

# ⑥ 高速气流下炉内流场的数值模拟

27-34

## THE NUMERICAL SIMULATION OF FLUID FIELD IN THE FURNANCE UNDER HIGH SPEED AIRFLOW

TF 061.26

伍成波

刘成全

向奇汉

Wu Chengbo

Liu Chengquan

Xiang Qihan

(重庆大学冶金及材料工程系)

(重庆大学系统工程及应用数学系)

**摘要** 将计算流体力学引入工业炉热工领域。通过求解三维紊流 Navier—Stokes 和  $K-\epsilon$  双方程模型对单侧上烧咀均热炉内的流动场进行了研究。提出了在此种均热炉上使用高速烧咀,探讨了炉内流场结构与烧咀出口速度及排烟口形式的关系。

**关键词** 单侧上烧咀均热炉; 高速烧咀; 排烟口; 控制容积法; 壁面函数

中国图书资料分类法分类号 TF061.26

**ABSTRACT** this paper introduces numerical fluid mechanics into heat technological field of industrial furnance. The fluid field in one-way top-fired soaking pits is studied with the solution of three-dimension turbulence Navier-Stokes and  $K-\epsilon$  double equations. Based on the above, the use of high speed burners in this kind of furnance is put forward and the relationship of fluid field structure, the jet velocity and the form of flue gate is discussed.

**KEY WORDS** one-way top-fired soaking pits; high speed burners; flue gate; control volum method; wall function

## 0 前 言

单侧上烧咀均热炉已成为我国均热炉的主要形式,其主要特点是占地面积小,结构简单等,其主要缺点是炉内温度分布不均匀、烧咀侧的钢锭及下部温度较低。为克服它的缺点,人们作了许多研究,主要在如下两个方面。一是在烧咀结构和操作上的改进,如可调焰烧咀、倾动烧咀、脉动火焰等;二是均热炉炉体结构上的改进,如烟道内增设反射墙以及反射柱等。但上述改进仅仅是从生产实际情况出发,针对要解决的问题而提出的,这些方法的采用对改善均热炉的钢材加热质量、减少能耗有一定的效果。但如对炉内流动场进行定量的研究,从理论上分析炉内流动场及温度场的影响因素,进而准确地指导生产实际,以提出改善均热炉热工作的措施,这将是十分有意义的。

本文应用紊流数学模型对炉内气体流动场的解析,根据所得结果提出了在均热炉上使用高速烧咀,利用它喷出的高温高速气流来推动炉内的气流循环,从而改善现有单侧上烧咀

均热炉炉内的温度分布的方案。

## 1 炉内冷态流动场的数学模拟

### 1.1 紊流模型的建立

本文以某均热炉的冷态模型作为数学模拟的对象,模型尺寸为 $700 \times 360 \times 480$ ,空气为模拟介质,由于采用的是高速烧咀(烧咀出口处的完全燃烧度为 $90 \sim 95\%$ )。为此,假设流体为恒温不可压缩的、常物性流体,整个流场为紊流的稳定流场且烧咀出口流速是均匀的。

紊流流场的数学模型包括时均连续性方程,平均动量方程及紊流模型。本文采用 Lander 和 Spalding 所推荐的 K- $\epsilon$  双方程模型。其中

$K$ ——紊流动能  $\epsilon$ ——紊流动能耗散率

各方程在直角坐标系中可表达成如下形式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \varphi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \varphi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w \varphi) \\ = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial z}) + S_{\varphi} \end{aligned} \quad (1)$$

式中各符号的意义如表1。

表1 方程中各符号的意义

守恒方程	$\varphi$	$\Gamma$	$S_{\varphi}$
质量	1	$\rho$	0
x方向的动量	u	$\mu$	$\frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial u}{\partial z}) - \frac{\partial p}{\partial x}$
y方向的动量	v	$\mu$	$\frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial v}{\partial z}) - \frac{\partial p}{\partial y}$
z方向的动量	w	$\mu$	$\frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial w}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial w}{\partial z}) - \frac{\partial p}{\partial z}$
紊动能	K	$\mu/\sigma_k$	$G_k - \rho \epsilon$
紊动耗散率	$\epsilon$	$\mu/\sigma_{\epsilon}$	$(c_1 G_k - c_2 \rho \epsilon) \cdot \epsilon/k$

