

循环流化床多组分颗粒气固两相 流动模型和数值模拟

刘 阳 陆慧林 刘文铁 赵云华

(哈尔滨工业大学动力工程系, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘 要 基于稠密气体分子运动论和颗粒动力学, 考虑多组分颗粒中颗粒组分与颗粒组分、颗粒组分内颗粒之间的相互作用以及气体与颗粒之间的相互作用, 提出多组分颗粒非等温颗粒气固两相流动模型。以颗粒压力、径向分布函数、黏度、颗粒碰撞耗散等耦合各颗粒组分间和颗粒间的相同作用。采用大涡模拟方法模拟气相湍流流动。提出了多组分颗粒的径向分布函数计算方法。对循环流化床上升管中双组分颗粒气固两相流动特性进行了数值模拟, 模拟结果揭示了上升管中双组分颗粒气固两相流动的环-核流动结构, 得到了平均颗粒粒径的轴向和径向分布规律, 计算结果与文献中实验结果相吻合。

关键词 多组分颗粒双流体模型 颗粒动力学 数值模拟

中图分类号 TK 229

文献标识码 A

文章编号 0438-1157 (2003) 08-1065-07

MODEL AND SIMULATION OF GAS-SOLIDS FLOW WITH WIDE SIZE DISTRIBUTIONS IN CIRCULATING FLUIDIZED BEDS

LIU Yang, LU Huilin, LIU Wentie and ZHAO Yunhua

(Department of Power Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, Heilongjiang, China)

Abstract A multi-fluid computational fluid dynamics model was developed with wide size distributions in the riser of circulating fluidized beds. The flow model of particle phases is based on the kinetic theory of dense gases and the kinetic theory of granular flow with unequal granular temperatures between the particle classes. The interactions between particle-particle and gas-particles were considered in the model. Coupling between the particle phases was made through particle pressure, binary radial distribution function, viscosities, particle collision dissipation and conductivities. Turbulent flow of the gas phase was modeled by the large eddy simulation. The expression of radial distribution function of particles was proposed. Simulation results revealed a typical core-annulus flow structure with one gas phase and two solid phases in the riser. Radial and axial segregations of the mean diameter was predicted. The computational results agreed with the experimental data reported in the literature.

Keywords multi-fluid model, kinetic theory of granular flow, simulation

引 言

随着流态化技术在清洁煤燃烧、化工等工业领域得到广泛应用, 流化床气固两相流动研究也成为研究的重点。在过去几十年中, 流化床气固两相流

体动力学模型取得重大进展。模型主要分为两类: Euler/Euler 双流体模型和 Euler/Lagrangian 模型。Euler/Lagrangian 模型是将流体作为连续相、颗粒视为离散体系, 在 Euler 坐标系下考察流体相的运动, 在 Lagrangian 坐标系下研究颗粒的运动。通

2002-02-19 收到初稿, 2002-06-11 收到修改稿。

联系人: 陆慧林。第一作者: 刘阳, 男, 28 岁, 博士研究生。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No. 10072019)。

Received date: 2002-02-19.

Corresponding author: Prof. LU Huilin. E-mail: huilin@hope.hit.edu

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 10072019).

通过对颗粒碰撞动力学描述的颗粒碰撞动量守恒方程和按牛顿第二定律建立的单颗粒运动方程进行解耦, 统计分析确定颗粒的运动, 研究体系中气固两相流体动力特性. 采用硬球模型^[1]或软球模型^[2]较好地对流化床中气泡运动、颗粒离析等过程和循环流化床上升管中团聚物运动等过程进行了分析. Euler/Euler 双流体模型将颗粒作为拟流体, 认为气相和固相是共同存在且相互渗透的连续介质. 采用类似于 Navier-Stokes 方程的形式, 考虑气固两相相间作用, 建立气固两相流动模型和本构方程, 研究气固两相流体流动特性. 近年来基于稠密气体分子运动论, 考虑颗粒非理想弹性碰撞引起能量耗散和传递, 建立颗粒碰撞动力学和颗粒动力学, 建立了气固两相流体动力模型. 模型较好地预测鼓泡流化床中气泡形成、时均固相浓度分布^[3]和循环流化床时均固相浓度和质量流率等分布^[4].

