

文章编号: 1000-8055(2007)07-1069-05

过膨胀状态下轴对称收-扩喷管 内外流场计算及分析

黄宏艳, 王 强

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083)

摘 要: 轴对称收-扩喷管在过膨胀状态下工作时, 喷管内部将产生强烈的激波以及附面层分离, 流态非常复杂. 计算实践表明, 应用广泛采用的重整化群(RNG) $k-\varepsilon$ 湍流模型, 并结合标准壁面函数对其进行数值模拟时, 误差较大. 针对标准壁面函数的不足, 采用增强型壁面函数处理固体壁面附近的流动, 对轴对称收-扩喷管的内外流场进行了数值模拟, 并与试验数据进行了分析比较. 结果表明: 增强型壁面函数更加适合处理此类存在强逆压梯度导致附面层分离的问题.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 壁面函数; 流动特性; 数值模拟; 过膨胀; 附面层分离

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Numerical investigation on internal and external flows for axisymmetric convergent-divergent nozzles on over expansion state

HUANG Hongyan, WANG Qiang

(School of Jet Propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: When a axisymmetric convergent-divergent nozzle work at an over expansion state, the strong shock wave and layer separation appear in the interior of the nozzle and the flow characteristic is very complex. The computed results were compared unfavorably with experimental data when adopting RNG $k-\varepsilon$ turbulent model with standard wall functions. A wall treatment that combines a two-layer model with enhanced wall functions was employed in the numerical simulation and it was in good agreement with the experimental data. It is suggested that this enhanced wall treatment is more effective to deal with the problem of severe pressure gradients leading to boundary layer separations.

Key words: aerospace propulsion system; wall functions; flow characteristic; numerical simulation; over expansion; boundary layer separations

在轴对称收-扩喷管的研究中, 国内外除了开展模型试验外^[1], 还利用 CFD 技术, 对轴对称收-扩喷管的内外流场进行了数值模拟^[1-2]. 在已开展的数值模拟工作中, $k-\varepsilon$ 湍流模型结合壁面函数法得到了广泛的应用. 这些模拟一般只采用一种壁面处理方法, 对设计落压比附近轴对称收-扩喷管

的流场特性进行数值研究, 而较少针对严重过膨胀状态下的流场特性进行专门性分析.

轴对称收-扩喷管在过膨胀工况下, 内流场出现了明显的附面层分离, 壁面处理方法对数值模拟结果的影响更加显著. 本文采用不同的壁面函数处理喷管固壁附近的流动, 对轴对称收-扩喷管

收稿日期: 2006-06-23; 修订日期: 2006-10-10

作者简介: 黄宏艳(1980-), 男, 湖北鄂州人, 在读博士生, 主要从事航空发动机内流空气动力学与红外隐身方面的研究. E-mail: hyan_h@sjp.buaa.edu.cn

过膨胀工况下的流场特性进行了数值计算,并与试验结果进行了对比分析.

1 数值计算方法

1.1 计算格式与湍流模型

CFD 算法为时间推进的有限体积法,控制方程选用柱坐标系下强守恒形式的 N-S 方程,离散格式选用隐式 QUICK 格式^[3]. QUICK 格式通过提高界面上插值函数的阶数来提高格式截断误差,在分段线性插值的基础上引入一个曲率修正来提高计算精度.

湍流模型选用广泛使用的重整化群(RNG) $k-\epsilon$ 二方程模型^[4]. 重整化群(RNG) $k-\epsilon$ 湍流模型是将非稳态 N-S 方程对一个平衡态作 Gauss 统计展开,并采取对脉动频谱的波数段作滤波的方法,从理论上导出的高 Re 数 $k-\epsilon$ 模型. 由于高 Re 数 $k-\epsilon$ 模型适用于旺盛湍流区域,在模拟壁面附近的低 Re 数流动时不能满足工程计算要求,因此对近壁区域必须另作处理. 作为一种主要的近壁处理方法,壁面函数法在工程湍流计算中应用广泛^[5]. 本文采用标准壁面函数与增强型壁面函数分别对壁面附近的流动进行了处理.

1.2 壁面函数

标准壁面函数建立在 Launder 和 Spalding^[6] 的假设上,并广泛应用于工程流动模拟,其思想与实现方法在文献[5]中有详细讲述. 标准壁面函数能够为大多数高雷诺数边界限制流提供合理、精确的预测. 然而,当流动条件与基本的壁面函数理想条件相差太大时,例如存在强压力梯度导致边界层分离、沿壁面有大量耗散等特殊情况下,标准壁面函数将不再可靠. 这时,需要对标准壁面函数加以改进.

