

Experiment and simulation of gas–solid flow characteristics of Geldart A particles

Shuhui MA¹, Ruojin WANG¹, Dewu WANG^{1,2*}, Yan LIU^{1,2}, Shaofeng ZHANG^{1,2}

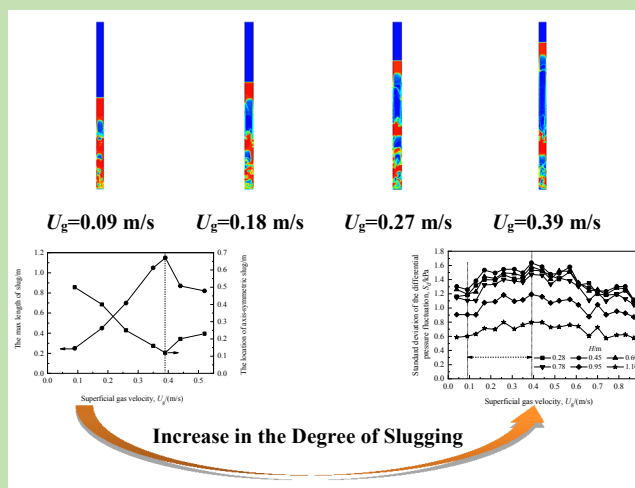
1. School of Chemical Engineering, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China

2. National–Local Joint Engineering Laboratory for Energy Conservation of Chemical Process Integration and Resources Utilization, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China

Abstract: In this work, the hydrodynamic characteristics in slugging fluidized beds were simulated by using computational fluid dynamics (CFD) code. Considering the existence of cohesive inter-particle forces which could result in larger effective particle sizes and hence reduced fluid–particle drag forces in Geldart A particles, based on the theory of gas-cluster model and the experimental data, an effective mean particle cluster diameter was used to modify the Gidaspow drag force model. Based on the Eulerian–Eulerian two-fluid model which was integrated with the kinetic theory for solid particle, the numerical simulation of the gas–solid fluidized bed after modifying the drag model showed

that the modified drag model can accurately and reasonably simulate the slugging characteristics of fluidized bed through the comparison of experimental results and empirical formulas. In the range of superficial gas velocity $U_g=0.09\sim0.39$ m/s, the standard deviation of the differential pressure fluctuation inside the bed increased with the increase of U_g , which corresponded to the change of flow pattern from bubbling to slugging until to the maximum stage of slugging. The gas–solid flow in the bed was mainly affected by the motion characteristics of the axial slug. The pressure drop, the expansion ratio of the bed, the average rising speed of the slug, and the maximum length of axial slug increased with the increase of U_g , and the position of the maximum axial slug decreased as U_g increased. When U_g exceeded 0.39 m/s, the standard deviation of the differential pressure fluctuation inside the bed decreased with the increase of U_g , which corresponded to the change of flow pattern from the weakening of slugging until to the turbulent. The gas–solid flow in the bed was mainly affected by the motion characteristics of the wall slug. The pressure drop, the expansion ratio of the bed, the average rising speed of the slug, and the maximum length of axial slug decreased with the increase of U_g , and the position of the maximum axial slug increased slightly as the U_g increased.

Key words: gas–solid two-phase flow; slugging fluidized bed; Geldart A particles; numerical simulation; slug



收稿: 2019-01-24, 修回: 2019-03-18, 网络发表: 2019-04-08, Received: 2019-01-24, Revised: 2019-03-18, Published online: 2019-04-08

基金项目: 河北省自然科学基金资助项目(编号: B2017202185)

作者简介: 马树辉(1991–), 男, 河北省沧州市人, 硕士研究生, 主要研究方向为化工过程多相流; 王德武, 通讯联系人, E-mail: wangdewu@hebut.edu.cn.

引用格式: 马树辉, 王若瑾, 王德武, 等. Geldart A 类颗粒节涌床气固流动特性的实验及模拟. 过程工程学报, 2019, 19(5): 967–974.

Ma S H, Wang R J, Wang D W, et al. Experiment and simulation of gas–solid flow characteristics of Geldart A particles (in Chinese). Chin. J. Process Eng., 2019, 19(5): 967–974, DOI: 10.12034/j.issn.1009-606X.219123.

