

博 士 论 文 选

(一)

华中理工大学
博士论文选

郑楚光 王 宏
张煜盛 张福润
邵可然 著

华中理工大学出版社

内 容 提 要

本论文集为华中理工大学（原华中工学院）第一届博士研究生论文选编。内容包括：燃烧过程的数值模拟及新型煤粉燃烧器；连续时间型自适应鲁棒控制；直喷式柴油机油气混合过程数学模型研究；大型叶片曲面的建模和动态加工原理以及工程电磁场边界元分析法的理论及应用等。

“燃烧过程的数值模拟及新型煤粉燃烧器”所属的科研项目曾两次获国家“六·五”攻关奖及1987年国家教委科技进步二等奖；“工程电磁场边界元分析法的理论及应用”所属的科研项目获1987年国家教委科技进步一等奖；第四、五篇论文曾参加国际有关学术会议，并正式发表，这五位博士研究生所进行的科学研究均属国内、外首创，论文经国内博士导师教授考核、评定，一致评为优秀博士论文。

论文的作者收览了有关学科最新的国内、外文献，文字叙述通顺，公式、插图和表格清晰，可供有关学科研究人员参考。

目 录

燃烧过程的数值模拟及新型煤粉燃烧器	(1)
一、湍流流动与燃烧过程模拟的数值研究.....	(1)
二、一种新型煤粉燃烧设备——煤粉钝体燃烧器.....	(21)
三、煤粉钝体稳燃机理分析.....	(32)
连续时间型自适应鲁棒控制	(37)
一、引言.....	(37)
二、镇定器结构固定时的 MRAC 型鲁棒控制.....	(38)
三、镇定器结构非固定时的自适应鲁棒控制.....	(43)
四、非最小相位 SISO 系统的自适应鲁棒控制.....	(55)
五、镇定器结构非固定时 MIMO 自适应鲁棒控制.....	(62)
六、鲁棒性分析.....	(65)
直喷式柴油机油气混合过程的数学模型研究	(87)
一、引言.....	(87)
二、柴油机喷雾的实验研究.....	(89)
三、孔式喷咀喷雾的数学模型.....	(102)
四、轴针式喷咀喷雾的数学模型.....	(118)
大型叶片曲面的建模和动态逼近加工原理	(135)
一、引言.....	(135)
二、应用模糊数学的方法研究曲线的光顺性.....	(137)
三、空间曲面加工动态逼近的第一种情形.....	(149)
四、空间曲面加工动态逼近的第二种情形.....	(169)
工程电磁场边界元分析法的理论及应用	(181)
一、引言.....	(181)
二、瞬态涡流问题的边界元法.....	(185)
三、有限元和边界元的耦合解法.....	(205)

燃烧过程的数值模拟及新型 煤粉燃烧器

动力系 郑楚光

指导教师 马毓义教授

在近代的社会生活和工业生产中，煤的使用占有十分重要的地位且具有悠久的历史。然而直至现在，有关煤炭燃烧的理论和技术，其发展在很大程度上是实验和经验的，仍然停留在有限的水平上。因此，无论是对煤的燃烧机理进行研究，还是对其燃烧技术开展探索都是我们面临的一项重要任务。

有关煤粉空气混合物在湍流分离流场中的燃烧过程的数值模拟及燃烧机理方面的工作，现在还开展不多，国内尤其是这样。作者在针对煤粉钝体燃烧器进行了大量的应用研究的同时，还对这种燃烧装置中的化学物理过程进行了数值计算，并对相关的数学模型开展了研究，以加深对钝体稳燃机理的本质认识。

一、湍流流动与燃烧过程模拟的数值研究

随着计算机的应用以及人们对于燃烧过程认识的深入，已经使得人们有可能应用数值计算的方法去求解控制燃烧系统中的流动、传热、传质、化学反应等过程的微分方程组，得到燃烧系统内速度、温度、浓度的空间分布及其随时间的变化，以及系统的性能参数，如燃烧效率、火焰稳定特征等。近年来兴起的这套理论预测方法愈来愈受到重视，可以用来指导实验，其计算的准确

