

文章编号: 1000-8055(2008)06-1003-05

激波/平板湍流边界层干扰的数值模拟

李志强, 李正强, 闫文辉

(北京航空航天大学 航空发动机气动热力重点实验室, 北京 100083)

摘 要: 采用理性 GAO-YONG 可压缩湍流模型, 模拟了激波/平板湍流边界层干扰现象, 结果表明: 计算所得到的壁面压力分布、摩阻系数分布和速度型分布均与实验值吻合很好, 并且比较准确地预报出了入射斜激波与平板湍流边界层干扰所引起的边界层分离点和再附点等流动特性. 由此表明 GAO-YONG 可压缩湍流模型能够准确地用来模拟激波/平板湍流边界层的干扰流动.

关键词: 航空、航天推进系统; 平板可压缩流; 激波/湍流边界层干扰; GAO-YONG 可压缩湍流模型
中图分类号: V357.5 **文献标识码:** A

Numerical simulation of shock wave/flat-plate turbulent boundary-layer interaction

LI Zhi-qiang, LI Zheng-qiang, YAN Wen-hui

(National Key Laboratory on Aero-Engines,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Rational Gao-Yong compressible turbulence model was used to simulate numerically the shock wave/flat-plate turbulent boundary layer interactions. The results show that the computational results of the pressure distribution along the wall surface, skin-friction coefficient distribution along the wall and the velocity profile distribution along x-coordinate are consistent with the experimental results. And the computational results predict well the flow characteristics of flat-plate turbulent boundary layer separation induced by incident shock wave. Hence, it is shown that when the Gao-Yong compressible turbulence model is applied to simulate the shock wave/turbulent boundary layer interaction, the detailed flow characteristics of shock flows can be well predicted.

Key words: aerospace propulsion system; flat compressible fluid;
shock/turbulent boundary-layer interaction; GAO-YONG turbulence mode

在高速气体流动中, 激波/湍流边界层干扰流动随处可见. 准确预测激波/湍流边界层干扰流动在航空飞行器压气机通道和涡轮叶片等工程设计中起着重要的作用. 由激波所引发的边界层分离直接影响进气道、压缩机、涡轮叶片的部件的工作效率. 例如, 在跨、超音速流动中, 激波/湍流边界层干扰会导致压力损失、流动分离和振荡等现象的发生. 随着计算机技术的发展以及计算流体力

学的不断进步, 通过数值模拟手段对这些现象的研究取得很大进展, 然而在模拟结果的准确性方面仍存在很大不足^[1].

正确模拟平板激波/湍流边界层干扰以及随之而来的分离流具有重要的意义, 尤其是回流区的正确预估, 包括激波位置、分离点和再附点位置、回流区内的压力、速度、壁面摩阻分布等. 目前建立在各项同性假设基础上的线性涡粘模型以及

收稿日期: 2007-05-28; 修订日期: 2007-09-25

作者简介: 李志强(1970-), 男, 山西长治人, 副教授, 博士, 主要从事湍流与燃烧领域的实验研究与数值模拟.

各种非线性湍流模式,如代数雷诺应力模式、雷诺应力输运模型等,或者依赖经验系数和壁面函数,或者缺乏坚实的数学物理基础,都不具备通用性,应用范围也受到很大限制.例如:J-K模型虽然能够对二维简单的激波/边界层问题有一定模拟能力,但计算的分离区过大,再附点后边界层恢复滞后,且难以推广到三维问题.标准 $k\epsilon$ 模型计算的粘性过大,模拟不出由激波引发的分离区. $k\omega$, SST 模型对分离区的估计过厚、过长,再附边界层恢复同样滞后^[2].

本研究室开发的 Gao-Yong 湍流模型基本不含经验系数,已经成功地用于模拟后台阶分离流动、不可压平板边界层转捩、附面层分离、用雷诺时平均湍流模型模拟所出现的圆射流/平面射流异常现象、顶盖驱动方腔旋涡流以及管道内突起激波边界层的干扰等计算流难题^[3-6].在前期平板激波/湍流边界层干扰的研究中,发现计算格式对计算精度有一定的影响,高级格式可以放松网格点的数目,并且对分离特性的描述有利,在有限差分格式中,Roe 格式满足间断条件,可以很好地捕捉激波,同时也具有良好的边界层模拟能力,而且还可以自然地推广到高级格式^[7-8].为此,本文采用 Roe 格式下的 Gao-Yong 湍流模型来模拟平板激波/湍流边界层干扰,以求更好的反映这一物理过程的本质.