增强型壁面函数是在标准壁面函数的基础上,使用由 Kader 提出的函数^[7]将线性的和对数的壁面规则结合起来,并结合 White, Cristoph 和 Huang 等人的处理方法^[8,9],得到的壁面处理规则:

$$\frac{du_{\text{urb}}^+}{dy^+} = \frac{1}{ky^+} [S'(1 - \beta u^+ - \gamma(u^+)^2)]^{1/2} \quad (1)$$

$$S' = \begin{cases} 1 + \alpha y^+, & y^+ < y_s^+ \\ 1 + \alpha y_s^+, & y^+ \geq y_s^+ \end{cases} \quad (2)$$

$$\alpha \equiv \frac{v_w}{\tau_w u^*} \frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{\rho^2 (u^*)^3} \frac{dp}{dx} \quad (3)$$

$$\beta \equiv \frac{\alpha q_w u^*}{c_p \tau_w T_w} = \frac{\alpha q_w}{\rho_p u^* T_w} \quad (4)$$

$$\gamma \equiv \frac{\alpha (u^*)^2}{2\phi T_w} \quad (5)$$

y_s^+ 是对数壁面规则斜率保持不变的位置. 系数 α 表征压力梯度的影响,系数 β 和 γ 表征热影响.

线性的壁面规则由下面的表达式确定

$$\frac{du_{\text{lin}}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad (6)$$

湍流动能的壁面条件和标准壁面函数完全相同,只是湍流动能的产出利用与增强壁面规则相一致的速度梯度来计算.

增强型壁面函数可以考虑压力梯度以及其它可变性质的影响,能够保证 y^+ 大小数值的渐近性质和壁面缓冲区 ($3 < y^+ < 10$) 内 y^+ 减小处速度剖面的合理表述.

1.3 计算网格与边界条件

本文研究的是轴对称问题,所采用的计算网格为局部加密的结构化网格,轴对称喷管内外流场计算网格如图 1 所示,局部加密网格如图 2 所示. 在计算中,还采用了自适应网格技术.

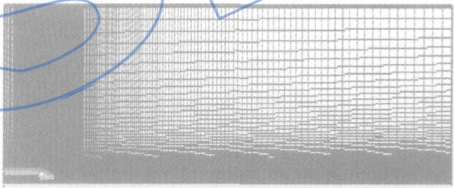


图 1 喷管内外流场计算网格图

Fig. 1 Computation grid of nozzle's internal and external flow field

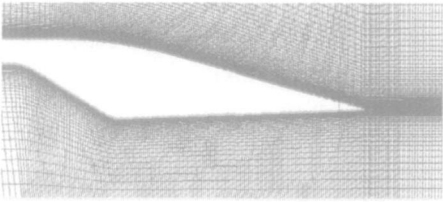


图 2 喷管内外流场局部加密网格图

Fig. 2 Local refinement computation grid of nozzle's internal and external flow field

流场计算的边界条件为: 喷管上游来流为亚声速,热力学参数由滞止状态确定,即给定总压 p_0 ,总温 T_0 以及速度方向,速度大小由下游流场外插给出. 对于出口边界条件,由于为亚声速状态,仅需给定反压,其余参量通过外插给出. 对于远场边界条件,给定飞行马赫数,压力按环境压力

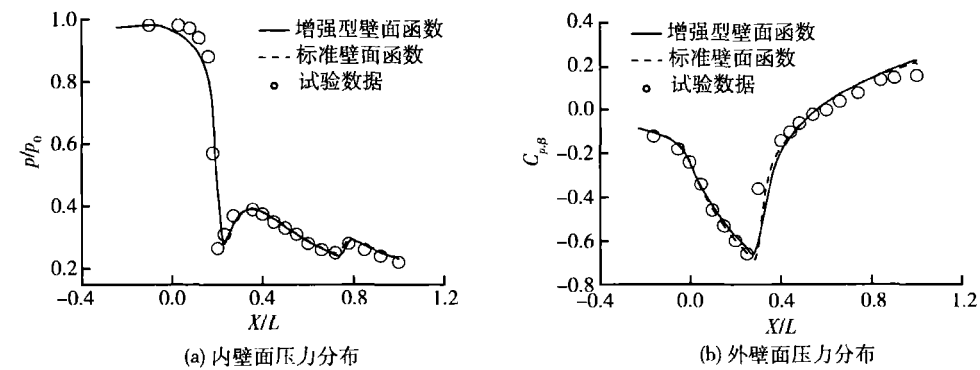


图 3 采用不同壁面函数对喷管壁面压力计算值的影响($Ma=0.9$, $NPR=5.09$)

