

应用 S-A 模型的自由射流和冲击射流数值模拟*

何 枫, 谢峻石, 郝鹏飞, 姚朝晖

(清华大学 工程力学系, 北京 100084)

摘 要: 为探索轴对称射流准确的数值模拟方法, 根据可压缩的轴对称 N-S 方程, 利用二阶精度的有限体积法对轴对称的自由射流和垂直冲击射流进行数值模拟。结果表明采用 Spalart-Allmaras 湍流模型, 可很好描述射流流动。收缩喷嘴射流计算应从出口上游的内流开始, 而不能在出口截面上给定声速条件。计算结果与实验吻合较好, 所获得的喷嘴内外部流场的流动状况以及冲击射流参数分布, 可用于优化喷嘴内部结构设计。

关键词: 自由射流; 冲击射流; 有限体积法; S-A 湍流模型; 数学仿真

中图分类号: TP601 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2001) 01-0043-04

Computation of axisymmetric jet flow with Spalart-Allmaras turbulence model

HE Feng, XIE Jun-shi, HAO Peng-fei, YAO Zhao-hui

(Dept. of Engineering Mechanics, Tsinghua Univ., Beijing 100084, China)

Abstract: A computational study for axisymmetric jet flow with Spalart-Allmaras turbulence model was carried out. The second order finite volume method, fine unstructured grids and non-reflecting boundary condition were used in solving the compressible N-S equations. The numerical results are in good agreement with experimental data. It is demonstrated that the Spalart-Allmaras turbulence model is suitable for numerical simulation of the axisymmetric jet flow and the sufficiently fine unstructured grids are helpful in obtaining the flow field details. In addition, it is found that, for under-expanded jet flow, computation should be started from the internal upstream of the nozzle exit and its exit boundary condition should not be prescribed as sonic profile in this case. It is useful in understanding nozzle internal and external flow field and impinging jet parameter distribution. It is also helpful for optimal design of nozzle internal structure.

Key words: Free jet; Impinging jet; Finite volume method; S-A model; Mathematical simulation

1 引 言

对射流的数值模拟, 可以为实验研究和理论分析提供参考和帮助, 节省实验所需的人力、物力和时间, 对实验结果的整理和规律的得出起到很好的指导作用; 同时还能够预测出由于实验条件的限制而无法测量的流场信息, 更加深刻地理解问题产生的机理。

由于标准的 $k-\epsilon$ 二方程湍流模型在描述轴对称射流时与实验相比有较大的偏差, Spalart 和 Allmaras 在 1992 年提出了 S-A 一方程湍流模型^[1]。S-A 湍流模型常用于大梯度、近壁的气体流动的数值模拟, 在涡轮机械等方面的计算中有着广泛的应用。本文将

其引进到轴对称高速射流的数值模拟, 近壁处使用壁面函数进行修正^[2], 研究其在高速射流数值模拟方面的可行性。

2 控制方程和湍流模型

可压缩的二维轴对称流动满足柱坐标系下的 N-S 方程^[3]

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E_u}{\partial x} + \frac{\partial F_u}{\partial r} - \frac{\partial E_v}{\partial x} - \frac{\partial F_v}{\partial r} + \frac{H}{r} = 0 \quad (1)$$

式(1)中, $Q = (\rho, \rho u, \rho v, e)^T$, E_u, F_u 分别为两个坐标方向的无粘通量, E_v, F_v 分别为两个坐标方向

* 收稿日期: 2000-03-27; 修订日期: 2000-05-25。基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (19902009)。

作者简介: 何 枫 (1963—), 女, 博士生, 副教授, 研究领域为工程流体力学。

的粘性通量, H 为源项。 E_u, F_u, E_v, F_v 和 H 的具体定义见参考文献[3]。

S-A 湍流模型具体描述如下:

$$\rho \frac{D\bar{v}}{Dt} = G_v + \frac{1}{\sigma_v} \left| \frac{\partial}{\partial x_j} \right| \left(\mu + \rho \bar{v} \right) \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} +$$

$$C_{b2} \rho \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} \right|^2 - Y_v$$

式中, \bar{v} 代表湍流运动粘性系数, v 代表分子运动粘性系数; G_v 是生成项, Y_v 是破坏项。

$$G_v = C_{b1} \rho S \bar{v} \quad (3)$$

其中 $\bar{S} \equiv S + \frac{v}{k^2 d^2} f_{v2}$,

$$f_{v2} = 1 - \frac{x}{1 + x f_{v1}}, S \equiv \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}},$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left| S \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right|$$

$$Y_v = C_{w1} \rho \bar{v} \left| \frac{v}{d} \right|^2 \quad (4)$$

其中 $f_w = g \left| \frac{1 + C_{w3}}{g^6 + C_{w3}} \right|^{1/6}$,

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r),$$

$$r \equiv \frac{v}{S k^2 d^2}$$

近壁处的修正公式

$$S \equiv |\Omega_{ij}| + C_{prod} \min(0, |S_{ij}| - |\Omega_{ij}|) \quad (5)$$