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

在 GAO-YONG 不可压湍流方程组的基础上,运用 Favre 平均,引入能量方程、状态方程,并对因流体的可压缩性而引起的新的关联项进行模化,从而推导出 GAO-YONG 可压湍流方程组^[3,9].该方程组由平均流连续方程,动量方程,能量方程,状态方程;漂移流连续方程,动量方程,机械能方程组成(平均量省去上标,漂移量有波浪上标):

平均流连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (1)$$

平均流动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i + p \delta_{ij}) = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} + \sigma_{ij}^T) \end{aligned} \quad (2)$$

能量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho E + p) u_j] = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} [(\sigma_{ij}^T + \sigma_{ij}^T) u_i - q_i - q_i^T] \end{aligned} \quad (3)$$

漂移流连续方程

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (4)$$

漂移流动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + p \delta_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} + \sigma_{ij}^T - \sigma_{ij} - \sigma_{ij}^T) \end{aligned} \quad (5)$$

机械能方程

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left[l_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right]^n u_i}{n!} \cdot u_i = l_i \cdot \\ \left[- \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + p \delta_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} + \sigma_{ij}^T - \sigma_{ij} - \sigma_{ij}^T) - \frac{D u_i}{D t} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

状态方程

$$p = \rho R T \quad (7)$$

本构关系式

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx}^T \\ \sigma_{yy}^T \\ \sigma_{xy}^T \end{bmatrix} = 2 [T]^{-1} \cdot$$

$$\begin{bmatrix} \frac{4}{3} |\xi_1| & -\frac{2}{3} |\xi_2| & 0 \\ -\frac{2}{3} |\xi_1| & \frac{4}{3} |\xi_2| & 0 \\ 0 & 0 & |\xi_2| + |\xi_1| \end{bmatrix} [T] \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_2 \end{bmatrix} \quad (8)$$

其中

$$E = e + \frac{1}{2} u_i u_i = c_p T - \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u_i u_i$$

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad q_i^T = -k_T \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

$$(T, \mu, k, k_T) =$$

$$(p/\rho R, K T^{0.72}, c_p \mu / Pr, c_p \mu_T / Pr_T)$$

在上式中, $(T, \mu, k, R, K, c_p, Pr) =$ (温度, 粘性系数, 热传导系数, 气体常数, 比例常数 $(\mu_0 / T_0^{0.72})$, 等压比热, 普朗特常数); u, p, ρ 分别为平均流的速度, 压力, 密度; u, p 分别为漂移流的速度, 压力; E 为总能量; $\sigma_{ij}, \sigma_{ij}^T$ 分别为平均流的层流应力和漂移流的层流应力, $\sigma_{ij}^T, \sigma_{ij}^T$ 分别为平均流湍流应力和漂移流湍流应力; ξ_{ij} 为各向异性涡粘系数张量, 由漂移位矢 l_j 与漂移流 u_i 并矢构成; 漂移位

矢 l_j 由机械能方程(6)得到,方向与流体微元的拉伸主轴方向一致; $[T]$ 为正交各向异性坐标系变换到计算坐标系下的坐标变换矩阵.

1.2 计算方法

本文采用单元中心型有限体积法对方程进行空间离散,无粘通量采用失通量差分分裂 Roe 格式,并利用三阶 MUSCL 插值公式构造界面中心值^[3,10],为了抑制激波附近解的过冲或膨胀现象,采用了 Koren 限制器^[11],粘性通量采用二阶中心差分格式,时间离散采用 Jameson 五步 Runge-Kutta 显式时间推进格式,为提高收敛速度,采用了当地时间步长法以及隐式残值光顺法.

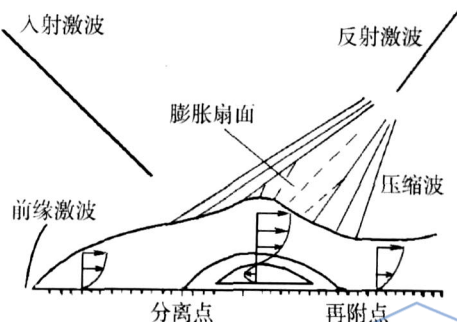


图 1 激波/平板边界层干扰示意图

Fig. 1 Shock wave/flat-plate boundary layer interaction

1.3 计算模型及边界条件

本文要模拟的激波/边界层干扰问题是典型的斜激波入射平板边界层问题(如图 1 所示).其理论分析如下:当超音速气流流过一平板时,将产生一道前缘激波,边界层从平板前缘向后发展,一斜激波射入边界层,形成很大的逆压梯度,导致边界层局部分离,分离后的边界层诱导一分离激波,并且分离区再附形成再附激波,在分离激波与再附激波之间,由于流动方向的不断变化还形成了一个膨胀扇形区.故该模型是一个含有激波、膨胀、分离、再附、以及彼此间相互作用与干扰的复杂流动现象.