Fig.3 Effect of wall functions on calculation data for surface pressure distribution of nozzle ($Ma=0.9$, $NPR=5.09$)

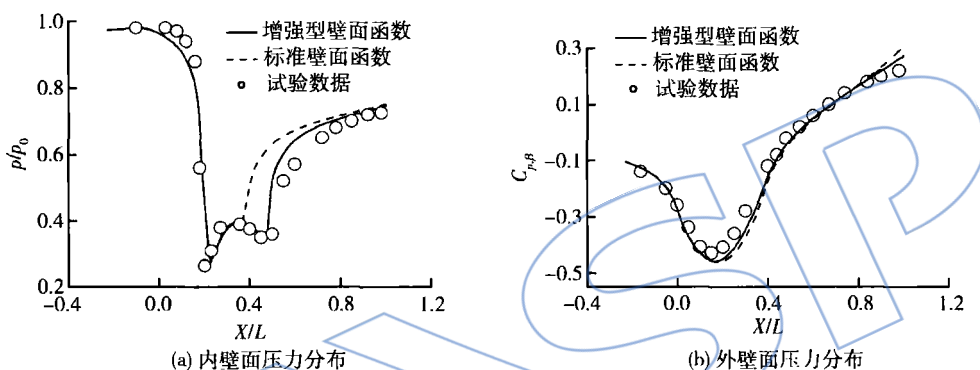


图 4 采用不同壁面函数对喷管壁面压力计算值的影响($Ma=0.8$, $NPR=1.50$)

Fig.4 Effect of wall functions on calculation data for surface pressure distribution of nozzle ($Ma=0.8$, $NPR=1.50$)

给定. 壁面边界为无滑移绝热边界条件.

另外, 为了加快收敛, 进口给定了充分发展的湍流入口条件. 计算实践表明, 该条件能缩短计算时间, 并对模拟结果没有影响. 速度分布采用 1/7 定律; 湍流动能设定为从壁面附近值直线变化到自由流的值; 耗散率为 $\varepsilon=C_D^3/4 k^{3/4} l$, 混和长度 l 为 κ_δ 和 0.085δ 两者的最小值, δ 为剪切层厚度, κ 为 Von Karman 常数.

1.4 计算相关参数

计算所采用的几何及气动参数与文献[1] 中模型喷管 1 完全一致.

喷管进口直径为 128.63 mm, 喉道与进口的面积比为 0.250, 出口与进口的面积比为 0.312, 收敛段长度与进口直径之比为 0.286, 扩张段长度与进口直径之比为 0.800, 喉道圆弧半径为 12.70 mm. 喷管设计落压比为 4.25, 本文计算的过膨胀工况喷管落压比为 1.50~2.55, 巡航马赫数为 0.6~0.9.

2 计算结果与分析

2.1 计算结果与试验结果的对比

本文将计算数据与文献[1] 中的试验数据进行了对比.

图 3 给出了巡航马赫数 Ma 为 0.9, 喷管落压比 NPR 为 5.09 时内外壁面压力分布的试验值与采用两种壁面函数所得计算值的对比曲线. p 为当地静压, p_0 为进口总压, $C_{p,\beta}$ 为压力系数. $X=0$ 为喷管进口位置, L 为计算模型的长度. 从图 3 中可以看出, 在设计落压比附近, RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型结合两种壁面函数均能很好的模拟该型轴对称喷管的流场特性.

图 4 给出了巡航马赫数为 0.8, 喷管落压比为 1.50 时内外壁面压力分布的试验值与采用两种壁面函数所得计算值的对比曲线.

从图 4 中可以看出, RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型结合两种壁面函数均能模拟出喉道处内壁面压力的突跃. 但是, 对于发生在喷管扩张段的第二次压力突

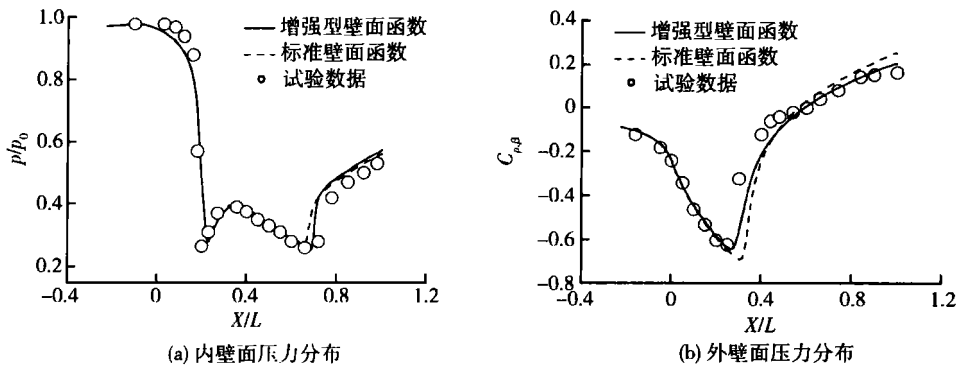


图 5 采用不同壁面函数对喷管壁面压力计算值的影响($Ma=0.9$, $NPR=2.03$)
Fig.5 Effect of wall functions on calculation data for surface pressure distribution of nozzle ($Ma=0.9$, $NPR=2.03$)

