

炉内流场、传热及燃烧计算的进展

热能原理教研室 李有章

摘 要

当前对火焰炉窑及燃烧室的分析计算,综合应用了计算流体力学、湍流模型、多相流模型、湍流燃烧模型、火焰传热模型及计算方法,并与有关的实验研究相结合,目前已发展到一个新的水平,本文的目的就是在—篇短文中扼要介绍最近的这些情况,并通过国外最近对一座玻璃熔炉的计算,说明目前的计算方法已足够发展为一种重要的设计手段,需要引起更广泛的重视。

一、所用符号

C_{α} 组分 α 的质量分数;	$P(\quad)$ 几率密度函数;
f 燃料质量分数; 混合分数;	$\dot{r}_a$ 生成率;
h 焓(包括生成焓);	U_i 速度矢
K 湍流脉动动能;	u_i' 脉动速度分量;
M_{α} 组分 α 的分子量;	ϵ 脉动动能耗散率;
m_{α} 质量分数;	ϕ 通用数性量;
	ϕ'' 数性量脉动分量

二、前 言

直接利用燃料的各种型式的炉窑,在工业各部门应用极为广泛,为提高炉窑的经济效益节能,减少燃料燃烧生成的污染,多年来,热工工作者为改进炉窑及其燃烧装置的分析、计算及设计方法做了大量工作。五十年代以后在“计算机冲击”下,各门科学得到了巨大发展,基础学科积累的设想和理论有了新的研究手段可以在计算机上将理论做“试验研究”,取代了一部份需时长耗资大的物理模型实验研究工作为综合应用基础学科进行应用研究,开辟了广阔途径,正是在这种情况下,火焰炉窑及其燃烧装置的分析计算、预示其热工性能的方法,发展到了新水平。

七十年代初,Hottel及Spalding [1, 2, 3] 等提出了工业炉数学模型的分类,当时,认为火焰炉窑与燃烧室热工数模的研制有两种方法,其一为以Hottel、Beer等为代表的区域法(Zone method of analysis)。另一为以Spalding等为代表的通量法(Flux method of flow and heat transfer),学者们评议了两种方法的优点和存在问题,

不少学者认为两种方法是相辅相成的, 在发展过程中必将融合。七十年代中期到目前的情况, 正是按学者们的预计发展的, 当前认为火焰炉窑与燃烧室数模的研制, 是计算流体力学、湍流模型、多相流模型、燃烧模型、火焰传热模型、计算方法的综合应用与研究, 并与有关的实验研究相结合。本文的目的, 就是在一篇短文中扼要介绍最近的这些情况。

三、基本方程组、湍流的时均方程与Favre平均方程 [4、5、6、7]

先只限于讨论炉内为气体燃料的火焰, 即炉内是由多种组分气体构成的流场、有传热、有化学反应。基本方程组如下:

连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

运动方程

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \right\} + \rho g_i \quad (2)$$

能量方程

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial h}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} + \frac{\mu}{Pr} \left(\frac{Pr}{Sc} - 1 \right) X \sum_{\alpha=1}^N h_{\alpha} \frac{\partial C_{\alpha}}{\partial x_j} \right\} + \rho S_h \quad (3)$$

化学组分方程

$$\rho \frac{\partial C_{\alpha}}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial C_{\alpha}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial C_{\alpha}}{\partial x_j} \right\} + \rho \dot{r}_{\alpha}, \quad \alpha = 1, N \quad (4)$$

式中, Pr 、 Sc —普朗特数及希米德数; g_i —重力加速度矢量; U_i —速度矢; C_{α} —组分 α 的质量成分(浓度); h —焓; $\rho \dot{r}_{\alpha}$ —组分 α 化学反应单位容积的生成率; ρS_h —包括辐射在内的源函数。理想气体状态方程式为

$$\rho = p / RT \sum_{\alpha=1}^N (C_{\alpha} / M_{\alpha}) \quad (5)$$

又

$$h_{\alpha} = h_{\alpha}(T) \quad (6)$$

$$h = \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} h_{\alpha} \quad (7)$$

这里先不讨论方程中源项 ρS_h 与 $\rho \dot{r}_{\alpha}$ 的问题又因是立即转入讨论湍流, 因而也不讨论热扩散及扩散传热效应, 即索芮特效应与达夫尔效应。

