

气/固双向耦合的细长颗粒流化运动特征的数值研究

蔡 杰¹, 赵孝保¹, 耿 凡²

(1. 南京师范大学江苏省能源系统过程转化与减排技术工程实验室, 南京 210042; 2. 中国矿业大学电气与动力工程学院, 徐州 221116)

摘 要: 在已有三维的单向耦合的细长颗粒-气/固两相流模型基础上, 引入拉格朗日时间尺度与 κ - ε 模型的耦合关联式, 构建细长颗粒-湍流场气/固双向耦合模型, 并采用此模型对某一实际流化床内的细长颗粒气-固两相流场进行数值研究。研究表明, 径向中心区域的细长颗粒的数量浓度低于近壁处的数量浓度。细长颗粒水平方向上的速度小于高度方向的速度, 且水平方向速度大小及方向分布随机性较强。水平方向的细长颗粒角速度大于高度方向上的细长颗粒角速度, 且分布随机性较强; 高度方向细长颗粒角速度在近壁区随高度上升逐渐下降, 而在径向中心区域随高度上升逐渐上升并在出口处略有下降。在中心区域与近壁区中间的区域细长颗粒间的碰撞机率最高。

关键词: 流化特性; 细长颗粒气/固两相流; 双向耦合; 拉格朗日时间尺度; 数值研究

中图分类号: TK16

文献标识码: A

0 引 言

细长颗粒两相流在生物质秸秆燃烧、药丸干燥及纺织纤维成型等工业领域有非常广泛的应用^[1,2]。在该研究领域, 细长颗粒的流化运动特征研究始终是研究的重点与难点之一^[3,4]。细长颗粒是指圆柱状的颗粒, 其长度至少是其直径的几倍。此时, 将其抽象成球形颗粒会导致较大程度的误差。细长颗粒两相流在早期阶段的研究中, 细长颗粒与流场之间都是单向耦合, 即仅考虑流场对细长颗粒的曳力, 而忽略细长颗粒的存在对流场的反作用^[5]。但大量研究表明, 即便细长颗粒是稀相的, 细长颗粒的存在也会对流场产生非常大的影响^[6]。而流场的变化又导致细长颗粒的流化运动特征的变化。对于高雷诺数(Re)湍流流动, 构建起有效的细长颗粒与湍流场之间的耦合关联式是进行细长颗粒气/固两相流双向耦合研究的关键。拉格朗日时间尺度与湍动能(κ)-湍流耗散率(ε)的耦合关联式的建立, 为固粒相-流场双向耦合模型的构建奠定了基础^[7]。近年来, Navier(N)-Stokes(S)方程直接模拟

方法被应用于球形固粒在湍流场中的扩散研究^[8,9], 但却几乎未见被应用于细长颗粒在湍流场中的扩散研究^[10]。

本文在已建的三维单向耦合的细长颗粒-湍流两相流模型的基础上^[11], 通过采用拉格朗日时间尺度与 κ - ε 模型的耦合关联式, 通过构建细长颗粒各离散分段与湍流场间的双向耦合关系构建起细长颗粒-湍流场间的双向耦合关系, 从而构建起三维的双向耦合的细长颗粒-湍流两相流模型。并且对该模型的正确性与有效性进行实验验证。此外, 采用此模型对某提升管内的细长颗粒气/固两相流场进行数值模拟研究, 提取细长颗粒的速度、角速度等流化特征参数并进行具体的分析研究。

1 数学模型的构建

1.1 数学模型建立

本文构建细长颗粒与气相场之间的双向耦合关系的思路为将细长颗粒沿轴向离散成有限个离散分段; 分别计算各离散分段在流场中的受力; 矢量合成各离散分段所受的曳力从而得到细长颗粒

收稿日期: 2016-07-27

基金项目: 国家自然科学基金(51306094); 江苏省自然科学基金面上项目(BK20171477); 江苏省自然科学基金青年基金(BK20130202)

通信作者: 蔡 杰(1978—), 男, 博士、副教授, 主要从事气固两相流、燃烧过程数值模拟等方面的研究。caijie@njnu.edu.cn

所受的合力及力矩;根据欧拉动力学方程,计算细长颗粒的平动及转动。同时,对于流场网格采用与球形颗粒一样的方法,处理细长颗粒离散分段对流场的耦合,从而获得流场的体积分数,所受颗粒的反作用力,以及 κ - ε 模型中的源项。从而构建起细长颗粒与流场之间的双向耦合关系。

1.1.1 流场数学模型

连续方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi_g \rho_g) + \nabla \cdot (\phi_g \rho_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad (1)$$

式中, ϕ_g ——连续相流场的体积分数; ρ_g ——流体密度, kg/m^3 ; t ——时间, s ; \mathbf{v}_g ——流场速度, m/s 。

N-S 方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\phi_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\phi_g \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) \\ &= -\phi_g \nabla p + \nabla \cdot \left[\phi_g (\mu + \mu_t) \left(\nabla \mathbf{v}_g - \frac{2}{3} \rho_g \kappa \delta_{ij} \right) \right] + \end{aligned} \quad (2)$$

$$\phi_g \rho_g \mathbf{g} + \sum_i^{n_c} K_{sg} (\mathbf{v}_{si} - \mathbf{v}_g)$$

式中, μ ——气相场动力粘度系数, $\text{Pa}\cdot\text{s}$; μ_t ——气相场湍流粘度系数, $\text{Pa}\cdot\text{s}$; δ_{ij} ——克罗内克函数, 下标 i, j 表示 2 个输入量, 如果 $i=j$, 则为 1, 如果 $i \neq j$, 则为 0; κ ——湍动能, m^2/s^2 ; \mathbf{g} ——气相重力加速度, m/s^2 ; n_c ——流场网格中细长颗粒离散分段的数量; K_{sg} ——气相场与细长颗粒离散分段之间的动量交换系数, kg/s ; \mathbf{v}_{si} ——细长颗粒离散分段的速度, m/s 。

