

强旋湍流气-固两相流动的 颗粒随机轨道法模拟

张 健

S. Nieh

(清华大学工程力学系, 北京 100084) (美国天主教大学机械工程系)

摘要 应用颗粒随机轨道模型, 并与一种新的代数 Reynolds 应力模型相结合, 对新型煤粉涡旋燃烧炉内强旋湍流气-固两相流动进行了数值模拟. 得到了与实验相符合的颗粒相密度分布和质量流分布. 计算结果表明, 在涡旋燃烧炉内的强旋湍流流场中, 外壁附近颗粒浓度最高, 颗粒停留时间加长, 气-固相间滑移速度增大.

关键词 气-固两相流动, 强旋湍流流动, 颗粒随机轨道模型, 数值模拟

引 言

强旋湍流气-固两相流动广泛地存在于各种燃烧室、锅炉、工业炉和分离器中, 以达到强化传热传质和燃烧, 提高燃烧效率或分离效率, 降低污染物排放的目的^[1,2].

对强旋湍流气-固两相流动进行理论分析和数值模拟的难点之一在于如何建立颗粒相的模型. 文献 [3] 对现有的各种颗粒相模型进行了系统的综述和评价. 采用无滑移模型进行分析显然会使结果严重失真, 因为在强旋湍流流场中, 离心力的作用会导致气-固两相间较大的滑移速度. 采用分相的多流体模型进行分析, 目前仍缺乏对强旋湍流流场中颗粒湍流输运规律的充分认识. 确定性轨道模型仅考虑颗粒在强旋湍流时均流场中受到的离心力作用, 其可能出现的结果是颗粒将全部富集于固体壁面附近, 这显然也与实际情况不符. 用追踪颗粒瞬时运动的拉格朗日方法, 或随机轨道模型, 可以同时考虑颗粒在强旋湍流流场中受时均流场作用的离心效应和受脉动流场作用的湍流扩散效应, 一定程度上反映了颗粒运动的物理机制, 在强旋湍流气-固两相流动的模拟中得到了应用^[4].

本文结合新型煤粉涡旋燃烧炉(如图 1)的研制和实验工作, 应用颗粒随机轨道模型研究涡旋燃烧炉强旋湍流流场中颗粒运动的空间分布规律, 为涡旋燃烧炉的研制和设计提供依据. 与此同时, 对随机轨道模型的轨道积分方法进行了改进, 以完善应用颗粒随机轨道模型分析强旋湍流气-固两相流动的方法.

1 数学模型

涡旋燃烧炉内强旋湍流气-固两相流动在除喷口附近以外的大部分区域内可看作轴对称, 因此在轴对称圆柱坐标系中建立描述炉内两相流动的数学模型. 对气相

1993-09-17 收到第一稿, 1994-01-20 收到修改稿.

