

文章编号: 1000-582x(2000)03-0134-05

·研究简报·

36

134-138

# 平展流燃烧湍流场的数值模拟

温良英, 刘成全

(重庆大学材料科学与工程学院, 重庆 400044)

TK16  
TF05

**摘要:** 将旋转离心力的作用引入  $k-\epsilon$  湍流双方程模型中, 在平展流内的强旋有回流区采用轴对称的圆柱坐标, 其他区域采用直角坐标的组合坐标系, 有效地解决了对平展流燃烧流场的数值模拟。数值模拟结果得出, 旋流数愈大愈有利于稳定平展流的形成, 而消耗的动力愈大; 喇叭口曲率半径的增大亦有利于稳定平展流的形成, 但燃烧器烧嘴砖厚度亦增大。提出在设计平展流燃烧器时, 旋流强度取 1.2~2.0, 扩散喷口曲率半径取  $(0.8 \sim 1.5)D_0$  为佳。

**关键词:** 流场; 数值模拟; 扩散喷口 / 平展流

中图分类号: TF 055

文献标识码: A

燃烧, 湍流场  
燃烧器

平展流通常是由强旋流通过扩散形喷出口而得到的, 它象圆盘一样平贴在喷嘴所在的壁面上。旋转流是在射流离喷口前被强迫旋转, 有切向分速度  $v$ 。喷嘴加装喇叭形扩散口, 除比一般的强旋流更加强化回流和燃、气混合外, 旋流的离心力和回流的挤压力促使气流绕喷出口作对称的附壁流动, 即开放式的平展流。燃烧可以使炉顶平展流的附壁作用加强。

## 1 控制方程的建立

平展流流动过程如图 1 所示的有限空间内的强旋流。根据其流动特点, 特作如下基本假设:

- 1) 体系作为稳定的轴对称问题处理, 取其 1/2 区

域为研究对象。

- 2) 燃烧所产生的烟气为恒温不可压缩的灰体, 即不考虑燃烧过程对热物性的影响, 且质量力可忽略不计。

- 3) 固体表面为无滑移、不穿透的边界, 对称轴及出口各物理参数的法向梯度为零。

采用轴对称圆柱坐标与直角坐标组合的坐标系(图 1), 即在平展流内的强旋流有回流区采用  $r\theta z$  轴对称的圆柱坐标, 将系统分解为  $r-z$  子午面和  $r-\theta$  横剖面, 分别按二维流场计算, 当旋转速度衰减为零时, 则采用  $xyz$  直角坐标。

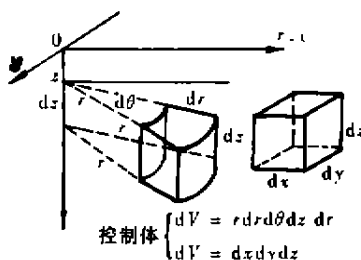
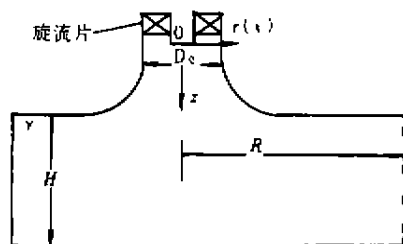


图 1 平展流燃烧空间及组合坐标系

收稿日期: 1999-11-30

作者简介: 温良英(1966-), 女, 重庆市人, 重庆大学副教授, 博士, 从事热能热工研究。

在  $r\theta z$  坐标系中, 对轴对称旋转湍流场,  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}$   
 $= 0$ .  $r, \theta, z$  的三个速度分量分别为  $u, v, w$ ;  $\varphi, \rho, \Gamma_\varphi, S_\varphi$  分别代表流体的物理参数、密度、参数  $\varphi$  的对应扩散系数和源项。整理为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ r \left( \rho u \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho u \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = S_\varphi \quad (1)$$

方程(1)中各项的物理意义见表 1.