迄今为止, Euler/Euler 双流体模型假设颗粒相是由相同粒径和物性的单组分颗粒组成. 然而在实际工程应用中, 物料是由不同粒径或者不同密度或两者兼是的宽筛分颗粒组成. 在相同密度、不同粒径的宽筛分颗粒组成的颗粒系统中, 较大(重)的颗粒趋于沉积在床的底部, 而较小(轻)的颗粒易于飘浮在床表面. 沿高度和径向颗粒呈现不同的粒径分布, 床内形成颗粒分层流动. 颗粒分层流动将影响床内气固两相流体动力特性、传热和化学反应等过程, 甚至会导致流化的失败. Arastoopour 等^[5]建立了一维非黏性气固多相流体流动模型, 模型考虑了颗粒间的相互作用, 预测了气力输送垂直管内颗粒离析过程. 基于稠密气体分子运动论和颗粒动力学, Jenkins 等^[6]建立了双组分颗粒流体动力模型. 模型假设双组分颗粒具有相同的湍流特性, 即相同的颗粒温度. 颗粒相 s 的颗粒温度为 $m_s \langle C_s^2 \rangle / 3$, 其中 C_s 是颗粒脉动速度. 对于多组分混合气体, 能量均分假设条件是成立的. 然而, 由于颗粒间非弹性碰撞造成的能量传递和耗散以及颗粒质量的差异, 使不同颗粒组分具有不同的湍流特性, 具有不同的颗粒温度. 基于稠密气体分子运动论和颗粒动力学, Gidaspow 等^[7]考虑各颗粒组分具有非等颗粒温度, 建立了双组分颗粒气固两相流动模型. 基于 Gidaspow 等^[7]研究, Mathiesen 等^[8]提出多组分颗粒气固两相流动模型, 模拟了循环流化床双组分颗粒的流动特性和粒径分布等规律. 在 Gidaspow 等^[7]研究的基础上, Huilin 等^[9]

建立了非等颗粒温度的双组分颗粒气固两相流动模型. 假设颗粒是非弹性、光滑、非旋转的球体, 考虑由颗粒平移运动和颗粒非弹性碰撞造成的相间能量交换的共同作用, 以及颗粒组分之间和组分内颗粒之间的相互作用, 建立双组分颗粒气固两相流动模型和颗粒相本构方程. 通过颗粒相压力、径向分布函数、黏度、颗粒碰撞耗散和传导系数等耦合各颗粒组分间和颗粒间的相间作用, 由曳力考虑气相与固相之间的相互作用. 本文基于该模型, 采用大涡模拟方法模拟气相湍流流动, 对循环流化床上升管中气固两相流动行为进行计算、分析和讨论.

1 多相流流体动力模型

对于由 N 颗粒组分组成的宽筛分物料, 假设各颗粒组分为独立的连续相, 各颗粒组分由相应的粒径、密度和弹性恢复系数、容积份额等参数表示, 则气固两相系统由 $M=N+1$ 相组成. 各相满足质量守恒、动量守恒和能量守恒定律. 与气体分子运动的重要差别在于颗粒之间的非弹性碰撞导致能量耗散, 以及气体湍流运动对颗粒施加作用的影响, 从而在输运方程中产生相间作用项. 基于稠密气体分子运动论和颗粒动力学可推导出以下气固两相输运方程^[7,9,10].

1.1 质量守恒方程

各相的质量守恒方程 ($m=1, 2, \dots, M$)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_m \rho_m) + \nabla \cdot (\epsilon_m \rho_m \mathbf{u}_m) = 0 \quad (1)$$

1.2 动量守恒方程

各相的动量守恒方程 ($m=1, 2, \dots, M$)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_m \rho_m \mathbf{u}_m) + \nabla \cdot (\epsilon_m \rho_m \mathbf{u}_m \mathbf{u}_m) = -\epsilon_m \nabla p + \nabla \cdot \epsilon_m \boldsymbol{\tau}_m + \epsilon_m \rho_m \mathbf{g} + \sum_{k=1, k \neq m}^M \phi_{mk} (\mathbf{u}_k - \mathbf{u}_m) \quad (2)$$

气相应力张量 $\boldsymbol{\tau}_g$ 表示为

$$\boldsymbol{\tau}_g = \mu_g [\nabla \mathbf{u}_g + \nabla \mathbf{u}_g^T] + \frac{2}{3} \mu_g \nabla \cdot \mathbf{u}_g \mathbf{I} \quad (3)$$

气相湍流采用大涡模拟^[11]方法模拟, 即对气相大尺度涡通过模型直接确定, 而小尺度涡则通过建立 SGS 湍流模型求解. 气相黏性系数 μ_g 为

$$\mu_g = \mu_{lam,g} + \rho_g (0.1 \Delta)^2 \sqrt{\mathbf{S}_g : \mathbf{S}_g} \quad (4)$$

其中 $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 和 $\mathbf{S}_g = \frac{1}{2} [\nabla \cdot \mathbf{u}_g + \nabla \cdot \mathbf{u}_g^T]$.

颗粒相 s 的应力张量 $\boldsymbol{\tau}_s$ 为

$$\boldsymbol{\tau}_s = -p_s \mathbf{I} + \lambda_s \nabla \cdot \mathbf{u}_s \mathbf{I} + \mu_s [\nabla \mathbf{u}_s + \nabla \mathbf{u}_s^T] \quad (5)$$

颗粒压力 p_s 由颗粒平移运动产生的作用力即

动力分量和颗粒碰撞产生的作用力即碰撞分量组成. 颗粒压力 p_s 可按类似于 van der Waals 气体状态方程形式的颗粒压力方程决定^[9,10]

$$p_s = \epsilon_s \rho_s \theta_s + \sum_{n=1}^N p_{c,sn} \quad (6)$$

其中, 颗粒相 s 的颗粒温度定义为 $\theta_s = \langle C_s^2 \rangle / 3$.