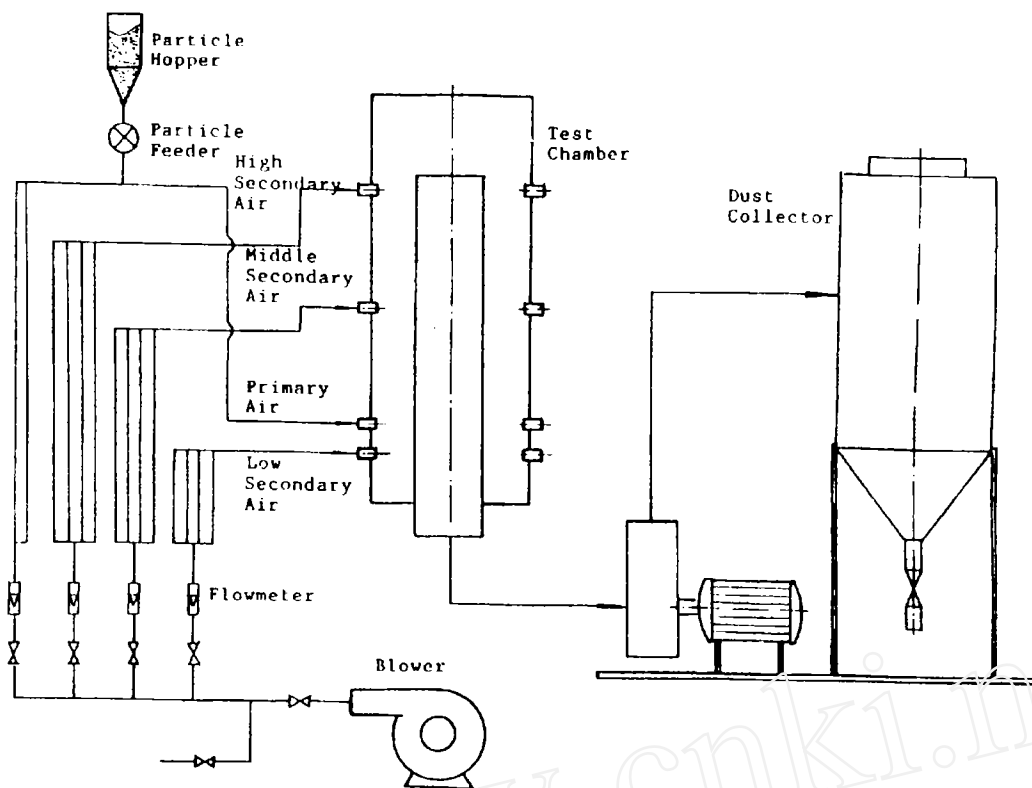


图 1 涡旋燃烧炉冷态实验模型系统

Fig.1 Cold flow test system of the vortex combustor

强旋流动的湍流输运模拟采用本文作者提出的新的代数 Reynolds 应力模型的一种简化形式^[5]。由此得到的气相控制方程组包括时平均的连续方程，轴向、径向和切向动量方程，湍能方程和湍能耗散率方程^[5]。

在建立颗粒相模型时，假定颗粒为稀相，不考虑颗粒间的相互作用；颗粒为球形颗粒；忽略作用在颗粒上的浮力、虚假质量力、Basset 力、Magnus 力和 Saffman 力；考虑作用在颗粒上的重力，将颗粒受到的气动阻力分解成时均流场和脉动流场对颗粒的阻力两部分。由此可以得到拉格朗日坐标系中颗粒瞬时的动量方程

$$\frac{du_k}{dt} = F_k(u + u' - u_k) - g \quad (1)$$

$$\frac{dr_k}{dt} = F_k(v + v' - v_k) + \frac{w_k^2}{r_k} \quad (2)$$

$$\frac{dw_k}{dt} = F_k(w + w' - w_k) - \frac{v_k w_k}{r_k} \quad (3)$$

其中颗粒 - 流体动量传递的弛豫时间倒数

$$F_k = \frac{18\mu}{d_k^2 \rho_{pk}} C_d \frac{Re_k}{24} \quad (4)$$

阻力系数

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_k} (1 + 0.15 Re_k^{0.687}) & Re_k \leq 1000 \\ 0.44 & Re_k > 1000 \end{cases} \quad (5)$$

颗粒 Reynolds 数

$$Re_k = \frac{\rho |v - v_k| d_k}{\mu} \quad (6)$$

在轴向、径向和切向三个方向的颗粒瞬时动量方程中, u, v 和 w 代表气相的时均速度分量, u', v' 和 w' 代表气相的脉动速度分量. 当颗粒与流场中某个湍流随机涡团相遇时, 对 u', v' 和 w' 可作如下的随机取样

$$u' = \zeta \overline{(u'^2)}^{1/2}, \quad v' = \zeta \overline{(v'^2)}^{1/2}, \quad w' = \zeta \overline{(w'^2)}^{1/2} \quad (7)$$

假定 ζ 为服从标准 Gaussian 分布的随机数. 空间各点脉动速度的均方值可通过代数 Reynolds 应力模型的计算得到. 颗粒与湍流随机涡团的相互作用时间 τ_{int} 和空间距离 L_{int} 应分别不超过随机涡团的生存周期和空间尺度, 即

$$\tau_{int} \leq \tau_e = \sqrt{1.5} C_\mu^{3/4} \frac{k}{\varepsilon} \quad (8)$$

$$L_{int} \leq L_e = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (9)$$

颗粒在空间运动的轨道可按式计算

$$x_k = \int u_k dt, \quad r_k = \int v_k dt, \quad \theta_k = \int \frac{w_k}{r_k} dt \quad (10)$$

2 数值求解方法

对气相控制方程组的求解采用有限差分的 SIMPLER 方法^[6]. 对常微分的颗粒相控制方程组采用数值积分方法求解, 其中颗粒轨道用欧拉法进行积分求解.