性在有些方面已达到工程上可以接受的程度，可望成为燃烧系统优化设计和改进的有力工具。

(一) 基本方程和湍流模化

1. 基本方程

与一些只适用于某些特定条件的人为假设和经验的公式不同、计算燃烧学是从自然界的一些普适原理出发的，因而具有极广泛的适用范围和坚实的理论基础。这些基本原理就是质量守恒、动量守恒和能量守恒，并且可以由其各自相应的微分方程式来描述。由于这些物理量之间的内在本质的联系，它们都遵守一个一般化的守恒原则。如果用 ϕ 来表示有关的物理量，则上述的守恒原理可以用统一的通用数学形式表示：

$$-\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho\vec{u}\phi) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi) + S_\phi \quad (1-1)$$

此方程分别由非稳定项、对流项、扩散项和源项等四项组成，它既体现了守恒性，又表征了流场和分子、湍流微团对各物理量的输运特性。当 $\phi = 1$ ， $S_\phi = 0$ 时，上式就是连续方程； ϕ 取化学组分的质量分数、热焓或温度、速度分量时，上式就分别代表了组分、能量和动量守恒方程，当然此时的输运系数 Γ_ϕ 和源项 S_ϕ 所包含的物理意义是完全不同的。通用方程的导出，对于建立一个一般化的数值分析方法，编制通用的计算机程序，采用相同的技巧都是十分有利的。

以上方程中所涉及的输运系数 Γ_ϕ 可以通过相关的物理定律——Newton 粘性定律、Fourier 传热定律、Fick 质扩散定律给出其相应的数学表达式。

实际燃烧过程基本上都是带有化学反应的湍流流动。由于湍流的脉动本质，使得流场中各点的温度、速度、浓度、密度和压力都随时间而变化，因此用上述方程来求解瞬时值的空间分布在实际上几乎是不可能的；而且对大多数工程问题，重要的是这些

参数的宏观平均值。这就要求对所求物理量的瞬时量进行所谓的 Reynolds 时均分解, 即取 $\Phi = \Phi' + \bar{\Phi}$, 代入原守恒方程可得到控制体系时均参量的微分方程。在作 Reynolds 平均和分解时, 必然会出现一些湍流脉动的关联量, 使得原方程组不再封闭, 导出这些脉动关联量的表达式, 就是数学模拟的任务。

2. 湍流模化

雷诺时均方程中所出现的脉动关联量 (即 $\overline{u'_i u'_j}$, $\overline{u'_i \Phi'}$ 等), 对不同的方程而言, 就是所谓雷诺应力、湍流扩散通量、湍流热通量。湍流模化就是要给出这些量的表达式。许多湍流模型使用了湍流粘度和湍流扩散系数的概念来表达湍流应力和通量。这样就使得时均湍流流动方程具有和层流流动方程相同的形式, 但带有一个复杂的粘度描述。

为了描述湍流输运对湍流粘性系数的作用, 可以通过建立有关的数学表达式来达到^[1]。Prandtl 早年提出的混合长模型, 实质上是用代数表达式来表示湍流粘性系数的:

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|$$

这种用代数方程形式来描述的湍流粘性系数仅仅是当地参数的函数, 而忽略了湍流流场的输运和湍流的历史效应, 因而其适用范围是有限的, 主要用于边界层的流动中。

就湍流脉动对平均流的影响而言, 主要是湍流输运作用, 因此需要寻找对湍流输运作用有重要影响的表征湍流特征的量。目前最常用的是两个特征量, 一是湍流脉动动能 k , 二是湍流脉动动能的耗散率 ε , 湍流粘性系数 μ_t 便可依据 k, ε 来确定:

$$\mu_t = c_\mu \rho k^2 / \varepsilon$$

k, ε 作为一种能量及其耗散速率, 其本身就有对流、扩散、贮存和耗散等现象存在, 应当服从守恒关系, 即可用输运方程来考虑它们的输运过程和历史效应, 这就是所谓的微分方程模型, 这较之代数方程模型更能反映湍流输运的本质, 因而具有较大的适用

范围。在不少情况下，特别是受限空间的分离流动时， $k-\varepsilon$ 模型都能给出令人满意的结果，与实验值符合较好。在本文所作的数值计算中，湍流模拟都是采用 $k-\varepsilon$ 双方程模型。

3. 数值求解

由基本方程的通用形式不难看出如下特点：①相互耦合，即各方程互不独立，因变量交错地存在于各方程之中；②呈非线性，即存在着因变量或它们的导数的非一次项，主要表现在对流项中，源项甚至扩散项也可能包含非线性；③形式相同，各过程都可表示为统一通用的数学形式。前两个特点决定了在一般情况下，基本方程组不可能直接求解，而必须采用迭代方法。第三个特点则便于我们建立求解的通用程序。

