

中国工程热物理学会

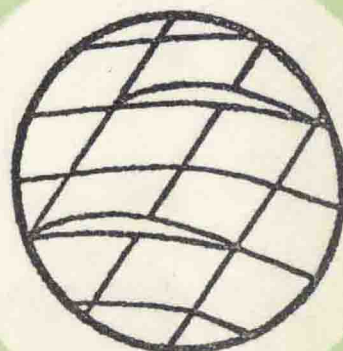
热机气动热力学学术会议

论文集

一九九八

杭州

中国工程热物理学会编



热机气动热力学目录

一. 湍流模型及计算方法的研究

- 902050 一种新的无矩阵运算的高效差分格式 祁明旭、刘斌、丰镇平 I -1-6
- 982049 湍流应力输运方程中速度压力关联项和耗散项的模型在旋转流动中的应
用研究 吕盘明 I -7-8
- 982013 具有 TVD 性质的三阶精度 GODUNOV 格式在三维粘性流场计算中的应用
..... 王松涛、袁宁、王仲奇、冯国泰 I -15-7
- 982029 可压缩 K- ω 方程紊流模型及其应用
..... 李国君、丰镇平、徐克鹏、沈祖达 I -22-8
- 982027 用格子 Boltzmann 方法模拟激波与有限振幅波 闫广武、徐旭 I -30-6
- 982040 扩压度及旋转对通道内三维紊流流动影响的数值分析
..... 刘小民、席光、王尚锦 I -36-7
- 982009 二维自由剪切层流动特性的数值模拟
..... 王赫阳、王希麟、张会强、郭印诚、林文漪 I -43-8
- 982007 应用高分辨率迎风格式精确分析透平叶栅三维湍流流场
..... 张宏武、徐纲、袁新、叶大均 I -51-6
- 982077 一种快速生成五面体非结构网格的方法
..... 王保国、孙成海、倪德迈、沈孟育 I -57-9

二. 数值模拟方法的研究和应用

- 982043 采用端壁边界层抽吸方法抑制叶栅二次流的效果分析
..... 郭绪奎、俞茂铮 II -1-6
- 982034 不同环境压力下塞式喷管流场的数值模拟
..... 诸葛伟林、张扬军、程荣辉、张宝宁 II -7-5
- 982018 风力透平叶片表面增加局部粗糙度对升阻比影响的数值分析
..... 钟洪亮、孟聚娟、陈佐一 II -12-6
- 982053 发动机热流数值仿真体系建立的研究
一 发动机数值仿真试验台建立研究之一
..... 冯国泰、黄家骅、顾中华、施发树、刘振德 II -18-6
- 982054 应用统一数字模型的发动机数值仿真试验台建立与初步仿真计算
一 发动机数值仿真试验台建立研究之二
..... 施发树、刘天洲、冯国泰 II -24-6
- 982005 弯扭叶片的低工况性能数值模拟分析
..... 文雪友、马云翔、林志鸿、黄洪雁、冯国泰 II -30-6

982014	叶片弯曲对跨音涡轮叶栅流场影响的数值分析	王松涛、王仲奇、冯国泰	II -36-7
982020	跨音速旋转气冷涡轮叶栅流场计算研究	陈浮、王仲奇、冯国泰	II -43-5
982035	环形叶栅中二次流与损失的数值模拟	王正明、贾希诚	II -48-7
982036	叶顶间隙对环形叶栅三维粘性流场影响的数值分析	贾希诚、王正明	II -55-6
982058	离心式压缩机叶片扩压器内部流动二维数值分析	刘小民、席光、王尚锦	II -61-5
982060	使用槽道平均模型的多叶片排 N-S 方程并行计算	赵晓路	II -66-6
982023	弯曲叶片压气机叶栅内二次流的数值研究	贾剑波、钟兢军、王仲奇	II -72-6
982022	压气机叶栅内二次流的数值研究	贾剑波、钟兢军、王仲奇	II -78-8
982008	翼型大攻角低速分离流动的数值模拟	袁新、江学忠	II -86-6
982047	用 SMAC 方法对二维非定常流动的数值模拟	谢海英、吴克启	II -92-8
982048	无叶扩压器离心式压气机内旋涡运动的数值研究	陈乃兴、黄伟光	II -100-11
982055	用 STC 格式求解二维激波—边界层相互作用问题	黄修乾、徐建中	II -111-8
982068	有无叶顶间隙条件下斜流风机叶轮内部三维流动的数值研究	赖焕新、康顺、谭春青、吴克启	II -119-8
982084	透平转子直列叶栅流场及其总压损失的数值研究	徐旭、康顺、谭春青	II -127-8

三. 设计及优化

982044	机匣处理若干问题探讨	蒋世亮	III -1-8
982032	风扇转子前缘曲线相对掠对性能的影响	邢秀清、单鹏、周盛	III -9-6
982031	高负荷亚预旋子午较大后掠转子的一种尖部气动失稳	单鹏	III -15-3
982073	超音速燃烧过程中湍流掺混与混合增强的研究	黄伟光	III -18-9
982045	轴流对旋风机的设计和实验研究	梁锡智、吴海	III -27-6
982052	现代涡轮设计中损失估算体系	顾中华、王松涛、袁宁、陈浮、黄鸿雁	III -33-6
982033	弯扭叶片动力学——回顾与展望	苏杰先、王仲奇	III -39-8
982079	转/静干扰效应纳入设计体系的途径探索	李路成、周盛	III -47-8

982083	小型航空压气机 CFD 设计系统	温殿忠、温泉、陈国智	III -55-7
982030	高负荷后掠风扇设计若干基本问题	单鹏、桂幸民、周盛、周拜豪、程荣辉、兰发祥	III -62-8
982006	固体火箭发动机内装药喷管潜入段三维流场的数值模拟	袁新、金琰	III -70-6
982015	一种适用于涡轮全三维设计的气动设计体系	袁宁、王松涛、顾中华、陈浮、王仲奇、张振家、冯国泰	III -76-8
982072	跨声速平面叶栅多工况点反命题变分原理： 人工来流振荡模型	刘高联	III -84-5
982075	直列叶栅的内在倾斜效果	徐星仲、蔡虎、朱斌、蒋洪德	III -89-5
982071	变比热激波关系式及其在高超声速进气道计算中的应用	秦立森	III -94-6
982074	透平级的三维定常粘性流动计算	朱斌、徐星仲、蔡虎、蒋洪德	III -100-6
982076	上下端壁形状对轴流叶栅通道性能的影响	蔡虎、朱斌、徐星仲	III -106-6

