

二维超音速湍流混合特性研究*

赵烈 王发民 潘力均 俞刚

(中国科学院力学研究所, 北京, 100080)

摘要:着重讨论顺流喷射情况下的超音速混合的流场特征及影响因素。简要介绍了顺流喷射混合的研究现状。同时,探讨了不同的来流参数对流场特征的影响及混合机理。计算采用了一种二阶 TVD 格式有限体积法及 B-L 湍流模型求解二维湍流 N-S 方程。结果表明:所采用的计算方法能成功地抑制非物理振荡,适用于二维超音速内流的湍流混合特性研究。

主题词:超音速流, 二维流, 数值模拟, 湍流模型

分类号: V235.21

MIXING FEATURES OF TWO-DIMENSIONAL SUPERSONIC TURBULENT FLOW

Zhao Lie Wang Famin Pan Lijun Yu Gang

(Inst. of Mechanics, Academia Sinica, Beijing, 100080)

Abstract: The flow characteristics and the factors influencing supersonic mixing are discussed emphatically. We briefly introduce the current reasearch situation for parallel injection. The mixing mechanism and the effects of different inflow parameters are investigated. In present calculation we adopted a two-order TVD finite volume method and Boldwin-Lomax turbulent model for solving two-dimensional turbulent Navier-Stokes equations. The results show that the numerical method used here can restrain non-physical ocsilation successfully and is suitable to study the turbulent mixing features of two-dimensional supersonic internal flow.

Subject terms: Supersonic flow, Two dimensional flow, Numerical simulation, Turbulence model

1 引言

超燃冲压发动机燃烧室的构型可以有多种形式,但是其中的燃烧喷射方式可大致分为两大类:顺流喷射或横流喷射。早期有关顺流喷射的研究主要针对可压缩自由剪切层。Roshko⁽¹⁾深入研究了混合层湍流过程中相干结构的作用,清晰地描述了混合层的演化过程。Ferziger⁽²⁾等人研究了发展中的混合层内的相干结构及涡对的形成,讨论了涡破损机理,指出了在混合层失稳过程中三维效应的重要性。Hussaini⁽³⁾等人提供了将混合层扩展率用对流马赫数关联的可能的解释。kumar⁽⁴⁾等人提出了若干增强燃烧室内流场的湍流与混合的措施。

本文针对顺流喷射情况,对二维通道内两股超音速气流产生的湍流混合流场进行了数值模拟。初步试算了几种不同的几何构型及来流参数。试图分析它们的影响及混合机理。计算采用一种二阶 TVD 格式有限体积法及 B-L 湍流模型,计算结果反映了二维超音速内流的湍流混合特征。

* 本文 1995 年 3 月 27 日收到,修改稿 1995 年 11 月 12 日收到

2 控制方程及边界条件

湍流流场的无量纲守恒型控制方程可写成下述形式:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial y} = \vec{S} \quad (1)$$

$$\text{式中} \begin{cases} U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E)^T \\ F(U) = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho u H)^T \\ G(U) = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho v H)^T \end{cases}$$

对于常比热完全气体, 其总能量 E 及总焓 H 可以表达如下:

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} p / \rho + \frac{1}{2} (u^2 + v^2); \quad H = E + p / \rho$$

式 (1) 的右端项 $S = S(U)$ 为粘性项

$$\vec{S} = (S_1, S_2, S_3, S_4)^T \quad (2)$$

此处, $S_1 = 0, \quad S_2 = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}, \quad S_3 = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}$

$$S_4 = \frac{\partial}{\partial x} (u\tau_{xx} + v\tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y} (u\tau_{yx} + v\tau_{yy}) + \frac{C_p}{Re \cdot p_r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right]$$

粘性应力为: $\tau_{xx} = \frac{2\mu_{\text{eff}}}{Re} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - 1/3 \text{div} \vec{V} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{\mu_{\text{eff}}}{Re} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad \tau_{yy} = \frac{2\mu_{\text{eff}}}{Re} \left(\frac{\partial v}{\partial y} - 1/3 \text{div} \vec{V} \right)$

此处, 有效粘性系数由两部分构成: $\mu_{\text{eff}} = \mu_t + \mu_l$, 层流粘性系数 (μ_l) 按 Sutherland 公式计算:

$$\mu_l / \mu_0 = (T / T_0)^{1.5} \frac{T_0 + C}{T + C} \quad (3)$$

式中的 $T_0 = 288.15 \text{K} \cdot \mu_0 = 1.7894 \times 10^{-5} \text{kg/m} \cdot \text{s}$

