

• 研究简报 •

②
117-122

突扩燃烧室流场及温度场的数值模拟

Numerical Simulation of Flow-field and Temperature-field
in Combustion Chamber Widened Suddenly

TK175
TK223.21

伍成波

Wu Chenbo

梁小平

Liang Xiaoping

(重庆大学冶金及材料工程系, 重庆, 630044; 第一作者 31 岁, 男, 讲师)

摘要 通过建立圆管状突扩燃烧室内流动及传热的数学模型, 对燃烧室内的流场及温度场进行了数值模拟, 讨论和分析了突扩燃烧室内的流场与温度场的分布规律及影响因素。研究结果对突扩状燃烧器的设计具有指导意义, 所建立的数学模型可作为设计中定量分析的有效手段。

关键词 流场; 温度场; 数值模拟; 燃烧室

突扩燃烧室

中国图书资料分类法分类号 TK174

ABSTRACT The flowfield and temperature-field are numerically Simulated by the mathematical model of the fluid flow and heat transfer in circular combustion chamber widened suddenly. The distributions and influence factors of the flow-field and temperature-field are studied in it. The results have the guiding significance for the design of combustion chamber. The mathematical models can serve as the quantitative analysis methods for design.

KEYWORDS flow fields; temperature fields; numerical simulation; combustion chambers

0 引 言

为了使燃烧室内燃烧能稳定进行, 人们通常利用各种方式造成回流区, 突扩式燃烧室就是其中的一种, 它的工作原理是: 利用突然扩张的几何形状使气流分离, 分离流在压力梯度作用下回流到火焰根部连续点火, 从而使火焰稳定。各种预混火焰和扩散火焰采用的突然扩张形燃烧坑道均属此类。

在突扩燃烧室中, 回流区的大小和位置、回流量的多少都直接影响燃烧过程、燃烧效率和火焰的稳定性, 因此研究突扩燃烧室内气体流动的规律及其影响因素具有重要的实际意义。描述突扩燃烧室内非等温流动的方程组包括连续性方程、紊流动量方程、能量方程等, 由于方程组的复杂性, 其理论求解极其困难甚至无法进行, 故以往的研究常采用对物理模型和实物进行实验研究的方法。70年代后, 随着紊流理论和数值方法的发展, 燃烧室内的流场及

温度场的数值模拟逐渐成为一种有效的研究方法,越来越多地被人们所采用。本文通过建立突扩燃烧室内流动及传热的数学模型,对燃烧室内的流场及温度场进行了数值模拟,并将模拟计算的温度场与文献[1]的实验值进行了比较,在此基础上讨论和分析了突扩燃烧室内流场及温度场的分布规律及影响因素。

1 数学模型

1.1 基本方程

在不考虑燃烧放热、体积力及粘性力作功的假设条件下,二维轴对称稳定的紊流流动及传热过程可用以下的基本方程来描述,以通用变量 ϕ 表示的通用基本方程如下

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi}$$

式中的 ϕ 、 Γ 和 S_{ϕ} 在各方程中的形式如表1,各常系数值见表2。

表1 控制方程中各项具体形式

守恒量	ϕ	Γ	S_{ϕ}
质量	1	ρ	0
动量	u	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}$
	v	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2\mu_{\text{eff}}v}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r}$
紊动能	k	$\mu_{\text{eff}}/\sigma_k$	$G_k - \rho \epsilon$
紊动耗散率	ϵ	$\mu_{\text{eff}}/\sigma_{\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \rho \epsilon)$
滞止焓	$C_p T$	$\mu_{\text{eff}}/\sigma_T$	S_i

$$G_k = \mu_{\text{eff}} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\}$$

表2 控制方程中各常数值

μ_{eff}	C_2	C_1	C_1	σ_k	σ_{ϵ}	σ_T
$C_1 \mu^2/\epsilon$	0.09	1.45	1.92	1.0	1.3	0.95

表1中 S_i 为辐射热流通量,采用离散辐射强度法进行计算[2]。

1.2 定解条件

圆管状突扩燃烧室模型如图1所示。考虑区域的对称条件,故取其中一半作为实际计算区域,边界条件包括进口、出口、壁面及对称边界四部分。

1.2.1 进口边界

进口轴向速度采用管内紊流速度分布式 $u_{\text{in}} = u_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/7}$, $V_{\text{in}} = 0$, $k_{\text{in}} = 0.006u_{\text{in}}^2$, $\epsilon_{\text{in}} = C_4 k_{\text{in}}^{3/2}/l_{\text{in}}$, $l_{\text{in}} = d/2$, $d = 16 \sim 96$ mm, $T_{\text{in}} = 1000$ K。

1.2.2 出口边界

假定计算区域出口附近为抛物型流动, 故可认为所有变量的轴向变化率为零, 即:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial (C_p T)}{\partial x} = 0$$

1.2.3 壁面边界

在固体壁面上采用无滑移假设, 即 $u_w = v_w = k_w = \varepsilon_w = 0$. 壁面温度由边界热平衡来决定, 即:

$$S_r|_w + \left(-\lambda_e \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_w = \alpha_s (T_w - T_s)$$

S_r —辐射传热通量, λ_e —有效导热系数, α_s —综合传热系数, T_s —室温, T_w —壁面温度.