Geldart A 类颗粒节涌床气固流动特性的实验及模拟

马树辉¹, 王若瑾¹, 王德武^{1,2*}, 刘燕^{1,2}, 张少峰^{1,2}

1. 河北工业大学化工学院, 天津 300130

2. 河北工业大学化工节能过程集成与资源利用国家地方联合实验室, 天津 300130



摘要: 针对气固节涌床, 在实验基础上, 基于欧拉-欧拉双流体模型结合颗粒动力学理论, 考虑 Geldart A 类颗粒聚团对气固间曳力的影响, 采用修正后的 Gidaspow 曳力模型对气固节涌床进行数值模拟。结果表明, 通过与实验结果及经验公式进行对比, 修正的模型可准确合理地模拟流化床内节涌特性。表观气速 $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 时, 床层内部压力脉动标准偏差随表观气速增加而增加, 流型由鼓泡转变为节涌直至节涌程度最大, 床内气固流动主要受轴对称栓运动特性影响, 床内压降、床层膨胀比、气栓平均上升速度、最大轴对称栓长度随表观气速增加而增加, 最大轴对称栓产生位置随表观气速增加而降低; $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 后, 床内压力脉动标准偏差随表观气速增加而降低, 节涌程度降低至向湍动流态化流型转变, 床内气固流动主要受壁面栓运动特性影响, 增加表观气速, 节涌床内压降变化幅度较小, 气栓平均上升速度增加幅度加大, 床层膨胀比及最大轴对称栓长度降低, 最大轴对称栓产生的位置略有升高。

关键词: 气固两相流; 节涌床; Geldart A 类颗粒; 数值模拟; 气栓

中图分类号: TQ051.13

文献标识码: A

文章编号: 1009-606X(2019)05-0967-08

1 前言

气固密相流化床中鼓泡与湍动流态化流型已有大量的研究及应用, 而节涌是气固密相流态化中一个与床层直径密切相关的特殊流型, 较容易发生在小直径、高床层的流化床中, 若表观气速达到起始节涌速度, 则鼓泡床内会发生节涌现象, 随表观气速进一步提高, 气栓破裂频率加剧, 流型逐渐由节涌状态过渡到湍动流态化状态^[1-3]。与鼓泡床和湍动床相比, 节涌床的相关研究相对较少, 实验研究主要集中在节涌发生的临界转变气速及最小节涌床高、气栓形式及平均上升速度、床层膨胀规律、床内压力脉动特性等方面^[4-6], 为气固流化床的操作及设计提供了重要参考依据。伴随计算流体力学的兴起与计算机性能的提升, 有关节涌床特性的数值模拟受到了研究者关注, 杨富军等^[7]应用双流体模型对 Geldart D 类颗粒进行了数值模拟, 与实验结果对比表明模拟准确预测了 D 类颗粒的节涌流态化特性; Hosseini 等^[8]应用双流体模型对 Geldart B 和 D 类颗粒进行了数值模拟, 探究了不同曳力模型对模拟结果的影响; Ramirez 等^[9]应用双流体模型对 Geldart B 类颗粒进行了模拟, 研究了气固密相流动从鼓泡流型到节涌流型转变过程的流场变化特性。上述数值模拟结果在进一步加深了对节涌床流动规律认识的同时, 也验证了双流体模型在节涌床模拟方面的优势及适用性。综合已有实验及数值模拟研究结果可见, 对于不同颗粒体系, 较粗重的 Geldart B 类或 D 类颗粒较 A 类颗粒更易发生节涌现象, 且流场中

节涌现象更直观, 因此围绕节涌床特性的相关研究多集中在 B 类和 D 类颗粒。对于含较小粒径的 Geldart A 类颗粒的节涌床, 模拟过程中有效曳力模型的选择和构建仍然是一个难点^[10,11], 因此围绕 A 类颗粒节涌床的研究相对较少, 相关特性还需进行大量而深入的研究。