其中

$$G_k = \mu_t \left[ 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + 2 \left( \frac{u}{r} \right)^2 + \right.$$

$$\left. 2 \left( \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right]$$

$$Ri = \frac{k^2}{\epsilon^2} \left( \frac{v}{r^2} \right) \left[ \frac{\partial(vr)}{\partial r} \right]$$

$$\mu_t \approx \mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}$$

在  $xyz$  直角坐标系中,  $u, v, w$  分别代表  $x, y, z$  方向的速度分量。整理为:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \rho u \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho u \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) +$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \rho u \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = S_\varphi \quad (2)$$

方程(2)中各项的物理意义见表 2.

表 1 方程(1)中各项的物理意义

名称	$\varphi$	$\Gamma_\varphi$	$S_\varphi$
连续性方程	1	0	0
径向动量方程	$u$	$\mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_t \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \mu_t \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3} \rho k \right) \right] + \rho \frac{v^2}{r} - 2\mu_t \frac{u}{r^2}$
周向动量方程	$v$	$\mu_t$	$-\rho \frac{uv}{r} - \frac{v}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r\mu_t)$
轴向动量方程	$w$	$\mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_t \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\mu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right)$
湍动能方程	$k$	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
湍动能耗散率	$\epsilon$	$\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} [C_1 G_k - C_2 (1 - C_3 Ri) \rho \epsilon]$

表 2 方程(2)中各项的物理意义

名称	$\varphi$	$\Gamma_\varphi$	$S_\varphi$
连续性方程	1	0	0
动量方程			
$x$ 方向	$u$	$\mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_t \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_t \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\rho k)$
$y$ 方向	$v$	$\mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_t \frac{\partial w}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\rho k)$
$z$ 方向	$w$	$\mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_t \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_t \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\rho k)$
湍动能方程	$k$	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
湍动能耗散率	$\epsilon$	$\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$C_1 G_k \frac{\epsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}$

其中

$$G_k = \mu_c \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \right\}$$

表3 各方程中的系数<sup>[1]</sup>

$C_1$	$C_k$	$C_2$	$C_3$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
1.44	0.09	1.92	0.2	1.0	1.3

## 2 边界条件

燃烧流场计算模型中的边界条件包括四部分,即入口条件、壁面条件、对称性条件及出口条件。针对平展流燃烧过程的具体情况,为使喷嘴出口的几何形状和尺寸适于气流的平稳扩张而形成平展流动,不预先给定,在计算中进行平滑处理。其边界条件可以描述如下。

### 2.1 入口条件

如图1所示,平展流燃烧装置(燃烧器)中心燃气(天然气)为直射流,周围为同心旋转空气流。旋流片安装角为 $\alpha$ ,旋流片外圆半径分别为 $r_1$ 、 $r_2$ ,通道直径为 $D_0$ ( $D_0 = 2r_2$ )。假设进入通道口处径向速度 $u_{in}$ 为零,切向速度 $v_{in}$ 和轴向速度 $w_{in}$ 分布均匀,即:

$$\begin{aligned} z = 0 \quad r_1 < r < r_2 \quad w_{in} &= \bar{w}_0, \\ v_{in} &= w_0 \cdot \tan \alpha \quad u_{in} = 0 \\ k_{in} &= 0.05 w_{in}^2 \quad \epsilon_{in} = k_{in}^{1.5} / 0.03 \end{aligned}$$

其中,  $\bar{w}_0 = \frac{Q_{air}}{A_{air}} \cdot \frac{t_{air} + 273}{273}$ ;  $Q_{air}$  和  $t_{air}$  分别为空气供入量及其温度;  $A_{air}$  为空气喷出口的流通面积。

$$z = 0 \quad 0 < r < r_0 \quad w_{in} = \bar{w}'_0, v_{in} = 0 \quad u_{in} = 0$$

其中,  $\bar{w}'_0 = \frac{Q_{gas}}{A_{gas}} \cdot \frac{t_{gas} + 273}{273}$ ;  $Q_{gas}$  和  $t_{gas}$  分别为燃气供入量及其温度;  $A_{gas}$  为燃气喷出口的总流通面积。

