

中国工程热物理学会

燃烧学学术会议

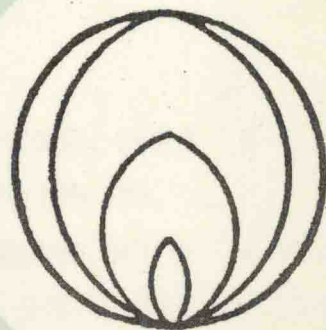
论文集

(上册)

一九九六

武汉

中国工程热物理学会编



燃烧学目录 (上册)

一、固体燃料燃烧特性

强迫对流条件下煤焦燃烧速率的研究	徐昌荣、傅维标	I -1-10
碳化硅的自蔓延燃烧合成	徐小平、陈熙、傅维标	I -11-6
一种计算在变氧浓度下炭 / 碳粒燃烧速率的简便方法	傅维标、郑双铭	I -17-7
对双竞争热解反应模型的评论和验证	覃川、傅维标	I -24-8
混煤的结渣特性及其矿物质蒸发行为	邱建荣、李帆、郑楚光、李向东	I -32-5
混煤煤灰熔融特性及矿物质形态的研究	李帆、邱建荣、郑楚光、胡宇	I -37-5
多孔碳粒的等效光学常数及辐射特性	柳朝晖、周英彪、郑楚光	I -42-6
水煤膏流变性能的试验研究	唐楚明、刘文斌、徐跃年、刘前鑫	I -48-8
煤的加压热解试验研究	熊源泉、刘前鑫、章名耀、徐跃年	I -56-8
煤的比表面积与孔隙结构分布规律对燃烧特性的影响	曾羽健、孙学信	I -64-7
从结构参数研究煤焦的反应性	张小可、孙学信、郑楚光、曾羽健、周燕陵	I -71-5
岩相因子对煤的燃烧特性的预测	张小可、孙学信、郑楚光	I -76-4
煤粉热膨胀性的研究	张小可、孙学信、张忠孝、郑楚光、曾羽健	I -80-5

二、煤粉及水煤浆燃烧

同心双切圆燃烧系统 (CFS) 锅炉炉内结渣问题研究	胡泰来、姚斌、曾汉才、袁建伟、徐明厚	II -1-8
燃烧稳定性相关概念分析及新型燃煤锅炉燃烧过程稳定性评价指数 CSI	程浩斌、周怀春	II -9-5
中心大速差射流浓缩煤粉的方法研究	张军、傅维标	II -14-9

不同浓淡比下煤粉燃烧与排放特性的研究	魏小林、徐通模、惠世恩、张敢	II -23-6
600MW 四角布置锅炉炉内燃烧不均匀性对锅炉运行温度影响的研究	徐明厚、袁建伟、丁士发、曹汉鼎	II -29-6
应用煤粉浓缩燃烧技术对 410t/h 锅炉的改造	刘民义、高海宁	II -35-7
径向浓淡旋流煤粉燃烧器冷态流场的试验研究	李争起、吴少华、胡亚民、孙锐、孙绍增、陈力哲、李敬、秦裕琨	II -42-5

三、流化床燃烧

并列流化床煤气化炉内结块的研究	熊友辉、杜一庆、高胜斌、孙学信	III -1-6
循环床锅炉浓相区内受热面布置数量及其影响因素分析	赫俏、陆继东、林志杰	III -7-6
加旋浅床流化床燃烧特性的试验研究	毛元夫、金保升、谢卫江、刘坤磊、徐益谦	III -13-11
城市废水污泥的流化床焚烧技术研究	曾庭华、张文景、严建华、蒋旭光、池涌、黄国权、李爱民、李斌、李晓东、杨家林、倪明江、岑可法	III -24-4

四、燃烧过程数值计算

多孔陶瓷板中城市燃气预混燃烧的试验研究与数值计算	李艳红、徐吉浣、张鹤声	IV -1-8
炉内喷钙脱硫过程数值模拟	嵇玉群、徐旭常	IV -9-7
GEAR 算法在随机轨道模型计算中的应用	唐庆、徐旭常	IV -16-8
二维卡门涡街的格子 Boltzmann 仿真	徐辉、邢华伟、郑楚光	IV -24-9
造纸污泥在流化床中水份蒸发和挥发份析出数学模型	蒋旭光、严建华、王健、曾庭华、倪明江、岑可法	IV -33-8
人工神经网络用于燃烧火焰状态识别的研究	杨宏、唐晓军、刘勇、顾、徐益谦	IV -41-7
双侧进气突扩燃烧室内液雾燃烧的数值模拟	郭印诚、林文漪、周力行	IV -48-8

三维煤粉燃烧全双流体模型的数值模拟	郭印诚、林文漪、周力行	IV -56-8
湍流燃烧的多点 δ -PDF 模型	张会强、王希麟、林文漪、周力行	IV -64-7
修正的 K- ε 模型模拟强旋湍流流动能力研究	王德新、王希麟、林文漪、周力行	IV -71-6
统一二阶矩两相湍流模型模拟有旋突扩气粒两相流动	陈涛、周力行	IV -77-6
轴向—切向进风的强旋气粒湍流两相流动的 PDPA 实验研究	陈涛、罗纲、周力行	IV -83-5
直流、旋转平行组合射流混合边界层扩展模型研究	刘建忠、曹欣玉、姚强、赵翔、黄镇宇、周俊虎、吴晓蓉、岑可法	IV -88-8
炉内喷钙脱硫对 SO_2 和 NO_x 排放的影响	周建平、姚洪、徐涛、刘一兵、曾汉才	IV -96-6
炉内煤粉燃烧和火焰稳定性的数值模拟	叶孟琪、陈义良、刘明侯	IV -102-9
小型航空发动机燃烧室设计软件包的工程应用	李概奇、严传俊	IV -111-6
应用 PDF 方法对甲烷射流火焰组分浓度分布的数值研究	孟宁、陈义良、朱柞金	IV -117-7
旋风筒内强旋湍流气固两相流动的三维数值模拟	王德新、王希麟、林文漪、周力行	IV -124-6