其中 $C_{prod} = 2.0, |\Omega_{ij}| = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}$,

$$|S_{ij}| \equiv \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}},$$

$$\mu = \rho \nu f_{v1} \quad (6)$$

其中 $f_{v1} = \frac{x^3}{x^3 C_{v1}^3}, x = \frac{v}{v}$

S-A 模型中的系数值

$$C_{b1} = 0.1335, C_{b2} = 0.622,$$

$$\sigma_v = 2/3, C_{v1} = 7.1$$

$$C_{w1} = C_{b1}/k^2 + (1 + C_{b2})/\sigma_v,$$

$$C_{w2} = 0.3, C_{w3} = 2.0, k = 0.41$$

采用二阶精度的有限体积法对控制方程进行数值模拟^[3,4]。时间步长上采用四阶 Runge-Kutta 法进行时间积分^[5]。

网格的划分采用无结构网格。相对于结构网格而言,无结构网格编程比较复杂,但局部加密比较容易,易于显示流场的细微结构。

3 检验算例

3.1 轴对称欠膨胀自由射流

计算域及网格示意图如图 1 所示,喷嘴直径 $D = 3 \text{ mm}$,内部流道形线满足维多辛斯基曲线,压比 $p_0/p_a = 4$ 。

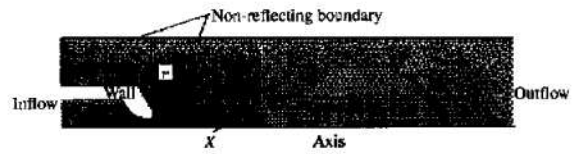


Fig. 1 Computation region and computation grid

由于在欠膨胀的情况下,实际的声速线并不在喷嘴的出口截面上,因此计算从喷嘴出口的上游管内流动开始,以减小出口截面上的参数对外流场的影响。外流场的计算域为 $20D \times 5D$,计算域内的网格点数为 50 000 个。

计算域的入口采用入流条件,给定总压、总温和速度的方向;出口采用出流条件,即在出口截面上给定环境压力;对称轴处采用轴对称条件;人工边界用无反射边界条件。

其中无反射边界条件是根据特征线的方法来求出边界上的参数值。根据一维完全气体无粘非定常运动的方程组,在亚声速的条件下由边界上的入射波和出射波可以得到两个 Riemann 不变量

$$R_\infty = V_{n,\infty} - \frac{2c_\infty}{\gamma - 1} \quad (2)$$

$$R_i = V_{n,i} - \frac{2c_i}{\gamma - 1} \quad (3)$$

其中 V_n 为沿边界法向的速度分量; c 为当地的声速。

下标 ∞ 表示无穷远处的参数值,下标 i 表示计算域内紧邻边界点的参数值。

由于无穷远处的参数值为已知,而计算域内点的参数值可以通过内点的计算得出,因此可以得到边界上的沿边界法向方向的速度分量和当地的声速值

$$V_n = \frac{1}{2} (R_i + R_\infty) \quad (4)$$

$$c = \frac{\gamma - 1}{4} (R_i - R_\infty) \quad (5)$$

同时边界上的沿边界切向方向的速度分量和熵的值可以通过内点外推得到。

图 2,3 分别显示了喷嘴出口附近的等马赫数线和出口截面上的马赫数分布。从图中我们可以看出,声速线和出口截面不在一个平面内,在喷嘴出口截面上,轴线附近是亚声速流动,靠近壁面处为超声速流动。这个结果与前人的研究结论是相符合的^[5]。