### 2.2 固体壁面

假设固体壁面为无滑移、无穿透的边界,即在固体壁面处,垂直于壁面的速度和切向速度等均为零。

在气流入口即燃烧器壁面及其所在的炉壁附近,速度等参数变化很大,采用壁面函数法确定。在壁面附

近区域速度由对数壁面律<sup>[2]</sup>给出,湍动能 $k$ 的生成等于耗散 $\epsilon$ ,垂直于壁面的分速度在壁面处为零,得出壁面切应力:

$$\tau_w = \mu_c \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_w = \frac{u_p z^+}{z_p u^+}$$

式中  $z_p$ —近壁节点到壁面的距离;

$u_p$ —近壁节点处的速度;

$u^+$ 、 $z^+$ —分别为无量纲速度和无量纲距离。

$$\left. \begin{aligned} u^+ &= \frac{1}{K} \ln(Ez^+) \\ z^+ &= \rho (C_\mu k_p^2)^{1/4} z_p / \mu_c \end{aligned} \right\}$$

其中,  $k_p$  为近壁点处的湍流动能;  $K$ 、 $E$  为常数;  $K = 0.4$ ;  $E = 9$ 。近壁节点  $p$  上的湍流动能耗散率  $\epsilon_p$  为

$$\epsilon_p = (C_\mu k_p)^{3/4} / K z_p$$

### 2.3 对称性

假设所有垂直于对称轴方向的参变量的导数均为

零,即  $r = 0$  时,  $\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$ 。

### 2.4 出口条件

假设在出口边界上速度分布均匀,沿流动方向各流动参数的导数为零,即

$$r = R(x = R) \text{ 时, } \frac{\partial \phi}{\partial r} \equiv 0 \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \equiv 0 \right)$$

$$\text{且 } u_{out} = \frac{Q_0}{2A_{out}} \cdot \frac{t_{out} + 273}{273}, v_{out} = w_{out} = 0$$

$$k_{out} = 0.05 u_{out}^2, \epsilon_{out} = k_{out}^{1.5} / 0.03$$

其中,  $A_{out}$  和  $t_{out}$  分别为出口截面面积和出口处气流温度;  $Q_0$  为标态下燃烧产物的流量。

## 3 控制方程的离散化求解

如图2所示,平展流燃烧器出口通道面的弧形边界近似处理为均匀划分的锯齿形边界。

在控制体上,对对流项取上风差分,其余各项取中心差分,将方程离散化求解。采用 SIMPLE 系列算法中的 SIMPLEC 算法<sup>[3,4]</sup>。计算程序框图如图3所示。

迭代计算收敛性判据为:

$$\max \left| \frac{\phi^n - \phi^{n-1}}{\phi^n} \right| \leq \bar{\epsilon}$$

其中,  $\varphi^n$  及  $\varphi^{n-1}$  分别为第  $n$  次及第  $n-1$  次迭代的值, 收敛性指标为  $\bar{\epsilon} \leq 0.5\%$ 。

考虑到流动的对称性, 可取 1/4 为计算区域。以等温空气模拟天然气及助燃空气。燃烧器设计能力为  $35 \text{ m}^3/\text{h}$ , 空燃比为 10 : 1, 中心直射流的速度为:  $\bar{w}'_m = 13.89 \text{ m/s}$ , 旋转空气流的轴向速度为:  $\bar{w}'_m = 15.01 \text{ m/s}$ , 旋流数  $S^{[5]}$  及旋转速度 ( $\bar{v}_m = 15.01 \text{tg}\alpha$ ), 见表 4。模拟计算各种不同条件下流体在限制空间(图 1) 内的流动特性。