用随机轨道法在流场中的某个湍流涡团内追踪颗粒的瞬时运动时, 如果经过若干时间步长数值积分得到的颗粒飞行距离超过了涡团的空间尺度, 则需要对最后一步数值积分的时间步长进行修正, 以满足方程 (9) 的要求. 设涡团进入某个随机涡团的起始位置为 $(x_{k,i}^e, r_{k,i}^e, \theta_{k,i}^e)$, 在涡团内最后一步积分的初始位置为 $(x_{k,0}^e, r_{k,0}^e, \theta_{k,0}^e)$, 初始速度为 $(u_{k,0}, v_{k,0}, w_{k,0})$, 并设当颗粒位于 $(x_k^e, r_k^e, \theta_k^e)$ 时, 其飞行距离恰好等于涡团的空间尺度, 则可以导出颗粒在湍流涡团内最后一步积分的时间步长 Δt 应服从如下的关系式

$$\Delta t = \frac{-B + \sqrt{B^2 + 4AC}}{2A} \quad (11)$$

其中

$$A = u_{k,0}^2 + v_{k,0}^2 + \left(\frac{r_{k,i}^e}{r_{k,0}^e}\right)^2 w_{k,0}^2 \quad (12)$$

$$B = 2 \left[u_{k,0} \Delta x_0 + v_{k,0} \Delta r_0 + \frac{(r_{k,i}^e)^2}{r_{k,0}^e} w_{k,0} \Delta \theta_0 \right] \quad (13)$$

$$C = L_e^2 - L_0^2 \quad (14)$$

$$\Delta x_0 = x_{k,0}^e - x_{k,i}^e \quad (15)$$

$$\Delta r_0 = r_{k,0}^e - r_{k,i}^e \quad (16)$$

$$\Delta \theta_0 = \theta_{k,0}^e - \theta_{k,i}^e \quad (17)$$

$$L_0^2 = \Delta x_0^2 + \Delta r_0^2 + (r_{k,i}^e \Delta \theta_0)^2 \quad (18)$$

在某个网格单元内追踪颗粒的运动时, 颗粒的位置也不应越出该网格单元的边界, 否则也需要对积分时间步长进行修正. 设初始的积分时间步长为 Δt^{old} , 颗粒的起始位置和经过积分后的终止位置分别为 $(x_{k,0}, r_{k,0})$ 与 (x_k, r_k) , 网格单元边界面的位置为 $x = x_i$ 或 $r = r_j$. 则当颗粒轴向终止位置 x_k 或径向终止位置 r_k 超出网格单元边界面时, 对原积分时间步长 Δt^{old} 应分别作如下修正

$$\Delta t = \left| \frac{x_i - x_{k,0}}{x_k - x_{k,0}} \right| \Delta t^{\text{old}} \quad \text{或} \quad \Delta t = \left| \frac{r_j - r_{k,0}}{r_k - r_{k,0}} \right| \Delta t^{\text{old}} \quad (19)$$

首先求解气相控制方程组, 得到收敛解后, 再求解颗粒相控制方程组. 求解颗粒相控制方程组的具体步骤是:

(1) 给出颗粒相各变量在炉子进口处的初始值.

(2) 按照标准 Gaussian 分布产生样本量很大 ($n = 10^4$) 的随机数组.

(3) 在网格单元内对湍流涡团反复作随机取样, 并在每个取样的随机涡团内用数值积分法求解颗粒相控制方程组, 取样和计算一直进行到颗粒到达网格单元边界面时为止.

(4) 计算该网格单元内颗粒相各变量的空间分布大小.

(5) 随颗粒进入下一个邻近的网格单元内, 重复步骤 3 至步骤 4 的计算. 不断追踪颗粒直至到达炉子出口或进入死角区而假设其沉积在炉内.

(6) 重复步骤 1 至步骤 5, 直到计算完所有预定的计算粒子数 K (取 $K = 2000$).

