

微射流作动器外流场紊流数值分析

高峰¹, 张志峰¹, 汪亮²

(1. 空军工程大学 导弹学院, 陕西 三原 713800; 2. 西北工业大学 航天学院, 陕西 西安 710072)

摘要:采用隐式高阶紧致差分格式、Beam - Warming 近似因式分解法结合低雷诺数 $k - \varepsilon$ 模型求解 Favre 平均 N - S 方程,对二维、粘性、非定常、可压微作动器外流场进行数值模拟。内置似牛顿子迭代用来消除因近似因式分解、线性化、显式使用边界条件及隐式一边采用低阶空间离散近似所带来的误差,以提高精度。隐式高阶紧致差分格式具有高的精度和强的稳定性。与其它人工粘性方法相比,隐式高阶数值过滤方法对许多情况,特别是对于低马赫数的流场计算有明显优越性。计算结果和实验现象相当吻合。

关键词:微射流; N - S 方程; 近似因式分解法; 紊流数值模拟

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009 - 3516(2003)02 - 0012 - 04

微射流技术是一种新型的流场主动控制技术^[1]。微射流作动器的结构、工作原理详见文献[1]。目前,国外在实验及理论研究方面,尤其是实验方面已经做了大量的工作。例如,用 0.5 mm 宽的微射流可使 12 mm 宽的主流偏转 30°;微射流能够改变机翼的气动外形,提高升力、增大攻角;利用微射流冷却集成电路等。国内外在微射流流场的数值模拟时大都采用不可压流模型^[2]。文献[3]考虑了压缩性和粘性对流场的影响,对此进行了计算,但细节报导不详。采用层流模型模拟微射流流场显示了微射流的特点以及微射流产生、发展与耗散过程,但旋涡对耗散非常慢,即在微作动器的一个工作周期内可以观察到数个旋涡对,这和实验结果有一定的出入。本文通过 Beam - Warming 近似因式分解法结合低雷诺数 $k - \varepsilon$ 模型求解 Favre 平均 N - S 方程,对二维、粘性、非定常、可压微作动器外流场进行数值模拟,计算结果和实验现象比较吻合。

1 控制方程和数值方法

针对微射流作动器的结构特点及其射流流场的分析,拟采用二维非定常 Favre 平均 N - S 方程,计算中不考虑外界能量的加入,并忽略彻体力。为使计算结果更具通用性,同时能处理复杂边界,对微分方程进行无量纲化并表示为曲线坐标系下的形式。二维非定常 Favre 平均 N - S 方程在一般曲线坐标系中的守恒形式为

$$\partial_x \hat{Q} + \partial_\xi \hat{F} + \partial_\eta \hat{G} = \text{Re}^{-1} (\partial_\xi \hat{R} + \partial_\eta \hat{S}) \quad (1)$$

式中各参数所代表的含义、方程无量纲过程细节参见文献[4]。对方程(1)时间导数采用二阶三点向后隐式差分近似,并进行近似因式分解。离散方程隐式部分的空间导数采用二阶中心差分近似以形成块三对角矩阵便于快速求解,并添加二阶非线性人工粘性以保证格式稳定性。显式部分的空间导数采用隐式高阶紧致差分^[5]近似以提高精度,同时采用隐式高阶数值过滤方法^[5]。为了消除近似因式分解、线性化、显式使用边界条件及隐式一边使用低阶差分近似所带来的误差,在每一个物理时间层内内置似牛顿子迭代。最终的差分方程形式为

收稿日期:2002 - 10 - 05

基金项目:西北工业大学博士创新基金资助项目(5211102 - 0800 - 6114101)

作者简介:高峰(1965 -),男,安徽凤阳人,博士生,主要从事固体火箭发动机总体与计算流体力学研究;

张志峰(1961 -),男,陕西咸阳人,教授,主要从事固体火箭发动机总体与计算流体力学研究;

