

文章编号:1000-8055(2009)10-2183-06

非对称交叉激波和湍流边界层相互作用的数值研究

赵慧勇^{1,2}, 雷 波¹, 乐嘉陵²

(1. 西南交通大学 牵引动力国家重点实验室, 成都 610031;

2. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所, 绵阳 621000)

摘 要: 针对 $7^\circ \times 11^\circ$ 双尖鳍外形的非对称交叉激波与湍流边界层相互作用, 采用 Navier-Stokes 方程和 5 种湍流模型进行了计算. 主要考察对壁面压强、热传导、绝热壁面温度和壁面摩擦力线分布的计算精度. 计算结果表明: 两道斜激波相交后的区域的壁面压强和热传导都比较高; 计算的压强和壁面摩擦力线与试验吻合很好, 绝热壁面温度次之, 热传导最差, 峰值高达试验的 3 倍左右. 湍流模型对壁面压强和壁面摩擦力线影响很小, 对绝热壁面温度和热传导影响很大. 在 5 种湍流模型中, TNT (turbulent/ non-turbulent) 和 SST (shear-stress transport) 模型表现较好.

关 键 词: 进气道; 计算流体力学; 激波; 边界层; 湍流模型

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Numerical investigation of interaction between asymmetric crossing shock waves/ turbulence boundary layer

ZHAO Hui-yong^{1,2}, LEI Bo¹, LE Jia-ling²

(1. Traction Power State Key Laboratory,

Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China;

2. Computational Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China)

Abstract: The flow field of crossing shock waves/ turbulence boundary layer caused by $7^\circ \times 11^\circ$ double sharp fins was computed with Navier-Stokes equations and five turbulence models. The main focus was the resolution of wall pressure, heat transfer, adiabatic wall temperature and skin friction lines. The results demonstrate that: the region after the intersection of two oblique shock waves has a high pressure and heat transfer. As compared with the experiment, the computed surface pressure and skin friction lines are very good, the adiabatic wall temperature is moderate, and the heat transfer is poor because its peak is three times of experiment counterpart. Turbulence model has little effect on wall pressure and skin friction lines, whereas it has big effect on adiabatic wall temperature and heat transfer. TNT (turbulent/ non-turbulent) and SST (shear-stress transport) models behave relatively well among these five turbulence models.

Key words: inlets; computational fluid dynamics; shock waves; boundary layer; turbulence models

收稿日期: 2008-10-15; **修订日期:** 2008-12-09

基金项目: 国家 863 高技术研究发展计划 (2006AA1149)

作者简介: 赵慧勇 (1972 -), 男, 云南昆明人, 博士, 主要研究方向: 超燃冲压发动机, 高速列车. E-mail: gmreszhao @163.com

交叉激波与湍流边界层的相互作用是高超声速进气道发展的关键问题. 这种复杂的三维问题常常减低了很有前途的超燃冲压发动机的流场品质, 导致进气道效率的损失和进气道壁面局部区域很高的热传导通量, 引起严重的问题. 这种相互作用足够强烈时还可能导致进气道的不起动.

为了研究交叉激波与湍流边界层的相互作用, 俄罗斯学者 Zheltovodov^[1] 分别在俄罗斯理论与应用力学研究所的超声速风洞和德国哥廷根航天中心的 Ludwig 管内对 6 种对称和非对称的尖垂直鳍进行了详细的试验, 得到了多个截面的壁面压强和热传导的分布. 鳍的角度分别是 7° , 11° 和 15° . 其中的非对称鳍分为两类: $7^\circ \times 11^\circ$ (即两个鳍的角度分别为 7° 和 11°) 和 $7^\circ \times 15^\circ$. 对称和非对称鳍的流动对计算格式和湍流模型提出了新的挑战.

针对 Zheltovodov^[1] 的试验, 国外进行了大量的计算, 大部分研究集中在湍流模型的发展和评估上^[2]. 试验与计算的热传导的差别比较大: Knight^[2] 指出对于强相互作用, 差别甚至高达 100%; 主分离区可以计算的很好, 但是二次分离区的计算强烈依赖于湍流模型的选取; 对于二维相互作用, 特别是强相互作用, 形势也不容乐观. 平均表面压力的分布仅对于弱相互作用是令人满意的, 对于强相互作用仍然差强人意. 最近的研究集中在改进两方程 $k\omega$ 湍流模型^[3], 提高计算的精度. 国内方面, 金亮^[4] 对 18° 的对称鳍模型进行了计算, 计算的 4 个截面底部壁面压强与 Schmisser^[5] 的计算和 Zheltovodov 的试验^[1] 吻合较好. 然而, 金亮^[4] 没有给出壁面热传导的计算结果. 他在结论中说以后将采用不同的湍流模型对壁面热传导进行比较.