强迫对流条件下煤焦燃烧速率的研究

徐昌荣 傅维标

(清华大学工程力学系 100084)

摘 要

本文针对强迫对流条件下($Re < 150$)煤焦外部流场的特点, 提出了一个求解煤焦燃烧速率的简化模型。该模型把煤焦前半球和后半球的燃烧过程分开研究, 同时考虑流动的影响和灰份的影响。在简化模型的基础上, 对两种煤焦的燃烧过程进行了数值模拟。通过与实验的对照, 表明该模型在 $Re < 150$ 时是合理的。

关键词: 强迫对流, 煤焦, 燃烧速率

A Study on Burning Rate of Char Particle under Forced Convection

Xu Changrong Fu Weibiao

(Tsinghua University 100084)

Abstract

According to the characters of flow field outside a char particle under forced convection ($Re < 150$), a simplified model for calculating the burning rate of char particle is presented in this paper. The burning process of front semisphere and that of back semisphere are discussed seperately. The effect of flow and the effect of ash are both considered. A numerical simulation of burning process for different type of char is conducted. The good agreement of the calculating results with experimental date proves that this model is reasonable for $Re < 150$.

Keywords: Forced convection, Char, Burning rate

引言

煤是主要的工业燃料, 因此研究煤的燃烧具有较大的社会价值和经济价值。煤中挥发份析出后, 剩下呈多孔结构的固态焦炭。焦炭燃烧时间占据了煤燃烧时间的绝大部分。不同煤种形成的煤焦含有数量不等的灰份。在焦炭燃烧过程中, 其中的碳不断与氧反应以气相产物的形式离开焦炭表面。但由于灰份对气动力具有足够的强度, 故在未燃焦炭外部形成一灰层。灰层的存在, 增加了气体的扩散阻力和热量传递的热阻力, 使焦炭燃烧速率下降。随着焦炭燃烧过程的进行, 灰层厚度不断增大, 这种影响也愈明显。

在煤的许多应用领域内, 煤颗粒与气体间存在相对速度。因此研究强迫对流条件下煤焦的燃烧规律具有重要的现实意义, 可为工程设计及实际操作提供理论上的指导。

对于处于微弱强迫对流环境中的单颗粒燃料的燃烧, 传统的办法是按折算薄膜处理

[1]。但当颗粒和气流之间的相对速度高到一定程度后,只用假想薄膜来修正强迫对流的影响,不能反映实际情况,故需寻求新的处理办法。

文献[2]采用半经验的方法研究了不同 Re 数、不同氧浓度和不同粒径下的热解和焦炭燃烧过程。通过与实验结果的对照,该方法在给定燃烧工况下是有效的。但是,当颗粒与气流之间存在较强的强迫对流时,焦炭的燃烧过程不能再按球对称处理,而应按轴对称处理。

FERNANDEZ[3, 4]等人通过边界层分析和薄火焰近似,研究了自然对流和强迫对流条件下液滴的燃烧过程,给出了边界层内的温度分布、组分浓度分布及燃烧速率的计算公式。文献[5, 6]把上述方法应用于求解强迫对流条件下纯碳的燃烧过程,给出了燃烧速率的显式表达式。本文在上述方法的基础上,考虑焦炭中灰分的影响,给出了煤焦燃烧速率的计算公式,研究了不同 Re 数下、不同煤种焦炭的燃烧过程。

一 实验研究

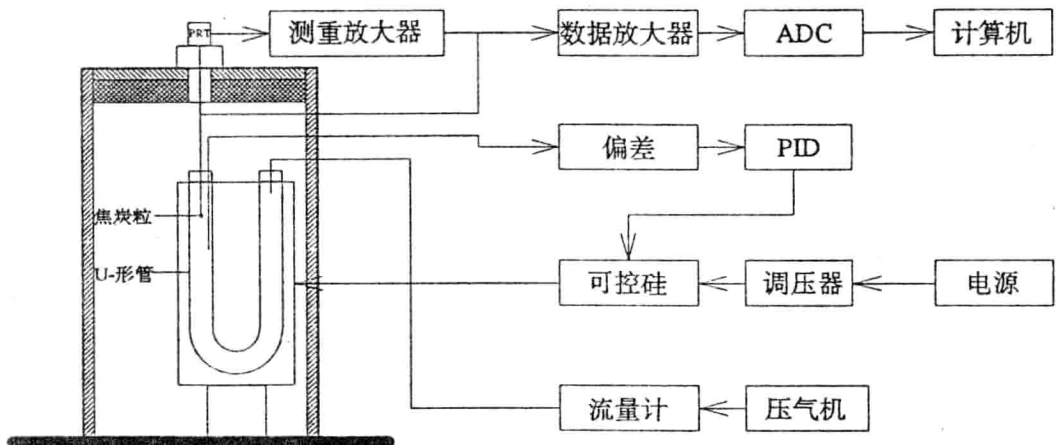


图1 实验系统图

图1为实验系统图。PRT型热天平用于检测煤焦燃烧的重量信号,然后把该信号送入测重放大器和数据放大器,放大成0 - 5V的电压值。由模/数转换器(ADC)转换成数字量,最后由计算机读取,并在其中作各种运算,给出煤焦的质量数值。未燃煤焦的温度由镍铬-镍硅热电偶检测,经过数据放大后,由ADC转换成数字量,也进入计算机内。无论是温度信号还是质量信号,进入计算机后,都能实时地显示于计算机屏幕上。同时,该数据也永久性地记录在磁盘上,以备后续处理。实验段的强迫气流由压气机提供。压气机输出的空气经过流量计后,从U形管的一侧进入,从另一侧离开U形管。U形管内的空气由硅碳棒加热,两根功率各为2KW的硅碳棒套在U形管的两侧。实验段的空气温度由热电偶检测,并与预先设定值进行比较,根据两者的差值,由控制元件进行比例、积分、微分(PID)运算,给出反馈信号控制可控硅,使气流温度朝设定值的方向变化,直至二者一致。