K_{sg} 根据文献[12]提出的经验关系式计算:

$$\begin{cases} K_{sg} = \frac{3}{4} C_{Ds} \frac{(1-\phi_g) \phi_g \rho_g |\mathbf{v}_{si} - \mathbf{v}_g|}{d_s} \phi_g^{-2.65}, & \phi_g > 0.8 \\ K_{sg} = 150 \frac{(1-\phi_g)^2 \mu}{\phi_g d_s^2} + 75 \frac{\rho_g (1-\phi_g) |\mathbf{v}_{si} - \mathbf{v}_g|}{d_s}, & \phi_g \leq 0.8 \end{cases} \quad (3)$$

$$Re_s = \frac{\rho_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}| d_s}{\mu} \quad (4)$$

式中, C_{Ds} ——曳力系数; d_s ——细长颗粒体积离散分段等效直径, m ; Re_s ——细长颗粒离散分段雷诺数。

本文中采用文献[13]提出的模型计算曳力系数 C_{Ds} :

$$C_{Ds} = \frac{24}{Re_s} \frac{d_A}{d_s} \left[1 + \frac{0.15}{\sqrt{c}} \left(\frac{d_A}{d_s} Re_s \right)^{0.687} \right] + \frac{0.42 \left(\frac{d_A}{d_s} \right)^2}{\sqrt{c} [1 + 4.25 \times 10^4 \left(\frac{d_A}{d_s} Re_s \right)^{-1.16}]} \quad (5)$$

式中, d_A ——不规则颗粒的表面积等效直径, m ;

c ——不规则颗粒的表面球形度。

湍流粘度系数 μ_t 计算如下:

$$\mu_t = \rho_g C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

式中, C_μ ——经验常数, $C_\mu = 0.09$ 。

湍动能方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\phi_g \rho_g \kappa) + \nabla \cdot (\phi_g \rho_g \mathbf{v}_g \kappa) \\ &= \nabla \cdot \left(\phi_g \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \nabla \kappa \right) + \phi_g G_\kappa - \phi_g \rho_g \varepsilon + \phi_g \rho_g I_\kappa \end{aligned} \quad (7)$$

式中, σ_κ ——经验常数, $\sigma_\kappa = 1.0$; G_κ ——湍动能产生量, $\text{N}\cdot\text{m}/(\text{kg}\cdot\text{s})$ 。

湍流耗散率方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\phi_g \rho_g \varepsilon) + \nabla \cdot (\phi_g \rho_g \mathbf{v}_g \varepsilon) \\ &= \nabla \cdot \left(\phi_g \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \phi_g \frac{\varepsilon}{\kappa} (C_{1\varepsilon} G_\kappa - C_{2\varepsilon} \rho_g \varepsilon) + \phi_g \rho_g I_\varepsilon \end{aligned} \quad (8)$$

式中, ε ——湍流耗散率, m^2/s^3 ; $\sigma_\varepsilon = 1.3$; $C_{1\varepsilon} = 1.44$; $C_{2\varepsilon} = 1.92$ ——经验常数; I_κ 、 I_ε ——固体相 s 对气体相 g 的影响。

所有其他项与单相 κ - ε 模型中的意义相同。

Elgobashi 提出 I_κ 和 I_ε 可采用以下形式^[14]:

$$I_\kappa = \sum_i^{n_c} \frac{K_{sg}}{\phi_g \rho_g} (k_{sg} - 2\kappa) \quad (9)$$

$$I_\varepsilon = C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} I_\kappa \quad (10)$$

式(10)中 $C_{3\varepsilon} = 1.2$ 。该模型能较好地满足流场计算的稳定性要求。

式(11)中 k_{sg} 为气体相 g 与固体相 s 的速度的协方差, 文献[15]提出应采用的计算公式为:

$$k_{sg} = 2\kappa \left(\frac{b + \eta_{sg}}{1 + \eta_{sg}} \right) \quad (11)$$

式中, η_{sg} ——拉格朗日积分时间标尺与特征粒子弛豫时间的比值。

式(11)中, b 由式(12)计算:

$$b = (1 + C_v) \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + C_v \right)^{-1} \quad (12)$$

式中, C_V ——附加质量系数, $C_V=0.5$; ρ_s ——细长颗粒密度, kg/m^3 。

η_{sg} 由式(13)计算:

$$\eta_{sg} = \frac{\tau_{t,sg}}{\tau_{F,sg}} \quad (13)$$

拉格朗日积分时间标尺 $\tau_{t,sg}$:

$$\tau_{t,sg} = \frac{\tau_t}{\sqrt{1+C_\beta \xi^2}} \quad (14)$$

特征粒子弛豫时间 $\tau_{F,sg}$:

$$\tau_{F,sg} = \phi_s \rho_s K_{sg}^{-1} \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + C_V \right) \quad (15)$$

式中, C_β ——修正参数; ξ ——湍流涡移动距离与湍流涡长度的比值。

式(16)中, 载能湍流涡的特征时间 τ_t 定义为:

$$\tau_t = \frac{3}{2} C_\mu \frac{\kappa}{\varepsilon} \quad (16)$$

$$C_\beta = 1.8 - 1.35 \cos^2 \theta \quad (17)$$

式中, θ ——细长颗粒离散分段平均速度和平均相对速度的夹角, rad 。

$$\xi = \frac{|\mathbf{v}_{si} - \mathbf{v}_g| \tau_t}{L_t} \quad (18)$$

式中, L_t ——湍流涡的长度标尺, m 。

L_t 定义为:

$$L_t = \sqrt{\frac{3}{2}} C_\mu \frac{\kappa^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (19)$$