在壁面附近粘性支层中的流动与换热的计算采用壁面函数法, 在所计算的壁面附近粘性支层以内的地区, 假设无量纲速度与温度分布服从对数分布规律^[5].

1.2.4 对称边界

当 $r=0$ 时, $\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r}$, 且 $v=0$.

1.3 模型的求解

将计算区域划分为 22×22 的正交均匀交错网格, 以控制容积法, 采用上风差分格式对上述基本方程及边界条件进行离散化处理, 即得到差分方程组, 编程上机运算即可对圆管状突扩燃烧室内的流场及温度场进行数值模拟. 程序中速度场的求解采用了 SIMPLEC 算法, 该算法由于充分考虑了方程的协调性, 因此其收敛性远优于 SIMPLE 算法^[6]. 为进一步加速收敛, 差分方程组的求解采用了双向 TDMA 线迭代技术. 计算表明程序具有良好的收敛性和较快的收敛速度 (在 486-DX33 微机上运算 3 小时左右即可使连续性方程剩余质量的范数降到 10^{-7} 以下).

2 计算结果及分析

2.1 计算方案

为了考察突扩燃烧室内的流场分布特征, 首先对等温流场进行了数值模拟, 利用所编制的计算程序分别计算了在不同的进口速度和结构参数 d/D 条件下的流场分布, 计算方案如表 3 所示.

表 3 等温流场的计算方案

工 况	1	2	3	4	5	6	7	8	9
d/D	0.1	0.2	0.3	0.4	0.6	0.3	0.3	0.3	0.3
v_0 (m/s)	50	50	50	50	50	30	20	10	5

由于实际突扩燃烧室内的流动是一非等温过程, 流动与传热是相互影响、相互制约的, 为了考察燃烧室内流动与传热过程的相互影响, 对于非等温条件下的流场及温度场也进行了数值模拟, 分别计算了在不同的进口速度及壁面散热条件下流速及温度分布的变化, 计算

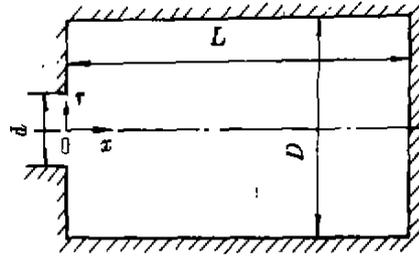


图 1 突扩燃烧室模型

方案如表 4.

表 4 非等温流场及温度场的计算方案 ($d/D=0.3$)

工 况	1	2	3	4	5	6	7
u_0 (m/s)	50	30	10	5	50	30	10
α_z (kJ/m ² ·h·°C)	$\alpha_z = 11.8 + 0.2236^{d^1}$			$\alpha_z \rightarrow \infty$			

2.2 计算结果及分析

对突扩燃烧室的速度场及温度场共进行了不同结构、不同进口速度及不同散热条件共 16 种条件的数值模拟, 计算结果可以得到燃烧室内轴向速度 u 、径向速度 v 、压力 p 、紊动能 k 、紊动耗散率 ϵ 、紊流粘性系数 μ_{eff} 和温度 T 的全场分布。图 2~7 给出了部分计算结果。

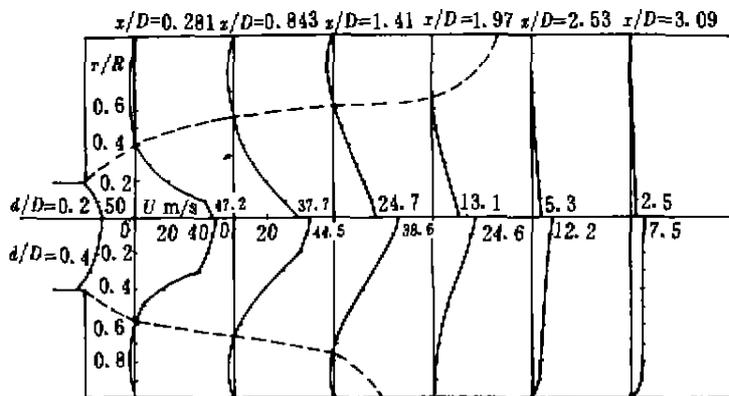


图 2 轴向速度 u 的径向分布
(上部 $d/D=0.2$, 下部 $d/D=0.4$)

