

生物质粉料气力输送过程中颗粒运动的数值模拟

赵宇, 严永林

(中南林业科技大学, 湖南长沙410000)

摘要：针对生物质粉料气力输送能耗高的问题，建立输送管内两相流数学模型。使用Fluent软件仿真，分析颗粒在不同风速下水平输送管道和竖直输送管道内的受力和运动轨迹。为生物质粉料的输送管道设计提供重要依据。

近年来，能源危机、空气污染等问题逐渐受到世界各国的重视。生物质能源因具有清洁、易获取、容易运输和储存、热效率较高等特点受到广泛的关注。从生物质原料至成品颗粒要经过原材料粉碎、干燥、压模成型等几个工序。目前一般采用气力运输完成原料粉碎后的输送及干燥。分析输送管道内粉料颗粒和气体两相流运动规律，对保证管道良好的输送性能，防止管内结垢堵塞，降低能耗具有重要的作用。

目前国内关于气力输送的研究较多，例如：许盼等通过研究水平管道和竖直管道内的压降情况得出竖直管道内固相的摩擦系数大于水平管道[1]；王思佳等对生物质粉料的气力输送试验研究，得出固气比与输送压差的关系[2]；李晟等通过气固两相流理论和多元回归方法，得到在不同总压降、载气风量和流化风量下质量流量的计算公式[3]。但生物质颗粒在管道内的运动轨迹的研究文献较少。本文通过数值模拟分析气力输送管道内颗粒的运动轨迹、受力情况及颗粒分布，为管道设计提供重要依据。

1数值分析和模型

1.1粉料颗粒物理性质

本文取木质粉料作为研究对象，通常含水量为10%~15%。根据文献[3]，颗粒物理性质如表1所示：

表1 粉料颗粒物理性质

项目名称	参数
材质	木质
含水率/%	12
平均粒度/mm	0.27
粉料颗粒密度/(kg/m ²)	534
堆积密度/(kg/m ²)	394.8

1.2数值分析

1) 计算固相体积分数

固相的体积分数是研究两相流重要参数之一。固相体积分数计算公式为：

$$\eta = \frac{V_g}{V} = \frac{V_g}{V_g + V_s} \quad (1)$$

式中： η —固相体积分数；

V_g —固相体积， m^3 ；

V_s —气相体积， m^3 ；

V —两相体积和， m^3 。

文献[1]中气体流速在7m/s时，载荷量最大，为 30kg/m^2

。结合公式（1）及表1计算得 $\eta=0.07$ ，即生物质粉料在管道输送中的最大体积分数为7%。因此本文的模型可以忽略固相颗粒间的相互碰撞和颗粒对气体流场的影响。

2) 构建数学模型模型

气相连续性方程

$$\frac{(u_x)}{\partial x} + \frac{(u_y)}{\partial y} + \frac{(u_z)}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

其中 u_x, u_y, u_z 为 x, y, z 方向的瞬时分量。

气相动量方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} + f_i \quad (3)$$

式中: t —时间, s;

p —作用在流体微元体上的压力, Pa;

f_i —作用在微元体上的体积力, N。

标准 κ - ε 运输方程

湍动能 κ 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\kappa u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] \\ &+ G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M \end{aligned} \quad (4)$$

湍动能耗散率 ε 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \\ &+ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \end{aligned} \quad (5)$$

式中: ρ —流体密度, kg/m³;

u_i —流速, m/s;

κ —湍流动能, J;

μ —流体动力黏度, Pa·s;

μ_t —流体湍流黏性系数;

ε —湍流耗散率;

G_k —平均速度梯度引起的湍动能, J;

G_b —外表浮力引起湍动能, J;

Y_M —可压缩气体膨胀引起的能量耗散率;

$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$ —常数;

$\sigma_\kappa, \sigma_\varepsilon$ —紊流普朗特数。

3) 粉料颗粒运动控制方程

颗粒在气体内受到惯性力、曳力、附加质量力、压力梯度力、Basset力、重力、浮力、Magnus力、马塞特力、Saffman升力，它们对颗粒的合力为0N。则颗粒运动控制方程可表示为：

$$F_i = F_d + F_f + F_{Ba} + F_{Sa} + F_{Ma} + F_g + F_b \quad (6)$$

颗粒惯性力表达式为:

$$F_i = \frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho_p \frac{du_p}{dt} \quad (7)$$