表中  $\mu_t = \mu + \mu \quad \mu = c_{\mu} \rho \cdot K^2/\epsilon$

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

根据资料<sup>[1]</sup>,以上各方程的常数采用如下推荐值。 $c_{\mu} = 0.09, c_1 = 1.44, c_2 = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_{\epsilon} = 1.3$ 。

### 1.2 边界条件的确定

建立直角坐标系如图1,本模型中边界条件有烧咀处的入口条件,壁面的固体边界条件及烟道出口处的流出条件。

入口处(0,160,360);

$$u_{in} = u_0 \quad v_{in} = w_{in} = 0$$

$$k_{in} = 0.006u_{in}^2$$

$$\epsilon_{in} = c_\mu K_{in}^{1.5} / l_m$$

其中  $l_m$  为入口处的紊流混合长度,可取入口直径的一半。

出口处:  $\frac{\partial K}{\partial x} = 0, \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = 0$ 。出口速度由模型的整体质量守恒获得。

近壁区域各项参数变化剧烈,紊流失去了各向同性,采用壁面函数法来确定<sup>[2]</sup>,即有

$$\begin{cases} \tau_w = K' c_\mu^{1/4} G K^{1/2} \rho u / \ln(E n^+) \\ \frac{\partial K}{\partial n} = 0 \\ \epsilon = (c_\mu K^2)^{3/4} / K' \\ n^+ = (c_\mu K^2)^{1/4} \cdot \rho \cdot n / \mu \end{cases} \quad (2)$$

式中  $u$ ——速度算量,  $n^+$ ——无量纲距离,  $z$ ——离壁面垂直距离,  $K' = 0.4, E =$

9

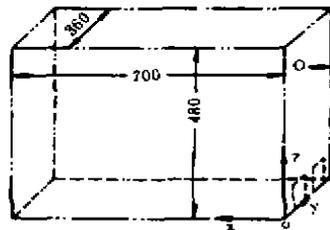


图1 测点坐标系

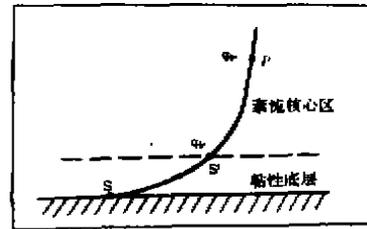


图2 壁面边界条件

对平板紊流边界层,根据二层结构模型,粘性底层的上界是一个不变的常数值即  $y^+ = 10.8$ 。根据通用分布律,图2中粘性底层的上界  $s'$  的参数可以确定。如对近壁区无特殊要求,可近似地把粘性底层上界  $s'$  的参数作为壁面上  $s$  的参数,再由  $s'$  的参数根据壁面律确定  $p$  点的参数。根据边界层理论,可推出  $p$  点参数为:

$$u_p = u_{s'} + \frac{\tau_w (n_p - n_{s'}) \cdot e}{\rho c_\mu \cdot K^2} \quad (3)$$

### 1.3 紊流数学模型的求解

用控制容积方法,采取上风差分格式及均匀正交网格,对方程(1)式进行离散化,得到三维离散化方程的通用形式为

$$\begin{aligned} a_{i,j,k} \varphi_{i,j,k} = & a_{i+1,j,k} \varphi_{i+1,j,k} + a_{i-1,j,k} \varphi_{i-1,j,k} + a_{i,j+1,k} \varphi_{i,j+1,k} \\ & a_{i,j-1,k} \varphi_{i,j-1,k} + a_{i,j,k+1} \varphi_{i,j,k+1} + a_{i,j,k-1} \varphi_{i,j,k-1} + b \end{aligned} \quad (4)$$