基本方程的离散化以及对离散化得到的代数方程组的求解是数值计算的两个组成部分。

处理流体力学问题，通常认为有限差分法是最有效的方法。用此法可以将微分方程离散为线性代数方程的形式：

$$A_p \phi_p = A'_p \phi'_p + \sum A_i \phi_i + S_p \quad (1-2)$$

此外，还需对网格界面上的参数值进行符合物理意义的插值方法。松弛方法以及源项的线性化处理也是数值计算中常常用到的。

(二) 湍流分离流场的数值模拟

湍流分离流场是一种基本的流动现象，它广泛地存在并应用于许多工程领域。为了对钝体燃烧器后的湍流分离流场的流动结构和特征有更深入的理解，指导冷态试验，也为进一步对煤粉气流的燃烧过程的总体模拟探索经验及奠定基础，本文先对钝体燃烧器的二维湍流分离流动中的气相等温流动以及煤粉空气两相流动进行数值计算。

1. 均相流动的数值模拟

(1) 平面流动的流函数涡量输运方程

在控制微分方程组中，由于没有以压力为因变量的微分方程来直接描述压力场，压力场通过连续性方程间接确定。这就给数值计算带来了较大的困难。解决这一困难的方法之一是：从控制方程组中消去压力梯度项，从而排除压力场的不确定性所带来的问题，这就是所谓的流函数(ψ)—涡量(ω)方法^[1]。

通过流函数和涡量定义式的引入， $\omega = -\partial u/\partial y + \partial v/\partial x$ ， $\partial\psi/\partial y = u$ ， $\partial\psi/\partial x = -v$ ，结合连续性方程和动量方程便可导出涡量、流函数的输运方程式。这既可消除压力项，又能减少求解方程的个数。本文所作的几个数值模拟都是基于这种方法而进行的。

(2) 计算流场和基本方程

图 1-1 所示的带有楔形钝体的突扩通道二维平面流场是本文的主要计算流场。对这种既带钝体、又是突扩通道的分离流场，无论是实测研究，还是数值模拟，都尚不多见。

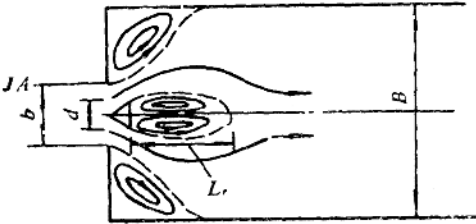


图1-1 计算流场

对稳定的二维平面流动，以 ψ 为流场输运量的通用输运方程可表示为 (ϕ 为独立变量的通用表示符)：

$$a_{\phi} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\phi \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\phi \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[b_{\phi} \frac{\partial}{\partial x} (c_{\phi} \phi) \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[b_{\phi} \frac{\partial}{\partial y} (c_{\phi} \phi) \right] + d_{\phi} = 0 \quad (1-3)$$

式中的系数表达式为：

$$a_{\phi} = 1, \quad b_{\phi} = 1, \quad c_{\phi} = \mu + \mu_t, \quad d_{\phi} = 0$$

$$a_p = 0, b_p = 1/\rho, c_p = 1, d_p = -\omega$$

$$a_k = 1, b_k = (\mu + \mu_t)/\sigma_k, c_k = 1, d_k = -\mu_t \Delta + \rho \varepsilon$$

$$a_e = 1, b_e = (\mu + \mu_t)/\sigma_e, c_e = 1, d_e = -c_1 c_\mu \rho k \Delta + c_2 \rho \varepsilon^2/k$$

其中: $\Delta = 2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2$; μ ——层流粘性系数; $\mu_t = c_\mu \rho k^2/\varepsilon$ ——湍流粘性系数。

k — ε 模型中的常数取值如下:

$$c_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, c_1 = 1.44, c_2 = 1.92$$

(3) 离散方程

为了求解椭圆型基本方程组(1-3), 采用控制容积法, 对方程中的对流项采用上风差分格式, 对扩散项和源项采用中心差分格式, 并对源项进行了线性化处理, 便可建立起域内结点的差分方程:

$$C_P \phi_P = C_E \phi_E + C_W \phi_W + C_N \phi_N + C_S \phi_S + D \quad (1-4)$$