本研究针对 Geldart A 类颗粒节涌床, 采用实验与数值模拟相结合的方法, 考察了节涌床压力脉动标准偏差、床层压降、床层膨胀比、气栓运动速度及尺寸等参数随表观气速的变化, 分析了节涌由发生至程度达到最大的参数变化特性, 以期加深对 A 类颗粒节涌床的认识及后续相关研究提供借鉴和参考。

2 研究方法

2.1 实验

实验装置及流程图如图 1 所示, 气固节涌流动主要发生在装置主体 3.35 m 以下的等径部分, 上部扩径空间主要用于颗粒沉降及气固分离, 装置其它参数及操作流程、压力信号测量及数据分析方法、床层膨胀高度观测等详见文献^[12], 不同之处在于本工作床层内未安装旋流筛板内构件。实验中气体介质为常温空气, 固体介质选取 CRP-1 催化裂解催化剂颗粒(Geldart A 类颗粒), 表 1 给出了装置主体结构参数及实验介质的物性参数。基于床体节涌段截面积的表观气速 $U_g=0.04\sim0.87 \text{ m/s}$, 床层装料高度为 0.8 m(装料静床高度/床径的比值为 8.89), 与 Baeyens 和 Geldart 关联式($H_{msl}=1.34D^{0.175}$, D 为床体直径)^[4]计算的最小节涌床高($H_{msl}=0.88 \text{ m}$)接近。

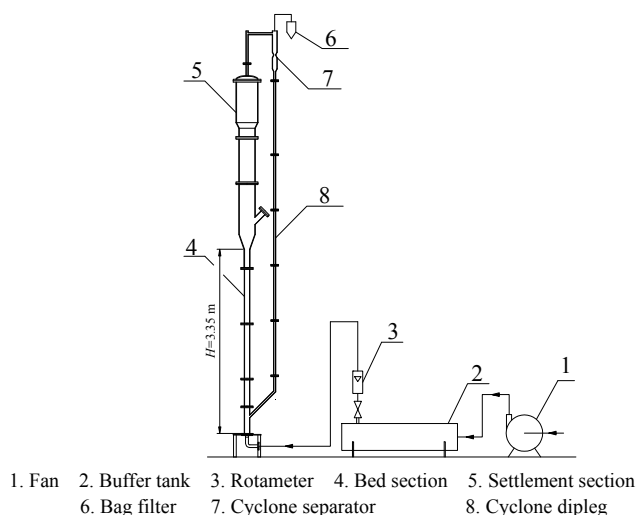


图1 实验装置及流程示意图

Fig.1 Schematic diagram of experiment system and process

表1 装置主体结构及实验介质物性参数

Table 1 Parameters of device structure and experimental medium

Parameter	Value
The height of bed/m	3.35
The inner diameter of bed/m	0.09
The density of gas/(kg/m ³)	1.225
The density of particle/(kg/m ³)	1455
The bulk density of particle/(kg/m ³)	875
The average diameter of particle/μm	75

2.2 数值模拟

2.2.1 连续性方程

采用双流体模型描述气固两相流动, 连续性方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) = 0 \quad (1)$$

其中, 下标 i 代表气相(g)和固相(s), α 为体积分数, 且 $\alpha_g + \alpha_s = 1$, ρ 为各相密度, v 为各相速度, t 为时间。

2.2.2 动量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = -\alpha_g \nabla p + \\ \nabla(\overline{\tau}_g) + \alpha_g \rho_g \vec{g} - \beta(\vec{v}_g - \vec{v}_s) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = -\alpha_s \nabla p - \nabla p_s + \\ \nabla(\overline{\tau}_s) + \alpha_s \rho_s \vec{g} + \beta(\vec{v}_g - \vec{v}_s) \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\overline{\tau}_g$ 和 $\overline{\tau}_s$ 分别为气、固相的应力张量, β 为气固相间的曳力系数, p 为各相共有压力, g 为重力加速度。

2.2.3 颗粒动力学理论

固相压力 p_s 为

$$p_s = \alpha_s \rho_s \Theta_s + 2\rho_s(1+e)\alpha_s^2 g_0 \Theta_s \quad (4)$$

颗粒体积粘度为

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s \rho_s d_s g_0 (1+e) \sqrt{\frac{\Theta_s}{\pi}} \quad (5)$$