式中

$$\begin{aligned} a_{i+1,j,k} &= D_{i+\frac{1}{2},j,k} + [(-F_{i+\frac{1}{2},j,k}, 0)] \\ a_{i-1,j,k} &= D_{i-\frac{1}{2},j,k} + [(F_{i-\frac{1}{2},j,k}, 0)] \\ a_{i,j+1,k} &= D_{i,j+\frac{1}{2},k} + [(-F_{i,j+\frac{1}{2},k}, 0)] \\ a_{i,j-1,k} &= D_{i,j-\frac{1}{2},k} + [(F_{i,j-\frac{1}{2},k}, 0)] \\ a_{i,j,k+1} &= D_{i,j,k+\frac{1}{2}} + [(-F_{i,j,k+\frac{1}{2}}, 0)] \\ a_{i,j,k-1} &= D_{i,j,k-\frac{1}{2}} + [(F_{i,j,k-\frac{1}{2}}, 0)] \\ a_{i,j,k} &= a_{i+1,j,k} + a_{i-1,j,k} + a_{i,j+1,k} + a_{i,j-1,k} + a_{i,j,k+1} + a_{i,j,k-1} - S_p \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \\ S_p &= s_0 + S_p \cdot \varphi_{i,j,k}; \quad b = s_0 \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_{i+\frac{1}{2},j,k} &= (\rho u)_{i+1,j,k} \cdot \Delta y \cdot \Delta z & D_{i+\frac{1}{2},j,k} &= \Gamma_{i+\frac{1}{2},j,k} \cdot \Delta y \cdot \Delta z / \Delta x \\
 F_{i-\frac{1}{2},j,k} &= (\rho u)_{i-1,j,k} \cdot \Delta y \cdot \Delta z & D_{i-\frac{1}{2},j,k} &= \Gamma_{i-\frac{1}{2},j,k} \cdot \Delta y \cdot \Delta z / \Delta x \\
 F_{i,j+\frac{1}{2},k} &= (\rho v)_{i,j+1,k} \cdot \Delta x \cdot \Delta z & D_{i,j+\frac{1}{2},k} &= \Gamma_{i,j+\frac{1}{2},k} \cdot \Delta x \cdot \Delta z / \Delta y \\
 F_{i,j-\frac{1}{2},k} &= (\rho v)_{i,j-1,k} \cdot \Delta x \cdot \Delta z & D_{i,j-\frac{1}{2},k} &= \Gamma_{i,j-\frac{1}{2},k} \cdot \Delta x \cdot \Delta z / \Delta y \\
 F_{i,j,k+\frac{1}{2}} &= (\rho w)_{i,j,k+1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y & D_{i,j,k+\frac{1}{2}} &= \Gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}} \cdot \Delta x \cdot \Delta y / \Delta z \\
 F_{i,j,k-\frac{1}{2}} &= (\rho w)_{i,j,k-1} \cdot \Delta x \cdot \Delta y & D_{i,j,k-\frac{1}{2}} &= \Gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}} \cdot \Delta x \cdot \Delta y / \Delta z
 \end{aligned}$$

式中  $F$  项为对流强度,  $D$  项为扩散传导性, 算子  $[(A, B)]$  相当于计算语言 FORTRAN 中的  $\text{MAX}(A, B)$ ,  $(i + \frac{1}{2}, j, k)$  为两网格点  $(i, j, k)$  及  $(i + 1, j, k)$  之间的中点, 其它点类似于此。

采用 Patankar 和 Spalding 创立的 SIMPLE 法对流场进行数值计算, 计算程序框图如图 3, 通过计算得到大量数据, 并将结果在模型实验中验证, 证明计算是可靠的<sup>[3]</sup>。

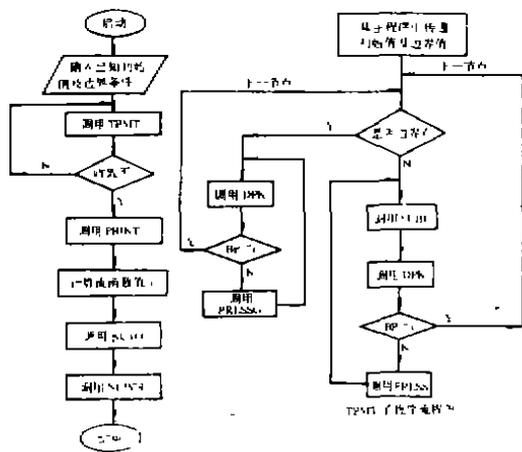


图 3 计算程序框图

表 2 子程序功能表

程序名	功能
SUBU	计算 $U, V, W$ 子程序
DPK	紊动能 $K$ 及耗散系数子程序
PRESSG	边界点压力修正及压力场计算子程序
PRESS	内节点压力修正及压力场计算子程序
AUTO	网格自动生成子程序
NEWN	绘制等值线子程序
BP	变量, 连续性方程是否满足的标志