其中: E 、 W 、 N 、 S 都是中心结点 P 的邻近结点。

(4) 边界条件

进口断面的流动假定为充分发展的湍流, 流动具有均匀的分布。出口及对称边界上, 一般物理量满足零梯度条件。对固壁边界的处理, 是个很复杂的问题, 因在近壁区域内, 各参数的变化十分剧烈, 上述的 k — ε 模型已不再适用, 不能象域内结点一样对待。为解决高雷诺数湍流流动与固壁附近粘性底层的连接问题, 通常采用的是壁面函数方法, 这种方法的根本出发点在于, 将近壁区域的流动看成是 **Couette** 流。为了更精确地计算壁面附近的流动, 在近壁结点处采用了完整的湍动能方程, 此方程综合考虑了湍动能的对流、扩散、贮存和耗散的平衡关系, 这也是本文处理壁面结点的特点之一。另外, 由于涡量和流函数的内在关系, 壁面涡量值可以通过对流函数的 **Taylor** 级数展开式, 并应用壁面无滑移条件来得到。

(5) 计算过程

在计算中发现, 初始场给定的适当与否, 对加速收敛速度、节省计算时间关系很大。本文先假定计算流场是等粘度场, μ_1 由经验代数公式^[5]给出, 首先对 $\psi-\omega$ 两变量迭代求解到一定计算精度时, 以此作为初始场, 对全部独立变量同时进行计算, 这种初始场的给定方法大大加速了收敛速度。

迭代求解变量的顺序为 $\omega-\psi-k-\varepsilon$, 求解采用 Gauss-Seidel 迭代法, 逐点求出各个变量值。

(6) 计算结果及比较

为了与已有的实验结果进行比较, 本文对带钝体的等截面通道内的流动过程进行了计算, 由零流线的分布图线 (图 1-2) 可以看出, 计算结果与实验结果基本相符。

图 1-3 给出了带钝体的突扩通道中流线分布的计算值。为比较, 我们用热线风速仪在自制的二维试验台上, 对流场的时均速度、脉动速度及回流特性进行了测量, 实测的钝体尾迹回流区长为 $L_r = 5.05d$, 与计算结果相差不大。

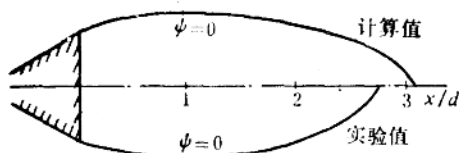


图1-2 等截面通道流线分布图

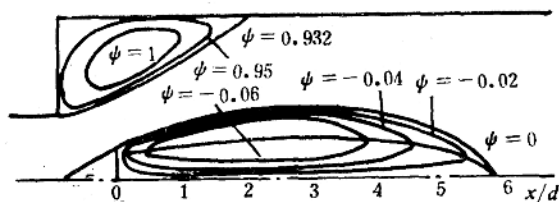


图1-3 流函数分布

结果表明, 钝体尾迹回流区的计算值都要略大于实测值, 究

其原因，可作如下分析。本文所进行的数值模拟是将计算流场看成是一严格的对称流场，钝体后部的涡量及流线分布十分对称，对称轴线两侧互不干扰，回流区域的发展非常稳定。然而实际的物理流场则极难达到严格的对称。轴线附近由于非对称而产生的流动振荡对回流区域的稳定性造成很大的影响，致使回流区域缩短。

由图 1-4 所给出的湍动能分布可以看出，与自由射流相比较，钝体后的湍流结构有了很大的变化，湍动能增大了许多倍。湍流动能的增大，必然导致动量、质量和热量的传递具有更大的输运强度。这对于强化化学反应及使燃料充分燃烧是极为有利的。

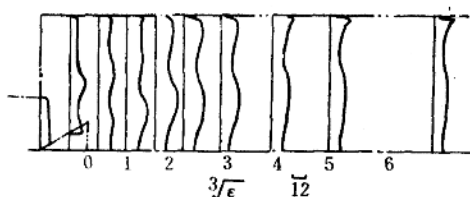


图1-4 断面湍动能耗散率分布

上述模拟计算表明，采用湍流的 $k-\epsilon$ 模型，并引入合理的流场内点和固壁连接处理方式，利用混合差分格式来对带有回流的湍流分离流场进行数值求解，是可以获得与实验结果基本一致的计算结果的。