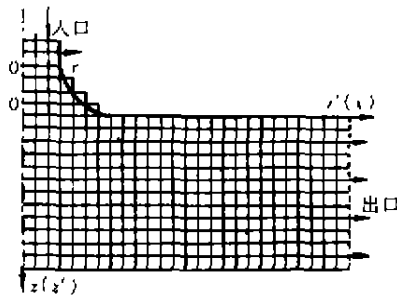


图 2 网格划分示意图

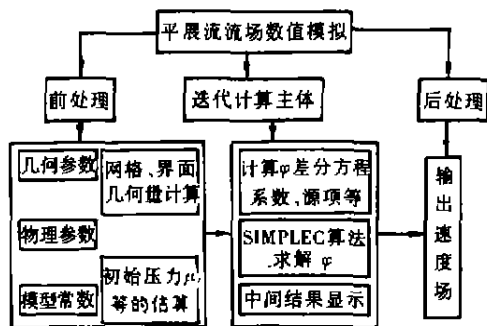


图 3 平展流流场计算逻辑框图

表 4 旋流数及旋转速度参数值

$\alpha/(\text{°})$	0	30	45	60
$S$	0	0.49	0.85	1.47
$\bar{v}_m$	0	8.67	15.01	26.00

## 4 计算结果及讨论

### 4.1 旋流数的影响

在其他条件相同的情况下, 喷出口气流的旋转强烈程度(旋流数  $S$ ) 对炉内气流速度分布的影响很大。在平展流形成过程中, 旋转主流通过燃烧器喉口(通道直径  $D_0$ ) 进入扩散口开始, 轴向速度和切向速度迅速衰减转化为径向速度, 流动的惯性及逆压力梯度造成的回流的作用迫使气流沿径向铺展。随着旋流数  $S$

的增大, 中心旋涡回流区明显增大且增强, 直至中心旋涡回流区完全开放(平展) 形成稳定的沿喇叭口贴附壁面的流动的平展流(如图 4)。不同条件下的计算结果表明<sup>[6]</sup>, 在其他条件一定的情况下, 不能形成平展流, 旋流数愈大愈有利于稳定平展流的形成, 但旋流数愈大通道内的流动阻力愈大, 需要消耗的动力愈大。一般在设计燃烧器时, 宜在保证形成稳定平展流的情况下, 尽量减小流动阻力, 因此, 建议平展流燃烧器的综合旋流数在 0.5 ~ 1.5 之间。

### 4.2 喇叭形扩张口曲率半径 $R$ 的影响

图 5 为旋流数  $S = 1.47$ , 炉膛相对高度为  $H/D_0 = 5.95$  时, 不同喇叭形扩散口情况下的流场分布。在曲率半径  $R_0 = (0.5 \sim 2.0) D_0$  的不同喇叭形扩口的情况下, 均能形成平展流流动。但曲率半径  $R_0$  太小, 形成平展流的稳定性差, 燃烧时易产生旋转的直火焰。喇叭形扩口的曲率半径愈大, 愈易形成稳定的平展流。因此喇叭口曲率半径的增大有利于稳定的平展流的形成。但曲率半径过大会增大烧嘴砖的厚度(如图 6 所示), 使烧嘴砖结构庞大, 给制作及安装均带来困难, 因此建议喇叭口曲率半径取为  $R_0 = (0.8 \sim 1.5) D_0$ 。

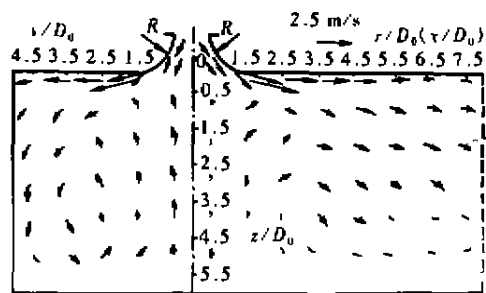


图 4 炉膛内的流谱图

( $R_0 = 1.0 D_0, H/D_0 = 5.95, S = 1.47$ )