颗粒相 s 与 n 之间碰撞产生的碰撞分量 $p_{c,sn}$ 为

$$p_{c,sn} = \frac{\pi(1+e_{sn})d_{sn}^2 g_{sn} n_s n_n m_s m_n m_o \theta_s \theta_n}{3(m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)} \left[\frac{m_o^2 \theta_s \theta_n}{(m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)(\theta_s + \theta_n)} \right]^{3/2} \quad (7)$$

$$(1 - 3\omega + 6\omega^2 - 10\omega^3 + \dots)$$

式中的颗粒弹性恢复系数、直径和质量分别定义为

$$\omega = \frac{(m_s \theta_s - m_n \theta_n)}{[(m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n^2) + \theta_s \theta_n (m_s^2 + m_n^2)]^{1/2}},$$

$$e_{sn} = \frac{e_s + e_n}{2}, d_{sn} = \frac{d_s + d_n}{2} \text{ 和 } m_o = (m_s + m_n)$$

假定颗粒为球形, 颗粒的数密度和质量分别为

$$m_s = \frac{\pi}{6} d_s^3 \rho_s \text{ 和 } n_s = \frac{6\epsilon_s}{\pi d_s^3}$$

Mansoori 等^[12]按硬球模型对双组分气体混合物进行分析, 给出双组分混合物径向分布函数的计算方法. 图 1 表示径向分布函数与固相颗粒容积份额的关系. 对于低颗粒浓度的稀相流动, 径向分布函数接近于 1.0; 在高颗粒浓度时, 颗粒难以流动, 径向分布函数将趋于无穷大. 由图可见, 随着颗粒容积份额的增加, 径向分布函数增加. 然而, 在高颗粒容积份额时 Mansoori 等方法明显低估了径向分布函数值. 因此, 考虑高颗粒容积份额时 Mansoori 等^[12]方法的缺陷, 本文提出新的径向分布函数计算模型

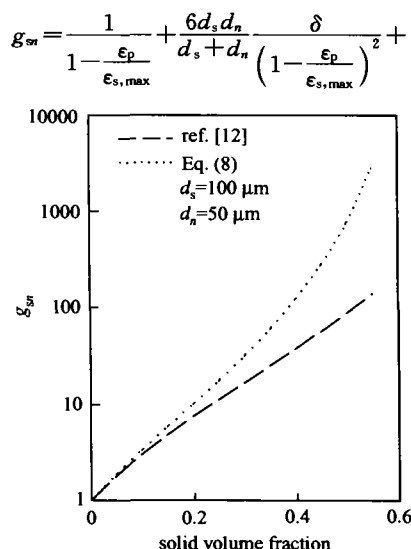


Fig. 1 Radial distribution function vs solid volume fraction

$$8 \left(\frac{d_s d_n}{d_s + d_n} \right)^2 \frac{\delta^2}{\left(1 - \frac{\epsilon_p}{\epsilon_{s, \max}} \right)^3} \quad (8)$$

式中 $\delta = 2\pi(n_s d_s^2 + n_n d_n^2)/3$, $\epsilon_p = \epsilon_s + \epsilon_n$. 由图 1 可见, 在低颗粒容积份额时, 按方程 (8) 和 Mansoori 等^[12]计算的径向分布函数十分接近; 而在高颗粒容积份额时, 两者相差很大, 按方程 (8) 计算的径向分布函数将趋于无穷大.

颗粒相表观黏度是^[7, 9]

$$\lambda_s = \sum_{n=1}^N p_{c,sn} \frac{d_{sn}}{3} \left(\frac{2(m_s \theta_s + m_n \theta_n)^2}{\pi \theta_s \theta_n (m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)} \right)^{1/2} \quad (9)$$

颗粒相动力黏度由动力分量和碰撞分量组成^[7, 9]

$$\mu_s = \sum_{n=1}^N p_{c,sn} \frac{d_{sn}}{5} \sqrt{\frac{2(m_s \theta_s + m_n \theta_n)^2}{\pi \theta_s \theta_n (m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)}} + \frac{2\mu_{dil,s}}{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (1 + e_{sn}) g_{sn}} \left[1 + \frac{4}{5} \sum_{n=1}^N (1 + e_{sn}) \epsilon_n g_{sn} \right]^2 \quad (10)$$

$$\mu_{dil,s} = \frac{5\sqrt{\pi}}{96} d_s \rho_s \theta_s^{1/2} \quad (11)$$

其中, 平均颗粒温度为

$$\theta_{s,av} = 2\theta_s / \left\{ \sum_{n=1}^N \left(\frac{n_n}{n_s} \right) \left(\frac{d_{sn}}{d_s} \right)^2 \left[\frac{m_o^2 \theta_n}{m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n} \right]^{1/2} \right. \\ \left. \left[\frac{m_o^2 \theta_s \theta_n}{(m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)(\theta_s + \theta_n)} \right]^{3/2} (1 - 3\omega + 6\omega^2 - \dots) \right\}^2 \quad (12)$$