以上方程组原则上对层流与湍流是同样适用的, 对于湍流而言, 由于速度及状态参数等是随时间及空间位置急剧脉动变化的, 当前为解决湍流实用的分析计算, 必须引用统计方法雷诺的平均方法就是统计方法中经简化而易于接受的方法, 是将各个量分解为平均值与脉动值两个部分, 以速度的分量为例, 即 $u_i(x, t) = \bar{u}_i(x, t) + u_i'(x, t)$, $\bar{x} = (x_1, x_2, x_3)$, 若平均量 $\bar{u}_i$ 随时间的变化很慢, 则湍流的统计结构近乎是稳定的, 而可假设平均量与时间无关; 若流体的密度为常量, 则用平均法则对方程(1)~(7)进行处理, 可

得到描述湍流的形式并不比原式格外复杂的方程，这些方程在一定条件下，也可用于分析炉内流场。

在湍流燃烧情况下，由于放热反应，燃烧产物的温度比反应物的高得多，因而一般情况下流场密度很不均匀，燃烧产物的密度可比反应物的低四、五倍，密度的这种变化对流场的情况影响很大，即变密度问题。对密度按平均法则处理，则以上基本方程组中将会出现多项与密度脉动相关的量，例如

$$\overline{\rho u_i u_i} = \overline{\rho u_i u_i} + \overline{\rho u_i' u_i'} + \overline{u_i \rho' u_i'} + \overline{\rho' u_i' u_i'},$$

使描述湍流的基本方程形式很复杂，为使方程封闭，需要补充多个模型。

为使描述变密度的湍流方程简化，现较通用的一种方法为Faure平均，或密度加权平均这种方法对压力与密度不加权平均，其定义可表示为：

$$\begin{aligned} U_i &= \tilde{U}_i + u_i'', & \Phi_a &= \tilde{\Phi}_a + \phi_a'', \\ \rho U_i &= \bar{\rho} \tilde{U}_i + \rho u_i'', & \rho \Phi_a &= \bar{\rho} \tilde{\Phi}_a + \rho \phi_a'' \\ \overline{\rho u_i''} &= 0, & \overline{\rho \phi_a''} &= 0 \\ \overline{u_i''} &\neq 0 & \overline{\phi_a''} &\neq 0 \end{aligned}$$

加权与不加权平均量之间的关系为（以速度为例）

$$\begin{aligned} \tilde{U}_i &= \tilde{U}_i + \overline{u_i''} \\ \overline{u_i''} &= -\overline{\rho' u_i' / \rho}, \quad \overline{\rho' u_i''} = \overline{\rho' u_i'} \\ \overline{u_i' u_i'} &= \overline{u_i'' u_i''} - \overline{\rho' u_i'' u_i''} / \bar{\rho} + \overline{u_i'' u_i''} \end{aligned}$$

采用Faure平均，描写变密度湍流的基本方程组为

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{U}_i \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i'' u_i''}) + \bar{\rho} g_i \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

$$\bar{\rho} \tilde{U}_i \frac{\partial \tilde{\Phi}_a}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i'' \phi_a''}) + \bar{\rho} \tilde{S}_a \quad (10)$$

上式中， Φ —表示数性量如 C_a 或 h ，符号 $\tilde{}$ 表示密度加权平均， $\bar{}$ —平均源函数。

由于数模需经与实验比较来检验，大体上是，以采样及皮托管探头测得的量接近于密度加权平均量，而以激光多普勒测速仪及其他光学方法以及带补偿的热电偶测得的量则是不加权平均量。

自基本方程组（1）～（7）导出描写有化学反应的湍流方程，目前正在研究发展的另一种方法，是几率密度法（pdf），这里不做介绍。

四、湍流模型 [7, 8, 9, 10]

在不加权及加权平均得到的湍流运动方程，例如前面的式（8）中，其右端的第二项为雷诺应力，为了使方程封闭能实用计算，对于像炉内有回流的流场来说，目前常用的湍流模型为K— ϵ 双方程模型，其基本内容是假设雷诺应力与形变速率间为线性关系，即

$$\overline{\rho u_i'' u_j''} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \left\{ \bar{\rho} K + \mu_t \frac{\partial \tilde{U}_K}{\partial x_K} \right\} - \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

对于数性量的湍流通量,则以梯度扩散模型表示为

$$\overline{\rho u_i'' \phi_\alpha''} = - \frac{\mu_t}{\sigma_K} \frac{\partial \widetilde{\phi_\alpha}}{\partial x_i} \quad (12)$$