对于超声速自由射流的轴线总压测量,由于在总压探头的前缘会出现脱体激波,引起熵增,所测到的总压值为波后总压值。现将计算得到的轴线上的马

赫数和总压值利用正激波的关系, 换算为激波后的总压值, 与实验测量进行比较, 图 4 显示的是外流场的换算后的总压值与实验值的比较。从图中可以看出,

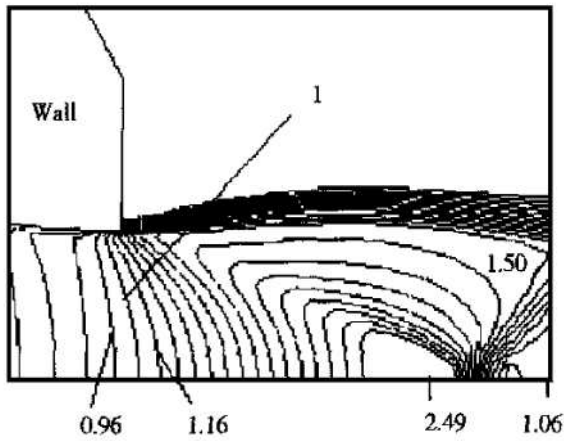


Fig. 2 Mach number contour nearby the nozzle exit

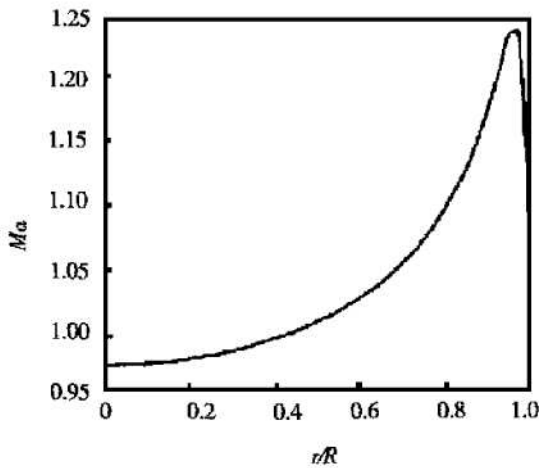


Fig. 3 Mach number profile at the nozzle exit
(R is the radius of nozzle exit)

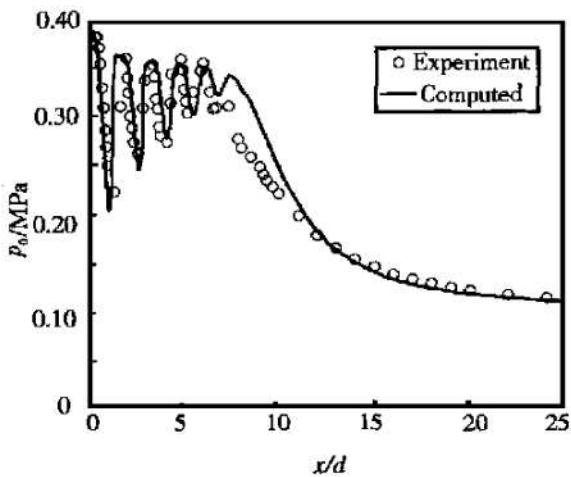


Fig. 4 Comparisons of computed and measured axial total pressure profiles
(d is the diameter of the nozzle exit)

计算值和实验值符合的很好, 包括喷嘴出口附近的几个压力振荡也与实验也比较一致, 从而可以说明所计算的射流轴线上的马赫数和总压分布, 可以代表实际的流动参数。根据较成功的数值模拟结果, 可以获得超声速欠膨胀射流的实际流动参数, 从而避免了部分复杂的实际测量。

3.2 轴对称垂直冲击射流

计算域示意图如图 5 所示。喷嘴出口直径 3 mm, 内锥 30° , 出口速度 240 m/s, 出口距平板 $20D$ 。外流场的计算域为 $20D \times 50D$, 计算域内的网格点为 40 000 个。

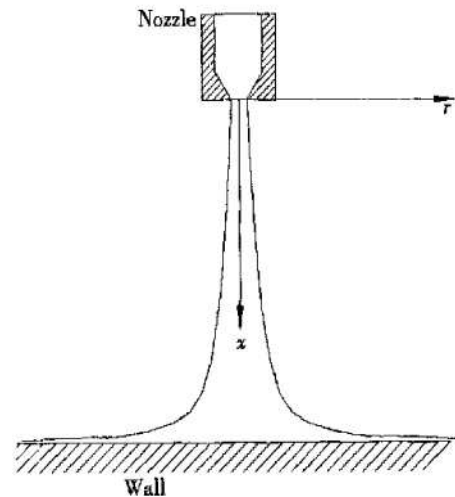


Fig. 5 Computation region

计算域的入口采用入流边界条件, 出口采用出流边界条件, 计算域外边界采用无反射边界条件, 冲击平板给定无滑移固壁条件。在冲击平板附近, 湍流模型采用壁面函数进行修正。