当空隙率 $\epsilon_g \leq 0.8$ 时, 气固两相曳力系数可按 Ergun 方程确定^[13]

$$\phi_{gs} = \phi_{sg} = 150 \frac{(1 - \epsilon_g) \epsilon_s \mu_g}{\epsilon_g d_s^2} + 1.75 \frac{\rho_g \epsilon_s |u_g - u_s|}{d_s} \quad (13)$$

当空隙率 $\epsilon_g > 0.8$ 时, 曳力系数按照 Wen 和 Yu^[14] 方程计算

$$\phi_{gs} = \frac{3}{4} C_d \rho_g \frac{\epsilon_g (1 - \epsilon_g)}{d_s} |u_g - u_s| \epsilon_g^{-2.65} \quad (14)$$

其中

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.68}) & (Re \leq 1000) \\ 0.44 & (Re > 1000) \end{cases} \quad (15)$$

$$Re = \frac{|u_g - u_s| \epsilon_g \rho_g d_s}{\mu_g} \quad (16)$$

由颗粒相碰撞引起的相间动量传递系数^[7, 9]为

$$\phi_{sn} = p_{c,sn} \left\{ \frac{3}{d_{sn}} \left(\frac{2(m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)}{\pi m_o^2 \theta_s \theta_n} \right)^{1/2} + \frac{1}{|u_s - u_n|} \left[\nabla \ln \frac{\epsilon_s}{\epsilon_n} + 3 \nabla \left(\frac{\ln(m_n \theta_n)}{\ln(m_s \theta_s)} + \frac{\theta_s \theta_n}{\theta_s + \theta_n} \left(\frac{\nabla \theta_s}{\theta_s} - \frac{\nabla \theta_n}{\theta_n} \right) + \frac{5}{3} \frac{m_s m_n \theta_s \theta_n}{m_s^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n} \left(\frac{m_n \nabla \theta_s}{m_s \theta_s^2} - \frac{m_s \nabla \theta_n}{m_n \theta_n^2} \right) \right] \right\} \quad (17)$$

1.3 湍流动能守恒方程

假设忽略气相和颗粒速度脉动关联项的影响,

各颗粒相的颗粒温度方程为^[9, 10]

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_s \rho_s \theta_s) + \nabla \cdot (\epsilon_s \rho_s \theta_s \mathbf{u}_s) \right] = (p_s \mathbf{I} + \epsilon_s \tau_s) : \nabla \mathbf{u}_s + \nabla \cdot \mathbf{q}_s - \gamma_s - 3\phi_{sg} \theta_s \quad (18)$$

右边各项依次表示颗粒湍动能的生成、颗粒湍动能的扩散输运、颗粒非弹性碰撞引起的能量耗散和气固两相湍动能之间的交换。

颗粒相 s 的热流量可表示为^[7, 9]

$$\begin{aligned} q_s = & \epsilon_s k_s \nabla \theta_s + \sum_{n=1}^N p_{c,sn} (1 + e_{sn}) \\ & \left\{ \frac{9m_n}{5m_o} (\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_s) + d_{sn} \left[\left(\frac{2m_n^2 \theta_n}{\pi(m_n^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)} \right)^{1/2} \left(\nabla \ln \frac{\epsilon_s}{\epsilon_n} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. 3 \frac{\ln(m_n \theta_n)}{\ln(m_s \theta_s)} \right) + 3 \left(\frac{2m_n^3 m_n^3 \theta_n}{\pi(m_n^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)} \right)^{1/2} \left(\frac{m_n \theta_s \theta_n}{\theta_s + \theta_n} \right) \cdot \right. \right. \\ & \left. \left. \left(\frac{\nabla \theta_s}{\theta_s^2} - \frac{\nabla \theta_n}{\theta_n^2} \right) + 6m_n \left(\frac{2m_n^3 m_n^3 \theta_n}{m_n^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n} \right)^{3/2} \left(\frac{\nabla \theta_s}{m_s \theta_s^2} - \frac{\nabla \theta_n}{m_n \theta_n^2} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

其中颗粒相 s 的传导系数为

$$k_s = \frac{2k_{dil,s}}{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (1 + e_{sn}) g_{sn}} \left[1 + \frac{6}{5} \sum_{n=1}^N g_{sn} \epsilon_n (1 + e_{sn}) \right]^2 + 2\epsilon_s \rho_s d_s \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} \sum_{n=1}^N \epsilon_n g_{sn} (1 + e_{sn}) \quad (20)$$

$$k_{dil,s} = \frac{75\sqrt{\pi}}{384} d_s \rho_s \theta_s^{1/2} \quad (21)$$

颗粒碰撞引起的湍流动能耗散由下式给出

$$\gamma_s = \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{3}{d_{sn}} \left[\frac{2m_n^2 \theta_s \theta_n}{\pi(m_n^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)} \right]^{1/2} - \frac{3m_o (m_s \theta_s + m_n \theta_n)}{4(m_n^2 \theta_s + m_n^2 \theta_n)} \nabla \cdot \mathbf{u}_s \right\} \cdot (1 - e_{sn}) p_{c,sn} \quad (22)$$