无量纲计算区域为矩形($0 < X < 0.3, 0 < Y < 0.1215$),计算网格如图 2 所示,采用代数方法生成,网格数 80×50 ,在激波出现的区域加密,相应的平板近壁面网格也予以加密.来流条件为: $Ma_\infty = 2.0, Re_\infty = 2.96 \times 10^5$,入射激波角 $\beta = 32.585^\circ$, $T^* = 527$ K.进口入射激波边界条件按照 Rankine-Hugoniot^[12]条件给定,出口边界所有变量一阶外插,上边界计算参数在计算中保持不变,平板为绝热壁,给定无滑移、零压力梯度条件.

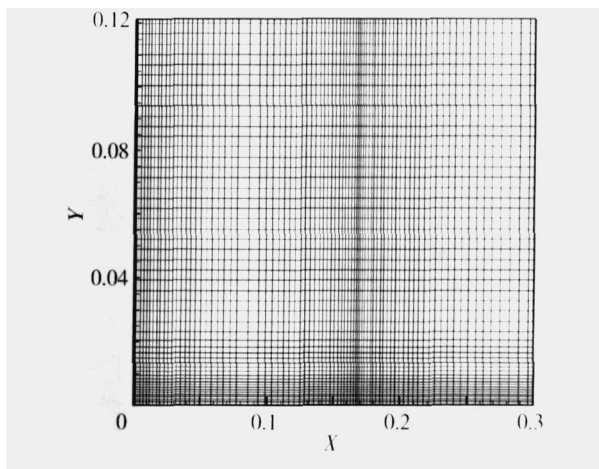


图 2 计算网格

Fig. 2 Computational grid

2 计算结果

图 3 所示为计算得到的全场等压力线分布.可以看出,预报结果真实地反映出 Hakkinen 的实验现象.图中左上角为一道入射斜激波,左下角为一道前缘激波.在边界层附近由于受到入射激波的干扰,产生很强的逆压梯度,形成分离泡,大致在 $0.15 < X < 0.21$ 之间为分离区.另外,可清晰看到在分离泡起始的顶部诱导出一道分离激波,在再附点处又形成一道再附激波,在这两道激波之间出现了一组膨胀波组成的扇形面,这些结果都真实模拟出来了.

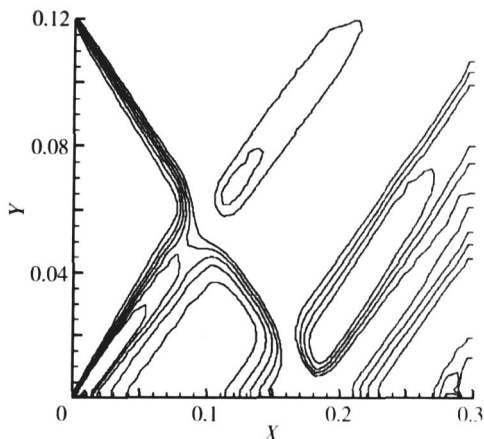


图 3 压力等值线分布图

Fig. 3 Pressure contours distribution

图 4 是边界层内的流线图,能够清晰地显示出分离泡存在的位置及大小,与压力分布给出的分离泡位置和大小完全一致,如此清晰的分离区是其它湍流模型很难模拟出来的.

图 5 所示为计算得到的平板表面压力分布曲线,并将其与实验结果进行了比较,可以看出,与

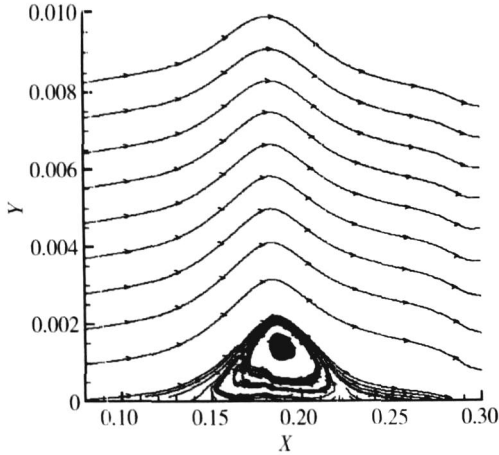


图 4 分离区流线图

Fig. 4 Streamlines around separated area

前期采用的 QUICK 格式或中心差分格式离散 Gao-Yong 可压缩湍流模型所得到的计算值低于实验值相比,利用 Roe 格式后具有更好的激波捕捉能力和激波分辨率,计算值与实验值吻合很好,正确地反映出分离激波与再附激波平板表面压力分布的影响.

