

超声速流动中横向射流流场的影响参数^{*}

孙得川, 蔡体敏

(西北工业大学 航天工程学院, 陕西 西安 710072)

摘 要: 采用高精度的 Weighted ENO 格式, 结合两方程湍流模型, 准确模拟了二次射流形成的干扰流场, 详细地描述了平板上单股射流干扰流场和喷管扩张段二次射流干扰流场中的激波、流动分离和旋涡运动, 同实验结果进行了比较。探讨了射流/主流总压比、射流宽度、以及射流与来流夹角对射流穿透深度、分离距离等影响, 揭示了二次射流推力矢量控制干扰流场的控制机理。

关键词: 喷射控制; 超音速射流; 二次喷射; 喷射混合流; 状态参数; 数值计算

中图分类号: V448 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2001) 02-0147-04

Effecting parameters of supersonic flowfield with secondary injection

SUN De-chuan, CAI Ti-min

(Coll. of Astronautics, Northwestern Polytechnical Univ., Xi'an 710072, China)

Abstract: An explicit weighted essentially nonoscillatory discretization scheme (WENO) and two-equation turbulent model were used to calculate the supersonic flowfield over a two-dimensional infinite flat with secondary injection. The flow structure including shock waves, flow separation, and vortexes was captured and compared with the experimental results. Some parameters affecting the supersonic flowfield, including the total pressure ratio of jet to freestream, slot width of injection, and the angle of injection were studied in more detail.

Key words: Jet control; Supersonic jet flow; Secondary injection; Jet mixing flow; State parameter; Numerical calculation

1 引 言

在航空航天在许多领域, 诸如喷管中的推力矢量控制、冲压发动机的超声速燃烧和飞行器的飞行姿态控制中, 都会遇到声速或超声速射流与超声速气流的混合问题。

由于横向射流的干扰, 超声速流场中形成了复杂的流动结构, 需采用高精度的数值方法模拟。目前关于该类型流场的数值模拟, 虽然国内外都有报道, 但一般都采用二阶精度格式计算^[1~3], 这些方法在间断处降为一阶精度, 尤其是有些需要人工粘性的数值方法, 在某些区域, 人工粘性往往掩盖物理粘性, 形成虚假的旋涡。为此曾构造出紧致迎风格式^[2]或引入二阶和四阶人工耗散项^[3], 本文则应用三阶的 Weighted

ENO 格式^[4,5], 结合 $k-\epsilon$ 湍流模型, 对带有横向射流的超声速流场进行计算, 有效地避免了间断附近的数值振荡, 且保持较高的精度, 并与文献[1]的实验结果作了比较。另外, 本文通过大量的计算, 研究了射流/主流总压比、射流宽度、以及射流与来流夹角对分离距离等的影响。

2 控制方程与数值方法

2.1 控制方程

采用二维 Favre 平均 Navier-Stokes 方程

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(E - E_v) + \frac{\partial}{\partial y}(F - F_v) = H \quad (1)$$

在有较大气流分离的情况下, 代数模型偏离较大, 因此选用低雷诺数 $k-\epsilon$ 湍流模型, 有关该模型的

* 收稿日期: 2000-05-22; 修订日期: 2000-06-27。基金项目: 国家重点实验室基金资助项目 (97JS60.3.2.ZS6007)。

作者简介: 孙得川 (1973—), 男, 博士生, 研究领域为发动机工作过程仿真。

细节见文献[6]。

2.2 空间差分

空间差分采用 Shu 和 Osher 的三阶 Weighted ENO 格式^[4,5], 该格式的主要思想是通过插值模板的光滑性度量, 计算出每个模板的权重系数, 从而避免大量的逻辑判断。该格式仅在间断处降为二阶精度, 在光滑区域为三阶精度。

N-S 方程的半离散形式如下:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = - [(E - E_v)_{i+1/2,j,k} - (E - E_v)_{i-1/2,j,k}] - [(F - F_v)_{i,j+1/2,k} - (F - F_v)_{i,j-1/2,k}] \quad (2)$$

其中对流项采用三阶精度的 Weighted ENO ($r=2$) 格式进行离散, 粘性项采用二阶中心差分。

2.3 时间离散

应用三阶的 Runge-Kutta 方法进行时间推进。对于偏微分方程

$$\frac{du}{dt} = L(u) \quad (3)$$

L 是空间微分算子。

三阶的 Runge-Kutta 格式为

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= u^n + \Delta t L(u^n) \\ u^{(2)} &= \frac{3}{4} u^n + \frac{1}{4} u^{(1)} + \frac{1}{4} \Delta t L(u^{(1)}) \\ u^{n+1} &= \frac{1}{3} u^n + \frac{2}{3} u^{(2)} + \frac{2}{3} \Delta t L(u^{(2)}) \end{aligned} \quad (4)$$