湍流的涡旋粘性系数表示为

$$\mu_t = C_\mu \overline{\rho} K^2 / \epsilon \quad (13)$$

式中 $K (= \overline{u_i'' u_i''} / z)$ 及 ϵ 各相应为脉动动能与耗散率,由以下两个输运方程求解

$$\overline{\rho} \widetilde{U_i} \frac{\partial K}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_K} + \mu \right) \frac{\partial K}{\partial x_i} \right\} - \overline{\rho} \widetilde{u_i'' u_i''} \frac{\partial \widetilde{U_i}}{\partial x_i} - \frac{\mu_t}{\rho^2} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial x_i} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial x_i} - \overline{\rho} \epsilon \quad (14)$$

$$\overline{\rho} \widetilde{U_i} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right\} - C_1 \frac{\epsilon}{K} \left[\overline{\rho} \widetilde{u_i'' u_i''} \frac{\partial \widetilde{U_i}}{\partial x_i} + \frac{\mu_t}{\rho^2} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial x_i} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial x_i} \right] - C_2 \overline{\rho} \frac{\epsilon^2}{K} \quad (15)$$

$$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \sigma_K = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.30, \sigma_t = 0.7.$$

式 (11) ~ (15) 是由常密度湍流的双方程模型直接变换引用的,是假定在变密度湍流情况下,按密度加权变量写出的同型方程是成立的,而且适合使用。

在常密度湍流中,由于 $K-\epsilon$ 双方程模型的缺点,还提出了雷诺应力模型,此外,在将常规的 $K-\epsilon$ 双方程模型推广去研究一些特定的湍流问题时,还提出了“修正 $K-\epsilon$ 双方程模型”(modified $K-\epsilon$ equation),所述这些问题,Rodi在文献[9, 10]中做了较详细的讨论,对于湍流燃烧问题,在今后的分析计算和实验对比中,也需要深入探索研究。

五、燃烧模型 [4, 5, 6, 7]

湍流燃烧模型的最主要功用,就是确定式 (10) 中的源项,即湍流燃烧过程中组分 α 的平均反应生成率,从而能够计算各组分的浓度,平均温度,及混合气体的密度,湍流燃烧过程除受分子输运与化学反应的影响外,湍流运动起很重要的作用,是个十分复杂的问题,为了计算平均值,首先需从化学方面做出简化模型,其次还需要考虑如何使方程封闭做出假设。从化学角度做出的简化模型有:简单化学反应、高速化学反应或化学反应速率为无限大,在此简化下,化学反应的细节显然是无关重要了,因此在这样的简化下,也就不能估算燃烧生成的污染,如 CO , NO_x 及不完全燃烧等问题,因为这类问题的分析,是要在化学反应速率为有限,按多步化学反应,就详细的组分来计算。先介绍简单化学反应系统模型及高速反应模型,再讨论扩散火焰与预混火焰的模型。

1. 简单化学反应系统模型

这种模型的基本假设有三条:

(1) 化学反应为单步不可逆反应,反应物的组分为燃料与氧化剂,生成物的组分仅燃烧产物一种,即化学反应方程是表示为



式中, S —燃料与氧化剂的当量比,仅与燃料和氧化剂的种类相关。

(2) 以梯度扩散模型表示的数性湍流通量表式中的涡旋输运系数相同,即式 (12)

中的 $\frac{\mu_t}{\delta_t}$ 论 α 代表何种组分 (燃料、氧化剂与产物) 及焓 h , 均为同数值的系数, 亦即 $P_{rt} = S_{et}$ 。

(3) 各组分的比热相同。

因此燃料与氧化剂的组分方程, 按密度权可表示为

$$\bar{\rho} \tilde{U}_1 \frac{\partial \tilde{m}_{fu}}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \frac{\mu_t}{\delta_t} \frac{\partial \tilde{m}_{fu}}{\partial x_1} \right\} + \bar{\rho} \tilde{r}_{fu} \quad (16)$$

$$\bar{\rho} \tilde{U}_1 \frac{\partial \tilde{m}_{ox}}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \frac{\mu_t}{\delta_t} \frac{\partial \tilde{m}_{ox}}{\partial x_1} \right\} + \bar{\rho} \tilde{r}_{ox} \quad (17)$$