边界条件: 进口, 给定来流参数; 壁面, 用无滑移条件; 中心线, 用对称性条件

3 Baldwin-Lomax 湍流模型

本文使用 Baldwin-Lomax 涡粘性代数湍流模型, 由于采用涡量的分布来表征湍流的长度尺度, 因而无需事先确定边界层的外缘而将湍流粘性系数分为内、外两层定义如下:

$$\mu_t = \begin{cases} \rho l^2 |\omega|, & y \leq y_c \\ KC_c \rho F_w F_k(y), & y > y_c \end{cases} \quad (4)$$

其中 y 为离开壁面的法向距离, y_c 为内层与外层粘性系数相等之处的 y 坐标的最小值。

内层湍流粘性系数表达式中的混合长度, 用下式确定:

$$l = ky \left[1 - \exp \left(- \frac{y^+}{A^+} \right) \right] \quad (5)$$

其中: $y^+ = \frac{\sqrt{\rho_w \tau_w} y}{\mu_w}$; 涡量为 $|\omega| = \left| \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right|$

外层湍流粘性系数计算公式中的各量如下:

$$F_w = \min \left\{ \frac{y_{\max} F_{\max}}{C_w y_{\max} U_{\text{Dif}}}, \frac{F_{\max}}{F_{\max}} \right\} \quad (6)$$

其中 F_{\max} 是下列 $F(y)$ 的壁面法向上的最大值

$$F(y) = y|w|[1 - \exp(-\frac{y^+}{A^+})]$$

y_{\max} 为 F_{\max} 对应的 y 坐标, $U_{\text{Dif}} = (\sqrt{u^2 + v^2})_{\max} - (\sqrt{u^2 + v^2})_{\min}$

湍流间歇因子为

$$F_{k(y)} = [1 + 5.5(\frac{C_{ky}}{y_{\max}})^6]^{-1} \quad (7)$$

湍流模型中的经验常数如下: $C_c = 0.3$, $C_k = 0.25$, $A^+ = 26$, $k = 0.4$, $K = 0.0168$.

4 计算方法

采用一种二阶 TVD 格式的有限体积法, 结合通量分裂, 将求解区域划分为一些四边形单元。考虑方程 (1) 在单元 Ω_{ij} 上的积分

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega_{ij}} U dx dy + \iint_{\Omega_{ij}} (\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y}) dx dy = \iint_{\Omega_{ij}} S dx dy \quad (8)$$

由 Green 公式, 可得

$$\iint_{\Omega_{ij}} (\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y}) dx dy = \sum_{k=1}^4 \bar{l}_k (n_x^k \bar{F}_k + n_y^k \bar{G}_k) \quad (9)$$

式中 (n_x^k, n_y^k) 为 Ω_{ij} 的第 k 个边界 Γ_k 上的单位外法向量, \bar{l}_k 为 Γ_k 的边长, U_{ij} , H_{ij} 分别为 U , H 在 Ω_{ij} 的积分平均值,

$$\bar{H}_k = \bar{l}_k (n_x^k \bar{F}_k + n_y^k \bar{G}_k)$$

则由 (8)、(9) 得

$$\frac{\partial}{\partial t} (A_{ij} U_{ij}) + \sum_{k=1}^4 \bar{H}_k = S_{ij} A_{ij} \quad (10)$$

A_{ij} 为 Ω_{ij} 的面积, S_{ij} 做为源项处理。下面给出对应于第一个边 $\Gamma_1 = \Gamma_{i+\frac{1}{2}, j}$ 的计算公式

$$\begin{aligned} \bar{H}_1^+ &= \frac{\lambda_{\max}^+}{\lambda_{\max}^+ - \lambda_{\min}^-} (n_x^1 F(U_{ij}) + n_y^1 G(U_{ij}) - \lambda_{\min}^+ U_{ij}), \\ \bar{H}_1^- &= \frac{\lambda_{\min}^-}{\lambda_{\min}^- - \lambda_{\max}^+} (n_x^1 F(U_{i+1, j}) + n_y^1 G(U_{i+1, j}) - \lambda_{\max}^+ U_{i+1, j}) \end{aligned} \quad (11)$$

式中 $\lambda_{\max}^+ = \max \{ \max_m (\lambda_1^m), 0 \}$, $\lambda_{\min}^- = \min \{ \min_m (\lambda_1^m), 0 \}$

λ_1^k , λ_2^k , λ_3^k , λ_4^k 是 $\bar{C}_k = \bar{l}_k (n_x^k A_k + n_y^k B_k)$ 的特征值, 而 $A_k = \partial F / \partial U$, $B_k = \partial G / \partial U$, \bar{C}_k 的特征向量组成矩阵 R_k , $\Lambda_k = \text{diag} \{ \lambda_i^k \}$, 则 $\bar{C}_k = R_k \Lambda_k R_k^{-1}$, 于是, (1) 的有限体积逼近式可写为

$$A_{ij} \frac{U_{ij}^{n+1} - U_{ij}^n}{\Delta t} + \sum_{k=1}^4 \bar{H}_k^* = A_{ij} S_{ij} \quad (12)$$