湍流模型对交叉激波与湍流边界层相互作用的准确模拟起到了重要作用. 国外对交叉激波与湍流边界层的相互作用的计算主要采用 Wilcox 的 $k\omega$ 湍流模型^[2], 而 Menter 指出这种模型具有较强的初值依赖性^[6]. 近年来, 为了解决初值依赖性问题, 先后涌现出了 BSL (baseline), SST (shear-stress transport)^[6], Wilcox98^[7] 和 TNT (turbulent/non-turbulent) 模型^[8]. 为了模拟湍流的各向异性, Rumsey 提出了 EASM (explicit algebraic stress models) 模型^[9]. 采用这些模型对湍流模型对交叉激波与湍流边界层相互作用进行计算还比较少见. 虽然金亮^[4] 采用的是 SST $k\omega$ 湍流模型, 但是没有给出壁面热传导和绝热壁面温度的分布.

非对称鳍与对称鳍相比, 只有采用完整的三维外形才能计算. 同时国外有不少报告对 $7^\circ \times 11^\circ$ 非对称鳍进行了详细的计算^[1-3], 可以用来开展详细的比较. 因此, 本文选择的计算模型是 Zheltovodov^[1] 的 $7^\circ \times 11^\circ$ 非对称鳍, 分别采用 5 种两方程 $k\omega$ 模型进行了计算. 这 5 种湍流模型分别是 BSL, SST, TNT, Wilcox98 和 EASM 湍流模型. 首先进行了网格无关性的计算, 其次通过与试验的对比来验证这 5 种湍流模型对壁面压强、热传导和绝热壁面温度的计算精度, 最后比较了 5 种湍流模型对壁面摩擦力线分布的影响, 考察湍流模型对分离线、再附线的分辨率. 通过比较, 我们发现: 斜激波交叉后的区域的压强和热传导比较高, 进气道的设计需要认真考虑这个因素; 这 5 种湍流模型壁面压强的计算结果与试验吻合很好, 湍流模型间的差别很小; 但是壁面热传导和绝热壁面温度的计算还与试验有较大的差别, 特别是壁面热传导可以达到试验的 3 倍左右. 湍流模型对壁面压强和壁面摩擦力线影响很小, 对绝热壁面温度和热传导影响很大. TNT 和 SST 模型表现较好, 非线性 EASM 湍流模型没有显示出特别明显的优势.

1 计算方法

本文采用的计算软件是中国空气动力研究与发展中心吸气式高超声速技术实验室自主研发的超燃冲压发动机三维内流场计算平台——AHL3D 并行计算软件. 该软件可以计算定常和非定常的完全气体、平衡气体和化学非平衡流动, 支持多块对接网格、拼接网格和重叠网格, 采用 MPI (message passing interface) 实现并行计算, 拥有 7 种湍流模型、7 种无黏通量格式和多种时间推进方法. 在本文中, 控制方程为 Favre 平均的 Navier-Stokes 方程, 无黏通量采用基于三阶 MUSCL (monotone upstream centered scheme for conservation laws) 插值的 AUSMPW+ (advection upstream splitting method by pressure-based weight functions+), 黏性通量采用 Gauss 定理计算, 时间推进采用隐式 LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel). 湍流模型分别采用 BSL, SST, TNT, Wilcox98 和 EASM 5 种两方程湍流模型. AHL3D 软件经过了大量验证^[10-11], 由于篇幅限制这里就略去了.

$7^\circ \times 11^\circ$ 非对称鳍计算模型的示意图参见图 1. 图中标号 1 的虚线代表沿流向的中心线, 标号为 2, 3 和 4 的虚线是试验测量的 3 个横截面

的位置,两个在斜激波交叉前,一个在斜激波交叉后.