1.1.2 离散相数学模型

细长颗粒沿长度方向的离散基于高斯-勒让德积分法。

$$\begin{cases} f_D = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} f(x) dx = \frac{l}{2} \int_{-1}^1 F(s) ds \\ \mathbf{M}_f = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \mathbf{r}(x) \times f(x) dx = \frac{l^2}{4} \int_{-1}^1 \mathbf{r}(s) \times \mathbf{F}(s) ds \end{cases} \quad (20)$$

式中, f_D ——所受的流体曳力, N ; \mathbf{M}_f ——在定坐标系中的力矩; $f(x)$ ——细长颗粒离散分段的受力, N ; $\mathbf{r}(x)$ ——细长颗粒离散分段相对质心的位置矢量, m ; x ——沿细长颗粒轴向的离散分段位置, m ; $\mathbf{F}(s)$ ——数学变换后细长颗粒的受力, N ; $\mathbf{r}(s)$ ——数学变换后细长颗粒离散分段相对质心的位置矢量, m ; s ——无量纲的细长颗粒长度。

模型中考虑到气流对细长颗粒的曳力 f_D 和重

力 mg (m 为质量)。细长颗粒在流场中的受力 f_D 及定坐标系力矩 \mathbf{M}_f 为细长颗粒每部分所受曳力的积分。

根据高斯-勒让德积分法, 式(20)相应的求积公式可写成式(21)所示的离散形式:

$$\begin{cases} f_D = \frac{l}{2} \sum_{i=0}^{n_l} \lambda_i F_i(s_i) \\ \mathbf{M}_f = \frac{l^2}{4} \sum_{i=0}^{n_l} \mathbf{r}(s_i) \times \lambda_i F_i(s_i) \end{cases} \quad (21)$$

式中, M_f ——细长颗粒的长度, m ; n_l ——细长颗粒的离散分段的数量; λ_i ——权重系数; $F_i(s_i)$ ——每个离散分段所受的流体曳力, N ; $\mathbf{r}(s_i)$ ——定坐标系中细长颗粒离散分段相对于细长颗粒质心位置的单位矢量, m 。

$F_i(s_i)$ 的计算公式为:

$$F_i(s_i) = K_{sg} \mathbf{v}_{si} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{si}) \quad (22)$$

每个细长颗粒离散分段的速度为:

$$\mathbf{v}_{si} = \mathbf{v}_{s0} + (\mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\omega}) \times \mathbf{r}_{si} \quad (23)$$

式中, \mathbf{v}_{si} ——细长颗粒离散分段的速度, m/s ; \mathbf{v}_{s0} ——细长颗粒的质心速度, m/s ; \mathbf{A} ——由动坐标系向定坐标系转换的余弦矩阵; $\boldsymbol{\omega}$ ——细长颗粒在动坐标系中的角速度, rad/s 。

对于单个细长颗粒, 平动方程为:

$$\ddot{\mathbf{s}} = f_D/m + \mathbf{g} \quad (24)$$

转动方程为:

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\omega}}_i = \frac{M_i}{J_i} + \frac{J_j - J_k}{J_i} \boldsymbol{\omega}_j \boldsymbol{\omega}_k \\ \dot{\boldsymbol{\omega}}_j = \frac{M_j}{J_j} + \frac{J_k - J_i}{J_j} \boldsymbol{\omega}_k \boldsymbol{\omega}_i \\ \dot{\boldsymbol{\omega}}_k = \frac{M_k}{J_k} + \frac{J_i - J_j}{J_k} \boldsymbol{\omega}_i \boldsymbol{\omega}_j \end{cases} \quad (25)$$

式中, $\ddot{\mathbf{s}}$ ——细长颗粒有加速度, m/s^2 ; $\dot{\boldsymbol{\omega}}_i$ 、 $\dot{\boldsymbol{\omega}}_j$ 、 $\dot{\boldsymbol{\omega}}_k$ ——颗粒角加速度分量, rad/s^2 ; M_i 、 M_j 、 M_k ——力矩分量, Nm ; J_i 、 J_j 、 J_k ——颗粒对随体坐标系坐标轴的转动惯量, $\text{kg} \cdot \text{m}^2$; $\boldsymbol{\omega}_i$ 、 $\boldsymbol{\omega}_j$ 、 $\boldsymbol{\omega}_k$ ——角速度分量, rad/s 。下标: i 、 j 、 k 代表 3 个坐标轴方向。

结合本文的研究对象的具体特征, 本文采用硬球模型处理细长颗粒间碰撞力。硬球模型包括细长颗粒间碰撞判断及受力两部分。本文对文献[11]细长颗粒间碰撞判断进行改进, 将碰撞判断建立在各

离散分段上,从而解决细长颗粒上各部分同时碰撞的问题。思路为对处于同一流体网格内的细长颗粒离散分段进行排序,并根据 Nabu 碰撞概率模型逐一判断每个细长颗粒离散分段会与该网格内哪个细长颗粒离散分段发生碰撞(同一细长颗粒不同离散分段之间的碰撞被排除),则其所归属的 2 个细长颗粒将会发生碰撞,并且这 2 个细长颗粒离散分段即为细长颗粒间碰撞的碰点。此处,将每个细长颗粒离散分段作近似球形处理。细长颗粒分段 i 和同一网格内其他细长颗粒离散分段的碰撞概率 P_i 为:

$$P_i = \sum_{j=1}^N P_{ij} = \sum_{j=1}^N \frac{n_r}{N} \pi D_s^2 G_{ij} \Delta t \quad (26)$$