将式 (17) 中各项除以当量比 S , 然后用式 (16) 去它, 即得到

$$\bar{\rho} \tilde{U}_1 \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\mu_t}{\delta_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_1} \right) + \rho r_f \quad (18)$$

式中, $\tilde{f} = \tilde{m}_{fu} - \frac{\tilde{m}_{ox}}{S}$, 称为混合分数, $\tilde{r}_f = \tilde{r}_{fu} - \frac{\tilde{r}_{ox}}{S}$ 又, m —质量分数或质量成分。

根据简单化学反应系统的假设, 可知 $\tilde{r}_f = 0$ 就得到常见的混合分数方程

$$\bar{\rho} \tilde{U}_1 \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\mu_t}{\delta_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_1} \right) \quad (19)$$

这是一个无源方程, 所以, 在简单化学反应系统模型下, 对于一般只算热效应的燃烧问题, 为确定组分质量分数的分布, 只要求解一个无源方程和一个有源方程即可。

2. 高速反应模型

在碳氢化合物燃料及氢在高温下氧化放热的过程中, 化学反应的时间远比混合传输的时间为小, 这可以比较两种现象时间尺度的大小严格讨论, 因而认为化学反应速率无限大的高速化学反应模型, 在很多情况下是一种合理的假设, 这个模型的实质, 即是认为流场中的混合气体每一瞬时都处于平衡状态, 就化学平衡而言, 混合气体的各组分的成分, 温度及密度均可由取自由焓的最小值而求解得到。

3. 扩散火焰模型

当燃料与氧化剂是以分开的流股送入燃烧装置, 而化学反应又可认为是符合高速反应模型, 即当燃料与氧化剂一混合, 反应即全部完成, 流场中每一瞬时每个局部都达到特定的平衡状态, 则在此情况下, 不需要计算平均生成率, 选瞬时混合分数 f 为因变量, 若在能量方程中不计辐射项, 即能量方程为无源方程, 又考虑在化学反应过程中各元素组分为守恒, 因此有

$$h = (h_{fu} - h_{ox})f + h_{ox} \quad (20)$$

$$Y_a = (Y_{a,fu} - Y_{a,ox})f + Y_{a,ox} \quad (21)$$

式中, Y_a —元素 a 的质量分数。由此建立瞬时的组分浓度、温度及密度与 f 的瞬时值间的关系。

以上随机量间的非线性关系是很复杂的, 因而需要考虑湍流扩散火焰中混合分数的脉动, 引入混合组分的几率密度函数 $P(f, x_1)$, 此函数一般是以 f 的平均值及方差为参数。按

Favre平均, $\tilde{f}$ 可自式(19)求解, f 方差的方程为

$$\bar{\rho} \tilde{U}_i \frac{\partial \tilde{f}''^2}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{\mu_t}{6_t} \frac{\partial \tilde{f}''^2}{\partial x_i} \right\} + 2 \frac{\mu_t}{6_t} \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} \right)^2 - C_D \frac{\bar{\rho}}{K} \tilde{f}''^2$$

式中 C_D 取值 2.0

由所构成的 p.d.f. 可求得以下均值, 即

$$\tilde{\phi} = \int_0^1 \phi(f) P(f, x_i) df \quad (23)$$

$$\bar{\phi} = \bar{\rho} \int_0^1 \frac{\phi(f)}{\rho(f)} P(f, x_i) df \quad (24)$$

$$\bar{\rho} = \left[\int_0^1 \frac{P(f, x_i)}{\rho(f)} df \right]^{-1} \quad (25)$$

式中, ϕ —只单独与 f 有关系的任何物理量, 如温度、质量分数等。

关于这里所说的几率密度函数, 譬如可参见 [11], 范维澄在文献 [11] 中介绍了 Spalding 学派湍流扩散火焰 $K-\epsilon-g$ 模型。

4. 湍流予混火焰 [11]

与湍流扩散火焰不同, 对湍流予混火焰需要计算平均反应生成率, 范维澄在文献 [11] 中介绍了 Spalding 学派对湍流予混火焰先后发展的计算反应生成率的两种模型。

(1) 旋涡破碎模型 [12]