2. 煤粉空气两相流动的数值模拟

长期以来多相流动过程被认为是一个很难用数学手段来认识和处理的领域，几乎全都凭借试验和经验公式。只是近些年来，随着对均相过程数学模拟和计算方法的发展，人们才开始开辟对多相流动过程进行数值模拟和计算的新领域。煤粉气流的悬浮燃烧过程，就其化学动力特征而言是属多相燃烧反应，就其运动方式而言，又属颗粒悬浮体的多相流动。为了探索实际燃烧室中煤

粉气流的流动特性，并为煤粉气流的燃烧过程的总体模拟奠定基础，用数值计算方法对这种多相流动过程进行模拟，以期得到这类流场中煤粉颗粒的运动特性及其与气体的混合状况，是十分必要的。

(1) 压力校正方法

虽然 ψ 、 ω 的引入具有一些优点，但也存在某些重要缺陷。不易推广到三维空间，便是它的很大局限性。对于本课题所研究的有滑移的多相流过程，由于两相的速度值应用频繁，为节省计算时间，便于推广到三维，因而采用了原始变量。

为了克服原始变量使用中，压力梯度和连续性方程差分表述上的困难，在网格划分上采用交错网格，即除速度以外的各变量均采用同一网格，只有速度分量是相对于控制容积面上来计算的。并且，由于压力场不能由相应的方程直接给出，只能先假定压力分布以后，运用动量方程求出速度场，再用该速度场是否满足连续性方程来检验预先假定的压力是否正确，真实压力场和速度场就是在这种反复的校正过程中建立起来的。这就是所谓压力校正方法。依照这种方法建立的计算流场的算法通常被称为 Simple 法。

(2) 物理数学模型

对于颗粒悬浮流动的处理，目前大致有两大类，一类是基于将颗粒作为连续介质的单流体模型（无滑移模型）和多流体模型；另一类是基于将颗粒相作为离散介质来处理的颗粒轨道模型。由于多流体模型考虑了气固相间的相互作用，且能直接给出颗粒相的速度和浓度分布，这对燃烧计算是十分可取的。所以本节对煤粉空气两相流动的计算正是采用了这种颗粒群连续介质的两相统一的欧拉处理方法，对带有楔形钝体的突扩通道内的多相流场进行了数值计算，以期得到在这类流场中，煤粉气流的流动和混合状况。

对气相流场，不考虑颗粒相的存在对气相湍流量的影响。气

相湍流的局部状态仍用湍流脉动动能 k 及其耗散率 ε 的双方程模型来描述。

$$\mu_t = c_\mu \rho k^2 / \varepsilon$$

对颗粒相的湍流输运采用了代数方程的表示式，其颗粒的湍流粘性系数用 Melville 和 Bray 提出的代数公式⁽³⁾计算：

$$\nu_k / \nu_a = (1 + \tau_{rk} / \tau_T)^{-1}$$

式中： τ_{rk} ——粒子的弛豫时间； τ_T ——气相湍流的脉动时间。

气固两相在流动中的相互作用主要表现在相间摩擦阻力的存在，其值用阻力公式表示：

$$F = \zeta \frac{\rho w^2}{2} A$$

由此可导出颗粒群在多相流动中的阻力表达式：

$$S_{p, v_{ki}} = n_k \xi \rho (v_i - v_{ki}) |\vec{V} - \vec{V}_k| \frac{\pi d_k^2}{8} \quad (1-5)$$

(3) 多相流动的基本微分方程

对二维定常的气相质量、动量以及湍流量的输运方程，可表示为如下通用形式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \\ + S_\phi + S_{p, \phi} \end{aligned} \quad (1-6)$$

式中： S_ϕ ——气相相内源项； $S_{p, \phi}$ ——气固两相相间源项，方程中各项系数的物理意义如表1-1所示。

运用多相共存和互相穿透式的连续性的概念，便可依推导均相流基本方程相同的方法导出颗粒相的基本控制方程。在对颗粒相瞬时方程组取 Reynolds 平均时，不可避免要出现一些能体现湍流输运的脉动关联量。按颗粒群欧拉模型的基本假定，对其脉动关联项取如下形式的质量输运数密度梯度模拟及动量输运粘性系数模拟，即：

$$-\overline{n'_k v'_{ki}} = \frac{\bar{v}_k}{\sigma_{p, k}} \frac{\partial \bar{n}_k}{\partial x_i}$$