四. 非定常流动和气动声学

982016	叶轮机叶片流体激振安全性的全功能分析	陈佐一、刘红、吴晓峰	IV -1-6
982078	一个跨音风扇级转 / 静干扰流场的时间精确模拟	李路成、周盛	IV -7-8
982037	离心风机气动噪声的主动与被动控制	王宁、汪庆桓	IV -15-4
982070	进气道计算不起动现象若干问题讨论	王硕、徐建中	IV -19-10
982011	蜗舌消声器的数值模拟	汤育红、喻达之、汪庆桓	IV -29-6
982012	离心风机离散噪声预测	喻达之、汤育红、汪庆桓	IV -35-4
982038	叶轮机动静叶片排非定常气动干涉的数值模拟	黄伟光、陈乃兴、山崎伸彦、难波昌伸	IV -39-8
982056	轴流压气机旋转失速先兆过程中的频率阶跃现象	程晓斌、聂超群、陈静宜	IV -47-8
982025	轴流叶轮机三维非定常粘性流动数值分析	刘前智、周新海	IV -55-6
982069	跨音压气机近失速状态的非定常特征	聂超群、桂幸民、于清、王同庆、陈静宜	IV -61-11
982028	跨音速透平叶栅内激波及其与边界层和尾迹干扰的数值模拟	丰镇平、徐克鹏、李国君、叶芳、童彤、郝庆	IV -72-8

982085 振动叶栅中三维振荡粘性流场的压力密度消去法 黄典贵 IV -80-6

五. 实验研究

982082 翼型近尾迹流动的 PIV 研究 刘宝杰、王光华、高歌 V -1-8

982063 扩压叶栅叶片与端壁角区紊流流动实验研究
..... 刘火星、陈矛章、蒋浩康 V -9-8

982064 从端壁动态压力场看压气机转子尖区流场 马宏伟、蒋浩康 V -17-5

982065 轴流压气机转子尖区三维紊流特性
..... 马宏伟、蒋浩康、叶大均、徐刚、赵全春、董玉玺 V -22-8

982066 涡轮叶栅端壁区非定常流场显示
..... 马宏伟、蒋浩康、马艳红、曲承魁 V -30-4

982067 动叶尾迹在扩压叶栅内传播的非定常流场显示
..... 马宏伟、蒋浩康、曲承魁、马艳红 V -34-6

982062 扩压叶栅叶片与端壁角区附面层的发展和旋涡流动实验研究
..... 刘火星、陈矛章、蒋浩康 V -40-8

982059 三种现代流动测量技术的应用与分析 徐月亭、蒋浩康 V -48-8

982057 叶轮出口总温总压测量用单热膜吸气探针的研究
..... 蒋浩康、邢叔楚、王洪伟、马宏伟 V -56-6

982002 环形压气机叶栅内部分离流结构分析第一部分：
近壁区分离流结构分析 李宇红、叶大均 V -62-6

982003 环形压气机叶栅内部分离流结构分析第二部分：
流道内分离流结构分析 李宇红、叶林均 V -68-6

982026 多级轴流压气机总压畸变试验研究 顾扬、张健 V -74-7

982019 前缘逆主流喷射冷气时涡轮叶栅流场性能研究
..... 陈浮、宋彦萍、王仲奇 V -81-6

982021 在环形透平静叶栅中叶片的弯曲作用
..... 宋彦萍、王仲奇、芦文才、徐文远 V -87-6

982039 离心叶轮内三维湍流流场的实验研究
..... 刘正先、曹淑珍、谷传纲、苗永森、范春辉 V -93-5

982061 弯叶片降低损失机理的实验研究 韩万今、安柏涛、王仲奇 V -98-6

982080 燃气轮机叶轮与导叶轮之间空腔中流体速度场的研究 赵亚滨 V -104-8

一种新的无矩阵运算的高效差分格式

祁明旭 刘斌 丰镇平

(西安交通大学叶轮机械研究所, 西安, 710049)

[摘要]本文提出了一种新的显、隐两步差分格式。该格式在构造显式和隐式差分步时,采用即时修正的思想,充分利用了 $n+1$ 时刻点的信息值,从而可以加速边界信息在计算区域的传播速度;同时,在隐式步计算中,结合谱半径思想,简化了格式,完全避免了矩阵运算。通过对一维缩放喷嘴算例的计算表明,新格式可以减少 $3/4 \sim 1/2$ 的计算时间,是一种高效的差分格式。

关键词: 差分格式 矩阵运算

一. 概述

随着计算机技术的高速发展,全三维流场的数值计算已成为一种反映某种流动工况流动特性的非常有效、可靠的手段。然而,通过时间推进法的全三维数值计算来获得计算流场区域的收敛信息需要耗费大量的计算时间和资源。而在较多的情况下,进行全三维计算的目的是进行设计或者优化(如透平机械中的叶型正设计问题),这就要求计算的时间越短越好。进行三维数值模拟的计算时间及计算量在计算条件相同的情况下(如网格数、出入口参数等)取决于计算所采用的差分格式以及计算方法。近几年来,已经发展出来许多高效的差分格式^{[1][2][3]}。所有这些差分格式基本上都是采用较大的时间步以使得边界信息快速传播至整个流场。本文从差分格式上进行了改进,引入了即时修正和谱半径的思想,在相同的时间步长的条件下,能够加速信息在流场内的传播,并完全避免了求解隐式步计算时的矩阵运算,大大减小了计算量,从而获得了一种高效的差分格式。本文给出了新型差分格式的构造,并以准一维的缩放喷嘴为算例进行了考核,证明了本文所发展的格式是正确的、有效的。

二. 差分格式的构造

考虑矢量形式的双曲型方程:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

引入 Jacobian 系数矩阵: $A = \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{U}}$, 式 (1) 可以写成:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + A \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

对 U^{n+1} 进行 Taylor 展开有:

$$U^{n+1} = U^n + \Delta t \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + O(\Delta t)^3 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \delta U^{n+1} &= U^{n+1} - U^n \\ \delta F^{n+1} &= F^{n+1} - F^n \end{aligned} \quad (4)$$

式 (3) 的等号右端第二项用来构造显式部分; 将式 (1) 代入可得:

$$\Delta U^n = \Delta t \frac{\partial U}{\partial t} = \Delta t \left[-\frac{\partial F}{\partial x} \right] \quad (5)$$

式 (3) 的等号右端第三项用来构造格式的隐式部分:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial F}{\partial x} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial F}{\partial t} \right] \quad (6)$$

式中 $\frac{\partial F}{\partial t}$ 可以根据式 (4) 得到:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\delta F^{n+1}}{\Delta t} + o(\Delta t) \quad (7)$$

将式 (7) 代入 (6) 中有:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{1}{\Delta t} \left[-\frac{\partial \delta F^{n+1}}{\partial x} \right] \quad (8)$$

这样, 就构成了一种显隐差分格式:

显式部分:

$$\Delta U^n = \Delta t \left[-\frac{\nabla F}{\Delta x} \right] \quad (9)$$

隐式部分:

$$\delta U^{n+1} = \Delta U^n + \frac{\Delta t}{2} \left[-\frac{\nabla \delta F^{n+1}}{\Delta x} \right] \quad (10)$$