1.4 初始、边界条件和计算方法

在入口处，给定各颗粒组分的速度和容积份额。在出口处，取所有变量的变化率为零。在初始状态下上升管中无颗粒。在壁面处，气相采用无滑移边界条件，即壁面气相速度取为 0；在壁面处颗粒相 s 速度和颗粒温度为^[4]

$$-\frac{\pi \rho_s \epsilon_s g_o \sqrt{\theta_s}}{2\sqrt{3}\epsilon_{s,max}} \mathbf{u}_s = (\epsilon_s \tau_s \cdot \mathbf{n}) \quad (23)$$

$$\epsilon_s (q_s \cdot \mathbf{n}) = -\mathbf{u}_s (\epsilon_s \tau_s \cdot \mathbf{n}) + \frac{\sqrt{3}\pi(1 - e_w) \rho_s \epsilon_s g_o \theta_s^{1/2}}{4\epsilon_{s,max}} \quad (24)$$

其中 e_w 为颗粒与壁面弹性恢复系数。

Mathiesen 等^[8]在不同的操作条件下对循环流化床双组分颗粒进行了实验和模拟。双组分颗粒的粒径分别是 120 和 185 μm ，颗粒密度均为 2400 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。图 2 表示数值模拟上升管示意图，在二维笛卡尔坐标系下将计算区域沿径向和轴向划分为 39×80 计算区域。沿轴向方向采用均匀网格分布，径向方向为非均匀网格。模拟采用时间步长为

$5.0 \times 10^{-6} \text{ s}$ ，颗粒与颗粒和颗粒与壁面的弹性恢复系数分别为 0.99 和 0.96，模拟持续时间为 35 s，在 PC 机 (600 MHz CPU) 需要运行约 3 周。

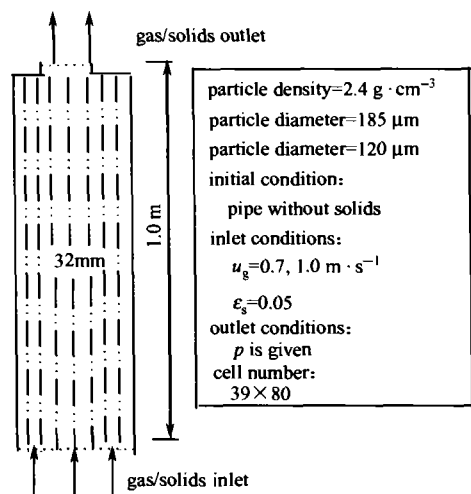


Fig. 2 Schematic diagram of 2-D riser with inlet and initial conditions

2 模型的讨论

基于颗粒动力学建立的单组分颗粒气固两相流模型能够预测流化床内气固两相流动特性和宏观参数的分布规律。Ding 等^[3]给出模型的理论结果和颗粒相本构方程的计算模型。单组分颗粒可以认为是多组分颗粒的一特例，对于单组分，无颗粒组分间的相互作用以及能量的传递和耗散。颗粒相压力方程 (7)、表观黏度方程 (9)、动力黏度方程 (10) 和颗粒相传导系数 (20) 可简化为

$$p_s = 2(1 + e_s) g_s \epsilon_s^2 \rho_s \theta_s \quad (25)$$

$$\lambda_s = \frac{4}{3} (1 + e_s) g_s \epsilon_s^2 \rho_s d_s \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} \quad (26)$$

$$\mu_s = \frac{4}{5} (1 + e_s) g_s \epsilon_s^2 \rho_s d_s \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} + \frac{2\mu_{dil,s}}{(1 + e_s) g_s} \left[1 + \frac{4}{5} (1 + e_s) \epsilon_s g_s \right] \quad (27)$$

$$\mu_{dil,s} = \frac{5\sqrt{\pi}}{96} d_s \rho_s \theta_s^{1/2} \quad (28)$$

$$k_s = \frac{2k_{dil,s}}{(1 + e_s) g_s} \left[1 + \frac{6}{5} (1 + e_s) g_s \epsilon_s \right]^2 + 2\epsilon_s^2 \rho_s d_s g_s (1 + e_s) \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} \quad (29)$$

$$k_{dil,s} = \frac{75\sqrt{\pi}}{384} d_s \rho_s \theta_s^{1/2} \quad (30)$$

由此可见，当本文模型扩展到单组分颗粒时，模型和本构方程与 Ding 等^[3]和 Gidaspow^[13]模型一致，表明本文模型也可以扩展到单组分颗粒气固两相流动。

3 计算结果和讨论

在不同表观气速下对循环流化床上升管气固流动进行了数值模拟，求解控制方程可得到基本变量 u_s 、 u_g 、 ϵ_s 、 θ_s 和 p 等分布。模拟时间持续为 35 s，后 20 s 的计算结果作为时间平均值的计算样本。图 3 表示表观气体速度为 $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时不同瞬时气相容积份额或空隙率的分布。在上升管中心区域空隙率较高，沿壁面方向空隙率逐渐降低，呈现环核流动结构，并且在壁面处出现非周期性颗粒团聚。颗粒团聚物的产生促进了颗粒在上升管中运动和混合。图 4 表示在表观气体速度 $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 、上升管高度为 0.2 和 0.7 m 处各组分颗粒时均容积份额分布。在管中心处各颗粒组分时均容积份额低于壁面，沿壁面方向各颗粒组分时均容积份额逐渐增加。由图可见，在上升管上部区域细颗粒组分容积份额高于下部区域，而粗颗粒组分时均容积份额分布却相反，表明粗颗粒组分有聚集在上升管下部的趋势，细颗粒组分趋于在上升管上部区域。图 5 表示在表观气体速度 $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时固相容积份额分布。由管中心向壁面方向固相容积份额逐渐增加，在壁面固相容积份额达最大，模拟计算值小于 Mathiesen 等^[8]实验结果，原因在于数值模拟中采用与实验系统不同的入口几何条件，从而影响上升管内颗粒容积份额分布。