式中: d_p —颗粒直径, m;

ρ_p —颗粒密度, kg/m^3 ;

u_p —颗粒速度, m/s。

曳力是颗粒相对气体运动, 从而使颗粒受到的气体的作用力。表达式为:

$$F_d = d_p^2 \rho u^2 f(Re_i)$$

上可改写为:

$$F_d = \xi A \rho \frac{u^2}{2} \quad (8)$$

式中: ξ —阻力系数, 表达式为 $\xi = \frac{\pi}{8} f(Re_i)$, 其中

$Re_i = \frac{\rho u d_p}{\gamma}$, 在湍流中 $\xi = 0.44$;

A —颗粒的迎流面积, m^2 , $A = \frac{\pi}{4} d_p^2$;

u —颗粒与气体的相对速度, m/s;

ρ —气体密度, kg/m^3 ;

γ —气体黏性系数。

附加质量力是颗粒作加速运动, 引起周围气体加速。气体的惯性力表现为对颗粒反作用力。表达式为:

$$F_f = \frac{\pi d_p^3}{12} \rho a \quad (9)$$

式中: a —相对加速度, m/s^2 。

Basset 力是随时间变化的作用力, 是颗粒在气体中作加速运动, 气体的惯性使颗粒的表面附层不稳定所产生的力。表达式为:

$$F_{Ba} = \frac{3}{2} d_p^2 (\pi \rho \mu)^{\frac{1}{2}} \int_{t_0}^t (t - \tau)^{-\frac{1}{2}} \frac{du}{d\tau} d\tau \quad (10)$$

Saffman 升力是颗粒与气体存在速度差, 气体的速度梯度垂直于颗粒的运动方向, 导致颗粒两侧的气体流速不一样, 产生由低速指向高速的升力。对雷诺数大于 1 的工况, Saffman 升力尚没有成熟的表达式, 雷诺数小于 1 时 Saffman 升力的表达式为:

$$F_{Sa} = 1.61 d_p^2 (\rho \mu)^{\frac{1}{2}} u \left| \frac{dv}{dy} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Magnus 力是颗粒在气体中旋转, 造成垂直于

颗粒与气体相对速度方向的升力。其表达式为:

$$F_{Ma} = \frac{1}{8} \pi d_p^3 \rho \omega u \quad (12)$$

压力梯度力是流场中的压力梯度引起的作用力。表达式为:

$$F_p = -\frac{\pi d_p^3}{6} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (13)$$

颗粒所受重力、浮力表达式为:

$$F_g = \frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho_p g \quad (14)$$

$$F_b = \rho v g = \frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho g \quad (15)$$

对颗粒的受力做以下分析。选取重力作为参考,重力比浮力大两个数量级,可忽略浮力影响。本文假设颗粒为光滑的球形,直径为颗粒粒度,所受外力矩为 $0\text{N} \cdot \text{m}$,故忽略Magnus力。根据文献[5]忽略Basset力。本文气体为低流速气体,颗粒与气流的相对加速度较小,空气密度低于粉料颗粒小两个数量级,可忽略附加质量力。尽管目前还没有雷诺数大于1的Saffman升力表达式,但根据它的定义同时参考式(11)可知,流场速度梯度越大,Saffman升力越大。由式(13)可知,压力梯度力与流体压力梯度相关,流场压力梯度越大,压力梯度力越大。由式(7)、(8)、(14)可知,颗粒受到的重力、曳力、惯性力与颗粒本身的性质和运动状态有关。

4) 粉料颗粒在竖直管道内临界风速计算

粉料颗粒在输送管道内的运动状态可以分为悬浮流、底密流、疏密流、停滞流、部分流、柱塞流[6-8]。悬浮流、底密流、疏密流均属于悬浮状态输送,输送条件好的情况下不会对输送管道造成堵塞。其中疏密流要求的风速最低,这种保持粉料颗粒悬浮的风速称为临界风速。