汪亮(1939 -),男,上海市人,教授,博士生导师,主要从事固体火箭发动机总体与计算流体力学研究。

$$\begin{aligned}
& [I + h \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A} + \hat{A}_v^\xi \frac{\partial}{\partial \xi})^p] [I + h \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B} + \hat{B}_v^\eta \frac{\partial}{\partial \eta})^p] \Delta \hat{Q}^p = RHS^p \quad (2) \\
RHS^p = & -(\hat{Q}^p - \hat{Q}^n) - \frac{\Delta t}{1 + \theta_2} \{ [\frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{F} + \hat{F}_v) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{G}_v + \hat{G}_v)] + \\
& [\frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{A}_v^\xi \frac{\partial}{\partial \eta}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{B}_v^\eta \frac{\partial}{\partial \xi})] + \Delta \hat{Q}^{p-1} + \frac{\theta_2}{1 + \theta_2} \Delta \hat{Q}^{n-1} \}
\end{aligned}$$

其中, $h = \sigma \Delta t$, $\sigma = \theta_1 / (1 + \theta_2)$, $\Delta \hat{Q}^p = \Delta \hat{Q}^{p+1} - \hat{Q}^p$, $\Delta \hat{Q}^n = \Delta \hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n$ 。

θ_1, θ_2 的不同取值决定着时间差分格式的精度, 时间格式取三点向后隐式差分, 即 $\theta_1 = 1, \theta_2 = 0.5$, 时间精度为二阶。上标 p 表示物理时间层内 (n 至 $n+1$) 的子迭代数。当 $p \geq 2$ 时, 随着 p 的增加残差显著减小。

紊流模型采用目前广泛使用的低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型, 数值实验证明用此模型模拟微射流作动器的外流场是合适的。

2 边界条件及初始条件

计算域边界条件涉及固体边界、自由边界和微射流边界。这里, 固体边界采用无滑移边界条件, 壁面的压强梯度和壁面温度梯度为零。自由边界取为远场, 假设此处流动已充分发展, 所有参数均进行线性外推。微射流边界取作动器出口速度:

$$v = v_{\max} g(x) \sin(2\pi ft) \quad u = 0 \quad (3)$$

式中: v 为 y 方向 (主流方向) 速度, u 为 x 方向 (即横向) 速度, v_{\max} 为射流出口最大速度, f 为压电薄膜驱动电压频率, $g(x)$ 为 x 方向上的速度分布函数。本文取 $g(x)$ 为 1, 即取为矩形分布。

微射流流场是在静止的环境流体中建立起来的, 因此流场计算的初始条件为除来流边界以外速度均取为零, 压力、温度取常温、常压下的值。

3 计算结果分析

对微射流作动器的外流场全域进行计算, 为了方便给定边界条件, 计算域取得充分大, 使边界上的参数变化很小, 不会出现数值反常, 外域尺寸为 $30.5 \text{ mm} \times 30.5 \text{ mm}$ 。微射流作动器的出口宽度为 $h = 0.5 \text{ mm}$, 射流出口最大速度为 $v_{\max} = 22 \text{ m/s}$, 薄膜驱动电压频率为 $f = 1\,000 \text{ Hz}$ 。网格数为 101×101 , 网格在物面附近及微射流中心线附近加密, 微射流孔内有 7 个网格点。