为了使边界信息能够快速的传播至整个流场, 本文将下一个时间站已经计算出来的信息对下一个空间计算站的信息进行修正。对于空间一、二阶精度的矢通量分裂差分格式, 其差分点如图 1 所示。图中 '●' 表示待求的点, '×' 表示空间一阶精度所用的差分点, '○' 与 '×' 一起构成了空间二阶精度的差分点。以空间一阶精度为例, 将这种差分格式写成数学形式为:

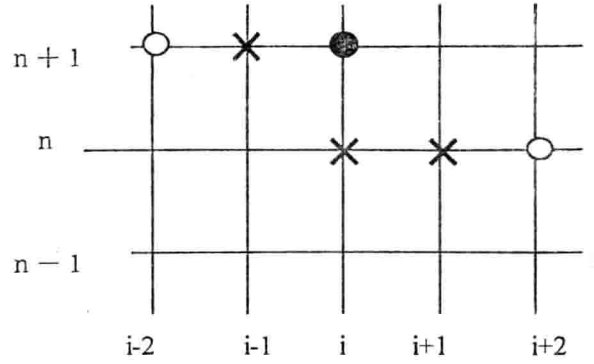


图 1: 差分点示意图

显式部分:

对于常规的差分格式, 有:

$$\Delta u_i^n = \Delta t \left[-\frac{U_i^{+n} - U_{i-1}^{+n} + U_{i+1}^{-n} - U_i^{-n}}{\Delta x} \right] \quad (11-a)$$

以 U_{i-1}^{n+1} 替代上式中的 U_i^{+n} , 便构成的本文所用的差分格式:

$$\Delta u_i^n = \Delta t \left[-\frac{U_i^{+n} - U_{i-1}^{n+1} + U_{i+1}^{-n} - U_i^{-n}}{\Delta x} \right] \quad (11-b)$$

隐式部分:

首先对式 (8) 的右端项 $\frac{\partial(\delta F_i^{n+1})}{\partial x}$ 进行处理, 按照常规的差分格式, 有:

$$\frac{\partial(\delta F_i^{n+1})}{\partial x} = \frac{\partial(F_i^{n+1} - F_i^n)}{\partial x} = \frac{(F_i^{n+1} - F_{i-1}^{n+1} - F_i^n + F_{i-1}^n)}{\Delta x} = \frac{\delta F_i^{n+1}}{\Delta x} \quad (12-a)$$

当计算达到收敛解时, $F_i^{n+1} \rightarrow F_i^n$, 因此, 以 F_{i-1}^{n+1} 替换上式中的 F_{i-1}^n , 便构成了本文隐式步所采用的差分格式:

$$\frac{\partial(\delta F_i^{n+1})}{\partial x} = \frac{\partial(F_i^{n+1} - F_i^n)}{\partial x} = \frac{(F_i^{n+1} - F_{i-1}^{n+1} - F_i^n + F_{i-1}^{n+1})}{\Delta x} = \frac{\delta F_i^{n+1}}{\Delta x} \quad (12-b)$$

将式 (12-b) 代入 (10) 可得:

$$\delta U_i^{n+1} = \Delta U_i^n + \frac{\Delta t}{2} \left[-\frac{\partial \delta F_i^{n+1}}{\partial x} \right] = \Delta U_i^n + \frac{\Delta t}{2} \left[-\frac{\delta F_i^{n+1}}{\Delta x} \right] \quad (13)$$

由于 $\delta F_i^{n+1} = A_i \delta U_i^{n+1}$, 代入上式即可得隐式部分的计算格式:

$$\delta U_i^{n+1} = \frac{\Delta U_i^n}{1 + \frac{\Delta t}{2\Delta x} \lambda_i} \quad (14)$$

式中采用了谱半径的思想, λ_i 为 Jacobian 系数矩阵的最大特征值。以上差分格式具有时间二阶精度。

从上式可以看出, 在隐式步计算中, 完全避免了矩阵运算, 从而减少了计算量。对于显式部分为空间二阶精度的情况, 采用的方法与一阶精度类似, 即 $n+1$ 时刻的 $i-1$ 、 $i-2$ 站上的信息都作为已知值参与运算 (参阅图 1)。对于隐式计算部分, 由于它只是起到了加大时间步长的作用, 因此隐式部分可以只采用一阶差分精度。

三. 计算实例

基于以上的论述, 可以明显证明该种格式能减小计算量。而且, 由于该格式采用即时修正的思想, 因此可以使边界信息快速地传播到流场内部, 从而达到加速收敛的目的。为考核本文所提出的格式的正确性, 本文对拉伐尔喷管进行了准一维的计算。计算区域的控制方程可以写成以下形式[3]:

$$S(x) \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \bar{H} = 0 \quad (15)$$

式中:

$$\bar{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho e_t \end{bmatrix} \quad \bar{F} = S(x) \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (\rho e_t + p)u \end{bmatrix} \quad \bar{H} = -\frac{dS}{dx} \begin{bmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$p = \rho(\gamma - 1) \left(e_t - \frac{1}{2} u^2 \right) \quad (17)$$

其 Jacobian 系数矩阵定义如下:

$$A_i = \frac{\partial F}{\partial U} \frac{1}{S(x_i)} \quad B_i = \frac{\partial H}{\partial U} \frac{1}{S(x_i)}$$

计算中采用的时间步长定义如下:

$$\Delta t = CFL \frac{dx}{\lambda_i - \eta_i}$$

λ_i 为系数矩阵 A_i 最大特征值, η_i 为系数矩阵 B_i 的最小特征值。

拉伐尔喷管的形状如图 2 所示, 其缩放比例定义如下^[4]:

$$\begin{aligned} S(x) &= 1 + 1.5 \left(1 - \frac{x}{5}\right)^2 & 0 \leq x \leq 5 \\ S(x) &= 1 + 0.5 \left(1 - \frac{x}{5}\right)^2 & 5 \leq x \leq 10 \end{aligned} \quad (18)$$

本文的计算采用时间二阶精度、空间二阶精度。图 3 给出了入口为亚音、出口为超音的计算情况下的马赫数数值解与理论解的比较图, 图 4 给出了用新 (本文所采用的差分格式)、旧 (式 11-a、12-a 所采用的差分格式) 显隐两步格式计算达到收敛解的收敛过程。两种差分格式计算所得到的收敛解是完全相同的, 但从下面的算例中可以看出, 本文所发展的新格式能够很好的加速计算的收敛速度。图 5 给出了计算区域出现激波的亚音入口、亚音出口情况的数值解与理论解的马赫数分布比较图, 图 6 给出了用新、旧显隐两步差分格式进行计算达到收敛解的收敛过程。