式中 $\bar{H}_1^* = \bar{H}_1^+ + \bar{H}_1^- + \frac{1}{2} R_1 (\Phi_1^+ - \Phi_1^-)$,

$$\Phi_1^+ = \text{minmod} (\Lambda_1^+ R_1^{-1} \Delta_{i-\frac{1}{2}} U, \Lambda_1^+ R_1^{-1} \Delta_{i+\frac{1}{2}} U),$$

$$\Phi_1^- = \text{minmod} (\Lambda_1^- R_1^{-1} \Delta_{i+\frac{1}{2}} U, \Lambda_1^- R_1^{-1} \Delta_{i+\frac{3}{2}} U),$$

$$\Lambda_1^+ = \frac{\lambda_{\max}^+}{\lambda_{\max}^+ - \lambda_{\min}^-} (\Lambda_1 - \lambda_{\min}^- I), \quad \Lambda_1^- = \frac{\lambda_{\min}^-}{\lambda_{\min}^- - \lambda_{\max}^+} (\Lambda_1 - \lambda_{\max}^+ I),$$

I 表示单位矩阵, $\Delta_{i+\frac{1}{2}} U = U_{i+1, j} - U_{ij}$, \bar{H}_2^* , \bar{H}_3^* , \bar{H}_4^* 可类似给出。

计算中对时间项作了一阶隐式处理，然后进行线性化并作近似因子分介。最终求解块三对角方程组。

5 算例与讨论

本文试算了两种几何型：壁面扩张或收缩，同时对于壁面扩张的通道计算了两种来流情况，中心燃料射流压力 (p_j) 与空气来流压力 (p_A) 之比分别为 $p_j/p_A=2.5$ 或 5.0 ，空气来流马赫数为 3 。

图 1 给出不同情况下流场的密度等值线分布。可以看出，中心喷嘴出口附近，尤其是唇部，两者的差异较明显，这是由于 p_j/p_A 的差异所导致的膨胀效应不同。图 2 的流场压力等值线分布也显示出上述效应。图 3 是流场的马赫数等值线分布情况。压力比的影响主要反映在中心射流出口附近而其余部分差别不大。