颗粒径向分布系数为

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (6)$$

固相粘度系数为

$$\begin{aligned} \mu_s = \frac{4}{5} \alpha_s \rho_s d_s g_0 (1+e) \left(\frac{\Theta_s}{\pi} \right)^{1/2} \alpha_s + \\ \frac{10\rho_s d_s \sqrt{\Theta_s \pi}}{96\alpha_s(1+e)g_0} \left[1 + \frac{4}{5} g_0 \alpha_s (1+e) \right]^2 \alpha_s + \frac{p_s \sin \phi}{2\sqrt{I_{2D}}} \end{aligned} \quad (7)$$

式中, Θ_s 为颗粒温度, e 为碰撞恢复系数, d_s 为颗粒粒径, ϕ 为内摩擦的角度, I_{2D} 为偏应力张量的第二不变式。

2.2.4 曳力模型的修正

对于 Geldart A 类颗粒节涌床, 颗粒直径较小, 颗粒间的粘附及团聚会显著影响气体曳力对颗粒间相互作用的影响, 选择适用和可靠的曳力模型是应用双流体模型进行模拟的关键之一。Mckeen 等^[13]采用按比例减小气固间曳力系数的方法减弱气固间曳力过高对模拟结果准确性的影响, 模拟结果与实验结果吻合较好, 但不同工况下曳力系数的比例因子不完全相同^[13,14], 寻求各工况下适宜的比例因子给流化床模拟带来巨大的计算工作量。Lettieri 等^[15]认为 FCC 颗粒在较低的气速下会发生团聚, Gao 等^[16]将颗粒尺寸等效为团聚物尺寸, 对 Gidaspow 曳力模型进行修正, 模拟结果证实了该方法的准确性及可行性。本研究基于该修正后的曳力模型[式(8)和(9)], 并借鉴 Geldart^[17]在估算 A 类颗粒流化床中最大气泡尺寸时等效颗粒直径 d_s^* 的选取方法, 取 $d_s^* = 2.7d_s$, 应用双流体模型结合颗粒动力学理论对节涌床进行模拟。

$$\begin{cases} \beta = 150 \frac{\alpha_s(1-\alpha_g)\mu_g}{\alpha_g(d_s^*)^2} + 1.75 \frac{\rho_g \alpha_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s^*} & (\alpha_g \leq 0.8) \\ \beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_s \alpha_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s^*} \alpha_g^{-2.65} & (\alpha_g > 0.8) \end{cases} \quad (8)$$

式中,

$$\begin{cases} C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15 Re_s^{0.687}) & (Re_s \leq 1000) \\ 0.44 & (Re_s > 1000) \end{cases} \\ Re_s = \frac{\alpha_g \rho_g d_s^* |\vec{u}_g - \vec{u}_s|}{\mu_g} \end{cases} \quad (9)$$

其中, C_D 为颗粒-气体间曳力系数, Re_s 为颗粒雷诺数,

u_g, u_s 分别为气相、固相速度, μ_g 为气体粘度。

2.2.5 计算条件及网格划分

计算中气体与颗粒物性、床层装料高度、床体内径的设置与实验相同, 表观气速 $U_g=0.04\sim0.52$ m/s。装置底部为均匀进气, 设置为速度入口, 出口设置为压力出口, 其值为大气压; 气相采用无滑移条件, 固相采用部分滑移条件, 颗粒碰撞恢复系数设为 0.9; 在保证精度的同时为节省计算时长, 颗粒温度方程选用代数形式求解^[8], 时间步长取 0.0001 s, 计算的物理时长为 25 s, 计算结果取 5~25 s 的平均值。结合操作条件及实验现象, 为节省计算资源, 模拟中选取实验装置床层主体高度 $H=3.35$ m 以下的等径段部分为计算域, 并将其简化为二维模型, 如图 2 所示。