旋涡破碎模型 (EBU) 的基本思想是: 把湍流燃烧区考虑成未燃气团和已燃气团的混合物, 化学反应在这两种微团的交界面上发生; 化学反应率取决于未燃气团在湍流作用下破碎成更小微团的速率, 破碎率与湍流脉动动能衰减速率成正比。平均生成率 $\bar{S}_{pr}$ 是表示为

$$\bar{S}_{pr} = C_{EBU} \frac{\epsilon}{K} \sqrt{C'_{fu}} \quad (26)$$

式中, C_{EBU} 取值 0.53, C'_{fu} —燃料的质量分数的脉动值。这是一个得到较广应用的简单模型, 结合具体问题的情况, 此模型被改写为不同的形式, 例如在文献 [13] 上是写为

$$\bar{R}_{fu, EBU} = -C_R \bar{\rho} K^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{\partial \bar{m}_{fu}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{m}_{fu}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{m}_{fu}}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (27)$$

式中, $C_R \approx 6$ 。

(2) 拉切滑模型 (SCASM)

拉切滑模型的基本思想是: 在予混火焰中充满着包含不同比例的未燃气和已燃气的微团微团内部的这种不均匀性尺度在湍流作用下不断被反复进行的拉伸、切割和滑动过程所减小在微团内部已燃气和未燃气的交界面上存在着火焰, 它以相应的层流火焰传播速度向未燃部份传播。

Spalding 推导出的适用于二维湍流燃烧过程的燃烧速率的公式为

$$\bar{R}_{fu, \tau} = \frac{(\bar{m}_{fu} - \bar{m}_{fu, b}) \rho \left| \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial y} + \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial x} \right|}{1 + \delta_u \left| \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial y} + \frac{\partial \bar{U}_y}{\partial x} \right| / S} \quad (28)$$

式中, $\bar{m}_{f,u,b}$ —局部地点条件下完全燃烧时所剩的燃料质量分数均值, 即微团内已燃气部份包含的燃料质量分数; S —层流火焰传播速度; δ_u —微团内未燃气体层的厚度。

5. ESCIMO 湍流燃烧理论 [14, 15, 16]

为改进湍流燃烧模型, 使能综合考虑分子输运、化学动力学及湍流对燃烧的作用, 为计算局部点处时均生成率提出公式与方法, 并为估算燃烧传染的生成率及分析其生成问题提出方法与理论, 1976年Spalding提出了ESCIMO湍流燃烧理论, 是在早先模型基础上发展的, 对扩散与予混火焰均可应用正研究发展的理论。这一理论着眼于考虑由湍流旋涡运动吞卷过程形成的, 由未燃气与已燃气构成的夹层 (folds), 从夹层随湍流一起运动受到拉伸而变薄, 相互粘附中扩散发生化学反应的经历, 及对特定点众多夹层的统计综合出发, 以得到计算生成率的公式。应用ESCIMO理论去分析实际过程还有许多工作要做。

6. 几率密度函数 (pdf) 方法 [6, 17]

这也是近年来在燃烧理论上正研究发展的一种方法。

六、火焰传热模型

Tien与Lee在文献 [18] 上就工程应用火焰辐射计算所需的资料, 近期研究工作的有关文献做了总结, 这里所说的火焰传热模型, 是指如式 (10) 所示的能量方程中, 解决体现辐射传热的源项的数学方法。

1. 区域法

Hottel 的区域法是一种积分法、是对积分方程的求解, 它将炉膛及其表面分为多个气体会区及表面区, 把每个区各看做是个均匀混合模型, 根据它与其他区间的相互关系列出能量平衡方程, 这些代数方程的数目与划分的区的数目相等。单独应用区域法求解炉内辐射传热问题时, 需先估计或测定炉内流场的速度与浓度分布, 在先估定热流分布情况下, 可迭代求解温度分布; 而在先估定温度分布的情况下, 可迭代求解热流的分布, 在这些情况下都需要对设定值反复修正重复计算, 因此计算复杂, 耗费机时。目前提出, 将Hottel的区域法直接合并入以上基本方程组中一起求解。

2. 蒙特卡罗法 (Monte Carlo method) [19, 20]

蒙特卡罗法仍立足于求解三维空间中的辐射传热积分方程, 但对多重积分计算改用概率模拟计算, 方法是把燃烧室空间划分成多个区域 (数目可以成千上万), 将每个微元区域发射的能量等分成若干个能束向周围发射, 用概率模拟计算来统计各能束的吸收位置。当所计算的能束尚未被气体在空间吸收而已到达壁面时, 仍继续用概率模拟计算法来计算此能束在壁面上的吸收和反射, 一直跟踪计算到每个能束被吸收时为止。目前需要研究的问题, 是如何将此方法与前面所述基本方程组的求解耦合。