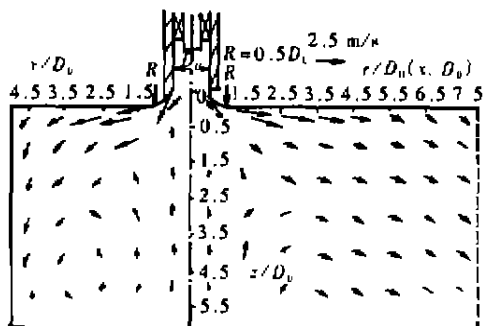


图 5 炉膛内的流谱图

( $H/D_0 = 5.95, S = 1.47, R_0 = 0.5 D_0$ )

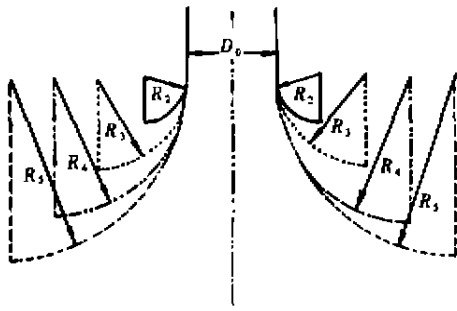


图6 扩散形烧嘴砖示意图

## 5 结论

1) 考虑旋转离心力的作用,引入 Richardson 数对  $\epsilon$  方程的源项进行修正,将轴对称圆柱坐标与直角坐标有机组合,解决了对平展流燃烧流动场的数值模拟;

2) 模拟结果表明,在其他条件一定的情况下:

a) 旋流数愈大愈有利于稳定平展流的形成,但考虑到流动阻力的作用,在设计燃烧器时,建议平展流燃

烧器的旋流强度为 1.2 ~ 2.0 之间;

b) 喇叭口曲率半径的增大有利于稳定的平展流的形成。但曲率半径过大会增大烧嘴砖的厚度使烧嘴砖结构庞大,给制作及安装均带来困难,建议喇叭口曲率半径一般取为  $R_0 = (0.8 \sim 1.5) D_0$ 。

## 参 考 文 献

- [1] 岑可法,樊建人. 燃烧流体力学[M].北京:水利电力出版社,1991.14,158.
- [2] LAUNDER B E, SPALDING D B. Mathematical Models of Turbulence[M]. New York: Academic Press, 1972. 102 ~ 105.
- [3] PATANKAR S V, SPALDING D B. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow[M]. Washington: Hemisphere Pub, 1980. 146 ~ 156.
- [4] 李有章. 关于流场计算方法的一些改进[J]. 冶金能源, 1987, 6(3): 52 ~ 55.
- [5] 高家锐. 动量、热量、质量传输原理[M]. 重庆:重庆大学出版社, 1987. 106 ~ 107.
- [6] 温良英. 平展流燃烧过程及其供热炉内的传输特性研究[D]. 重庆:重庆大学材料科学与工程学院, 1998. 58 ~ 66.

# Numerical Simulation of the Flow Field on Open and Flat Flow Combustion

WEN Liang-ying, LIU Cheng-quan

(College of Material Science and Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

**ABSTRACT:** The action of rotation centrifugation is introduced in the  $k-\epsilon$  two equations model. Numerical simulation of the flow field on open and flat flow combustion is validly resolved by combination  $r\theta z$  axisymmetrical cylinder coordinates, which is adopted within open and flat flow with the strong whirlpool, with  $xyz$  rectangular coordinate, which is employed within the other. The simulating computation results, revealed that the greater the rotating intensity the more beneficial steady open and flat flow formed, yet the greater power consumed. The curvature radius of divergent nozzle increased is also advantageous to the steady open and flat flow formed, however, the thickness of nozzle is increased too. Therefore, the reasonable rotating intensity and the curvature radius put forward are respectively 1.2 ~ 2.0 and  $(0.8 \sim 1.5) D_0$  which the open and flat flow burner is designed.

**KEYWORDS:** flow field; numerical simulation; divergent nozzles / open and flat flow

(责任编辑 李胜春)