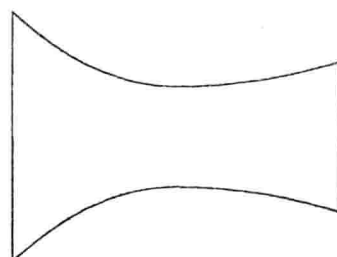


图2: 计算喷管的形状

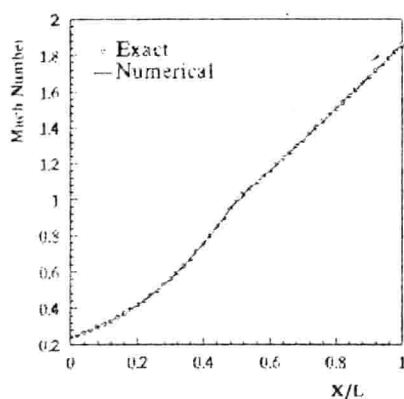


图 3: 入口亚音、出口超音时马赫数数值解与理论解比较图

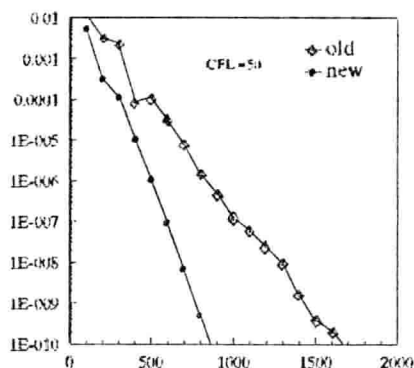


图 4: 新、旧格式收敛史

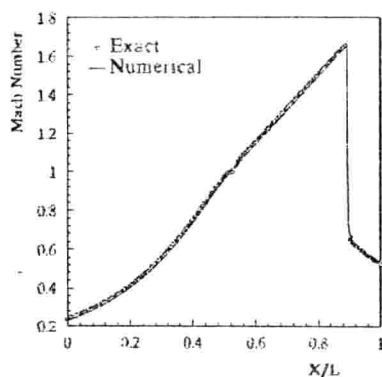


图 5: 入口亚音、出口亚音情况下的马赫数数值解与理论解

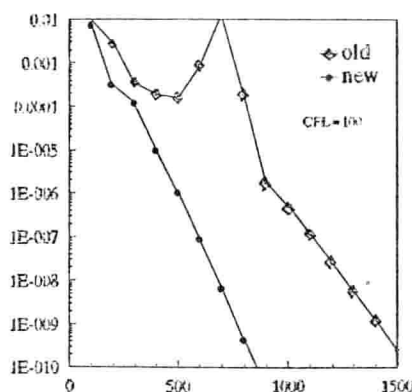


图 6: 新、旧格式收敛史

通过以上两个算例可以看出,本文所采用的新格式由于利用了第 $n+1$ 时刻的信息点参与计算,使计算达到收敛解的时间步数大大减少。

四. 结论

本文通过对常规差分格式中的显式部分和隐式部分的差分格式进行改进,发展了一种新的高效差分格式。在显式部分中,用到了 $n+1$ 时刻的信息参与计算,这样,可以使边界信息快速的传播到整个计算区域,从而达到了加速收敛的目的;在隐式部分中采用同样的方法,结合谱半径的思想,避免了矩阵运算,从而减小了计算量。通过一维缩放喷嘴的实例考核,证明本文所提出的差分格式是正确高效的。

五. 参考文献

1. 马铁犹. 计算流体力学. 北京航空航天大学出版社., 1986 年;
2. 刘斌, 向一敏. 一种新的求解 N.S.方程组的显隐格式. 高等学校第三届工程热物理全国学术会议, 1990 年 11 月, 西安;
3. Klaus A. Hoffmann. Computational Fluid Dynamics for Engineers. Austin,Texas 78713,USA,1989;
4. Casier.F,Deconinck.H,Hirsch.Ch. A Class of Bidiagonal Schemes for Solving the Euler Equations. AIAA JOURNAL,Vol.22,No.11,1984.

湍流应力输运方程中速度压力关联项和耗散项的模型在旋转流动中的应用研究

吕盘明

(中国科技大学热科学和能源工程系, 230026)

本文作者提出了一个构筑湍流应力输运方程中速度压力关联项 Π_{ij} 和耗散项 ε_{ij} 的模型的一般途径。不同于以往模型的各向同性化假设,本模型提出保持初始的局部湍流结构暂时不变(KITU)的思想,从而给 Π_{ij} 和 ε_{ij} 的模型中引入了以往的同类型模型所不具备的对湍流结构的边界条件敏感的因素。本文对如何加入湍流结构的边界条件作了详细的讨论,提出的模型常数式的给定湍流结构的边界条件的方法也许因此可以对本模型的实用化有所推动。本文具体给出了两个有回流的(平面的和轴对称有旋转的)突扩通道内部流动的计算结果。新模型对平均流场和 Reynolds 应力分量的预测都比基本的微分应力模型(BRSM)有明显的改进。

一、引言

计算湍流流动,特别是一般意义上的,复杂的湍流流动,普遍认为用微分 Reynolds 应力模型(DSM 或 RSM)总比涡粘性模型(EVM)更可靠。但是实际上现有的各种 DSM 模型没有一个是真正通用的。例如经常提到的平面后台阶突扩通道流动的回流区长度的预测,基本的 DSM(BRSM)的计算结果同样只有实验值的 70%,一点也不比标准的 EVM 强。另外,实验表明,平面后台阶突扩通道流动的回流区长度因上游湍流的边界条件而异,但是众所周知,DSM 对上游湍流量的边界条件不敏感。作者为此先前已提出了一个对湍流结构边界条件敏感的微分湍流应力模型^[1] $k-\varepsilon$ LADSM。文献[2]中作者进一步提出通用的湍流模型应该是:(1) 伽里略坐标不变的。(2) 计算域几何不变的。(3) 对流线曲率敏感的。(4) 对湍流结构的边界条件敏感的。并就构筑通用的湍流应力输运方程中速度压力关联项 Π_{ij} 和耗散项 ε_{ij} 的模型的一般途径作了初步讨论。为了文章完整性本文第二部分将重述这部分内容。本文第三部分则要对边界条件的给法作全面的讨论。应用范围从二维流动扩展到三维有旋绕的流动,边界条件的给法也已向实用化方面发展,并具体给出一个受限有旋流动的计算结果。

在发展通用的 DSM 模型时,具体讲就是在模型速度压力关联项 Π_{ij} 、湍流耗散率项 ε_{ij} 和湍流输运项 T_{ij} (见方程(1))时,要考虑的主要问题有两个:(1) 如何模型湍流应力张量 $\overline{u_i u_j}$ 的趋于各向同性化(所谓的 return to isotropy)的过程。(2) 如何模型湍流的近壁影响。但近来国际湍流模型界主要工作似乎只限于后者。比如各种非线性的湍流模型。对前者虽有不少议论,但没有实际的改进措施(详见本文第三部分)。本文作者的研究表明:(1) 为了解决诸多疑难问题,比如台阶流动回流区长度,尾迹和射流的扩张速率等的正确预测,重点在于如何正确模拟湍流应力张量 $\overline{u_i u_j}$ 的趋于各向同性化的过程。文献[2]的试验结果,文献[3]的分析都表明壁面处理对此虽有作用,但是相对较小。(2) 由于各向异性的湍流需经过很长的时间尺度才可能变为近乎各向同性的,而这样大的时间尺度是多数有实际意义的流动(特别是内部流动)远远不可能达到的。因此我们认为假定初始的局部湍流结构暂时保持不变(以下简称 KITU — 'keep the initial local turbulence structure temporally unchanged')比快速各向同性化假设更符合实际。(3) 正是这个 KITU 给本模型引入了我们希望对湍流结构的边界条件的敏感性。(根据文献[2]的对比试验, BRSM 对湍流结构的边界条件不敏感,改变进口湍流剪应力的边界条件时计算出的流场几乎不变。但有实验证据表明,无论是尾迹流场还是平面自由射流流场对上游来流的湍流剪应力都有依赖关系,详见本文的第三部分)(4) 还有为了模拟湍流的近壁影响,通常引入 $\Phi_{y,1W}$ 和 $\Phi_{y,2W}$ 加以修正(例见文献[4])。但是这样的修正很难是计算域几何不变的,为此在本文中设法避免之。以往还有用加入非线性项来模型壁面影