2.4 边界条件

入口边界给定来流条件和边界层厚度, 边界层内速度分布按布拉修斯解给出。物面边界为无滑移条件, 上边界和下游边界外推。射流出口给定射流密度、压强, 速度分布按完全发展的湍流给出。

对于低雷诺数湍流模型, 入口的湍动能为 0.06%, $\epsilon = c_\mu^{3/4} k^{1.5} / L$, L 为长度, 取 $L = \min(0.085\delta, 0.4y)$ 。物面上湍动能 $k = 0$, 耗散率 $\partial \epsilon / \partial n = 0$, 其它边界外推处理。

3 结果分析

3.1 计算与实验的比较

计算网格如图 1 所示, 计算区域长 44 mm, 高 50 mm, 网格数为 89×60 。网格在物面附近加密, 第一条网格线距物面 $y^+ \approx 1$ 。

图 2 给出了二次射流横流流场的马赫数分布图。射流在来流中引起的弓形激波与边界层相互作用, 导致边界层的分离, 边界层分离形成的诱导激波与弓形激波相交, 形成了所谓的“λ波”, 等值线图清晰地显

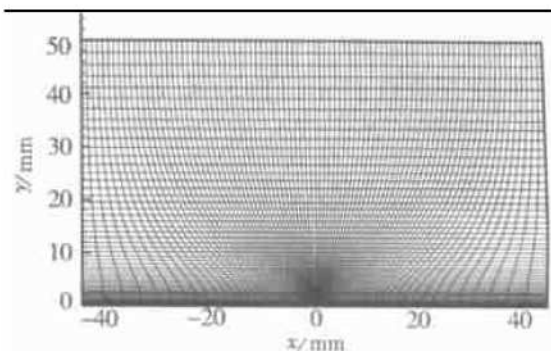


Fig. 1 Computational grid

示了“λ波”的形状。在“λ波”的下面, 从分离点到马赫盘有一明显的分界线, 该分界线为声速线, 将分离区域限制在声速线以下(见图4)。另外, 在射流下游, 射流经过马赫盘以后随流而下, 继续膨胀, 在遇到下游的物面时被物面压缩, 导致下游边界层分离, 产生旋涡并形成了一道压缩波, 这在马赫数分布和温度分布图中都有所体现。

图 3 和图 4 是射流附近速度矢量的局部放大和流线图, 从这两个图中可以清楚地看到射流上游有两个回流区域, 下游有一个回流区域, 射流上游的回流区域被限制在声速线下面。从图 4 的流线图能够看出, 喷射到超声速来流中的二次射流虽然使流场结构发生了很大的变化, 形成了复杂的激波系, 但是射流本身的流动范围被限制在紧靠物面的很小区域, 射流穿透深度有限。

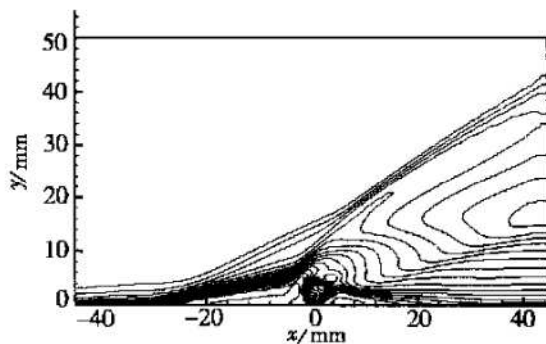


Fig. 2 Mach number distribution

图 5 给出了物面的静压分布及与文献的计算结果和实验值对比。可以看出, 本文的计算结果与实验值更接近, 说明采用高精度的 WENO 格式和低雷诺数 $k-\epsilon$ 湍流模型能够更准确地预示含有复杂激波和较大分离的流动。图 5 还说明, 物面压强在射流上游的气流分离以后迅速上升, 在达到第一个峰值后稍有下降, 而后在射流上游两回流区域中间的气流驻点上升到第二个峰值; 紧靠射流的下游存在低压区, 产生逆压梯度, 导致此地气流分离, 形成回流。