表1-1 气相控制方程中的系数

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ	$S_{p,\phi}$
1	0	0	0
u	μ_e	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}$	$S_{p,u}$
v	μ_e	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y}$	$S_{p,v}$
k	μ_e/σ_k	$\Delta - \rho e$	0
ε	μ_e/σ_ε	$c_1 c_\mu \rho k \Delta - c_2 \rho \varepsilon^2/k$	0

$$\Delta = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2$$

$$- (n'_k \overline{v'_{kj} v'_{ki}} + \overline{n'_k v'_{kj} v'_{ki}}) = \bar{n}_k \bar{v}_k \left(\frac{\partial \bar{v}_{kj}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_{ki}}{\partial x_j} \right)$$

可得到二维定常的颗粒相守恒方程组：

$$\frac{\partial}{\partial x} (n_k u_k \phi_k) + \frac{\partial}{\partial y} (n_k v_k \phi_k) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi k} \frac{\partial \phi_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{\phi k} \frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right) + S_{\phi k} + S_{p,\phi k} \quad (1-7)$$

式中： n_k ——颗粒的数密度， $S_{\phi k}$ ——颗粒相相内源项； $S_{p,\phi k}$ ——气固相间源项。在推导过程中，尤其应注意不能象对待气相那样，将颗粒数密度的脉动量 n'_k 形成的附加量或虚拟量忽略，形式上的连续性方程形式 $\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{n}_k \bar{u}_{ki}) = 0$ ，已不再成立了。颗粒相方程中系数的物理意义见表1-2。

(4) 计算流场和边界条件

所考虑的计算流场，分别是携带有一定尺寸颗粒的煤粉气流稳定地流过简单的突扩通道和带有楔形钝体的突扩通道时的流动过程。

气相流场的边界条件和处理方式与上节相同。对颗粒相的进口分布仍按均匀分布处理，在不计壁面对颗粒阻力和不渗透的前

表1-2 颗粒相控制方程各系数

ϕ_k	$\Gamma_{\phi k}$	$S_{\phi k}$	$S_{p, \phi k}$
1	0	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_k}{\sigma_{p, k}} \cdot \frac{\partial n_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_k}{\sigma_{p, k}} \frac{\partial n_k}{\partial y} \right)$	0
u_k	$n_k v_k$	$\frac{\partial}{\partial x} \left(n_k v_k \frac{\partial u_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(n_k v_k \frac{\partial v_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(u_k \frac{v_k}{\sigma_{p, k}} \frac{\partial n_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(u_k \frac{v_k}{\sigma_{p, k}} \frac{\partial n_k}{\partial y} \right)$	$S_{p, u k}$
v_k	$n_k v_k$	$\frac{\partial}{\partial x} \left(n_k v_k \frac{\partial v_k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(n_k v_k \frac{\partial v_k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_k \frac{v_k}{\sigma_{p, k}} \frac{\partial n_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_k \frac{v_k}{\sigma_{p, k}} \frac{\partial n_k}{\partial y} \right)$	$S_{p, v k}$

提下，规定颗粒相的速度、密度在壁面上满足零梯度条件。

(5) 数值计算

为了便于对钝体斜壁的统一处理，将斜壁化为一组平行于坐标的小台阶来代替。在迭代求解中，对不同的变量采用了不同的迭代算法，以加快收敛和提高解的稳定性。采用 Simple 算法，首先求解纯气相场，达到一定精度后的流场再作为多相流动计算的初始场，然后对气、固场交替求解，直至满足收敛准则。

(6) 计算结果和分析

图 1-5 至 1-6 分别给出了二流场中气相速度、颗粒相速度及浓度分布的计算结果。计算结果表明，颗粒相的存在没有使气相场发生定性的变化，即不会改变流场的总的结构，而气相流场对颗粒相的运动和分布却有较强的作用，而且不同尺寸的颗粒在流场中的运动和混合状态有着较大差别。这些计算结果在物理意义上是很容易解释的。计算所得的壁表面上及后续流线上的颗粒浓度分布结果与物理上的惯性沉聚现象完全一致。这对钝体稳焰机理的认识，又从两相流的角度有了新的理解。