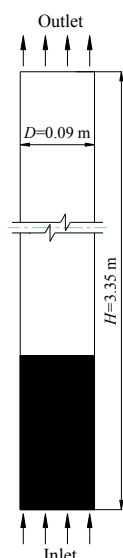


图2 节涌床模拟计算域的示意图

Fig.2 Schematic diagram of the simulation of the slugging fluidized bed

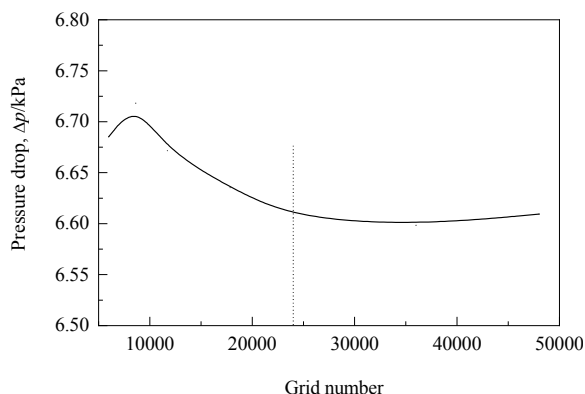


图3 网格无关性验证

Fig.3 Grid independence verification

计算域内采用均匀四边形网格进行离散。为保证计算结果不受网格数影响, 对网格数进行了独立性检验。

图 3 给出了入口气速 $U_g=0.44$ m/s、床层初始装料高度为 0.8 m 的操作条件下, 床层压降随网格数的变化。由图可看出, 当网格数达到或超过 24030 时, 计算结果不再随网格数增加而变化, 综合考虑计算资源及实际计算时间, 取网格数为 24030。

3 结果与讨论

3.1 节涌床内压力脉动标准偏差随表观气速的变化

节涌床内气固流动总体特征表现为气泡(或气栓)的上升及浓相料栓的频繁上升和下落, 上部床面呈现大幅度波动。图 4 为节涌床轴向不同高度区域气固流动现象的照片, 圈出的位置为气栓对应区域。气泡首先在床层下部汇集形成类似柱状的气栓, 气栓上升速度较快, 与 D 类颗粒常出现的平头栓不同, 实验中观察到的并不是完全的空腔, 在边壁处可明显观察到气栓内含有大量呈雨状下落的颗粒; 气栓上部料栓相对较松动, 且伴随气栓长大不断被抬升; 随着下部气栓内气体不断渗透入上部料层, 在上部料层内会再次形成柱状气栓, 气栓在上升过程中不断长大, 在接近床面处破裂, 并使部分颗粒弹向上部稀相空间。气栓破裂有两种情形, 一种是随着上部料层颗粒呈雨状下落而逐渐变薄, 气体冲破整个料层而使气栓破裂; 另一种是上部料层仍较厚, 而气体沿着边壁以壁面栓的形式通过料层, 导致料层塌落而使气栓破裂。表观气速较高时, 床内气体和颗粒湍动更剧烈, 床内会出现较多长条形的大气泡及与其尺寸相当的被气泡分割开的密相物料交互扰动, 气栓与料栓出现的频率比低气速时明显降低, 只偶尔可见相对较松动的浓相料栓被瞬间抬升和下沉, 呈现出节涌与湍动交织的状态。

图 5 为实验测得的节涌床内压力脉动标准偏差(S_d)随表观气速的变化。由图可看出, 除靠近床层底部受分布器射流影响的区域($H=0.28$ m)外, 压力脉动标准偏差沿轴向向上逐渐降低; 床内各区域压力脉动标准偏差随表观气速增加均先增加再降低, 最大值对应的表观气速约为 $U_g=0.39$ m/s。节涌是在特定系统中发生的一种由鼓泡流态化向湍动流态化转变的中间过渡状态, 结合实验观察到的床内气固流动现象判断, 压力脉动标准偏差曲线在 $U_g \leq 0.39$ m/s 时反映的应为床层节涌程度逐渐增加的过程, 而 $U_g > 0.39$ m/s 后反映的是节涌程度逐渐降低并向湍动流态化状态转变的过程。 $U_g=0.09\sim0.39$ m/s 时压力脉动标准偏差随表观气速增加而增加, 根据 Stewart 等^[5]提出的起始节涌速度经验关联式 [$U_{msl}=U_{mf}+0.07(gD)^{1/2}$, U_{mf} 为最小流化速度, D 为床体直径] 计算, 本实验条件下的最小节涌速度 $U_{msl}=0.068$ m/s, 0.09 m/s