另外，通道的几何形状也必将影响流场的构型。图 4 分别给出了壁面收缩时的密度及压力等值线分布。与图 1, 2 相比，可以看出，流场构型有显著差异。

运行参数的选取是一个值得探讨的问题。从增强混合、稳定燃烧的角度，寻求几何参数及运行参数的最佳组合并阐明不同工况下的混合及燃烧机理是今后工作的目标。

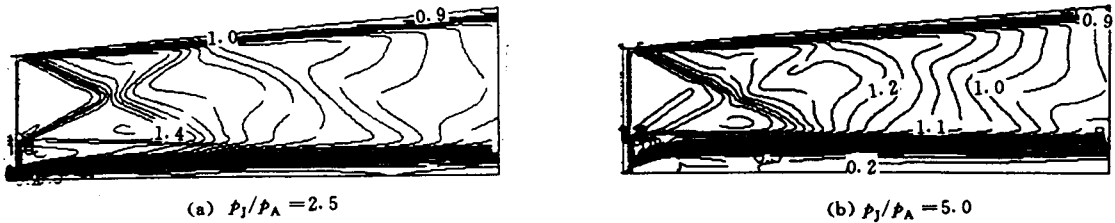


Fig. 1 Density contours at different cases

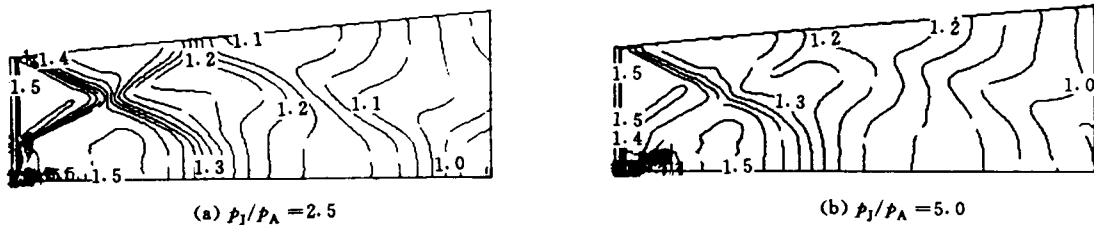


Fig. 2 Pressure contours at different cases

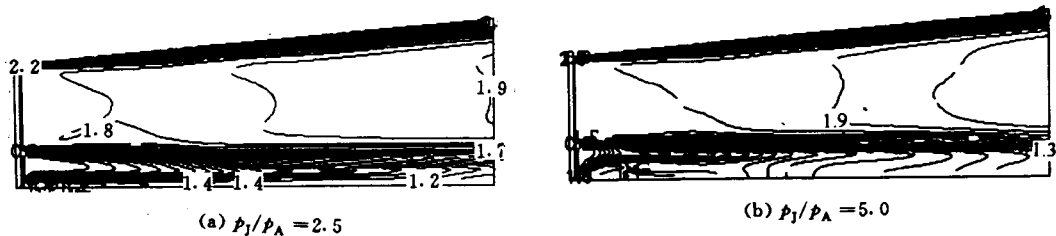


Fig. 3 Mach number contours at different cases

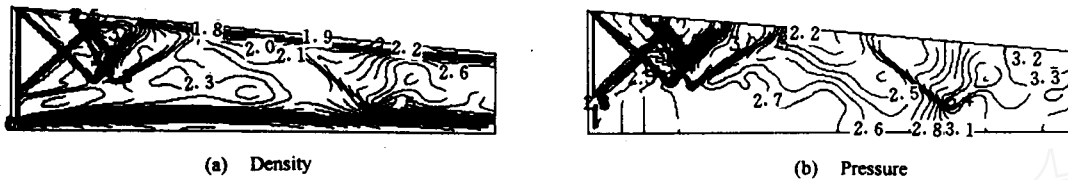


Fig. 4 Distributions of contours at other passage

参 考 文 献

- 1 Roshko A. Progress and problems in understanding turbulent shear flows. In Murty S N B ed. Turbulent mixing in nonreactive and reactive flows. 1975. 295—316
- 2 Freziger J H, McMilliam O J. Studies of structure and modeling in turbulent shear flows. AD A151807
- 3 Hussaini M Y, Collier F, Busnell D M. Turbulence alteration due to shock motion. Delery J, ed. Turbulent shear-layer/shock-wave interaction. 1986. 371~381
- 4 Kumar A, Bushnell D M, Hussaini M Y. A mixing augmentation technique for hypervelocity scramjets. AIAA 87-1182

(上接第 17 页)

参 考 文 献

- 1 何洪庆, 张振鹏. 固体火箭发动机气体动力学. 西安: 西北工业大学出版社, 1988
- 2 吴洪兵, 张远君. 关于固体火箭发动机的比冲预测. 推进技术, 1985 (5)
- 3 Cline M C. Computation of two-dimensional viscous nozzle flow. AIAA J, 1976, 14 (3)
- 4 马铁犹. 计算流体动力学. 北京: 北京航空学院出版社, 1985
- 5 Baldwin B S, Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. AIAA 78-257
- 6 刘导治. 计算流体力学基础. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1989
- 7 叶定友, 单建胜. 大力神-4 改进型固体助推器爆炸原因分析启示. 固体火箭技术, 1984 (3)

固体火箭发动机装药寿命预示方法试验研究*

任国周

(航天工业总公司 31 所, 北京, 100074)

摘要: 研究了固体火箭发动机装药硬度和 HTPB 推进剂方坯硬度、强度及延伸率在贮试期内的变化规律, 建立了装药硬度-强度、延伸率-贮存期相关联的数学模型和回归方程组。用其预估固体发动机装药寿命。

主题词: 复合推进剂, 装药, 老化试验, 储存寿命

分类号: V512.3

THE RESEARCH OF FORECAST METHOD FOR GRAIN LIFE IN SOLID ROCKET MOTORS

Ren Guozhou

(The 31st Research Inst., Beijing, 100074)

Abstract: The variational laws of grain hardness on solid rocket motors and the hardness, the strength and the extensibility of HTPB propellant piece in the storage period are studied. The mathematical models and the regression equation groups of the grain hardness strength relation, the extensibility storag life relation have been built in this paper. The grain life on solid rocket motors are predicted by means of the method.

Subject terms: Composite propellant, Charge, Aging test, Storage life

1 前言

老化性能是复合固体推进剂的一项重要指标。一般采用加速老化试验法来预估推进剂寿命, 并且仅用某一个参数。有关 HTPB 复合固体推进剂寿命的预示方法, 已有不少学者从不同角度作了大量研究^[1~5]。在贮存试验中随着老化过程的进行, 推进剂硬度等物理参数的变化, 都未作进一步的探讨。

本文依据贮试过程中获得的大量信息, 通过数理统计分析和指数回归分析, 建立了装药硬度-强度、延伸率-贮存期之间的相关数学模型和回归方程组, 并用于预估固体发动机丁羟推进剂装药寿命。

2 贮存年限与装药硬度分析

在不同贮存年限 a , 定期测定燃烧室装药尾部端面的邵氏硬度值 $H_{SK.C}$ 。两者的指数回归分析结果为:

$$H_{SK.C} = Ae^{Ba} \quad (1)$$

* 本文 1995 年 9 月 16 日收到