目前关于竖直管道内的临界风速计算公式已经达到70多种。目前工程上常用的计算公式有:M.李伐公式、O.M托杰斯关系式、李森科提出的图解法、罗曼科夫提出的通用关联公式、普拉诺夫斯基提出的通用公式。本文选取普拉诺夫斯基通用公式计算在竖直向上管道内使颗粒悬浮的临界风速,以此为基点展开讨论。

将本文表1所示颗粒性质,并取气

温 20°C ,标准气压下的空气动力黏度 $17.8 \times 10^{-6} \text{Pa} \cdot \text{s}$,密度 1.2kg/m^3 等数值代入普拉诺夫斯基通用公式计算。

阿基米德数表达式:

$$Ar = \frac{d_p^3 g (\rho_p - \rho)}{v^2 \rho}$$

式中 v 为空气运动粘性。由于 $\rho_p > \rho$, 上式表示为:

$$Ar = \frac{d_p^3 g \rho_p}{v^2 \rho} \quad (16)$$

临界风速下颗粒流动雷诺数表达式为:

$$Re = \frac{\sqrt{367 + k_3 Ar \omega^{4.75}} - 19.15}{0.588 k_3}$$

式中: k_3 —颗粒形状修正系数, 本文假设颗粒为球形 $k_3 = 1$;

ω —床层孔隙率, 变化范围为 0.4~1.0, 其估算表达式为:

$$\omega = \left(\frac{(18Re + 0.36Re^2)}{Ar} \right)^{0.21}$$

代入相关数值, 计算得 $\omega = 0.965$, 计算结果与悬浮流的取值 1 接近。本文主要讨论悬浮流, 所以 ω 取 1。

则 Re 简化为:

$$Re = \frac{\sqrt{367 + Ar} - 19.15}{0.588} \quad (17)$$

颗粒流态化临界速度表达式为:

$$u_{kp} = \frac{Re v}{d_p} \quad (18)$$

由式(16)、(17)、(18)解得 $u_{kp} = 0.7 \text{ m/s}$ 。由于普拉诺夫斯基通用公式为经验公式, 本文设 u_{kp} 为 1 m/s 。

1.3建立几何模型

管道模型如图1所示。为了让粉料颗粒与气流发展充分，适当的延长竖直管道和水平管道的长度。采用四面体非结构网格划分，该网格适用于离散曲面等任何复杂的几何形状，网格划分如图2所示。

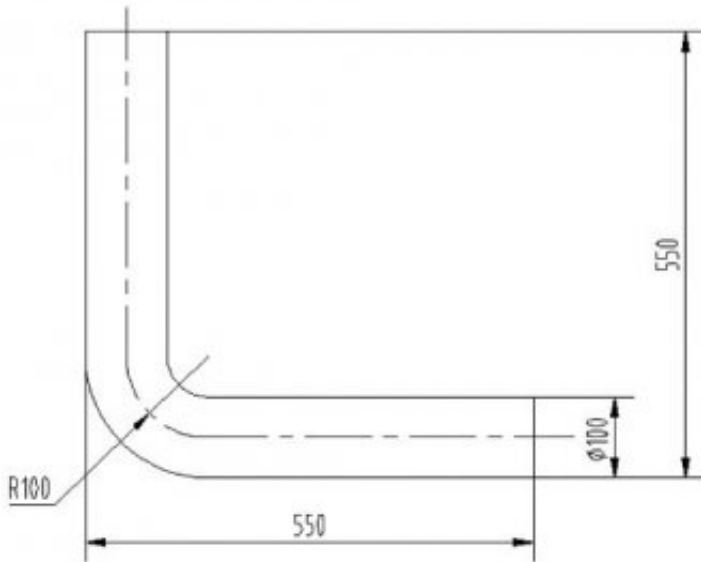


图1 L型管道几何模型



图2 L型管道网格划分

1.4计算方法与初始条件

商业软件FLUENT中DPM模型适用于模拟离散相体积分数小于10%的颗粒运动。该模型遵循Euler-Lagrange法，将流体相视为连续体，使用拉格朗日法追踪颗粒运动。

木质粉料颗粒的性质取表1所示参数，为简化模型假设如下：1) 粉料颗粒为理想球形；2) 外界大气压101325Pa；3) 气流马赫数低于0.3，假设气体不可压缩；4) 忽略温度变化对流场的耦合影响；5) 粉料颗粒在入口均匀分布，与气体流速相同；6) 重力加速度 9.8m/s^2 ，竖直向下。其他初始条件和边界条件设置为表2所示：