实验中所用煤焦按如下方法制备:先把粉状煤样装入坩埚中,放入温度为 $900\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的电炉中加热七分钟,脱去挥发份。然后取出坩埚,待冷却后用模具把煤焦做成

直径 $d=5\text{mm}$ 的球形试样。实验开始前，把热偶丝插入煤焦球中，此热偶丝挂于热天平下，即可测量煤焦失重过程。若要测量煤焦温度，只需把焊好的热电偶插入煤焦球中。

表 1 煤的主要参数[7]

煤种	$V_{ad}(\%)$	$W_{ad}(\%)$	$A_{ad}(\%)$	$C_{ad}(\%)$	$Fz=(V_{ad}+W_{ad})^3 C_{ad} \times 100$
淮南烟煤	25.4	1.50	28.9	44.2	3.20
莱阳无烟煤	5.80	1.70	33.0	59.5	0.33

本文用淮南烟煤和莱阳无烟煤进行了大量实验。实验条件是：来流温度 $t_\infty=800\text{ }^\circ\text{C}$ ，空气流量为 $0.2\text{m}^3/\text{h} \sim 4.0\text{m}^3/\text{h}$ (相应的 Re 数范围为 $8 \sim 150$)。这两种煤的工业分析成分如表 1 所示[7]。表中 Fz 数是表示煤质的一个无因次量，其定义见文献[7]。淮南烟煤典型的失重曲线如图 3 所示，实验数据列于表 4 中。随着 Re 数的增大，燃烧速率的变化情况示于图 4、图 5 及表 5、表 6 中。

由实验观察可知：灰层外火焰为透明火焰，即为 CO 燃烧形成的火焰面。前半球火焰面贴在灰壳外部，后半球形成长长的火焰面。随着 Re 数的增大，火焰长度缩短。这种现象可作如下解释：当空气流量增大后，由于供给燃烧的氧量增加，因此在表面附近 CO 氧化成 CO_2 的机率增大，故在尾迹区燃烧的 CO 减少。

二 理论模型及其简化

焦炭位于强迫对流流场中时，其外部的速度场、浓度场及温度场不再呈球对称，而是呈轴对称。灰层中温度分布也呈轴对称。焦炭前半球燃烧较快，流动在 $\pi/2$ 附近分离。后半球燃烧较慢，可按静止条件下的有关理论计算燃烧速率。下面分两步讨论前、后半球的燃烧过程。

2.1 前半球燃烧模型

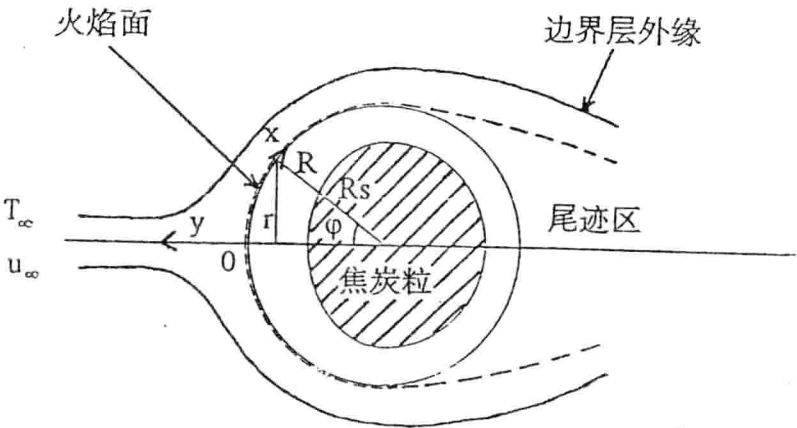


图 2 坐标系统图

前半球形成的 CO 火焰面紧贴灰层壁面，产生的 CO_2 通过灰层向内扩散，在未燃焦炭表面与碳发生还原反应 $\text{C}+\text{CO}_2 \rightarrow 2\text{CO}$ 。前半球的坐标系统如图 2 所示：原点在灰壳球的前驻点， $y>0$ 指向气流区， x 轴沿灰球表面。为简化求解，作如下假设：

- (1) 灰壳外径不变, 焦炭密度保持不变, 但直径不断变小。
 (2) 过程准定常。
 (3) 空间反应 $\text{CO} + 1/2\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ 发生在灰壁处, 且反应速率为无穷大。未燃焦炭表面只有还原反应 $\text{C} + \text{CO}_2 \rightarrow 2\text{CO}$ 。

(4) Re 足够大, 因此边界层厚度远小于灰壳半径。

(5) 未燃焦炭内部温度均匀, 为 $T_{w,s}$ 。

(6) 来流 Re 数在 150 之内, 流动为层流、可压缩、二维轴对称流动。

(7) $\rho\mu$ 、 C_p 、 $\rho\lambda$ 为常数, $Le=1$ 。

(8) 边界层外缘速度为位势流速, 即 $u_e = \frac{3}{2} u_\infty \sin \varphi$ 。

于是, 可得到灰球外部气相流体的基本方程组:

$$\text{连续方程: } \frac{\partial}{\partial x}(\rho u r) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v r) = 0 \quad (1)$$

$$\text{动量方程: } \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \rho_e u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial u}{\partial y}) \quad (2)$$

$$\text{能量方程: } \rho u C_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v C_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}) \quad (3)$$

$$\text{组分方程: } \rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}(D \rho \frac{\partial Y_i}{\partial y}) \quad (4)$$

