

在火箭发动机燃烧室中 气相湍流流动的理论计算

阎建国 贾少波

摘 要

本文用单流体湍流模型对液体火箭发动机突扩燃烧室中冷态气相流动的速度场和湍流强度分布进行了数值计算并与实验数据进行了对比和分析。

主题词: 液体推进剂火箭发动机, 燃烧室, 紊流, 数值解

一、引 言

目前, 火箭发动机主燃烧室的设计与发展象其它燃烧装置一样, 主要依靠简化公式或半经验公式以及定性的理论分析进行, 并由实验进行检验。近十几年来计算流体力学蓬勃兴起, 数值计算方法日趋成熟。随着大型计算机内存、速度及功能的急剧提高, 燃烧室中一些过程得到定量分析。本文针对流体进入燃烧室的雾化过程出现的湍流流动现象进行数值模拟和分析, 并与文献^[1]的实验数据进行了对比, 以检验模型对工程的指导性和实用性。

火箭发动机燃烧室中的实际流动是多相的, 本文将液体火箭发动机燃烧室简化为一个突扩室, 采用单相流模型, 计算结果与实际流动虽有一定差距, 但可以为下一步进行多相流计算提供依据。

二、物 理 模 型

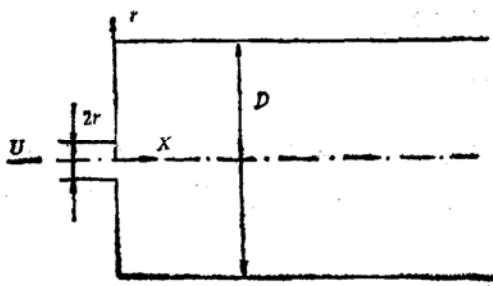


图1 突扩燃烧室

突扩燃烧室简图示于图1。气体从半径为 $r = 1.192\text{cm}$ 的圆口流入直径为 $D = 10.14\text{cm}$ 的圆柱段。计算从扩口开始到 $X/D = 2.4$ 处为止。

由于燃烧室是轴对称的, 计算域可取通过对称轴的平面的一半。

本题为定常流场计算。入口最大流速为 $U = 18.6\text{m/s}$, 马赫数 $M = 0.054 < 0.3$, 据文献^[2]可以做为不可压流处理。根据上述条件建立的连续方程和动量方程分别为

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} = 0$$

$$\frac{\partial(U^2)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rUV) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial U}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma \frac{\partial U}{\partial r} \right) = S_v$$

$$\overset{\text{I}}{\frac{\partial(UV)}{\partial x}} + \overset{\text{II}}{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV^2)} - \overset{\text{III}}{\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial V}{\partial x} \right)} - \overset{\text{IV}}{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial V}{\partial r} \right)} = \overset{\text{V}}{S_v}$$

式中 x 为主流方向， r 为垂直于主流的方向， U 、 V 分别为这两个方向上的速度分量。式中Ⅰ、Ⅱ项为对流输运项，Ⅲ，Ⅳ项为表示湍流涡团输运作用的扩散项，Ⅴ为内部源项。在定常不可压湍流中源项取值为

$$S_u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \nu_t \frac{\partial V}{\partial x} \right)$$

$$S_v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \nu_t \frac{\partial V}{\partial r} \right)$$

式中 ν_t 为湍流粘性系数，在 Spalding 和Launder^[3]提出的 K - ε 两方程湍流模型中 ν_t 的取值为

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} + \frac{\mu_l}{\rho} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} + \frac{\mu_l}{\rho}$$

式中 μ_t 是湍流粘性， μ_l 是层流粘性， k 是湍流动能， ε 是湍流动能耗散率。 k 和 ε 的控制方程分别为

$$\frac{\partial}{\partial x} (Uk) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rVk) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_K \frac{\partial k}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_K \frac{\partial k}{\partial r} \right) = G_K - \varepsilon$$

式中

$$\Gamma_K = \frac{\nu_t}{G_{Kp}}$$

$$G_K = \nu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right\}$$

和

$$\frac{\partial(U\varepsilon)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV\varepsilon) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right)$$

$$= (c_1 G_K - c_2 \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}$$

式中

$$\Gamma_\varepsilon = \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}$$

$$\sigma_\varepsilon = \frac{k^2}{(c_1 - c_2) c_\mu^{\frac{1}{2}}}$$

各系数取值列于表1。

表1 湍流模型系数

G_{kp}	k	C_1	C_2	C_μ
0.9	0.419	1.44	1.92	0.09

三、数值计算和程序说明

本文采用Simple求解方法。首先对控制方程进行离散，并化为代数方程的标准形式^[4]

