interval time average, VITA) 是一种检测湍流猝发过程的条件采样法,由 Blackwelder 和 Kaplan 在 1976 年最先提出. VITA 法的基本思想是:猝发过程中的湍流脉动应大于当地的均方根值,猝发过程开始时,流体质点应当处于加速过程.

假定已知湍流边界层中某一点的流向速度脉动的时间序列,则定义

$$\bar{u}_i(t, T) = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} u_i(\tau) d\tau \quad (9)$$

为可变时间间隔平均.式中 T 是计算局部平均量的窗口.在 $T \rightarrow \infty$ 时,则为时间平均,在 $T \rightarrow 0$ 时,则实际上并未平均,平均量即为瞬时量本身.

因此,假设不可压缩湍流的速度和压强可以按照如下方式分解:

$$u_i = \langle u_i \rangle + \sum_{l=1}^{\infty} u_i^{(l)} \quad (10)$$

$$p = \langle p \rangle + \sum_{l=1}^{\infty} p^{(l)} \quad (11)$$

其中

$$\langle u_i \rangle = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} u_i dt \quad (12)$$

$$\langle p \rangle = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} p dt \quad (13)$$

1.2 多尺度平均基本方程

由式(9)、式(12)和式(13)可以看出,平均量

与时间密切相关. 根据 VITA 方法, 若有 $0 < \dots < \alpha_{I+1} < \alpha_I < \dots < \alpha_2 < \alpha_1 < \alpha_0 = 1$, 则在时间 $\alpha_I T$ 内对瞬时量进行平均获得的平均量, 与在时间 T 内进行平均获得的平均量极有可能不完全相同. 因此, 可以定义

$$\langle u_i \rangle_I = \frac{1}{\alpha_I T} \int_{t-\frac{\alpha_I T}{2}}^{t+\frac{\alpha_I T}{2}} u_i dt \quad (14)$$

$$\langle p \rangle_I = \frac{1}{\alpha_I T} \int_{t-\frac{\alpha_I T}{2}}^{t+\frac{\alpha_I T}{2}} p dt \quad (15)$$

为湍流瞬时量的第 I 阶平均. 可以看出, $I=0$ 时, $\alpha_I=1$, $\frac{\alpha_I T}{2}=\frac{T}{2}$, $\langle u_i \rangle_0$ 和 $\langle p \rangle_0$ 即为传统的时间平均量; $I \rightarrow \infty$ 时, $\alpha_I \rightarrow 0$, $\frac{\alpha_I T}{2} \rightarrow 0$, $\langle u_i \rangle_\infty$ 和 $\langle p \rangle_\infty$ 即为实际上并未平均的瞬时量. 由于此种短时间平均方法与时间密切相关, 平均值不仅是 t 的函数, 而且是 T 的函数, 与传统雷诺平均值与时间无关不同, 所以在此基础上发展的湍流模型有望比传统的平均方法更好地预测非定常湍流. 平均过程可以理解为在原始信号中逐级地滤掉高频或者称为高阶部分, 使之平滑化^[8].

定义第 I 阶与第 $I-1$ 阶平均量之差为第 I 阶脉动量, 即

$$u_i^{(I)} = \langle u_i \rangle_I - \langle u_i \rangle_{I-1} \quad (16)$$

$$p^{(I)} = \langle p \rangle_I - \langle p \rangle_{I-1} \quad (17)$$

则式(10)和式(11)可以改写为

$$u_i = \langle u_i \rangle_0 + \sum_{I=1}^{\infty} u_i^{(I)} = \dots = \langle u_i \rangle_J + \sum_{I=J+1}^{\infty} u_i^{(I)} \quad (18)$$

$$p = \langle p \rangle_0 + \sum_{I=1}^{\infty} p^{(I)} = \dots = \langle p \rangle_J + \sum_{I=J+1}^{\infty} p^{(I)} \quad (19)$$

显然 $\left[\sum_{I=J+1}^{\infty} u_i^{(I)} \right]_L = 0$, $\left[\sum_{I=J+1}^{\infty} p^{(I)} \right]_L = 0$, 在 $L \leq J$ 时均成立.