($i=F, O, P, N$)

$$\text{状态方程: } \rho T = \rho_\infty T_\infty \quad (5)$$

其中 $r = R \sin \varphi$, F, O, P, N 分别代表 $\text{CO}, \text{O}_2, \text{CO}_2$ 及 N_2 。

边界条件为:

$$y=0: \quad T = T_{w,s}(\varphi), \quad u = u_w = 0$$

$$x=0: \quad \frac{du}{dx} = \frac{dT}{dx} = \frac{dP}{dx} = 0$$

$$y \rightarrow \infty: \quad \rho = \rho_\infty, \quad T = T_\infty, \quad v = 0, \quad u_e = \frac{3}{2} u_\infty \sin \varphi$$

设空间反应以燃料 CO 为基础的放热热值为 q_F , 表面反应以 C 为基础的吸热热值为 q_c 。

引入无量纲量坐标 $\varphi = \frac{x}{R}$ 、 $z = \frac{1}{R} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy$ 及无量纲流函数 $\rho u r = \mu_\infty \frac{\partial}{\partial y}(\psi r)$ 、

$\rho v r = -\mu_\infty \frac{\partial}{\partial x}(\psi r)$, 再把温度 T 无量纲化 $\theta = \frac{T}{T_\infty}$, 则方程组(1)~(5)化为:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial \varphi} - \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \psi \cot \varphi \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \left(\frac{3}{2} Re \right)^2 \frac{\rho_\infty}{\rho} \sin \varphi \cos \varphi + \frac{\partial^3 \psi}{\partial z^3} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} - \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \psi \operatorname{ctg} \varphi \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} = \operatorname{Pr}^{-1} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (7)$$

其中 $\operatorname{Re} = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} R}{\mu_{\infty}}$ 为雷诺数, $\operatorname{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda}$ 为普朗特数.

边界条件相应地变为:

$$z=0: \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \theta = \theta_{w,a}(\varphi)$$

$$\varphi=0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial \varphi} = 0$$

$$z \rightarrow \infty: \quad u_e = \frac{3}{2} u_{\infty} \sin \varphi, \quad \frac{\partial(\psi r)}{\partial \varphi} = 0$$

令 $\eta = \left(\frac{3}{2} \operatorname{Re} \right)^{1/2} z$, 且设无量纲流函数 Ψ 、无量纲温度 θ 具有如下形式:

$$\frac{\psi(\varphi, \eta)}{\left(\frac{3}{2} \operatorname{Re} \right)^{1/2}} = \varphi f_0(\eta) + \varphi^3 f_1(\eta) + \dots \quad (8)$$

$$\theta = G_0(\eta) + \varphi^2 G_1(\eta) + \dots \quad (9)$$

并把三角函数展成级数形式:

$$\sin \varphi = \varphi - \frac{1}{6} \varphi^3 + \dots \quad (10)$$

$$\cos \varphi = 1 - \frac{1}{2} \varphi^2 + \dots \quad (11)$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = \frac{1}{\varphi} - \frac{1}{3} \varphi + \dots \quad (12)$$

略去(8)~(12)中的高阶项, 则方程组(6)~(7)可化为:

$$f_0''' + 2f_0' f_0'' - f_0'^2 = -G_0 \quad (13)$$

$$\operatorname{Pr}^{-1} G_0'' + 2f_0 G_0' = 0 \quad (14)$$

$$f_1''' + 2f_0 f_1'' - 4f_0' f_1' + 4f_0' f_1 - \frac{1}{3} f_0 f_0'' = \frac{2}{3} G_0 - G_1 \quad (15)$$

$$\operatorname{Pr}^{-1} G_1'' + 2f_0 G_1' - 2f_0' G_1 + 4f_1 G_0' - \frac{1}{3} f_0 G_0' = 0 \quad (16)$$

边界条件化为: $f_0'(0) = 0$, $G_0(0) = \theta_{w,a}(\varphi)$, $G_0(\infty) = 1$, $f_0'(\infty) = 1$,

$G_0'(0) = 2A f_0(0) + B$, $f_1'(0) = 0$, $G_1(0) = 0$, $G_1(\infty) = 0$, $f_1'(\infty) = -\frac{1}{6}$,

$G_1'(0) = A[4f_1(0) - \frac{1}{3} f_0(0)]$

其中:

$$A = \frac{14}{3} q_F \frac{\mu_\infty}{T_\infty \lambda_\infty}, \quad B = \frac{R}{T_\infty \lambda_\infty \left(\frac{3}{2} R e\right)^{1/2}} \left[\lambda_{ash} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{w^-} + \epsilon \sigma (T_{w,a}^4 - T_\infty^4) \right]$$

燃烧速率的表达式为:

$$(g_c)_1 = -\frac{\mu_\infty}{A R} \left(\frac{3}{2} R e \right)^{1/2} \left[G'_0(0) + \varphi^2 G'_1(0) \right] + \frac{B \mu_\infty}{A R} \left(\frac{3}{2} R e \right)^{1/2} \quad (17)$$

方程组(13)~(15)有四个未知数、四个方程,可以联立求解,求出 f_0 、 f_1 、 G_0 、 G_1 后,由式(17)可得各点的燃烧速率。

灰层中相对流动较弱,可按纯导热问题处理。考虑到温度分布的轴对称性,则相应于球坐标的导热方程为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rT) + \frac{1}{r^2 \sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \varphi \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) = 0 \quad (18)$$

边界条件为:

$$r=R_{ss}: \quad T = T_{w,c}, \quad \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) = g_{cl} q_c$$