图 2 给出了当 $d/D=0.2$ 和 $d/D=0.4$ 、进口速度为 50 m/s 时等温流场的轴向速度沿径向的分布图。由图 2 可见, 在 $x/D \leq 2$ 的范围内轴向速度变化较大, 此后其变化趋于平缓; 同时图 2 中还清晰地显示出回流区(轴向速度为负的区域)的位置和大小。回流的产生是由于突然扩张的几何形状在台阶背后产生逆向压力梯度, 从而迫使主气流分离的结果。

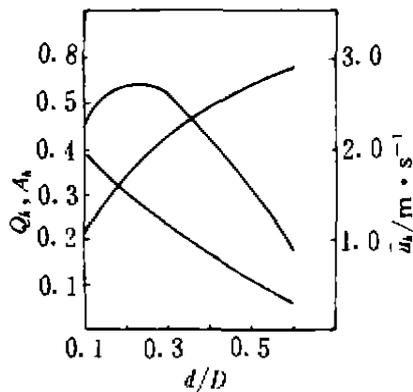


图 3 d/D 对回流区特性的影响

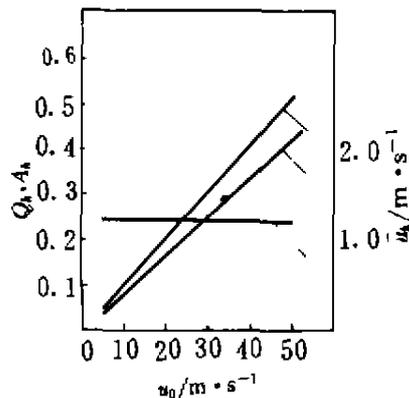


图 4 进口速度对回流区特性的影响

若以 A_h 表示回流区的面积占计算区域面积的百分比, u_h 表示回流区的平均回流速度, 定义 $Q_h = A_h \cdot u_h$ 为回流量的相对大小。根据模拟计算结果, 突扩燃烧室的结构参数 d/D 对回

流区的位置、大小和回流量的影响如图 3 所示。从图 3 可看出回流区的大小是随 d/D 的增大而减少的，从图 2 也可以直观地观察到这一点。回流区内的平均回流速度 u_r 则随 d/D 的增大而增加，这是因为在 u_0 不变的条件下，随 d/D 的增大，射流的总动量增加，射流的刚度也增加，其卷吸能力增强，而与此同时回流区域又在减小，因此必然导致回流区内的速度增加。回流量随 d/D 的变化较为复杂，当 d/D 较小时，随 d/D 的增加，回流量 Q_r 增加，当 d/D 较大时，随 d/D 的增加，回流量又减小，在 $d/D=0.2\sim 0.25$ 时 Q_r 达到最大值。

图 4 为 $d/D=0.3$ 时，回流区的大小 A_r 、回流速度 u_r 及回流量 Q_r 随 u_0 的变化。由图可看出，回流区的大小与进口速度 u_0 几乎无关，这是因为突扩燃烧室的流动属于一种限制射流流动，当其处于自模化区内其速度在各断面沿径向分布的规律不随速度大小而变化，因此其回流区域与 u_0 无关。而回流区内的平均速度 u_r 则随 u_0 的增大而呈线性增加，其原因是当进口速度 u_0 增大，射流的质量流量和动量增加，因而射流对周围流体的卷吸量增大，从而使回流量 Q_r 也随 u_0 的增大而增加。

图 5 为轴线中心速度的衰减情况，由图可见， d/D 越小，轴线中心速度衰减越快，当 $d/D \geq 0.3$ 后，虽然其衰减的规律仍是 d/D 越小衰减越快，但在 $x/D \leq 1.5$ 时， d/D 的大小对衰减速度没有太大的影响，这是因为当 $d/D \geq 0.3$ 后，射流有一定长度的初始段而引起的，而 $d/D=0.1$ 时，射流的总动量很小，其初始段也很小。

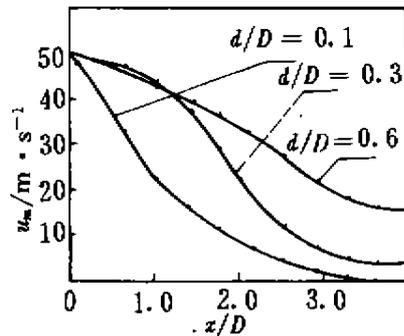


图 5 轴心速度沿 x 轴的变化

综上所述，突扩状燃烧室在来流种类一定的条件下，回流区的大小及位置、回流量等与燃烧室的几何尺寸及来流的速度有关，其中回流区的大小主要取决于几何尺寸，回流量主要与来流速度值和几何尺寸有关。因此在设计燃烧器时，可以根据燃烧过程的需要，通过改变 u_0 及 d/D 的大小来获得所要求的回流区特性。