## 2 计算结果及分析

### 2.1 研究对象

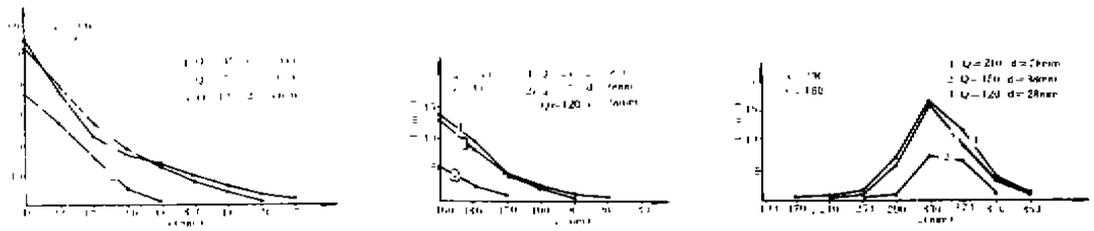
1) 烧咀出口直径  $d=38\text{mm}$ , 流量  $Q=210\text{Nm}^3/\text{h}$  (相当于加热期时的热负荷), 烧咀出口速度  $U_0=51.46\text{m/s}$  和  $Q=150\text{Nm}^3/\text{h}$  (相当于均热期时的热负荷),  $U_0=36.76\text{m/s}$ , 对炉内流场及压力场进行计算。

2) 烧咀出口直径  $d=28\text{mm}$ , 流量  $Q=120\text{Nm}^3/\text{h}$ ,  $U_0=54.16\text{m/s}$  (相当于  $d=38\text{mm}$  时, 加热期热负荷时烧咀出口速度), 计算炉内流场及压力场。

3) 排烟口提升  $120\text{mm}$  或排烟口砌为“百叶窗”形式, 在  $d=38\text{mm}$ ,  $Q=210\text{Nm}^3/\text{h}$  时, 探讨排烟口形式的变化对炉内流场的影响。

### 2.2 计算结果及分析

图 4 为具有代表意义的几条炉内速度变化曲线。由图 4(a) 可知, 在  $x$  方向上沿烧咀轴线从炉头到炉尾速度总的呈下降趋势, 喷口直径不变, 负荷减小即喷出速度减小时, 在炉膛