式中, n_r —— 真实颗粒数; N —— 取样颗粒数; G_{ij} —— 细长颗粒分段 i 和 j 的相对速度, m/s; Δt —— 时间步长。

在细长颗粒离散分段 i 总碰撞概率 P_i 小于 1 时,利用利用随机数 R ($0 < R < 1$) 选取网格内任一细长颗粒离散分段 j ($j = \text{int}[R \times N] + 1$), 如果满足 ($R > j/N - P_{ij}$) 则发生细长颗粒间的碰撞。碰撞模型如下^[11]:

$$\begin{cases} u_i = V_{i0} + (I_i \cdot \omega_{i0}) \times r_i \\ = V_{i0} - r_i \times I_i \cdot \omega_{i0} \\ u_j = V_{j0} + (I_j \cdot \omega_{j0}) \times r_j \\ = V_{j0} - r_j \times I_j \cdot \omega_{j0} \end{cases} \quad (27)$$

$$\begin{cases} (u_i - V)_{\parallel} = r_{i0} [r_{i0} \cdot (u_i - V)] \\ = P_i \cdot (u_i - V) \\ (u_j - V)_{\parallel} = r_{j0} [r_{j0} \cdot (u_j - V)] \\ = P_j \cdot (u_j - V) \end{cases} \quad (28)$$

$$\begin{cases} (u_i - V)_{\perp} = (u_i - V) - (u_i - V)_{\parallel} \\ = (\Pi - P_i) \cdot (u_i - V) \\ (u_j - V)_{\perp} = (u_j - V) - (u_j - V)_{\parallel} \\ = (\Pi - P_j) \cdot (u_j - V) \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{cases} (u_i - V)_{\perp} = V_{i\perp} + \omega_{i\perp} \times r_i \\ = V_{i\perp} - r_i \times J_i^{-1} \cdot (r_i \times m_i V_{i\perp}) \\ (u_j - V)_{\perp} = V_{j\perp} + \omega_{j\perp} \times r_j \\ = V_{j\perp} - r_j \times J_j^{-1} \cdot (r_j \times m_j V_{j\perp}) \end{cases} \quad (30)$$

$$\begin{cases} q_i = m_i A [u_i - (m_i A + m_j B)^{-1} \cdot \\ (m_i A \cdot u_i + m_j B \cdot u_j)] \\ q_j = m_j B [u_j - (m_i A + m_j B)^{-1} \cdot \\ (m_i A \cdot u_i + m_j B \cdot u_j)] \\ q_i + q_j = 0 \end{cases} \quad (31)$$

$$\begin{cases} A = (\Pi - T_i)^{-1} \cdot (\Pi - P_i) + P_i \\ B = (\Pi - T_j)^{-1} \cdot (\Pi - P_j) + P_j \\ T_i = m_i r_i \times J_i^{-1} \times r_i \\ T_j = m_j r_j \times J_j^{-1} \times r_j \end{cases} \quad (32)$$

$$\begin{cases} V_i = V_{i0} - \frac{1}{m_i} (1 + e) q_i \\ \omega_i = \omega_{i0} - (1 + e) J_i'^{-1} \cdot I_i^{-1} \cdot (r_i \times q_i) \\ V_j = V_{j0} - \frac{1}{m_j} (1 + e) q_j \\ \omega_j = \omega_{j0} - (1 + e) J_j''^{-1} \cdot I_j^{-1} \cdot (r_j \times q_j) \end{cases} \quad (33)$$

$$\begin{cases} I_i \cdot J_i'^{-1} \cdot I_i^{-1} = J_i^{-1} \\ I_j \cdot J_j''^{-1} \cdot I_j^{-1} = J_j^{-1} \end{cases} \quad (34)$$

式中, u_i 、 u_j —— 颗粒碰前碰点速度, m/s; V_{i0} 、 V_{j0} —— 颗粒碰前质心速, m/s; I_i 、 I_j —— 坐标转换余弦矩阵; ω_{i0} 、 ω_{j0} —— 碰前颗粒在动坐标系中角速度, rad/s; r_i 、 r_j —— 颗粒质心到碰点的位置矢量, m; V —— 碰点最大压缩形变时速度, m/s; r_{i0} 、 r_{j0} —— r_i 、 r_j 的单位矢量; P_i 、 P_j —— r_{i0} 、 r_{j0} 的并矢张量; q_i 、 q_j —— 冲量, N·s; e —— 恢复系数; ω_i 、 ω_j —— 碰后颗粒在动坐标系中角速度, rad/s; Π —— 定坐标系中的单位张量; $V_{i\perp}$ 、 $V_{j\perp}$ —— 在 r_{i0} 、 r_{j0} 垂直方向的速度变化, m/s; J_i' 、 J_j'' —— 动坐标系中转动惯量张量, J_i 、 J_j —— 定坐标系中转动惯量, $\text{kg} \cdot \text{m}^2$; T_i 、 T_j —— 无量纲对称矩阵; m_i 、 m_j —— 细长颗粒的质量, kg。

壁面碰撞模型此处不再赘述,模型具体内容见文献[16]。

1.1.3 模型计算

流场-颗粒场双向耦合两相程序全部由 C++ 实现。流场采用基于同位网格的 Simple 方法计算。首先计算单相流场启动程序的计算,获得细长颗粒曳力计算的流场;每个时间步求解细长颗粒受力、运动方程从而获得细长颗粒的平动及转动轨迹。每隔一定时间步,计算细长颗粒离散分段在当地流场网格中所占的体积份额、当地流场所受反作用力以及 κ - ε 模型中的源项,从而计算 N-S 方程、 κ - ε 方程以更新气相场^[10]。这样,气相场和固相场连续交替耦合求解。

1.2 数值模拟参数及条件

本文数值模拟对象为一矩形提升管内的细长

颗粒两相流场,提升管的尺寸为 $0.5\text{ m}\times 0.5\text{ m}\times 3\text{ m}$ (水平方向坐标范围为 $0\sim 0.5\text{ m}$,中心坐标为 $(0.25, 0.25)$)。实验床体的布风板为透明玻璃,孔径 12 mm ,开孔率为 30% ;考虑到整套流化床系统的复杂性以及该实验的目的,该实验流化系统装置只包括风室及提升管(床体),且提升管上端开口。实验细长颗粒为实心的密度、外形均匀性良好的白杨木材质的火柴棒(头部被除去)。每隔 0.01 s ,从提升管入口处放入一定数量的 4 种长径比的细长颗粒,并按一定级配由床层底部放入。实验时,在床层放足量的实验细长颗粒。设计入口风速为 5 m/s 。实际的工作条件如表 1 所示。细长颗粒长径比分别为 6、8、10 和 12,级配为 $1:1:1:1$ 。