* 国家自然科学基金资助课题。

响的,如果确有必要,本模型中也可以将其纳入作为一个选择。

湍流输运项 T_{ij} 是脉动速度的三阶关联项的梯度,比 Π_{ij} 和 ε_{ij} 两项小得多,所以现有的 DSM 模型对 T_{ij} 几乎无一例外都是采用简单梯度扩散模型。在这一点上本文也不想例外。不难看出,在 DSM 的模型中真正起决定作用的将是 Π_{ij} 和 ε_{ij} 的模型。

对速度压力关联项 Π_{ij} , 现有模型又都是将其分为两部分, 压力速度梯度关联 (redistribution) 项 Φ_{ij} 和压力输运项 $T_{\pi ij}$ (见方程(1))。普遍认为后者影响很小, 可以将其忽略或将其并入 T_{ij} 的模型中一起考虑。但是近来有人^[5] 认为这样不妥, 主张将 $T_{\pi ij}$ 单独模型。所以本文也将统一考虑 Φ_{ij} 和 $T_{\pi ij}$, 即 Π_{ij} 的模型。其中 Φ_{ij} 的模型还是分为只包含湍流应力相互间作用的项 $\Phi_{ij,1}$ 和反映湍流应力与平均速度梯度相互作用的项 $\Phi_{ij,2}$ 两部分。模型因为常用各向同性化的假设所以前者通常称之为各向同性化(return to isotropy)项, 后者则是快速(各向同性化)项。但是本文的 $\Phi_{ij,1}$ 和 $\Phi_{ij,2}$ 的新模型 KITU(见方程(2))在物理意义上似乎已经超出原意。如果湍流的初始结构本来是各向同性的, KITU 也就是“return to isotropy”。可见新模型比老模型适用范围更宽。

对湍流平均耗散率张量 ε_{ij} 的模型, 过去基本都是采用各向同性的模型, 即让其等于 $(2/3)\varepsilon\delta_{ij}$, 此处 $\varepsilon = \varepsilon_{kk}/2$, 是湍流动能 $k = \overline{u_i u_i}/2$ 的耗散率。但是如文献[4]所指出的, 过去由于缺少有关 Π_{ij} 和 ε_{ij} 的数据, 这样做尚可以理解, 但是现有的光滑壁湍流边界层的 NS 方程直接解(DNS)告诉我们, 当趋近壁面时 Π_{ij} 和 ε_{ij} 的性状绝然不同。因此仍然指望单靠 Π_{ij} 来吸收 ε_{ij} 的各向异性就有点免为其难了。为此文献[5]提出了一个公式单独考虑 ε_{ij} 的各向异性, 本文也将吸取这个做法。

二、 Π_{ij} 和 ε_{ij} 的模型途径

不可压缩湍流 Reynolds 应力 $\overline{u_i u_j}$ 的输运方程可简记作如下笛卡儿张量形式^[4,2]:

$$\frac{D}{Dt}(\overline{u_i u_j}) = C_{ij} = P_{ij} + T_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{此处} \quad P_{ij} &= -\overline{u_i u_k} U_j|_k - \overline{u_j u_k} U_i|_k & T_{ij} &= -\overline{u_i u_j u_k}|_k & D_{ij} &= \overline{\nu u_i u_j}|_k|_k \\ \Pi_{ij} &= -\frac{1}{\rho}(\overline{u_i p_{,j} + u_j p_{,i}}) = T_{\pi ij} + \Phi_{ij} & \varepsilon_{ij} &= 2\nu \overline{u_i|_k u_j|_k} \\ T_{\pi ij} &= -\frac{1}{\rho}[\overline{p u_j} \delta_{ik} + \overline{p u_i} \delta_{kj}]|_k & \Phi_{ij} &= \frac{p}{\rho}(\overline{u_i|_j + u_j|_i}) = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} \end{aligned}$$

其中 $|$ 表示协变导数, U 表示平均速度分量, u 表示脉动速度分量, 同一项中重复的下标表示求和。 $\frac{D}{Dt}$ 表示物质导数。 C_{ij} 是对流项, P_{ij} 是应力产生项; 这两项可精确算出。 T_{ij} 是湍流输运项, D_{ij} 是粘性耗散项; 按惯例可将这两项合起来模型为 $D_{ij} + T_{ij} = [(\nu + C_s \overline{u_n u_m} \frac{k}{\varepsilon}) \overline{u_i u_j}|_m]|_n$ 或 $D_{ij} + T_{ij} = [(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}) \overline{u_i u_j}|_\alpha]|_\alpha$ 。 此处 $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ 是涡粘性系数, $C_s = 0.22$, $C_\mu = 0.09$, 都是模型常数。 Π_{ij} 是脉动速度压力梯度关联项; ε_{ij} 是湍流粘性耗散项, 文献[2]提出了这两项的模型途径:

由方程(1)可导出 Reynolds 应力各向异性张量 b_{ij} 的输运方程为:

$$\frac{D b_{ij}}{Dt} = \frac{1}{k}[(P_{ij} + T_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij}) - \frac{\overline{u_i u_j}}{2k}(P_{kk} + T_{kk} + D_{kk} + \Pi_{kk} - \varepsilon_{kk})]$$

由上式可以推想出 Π_{ij} 的模型的形式(C_1, C_2, C_3, C_4 为待定模型常数):

$$\Pi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} [\overline{u_i u_j} - x_{ij} k] - C_2 [P_{ij} - y_{ij} \frac{P_{kk}}{2}] - C_3 [T_{ij} - y_{ij} \frac{T_{kk}}{2}] + C_4 [C_{ij} - y_{ij} \frac{C_{kk}}{2}] \quad (2)$$

其中定义(见文献[3,1]):

$$y_{ij} = \frac{u_i u_j}{k} + \frac{v_i}{k} [U_i|_j + U_j|_i] \quad (3)$$

$$x_{ij} = \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon} = \alpha_{Rr} b_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} = \alpha_{Rr} [y_{ij} - \frac{v_i}{k} (U_i|_j + U_j|_i) - \frac{2}{3} \delta_{ij}] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (4)$$