跃,RNG $k-\epsilon$ 湍流模型结合标准壁面函数模拟误差过大,而采用增强型壁面函数模拟结果较为理想.对于喷管外表面的压力分布,两种壁面函数的模拟结果均可接受.采用增强型壁面函数时,在喷管内壁面激波前后位置($X/L=0.4\sim 0.5$ 处), y^+ 值在 $0.52\sim 1.77$ 之间.

图 5 给出了巡航马赫数为 0.9 , 喷管落压比为 2.03 时内外壁面压力分布的试验值与采用两种壁面函数所得计算值的对比曲线.

从图 5 中可以看出,在此种状况下,RNG $k-\epsilon$ 湍流模型结合增强型壁面函数捕获内外壁面压力突跃位置的效果均优于标准壁面函数.采用增强型壁面函数时,在内壁面激波前后位置($X/L=0.65\sim 0.75$ 处), y^+ 值在 $0.20\sim 1.43$ 之间.

2.2 过膨胀状态下喷管流动特征分析

验证了增强型的壁面函数后,采用此壁面函数结合重整化群(RNG) $k-\epsilon$ 湍流模型,对不同马赫数与落压比时喷管的过膨胀工况进行了数值模拟.

图 6 与图 7 给出了 $Ma=0.8$, $NPR=1.50$ 时,轴对称喷管内外流场的等马赫线与等压力线图.

从图 6 与图 7 中可以看出,处于该状态的喷管内流场中,有一道非常明显的激波,形成了马赫盘.并且由图 6 可以看出,喷管扩张段靠近出口处壁面附近出现了附面层分离,产生了回流.

图 8 与图 9 分别为 $Ma=0.9$, $NPR=2.03$ 时,轴对称喷管内外流场的等马赫线与等压力线图.

从图 8 与图 9 中可以看出,处于该状态的喷管内流场中,同样形成了马赫盘,并且喷管壁面对激波的反射非常明显.由图 8 可以看出激波后同样存在明显的附面层分离,产生了回流.另外,由图 8 与图 9 可知,在巡航马赫数为 0.9 的情况下,外壁面处也出现了马赫数与压力突跃,产生了激波.

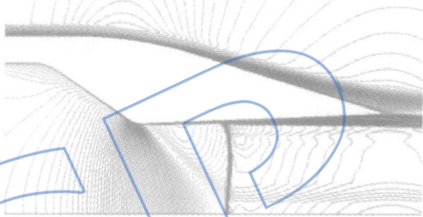


图 6 喷管内外流场的等马赫线图
($Ma=0.8$, $NPR=1.50$)
Fig.6 Mach contours of nozzle's internal and external flow field($Ma=0.8$, $NPR=1.50$)

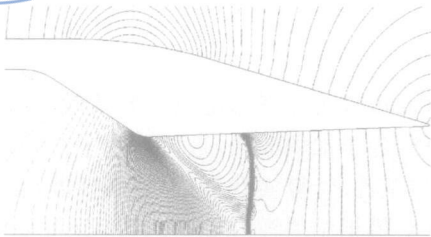


图 7 喷管内外流场的等压力线图
($Ma=0.8$, $NPR=1.50$)
Fig.7 Pressure contours of nozzle's internal and external flow field($Ma=0.8$, $NPR=1.50$)

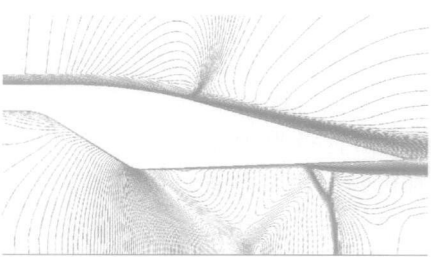


图 8 喷管内外流场的等马赫线图
($Ma=0.9$, $NPR=2.03$)
Fig.8 Mach contours of nozzle's internal and external flow field($Ma=0.9$, $NPR=2.03$)