3 模拟对象

本文模拟的对象是如图 1 所示的涡旋燃烧炉冷态实验模型. 该涡旋燃烧炉的内径为 0.25m, 高度为 0.66m. 炉内中心管的高度为 0.51m. 一次风和为模拟煤粉用的细玻璃珠颗粒从位于距炉底 0.11m 高度的喷口切向喷入炉内. 三级二次风切向喷口分别位于距炉底 0.05m、0.3m 和 0.48m 的高度上. 如图 1 所示, 实验装置的辅助系统由供风系统、供粉系统和粉尘收集系统组成. 颗粒质量流分布用改进的等动力取样探针测量^[7], 颗粒表观密度分布用快速取样探针测量^[8]. 计算选择了一组与冷态两相流

动实验相近的工况进行模拟. 计算工况的主要参数为: 颗粒平均粒径 $\bar{d}_p = 13\mu\text{m}$, 材料密度 $\bar{\rho}_p = 1350\text{kg}/\text{m}^3$, 供粉量为 $4\text{kg}/\text{h}$, 三级二次风的流量均为 $20.6\text{m}^3/\text{h}$, 切向喷射速度均为 $5.7\text{m}/\text{s}$.

4 结果讨论

图 2 给出了颗粒相的计算结果. 图 2(a) 示出涡旋燃烧炉内颗粒相密度分布和沿

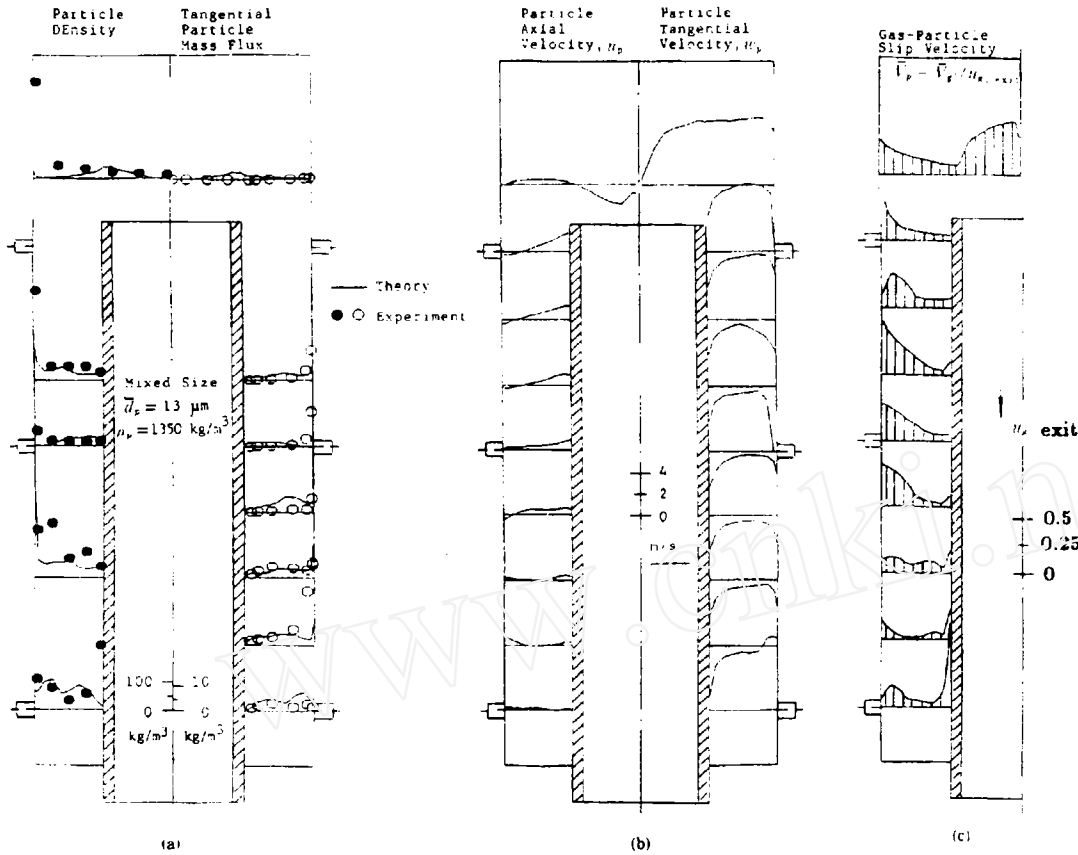


图 2 颗粒相计算结果
Fig.2 Calculated results of the particle phase

切向的质量流分布. 由图可见, 计算结果与实验数据基本相符, 由此可以证实计算模型的正确性. 颗粒相密度和切向质量流随半径的增加而增大, 在靠近外壁处出现较大的峰值, 这是由于受流场的强离心力作用所致. 这种颗粒相密度和质量流分布与中心管出口相配合, 有助于减少颗粒的扬析, 增加颗粒在炉内的停留时间, 提高燃烧效率.

图 2(b) 给出由计算得到的颗粒相轴向速度和切向速度分布. 颗粒的轴向速度分布显示出颗粒在流场中出现局部回流, 说明颗粒在炉内作往复式的螺旋运动. 颗粒的切向速度剖面分布, 在环形空间中较为均匀, 而在上方圆柱空间中则接近于气体旋流速度的 Rankine 涡分布.

图 2(c) 给出了由计算得到的无量纲化的气 - 固两相滑移速度的大小分布。在环形空间中, 靠近外壁附近的相间滑移速度数值较大, 此处流场的离心力作用较强。在中心管上方圆柱空间中, 整个截面上的相间滑移速度的数值普遍都比环形空间内大。涡旋燃烧炉内气 - 固两相间较大的滑移速度有助于增强两相间的传热传质, 提高颗粒的燃烬率, 强化炉内燃烧过程。

5 结 论

(1) 本文将颗粒随机轨道模型与新的代数 Reynolds 应力模型结合, 用于模拟涡旋燃烧炉内强旋湍流气 - 固两相流动, 得到了与实验基本相符的结果。

(2) 计算结果给出了炉内颗粒运动的空间分布规律, 揭示了在强旋湍流流场中颗粒运动的基本性质, 以及颗粒停留时间延长和相间滑移速度增大的特点。

参 考 文 献

- 1 Syred N, Beer JM. Combustion in swirling flows: a review. *Combustion and Flame*, 1974, 23:143-201
- 2 Gupta AK, Lilley DG, Syred N, Swirl Flows. Tunbridge Wells. England: Abacus Press, 1984
- 3 周力行. 悬浮体两相流动和燃烧数值模拟现状及发展. *化工学报*, 1988, 39: 495-500
- 4 Boysan F, Ayers WH, Swithenbank J. A fundamental mathematical modelling approach to cyclone desing. *Trans Inst Chemical Engineers*, 1982, 60: 222-230