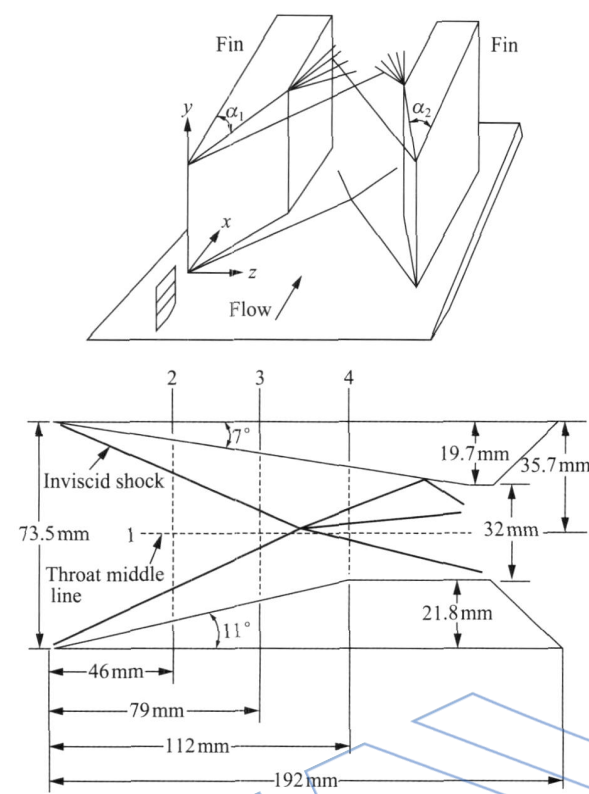


图 1 非对称交叉激波模型示意图
Fig. 1 Schematic graph of crossing-shock waves model

试验主要给出了中心线的壁面压强、绝热壁面温度和 Stanton 数(St)分布,三道横截面的壁面压强分布,一个横截面的传热系数和绝热壁面温度分布,以及下底板壁面的油流图^[1]. Stanton 数的定义如下(以 y 向壁面为例):

$$St = q_w(x, z) / \{ \rho_\infty U_\infty c_p [T_w(x, z) - T_{aw}(x, z)] \}$$
其中 ρ_∞ 和 U_∞ 分别为来流的密度和速度; c_p 为比定压热容; q_w 为壁面热流; T_w 为壁面温度; T_{aw} 为绝热壁面温度. Stanton 数的测量误差在 10%~15%. Stanton 数的计算方法为:先进行一次绝热壁面的计算,得到绝热壁面温度.然后再开展等温壁面的计算,得到壁面热流.

来流条件: Ma 数为 3.95, 压强为 10460 Pa, 温度为 63.1 K, 壁面温度为 270 K. 在鳍前缘 14 mm 处的边界层厚度为 3.5 mm.

边界条件: 壁面采用零压力梯度的无滑移绝热或者等温壁面, 来流因为是超声速流动, 所有流动参数固定为来流值, 在上边界和出流边界, 由于是超声速流动, 采用一阶外插.

2 网格收敛性研究

为了研究计算结果的网格无关性, 本文生成了 3 套计算网格(参见表 1), 流向(x 方向)的网格数保持不变, 为 151 个. 在三维鳍的尖前缘和壁面折角处进行了加密. 采用指数分布在 y 向和 z 向进行网格加密. y 向第一层网格为 $1\text{ }\mu\text{m}$. 根据 Thivet^[3]的经验, z 向网格的第一层壁面间距 d_{z1} 可以比 y 向放宽一些, 因此 z 向的第一层网格比 y 向要大一些.

表 1 网格收敛性采用的网格说明
Table 1 Grid configuration for grid-independent solution

网格编号	网格数/ 10^4	y 向网格数	z 向网格数	$d_{z1}/\mu\text{m}$
1	60.4	50	80	10
2	105.7	70	100	5
3	241.6	100	160	2

利用 A HL3D 的 MPI 并行计算功能, 在神威集群机上 16 个 CPU 利用 MPI 开展并行计算. 采用当地时间步方法加速收敛, CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) = 2.0. 收敛的标准为密度的最大残差下降 4 个量级, 并且壁面热传导不再变化. 整个计算一般需要 24 000 步才能收敛, 对于 241 万的网格, 大约需要 8 个小时的时间.