2.2 后半球燃烧模型

后半球的燃烧速率可按静止条件下的有关理论求得。实验表明,对于大颗粒煤焦的燃烧来说,均相火焰呈贴壁状态,即在焦炭表面发生 $C + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow CO$, 然后 CO 在壁面处立即与氧反应生成 CO_2 。所以,为了简化起见,可把两个反应等效地看成 $C + O_2 \rightarrow CO_2$ 。文献[7]给出了求静止条件下含灰焦炭颗粒燃烧速率的方程组:

$$(g_c)_2 q_{cc} = \lambda_{ash} \frac{(T_{w,c} - T_{w,a}) R}{(R - R_{ss}) R_{ss}} \quad (19)$$

$$h(T_{w,a} - T_\infty) + \epsilon \sigma (T_{w,a}^4 - T_\infty^4) = \lambda_{ash} \frac{(T_{w,c} - T_{w,a}) R_{ss}}{(R - R_{ss}) R} \quad (20)$$

$$\beta (g_c)_2 = \frac{\rho_\infty Y_{O,\infty}}{\frac{\rho_\infty}{\rho_{w,c}} \frac{1}{\beta K_{O, ch} \exp\left(-\frac{E}{R_c T_{w,c}}\right)} + \frac{R_{ss}^2}{D_\infty R} + \frac{(R - R_{ss}) R_{ss}}{D_o R}} \quad (21)$$

$$(g_c)_2 = K_{O, ch} \rho_{w,c} Y_{O,w,c} \exp\left(-\frac{E}{R_c T_{w,c}}\right) \quad (22)$$

其中 R_c 为通用气体常数, R_{ss} 为未燃焦炭半径,下标 w,c 指未燃焦炭表面上的值,下标 w,a 指灰层外壳上的值。式(19)中等式左边的 q_{cc} 是考虑了总体反应后的结果,为

$C + O_2 \rightarrow CO_2$ 的反应热。这是由于反应 $CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2$ 发生在灰壁附近, 反应放热传给了炭粒, 故等效反应热值为 q_{cc} 。 $K_{a, ch}$ 是煤质参数 Fz 数的函数, 可由文献[7]求得。

在 T_∞ 、 $Y_{0, \infty}$ 、 R_{ss} 及 R 已知的条件下, 联立求解方程(19)~(22), 则可得到 $T_{w, c}$ 、 $T_{r, c}$ 、 $Y_{0, w, c}$ 及 $(g_c)_1$ 。

由式(17)、(22)分别求得焦炭颗粒前、后半球燃烧速率后, 可沿角度 φ 对局部燃烧速率积分, 得到总的燃烧速率 G_c :

$$G_c = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} R_s^2 (g_c)_1 \sin \varphi d\varphi + 2\pi R_{ss}^2 (g_c)_2 \quad (23)$$

三 数值计算

实验表明, 炭粒温度在燃烧过程中近似保持不变, 其值可近似地用炭粒着火后能量平衡方程式求得。由于大颗粒炭粒的火焰紧贴壁面, 因此其反应可按 $C + O_2 \rightarrow CO_2$ 来近似。设炭粒燃烧速率为 g_c , q_{cc} 为 $C + O_2 \rightarrow CO_2$ 的反应热, 则由能量方程可得:

$$g_c q_{cc} = h(T_{w, c} - T_\infty) + \varepsilon \sigma (T_{w, c}^4 - T_\infty^4) \quad (24)$$

其中 h 为对流传热系数, 可由经验公式 $Nu = 2 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{0.33}$ 及 $Nu = \frac{hd}{\lambda}$ 求得。

刚进入燃烧阶段时, 灰层尚未形成, 故焦炭前半球燃烧速率可按无灰燃烧模型求得。求出 $(g_c)_1$ 后, 可知下一时刻灰的厚度。再对灰层中温度分布按式(18)求解。得到灰—空气界面处灰层的温度梯度及温度后, 由式(13)~(16)可求出新的燃烧速率 $(g_c)_1$, 然后再返回方程(18)求灰层中温度分布。如此反复, 直至燃烧结束。

与方程组(13)~(16)有关的边界条件是属于两点渐近一类的。初值法是边界层型两点渐近边值问题数值积分的一个方法, 它要求把两点渐近边值问题变换成初值问题[8]。两点边值问题的一般方法——打靶法及具体实现可参阅文献[8, 10]。

方程组(13)~(16)可以两两单独求解。方程(13)、(14)构成的方程组有两个未知函数 f_0 、 G_0 , 故可耦合求解。求出 f_0 、 G_0 后, 把它们代入方程(15)及(16)中。由方程(15)、(16)构成的方程组也只有两个未知数 f_1 、 G_1 , 亦可联立求解。在求解常微分方程组时, 先把它们化为一阶线性微分方程组, 再用经典的四阶 Runge—Kutta 法求解。

方程(18)的求解采用常用的差分离散方法。由于随着燃烧过程的进行, 未燃焦炭半径不断减小, 且不同角度 φ 处其值不一样, 故内边界形状不规则。因此, 在临近内边界的地方需采用非均匀网络。

代数方程(19)~(20)构成的方程组具有强烈的非线性。对强烈非线性的代数方程组, 文献[9]中给出的拟牛顿能比较好地满足要求。

计算过程中各物理量的取值列于表2及表3中。

四 结果及讨论

淮南烟煤在来流速度为 1.0m/s 的流场中时, 其典型的失重曲线如图3所示, 图3同

时给出了这种工况下煤焦质量随时间变化的计算值。图 3 所用数据列于表 4 中。

表 2 气体物性及化学反应参数表[7]

名称	T_{∞}	$Y_{O_2,\infty}$	q_f	q_c	q_{cc}	λ_{∞}	μ_{∞}	ρ_{∞}
单位	K	/	J/kg	J/kg	J/kg	W/(m·s)	kg/(m·s)	kg/m ³
数值	1073	0.233	1.02E7	1.46E7	3.29E7	0.0717	4.36E-5	0.329
名称	$C_{p,\infty}$	Pr	E	Rc	D_{∞}	β	ε	σ
单位	J/(mg·K)	/	J/mol	J/(mol·K)	m ² /s	/	/	W/(m ² ·K ⁴)
数值	1155	0.703	1.8E5	8.31	4.41E-4	2.67	0.95	5.67E-8