图 1 为微射流作动器外流场的速度矢量图, 反映了微射流的形成、发展及耗散过程。图 1(a) 中旋涡对虽已完全形成, 但此时旋涡对强度较弱, 随着时间的推移, 旋涡对逐渐发展壮大并向下游方向迁移如图 1(c) ~ 图 1(d) 所示。在向下游方向迁移的过程中, 旋涡对的涡心逐渐背离流场中心线。这和层流模型的数值模拟结果是一致的。图 1(e) 表示在第二个周期的四分之一周期时旋涡对情况。与层流模型的模拟结果不同的是, 在第二个周期内没有观察到有两个旋涡对同时存在。从图 1(f) 可以看出, 第 4 个周期亦没有观察到两个旋涡对同时出现。这是因为此时前一个周期产生的旋涡对的能量已消耗殆尽并完全融入环境流体当中的缘故。图 2 为与图 1 各矢量图对应的流场中心线上的速度分布, 由于旋涡对的涡心对应于流场中心线的最大位置, 所以从图 2 可以看出旋涡对向下游方向迁移时的速度变化。旋涡对对刚刚形成时初始迁移速度很大, 约为 22.8 m/s , 而到二分之一周期时速度仅为 15 m/s , 四分之三周期时速度为 5 m/s , 一个周期时速度为 3.2 m/s 。由此看来, 旋涡对在向下游迁移时速度衰减的非常快。这和层流模型的数值模拟结果是有很大差别的, 和实验中观察到的现象比较一致。

图 3 为微射流作动器外流场采用层流可压缩模型时流场的速度矢量图及流场中心线上的速度分布。在矢量图中可以观察到有四个旋涡对同时存在, 且旋涡对向下游迁移的距离较远, 已达计算域边界。旋涡对在向下游迁移的过程当中能量有耗散, 从与矢量图对应的流场中心线上的速度分布亦可以清楚的看到这一点。旋涡对在出口刚刚形成时, 迁移速度很小, 随着不断卷起环境流体, 旋涡对迁移速度迅速增大至最大值, 然后逐渐耗散, 最终融入环境流体。采用层流可压缩模型的计算结果虽比层流不可压缩模型的计算结果更接近于实验, 但仍未与实验现象很好的吻合。