将式(16)和式(17)代入 Navier-Stokes 方程, 可以得到

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle_J}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_i \rangle_J}{\partial t} + \langle u_j \rangle_J \frac{\partial \langle u_i \rangle_J}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle_J}{\partial x_i} + \\ & \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle_J}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\sum_{I=J+1}^{\infty} u_i^{(I)} \right) \left(\sum_{I=J+1}^{\infty} u_j^{(I)} \right) \right]_J \end{aligned} \quad (21)$$

对于 $u_i^{(I)}$, $u_i^{(I+N)}$ 均为其高阶脉动量, 因此易

知 $\langle u_i^{(I)} u_j^{(I+N)} \rangle_{I+N} = 0$, 代入式(21), 则湍流瞬时量的第 J 阶平均方程可以写为

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle_J}{\partial x_i} = 0 \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_i \rangle_J}{\partial t} + \langle u_j \rangle_J \frac{\partial \langle u_i \rangle_J}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle_J}{\partial x_i} + \\ & \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle_J}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{I=J+1}^{\infty} \langle u_i^{(I)} u_j^{(I)} \rangle_J \end{aligned} \quad (23)$$

用第 J 阶平均方程减去第 $J-1$ 阶平均方程, 得到第 J 阶脉动方程

$$\frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial t} = 0 \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial t} + \langle u_j \rangle_{J-1} \frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_j} + u_j^{(J)} \frac{\partial \langle u_i \rangle_{J-1}}{\partial x_j} = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{(J)}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i^{(J)}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} u_i^{(J)} u_j^{(J)} - \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{I=J+1}^{\infty} \langle u_i^{(I)} u_j^{(I)} \rangle_J + \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{I=J}^{\infty} \langle u_i^{(I)} u_j^{(I)} \rangle_{J-1} \end{aligned} \quad (25)$$

特别地, $J=0$ 时, 第 0 阶平均方程右端出现的不封闭项 $-\sum_{I=1}^{\infty} \langle u_i^{(I)} u_j^{(I)} \rangle_0$ 即相当于传统平均方法得到的雷诺应力项, 可仿照雷诺应力的封闭关系式进行封闭, 下面给出一种封闭方法.

1.3 模型方程

从第 J 阶湍流脉动方程出发, 将第 J 阶 $u_i^{(J)}$ 脉动方程上乘以 $u_j^{(J)}$, 再将第 J 阶 $u_j^{(J)}$ 脉动方程上乘以 $u_i^{(J)}$, 两式相加后做 0 阶平均运算, 并进行张量缩并, 可以得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial k^{(J)}}{\partial t} + \langle u_j \rangle_0 \frac{\partial k^{(J)}}{\partial x_j} = & -\langle u_i^{(J)} u_j^{(J)} \rangle_0 \frac{\partial \langle u_i \rangle_0}{\partial x_j} + \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\frac{1}{\rho} \langle p^{(J)} u_j^{(J)} \rangle_0 - \frac{1}{2} \langle u_i^{(J)} u_i^{(J)} u_j^{(J)} \rangle_0 + \right. \\ & \left. \nu \frac{\partial k^{(J)}}{\partial x_j} \right] - \nu \left[\frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_j} \frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_j} \right]_0 \end{aligned} \quad (26)$$

其中

$$k^{(J)} = \frac{1}{2} \langle u_i^{(J)} u_i^{(J)} \rangle_0 \quad (27)$$

称为第 J 阶湍动能.

由式(26)可以看出第 J 阶湍动能输运方程与传统平均方法得到的湍动能输运方程在形式上完全相同. 方程右端第一项为第 J 阶湍动能的产生项, 方程右端第二项为梯度形式项, 表示一种扩散过程, 为第 J 阶湍动能的扩散项, 方程右端最后一项为第 J 阶湍动能的耗散项, 使第 J 阶湍动能不断损失.

令

$$\epsilon^{(J)} = \nu \left[\frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_j} \frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_j} \right]_0 \quad (28)$$

利用第 J 阶湍流脉动方程也可以得到第 J 阶湍动能耗散率的输运方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial t} + \langle u_j \rangle_0 \frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial x_j} = & -2\nu \left[u_k^{(J)} \frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_j} \right]_0 \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle_0}{\partial x_j \partial x_k} - \\ & 2\nu \left[\left(\frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_k} \frac{\partial u_j^{(J)}}{\partial x_k} \right)_0 + \left(\frac{\partial u_k^{(J)}}{\partial x_i} \frac{\partial u_j^{(J)}}{\partial x_j} \right)_0 \right] \frac{\partial \langle u_i \rangle_0}{\partial x_j} - \\ & 2\nu \left[\frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_k} \frac{\partial u_j^{(J)}}{\partial x_j} \frac{\partial u_k^{(J)}}{\partial x_k} \right]_0 - 2\nu^2 \left[\frac{\partial^2 u_i^{(J)}}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 u_i^{(J)}}{\partial x_j \partial x_k} \right]_0 + \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-2\frac{\nu}{\rho} \left(\frac{\partial p^{(J)}}{\partial x_k} \frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_k} \right)_0 - \right. \\ & \left. \nu \left(\frac{\partial u_i^{(J)}}{\partial x_k} \frac{\partial u_j^{(J)}}{\partial x_k} u_j^{(J)} \right)_0 \right] + \nu \frac{\partial^2 \epsilon^{(J)}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (29) \end{aligned}$$