表1 实际的工作条件

Table 1 Actual conditions

参数	数值
空气密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1.205
秸秆密度/ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	6.0×10^2
细长颗粒直径/ m	9×10^{-3}
提升管高度/ m	3
细长颗粒初速/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	0
细长颗粒初始角速度/ $\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$	$0\sim 2$

2 数值模拟结果与分析

2.1 细长颗粒流化数值模拟图

图 1 和图 2 分别为按 $1:1:1:1$ 配比的 4 种不同长径比(分别为 6、8、10、12)的细长颗粒物料流化运动的数值模拟图和实验照片。当细长颗粒到达提升管出口之后,提升管内细长颗粒的数量基本保持在 $10000\sim 11000$ 个。受实验条件限制,实验过程中无法在提升管内放入过多的细长颗粒,并且无法全景抓拍整个实验提升管。这导致实验颗粒数量相较数值模拟颗粒数量小很多,因而图 1 与图 2 略有差异。但是,提升管内沿轴向中心区域数量浓度略低于四周区域数量浓度以及细长颗粒数量浓度分布不均匀,细长颗粒在向上运动过程中伴随着明显旋转等特征一致。

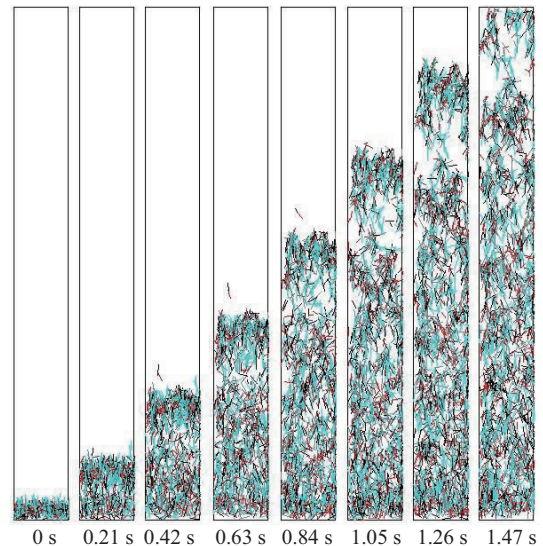


图1 提升管内不同时刻的细长颗粒流化运动模拟图(5 m/s)

Fig. 1 Simulation of fluidizations of slender particles in riser at different time (5 m/s)



图2 提升管内不同时刻的细长颗粒流化运动照片(5 m/s)

Fig. 2 Photos of fluidization of slender particles in riser at different time (5 m/s)

2.2 提升管内细长颗粒的取向分布

取向分布(OI)是指细长颗粒在流化运动过程中以各种角度姿态运动的细长颗粒数量相对细长颗粒总数的百分比。这里,角度姿态是指细长颗粒主轴与流场主流速度方向(提升管高度方向)之间的夹角。为验证模型,本文实验提取细长颗粒的取向分布数据,并将其与数值模拟结果进行比较。由于实验获得细长颗粒的取向分布存在较多的困难,因此本文采用简化的办法,对实验照片上测量出来的与实际细长颗粒长度相差较小的细长颗粒(误差在 10% 以内),近似认为其与拍摄平面平行,那么此时通过平面测量就可获得细长颗粒主轴与 z 轴间的

夹角(θ)。但采用这种处理方法时,提升管内细长颗粒的数量不能过多,否则细长颗粒均团聚在一起,无法提取实验数据。并且从照片上提取的符合条件的细长颗粒数量也较少,因此实际符合条件的采样数据相对较少。图3显示提升管内细长颗粒流化运动过程中取向分布的实验和数值模拟结果。从图3中可看出,数值模拟结果与实验结果较为吻合,细长颗粒向上运动时,其主轴与 z 轴间夹角多数较小,即细长颗粒多以与 z 轴近于平行的姿态向上运动。

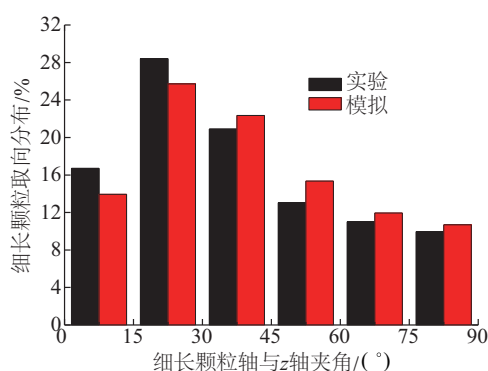


图3 提升管内细长颗粒的取向分布

Fig. 3 Orientation distribution of slender particles in riser

2.3 提升管内径向的细长颗粒数量浓度分布

颗粒在流化床内的数量浓度分布一样是气固两相流研究的重要内容之一。由于该气固两相流是非稳态两相流动,并且伴随着细长颗粒间的碰撞,因此两相流动参数时刻发生着变化。因此,本文所有数据均为几个时刻的数据的平均值。图4为1.48、1.51、1.54和1.57 s时刻整个提升管内不同径向区域的细长颗粒数量浓度分布的平均值。由于水平方向坐标范围为0~0.5 m,中心坐标为(0.25, 0.25),因此由0.25~0.50为由中心到四周区域。由图4可知,细长颗粒沿径向的数量浓度分布与球形颗粒的有较大相似之处,由中心向四周壁面方向,细长颗粒的数量浓度逐渐增加,并在最靠近近壁区的区域达到最大值,并在近壁区略有下降。总体而言,壁面附近区域的细长颗粒数量浓度远大于径向中心区域的细长颗粒数量浓度。由此可知,细长颗粒在流化运动过程中存在着由中心向四周区域的水平迁移,即在细长颗粒上升运动过程中伴随着细长颗粒由中心向四周的水平运动。这是因为径向