表2 初始条件和边界条件设置

项目	参数设置
模型类型	DPM 模型
时间	稳态分析
入口边界类型	速度入口
出口边界类型	压力出口
入口风速/(m/s)	-1、1、2、3、5、8
粉料颗粒注入速度/(m/s)	-1、1、2、3、5、8
壁面条件	反射,无滑移壁面

1.5模拟结果及分析

首先根据上文竖直管道内的临界风速，模拟与重力反向的输入气体的颗粒轨迹，速度大小为1m/s。颗粒轨迹的模拟结果如图3所示：

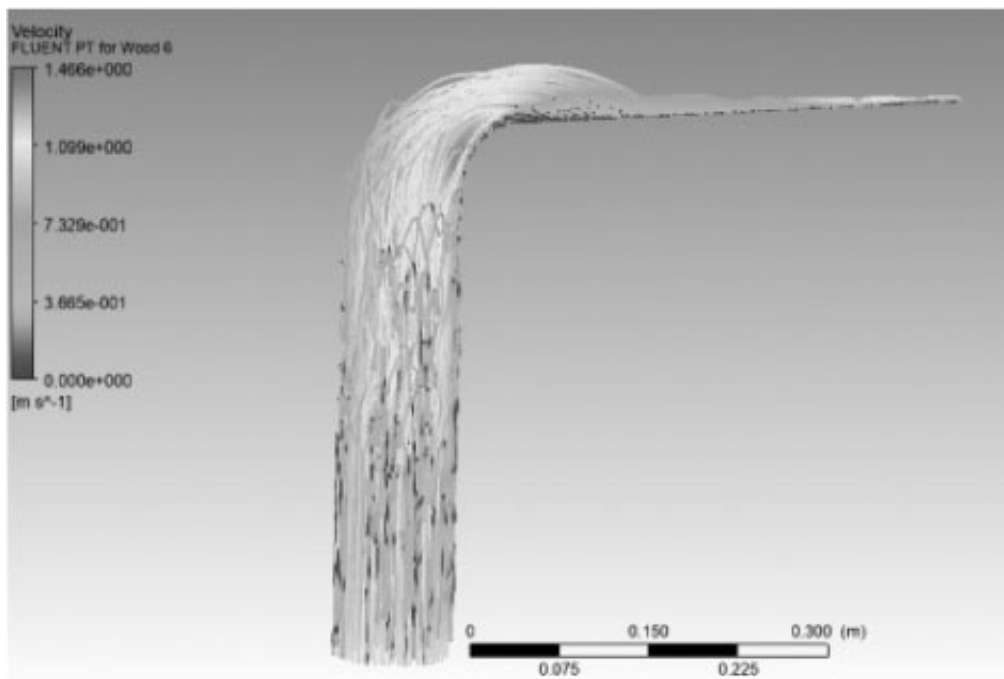


图3 颗粒运动轨迹图

由图3模拟结果可知，颗粒在竖直管道内处于悬浮状态，符合上文临界速度的计算。但由于风速过小导致水平管道内颗粒沉降至管底。

改变输入速度分别为1m/s、2m/s、3m/s、4m/s、8m/s，竖直向下。颗粒轨迹模拟结果如图4所示。

选取具有代表性的输入速度为2m/s和8m/s的气体速度矢量图，如图5所示。

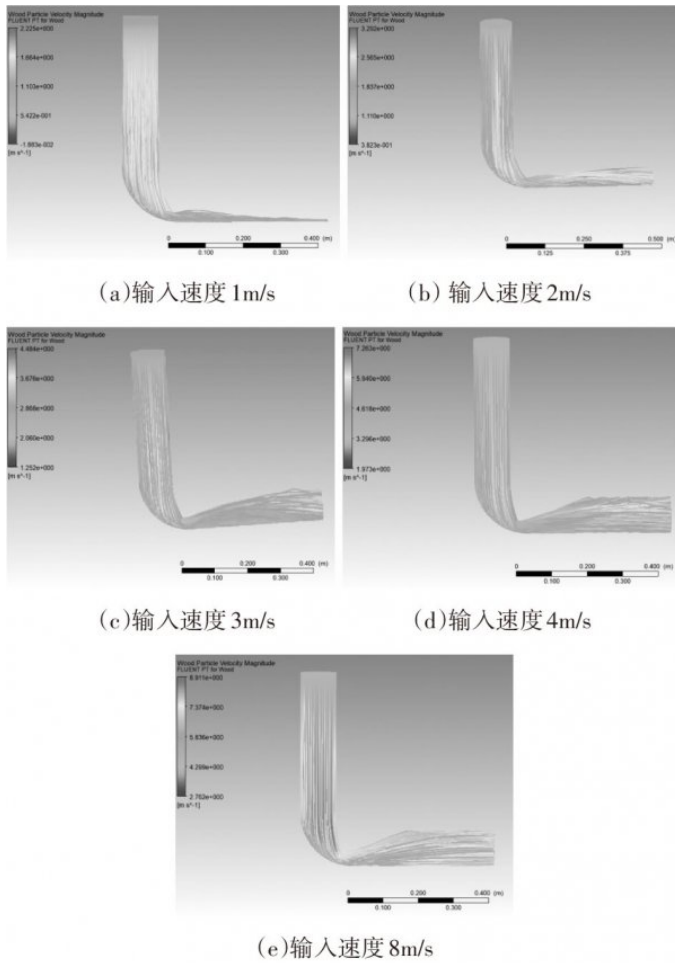


图4 不同输入速度下的颗粒轨迹图

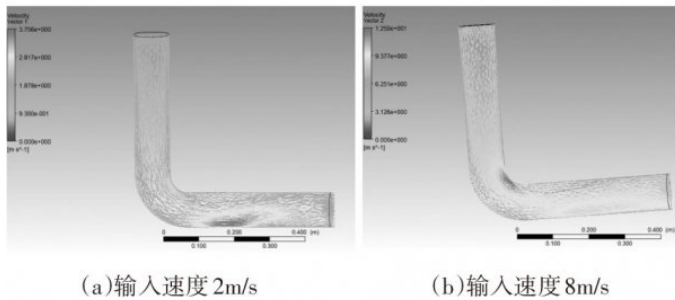