根据(3)式定义, y_{ij} 为剔除了平均速度梯度的影响后的湍流结构张量, 并且可以合理地假定其在当地相对流线坐标系里的分量 $Y_{\alpha\beta}$ 沿着平均流线不变(见文献[1,2,3]), 此即假定有

$$\frac{DY_{\alpha\beta}}{Dt} = 0 \quad \text{或} \quad Y_{\alpha\beta} = Y_{\alpha\beta(\text{inlet})} \quad (\text{沿流线}) \quad (5)$$

由上式可知 $Y_{\alpha\beta}$ 主要由 $\overline{u_i u_j}$ 的上游边界条件所决定, 但在固壁上因为 $\overline{u_i u_j} = 0$, 需要强制加入边界条件 $Y_{\alpha\beta(\text{wall})}$ 使得 $Y_{\alpha\beta} = 0$, 并在一个不大的邻域内插值求出 $Y_{\alpha\beta}$ 以与主流区光滑连接:

$$Y_{\alpha\beta} = Y_{\alpha\beta F} [1 - \varphi(\bar{r})] + Y_{\alpha\beta W} \varphi(\bar{r}) \quad (6)$$

此处 $Y_{\alpha\beta F} = Y_{\alpha\beta(\text{inlet})}$; $Y_{\alpha\beta W} = Y_{\alpha\beta(\text{wall})}$; $\varphi(r)$ 是一边界影响插值函数。这样本模型对湍流结构的进口和壁面边界条件都将是敏感的。在文献[2]中作者提出了这样一个观点: 过去用 BRSM 和 EVM 能很好预测平直通道、管道、边界层流动的流场, 但是用不着加 Y_{12} 的边界条件, 即 $Y_{12} = 0$, 那是因为模型常数本来就是用这些流动作为样板标定的。这时进口和壁面边界条件似乎处于平衡状态。但是当流动流过一个台阶进入回旋涡流状态, 或者流动从喷管喷出形成一自由射流, 或者流动离开一个平板壁面进入尾迹流, 湍流的壁面边条撤离了但进口边条还在起作用, 这时上述平衡打破了, 老模型的弱点才暴露出来。这也许可用来解释与尾迹、射流和台阶流有关的众多历史疑难的原因。

在计算坐标系中的分量 y_{ij} 要按张量坐标变换公式计算(见文献[1,2,3]等, 设 x^i 为计算坐标系, 而 y^α 为当地流线笛卡儿直角坐标系。):

$$y_{ij} = Y_{\alpha\beta} \frac{\partial y^\alpha}{\partial x^i} \frac{\partial y^\beta}{\partial x^j} \quad (7)$$

所谓的当地流线笛卡儿直角坐标系 y^α 可以用两种方法构造: 在以当地平均速度 $\bar{U}$ 和当地加速度 DU/Dt 组成的速度平面里, 分别以速度方向(或加速度方向)作为坐标 y^1 (或 y^2) 方向, 再分别在速度平面里和垂直速度平面先后作 y^1 (或 y^2) 的垂直线定出坐标线 y^1, y^3 (或 y^1, y^2) 的方向。文献[6]将这两种方法得出的坐标系分别称为速度坐标系和加速度坐标系, 并且认为只有加速度坐标系才是伽里略坐标不变的。但是速度坐标系的构筑更方便。而且显然在均匀简单剪切流的情况下这两个坐标系是同一个。在复杂流动的情况下两者的计算结果到底有多少区别, 此处暂不细究, 以后可作对比研究。总而言之, 我们总有办法保证本模型式既是伽里略坐标不变的又是对流线曲率敏感的。

除此以外, 还有一个变通的简化办法可以作为选择, 在计算坐标系的三个坐标平面中分别作当地流线的投影, 并用上面同样的方法分别作三个二维的当地流线笛卡儿坐标系。 $Y_{\alpha\beta}$ 也用相应的分量代入。由(6)式计算出的 y_{ij} 再合并到一起就是所要求的。虽然这样是否还是伽里略坐标不变就难说了, 但是实行起来却方便许多。本文先用这个方法, 得到其具体型式:

$$y_{11} = (1/2) [Y_{11} \cos^2 \theta_{12} + Y_{22} \sin^2 \theta_{12} - Y_{12} \sin(2\theta_{12}) + Y_{11} \sin^2 \theta_{31} + Y_{33} \cos^2 \theta_{31} + Y_{13} \sin(2\theta_{31})] \quad (8)$$

$$y_{22} = (1/2) [Y_{11} \sin^2 \theta_{12} + Y_{22} \cos^2 \theta_{12} + Y_{12} \sin(2\theta_{12}) + Y_{22} \cos^2 \theta_{23} + Y_{33} \sin^2 \theta_{23} - Y_{23} \sin(2\theta_{23})] \quad (9)$$

$$y_{33} = (1/2) [Y_{11} \cos^2 \theta_{31} + Y_{33} \sin^2 \theta_{31} - Y_{13} \sin(2\theta_{31}) + Y_{22} \sin^2 \theta_{23} + Y_{33} \cos^2 \theta_{23} + Y_{23} \sin(2\theta_{23})] \quad (10)$$

$$y_{12} = y_{21} = (1/2)(Y_{11} - Y_{22}) \sin(2\theta_{12}) + Y_{12} \cos(2\theta_{12}) \quad (11)$$

$$y_{13} = y_{31} = (1/2)(Y_{33} - Y_{11}) \sin(2\theta_{31}) + Y_{13} \cos(2\theta_{31}) \quad (12)$$

$$y_{23} = y_{32} = (1/2)(Y_{22} - Y_{33}) \sin(2\theta_{23}) + Y_{23} \cos(2\theta_{23}) \quad (13)$$

这里 θ_{12} (θ_{31} 、 θ_{23}) 分别是 x^1 - (x^3 、 x^2 -) 坐标线与当地平均流线在 x^1, x^2 (x^3, x^1 、 x^2, x^3) 坐标平面上的投影线的夹角。

在平面流动的情况下, 与过去一直使用的公式相比^[3], 可知最关键的(11)式未有变化, (10)式也未变。影响相对小得多的(8)(9)两式有些细微的变化, 而且仅仅限于流线方向角 θ 较大处。它们相当于

$$y_{11} = (1/2)[Y_{11} \cos^2 \theta + Y_{22} \sin^2 \theta - Y_{12} \sin(2\theta) + Y_{11}] \quad (8a)$$

$$y_{22} = (1/2)[Y_{11} \sin^2 \theta + Y_{22} \cos^2 \theta + Y_{12} \sin(2\theta) + Y_{22}] \quad (9a)$$

而原来是^[3]

$$y_{11} = Y_{11} \cos^2 \theta + Y_{22} \sin^2 \theta - Y_{12} \sin(2\theta) \quad (8b)$$

$$y_{22} = Y_{11} \sin^2 \theta + Y_{22} \cos^2 \theta + Y_{12} \sin(2\theta) \quad (9b)$$