图 6 为不同进口速度时 3 个断面上沿径向的温度分布，图中曲线 1、2、3 所对应的进口速度分别为 $u_0=10\text{ m/s}$ 、 30 m/s 、 50 m/s (壁面散热条件为 $\alpha_w \rightarrow \infty$, $d/D=0.3$)。由图可知，无论进口速度的大小如何，随着 x/D 的增加，其温度在断面上的分布总是越来越均匀，而进口速度越大，各断面上的温度分布也越趋均匀。这是因为 u_0 增大，紊动能增强，热量传输能力相应增大的结果。

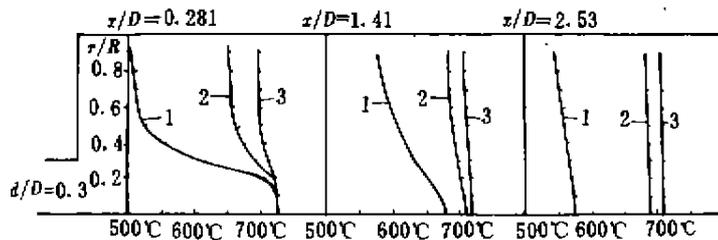


图 6 不同速度下温度沿径向的分布

表 5 为不同进口速度 u_0 对等温流场的回流区特性与非等温流场的回流区特性的比较。

由表5可看出,随着进口速度 u_0 的增加,非等温流场的回流区大小、回流区内的平均速度以及回流量都越来越接近于等温流场。这是因为随进口速度 u_0 的增加,其温度场分布越趋均匀(图6),则温度场对流场的影响也就越小。以回流区的平均速度 u_1 为例,当 $u_0 > 30$ m/s后,等温流场与非等温流场相差 $\epsilon < 2\%$ 。这说明对等温流场的研究具有实用价值,所得结论可用于温度变化不太剧烈的非等温流场。

表5 温度分布对回流区的影响 ($d/D=0.3, \alpha_2 \rightarrow \infty$)

u_0 (m/s)	A_1		u_1		Q_1	
	等温	非等温	等温	非等温	等温	非等温
10	0.245	0.255	0.4241	0.3847	1.04	0.098
30	0.245	0.245	1.275	1.254	0.312	0.307
50	0.242	0.242	2.145	2.141	0.519	0.518

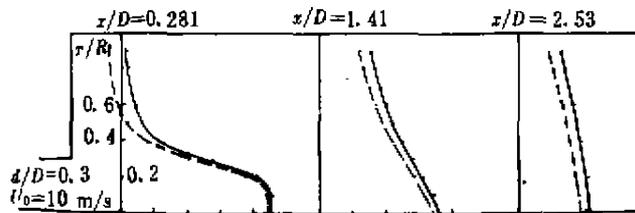


图7 计算值与实测值的比较

图7绘出了温度场的计算值(图中实线所示)与实测值^[1](图中虚线所示)。可见,计算值与实测值虽然存在一定的偏差,但其变化规律是相同的。计算值与实测值在低温部分相差比较大,最大的差值达25℃,但相对误差 $\epsilon < 5\%$ 。这说明计算结果是可信的,由上述分析所得的结论亦是可靠的。因此,利用本文所建立的数学模型可以对园管状突扩燃烧室内的流场和温度场进行数值模拟,所得结果可应用于各种燃烧坑道的分析和讨论。

3 结 论

1) 对突扩燃烧室流场的数值计算表明,突扩台阶后方可形成回流区;回流区的大小随 d/D 增加而减小,与进口速度 u_0 无关;回流区的平均回流速度随进口速度 u_0 及 d/D 值的增加而增加;回流量随 u_0 的增加而增加,随 d/D 值的变化有一最大值。

2) 对突扩燃烧室温度场的数值计算表明,进口速度 u_0 越大,燃烧室内温度分布越均匀,其非等温流场的特性越接近于等温流场,在本文的计算条件下,当进口速度 $u_0 > 30$ m/s后,用等温流场来近似模拟非等温流场是完全可行的。

参 考 文 献

- 1 李盈海. 突扩燃烧室流场及温度场的研究, [学位论文], 重庆, 重庆大学冶金及材料工程系, 1996
- 2 伍成波, 梁小平, 王雨. 金属冲击加热炉内流动及传热的数值模拟. 钢铁, 1995, (3): 58~62
- 3 陶文铨. 数值传热学. 西安, 西安交通大学出版社, 1988, 430~447
- 4 钢铁厂工业炉设计参考资料(上册), 北京, 冶金工业出版社, 1979, 233