- 5 Zhang J, Nieh S, Zhou L. A new version of algebraic stress model for simulating strongly swirling turbulent flows. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 1992, 22: 49-62
- 6 Patankar SV. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: Hemisphere Publishing Co., 1980
- 7 Nguyen T, Nguyen A, Nieh S. An improved isokinetic sampling probe for measuring local gas velocity and particle mass flux of gas-solid suspension flow. *Powder Technology*, 1989, 59: 183-189
- 8 Nguyen T, Nguyen A, Nieh S. A novel quick-closing probe for measuring local particulate phase density in gas-particle suspensions. *Particulate Science and Technology*, 1990, 8: 167-178

SIMULATION OF THE STRONGLY SWIRLING GAS-PARTICLE TURBULENT FLOW BY STOCHASTIC TRAJECTORY MODEL

Zhang Jian

(*Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

S. Nieh

(*Department of Mechanical Engineering, The Catholic University
of America, Washington, DC 200064, USA*)

Abstract The particle stochastic trajectory model, integrating with a new version algebraic Reynolds stress model, was employed to numerically simulate the strongly swirling gas-particle turbulent flow in a novel vortex combustor (VC). The calculated distributions of the particle density and tangential mass flux agree with the measured test data. The simulation results elucidate the following features of the VC gas-particle flow: peak values of the particle density occurring near the combustor outer wall, prolonged particle residence time, and large gas-particle slip velocity.

Key words gas-particle flow, strongly swirling turbulent flow, particle stochastic trajectory model, numerical simulation

www.cnki.net