3. 通量法 (flux method) [21, 22]

这是在目前求解中广为应用, 而且已经取得了一些成果的方法, 已经发展有双通量、

四通量、六通量的方程，例如在文献 [13] 中具体应用时，是将六通量方程、即六个一阶的常微分方程变换为三个复合通量 R^* ， R^* 与 R^0 的二阶方程，即

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{1}{a+S} \frac{dR^*}{dx} \right] = a(R^* - E) + \frac{S}{3} (2R^* - R^* - R^0) \quad (29)$$

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{r}{a+S+1/r} \frac{dR^*}{dr} \right] = r [a(R^* - E) + \frac{S}{3} (2R^* - R^* - R^0)] \quad (30)$$

$$\frac{d}{d\theta} \left[\frac{1}{a+S} \frac{1}{r} \frac{dR^0}{d\theta} \right] = a(R^0 - E) + \frac{S}{3} [2R^0 - R^* - R^*] \quad (31)$$

式中， a —吸收系数； S —散射系数； $E = \sigma T_4^4$ —流体温度下的黑体辐射力； σ —斯蒂芬—波茨曼常数。能量方程中辐射传热的源项写为

$$S_{h,rad} = 2a(R^* + R^* + R^0 - 3E) \quad (32)$$

4. 扩散近似法 [23]

文献 [23] 中认为扩散近似法可能发展为一种通用的方法，这一方法的来源，譬如可见 [24]。

七、多相流模型 [11, 13, 25, 26]

在炉窑是利用液体燃料及固体燃料，后者特别是指利用粉状固体燃料的如煤粉炉，则在分析燃烧装置出口后的燃料流股，其燃烧过程及炉内有关流场问题时，就会遇到多相流并考虑其模型的问题。多相流流体动力学的“相”与热力学状态的相概念不同，热力学状态的相是指气固液而言，而多相流动体系，则是指一个流动体系中任一点的状态要用一组以上的状态参数及运动参数来描述的，即一组参数描述一个“相”，这是一个范围更广泛的概念。例如考虑油滴群在气流中的燃烧，显然空气是一相，油滴群是由不同直径的油滴构成的，而不同直径的油滴可能具有不同的速度与温度，就需要把它们看作不同的相，这样相的数目就可随人为把滴径、速度及温度分作多少组而定。

目前计算所用方法之一，如 [13, 25]，气相采用欧拉法，液、固相按滴径或粒径分组后采用拉格朗日法，写出它们的运动方程、轨迹的方程等，其核心问题是处理好气体流场与油滴或颗粒群间的相互作用。按 Megdal 与 Agosta 的方法，是在气相流动计算的有限差分微元控制体积上，在平均流诸方程中应用相关的源项，来表示出油滴或颗粒的作用，这些源项有：汽化、挥发与燃烧产生的气相物质，在气相的连续方程中用一质量源项考虑；作用于液滴或颗粒的阻力在气相的动量方程上用一源项计算；油滴或颗粒与气体间的热交换，在气相能量方程中以一源项考虑；在各组分的方程中引用考虑气化、燃烧结果生成的相应组分的源项。

再一种方法，就是认为在多相流动系统中，不同相的物质可以在同一时间存在于空间同一位置，即多相共存；且又认为每个相具有互相穿透式的连续性，各相间可以有力、质量、能量及化学反应间的相互作用，在此基础上可以应用欧拉法写出各个相的连续方程、动量方程及能量方程，以及总的相应方程等，Spalding, Smoot, Soo 等基于不同的一些观点，先后都提出了多相流系统的基本方程组。

Soalding提出的多相流的方程, 例如: 连续方程就第 i 相物质为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i \gamma_i) + \text{div}(\rho_i \gamma_i \vec{v}_i) = M_i \quad (33)$$

式中, γ_i —第 i 相的体积分数; M_i —单位体积的质量源项。总体的质量守恒方程为:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_i \gamma_i) + \text{div}(\rho_i \gamma_i \vec{v}_i) \right] = 0 \quad (34)$$