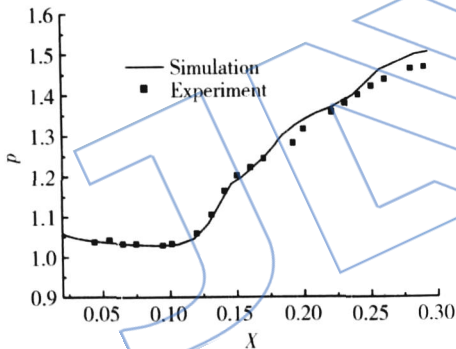


图 5 壁面压力分布图

Fig. 5 Pressure distributions on the flat-plate

图 6 是计算得到的壁面摩擦系数分布曲线,由于在实验中无法测出分离区内负的表面摩擦系数,所以分离区内的实验值都用零表示.图中曲线与零值线第一个交点为分离区起始点,第二个交点为再附点,两点之间为分离区.与压力分布和流线分布给出的分离区大小和位置完全一样,并且与壁面摩擦系数的预报值与实验值吻合很好,只是再附后的壁面摩擦系数稍低于实验值^[13].原因之一可能是 GAO-YONG 模型低估了再附后湍流的参混能力,原因之二可能是测量所得数据不准确^[14].

图 7~图 9 分别是沿流向位置 $X = 0.1, 0.18, 0.3 \text{ m}$ 的速度型,其中 $X = 0.1 \text{ m}$ 位于分离点前, $X = 0.18 \text{ m}$ 位于分离区内, $X = 0.3 \text{ m}$ 位于再附点