(a)速度沿 x 方向的变化

(b)速度沿 y 方向的变化

(c)速度沿 z 方向的变化

图 4

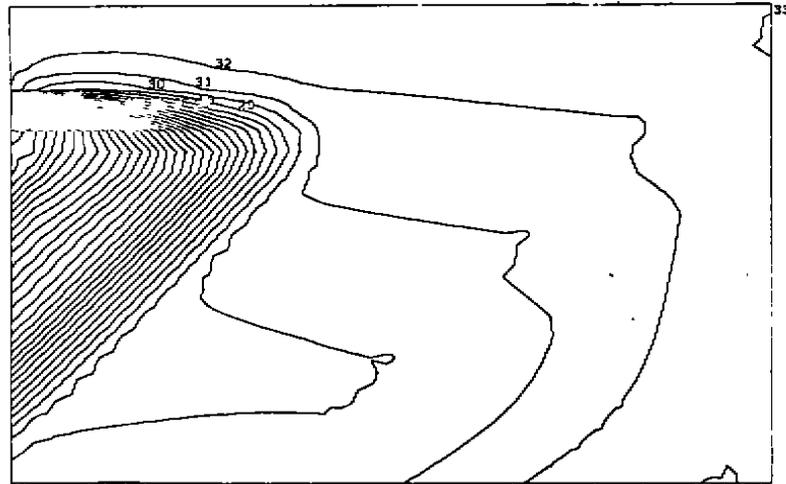


图 5  $y=160\text{mm}$  平面的流函数曲线

$U_0 = 36.76\text{m/s}$   $d = 38\text{mm}$   $Q = 150\text{Nm}^3/\text{h}$

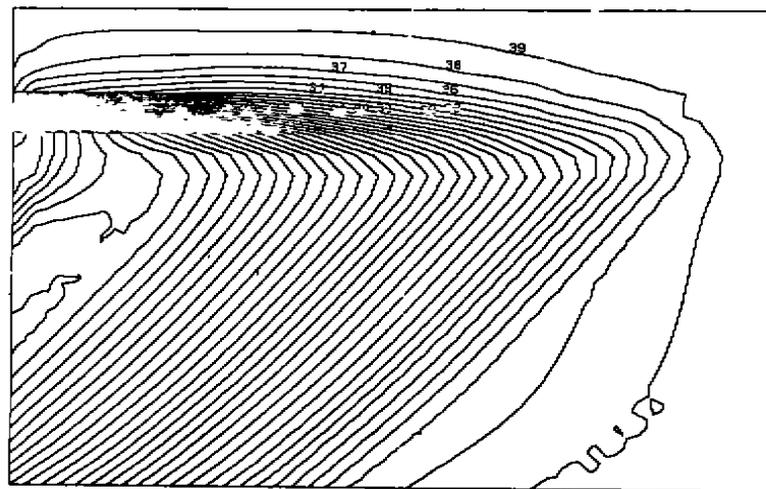


图 6 (a)  $y = 160\text{mm}$  平面的流函数曲线

$U_0 = 51.46\text{m/s}$   $d = 38\text{mm}$   $Q = 210\text{Nm}^3/\text{h}$

中部速度已很小,当改变喷口直径使喷出速度与大负荷时的喷出速度相当,两条曲线的变化相似,且在接近炉尾处速度仍较大.由图 4(b)、(c)可知,在  $y$ 、 $z$  方向的速度变化规律也有类似性,即喷出速度相近,速度的变化规律大约一致,与流量的大小关系不显著.

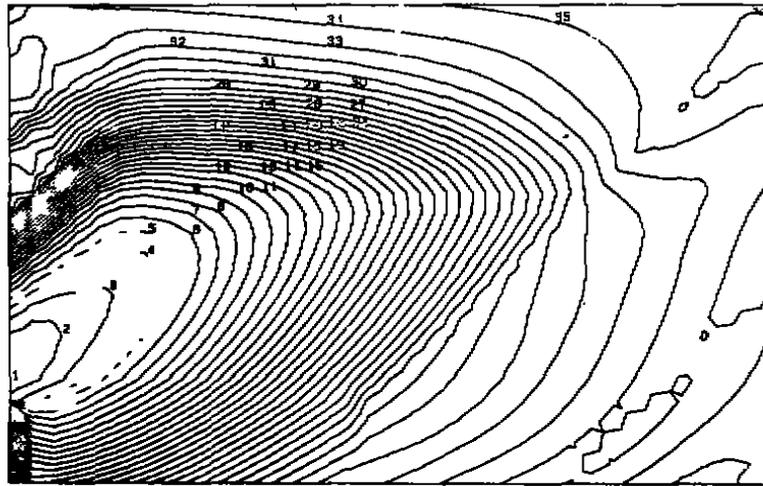


图 6 (b)  $y = 90\text{mm}$  平面的流函数曲线  
 $U_0 = 51.46\text{m/s}$   $d = 38\text{mm}$   $Q = 210\text{Nm}^3/\text{h}$

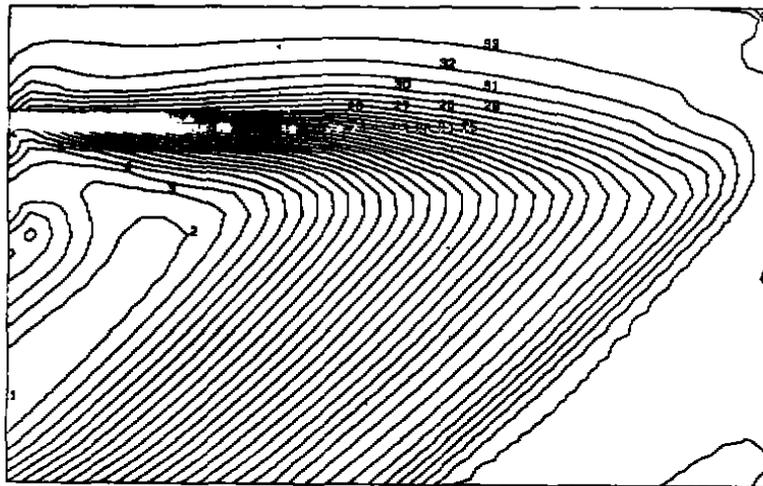


图 7 (a)  $y = 160\text{mm}$  平面的流函数曲线  
 $U_0 = 54.15\text{m/s}$   $d = 28\text{mm}$   $Q = 120\text{Nm}^3/\text{h}$

当喷出速度由大变小时,速度较大的区域就变小,图 5 表明在均热期即小负荷时,速度较大的区域主要集中在烧咀附近,且由于出口动量的降低,射流的卷吸作用减弱,不能在炉内形成良好的气流循环,使炉内高温区集中在烧咀附近,恶化了炉内的加热条件.比较图 6