第 i 相的动量守恒方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i \gamma_i u_{ii}) + \text{div}(\rho_i \gamma_i \vec{v}_i u_{ii}) = \gamma_i (-l \cdot \text{grad} p + B_{ii}) + F_{ii} + I_{ii} \quad (35)$$

式中, P —压力, 在相间分配; l — l 方向上的单位矢; F_{ii} —粘性作用的摩擦力; I_{ii} —与其他相相互作用传输的动量。 l 方向上总体动量方程为

$$\sum_{i=1}^{i=n} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_i \gamma_i u_{ii}) + \text{div}(\rho_i \gamma_i \vec{v}_i u_{ii}) \right] = -l \cdot \text{grad} p + \sum_{i=1}^{i=n} (\gamma_i B_{ii} + F_{ii}) \quad (36)$$

八、计算方法与算例

对于炉窑内有回流的流场、有传热及化学反应的速度场、温度场及浓度场的分析计算, 目前的通用方法, 是将前面所说的基本方程组与各个模型耦合, 应用 Spalding 学派经过近十几年研究发展起来的方法探索计算, 文献〔11〕中介绍了 Spalding 学派的计算方法。计算过程中的重要问题, 是各方程与各模型间耦合的技巧。

应用以上方法对工业炉窑分析计算的最新一个算例, 是 Gosman 等对一座玻璃熔炉所做的计算〔27〕。计算的玻璃熔炉属英国 Pilkington 兄弟有限公司, 以英国北海天然气为燃料, 空气经过予热从炉墙上六个交错点燃的气口送入炉膛内, 进气口与排气口是一样

表 1 文献〔27〕中计算的炉子的十三种情况

序号	高 气口·米	度 拱顶·米	过 剩 空气 %	空气予热 温度·°C	煤 气 喷 嘴直径米	所 研 究 参 数
1	0.68	1.40	10	1200	0.041	
2	0.68	1.40	10	1200	0.041	燃料射流
3	0.68	1.40	10	1200	0.041	的位置
4	0.42	1.40	10	1200	0.041	气口及炉顶
5	0.42	1.05	10	1200	0.041	高度的影响
6	0.68	1.40	0	1200	0.041	
7	0.68	1.40	5	1200	0.041	过剩空气
8	0.68	1.40	15	1200	0.041	的影响
9	0.68	1.40	10	1100	0.041	热风温度
10	0.68	1.40	10	1300	0.041	的影响
11	0.68	1.40	10	1200	0.032	煤气喷嘴直
12	0.68	1.40	10	1200	0.038	径的影响
13	0.68	1.40	10	1200	0.041	装炉量的影响

a 气口的平均高度; b 拱顶的最低高度

的, 生产过程中, 燃烧是在两相对应的气口间换向进行的, 废气排入蓄热室, 表1中列有文献〔27〕对炉子计算的十三种情况, 在这十三种情况中, Gosman等分别就炉膛的主要尺寸, 热风温度、煤气喷嘴直径、过剩空气量等的影响进行了研究, 文献〔27〕中给出了1、2、3三种情况下, 炉膛一些截面上的温度、速度及燃料质量分数的分布, 以及烧嘴位置对向熔融玻璃熔池面传热的影响。

自表1所研究的参数的项目可见, 通过计算, 是对炉子一些重要参数的变化对炉子工况的影响做了大量研究。如果是在这座玻璃熔炉于生产情况下做这样的实验研究, 显然是很困难甚至是不可能的。Gosman等通过对所说玻璃熔炉的计算, 在文献〔27〕的结论中指出, 当前通用的计算方法, 已经足够发展为一种重要的设计手段。