图 6 表示在表观气体速度 $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 时时均颗粒直径和 Mathiesen 等^[8]实验结果。沿径向时均颗粒直径逐渐增加，在壁面处达到最大值。这是由于较大的颗粒不易于随气体流动，特别是在气相速

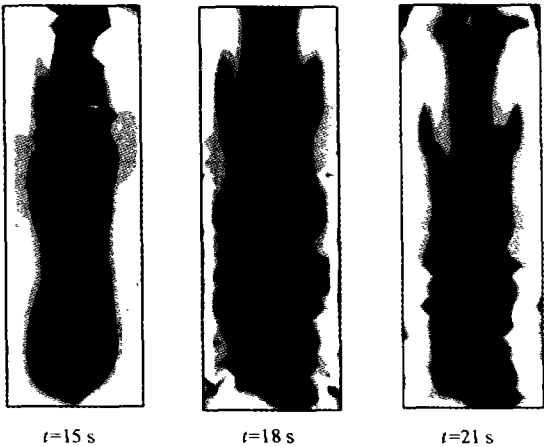


Fig. 3 Distributions of instantaneous porosity at superficial gas velocity of $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ at 15, 18 and 21 s

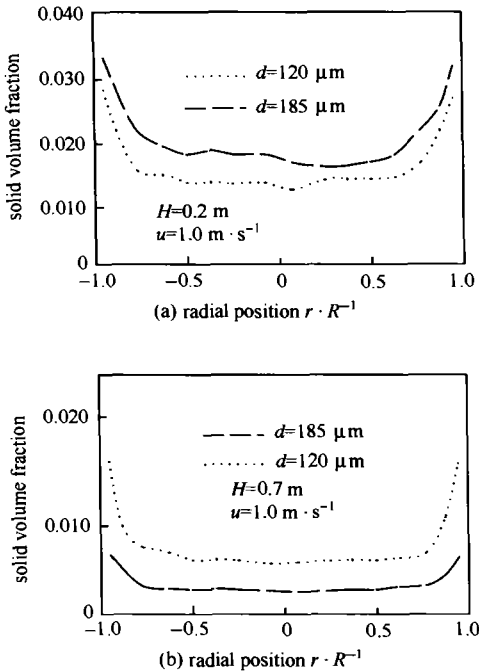


Fig. 4 Simulated solid volume fraction at height of 0.2 and 0.7 m and gas velocity of $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

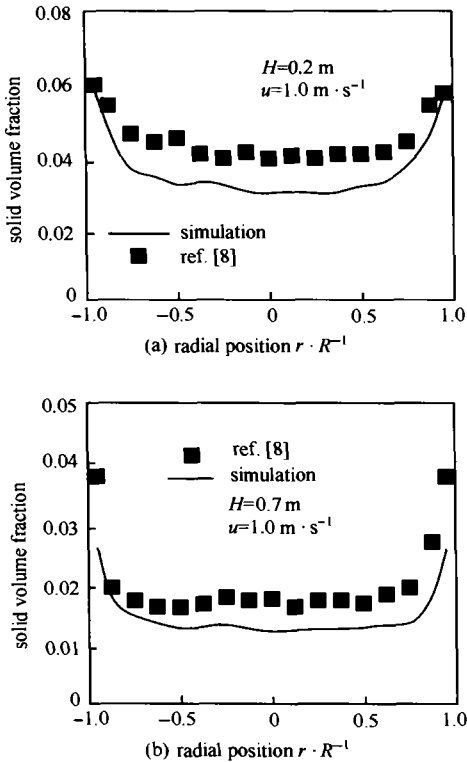


Fig. 5 Comparison of simulated solid volume fraction with experiments at gas velocity of $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

度较低的壁面区域，出现沉积；而细颗粒易于被气体带走，使得细颗粒趋于流向管中心，而粗颗粒趋于集中在壁面区域，造成沿径向方向平均颗粒直径

增加,且在壁面处平均颗粒直径达最大,沿径向形成颗粒的离析.图7表示表观气体速度为 $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时时均平均颗粒直径轴向分布.沿轴向时均平均颗粒直径逐渐减小,在床下部平均颗粒直径达最大,计算得到的最大和最小时均颗粒直径分别为 168 和 $123\text{ }\mu\text{m}$,可见沿轴向形成颗粒的分层流动.