由式(29)可以看出第 J 阶湍动能耗散率的输运方程与传统平均方法得到的湍动能耗散率的输运方程在形式上完全相同,类似的,也由产生、扩散和耗散 3 种物理机制构成。

采用 $\sqrt{k^{(I)}}$ 作为第 I 阶湍流脉动速度尺度, $\frac{k^{(I)}}{\epsilon^{(I)}}$ 作为第 I 阶湍流脉动时间尺度,则使用涡黏假设时,有

$$-\sum_{l=1}^{\infty} \langle u_i^{(l)} u_j^{(l)} \rangle_0 = 2 \sum_{l=1}^{\infty} \nu_l^{(l)} \langle S_{ij} \rangle_0 - \frac{2}{3} \sum_{l=1}^{\infty} k^{(l)} \delta_{ij} \quad (30)$$

其中 $\nu_l^{(l)}$ 称为第 I 阶湍流黏度,而且

$$\nu_l^{(l)} = C_{\mu}^{(l)} \frac{[k^{(l)}]^2}{\epsilon^{(l)}} \quad (31)$$

$C_{\mu}^{(l)}$ 为模型常数。

采用与标准 $k-\epsilon$ 相同的模化方式^[3],可将任意第 J 阶湍动能及其耗散率的输运方程模化如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k^{(J)}}{\partial t} + \langle u_j \rangle_0 \frac{\partial k^{(J)}}{\partial x_j} = & 2\nu^{(J)} \langle S_{ij} \rangle_0 \langle S_{ij} \rangle_0 + \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu^{(J)}}{\sigma_k^{(J)}} \right) \frac{\partial k^{(J)}}{\partial x_j} \right] - \epsilon^{(J)} \quad (32) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial t} + \langle u_j \rangle_0 \frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial x_j} =$$

$$C_{\epsilon 1}^{(J)} \frac{\epsilon^{(J)}}{k^{(J)}} 2\nu^{(J)} \langle S_{ij} \rangle_0 \langle S_{ij} \rangle_0 +$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu^{(J)}}{\sigma_{\epsilon}^{(J)}} \right) \frac{\partial \epsilon^{(J)}}{\partial x_j} \right] - C_{\epsilon 2}^{(J)} \frac{[\epsilon^{(J)}]^2}{k^{(J)}} \quad (33)$$

尽管短时间平均值与 T 有关,不过由于其控制方程中不显含 T,因此在其确定以后,就不再对控制方程产生影响。兼顾计算量与计算精度,本文根据平面槽道湍流的直接数值模拟结果取 $J=1,2$ 模型方程进行标定,建议各模型常数如表 1 所示。

表 1 模型常数表

Table 1 Closure Coefficients

$C_{\mu}^{(1)}$	$\sigma_k^{(1)}$	$\sigma_{\epsilon}^{(1)}$	$C_{\epsilon 1}^{(1)}$	$C_{\epsilon 2}^{(1)}$
0.09	0.9	1.2	1.41	1.85
$C_{\mu}^{(2)}$	$\sigma_k^{(2)}$	$\sigma_{\epsilon}^{(2)}$	$C_{\epsilon 1}^{(2)}$	$C_{\epsilon 2}^{(2)}$
0.09	1.2	1.5	1.66	1.97

2 控制方程

采用不可压缩 0 阶平均 Navier-Stokes 方程与本文提出的多尺度模型耦合求解。

连续方程

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle_0}{\partial x_i} = 0 \quad (34)$$

动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u_i \rangle_0}{\partial t} + \langle u_j \rangle_0 \frac{\partial \langle u_i \rangle_0}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle_0}{\partial x_i} + \\ & \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle_0}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{l=1}^{\infty} \langle u_i^{(l)} u_j^{(l)} \rangle_0 \quad (35) \end{aligned}$$