由于篇幅限制, 这里只给出 SST 湍流模型在 3 套网格下的计算结果. 从图 2~图 5 可以看出, 在中心线的 50 mm 处, 由于边界层的分离, 导致压强上升, Stanton 数下降. 在两道斜激波于 93 mm 左右相交后, 压强进一步上升, Stanton 数也急剧

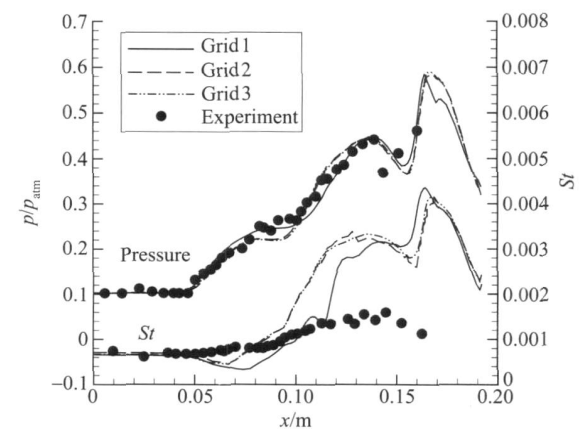


图 2 中心线壁面压强和 Stanton 数分布
Fig. 2 Pressure and Stanton number on the bottom wall along the throat middle line

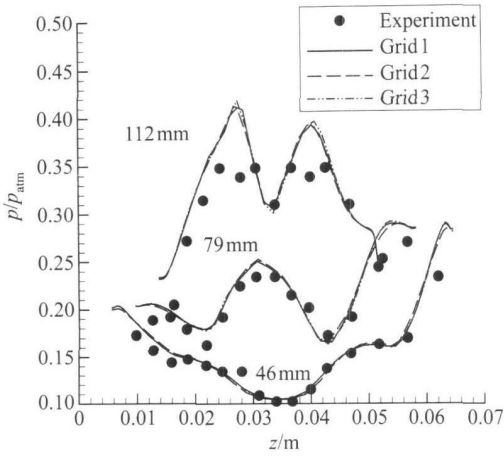


图 3 3 个横截面壁面压强分布的比较

Fig. 3 Pressure on the bottom wall of three cross-sections

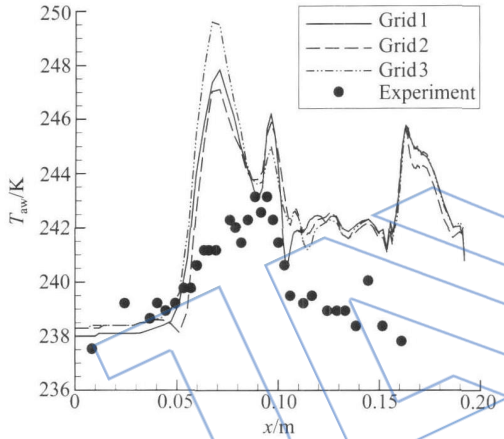


图 4 中心线壁面绝热壁面温度分布

Fig. 4 Adiabatic temperature along the throat middle line

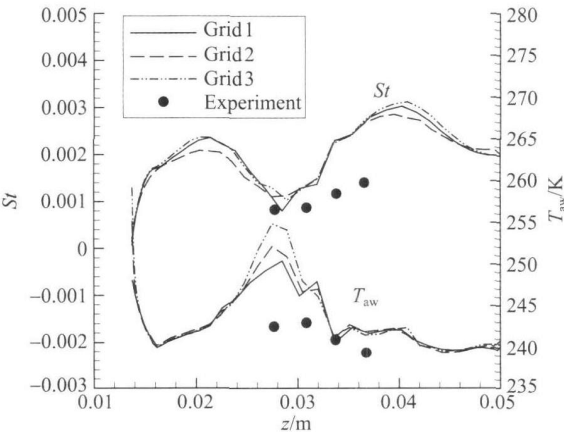


图 5 $x=112\text{ mm}$ 横截面壁面 Stanton 数和绝热温度分布的比较

Fig. 5 Stanton number and adiabatic temperature on the bottom wall at $x=112\text{ mm}$ cross-section

增加. 在 170 mm 左右,随着流道的扩张,压强和 Stanton 数都下降. 在 3 个横截面位置,压强从激波前的两边高,中间低,逐渐发展为中间高、两边低,最后到中间出现了两个压强峰值. 在 112 mm 横截面处的 Stanton 数也呈现和压强一样的两个峰值. 因此,两道斜激波相交后的区域的压强和热传导都比较高,侧壁压缩进气道的设计需要考虑这个因素.