为了考验以上新公式的正确性, 我们用(8a)(9a)分别代替(8b)(9b)重新计算了文献[1]计算过的平面的和轴对称的突扩通道流动, Y_{12F} , Y_{12W} 的给法不变, 现将计算得到的回流区长度比较如下表一。

表一: 用新老模型计算的回流区长度(X_R/H)和实验的比较

	平面后台阶突扩通道流动(实验值 7.0)			轴对称后台阶突扩通道流(实验值 8.6)		
	LAEVM	LAASM	LADSM	LAEVM	LAASM	LADSM
老 16b.17b	7.3	6.89	7.35	8.83	8.61	8.88
新 16a.17a	7.35	6.83	7.22	8.83	8.61	8.88

考虑到在简单剪切流的情形, (2)式应该和 BRSM 的 Φ_{ij} 的模型式相一致。由此可以定出 C_1, C_2 的值仍旧分别是 1.8 和 0.6 不变。而文献[2]通过算例发现 C_3, C_4 影响很小, 本文就不再考虑。最后, 引入(4)式以模拟固壁附近 $\overline{u_i u_j} / k$ 和 $\varepsilon_{ij} / \varepsilon$ 的不同性状。使我们得以避免 $\Phi_{y,1W}$ 和 $\Phi_{y,2W}$ 可能带来的对计算域几何形状的依赖, 因此本模型还是计算域几何不变的。

其中 $\alpha_{R_T} = \min\{1.0, 10R_T^{-\frac{1}{2}}\}$ 。

当 $C_3=0, C_4=0$ 和 $\alpha_{R_T} \equiv 1$ (即 $\varepsilon_{ij} / \varepsilon \equiv \overline{u_i u_j} / k$, 在 LADSM 中我们让 $\varepsilon_{ij} / \varepsilon \equiv y_{ij}$) 时, 本模型便和作者早先提出的 LADSM 模型里的压力应变关联项 Φ_{ij} 的模型相近^[1]。

最后如用(3)式近似代替(1)式决定 $\overline{u_i u_j}$ 的大小, 这就是所谓的 LAEVM 模型^[3]。

三、关于湍流结构的边界条件的讨论

如前所述, 本模型思想的出发点是: 实验表明各向异性的湍流需经过很长的时间尺度才可能变为近乎各向同性的, 而这样大的时间尺度是多数有实际意义的流动(特别是内部流动)远远不可能达到的。因此我们认为 KITU 比 return to isotropy 更符合实际。见诸文献的这方面的实验证据以及有关作者的论述有:

■ Heskstad (1965)^[7] 和 Gutmark & Wygnanski (1976)^[8] 同样是作的平面自由射流的实验, 但因喷管长度不同而导致喷管出口处湍流发展程度不一样, 结果使得射流的渐近扩张速率相差 10%。Gutmark & Wygnanski (1976) 实验所用的喷管特别短, 喷口几乎直联储气箱, 所以喷管出口处边界层一定还未充分发展, 结果射流的渐近扩张速率要小一些。

■ Westphal & Johnston (1984)^[9] 的实验表明上游进口处边界层较厚的时候平面后台阶流动的回流区较长, 而当来流是层流时的回流区长度最短, 并且正好和用标准的 K-ε EVM 预测的长度相当。

■ Nallasamy (1987)^[10] 提出凡发表用湍流模型预测流动的计算结果一定要强制其明确说出所用初始条件,并吁请实验工作者一定要同时发表初始条件,以便湍流模型界利用。

■ Mansour, Shih & Reynolds (1991)^[11] 一文说:发现 Reynolds 应力的各向异性与初始湍流结构的各向异性成正比,所以快速项应该反映湍流的各向异性的这个变化规律。

■ Zhou & Antonia (1995)^[12] 一文说:现在普遍承认湍流不会完全忘记它的起源——那个自保持状态即意味着与其初始状态无关的想法并不严格成立。

■ Sharif & Wong (1995)^[13] 一文在总结中说:对预测和实验之间的偏差,进口条件的给定看来是一个主要因素。所以必需要有包括平均速度和需要的湍流量的详细测量的样板数据来标定湍流模型。

作者认为,在准定常湍流此处所谓湍流量的初始条件即上游进口边界条件,而且主要是指湍流结构的边界条件,其中起决定作用的又是湍流剪应力的大小,而湍流正应力的影响要小得多(文献[2]作过试验)。由于详细完整的实验数据太少,我们所需要的 $Y_{\alpha\beta}$ 的上游边界条件就更加难得了。下面我们只能从很少的简单的,均匀的平面剪切流动的数据先估计一个量,然后再用大量的算例验证。

文献[14]报导:均匀的平面剪切流动的剪应力 $\overline{uv}/k$ 的实验值为 -0.30,而用标准的 $k-\varepsilon$ EVM 计算出的 $\overline{uv}/k$ 是 -0.434。这里相差 0.134,由方程(3)不难发现只要选择适当的 Y_{12} 这个差异很容易弥补。文献[2]进一步从一个典型算例反推出相应的 Y_{12} 应为 0.16 左右(例如平面后台阶流动回流区长度要预测正确,过去我们让 $Y_{12F}=0.32$, $Y_{12W}=0.108$,但是进一步研究发现如果取 $Y_{12F}=Y_{12W}=0.16$,也可以得到同样好的结果。见本文算例一)下面我们就以这个值 0.16 作为基准,针对具体的流动的上游进口边界类型再作适当调整:

(1) 实际流动不是均匀剪切流,因此上游边界上真实的 Y_{12F} 不可能是均匀分布的,但在不知其具体分布函数的情况下,作为近似取单一平均值代表它也未尝不可。这样我们可以不必对每个流体微团都往上游追溯它来源于边界上哪一点,真要这样作是非常麻烦的。现在这样作等于是让整个流场中每个点的 Y_{12} 都相同(除了固壁附近,并注意这是指在当地相对流线笛卡儿直角坐标系里的分量,它在计算坐标系里的分量要用(7)式计算出),所以 Y_{12} 的实际作用几乎和模型常数无异(也许因此可以称之为具有边界条件性质的模型常数,这也许对本模型的实用化会有所推动)。但尽管如此,我们仍然十分渴望有详尽完整的样板实验数据出现。(2) 对边界层流动、尾迹流动和自由射流,计算域上游进口边界都有一段卷吸边界存在,在卷吸边界上 Y_{12} 应该是零,如能分段考虑当然好,但为简便计,仍然可以单一的 Y_{12} 的加权平均值 0.11 作为上游边界条件。(3) 对平面通道,中心线以上部分和以下部分 Y_{12} 的符号相反,其它如平面射流喷管和平板尾迹都有类似的问题。连坐标取向也会影响到 Y_{12} 的正负。对称射流和尾迹流的计算域一般只取一半,但要注意起主导作用的 Y_{12} 可能是来自中心线另外一面的。(4) 象对称平板尾迹这样的问题,如果计算域只取一半而又希望同时计算出包括近场尾迹和远场尾迹的整个流场,则有可能顾此失彼。因为主导影响近场和远场尾迹的 Y_{12} 可能符号相反。可能的解决办法是近、远场用不同符号的 Y_{12F} 。参见文献[15]。(5) 对三维流动, Y_{13} 和 Y_{23} 的上游边条可作同样的考虑。比如由旋绕器产生的旋转管流,可以分解成普通二维圆管流动和切线方向的平面射流两部分。见本文算例二。(6) 充分发展的圆管流动中 Y_{12} 一般是零,但不排除有特例,表中其它情况也都不排除有特例。(7) 正应力 Y_{11} 、 Y_{22} 和 Y_{33} 的上游边条对计算结果影响较小,可以考虑等于 $2/3$ 不变,但如有确实的数据加入无妨。但在固壁上雷诺应力应该是零,所以一般要加入 $Y_{\alpha\beta}=0$ 。固壁附近 $y^+=0 \sim 80$ 之间线性内插。