图5 气体速度矢量图

输入速度为2m/s、8m/s时的气体总压云图如图6所示。

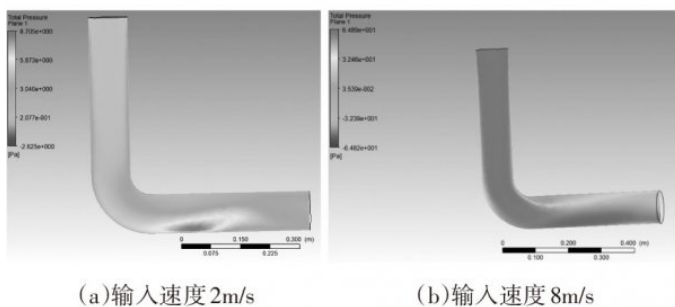


图6 气体总压云图

由图3可知, 在1m/s的较低风速下, 实现了竖直管内颗粒的流态化, 这与临界风速的计算结果相符。但颗粒速度较小, 近壁面颗粒回落。颗粒输送至水平管道后有抛射, 随后颗粒落入水平管道并不再扬起。该风速不符合气力输送要求。

由图5 (a~b) 可知, 竖直管道内的气流速度在近壁面较小, 速度梯度较大, 而远壁面局部范围内气流流速均匀。弯管及水平管道内, 速度变化值幅度不大, 结合本文粉料颗粒粒径为0.27mm, 颗粒两侧的气流速度差不会很大, 因此可忽略Saffman升力。由图6 (a~b) 可知, 流场内压力梯度基本和速度梯度相同, 忽略压力梯度力对颗粒的影响。

首先分析各输入速度下竖直管道内的颗粒轨迹、速度矢量、压力。由图4 (a~e) 可知, 轨迹平行度较高, 颗粒浓度分布均匀。颗粒速度输入管道后加速, 同时越靠近管中心速度越大。在竖直管道内, 悬浮颗粒主要受重力和曳力的影响, 重力大于曳力, 曳力表现为阻力。周围壁面的摩擦对颗粒的运动影响很大。