$\leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 为节涌发生至节涌程度最大的风速范围。由于气栓生长及破裂引起的床内物料上升、下落非常频繁且剧烈, 故 Geldart A 类颗粒在实验中很难全面捕捉

床内气栓等运动参数的准确信息, 需通过数值模拟进一步研究。



(a) Bottom of the bed



(b) Middle of the bed



(c) Top of the bed

图 4 节涌床内轴向不同高度区域气固流动照片

Fig.4 Gas-solid flow picture in different height along axial directions in the slugging fluidized bed

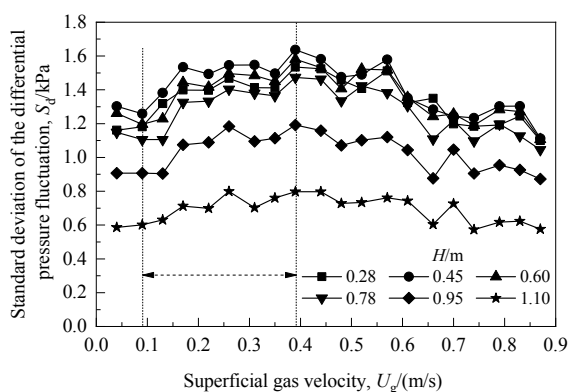


图 5 节涌床内压力脉动标准偏差随表观风速的变化

Fig.5 Variation of the standard deviation of the differential pressure fluctuation in slugging fluidized bed with superficial gas velocity

3.2 节涌床内气固流动的模拟及与实验结果的对比

3.2.1 节涌床内颗粒体积分数分布

图 6 为模拟的不同风速下节涌床内颗粒体积分数分布云图。由图可见, $U_g=0.04 \text{ m/s}$ 时[图 6(a)], 气相主要以小尺寸气泡形式存在, 未见明显气栓, 表明气固处于鼓泡流态化状态。图 6(b)~6(f)中, 床内均出现了明显气栓, 表明床层已进入节涌流动状态。从节涌状态的模拟云图可看出, 在床层不同轴向区域可能存在多个气栓, 上部气栓长度通常大于下部气栓, 气栓内存在沿边壁下落的颗粒, 气栓在床面破裂后可见弹起或回落的颗粒, 与实验的现象一致, 初步验证了所建模型的可行性。

3.2.2 节涌床内压降及床层膨胀比随表观风速的变化

图 7 为节涌床内不同轴向位置至床层出口间压降随

表观风速变化的实验及模拟结果。由图可看出, 节涌床内压降沿轴向向上逐渐降低, 随表观风速增加而增加, 但在由鼓泡流态化向节涌流态化初始转变的气速区域增加幅度相对较大, 而在节涌程度继续增加阶段压降增加幅度不大。床层处于节涌状态时显著的颗粒-壁面效应会导致床层压降随气速升高而不断增加^[3], 但采用 A 类颗粒时, 由于装料高度与最小节涌床高较接近, 虽然发生了节涌, 但气栓上部的料栓相对比较松动, 因而未产生较大的颗粒-壁面摩擦压降, 致使压降随气速增加未出现大幅度增加。

图 8 为节涌床内床层膨胀比($\bar{H}_{\max} / H_{\text{mf}}$, \bar{H}_{\max} 为床层最大膨胀高度的平均值, H_{mf} 为最小流化速度下的床层高度)随表观风速变化的实验及模拟结果。由图可看出, 受床内产生气栓的影响, 节涌床的床层膨胀比通常较大。 $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 时床层膨胀比随表观气速增加而增加, $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 后(如 $U_g=0.44 \text{ m/s}$)床层膨胀比反而降低。这主要是由于气栓穿透上部料层破裂的方式发生变化, 从节涌发生至达到最大程度的阶段($0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$), 气栓主要以冲破整个料层的形式破裂, 此时气栓上部料层提升较高直至较薄, 床层膨胀比较高; 由节涌状态向湍动流态化过渡阶段($U_g > 0.39 \text{ m/s}$), 气体主要以贴近壁面的壁面栓形式通过, 在上部料层仍较厚的情况下料栓发生塌落, 造成床层膨胀比反而降低。