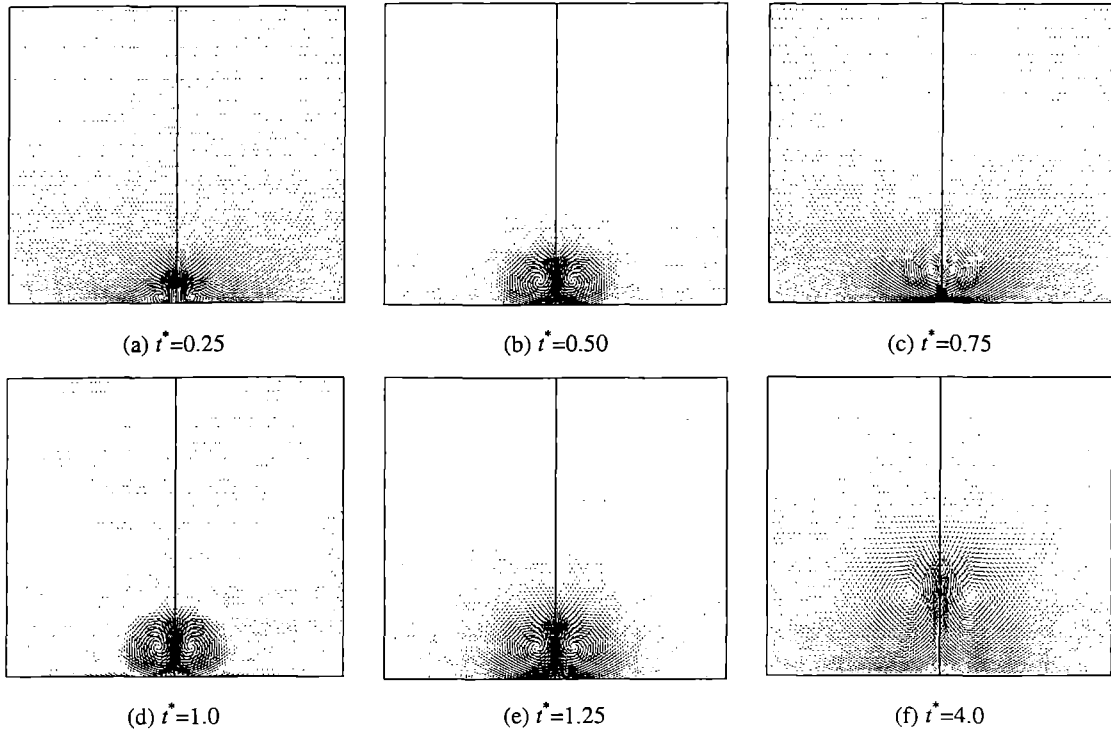


图1 微射流流场中速度矢量图

图4 为文献[2]同本文类似的计算结果。其中 SJ Case L1 即为采用不可压层流模型计算出的流场中心线上的速度分布图。可以看出,流场中心线上的速度在无量纲长度约为 60 时尚无衰减的趋势。由图 3 可以看出,采用层流可压缩模型在同样长度下射流速度已完全衰减为零。而由图 2 可知,采用紊流模型在无量纲长度为 25 时射流速度已完全衰减为零。这比较接近文献[1]的实验结果。从该实验观察的纹影图(图 5)中可以看出,微射流在作动器出口形成后向前迁移时耗散较快,这一点与本文计算结果比较吻合。