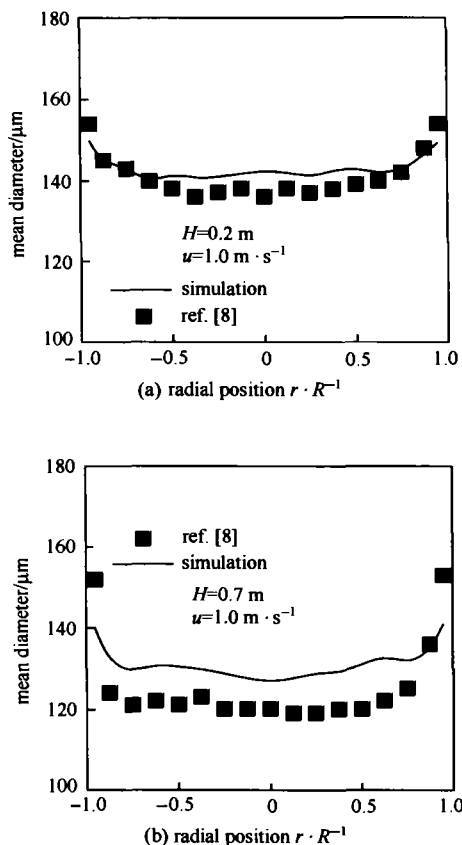


Fig. 6 Comparison of simulated mean diameters with experiments at gas velocity of $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

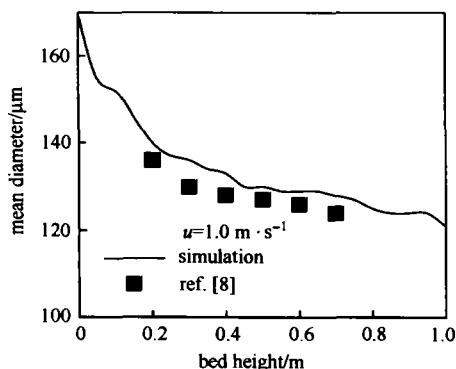


Fig. 7 Comparison of simulated diameters with experiments at gas velocities of $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

图8表示在表观气体速度为 $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时时均颗粒速度分布.在管中心处,粗颗粒和细颗粒均为上升流动,沿径向颗粒速度逐渐降低,在壁面处,粗颗粒和细颗粒速度为负值,表明颗粒做下降流动.在管中心区域粗颗粒和细颗粒间的相对速度大于在壁面处的相对速度.图9表示在表观气速 $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时时均颗粒温度分布.细颗粒具有较高的脉动能量,而粗颗粒反之;沿径向颗粒组分的脉动能量逐渐下降.在较低固相容积份额条件下,颗粒脉动主要由切应力作用、颗粒与颗粒和颗粒与壁

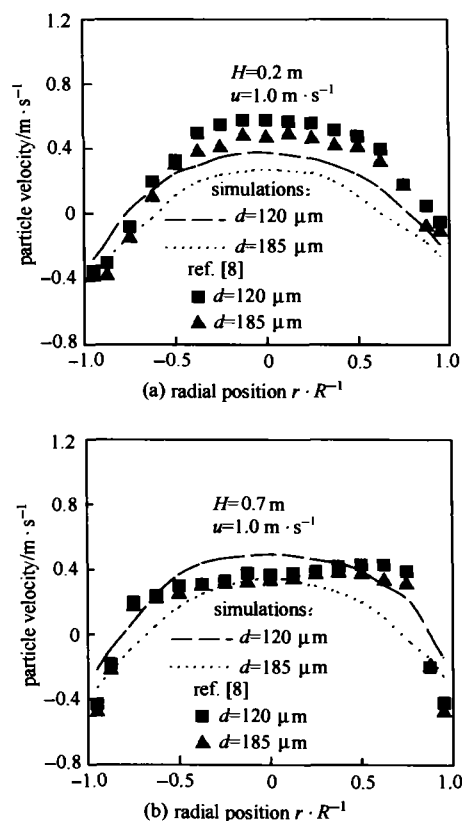


Fig. 8 Comparison of simulated particle velocity with experiments at gas velocity of $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

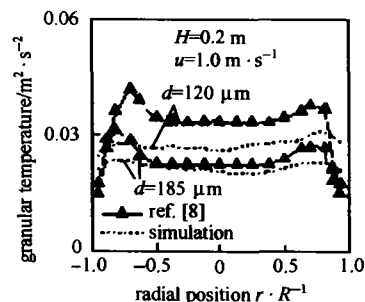


Fig. 9 Computed granular temperature distribution at gas velocity of $1.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

面碰撞产生。由于颗粒与壁面作用使得在壁面处颗粒温度降低。在管中心处，由于气相和颗粒的相互作用导致能量的耗散，使得颗粒湍流减弱，颗粒温度下降。在离壁面一定距离处，颗粒温度达到最大，该区域恰好是在环-核流动结构区域内。由此可见，在环-核流动区域气固两相湍流运动最为强烈。由图可见，尽管数值模拟结果低于实验值，但二者的变化趋势是一致的。