上流场速度梯度由四周指向中心。

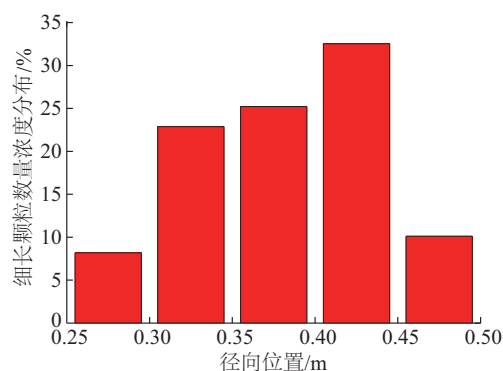
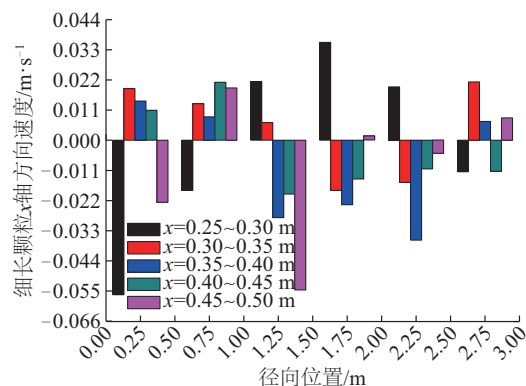


图4 提升管内不同径向区域的细长颗粒数量浓度分布

Fig. 4 Number concentration of slender particles in different radial regions in riser

2.4 沿径向的细长颗粒的速度分布

颗粒两相流研究中,颗粒的速度分布是一项非常重要的研究内容。本文通过提取不同时刻的两相流场中的细长颗粒的速度分布数据,对细长颗粒的速度分布进行研究。图5为0.2~0.3 m、0.7~0.8 m、1.2~1.3 m、1.7~1.8 m、2.2~2.3 m、2.7~2.8 m这6个高度位置上,不同径向区域,1.48、1.51、1.54和1.57 s时刻的细长颗粒平均速度的平均值。这里的平均速度是指某高度上某区域里面所有细长颗粒的速度的平均值。由图5a和图5b可知,显然细长颗粒水平方向的速度较小,在-0.055~0.044 m/s范围内,但速度分布的随机性较强,并且径向向中心区域的大致要高于近壁区的。这或许是因为细长颗粒间相互碰撞以及细长颗粒的存在导致的流场的紊乱导致的。由图5c可知,由于沿着流场速度方向,因此高度方向上的细长颗粒速度相比水平方向要高很多;在任何高度上,沿径向方向上,中心区域的向上



a. x 轴方向的颗粒速度分布

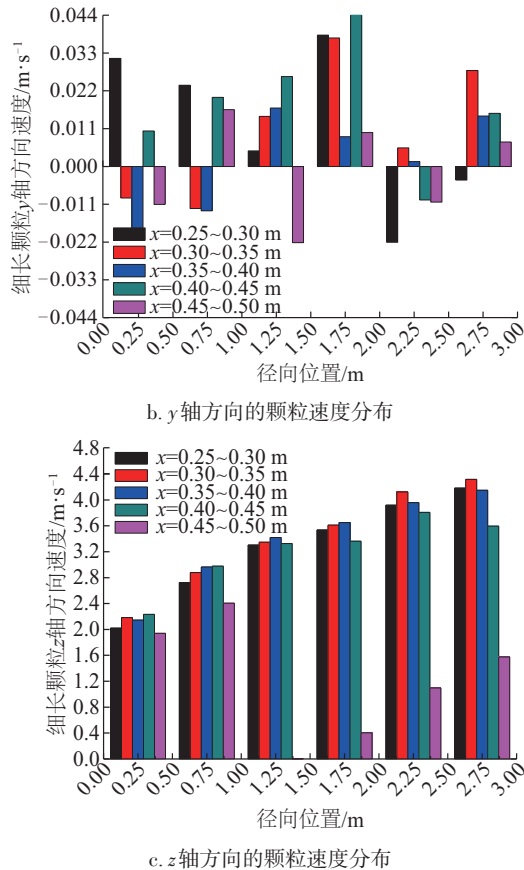


图5 不同高度上不同径向位置处的细长颗粒速度

Fig. 5 Velocities of slender particles in different radial regions at different heights

运动速度明显高于近壁处的速度,但向上速度的最大值并非出现在径向中心处;沿高度方向,近壁处的细长颗粒速度先减小然后略有增加。

2.5 沿径向的细长颗粒的角速度变化

由于细长颗粒外形上非各向同性,细长颗粒的旋转角速度相对球形颗粒差异较大,因此对细长颗粒的旋转角速度要单独进行研究。但是,实验获取细长颗粒的旋转角速度几乎不可能。本文通过提取模拟过程中不同时刻的细长颗粒的角速度数据,对细长颗粒的角速度进行研究分析。图6为0.2~0.3 m、0.7~0.8 m、1.2~1.3 m、1.7~1.8 m、2.2~2.3 m、2.7~2.8 m这6个高度位置上,不同径向区域,1.48、1.51、1.54和1.57 s时刻的细长颗粒角平均速度的平均值。首先,比较图6a、图6b和图6c发现,在任何区域,细长颗粒旋转角速度在z轴上的投影值(0.766~1.073 rad/s)较x轴、y轴上的投影值