表 3 不同煤种灰的参数及反应频率因子[7]

煤种	当量导温系数 α_e (m ² /s)	当量密度 ρ_e (kg/m ³)	当量比热 $C_{p,e}$ (J/kg·K)	导热系数 λ_e (W/m·K)	扩散系数 D_e (m ² /s)	频率因子 $K_{0,cs}$ (m/s)
淮南烟煤	2.45E-5	317.9	433.5	3.39	4.86E-8	5.06E6
莱阳无烟煤	2.01E-5	332.2	453	3.02	4.54E-8	6.71E5

表 4 淮南烟煤煤焦失重数据

时间 t(s)	8.1	16.3	24.4	32.5	40.7	48.8	56.9	65.1	73.2	81.3
实验值(mg)	62.1	58.1	53.5	49.4	45.8	41.2	38.6	34.7	32	29.6
计算值(mg)	62.9	58.7	54.1	50.1	46.2	42.2	38.3	34.5	30.6	29.2
时间 t(s)	89.5	97.6	105.7	113.9	122.0	130.1	138.3	146.4	154.5	162.7
实验值(mg)	28.4	26.3	24.4	23.2	22.0	20.8	19.7	18.1	17.8	17.7
计算值(mg)	27.8	25.7	23.8	22.4	21.3	20.2	18.5	17.1	16.3	16.0

表 5 不同 Re 数时淮南烟煤煤焦燃烧速率($t=40s$)

Re	7.5	15.1	22.6	30.2	37.7	45.3	52.8	60.3	67.9	75.4
实验值(mg/s)	0.344	0.464	0.488	0.427	0.509	0.460	0.511	0.640	0.589	0.570
计算值(mg/s)	0.297	0.358	0.406	0.448	0.485	0.519	0.550	0.580	0.609	0.636
Re	83.0	90.5	98.1	105.6	113.1	120.7	128.2	135.8	143.3	150.8
实验值(mg/s)	0.630	0.671	0.678	0.698	0.733	0.833	0.840	0.813	0.905	0.861
计算值(mg/s)	0.662	0.687	0.713	0.736	0.759	0.782	0.805	0.827	0.848	0.869

由图 3 可知: 煤焦燃烧速率随时间的增大而减小。刚开始燃烧时, 由于灰层的影响较小, 故燃烧速率较大。当进入燃烧后期时, 灰厚较大, 灰阻力较大, 故灰层的影响比较明显, 燃烧速率较小。

图 4、图 5 分别给出了淮南烟煤及莱阳无烟煤煤焦燃烧速率随 Re 数的变化曲线, 图 4、图 5 所用数据分别列于表 5 及表 6 中。表 5 及表 6 中实验和计算数据均取开始燃烧后 40 秒时的值。这是因为, 试样刚挂上热天平时, 数据尚不稳定, 测量数据误差较大。经过一段时间稳定后, 测量信号能比较真实地反映煤焦质量。图 4 和图 5 表明: 随

着来流速度的增加, Re 数增大, 两种煤焦的燃烧速率均增大。但是, 在同一 Re 数时, 淮南烟煤的燃烧速率比莱阳无烟煤的燃烧速率大一些, 这是由于无烟煤的 Fz 值较小, 活性较差。

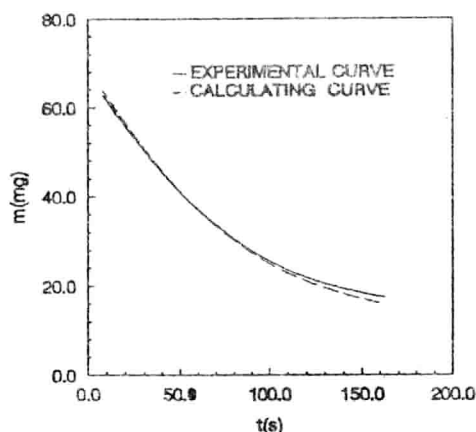


图3 煤焦燃烧过程失重曲线

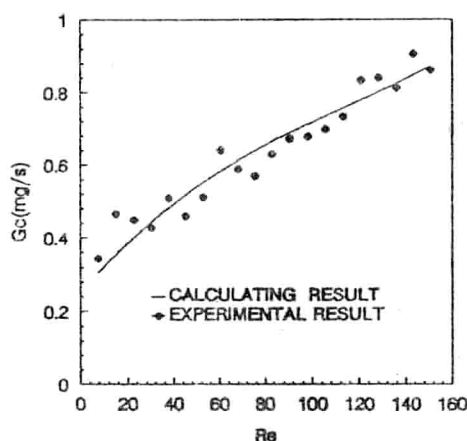


图4 淮南烟煤煤焦燃烧速率随 Re 数变化曲线($t=40s$)

表6 不同 Re 数时莱阳无烟煤煤焦燃烧速率($t=40s$)

Re	7.5	15.1	22.6	30.2	37.7	45.3	52.8	60.3	67.9	75.4
实验值(mg/s)	0.383	0.469	0.456	0.447	0.321	0.427	0.617	0.625	0.672	0.536
计算值(mg/s)	0.271	0.321	0.360	0.393	0.423	0.451	0.476	0.500	0.523	0.544
Re	83.0	90.5	98.1	105.6	113.1	120.7	128.2	135.8	143.3	150.8
实验值(mg/s)	0.534	0.614	0.526	0.537	0.561	0.685	0.621	0.603	0.739	0.703
计算值(mg/s)	0.565	0.585	0.605	0.624	0.642	0.660	0.678	0.695	0.712	0.729