4 结 论

基于稠密分子运动论和颗粒动力学，建立非等颗粒温度的多组分颗粒气固两相流体动力学模型和本构方程。模型考虑多组分颗粒中颗粒组分与颗粒组分、颗粒组分内颗粒之间的相互作用以及气体与颗粒之间的相互作用，以颗粒压力、径向分布函数、黏度、颗粒碰撞耗散等耦合各颗粒组分之间和颗粒间的相间作用。采用大涡模拟方法模拟气相湍流流动。提出了多组分颗粒的径向分布函数计算方法。模拟结果揭示了循环流化床上升管中双组分颗粒气固两相流动的环-核流动结构，得到了平均颗粒粒径的轴向和径向分布规律，计算结果与文献中实验结果相吻合。

符 号 说 明

C_d ——曳力系数
 d ——颗粒直径, m
 e ——弹性恢复系数
 g ——重力加速度, $m \cdot s^{-2}$
 g_{sr} ——颗粒径向分布函数
 k_s ——颗粒相 s 的传导系数, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
 M ——气相和固相的总组分数
 m_0 ——两组分颗粒总质量, kg
 N ——颗粒相的组分数
 p ——流体压力, Pa
 p_c ——颗粒碰撞压力, Pa
 p_s ——固相压力, Pa
 q_s ——颗粒相 s 的热流量, $kg \cdot s^{-3}$
 Re ——颗粒 Reynolds 数
 u ——颗粒相或气相速度, $m \cdot s^{-1}$
 γ_s ——颗粒湍动能耗散, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-3}$
 Δ ——滤波尺度, m
 ϵ ——空隙率
 $\epsilon_{s,max}$ ——颗粒混合物的填充空隙率
 θ ——颗粒温度, $m^2 \cdot s^{-2}$
 λ_s ——颗粒相表观黏度, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
 μ_s ——颗粒动力黏度, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
 ρ_g ——气相密度, $kg \cdot m^{-3}$

τ_g ——气相应力张量, Pa
 τ_s ——颗粒相 s 的应力张量, Pa
 ϕ ——相间动量传递系数, $kg \cdot m^3 \cdot s$

上角标

T ——矩阵转置

下角标

av ——平均
 c ——碰撞
 lam ——层流
 m ——气相或固相
 s ——颗粒相
 g ——气相

References

- 1 Hoomans B P B, Kuipers J A M, Briels W J, van Swaaij W P M. Discrete Particle Simulation of Bubble and Slug Formation in a Two-dimensional Gas-fluidized Bed: a Hard-sphere Approach. *Chem. Eng. Sci.*, 1996, **51** (1): 99—108
- 2 Tsuji Y, Kawaguchi T, Tanka T. Discrete Particle Simulation of Two-dimensional Fluidized Bed. *Powder Technology*, 1993, **77**: 79—87
- 3 Ding J, Gidaspow D. A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory Granular Flow. *AIChE J.*, 1990, **36** (4): 523—538
- 4 Sinclair J L, Jackson R. Gas-Particle Flow in a Vertical Pipe with Particle-Particle Interactions. *AIChE J.*, 1989, **35**: 1473—1486
- 5 Arastoopour H, Lin S C, Weil A. Analysis of Vertical Pneumatic Conveying of Solid Using Multiphase Flow Models. *AIChE J.*, 1982, **28**: 467—475
- 6 Jenkins J T, Mancini F. Kinetic Theory for Binary Mixtures of Smooth, Nearly Elastic Spheres. *Phys. Fluids*, 1989, **31**: 2050—2057
- 7 Gidaspow D, Huilin L, Mangar E. Kinetic Theory of Multiphase Flow and Fluidization; Validation and Extension to Binaries. XIX th Inter. Congress of Theoretical and Applied Mechanics, 1996, Japan
- 8 Mathiesen V, Solberg T, Hjertager B H. An Experimental and Computations; Study of Multiphase Flow Behavior in a Circulating Fluidized Bed. *Int. J. Multiphase Flow*, 2000, **26**: 387—419
- 9 Huilin L, Gidaspow D, Manger E. Kinetic Theory of Fluidized Binary Granular Mixtures. *Physical Review E*, 2001, **64**: 61301—61309
- 10 Lu Huilin (陆慧林), He Yurong (何玉荣), Liu Yang (刘阳), Be Rushan (别如山), Liu Wentie (刘文铁). Numerical Simulations of Multi-component Dense Gas-Solid Flow. *J. Engineering Thermophysics* (工程热物理学报), 2002, **23**: 369—371
- 11 Deardorff J W. On the Magnitude of the Sub-grid Scale Eddy Coefficient. *J. Computer Phys.*, 1971, **7**: 120—127
- 12 Mansoori G A, Carnahan N F, Starling K E, Leland T W. Equilibrium Thermodynamic Properties of the Mixture of Hard Spheres. *J. Chem. Phys.*, 1971, **54**: 1523—1525
- 13 Gidaspow D. Multiphase Flow and Fluidization; Continuum and Kinetic Theory Description. San Diego: Academic Press, 1994
- 14 Wen C Y, Yu Y H. Mechanics of Fluidization. *Chem. Eng. Prog. Symp.*, 1966, **62**: 100—113