模型方程及模型常数见式(32)、式(33)和表 1。

为检验本文模型的预测能力,又采用标准 $k-\epsilon$ 模型的计算,将其结果作为参考值。控制方程见文献[5]。

3 算例验证

3.1 平面后台阶流动

平面后台阶流动是一种广泛存在的流动形式,具有典型的分离再附特性。之前已经有学者对平面后台阶流动做了许多实验研究^[9]和数值研究^[10],并获得了令人信服的结果。本文采用的后台阶通道形状与文献[9]中实验所用的通道形状一致,台阶高度 $H=38.1 \text{ mm}$,台阶前通道长度为 $5H$,台阶后通道长度为 $30H$,台阶前通道高度为 $2H$,通道进口为充分发展流动,平均流速为 18.6 m/s ,因此基于台阶高度的雷诺数为 4.8×10^4 。通道出口距离再附点较远,采用压力出口边界条件即可保证计算精度,使结果可信。上下壁面均采用无滑移边界条件。

根据文献[9]中实验测定,在上述条件下,流向再附长度为 $7.0H$ 。计算结果显示:使用标准 $k-\epsilon$ 模型时,计算的流向再附长度为 $5.3H$,误差较大;而采用本文模型时,计算的流向再附长度为 $6.8H$,满足工程需要精度。图 1 和图 2 分别显示了使用两组模型计算的局部平均流线。

图 3 显示了台阶边压力系数分布的情况。可以

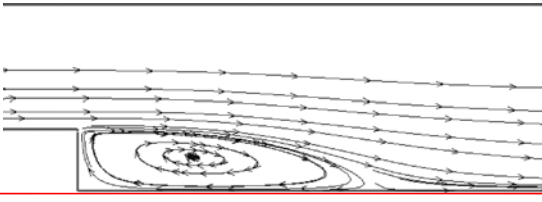
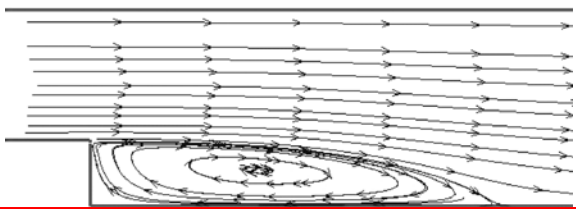
图 1 使用标准 $k-\epsilon$ 模型的局部平均流线Fig. 1 Local averaged streamline calculated with standard $k-\epsilon$ model

图 2 使用本文模型的局部平均流线

Fig. 2 Local averaged streamline calculated with the presented model

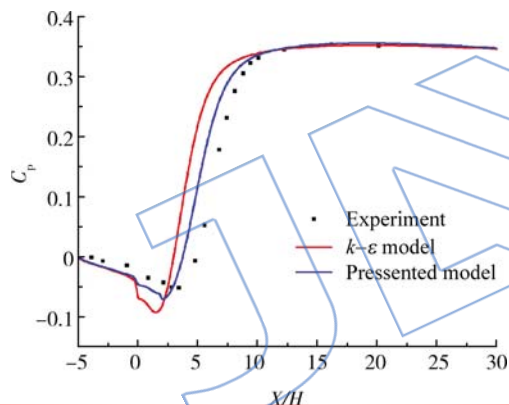


图 3 台阶边压力系数分布

Fig. 3 Surface pressure coefficient on step-side wall

看出,在再附点附近,本文使用的模型比标准 $k-\epsilon$ 模型在计算精度上有了显著改善.而在再附点之前,对于捕捉压力系数最低值的位置,本文使用的模型比标准 $k-\epsilon$ 模型也有一定程度的改善.

3.2 不对称平板扩压器流动

不对称平板扩压器流动是另一种典型的分离流动,其几何结构简单,但是流动状态十分复杂,涵盖了湍流边界层流动,光滑壁面的分离再附流动,以及最后重新发展成湍流边界层流动.大多数湍流模型无法准确预测不对称平板扩压器流动的分离点与再附点,甚至无法预测分离现象,因此可以检验湍流模型预测能力.

对于此种流动的实验研究^[11-12]和数值研

究^[13-14]已经开展了很多,本文选择 Buice 和 Eaton^[12]的不对称平板扩压器实验数据与本文模型和标准 $k-\epsilon$ 模型的预测结果做对比研究.扩压器进口速度为 19.48 m/s ,进口段槽道宽度为 H ,进口段长度为 $10H$,扩张段长度为 $21H$,出口段长度为 $59H$,出口段槽道宽度为 $4.7H$,几何结构如图所示.根据实验研究,从进口到扩张段起点处,流动为充分发展槽道流动,经过扩张段起始点后,边界层内速度型逐渐亏损至流动滞止,而后在逆压梯度的作用下发生回流,分离点位于扩张段起始点后 $7.0H$ 处,再附点位于扩张段起始点后 $29H$ 处.