由图4 (a~e) 可知, 在弯管处所有颗粒以一定的速度撞击弯管壁面, 撞击前后的小段区域轨迹折射角等于入射角, 在弯管后半截上空形成“轨迹真空区域”。由于撞击导致的动能损耗, 使撞击后颗粒速度低于气体流速, 颗粒对气流表现出较差的追随性。

颗粒经过弯管碰撞后有“扬起”的过程, 初始输入速度越大, 扬起角度越大, 即颗粒扬起越快。在本模型中的竖直管道内各颗粒轨迹线平行, 如果忽略气体“阻力”, 入射角应等于折射角, 即各图的轨迹线的扬起角应相同。造成扬起角度不同的原因是碰撞过程中的颗粒动能损失: 初速度越大动能损失越多, 颗粒与流体的速度差越大, 曳力的作用越明显, 扬起角越大。

颗粒在水平管后半段运动轨迹及分布分析:

1) 当输入速度为1m/s时, 颗粒扬起随后落下, 落下后没有再扬起, 颗粒失去被气流悬浮的能力, 部分颗粒在管底的速度为0m/s, 该特征表现为停滞流。在实际应用中, 颗粒的群体运动为停滞—聚集—吹走的沙丘式移动, 极易堵塞管道。

2) 当输入速度为2m/s时, 颗粒获得了悬浮能力, 但颗粒扬起角度较小, 稳定后轨迹上下疏密不均, 轨迹高度小于管径。在水平管道后段, 颗粒轨迹有下降的趋势。这是由于气体悬浮力不足以抵消颗粒所受重力, 部分颗粒停留在管道底部滑动。以上特征表现为疏密流, 该风速是使颗粒在水平管道流态化的临界风速。在实际应用中, 颗粒在管道内的表现为碰撞—悬浮。由于与管壁碰撞时间极短, 颗粒大部分时间仍处于悬浮状态。在管道内壁质量理想, 是最省能的输送方式。

3) 输入速度增大至3m/s时, 颗粒扬起角度增大, 图4 (c) 扬起角明显大于图4 (b) 扬起角。越靠近管底, 颗粒分布越密, 该特征表现为底密流。

4) 输入速度为4m/s、8m/s时, 比较它们的轨迹图, 图4 (d) 和图4 (e), 扬起角度变化不明显, 水平管道内的轨迹线基本相同, 该特征表现为悬浮流。悬浮流颗粒分布好, 但要求的风速较高, 能耗较高, 管道磨损较大。

2结论

1) 在管道内悬浮生物质粉料颗粒主要受重力、惯性力、曳力。

2) 粉料在竖直管道内需要的流态化风速低于水平管道内的流态化风速, 设计管道时可不考虑风速对竖直管道输送性能的影响。

3) 为保证输送性能, 降低输送能耗, 在保持一定的风速下应降低粉料颗粒的粒径。同时较低风速下管道底部颗粒分布密集, 应尽量保证管道内壁光滑。

参考文献:

[1]许盼, 陈晓平, 梁才, 等.生物质高压密相输送特性试验研究[J].工程热物理学报, 2012, 33 (5): 801-804.

[2]王思佳, 靳世平, 黄芬霞, 等.生物质粉末气力输送特性试验研究[J].工业加热, 2016, 45 (6): 45-48.

- [3]李晟, 靳世平, 舒朝晖, 等. 生物质粉料的气力输送能力实验研究[J]. 工业锅炉, 2017 (1) : 7-11.
- [4]徐进, 葛满初. 气固两相流动的数值计算[J]. 工程热物理学报, 1998, 19 (2) : 233-236.
- [5]岑可法, 樊建人. 工程气固多相流动的理论 and 计算[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 1990.
- [6]朱红钧, 林元华, 谢龙汉. Fluent12流体分析及工程仿真[M]. 北京: 清华大学出版社: 2011.
- [7]马胜, 郭晓镭, 龚欣, 等. 粉煤密相气力输送流型[J]. 化工学报, 2010, 61 (6) : 1415-1422.
- [8]Jaworski Artur J, Dyakowski Tomaz. Investigations of flow instabilities within the dense pneumatic conveying system[J]. Powder Technology, 2002, 125 (2) : 279-291.

原文地址: <http://www.china-nengyuan.com/tech/178111.html>