随着网格的加密,压强的变化不大,绝热壁面温度和 Stanton 数都增加. 从下壁面压强、Stanton 数和绝热壁面温度来看,SST 模型在第 2 套和第 3 套网格上取得了网格无关解. 随着网格的加密,SST 模型的 Stanton 数和绝热壁面温度增加,压强变化不大,与试验相比,压强吻合最好,绝热壁面温度次之,Stanton 数最差. BSL, TNT 和 Wilcox98 模型的网格收敛性与 SST 模型类似,就不再重复. 对于 EASM 模型,随着网格的加密,压强的变化也不大. 中心线 Stanton 数在 3 套网格下变化也不大,但是 112 mm 横截面底面的 Stanton 数差别比较大,第 2 套网格的比第 1 套和第 3 套网格的 Stanton 数大 1 倍左右,不过第 1 套和第 3 套网格的 Stanton 数比较一致. 绝热壁面温度虽然有差别,但是差别不超过 5 %. 总的来看,EASM 模型也基本上取得了网格无关解.

3 5 种湍流模型比较

根据前面网格收敛性计算,以下在第 3 套网格上分别采用 5 种湍流模型进行了计算. 从图 6~图 9 可以看出,5 种湍流模型的中心线压强分布与试验吻合很好,基本上没有多少差别. 3 个横截面下壁面的压强有些小差别,差别随着两道斜激波相交而变得更加明显. 在 46 mm 横截面差别较小,在 112 mm 横截面差别较大. 对于中心线上的 Stanton 数分布,5 种湍流模型在 0.05 m 前与试验吻合较好,只是 BSL 和 SST 的热传导值稍偏低一些. 在 0.05 m 之后,特别是两道斜激波交互后,先比试验偏低,随后都比试验明显偏高,最高约是试验的 3 倍. 其中 BSL 的 Stanton 数最高,Wilcox98 最低,其他 3 种模型居中;在 112 mm 横截面上的 Stanton 数上,5 种湍流模型在 0.03 m 左右与试验值吻合较好,在靠近 0.04 m 左右与试验值相差较大,大约是试验值的 2 倍. 其中 Wilcox98 模型的 Stanton 数明显比其他 4 种湍流模型偏高一半左右,其他湍流模型比较接近. 对于中心线绝热壁面温度,5 种湍流模型都比试验值偏高,最高不超过

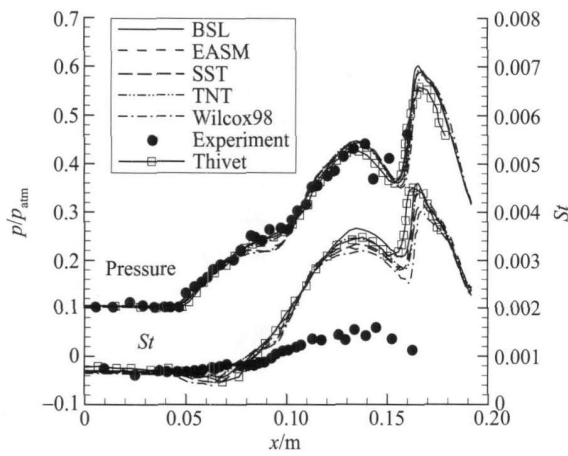


图 6 5 种湍流模型下壁面中心线压强和 Stanton 数的分布
Fig. 6 Pressure and Stanton number along the throat middle line of 5 turbulence models

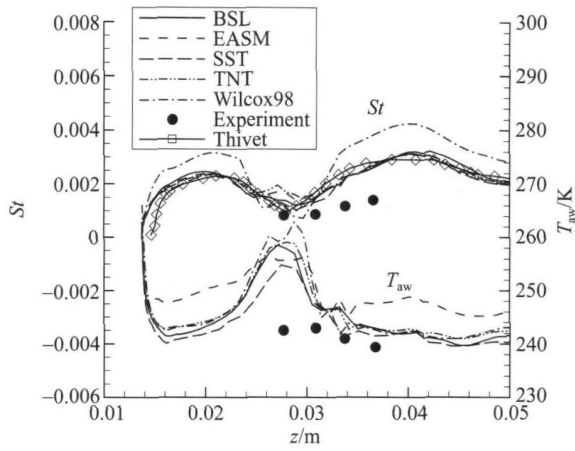


图 9 5 种湍流模型在 112 mm 横截面下壁面 Stanton 数和绝热壁面温度

Fig. 9 Stanton number and adiabatic temperature at 112 mm cross-section of 5 turbulence models