(0.84~3.125 rad/s)要低,即细长颗粒在高度方向上的旋转速度要低于水平方向上的旋转角速度。由图5a、图5b可知,在水平方向上,细长颗粒的旋转角速度的分布呈较强的随机性,但在大多数区域,近壁区的旋转角速度较其他区域要大,这或许是由于该区域的细长颗粒与壁面的碰撞导致的,而这种

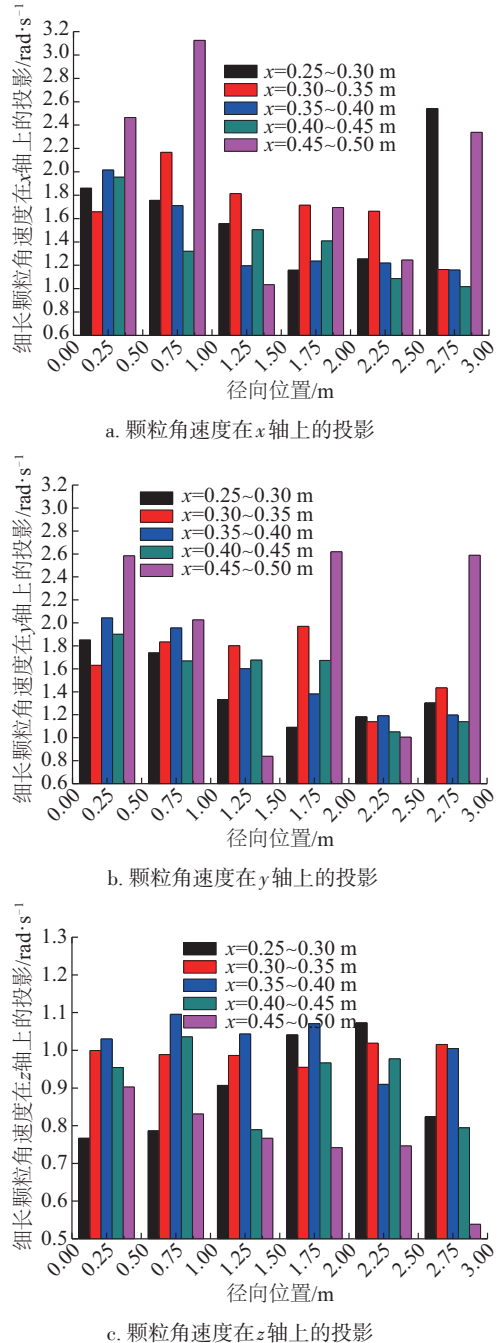


图6 不同高度上不同径向位置处的细长颗粒角速度

Fig. 6 Angle velocities of slender particles in different radial regions at different heights

随机性或许也是由于细长颗粒间相互碰撞以及细长颗粒的存在导致的流场的紊乱导致的;随着高度的增加,细长颗粒的旋转角速度有总体呈下降的趋势。由图 6c 可知,沿高度向上,近壁区的 z 轴方向的旋转角速度渐趋减小,而中心处的旋转角速度则呈先渐趋增加,在并出口附近区域有一定程度的减小;径向上, z 轴方向的旋转角速度并不出现在径向中心区域或近壁处,而是出现在两者之间的区域。

2.6 沿径向的细长颗粒间碰撞率分布

浓相或半浓相细长颗粒在流化运动过程中伴随着强烈的颗粒间碰撞,这将导致颗粒的团聚、旋转角速度以及速度的大小及方向的改变,并导致两相流场的改变。因此,分析研究细长颗粒在两相流场中的碰撞分布特性具有重要的意义。图 7 为 0.2~0.3 m、0.7~0.8 m、1.2~1.3 m、1.7~1.8 m、2.2~2.3 m、2.7~2.8 m 这 6 个高度位置上,不同径向区域,1.48、1.51、1.54 和 1.57 s 时刻的细长颗粒间碰撞率的平均值。由图 7 可知,沿高度向上,径向中心区域的颗粒间碰撞率呈上升趋势,但始终小于同高度上其他径向区域的碰撞率;径向上,细长颗粒间碰撞率最高区域为径向中心区域与近壁区之间的区域,这与细长颗粒的径向数量浓度分布大致相当。

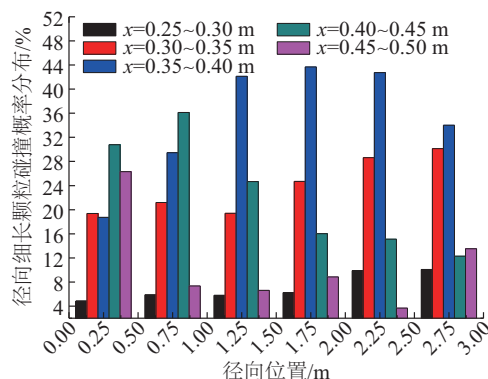


图7 不同高度上不同径向位置处的细长颗粒间碰撞概率

Fig. 7 Collision frequency distribution of slender particles in different radial regions at different heights

3 结 论

本文针对目前基于细长颗粒气固两相流双向耦合模型的细长颗粒流化特征研究较为缺乏的现状,通过引入拉格朗日时间尺度与 κ - ε 模型的耦合关联式,构建细长颗粒与湍流场间的双向耦合关系,

从而构建细长颗粒气固两相流多向耦合模型,并采用该模型对一细长颗粒气固两相流场进行数值模拟研究。研究表明:

1)细长颗粒的径向数量浓度分布呈中间浓度低,四周浓度高,细长颗粒在流化运动过程中伴随有较显明的水平迁移。

2)细长颗粒水平方向的速度较小,且大小及方向的分布具有较强的随机性;高度方向上的速度,近壁区的细长颗粒的速度明显小于其他区域,但径向速度最大值并非出现在中心区域。

3)细长颗粒水平方向上的旋转角速度大于高度方向上的旋转角速度;在多数区域,近壁区的细长颗粒水平方向的旋转角速度大于其他区域。

4)沿径向区域,中心区域颗粒间碰撞的可能性小于其他区域。

[参考文献]