对于节涌床床层膨胀比, Baker 等^[18]结合实验数据提出如下关联式。

$$\frac{\bar{H}_{\max}}{H_{\text{mf}}} = 1 + \frac{U_g - U_{\text{mf}}}{U_{\text{slug}}} \quad (10)$$

其中, U_{mf} 为最小流化速度, U_{slug} 为气栓上升速度。采用 Kehoe 等^[19]提出的关联式计算 U_{slug} 。

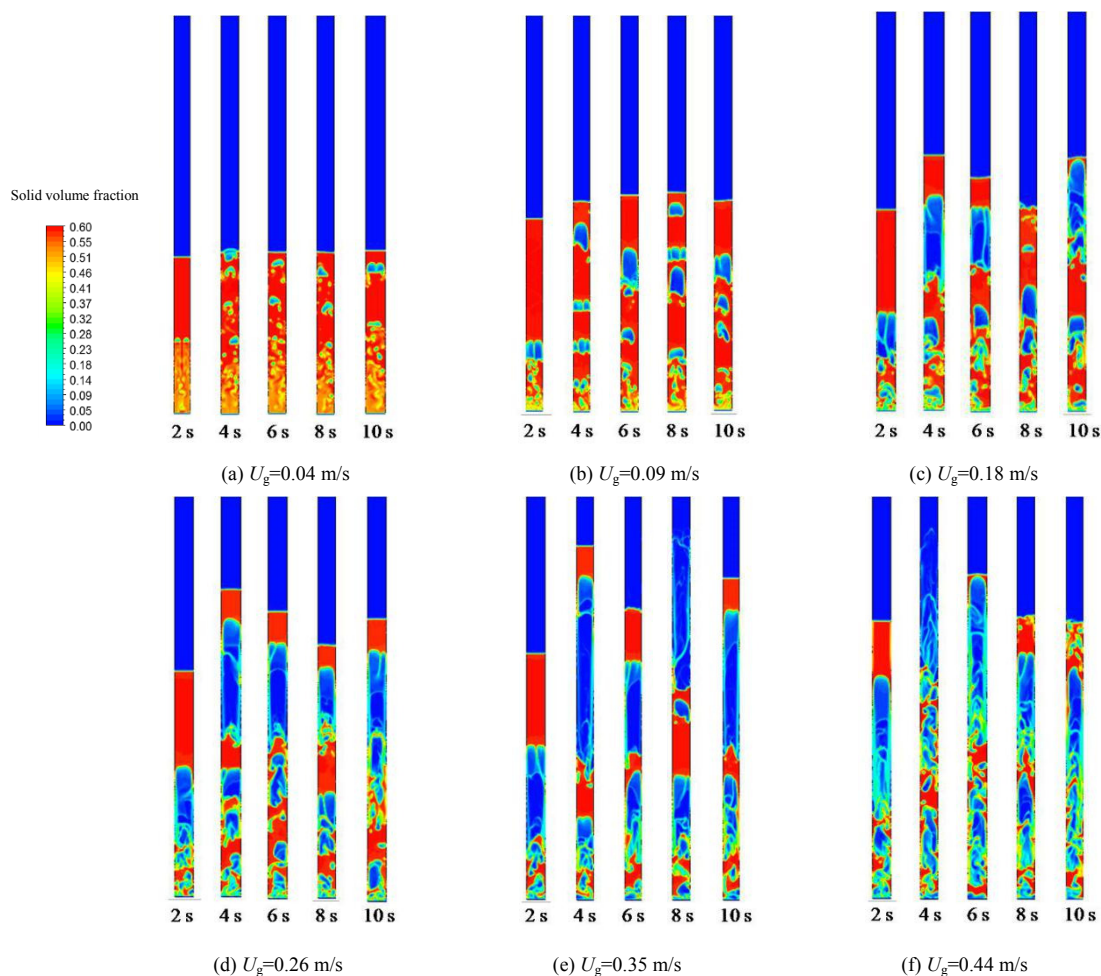


图6 节涌床内颗粒的体积分数分布云图

Fig.6 Nephogram of solid volume fraction distribution in the slugging fluidized bed