计算结果显示:使用标准 $k-\epsilon$ 模型时,并没有预测出分离现象;而采用本文模型时,预测的分离点位于扩张段起始点后 $6.7H$ 处,再附点位于扩张段起始点后 $26.8H$ 处.而根据江立军^[15]的结果,使用标准模型虽然可以预测出分离现象,不过分离位置严重偏前,回流区偏小,精度也不如本文模型.图 4 和图 5 分别显示了使用两组模型计算的局部平均流线.

图 6 显示了摩擦因数 C_f 沿下壁面的分布.可

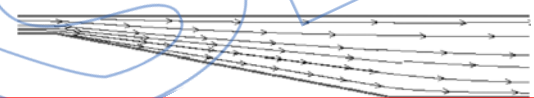
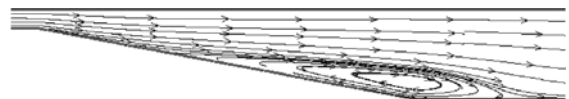
图 4 使用标准 $k-\epsilon$ 模型的局部平均流线Fig. 4 Local averaged streamline calculated with standard $k-\epsilon$ model

图 5 使用本文模型的局部平均流线

Fig. 5 Local averaged streamline calculated with the presented model

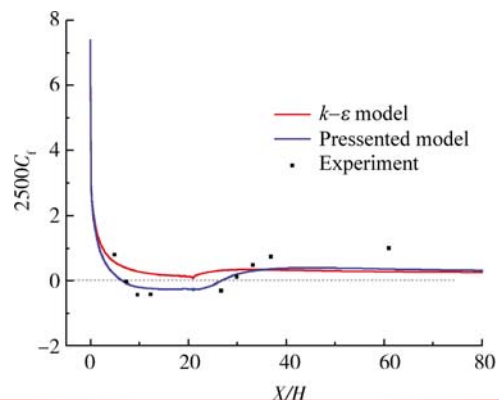


图 6 倾斜壁面摩擦因数分布

Fig. 6 Frictional resistance coefficient on inclined wall

以看出,本文模型不仅较为成功地预测了分离点和再附点,摩擦因数整体上与实验值也较为接近.

4 结 论

基于 VITA 方法,本文提出了一种不可压缩湍流模型.该模型在建立的过程中,保留了湍流的多尺度特性,结合平均流动方程,有望更好地预测湍流流场特征.通过模拟平面后台阶流动和不对称平板扩压器流动,可以看出该模型适用于典型的分离流动,在湍流流场的预测中表现优异,具有一定的工程应用价值.后续工作将验证其在其他类型流动的适用性及优越性.

参考文献:

- [1] Frisch U. Turbulence [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [2] Yih C S. Fluid mechanics [M]. New York: McGraw-Hill, 1969.
- [3] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流理论与模拟 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2005.
- [4] Hanjalic K, Launder B E, Schiestel R. Multiple-time-concepts in turbulence transport modeling [R]. NASA NSG-2256, 1980.
- [5] Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD [M]. California: DCW Industries, 2006.
- [6] 是勋刚. 湍流 [M]. 天津: 天津大学出版社, 1994.
- [7] 陶文铨. 数值传热学 [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.
- [8] 陈景仁. 湍流模型及有限分析法 [M]. 上海: 上海交通大学出版社, 1989.
- [9] Kim J, Kline S J, Johnston J P. Investigation of a reattaching turbulent shear layer: flow over a backward-facing step [J]. Journal of Fluids Engineering, 1980, 102(3): 41-48.
- [10] Thangam S, Speziale C G. Turbulent separated flow past a backward-facing step: a critical evaluation of two-equation turbulence models [J]. AIAA Journal, 1992, 30(5): 1314-1320.
- [11] Obi S, Aoki K, Masuda S. Experimental and computational study of turbulent separating flow in an asymmetric plane diffuser [R]. Kyoto: 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, 1993.
- [12] Buice C U, Eaton J K. Experimental investigation of flow through an asymmetric plane diffuser [J]. Journal of Fluids Engineering, 2000, 122(2): 433-435.
- [13] Durbin P. Separated flow computations with the $k-\omega-v^2$ model [J]. AIAA Journal, 1995, 33(4): 659-664.
- [14] Apsley D D, Leschziner M A. Advanced turbulence modeling of separated flow in a diffuser [J]. Flow, Turbulence and Combustion, 1999, 63(1/2/3/4): 81-112.
- [15] 江立军. 对湍流模化的反思思考与模拟研究 [D]. 北京: 北京航空航天大学, 2012.
- JIANG Lijun. Reconsideration on turbulence modeling and numerical study [D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2012. (in Chinese)