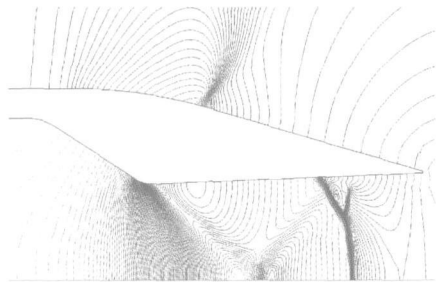


图 9 喷管内外流场的等压力线图

($Ma=0.9$, $NPR=2.03$)

Fig.9 Pressure contours of nozzle's internal and external flow field($Ma=0.9$, $NPR=2.03$)

2.3 过膨胀状态下喷管性能分析

表 1 为不同巡航马赫数与不同喷管落压比下, 喷管流量系数 C_d 与推力系数 η 的计算值。

$$C_d = m_p / m_i \tag{7}$$

式中, m_p 为实际流量, m_i 为喷管的理想等熵流量。

$$\eta = F_r / F_i \tag{8}$$

式中, F_r 为喷管实际推力, F_i 为为喷管的理想等熵完全膨胀推力。

表 1 流量系数及推力系数的计算值

Table 1 Computation data of C_d and η

Ma	NPR	C_d	η
0.6	1.51	0.9544	0.9065
	2.01	0.9549	0.9318
	2.50	0.9556	0.9565
0.8	1.50	0.9553	0.9345
	2.01	0.9548	0.9416
	2.51	0.9660	0.9730
0.9	1.53	0.9547	0.9483
	2.03	0.9568	0.9576
	2.55	0.9561	0.9758

表 1 说明, 过膨胀工况下, 该型轴对称喷管的流量系数与喷管落压比及巡航马赫数并无明显对应关系, 这是由于在本文计算的落压比范围内, 喷管喉道内仍达声速。从表 1 看出, 在给定的巡航马赫数下, 落压比越接近设计落压比, 该型喷管的推力系数越大, 且在固定落压比下, 推力系数随巡航马赫数的增大而增大。主要原因是在小落压比下, 气流的过膨胀程度增大, 由此引起的气流分离加剧, 致使推力损失增大。而在亚声速巡航状态下, 马赫数增大时, 该型喷管出口处压力相对降低, 因而喷管的过膨胀程度相对减小, 推力损失减小。

3 结 论

本文采用重整化群(RNG) $k-\epsilon$ 湍流模型, 分别结合标准壁面函数和增强型壁面函数, 对过膨胀状态下轴对称收敛-扩喷管的内外流场进行了数值模拟。

(1) 与试验结果进行对比分析表明: 较之标准壁面函数, 采用增强型壁面函数捕获内外壁面压力突跃的效果更好, 计算所得压力分布与试验值更加吻合。这表明增强型壁面函数更加适合此类存在强逆压梯度导致附面层分离的问题。

(2) 轴对称收敛-扩喷管在过膨胀状态下工作时, 喷管内部会产生强烈的激波/附面层干扰。当巡航马赫数增大时, 外壁面也会产生激波。本文所采用的计算方法在轴对称喷管内外流场的计算中, 能良好捕获激波以及附面层分离。

(3) 对于本文模拟的轴对称收敛-扩喷管, 在亚声速巡航状态下过膨胀工作时, 巡航速度越大, 推力系数越大; 落压比越大, 推力系数越大。而流量系数相对稳定, 与巡航速度以及落压比无明显对应关系。

参考文献:

[1] Lee C G T, Edwin E Jr. Experimental and analytical investigation of axisymmetric supersonic cruise nozzle geometry at Mach numbers from 0.60 to 1.30[R]. NASA TP-1953, 1981.

[2] Carlson J R. Computational prediction of isolated performance of an axisymmetric nozzle at Mach number 0.90[R]. NASA TM-4506, 1994.

[3] Leonard B P. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1979, 19: 59-98.

[4] Yakhot V, Orzag S A. Renormalization group analysis of Turbulence: basic theory[J]. Journal of Scientific Computing, 1986, 1: 3-11.

[5] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.

[6] Launder B E, Spalding D B. The numerical computation of turbulent flows[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1974, 3: 269-289.

[7] Kader B. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers[J]. Journal of Heat Mass Transfer, 1981, 24(9): 1541-1544.

[8] White F, Christoph G. A simple new analysis of compressible turbulent skin friction under arbitrary conditions[R]. February 1971, Technical Report AFFDL-TR-70-133.

[9] Huang P, Bradshaw P, Coakley T. Skin friction and velocity profile family for compressible turbulent boundary layers[J]. AIAA Journal, 1993, 31(9): 1600-1604.