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + S$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - a_P^0 - S_P \Delta A$$

式中 a_i 是离散系数，且 $i = E, W, N, S$ 。 ϕ 是自变量。 S, S_P 是源项离散系数。典型离散

网格示于图 2。

在 x 方向上取变距网格, 在 r 方向上取等距网格进行计算。边界条件为:

壁面上 $U = 0, V = 0$

入口处 $U = \text{常数或已知分布}$

中心线上 $\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$

为使计算收敛, 采用了文献[4]介绍的低松弛方法。各变量的松弛因子取值列于表 2。

收敛的两个速度质量守恒的残差进行比较, 要求达到 $<10^{-3}$ 。

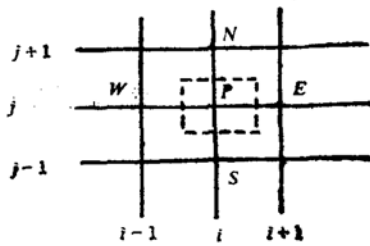


图2 离散网格

表 2 松弛因子

变 量	U	V	k	ε
松弛因子	0.4	0.5	0.7	0.7

四、计算结果与讨论

本计算的几何参数与流动条件与文献[1]中的数据相同, 气体流量输入 $G = 2.7 \times$

10^{-4} kg/s ; 流动雷诺数 $Re = 2.3 \times 10^4$; 入口流动速度分布 $U = 1.86 \left(1 - \frac{r}{D}\right)^{\frac{1}{8}}$

图 3 给出了某截面上 U 速度的分布情况, 与文献[1]的试验结果基本相符。在 $r/D > 0.30$ 后, 试验值与理论值都出现回流流动, 离出口越远回流区越小, 试验结果也证实了这一点。

从图 3 曲线还可看出, 回流区速度 U 与实验值相比仍有一定差距, 主要原因是我们计算模型是单相流体流动, 而实验数据是两相流体流动。加之我们仅取了气体流量进行计算而没有考虑固体颗粒的流动, 这样就比实验中所取的试验流量要小, 而且单相气体的质量密度与两相流的合成质量密度不同, 就造成我们计算的流速, 总流量要低于试验值, 所以理论计算曲线离中心轴较试验值远, 计算值与试验值有一定的误差, 这与上述分析是一致的。

图 4, 5, 给出截面上径向速度分布, 在中心处 V 为零, 从中心到壁面, V 逐渐由正变

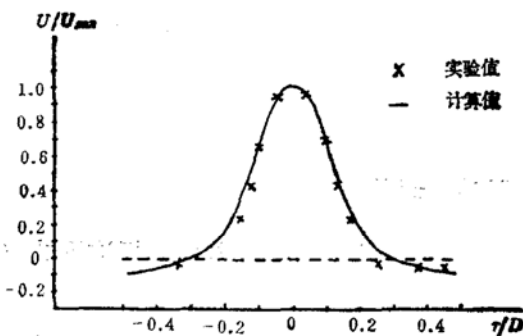


图 3 轴向速度分布 ($x/D = 0.5$)

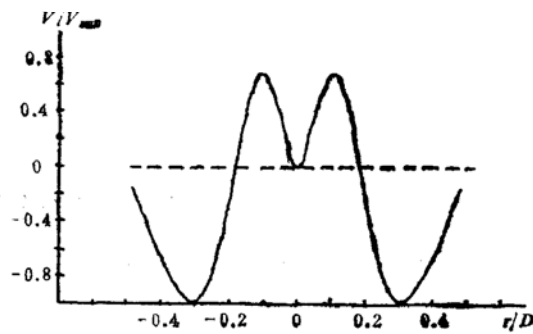


图 4 径向速度分布 ($x/D = 0.5$)

负,表明近壁处回流区的存在。随着远离喷口,正速度区不断增加,负速度区逐渐减小,这与实验观察的结果也是一致的。

图6为湍流动能的典型分布。结果表明,当 $x/D > 0.146$ 时,气相湍流动能的截面分布曲线出现两个峰值,在中心线附近湍流速度最大,随着流动的发展,两峰逐渐趋向平缓。