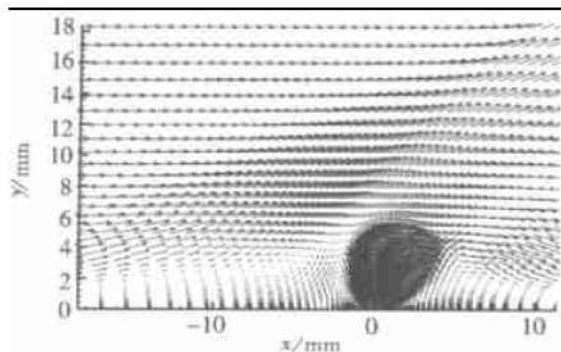


Fig. 3 Velocity nearby the injection

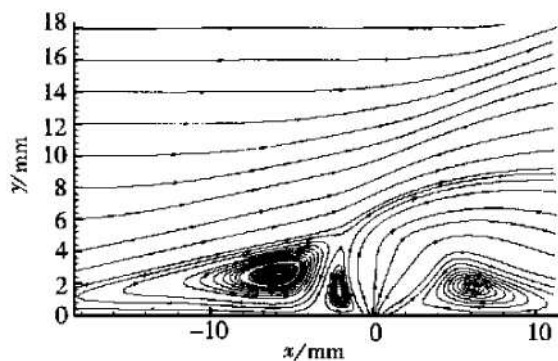


Fig. 4 Streamlines nearby the injection

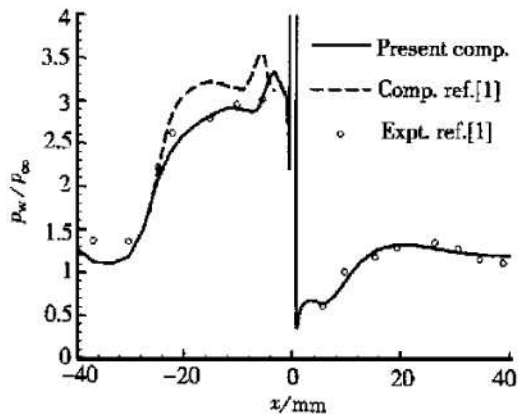


Fig. 5 Distribution of wall pressure

3.2 射流/主流总压比的影响

射流/主流总压比在横向二次射流干扰流场中起着至关重要的作用。本文对二维平板上的二次射流干扰流场进行数值模拟,通过改变射流/主流总压比,得到了干扰流场随总压比变化的规律。

计算条件如下:来流马赫数 $Ma_\infty = 3.71$, 来流雷诺数为 2.01×10^7 ;射流宽度为 1 mm,射流垂直入射,速度为声速;入口端流边界层厚度为 4.9 mm。计算中射流/主流总压比分别取为 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.31。

图6和图7分别给出了射流上游和射流下游气流分离距离随总压比的变化规律(图中所示分离距离 L 为分离点距射流中心的长度)。可以看到,随着射

流/主流总压比的逐渐升高,射流上下游的气流分离点均远离射流,这说明射流引起的激波逐渐增强,马赫盘升高,射流穿透深度增加,分离区域的压力峰值升高。另外,在所计算的总压比范围内,分离距离随总压比的变化基本是线性的。

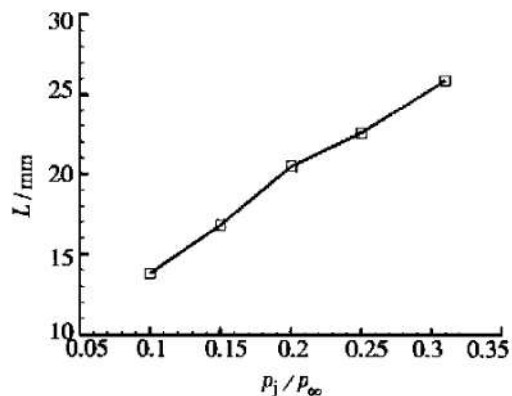


Fig. 6 Upstream separation distance as a function of pressure ratio

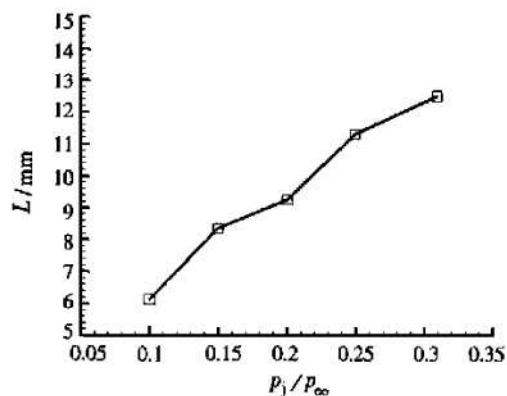


Fig. 7 Downstream separation distance as a function of pressure ratio

3.3 射流宽度的影响

在射流/主流总压比为 0.31, 其它条件同上的情况下,本文计算了射流宽度分别为 0.5 mm, 1.0 mm, 1.5 mm, 和 2.0 mm 时的二维流场。计算时,认为射流距平板前缘的距离不变。

图8和图9分别是射流上游和下游分离距离随射流宽度变化的曲线,可以看出,分离距离随射流宽度的变化几乎是线性的。结合前述的边界层影响,可以说明流场中的主要特征,包括激波、分离距离、以及旋涡尺度等几乎也是随射流宽度的增加成比例放大。