九、结 语

本文的目的, 就是在一篇短文中介绍炉内流场、传热与燃烧计算的进展, 说明已经达到的新水平, 使将发展为一重要分析与设计手段的方法, 引起更广泛的注意。

参 考 文 献

1. Hottel H.C. and Sarofim A.F., 《Radiative Transfer》 1967.
2. Hottel H.C. First estimates of industrial furnace performance—the one-gas-zone model reexamined; in 《Heat transfer in flames》, ed. Afgan N. H and Beer J.M. 1974.
3. Pantankar, S.V. and Spalding D.B., mathematical models of fluid flow and heat transfer in furnace; A review, paper 2 of 4th symposium on flames and industrial, predictive methods for industrial flames Sept 1972. London. J. Inst. Fuel, Vol. 46. No 388. Sept. 1973. P. 279.
4. 《Turbulent reacting flows》 ed. Libby P.A. and Williams F.A. Springer—Verlag. 1980.
5. Jones W.P., Models for turbulent flows with variable density and Combustion, in 《Prediction methods for turbulent flows》, ed. Kollmann W. 1980.
6. Borghi R. Models of turbulent combustion for numerical predictions, in 《Prediction methods for turbulent flows》, ed. Kollmann W. 1980.
7. Jones W.P. and Whitelaw J.H. Calculation method for reacting turbulent flows; A review, Combustion and flames, Vol. 48. No 1. Jan. 1982, pp 1—26.
8. Launder B.E and Spalding D.B. 《Mathematical models of turbulence》, Academic press, 1972.
9. Rodi W. 《Turbulence models and their application in hydraulics》, 1978.
10. Rodi W. Turbulence models in environmental problems in 《Prediction methods for turbulent flows》, ed. Kollmann W. 1980.
11. 范维澄, 《计算燃烧学简程》, 中国科学技术大学, 1983. 1.

12. Spalding D.B. Development of the eddy-break-up model of turbulent combustion, XVI Symposium (International) on combustion, 1976, pp1657-1663.
13. Boysan F., Ayers W.H., Swithenban KJ., and Pan Z. Three-dimensional models of Spray combustion in gas turbine combustors, J. Energy, Vol. 6, No6, Nov.—Dec. 1982, pp368—375.
14. Spalding D.B. The ESCIMO theory of turbulent combustion, Imperial College, London, Heat transfer section report, Number HTS/76/13, 1976. (原文未见) .
15. Spalding D.B. The influence of laminar transport and chemical kinetics of the time-mean reaction rate in a turbulent flame, Imperial College, London, Heat transfer section report, Number HTS/78/3, May. 1978.
16. Spalding D.B., Progress in developing the ESCIMO model of turbulent combustion, NO. HTS/78/6, Sept. 1978.
17. O'Brien E.E. The probability density function (pdf) approach to reacting turbulent flows, in «turbulent reacting flow», ed. Libby P.A. and Williams F.A. Springer-Verlag, 1980.
18. Tien C.L. and Lee S.C., Flame radiation, Prog. Energy Combust. Sci. 1982, Vol. 8, pp41—59.
19. Whitaker S. «Fundamental principles of heat transfer», Pergamon Press, Inc. 1977.
20. 徐旭常, 燃烧室中火焰三元传热过程的数学模拟, 清华大学热能工程系, 1979, 12月
21. Siddal R.G. Flux methods for the analysis of radiant heat transfer, J. Inst of fuel, Vol. 47, No391, June, 1974.
22. Gosman A.D. and Lockwood F.C., Incorporation of a flux model for radiation into a finite-difference procedure for surface calculations, XN Symposium (International) on combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh Pa 661~671, 1972.
23. Varma S.A. Radiative heat transfer in a pulverized-coal flame, in «Pulverized-coal combustion and gasification» ed. Smoot L.D. and Pratt D.T. Plenum Press, 1979.
24. Pomraning G.C., «The equations of radiation hydrodynamics», Pergamon Press, 1973.
25. Lockwood F.C., Salooja A.P. and Syed S.A. A prediction method for coal-fired furnaces, Combustion and Flame, Vol. 83, No1, May, 1980, pp1—15.
26. «Pulverized-coal combustion and gasification», ed. Smoot L.D. and Pratt D.T., Plenum Press, 1979.
27. Gosman A.D., Lockwood F.C., Megahed I.E.A. and Shah N.G., Prediction

iction of the flow, reaction, and heat transfer in a glass furnace, J.
Energy, Vol.6, No6, Nov—Dec, 1982, pp353—360.

Developments In Computation of Fluid Flow, Heat Transfet And Combustion Within The Furnace

Li You-Zhang

ABSTRACT

At present, the methods used for analysis and computation of industrial furnaces and combustion chamber include computational fluid dyna-mics, models of dynamics, models of turdulence, models of multiphase flow, models of turbulent combustion, models of radiation heat transfer of flames and numerical methods, and are made in combination with experimental research. The methods have been developed to a new level. The primary aim of this paper is to make a brief introduction of the recent developments in this area, and to show, through the introduction of a recent computation of an industrial glass furnace in England, that the general method for computation of fluid flow, heat transfer and combustion within the furnace are sufficiently developed to constitute an important means of designing.