五 结论

- (1) 强迫对流条件下煤焦的燃烧规律具有轴对称性, 其外部浓度场、速度场、温度场及内部温度场均呈轴对称, 而不是球对称。
- (2) 煤焦燃烧过程中灰层的影响不能忽略。
- (3) 随着 Re 数的增大, 燃烧速率不断增大。
- (4) 不同煤种形成的煤焦, 其燃烧速率不同。
- (5) 本文提出的方法, 把偏微分方程组化为常微分方程组, 既减小了工作量, 又能满足一定精度要求。
- (6) 当 $Re > 150$ 后, 火焰面可能被吹向煤焦后部, 本模型不再适用。

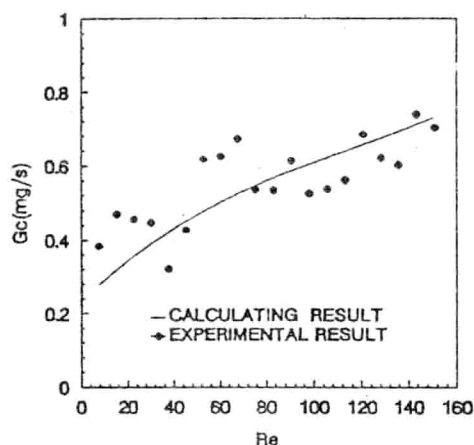


图 5 莱阳无烟煤燃烧速率随 Re 数变化曲线($t=40s$)

参考文献

- 1 周力行. 燃烧理论和化学流体力学. 北京: 科学出版社, 1986
- 2 Ragland K W, Yang J T. Combustion and Flame 60, 1985: 285 - 297
- 3 Fernandez-Pello A C, Law C K. Combustion and Flame 44, 1982: 97 - 112
- 4 Fernandez A C. Combustion Science and Technology. 1982, 28: 305 - 313
- 5 徐昌荣, 傅维标. 燃烧科学与技术, 1996, 2(1): 1 - 7
- 6 Xu C R, Fu W B. Submitted to Combustion Science and Technology
- 7 张百立. 碳/炭粒燃烧速率及其反应动力学研究: [学位论文]. 北京: 清华大学, 1992
- 8 当斯 J A, 罗杰斯 D F. 传热学计算机分析. 北京: 科学出版社, 1980
- 9 徐士良. C 常用算法程序集. 北京: 清华大学出版社, 1994
- 10 徐昌荣. 强迫对流条件下纯碳燃烧速率的研究: [学位论文]. 北京: 清华大学, 1995

碳化硅的自蔓延燃烧合成

徐小平 陈熙 傅维标

(清华大学工程力学系, 北京 100084)

摘要 本文报导了碳化硅的自蔓延燃烧合成的实验研究结果。由于碳与硅的绝热燃烧温度低, 合成中无法采用我们以前在碳化钛合成中成功使用过的火焰传播形式的自蔓延燃烧合成方式, 因而实验中采用了“化学炉”技术。

关键词: 自蔓延燃烧合成 (SHS), 碳化硅

一、引言

碳化硅是一种具有高热导率、高硬度、耐腐蚀、抗磨损、低热膨胀系数、高抗热震性、高温下强度好等一系列优点的陶瓷材料。由于它的这些特点, 碳化硅除在钢铁工业中有广泛应用 (在熔炼中用作碳与硅的添加剂和去氧剂) 外, 还用于窑炉、坩埚、砂轮、电阻加热棒等诸多方面。碳化硅在自然界中并不存在, 从而必须以高温合成的办法加以生产。目前全世界每年产量约八万吨左右。近年来, 用 CVD (化学蒸气沉积) 方法制备的高质量的碳化硅超细粉或膜, 是用于电子材料、组合材料等方面的极为有用的高技术陶瓷。自 19 世纪末以来至今, 大量碳化钛的主要生产方法, 是以石英沙与石油焦在温度高达 2700 K 的电阻炉中进行长时间锻烧来加以合成, 这种方法的缺点是费时 (每炉约需 36 小时) 费电, 并且有环境污染问题^[1]。近年来开始有人用自蔓延燃烧合成 (SHS) 方法对碳化钛来加以合成^[2]。

自蔓延燃烧合成 (SHS) 是前苏联科学院化学物理研究所的研究工作者于六十年代发现的一种有效的合成材料的新方法^[3]。它利用材料合成反应中所释放的热量来维持反应过程的持续进行, 具有方法简便、过程快速、节省能量、产品纯度高等优点。已用它合成成功各种电子材料、工具材料、超导材料、结构材料、耐热材料、耐磨材料、耐蚀材料、功能材料、发热元件、记忆合金以及固体润滑剂等, 有的已批量生产并投放市场。八十年代以来自蔓延燃烧合成更是成为美、日等发达国家技术角逐的热点之一^[4]。我国在该研究领域中起步较迟, 而且主要是从事粉末冶金及无机材料或金属材料研究的人员在进行有关的工作。自蔓延燃烧合成中燃烧反应与物质结构的转变联系在一起, 因而成为一种有一系列新特点的有趣的燃烧现象, 它的研究甚至导致名为“宏观结构反应动力学”的燃烧学新分支的形成^[3]。尽管自蔓延燃烧合成已受到国外许多燃烧工作者的高度重视^[3,5-8], 我国工程热物理界至今却很少有人研究。我们在前一篇文章里报道了用自蔓延燃烧方法合成碳化钛的若干实验和理论研究结果^[9], 本