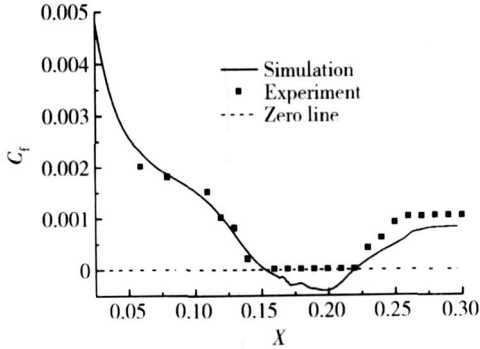


图 6 壁面摩擦系数

Fig. 6 Skin friction distributions on wall

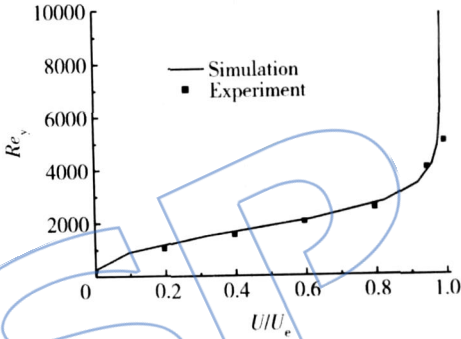


图 7 分离点前的速度型

Fig. 7 Velocity profile before separated area

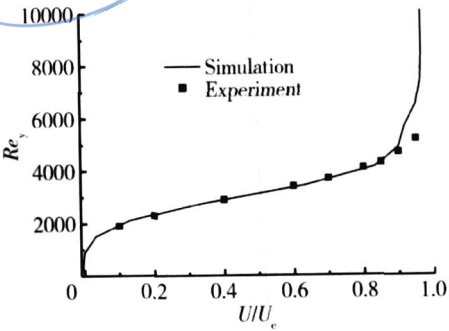


图 8 分离区内的速度型

Fig. 8 Velocity profile in separated area

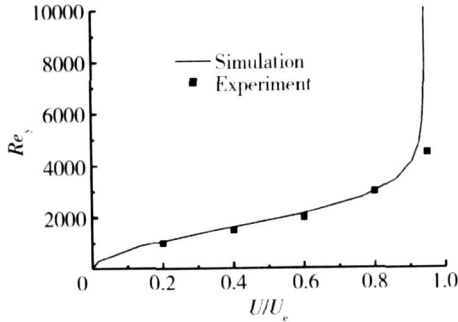


图 9 再附点后的速度型

Fig. 9 Velocity profile after reattached point

后.从图中可看出,3 个计算剖面上的速度型分布与实验值吻合很好.与传统的雷诺时平均湍流模型

需要壁面函数模拟附面层内速度分布相比,GAO-YONG湍流模型在不需要壁面函数修正的情况下能够很好地模拟附面层内的速度分布.由所计算的3个剖面的速度型分布可见:分离区前、后速度型较饱满,而分离区内速度亏损很大,这些现象均符合理论分析和实验测量结果^[15].

3 结 论

对激波/平板湍流边界层干扰流场的模拟计算结果表明,Gao-Yong可压缩湍流模型有很强的模拟适应能力,在没有引入经验系数和壁面函数修正的情况下,对斜激波入射平板湍流边界层的流动计算获得了壁面压力分布、摩阻系数分布、分离泡位置和大小、以及分离区前后和分离区内的速度分布等详细流动信息,并且计算结果均与实验结果吻合很好.由此可见,可压缩激波湍流边界层干扰的初步计算显示了GAO-YONG湍流模型的发展潜力,随着对可压流的深入研究、对物理本质进一步的理解,该模型与物理实际的适定性将得到更好完善,在工程上获得更广泛的应用.

参考文献:

- [1] Dolling D S. 50 years of shock wave/ boundary layer interaction research: what next? [J]. AIAA Journal, 2001, 39 (8): 1517-1531.
- [2] Liou W W, Huang G, Shih T H. Turbulence model assessment for shock wave / turbulent boundary-layer interaction in transonic and supersonic flows [J]. Computers & Fluids, 2000, 29: 275-299.
- [3] Gao Ge, Yong Yan. Partial-average-based equations of incompressible turbulent flow [J]. International Journal of Non-Linear Mechanics, 2004, 39: 1407-1419.
- [4] 任鑫,高歌. 使用 GAO-YONG 湍流方程组对顶盖驱动方腔流的计算[J]. 北京航空航天大学学报, 2005, 31 (2): 138-141.
REN Xin, GAO Ge. Calculation of lid-driven cavity flow using GAO-YONG turbulence equations [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2005, 31 (2): 138-141.
- [5] 任鑫,高歌. 使用 GAO-YONG 湍流方程组对扩压器流动的计算[J]. 北京航空航天大学学报, 2006, 32 (1): 36-39.
REN Xin, GAO Ge. Calculation of diffuser flow using GAO-YONG turbulence equations [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2006, 32 (1): 36-39.
- [6] 任鑫,李百合,尹幸愉. 使用 GAO-YONG 湍流方程组计算翼型分离流[J]. 航空动力学报, 2007, 22 (1): 73-78.
REN Xin, LI Baihe, YIN Xingyu. Calculation of airfoil flows using GAO-YONG turbulence equations [J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22 (1): 73-78.
- [7] Rizzetta D P. Numerical simulation of turbulent cylinder juncture flow field [R]. AIAA 93-3038.
- [8] Roe P L. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes [J]. Journal of Computational Physics, 1981, 43: 357-372.
- [9] 高歌,任鑫. 使用 GAO-YONG 方程组对可压湍流边界层的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2004, 19 (3): 289-293.
GAO Ge, REN Xin. The calculation of wall boundary layer using GAO-YONG turbulence equations [J]. Journal of Aerospace Power, 2004, 19 (3): 289-293.
- [10] Anderson W K, Thomas J L. Comparison of finite volume flux vector splitting for the euler equation [J]. AIAA Journal, 1986, 24 (9): 1453-1460.
- [11] 刘超群. 多重网格法及其在计算流体力学中的应用[M]. 北京:清华大学出版社, 1995: 125-128.
- [12] 潘锦珊. 气体动力学基础[M]. 北京:北京航空航天大学出版社, 2002.
- [13] Wang R. TVD schemes for steady flow solution [J]. Journal of Computational Physics, 1991, 97: 65-72.
- [14] Liepmann H W. The interaction between boundary layer and shock waves in transonic flow [J]. Journal of Aeronautics. Science, 1946, 13: 623-637.
- [15] Liou M S. A newton/upwind method and numerical study of shock wave/ boundary layer interactions [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1989, 9: 747-761.