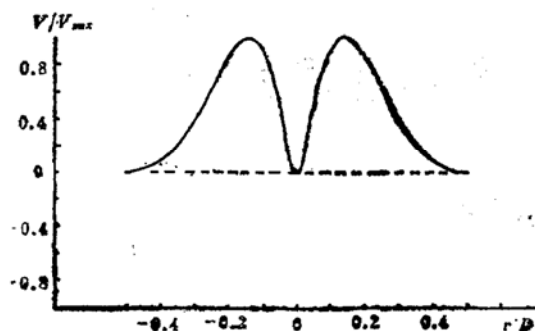


图5 径向速度分布($x/D = 1.0$)

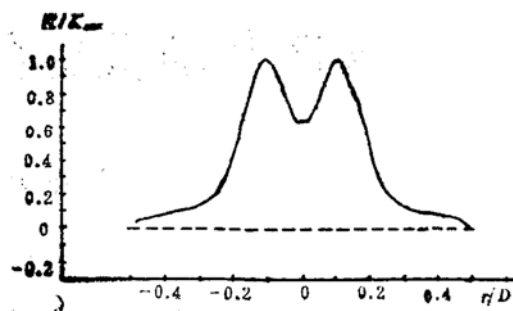


图6 湍流动能分布($x/D = 0.5$)

图7给出湍流耗散率的典型分布,可看出具有同湍动能相同的分布趋势。文献〔1〕中没有给出气体湍动能和动能耗散率分布,此处,我们给出了计算结果,其真实性还有待实验检验。

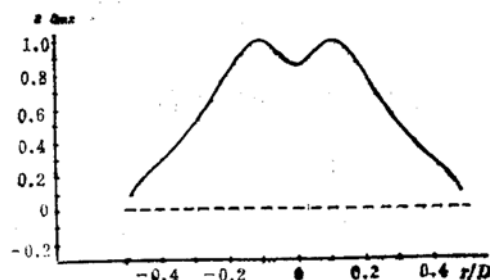


图7 湍流动能耗散率分布($x/D = 0.5$)

由此可见,对于火箭发动机燃烧室冷流量计算引入湍流 $k-\epsilon$ 模型,结果是令人满意的,但与实际情况还有一定的差距。本文的工作可作为建立燃烧室计算模型的基础。

参 考 文 献

- (1) 李荣先,黄晓晴,刘凤山,周力行:突扩燃烧室中湍流回流两相流动的LDV实验研究,清华大学工程力学系研究报告(1986)。
- (2) 西北工业大学、南京航空学院、北京航空学院合编:气体动力学基础,国防工业出版社(1983)。
- (3) Launder, B.E. and Spalding, D.B.: The Numerical Computation of Turbulent Flow, Comp. Methods in Appl. Mech. Eng., 1974, Vol. 3.
- (4) 帕坦卡, S.V. 著,郭宽良译:传热和流体流动的数值方法,安徽科学技术出版社(1984)。

A THEORITICAL CALCULATION OF GAS TURBULENT RECIRCULATION FLOW IN THE COMBUSTION CHAMBER OF ROCKET ENGINE

Yan Jianguo Jia Shaobo

Abstract

Numerical computation of velocity and turbulent intensity distributions are presented in this paper for the cold gas flow in a sudden enlarged combustion chamber of the liquid propellant rocket. The computational results are compared with the experimental data, and good agreement is found. The method can be used as a reference of further design and research.

Keywords: Liquid propellant rocket engine, Combustion chamber, Turbulent flow, Numerical solution.

THE TEMPERATURE PREDICTION FOR COMPOSITE NOZZLE OF SOLID ROCKET MOTOR UNDER ABLATION

Hou Xiaoli Cai Timin

Abstract

This paper presents the numerical simulation for axisymmetric two-dimensional transient temperature distribution in composite nozzle of solid rocket motor which consists of graphite and silica-phenolics under the condition of moving boundaries caused by charring and ablating recession. Based on the method of coordinate system transformation and the concept of equivalent heat capacity, the unified partial differential equations are formed from the principle of energy balance for the element area in different material layers. In numerical simulation, the explicit scheme is used for the inner nodes of the mesh in the computational plane, and the implicit scheme is used for the boundary nodes. The calculating process is rather forthright. Numerical results of a sample are compared with the experimental data, which shows that this method can meet the precision requirement for engineering design.

Keywords: Solid rocket engine, Ablation, Temperature distribution