- [1] 杨 炜, 林建忠. 纤维悬浮流中纤维取向分布和流变特性研究[J]. 水动力学研究与进展, 2011, 26(1): 116—122.
- [1] Yang Wei, Lin Jianzhong. Research on the fiber orientation distribution and rheological property in the fiber suspensions [J]. Chinese Journal of Hydrodynamics, 2011, 26(1): 116—122.
- [2] Kodam M, Bharadwaj R, Curtis J, et al. Cylindrical object contact detection for use in discrete element method simulations. Part I- Contact detection algorithms[J]. Chemical Engineering Science, 2010, 65 (22): 5852—5862.
- [3] 陶 贺, 钟文琪, 金保昇. 采用多元颗粒模型对圆柱形颗粒在移动床中流动的离散单元法直接数值模拟[J]. 中国电机工程学报, 2012, 32(17): 13—19.
- [3] Tao He, Zhong Wenqi, Jin Baosheng. Discrete element modeling of cylindrical particle flowing in the moving bed by multi-element particle model[J]. Proceedings of the CSEE, 2012, 32(17): 13—19.
- [4] 王浩明, 赵海波, 郑楚光. 格子波尔兹曼两相流模型模拟椭圆纤维捕集颗粒过程[J]. 中国电机工程学报, 2013, 33(8): 1—8.
- [4] Wang Haoming, Zhao Haibo, Zheng Chuguang. Simulation of particle capture process for elliptical fibers by Lattice-Boltzmann two-phase flow model[J]. Proceedings of the CSEE, 2013, 33(8): 1—8.
- [5] Mongruel A, Lecoq N, Wajnryb E, et al. Motion of a spherocylindrical particle in a viscous fluid in confined geometry[J]. European Journal of Mechanics, 2011, 30

- (4): 405—408.
- [6] Hsu Jyh-Ping, Chen Wei-Jyh, Tseng Shiojenn. Sedimentation of a cylindrical particle in a Carreau fluid [J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2005, 286 (1): 392—399.
- [7] Robinson M, Ramaioli M, Luding S. Fluid-particle flow simulations using two-way-coupled mesoscale SPH-DEM and validation [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2014, 59: 121—134.
- [8] Chiesa M, Mathiesen V, Melheim J A, et al. Numerical simulation of particulate flow by the Eulerian-Lagrangian and the Eulerian-Eulerian approach with application to a fluidized bed [J]. *Computers & Chemical Engineering*, 2005, 29(2): 291—304.
- [9] Clarke R J, Jensen O E, Billingham J, et al. Three-dimensional flow due to a microcantilever oscillating near a wall: An unsteady slender-body analysis [J]. *Proceedings of the Royal Society A Mathematical Physical & Engineering Sciences*, 2006, 462: 913—933.
- [10] Despeyroux A, Ambari A, Richou A B. Wall effects on the transportation of a cylindrical particle in power-law fluids [J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2011, 166(19-20): 1173—1182.
- [11] Cai Jie, Yuan Zhulin, Zhao Xiaobo, et al. Numerical research on flow features of gas-solid flow of cylindrical particles [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2016, 41(35): 15859—15867.
- [12] Wen C Y, Yu Y H. Mechanics of fluidization [J]. *Chemical Engineering Progress: Symposium Series*, 1966, 162: 100—111.
- [13] Tran-Cong S, Gay M, Michaelides E E. Drag coefficients of irregularly shaped particles [J]. *Powder Technology*, 2004, 139(1): 21—32.
- [14] Elgobashi S. Particle-laden turbulent flows: Direct simulation and closure models [J]. *Applied Scientific Research*, 1991, 48(3-4): 301—314.
- [15] Simonin O, Deutsch E, Minier J P. Eulerian prediction of the fluid/particle correlated motion in turbulent two-phase flows [J]. *Applied Scientific Research*, 1993, 51 (1-2): 275—283.
- [16] 蔡 杰, 彭正标, 吴 暄, 等. 壁面约束对气固两相流中细长颗粒流化特性影响的数值研究 [J]. *中国电机工程学报*, 2008, 28(23): 71—74.
- [16] Cai Jie, Peng Zhengbiao, Wu Xuan, et al. Simulation study on the effects of wall on the fluidizing features of slender particles in gas-solid flows [J]. *Proceedings of the CSEE*, 2008, 28(23): 71—74.

NUMERICAL STUDY ON FLUIDIZED BEHAVIORS OF SLENDER PARTICLES BASED ON GAS-SOLID TWO-WAY COUPLING

Cai Jie¹, Zhao Xiaobao¹, Geng Fan²

(1. *Engineering Laboratory for Energy System Process Conversion and Emission Control Technology of Jiangsu, Nanjing Normal University, Nanjing 210042, China*; 2. *School of Electrical and Power Engineering, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China*)

Abstract: In this paper, on the basis of the three-dimensional single-way coupling model of slender particle two-phase flow, by using the coupling correlation between Lagrangian time scales and κ - ε model, a three-dimensional two-way coupling model of slender particle two-phase flow was established. And this model was verified by experimental research. A genuine cold-state slender particle two-phase flow field was studied using the model. It was found that in radial direction, the number concentration of slender particles gets higher from centre to periphery. The direction and value of horizontal velocity of slender particles is lower than those of vertical velocity of slender particles, and the direction and magnitude of horizontal velocity is randomly distributed. The horizontal angle velocity of slender particles is higher than the vertical angle velocity, the horizontal angle velocity is randomly distributed, and the vertical angle velocity in near-wall regions increases gradually with increment of height. In radial direction, the collision frequency between slender particles in centre regions is much lower than in other regions.

Keywords: fluidized behaviors; slender particle gas-solid two-phase flow; two-way coupling; Lagrangian time scales; numerical analysis