将颗粒群连续介质多流体模型的两相统一的欧拉处理方法用于煤粉燃烧室中的气固两相流动和混合的数学模拟，是处理多相流动问题的一种有意义的尝试。它不仅能给出弥散介质的流动状态，也能给出它的浓度分布，计算结果与物理分析在定性上是相当一致的。这表明，此种方法在进一步完善后，是可以作为煤粉燃烧总体模拟中的一个分部模型应用的。

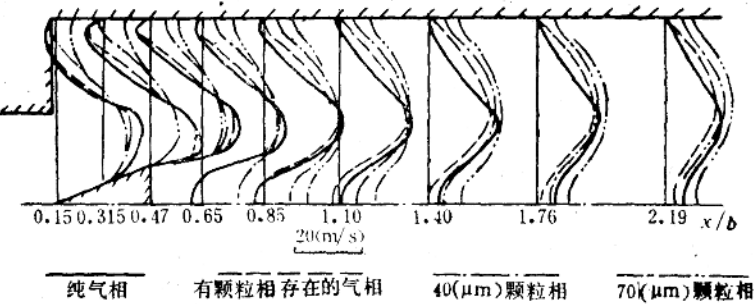


图1-5 轴向速度沿径向的分布 (有钝体)

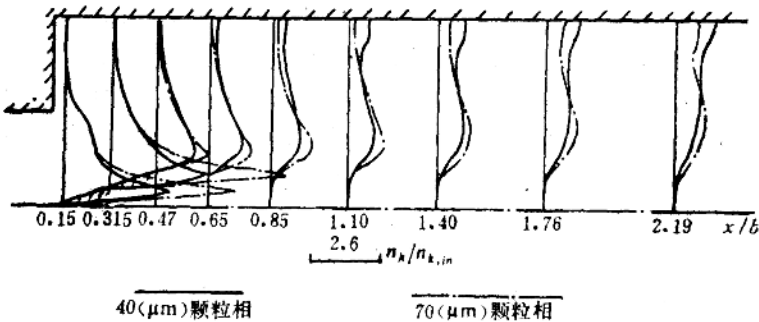


图1-6 煤粉颗粒数密度沿径向的分布 (有钝体)

(三) 带回流的湍流分离流场中 燃烧过程的数值模拟

研究回流燃烧是深入认识燃烧过程，改进工业燃烧装置性能

的需要。本章正是对带钝体回流流场中的气体燃料均相燃烧和煤粉气流的多相燃烧过程进行数值模拟，以期加深对钝体稳燃机理的认识。

1. 钝体后湍流予混火焰的数值模拟

煤粉气流的燃烧属多相化学反应，然而其间挥发份析出后的反应及炭反应过程中的中间气相生成物的二次反应又都是均相燃烧现象。因此为了对煤粉气流的多相燃烧过程进行全面有效的总体模拟，对实际燃烧室中均相湍流予混火焰进行数值研究，并作为一局部模型参入总体模拟是很有必要的，况且气相火焰也是实际工业装置中常见的燃烧现象，其本身也具有较大的适用价值。

(1) 简单化学反应系统

实际燃烧反应，即使是通常所遇到的最简单的反应，其反应过程和反应机理都是极复杂的。但在工程上所感兴趣的问题往往是燃烧所造成的热效应，如温度、热流分布和热效率等，同时，化学反应对流动过程的影响主要是由它的热效应造成的，针对这个特点，Spalding 等人归纳出了可以绕过化学反应的详细机理，而又基本满足实际需要的“简单化学反应系统”假设。假定：(1) 化学反应可用单步不可逆反应表征；(2) 各组分交换系数相等；(3) 各组份比热相等。据此构成系统的组分主要是燃料、氧化剂和产物。由此定义一个混合分数 f ：

$$f = m_{fu} - \frac{m_{ox}}{S}$$

其中： m_{fu} ， m_{ox} 分别为燃料与氧化剂的质量份额； S 为化学当量系数。这个混合分数同样满足于统一形式的输运方程，而且对应的是一个无源方程，从而可简化求解过程。

(2) 计算模型

对所研究的稳定二维湍流气相燃烧，其时均控制微分方程的形式仍与(1-3)式相同，其系数的物理含义见表1-3。

实际燃烧装置中发生的燃烧过程基本上都是湍流燃烧过程，