和图7可知,当喷出速度相近时,炉内流场分布规律也大致相似,且不论那个平面,速度分布都较为合理。比较图7与图5还可看出,尽管流量相差不大,但出口速度不同,炉内流场差别很大。因此在小流量下必须要保证烧咀出口的气流速度,否则无法体现高速烧咀的优越性。

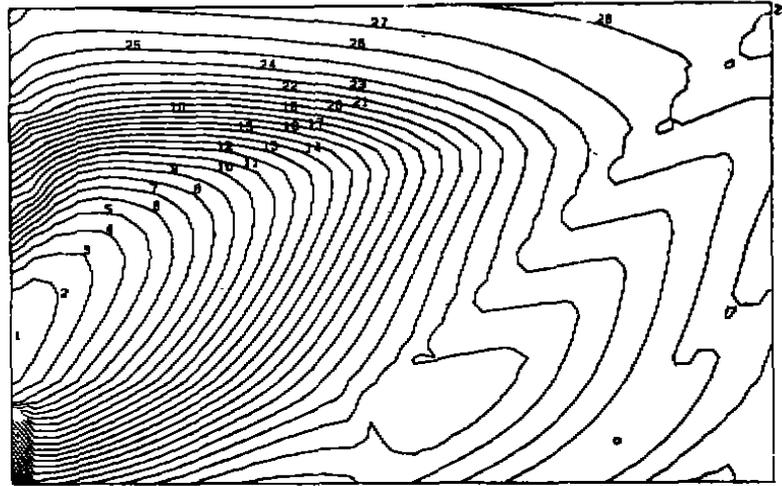
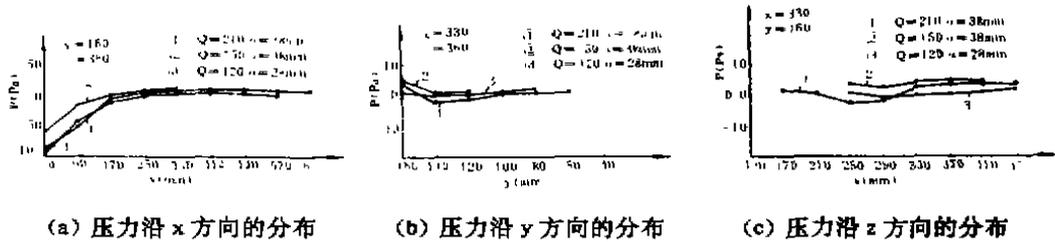


图7 (b)  $y = 90\text{mm}$  平面的流函数曲线  
 $U_p = 54.16\text{m/s}$   $d = 28\text{mm}$   $Q = 120\text{Nm}^3/\text{h}$



(a) 压力沿  $x$  方向的分布 (b) 压力沿  $y$  方向的分布 (c) 压力沿  $z$  方向的分布  
 图8

图8表示了三种情况下炉内压力沿炉膛各方向的分布,由图8(a)可知,在喷口附近压力为负且较大,气流轴线上的静压为负,对周围气体有卷吸作用,这是造成炉内气流循环的主要原因。由图8(a)还可看出,喷出速度越大,静压负值也越大,说明对周围气体的卷吸能力越强,使炉内气流循环加强。负压的大小主要与喷出速度有关,与供给炉内的气流量关系不显著。在炉膛中,尾部的炉压变化不大,其数值大小在 $\pm 10\text{Pa}$ ,这一点从图8(b)、(c)也可看出。从炉膛压力分布也可以说明在小流量下保证烧咀出口的气流速度是必需的。

### 3 结 论

通过以上分析,可得出如下结论。

1) 在单侧上烧咀均热炉上采用高速烧咀,通过对炉内流场的分析表明这一设想是可行的。它能改善炉内温度分布,特别是对提高排烟口区域的温度是有效的。这为改善此种均热

炉的加热条件,减小炉内温差提供了一种新的途径。

2) 对炉内流场的分析表明,影响炉内速度分布的主要因素是烧咀出口的气流速度;为此在小负荷时保证烧咀出口的气流速度是必需的。

#### 参 考 文 献

- 1 Launder B E. *Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, New York, 1~46
- 2 温良英. 冲击加热冷态流场研究. 重庆大学硕士论文, 1989
- 3 伍成波. 高速烧咀在单侧上烧咀均热炉上应用的研究. 重庆大学硕士论文, 1990