3.4 射流角度的影响

给定射流/主流总压比为 0.25, 保证射流流量恒定及其它条件同 3.2 节。本文计算了射流与来流夹角分别为 45° , 60° , 75° , 90° , 105° , 120° 和 135° 的二维干扰流场(定义当射流与来流方向一致时的夹角为 0°)。

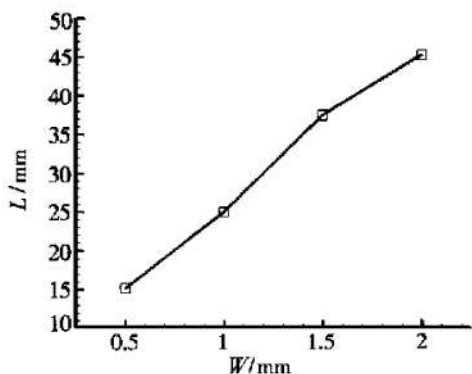


Fig. 8 Upstream separation distance as a function of injection slot width

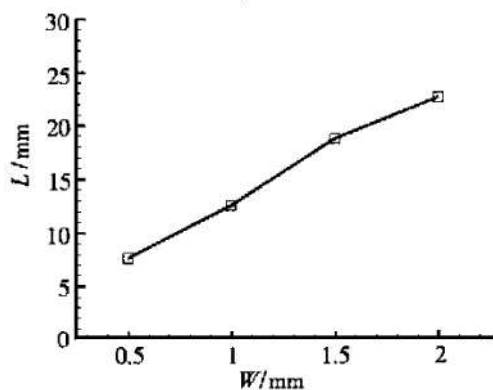


Fig. 9 Downstream separation distance as a function of injection slot width

图 10 是射流上游分离距离随着射流角度变化的曲线。由图 10 可知, 随着射流角度的增大, 分离距离先增大后减小, 当射流角度小于 105° 时, 分离距离增加随射流角增大而增大, 当射流角度大于 105° 时, 分离反而减小。另外, 计算中还观察到射流角度的变化对弓形激波的影响不是很大, 但是射流附近的流场结构变化比较剧烈, 马赫盘和射流穿透深度的变化趋势与分离距离一致。

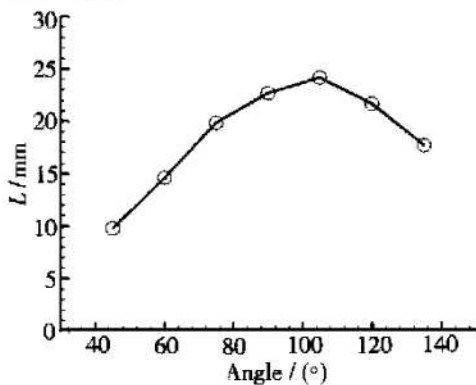


Fig. 10 Upstream separation distance as a function of jet angle

4 结 论

(1) 采用高精度的 WENO 方法研究二次射流干扰流场是完全可行的, 计算捕捉到了流场的详细结构, 与实验符合较好。

(2) 二维射流在超声速流场中的横向喷射引起弓形激波, 弓形激波与边界层作用使边界层分离。射流上游和下游都存在分离区域, 上游的分离区域中有两个旋涡, 下游的分离区域有一个旋涡。

(3) 射流/主流总压比是影响干扰流场的主要因素, 随着射流/主流总压比的升高, 分离不断远离射流, 射流穿透深度增加。

(4) 二次射流干扰流场的主要特征如射流穿透深度、分离距离等随射流宽度的增加几乎呈线性变化。

(5) 射流与主流的夹角也是控制二次射流干扰流场的因素之一。随着射流角度的增大, 射流上游的分离距离、射流穿透深度先增大, 在射流与主流的夹角增大到 105° 以后逐渐减小。

参考文献:

- [1] Dhinakaran R, Bose T K. Two dimensional jet interaction flow-field predictions with an algebraic turbulence model[R]. AIAA 95-2242.
- [2] 杨宗刚. 导弹直接侧向力控制外流场研究[J]. 推进技术, 2000, 21(2).
- [3] 乔渭阳, 蔡元虎, 齐少军, 等. 次流喷射控制推力矢量喷管的流场数值模拟[J]. 推进技术, 2000, 21(6).
- [4] Harten A, Engquist B, Osher S, et al. Uniformly high order accurate nonoscillatory schemes[J]. J. Comput. Phys, 1987, 71: 231.
- [5] Jiang Guang-shan and Shu Chi-wang Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. J. Comp. Phys., 1996, 126: 202 ~ 228.
- [6] G. Lam C K, Bremhorst K A. A modified form of the $k-\epsilon$ model for predicting wall turbulence[J]. Trans. ASME, J. Fluid Eng., 1981, 103: 456~ 460.

(编辑: 盛汉泉)