四、计算应用实例

本文计算了两个复杂的,有代表性的平面的和轴对称有旋转的后台阶突扩通道流动,分别和实验数据作了全面的比较。 $C_1=1.8$, $C_2=0.6$, 都不作优化。计算程序和文献[1]一样。都是不等距的 40×40 交错网格。都用了壁面函数法,因而都没有在壁面上加入 $Y_{\alpha\beta}=0$ 。计算所用控制方程组请参见文献[1]的表一。

算例一:计算了平面后台阶突扩通道流动,台阶前后通道宽度之比为 $3/4$ 。实验数据取自文献[17]。计算用的 $Y_{12}=0.16$, 是优化过的。除了 EVM 和 BRSM 以外,本文还算了三种情况: (A)=BRSM + Y_{12} ; (B)=(A) + α_{R_T} ; (C)=EVM + Y_{12} 。计算的回流区长度和实验、

和 BRSM (相当于取 $Y_{12}=0$)、和标准的 EVM 的计算的比较见表二, 从中可见本模型之所以能正确预测回流区长度, 关键是加入了 $Y_{12}=0.16$ 。

图 1 是计算得到 Reynolds 正应力和剪应力与实验的比较。剪应力的改进较明显。这儿只放了(A)的结果, 因为(B)和(C)都和(A)差不多。

表二、 计算的回流区长度(X_R/H)和实验的比较

	EVM	BRSM	本文(A)	本文(B)	本文(C)	实验
算例一	5.16	5.20	6.95	6.82	7.14	7.0 ^[17]
算例二	1.59	1.61	2.10	2.10	2.10	2.2 ^[18]

算例二: 是一个轴对称有强旋转的突扩管道流动, 前后半径之比 1/2。实验数据取自文献[18], 雷诺数 $Re = 10^5$, 旋转数 $S=0.74$, U 是轴向速度, V 是径向速度, W 是周向速度, 进口边界的 U, W 以及轴向和径向的湍流强度都由实验数据给定。也取 $Y_{23}=0.16$, 未作优化。其它分量的影响相对较小, 本文暂时不加考虑, 让 $Y_{12}=0, Y_{13}=0$ 。本文和算例一一样也算了五种情况: (A) = BRSM + Y_{23} ; (B) = (A) + α_{R_T} ; (C) = EVM + Y_{23} 。计算的壁面回流区长度和实验、和 BRSM (相当于取 $Y_{23}=0$)、和标准的 EVM 的计算的比较见表二, 从中可见本模型之所以能较为正确预测回流区长度, 关键是加入了 $Y_{23}=0.16$ 。图 2 是计算的时均速度 U 和 W 和实验的比较。BRSM 和 EVM 的结果基本重合, 而新模型(A)有明显的改进, 只是在 $x/D=10$ 处中心线附近的 U 和壁面附近的 W 的预测改进不多, 这可能与下游出口 U 的边条的给法有关, 有待以后进一步研究。图 3 是计算的轴向和周向的湍流强度与实验的比较, 新模型(A)与 BRSM 相比差不多。另外, (B)、(C) 的结果与(A)基本相同, 所以都没有列出。

五、结束语

本着通用的湍流模型应该是: (1)伽里略坐标不变的。(2)计算域几何不变的。(3)对流线曲率敏感的。(4)对湍流结构边界条件(包括上游的和固壁的等)敏感的。本文作者提出一个新的模型途径构筑更一般更通用的湍流应力输运方程中速度压力关联项 Π_{ij} 和耗散项的模型。不同于以往模型的各向同性化假设, 本模型采用保持初始的局部湍流结构暂时不变(KITU)的思想, 从而给 Π_{ij} 和 ϵ_{ij} 的模型中引入了对湍流结构的边界条件敏感的因素。本文提出的模型常数式的给定湍流结构的边界条件的方法也许因此可以对本模型的实用化有所推动。两个有回流的(平面的和轴对称有旋转的)突扩通道内部流动的计算例子表明新模型比基本的微分 Reynolds 应力模型(BRSM): (1)平均流场预测与实验符合得好多了。(2)Reynolds 剪应力分量预测有明显改进, 但正应力的预测改进不大。(3)模型常数式的给定湍流结构的边界条件的方法是可行的。(4)在本文的算例中因为用了壁面函数法, 所以 α_{R_T} 并未起到应有的作用, 但它毕竟使得考虑壁面影响成为可能。

参考文献:

- [1] 吕益明: 对湍流结构边界条件敏感的微分湍流应力模型 $k-\epsilon$ LADSM, 工程热物理学报, 1998, 19(3), pp.299-305
- [2] Lu Panming, A New Model of Reynolds Stress Transport Equation Sensitive to Inlet Condition of Turbulent Structure, Proceedings of the Third International Conference on Fluid Mechanics, Beijing, 1998, BIT Press, pp.141-149.
- [3] 吕益明: “考虑了湍流的结构及其边界条件的湍粘性模型”, 中国工程热物理学会热机气动热力学会议, 1992, No.922011.
- [4] Launder, B.E., Reece, G.L., Rodi, W., 'Progress in the Development of a Reynolds Stress Turbulence Closure', JFM, 1975, 68:537.
- [5] Djenidi, L., Antonia, R. A., "Modeling of the Reynolds Stress Transport Equation", AIAA J., 1997, 35(3):450-455.
- [6] Girimaji, Sharath S., "A Galilean Invariant Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for Turbulent Curved Flows", Phys. Fluids, 1997, 9(4):1067-1076.
- [7] Heskestad G., Hot-Wire Measurements in a Plane Turbulent Jet, J. Appl. Mech., 1965, 32:1.
- [8] Gutmark, E. and Wygnanski, J., 'The Planar Turbulent Jet', Journal of Fluid Mechanics, 1976, 73:465-495.
- [9] Westphal, R.V. and Johnston, J.P., 'Effect of Initial Conditions on Turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow', AIAA Journal, 1984, 22(12):1727.
- [10] Nallasamy, M., "Turbulence Models and Their Applications to the Predictions of Internal Flows: A Review", Computer & Fluids, 1987, 15(2):151-194.