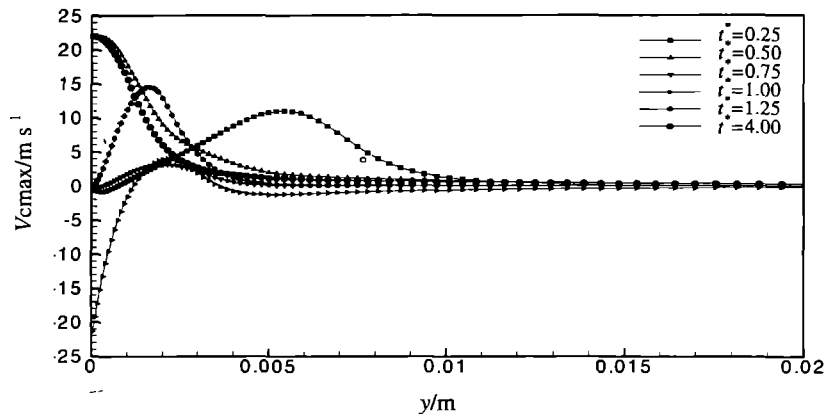


图2 微射流流场中心线上的速度分布

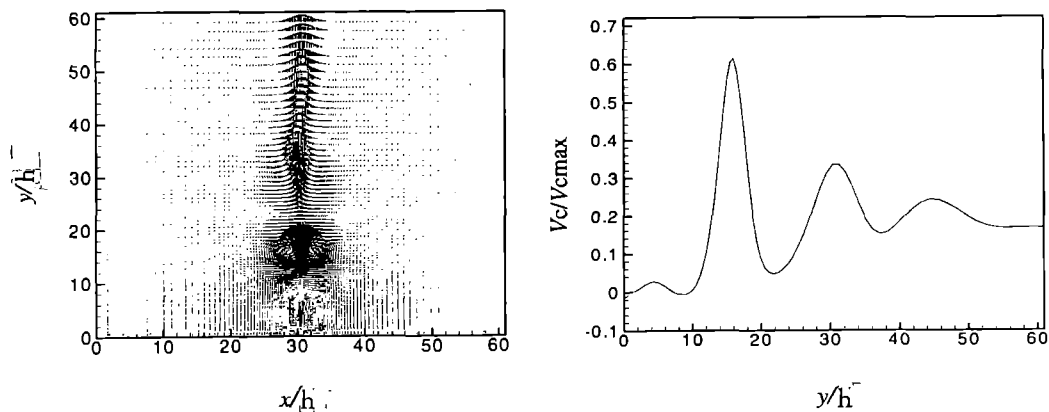


图3 速度矢量图及流场中心线上的速度分布

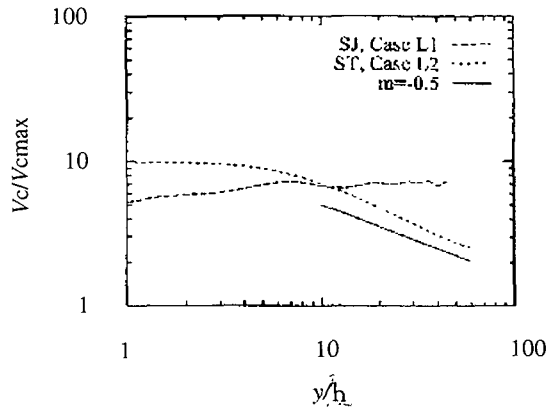


图4 流场中心线速度分布

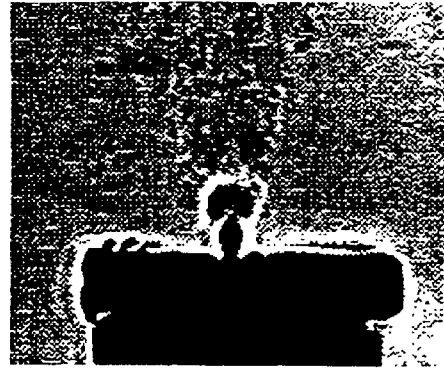


图5 微射流纹影图

4 结论

本文计算结果分别与文献[1]和[2]的实验与理论结果相近,验证了本方法的可行性。和层流模型计算结果相比较,紊流模型计算结果可以更准确地显示漩涡对的位置,并清楚地显示漩涡对的耗散过程,与实验结果比较吻合。此外,本文的工作也是对计算低速可压流场的方法的一种尝试。

参考文献:

- [1] Memicawl J M. Progress and Prospects for Active Flow Control Using Microfabricated Electro - Mechanical System (MEMS) [R]. AIAA 96 - 0306.
- [2] Kral L D, Donovan J F, Cain A B. Numerical Simulation of Synthetic Jet Actuators [R]. AIAA 97 - 1824.
- [3] Rizzetta D P, Visbal M R, Stanek M J. Numerical investigation of Synthetic Jet Flowfields. [R]. AIAA 98 - 2910.
- [4] 高峰,汪亮,微射流作动器外流场数值分析[J]. 西北工业大学学报,2003,18(3):395 - 400.
- [5] John A. Ekaterinaris. Implicit High - order Accurate in Space Algorithms for the Navier - Stokes Equation [R]. AIAA 99 - 3257.
- [6] 高峰,何高让,汪亮. 微射流流场原理性实验研究[J]. 空军工程大学学报(自然科学版),2002,3(3):8 - 11

(编辑:田新华)

Turbulent Numerical Study on the External Flowfield of Micro - jet Actuator

GAO Feng¹, ZHANG Zhi - feng¹, WANG Liang²

(1. The Missile Institute, Air Force Engineering University, Sanyuan 713800, Shaanxi, China; 2. College of Astronautics Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: The Favre - average N - S equations are solved by using Beam - warning approximate factorization method combined with k - ε model and a high - order compact - difference scheme for the micro - jet actuator external flowfield, at the same time, numerical simulation is performed to the compressible, two dimensional, time - dependent and viscous flowfield. Newton - like subiterations within each physical time step are employed to achieve temporal accuracy, remove factorization errors and reduce errors caused by linearization and the low spatial order of accuracy of the implicit operator. The implicit high - order compact - difference has high accuracy and good robustness. The algorithm demonstrates high accuracy compared to both second - order and upwind - biased methods. For several cases, particularly very low - Mach number flows, filtering is a superior alternative to damping. The calculating results tally with the experimental results.

Key words: micro - jet; Navier - Stockes equations; approximate - factorization solution; turbulent numerical simulation