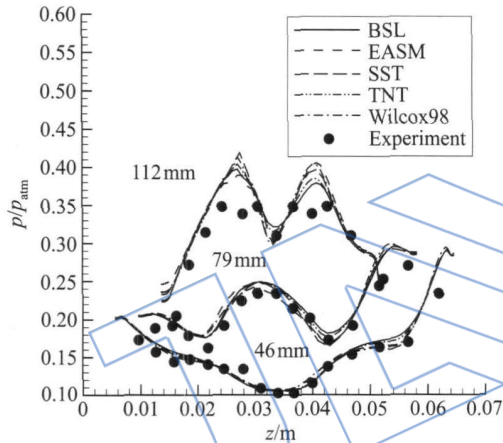


图 7 5 种湍流模型在 3 个横截面下壁面压强的分布
Fig. 7 Pressure on the bottom wall at three cross-section of 5 turbulence models

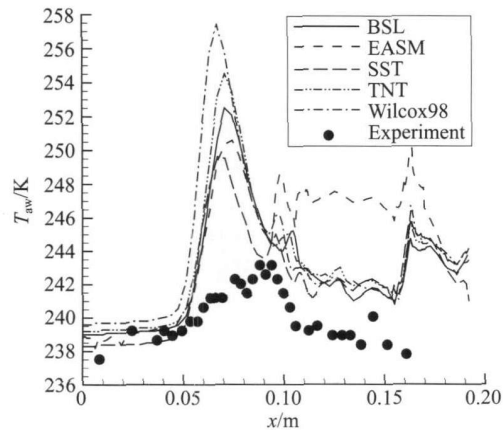


图 8 5 种湍流模型中心线绝热壁面温度
Fig. 8 Adiabatic temperature along the throat middle line of 5 turbulence models

14 K,变化趋势与试验一致.在斜激波相交前, Wilcox98 模型最高, SST 最低;在激波相交后, EASM 模型明显比其他 4 种湍流模型高出 4~6 K.对于 112 mm 截面底面的绝热壁面温度, EASM 模型也比其他模型明显偏高 4 K.总的来看, TNT 和 SST 的 Stanton 数分布比其他 3 种模型稍好一些.

计算对 Stanton 数的高估的原因还不太清楚. Zheltovodov^[1]认为计算与试验差别的主要原因是二次流动的湍流强度被计算高估了; Thivet^[3]认为这与主激波后下壁面附近涡的再附有关,湍流模型高估了激波和湍流边界层相互作用对湍流生成的影响,导致过多的湍动能.因此,如何有效地减少多余的湍动能将是一个研究的方向. Thivet^[3]应用可实现原理(realizability principle)对湍流黏性系数的常数 C_μ 进行了修改,减少了湍动能,有效地降低了 Stanton 数,但仍然远高于试验值.图 6 和图 9 还比较了 Thivet^[3]的计算结果,他的计算结果与本文对于壁面压强、绝热壁面温度和 Stanton 数的计算精度大致相当.

图 10 是 Zheltovodov^[1]从油流图得到的底板摩擦力线分布.其中 U 代表来流, S_1 和 S_2 代表一次分离线, S_3 和 S_4 代表二次分离线.靠 11 鳍一侧的二次分离线 S_4 比较明显, S_3 与 S_1 靠的很近,不太明显. R_2 和 R_3 代表再附线.再附线是高热传导和高摩阻的地方.由于 5 种湍流模型的底板摩擦力线的分布几乎没有差别,因此本文只在图 11 中给出 BSL 湍流模型计算的底板摩擦力线分布.与图 10 相比,一次分离线、二次分离线和靠

近11°侧的再附线 R_2 比较清楚,与试验吻合很好.再附线 R_3 与 S_3 相邻,很难分辨出来.

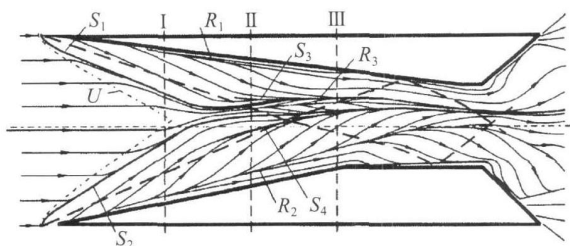


图10 试验底板油流图^[1]