文报道有关碳化硅的自蔓延燃烧合成的一些研究结果。

日本的研究者曾报道过有关碳化硅的自蔓延燃烧合成的一个有趣的实验研究结果^[2]。他们在实验中采取了两种不同的点火方案。第一种方案中,压制后的硅粉与碳粉的混合物柱体直径为 6 mm,长 9 mm,以直径为 2 mm 的碳棒横穿过试样的上部通电点火,所采用的实际上是火焰传播形式的合成方案;第二种方案中,硅粉与碳粉的混合物柱体直径为 6 mm,长 6 mm,柱体外裹通电“点火”用的碳套以增加点火面积,这里所采用的实际上是热自燃形式的合成方案。实验中发现,两种不同的点火方案得到了不同的合成反应的转化率。采用第一种点火方案时,碳-硅混合物转化为碳化硅的转化率仅为 36 - 64 %,而采用第二种点火方案时,高压下 (3×10^4 大气压)下转化为碳化硅的转化率可达 96 % (混合比 1:1) 至 100 % (混合比 1:1.1)。作者由此得出结论:碳化硅的 SHS 合成中,原料硅粉与碳粉反应成碳化硅的转化率与点火面积有关。我们认为,问题似乎并不在于点火面积,而在于火焰传播合成与热自燃合成方式的不同。采用火焰传播方式合成碳化硅比较困难的根本原因在于碳与硅体系的绝热火焰温度比较低。

正是考虑到本实验中的碳-硅体系的绝热火焰温度远比以前我们在实验中所遇到的碳-钛体系^[9]的低,本文自蔓延燃烧合成实验中采用了与以前^[9]不同的“化学炉”方法。

二、合成方案分析

对于化学计量比的碳与硅体系的燃烧反应



标准条件 (298.15 K) 下燃烧热为 $\Delta H_{298} = 73.22 \text{ kJ/mol}$, 绝热火焰温度 T_{af} 可由如下关系式加以计算:

$$\Delta H_{298} = \int_{298}^{T_{af}} C_p dT \quad (2)$$

此处已注意到碳与硅体系的绝热火焰温度低于碳化硅的熔点 ($T_m \sim 3000 \text{ K}$), 从而无需考虑碳化硅发生相变, (2) 式中的 C_p 是固相碳化硅的比热, 其数值是温度的函数, 如表 1 所示。表中数据引自文献^[10]。

表 1 碳化硅的比热随温度的变化

T (K)	298.15	300	400	500	600	700
C_p (J/mol)	26.977	27.092	33.637	38.647	42.090	44.505
T (K)	800	900	1000	1100	1200	1300
C_p (J/mol)	46.264	47.595	48.639	49.484	50.187	50.786
T (K)	1400	1500	1600	1700	1800	1900
C_p (J/mol)	51.308	51.770	52.187	52.569	52.921	53.251
T (K)	2000	2100	2200	2300	2400	2500
C_p (J/mol)	53.562	53.857	54.139	54.411	54.674	54.929

应用 (2) 式和表 1 中的比热, 可得出初温为 298.15 K 的化学计量比的碳与硅体

系的绝热火焰温度 $T_{ad} = 1800\text{ K}$ 。Merzhanov 等人在研究了多种化合物的 SHS 合成过程以后，得到下述经验结果，即如果绝热燃烧温度 $T_{ad} < 1800\text{ K}$ ，则反应放出的热量将不足以使燃烧过程维持。因此，对于碳化硅的燃烧合成，当其原始反应物的初温为室温时，一般很难使采用火焰传播形式的燃烧合成过程自持进行。但如果设法提高初始温度 T_0 ，即以某种方式使反应物预热，则绝热火焰温度可提高，从而有可能使火焰传播过程得以进行。表 2 为不同初始温度下的化学计量比的碳与硅体系的绝热火焰温度，其数值是利用表 1 中的比热数据用前述计算绝热火焰温度的公式（2）算出的。

表 2 绝热火焰温度和混合物初温之间的关系

T_0 (K)	300	400	500	600	700
T_{ad} (K)	1800	1840	1900	1970	2050
T_0 (K)	800	900	1000	1100	1200
T_{ad} (K)	2130	2210	2300	2390	2480

另一种可能使碳与硅的合成反应得以进行的方法是采用热自燃方式，即让整个样品在炉子中加热，当整个坯料被加热达到一定温度后，合成反应将以热自燃形式在样品内部发生，随后传播到整个坯料。

本文实验中采用的合成碳化硅的“化学炉”技术，可以认为是介于火焰传播和热自燃之间的一种燃烧合成方式。

三、实验结果与讨论

实验装置与我们以前用于碳化钛合成中所用的类似，如图 1 所示。外壳尺寸为 $0.2\text{ m} \times 0.2\text{ m} \times 0.2\text{ m}$ 的钢制方盒，侧面带有供真空泵抽气用的抽气口和氢气注入口，以备控制燃烧室内的气氛；正面带有 $\phi 150\text{ mm}$ 的玻璃观察窗，用于观测燃烧现象和燃烧过程的进行；上方是中间通过点火用的金属电极及测温用的热电偶的密封胶塞，它可

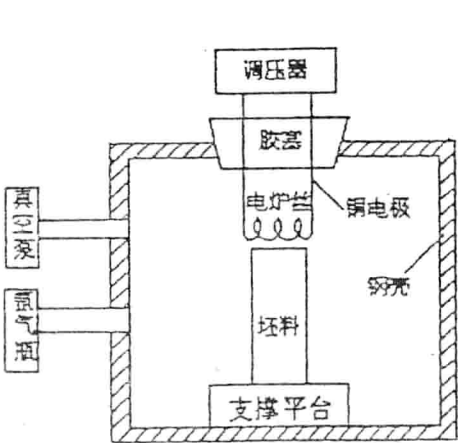


图 1 实验装置简图

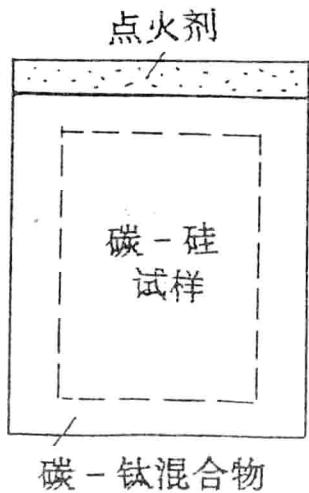


图 2 实验中所用的试样