将数值模拟得到的垂直冲击射流轴线上的速度分布以及平板近壁处的速度分布与实验结果进行比较(见图 6, 7)。从比较结果来看, 两者吻合的比较

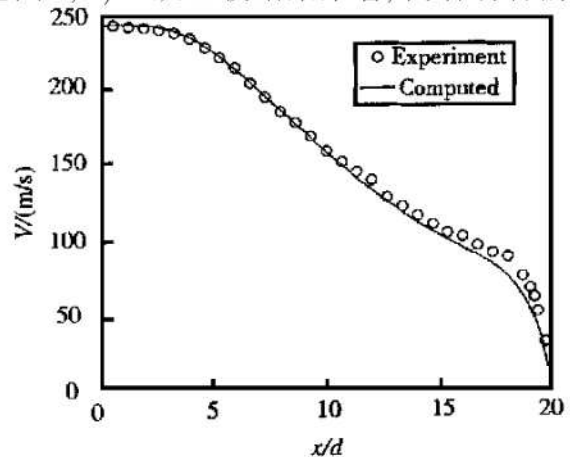


Fig. 6 Comparisons of computed and measured axial velocity profiles of impinging jet

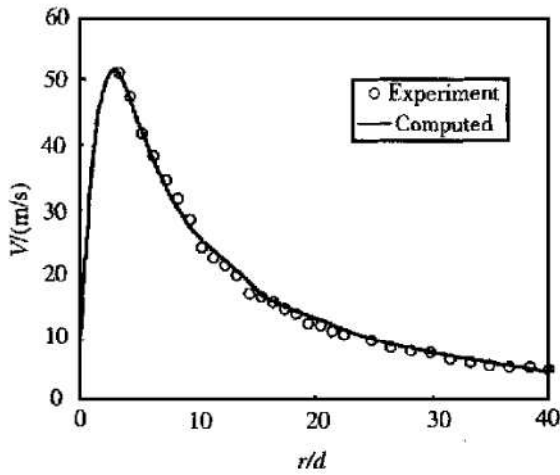


Fig. 7 comparisons of computed and measured velocity profile nearby the wall(1mm above the wall)

好。当射流距离平板较远的时候,流场的流动状况与亚声速的自由射流一致,射流的等速核长度约为喷嘴直径的4~5倍;当射流冲击到平板上时,在冲击点的附近形成一个滞止区,近壁处的速度峰值大约距离冲击点有 $5D$ 。图8显示的是数值模拟的冲击射流的马赫数等值线分布,从图中也可以清楚的看出射流在冲击点附近形成的滞止区。

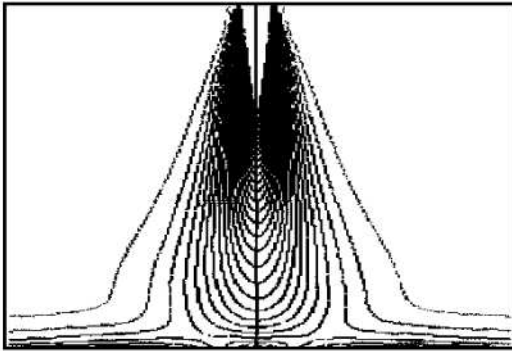


Fig. 8 Mach number contour (computed)

4 结论

(1) 在轴对称高速射流的数值模拟中采用S-A湍流模型是可取的,能够正确描述射流的流动规律。

(2) 在数值模拟中采用非结构网格,局部进行网格加密,有助于了解重要位置的流场结构,如喷嘴出口附近和冲击平板近壁处的流动状况。

(3) 在欠膨胀的自由射流中,喷嘴出口截面和等声速线并不在一个平面内,计算时不能在喷嘴出口截面上给定声速条件,而应该从喷嘴上游开始进行计算。

参考文献:

- [1] Jameson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes[R]. AIAA 81-1259.
- [2] Dacles-Mariani J, Zilliac G G, Chow J S. Numerical/experimental study of a wingtip vortex in near field[J]. AIAA Journal, 1995, 33(9): 1561~1568.
- [3] KASHITANI Masashi, MIYAZATO Yoshiaki, MASUDA Mitsuharu, et al. Numerical and experimental investigations of supersonic jets from sootblower nozzle[J]. JSME International Journal Series B, 1998, 41(2): 375~380.
- [4] Weiss, J M, Smith W A. Preconditioning applied to variable and constant density flows[J]. AIAA Journal, 1995, 33(11): 2050~2057.
- [5] Barth T J, Jespersen D. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes[R]. AIAA 89-0366.
- [6] Spalart P, Allmaras S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA 92-0439.
- [7] Iwamoto J. Impingement of under-expanded jets on a flat plate[J]. Journal of Fluid Engineering, Transactions of the ASME 1990, 112(2): 179~184.

(编辑:盛汉泉)