Fig. 10 Oil-flow visualization on the bottom wall of experiment

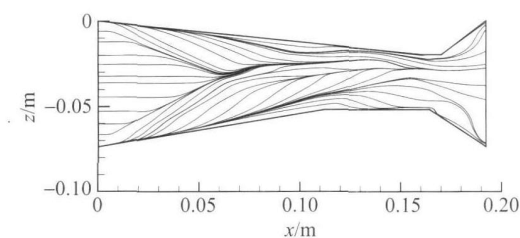


图11 计算得到的下壁面摩擦力线

Fig. 11 Computed skin-friction lines on the bottom wall

4 结 论

交叉激波与湍流边界层的相互作用的试验和数值研究是高超声速进气道发展的关键问题.湍流模型对数值计算的精度影响很大.为了研究这类问题,本文选取了 Zheltovodov^[1]的 $7^\circ \times 11^\circ$ 非对称鳍模型,采用 Favre 平均的 Navier-Stokes 方程和5种两方程 $k\omega$ 模型进行计算,计算结果与试验的壁面压强、Stanton 数、绝热壁面温度和底板壁面摩擦分布进行了详细的比较,得到了以下结论:

1) 两道斜激波相交后的区域的压强和热传导都比较高,侧壁压缩进气道的设计需要考虑这个因素.

2) 计算与试验相比,壁面压强和底板壁面摩擦力线分布吻合最好,绝热壁面温度次之,Stanton 数最差,中心线峰值热传导大约是试验的3倍.绝热壁面温度和热传导的分布与试验定性一致.计算与试验差别的具体原因还需要进一步的调查.在壁面摩擦力线分布中可以清晰地分辨出1次分离线、2次分离线和一侧的再附线.

3) 湍流模型对壁面压强和底板壁面摩擦力的影响很小,对绝热壁面温度和 Stanton 数影

响很大.总的来看,TNT 和 SST 湍流模型的计算结果比其他3种模型稍好一些.

4) 与线性湍流模型相比,非线性 EASM 模型没有显示出特别的优势,只是在中心线网格收敛性上表现稍好一些,其他与线性湍流模型表现差不多,而且绝热壁面温度还偏高一些.

下一步的研究主要集中在寻找一种合理的方法来减少 Stanton 数被计算高估的问题.如何减少二次流动的湍流强度可能是一个方向.

参考文献

- [1] Zheltovodov A A, Maksimov A I, Schulein E, et al. Experimental and computational studies of crossing-shock-wave/turbulence-boundary-layer interaction[C]// Proceedings of International Conference RDAMM-2001. [S. l.]: [s. n], 2001.
- [2] Knight D. RTO WG 10: test cases for CFD validation of hypersonic flight[R]. AIAA Paper 2002-0433, 2002.
- [3] Thivet F, Knight D D, Zheltovodov A A, et al. Some insights in turbulence modeling for crossing-shock-wave/boundary-layer interactions [R]. AIAA Paper 2000-0131, 2000.
- [4] 金亮,梁剑寒,孙明波,等.交叉激波湍流边界层干扰问题数值模拟[J].国防科技大学学报,2008,30(3):11-14.
JIN Liang, LIANG Jianhan, SUN Mingbo, et al. CFD analysis for crossing shock wave/turbulent boundary layer interaction[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2008, 30(3):11-14. (in Chinese)
- [5] Schmisser J D, Gaitonde D V, Zheltovodov A A. Exploration of 3-D shock-turbulent boundary layer interactions through combined experimental/computational analysis [R]. AIAA Paper 2000-2378, 2000.
- [6] Menter F R. Zonal two-equation $k\omega$ turbulence models for aerodynamic flows[R]. AIAA Paper 93-2906, 1993.
- [7] Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD[M]. 2nd ed. La Canada, California: DCW Industries Inc., 1998.
- [8] Kok J C. Resolving the dependence on freestream values for the $k\omega$ turbulence model[J]. AIAA Journal, 2000, 38(7):1292-1295.
- [9] Rumsey C L, Gatski T B. Summary of EASM turbulence models in CFL3D with validation test cases[R]. NASA TM 2003-212431, 2003.
- [10] LE Jialing, YANG Shunhua, LIU Weixiong, et al. Massively parallel simulations of kerosene-fueled scramjet[R]. AIAA Paper 2005-3318, 2005.
- [11] 赵慧勇.超燃冲压整体发动机并行数值研究[D].绵阳:中国空气动力研究与发展中心,2005.
ZHAO Huiyong. Parallel numerical study of whole scramjet engine[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2005. (in Chinese)