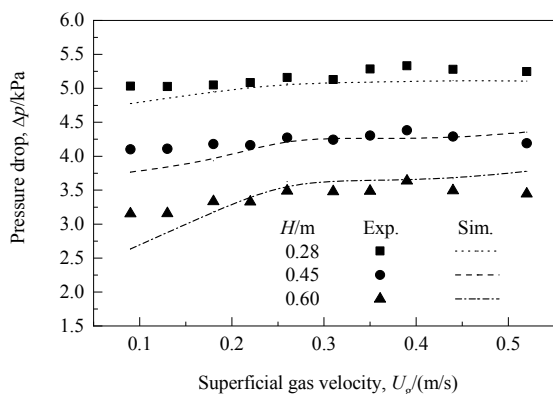


图7 节涌床内床层压降随表观风速的变化

Fig.7 Variation of pressure drop in slugging fluidized bed with superficial gas velocity

对于壁面栓,

$$U_{\text{slug}} = U_g - U_{\text{mf}} + 0.35\sqrt{2gD} \quad (11)$$

对于轴对称栓,

$$U_{\text{slug}} = U_g - U_{\text{mf}} + 0.35\sqrt{gD} \quad (12)$$

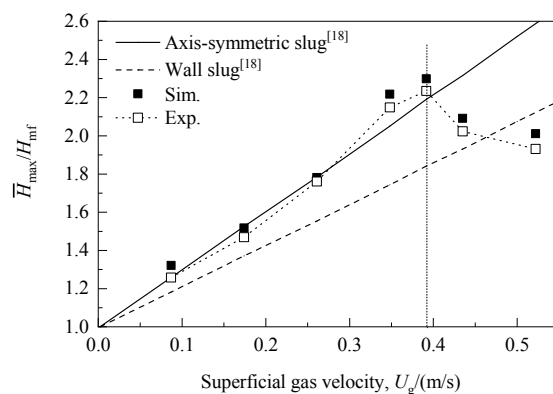


图8 节涌床内床层膨胀比随表观风速的变化

Fig.8 Variation of expansion ratio of slugging fluidized bed with superficial gas velocity

图8给出了式(10)~(12)计算的床层膨胀比,与实验结果对比可知, $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 时实验结果与式(12)的计算结果较接近, $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 后实验结果与式(11)的计算结果较接近,对应的气栓形式与实验中观察到的形式较接近。

由图7和8可知,模拟结果与实验结果吻合较好,最大相对误差均在17%以内,平均相对误差小于8%,图8中模拟结果与文献^[18]结果较接近,表明所建模型适用且可靠。

3.3 节涌床内气栓运动特性的数值模拟

3.3.1 气栓的平均上升速度

图9为节涌床内气栓平均上升速度随表观气速变化的模拟结果及采用文献^[19]公式计算的结果。由图可看出,节涌床内气栓平均上升速度随表观气速增加而增加, $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 后(如 $U_g = 0.44 \text{ m/s}$)气栓上升速度增加幅度更明显,与式(11)的计算结果较接近。 $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 时气栓上升速度与式(12)的计算结果较接近。由此可见,由节涌发生直至节涌程度达到最大的过程中($0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$),节涌床内气栓运动速度主要受轴对称栓运动影响,节涌程度降低并向湍动流态化状态过渡的过程中($U_g > 0.39 \text{ m/s}$),节涌床内气栓运动速度主要受壁面栓运动影响。

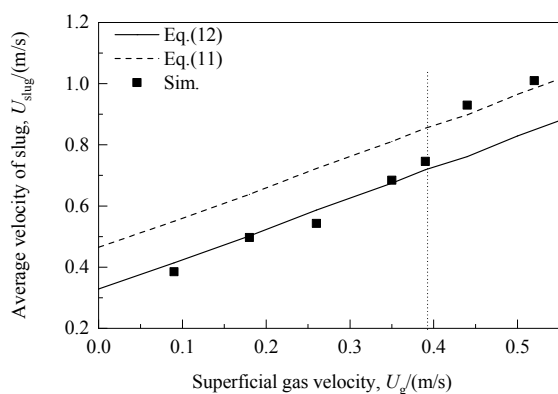


图9 节涌床内气栓平均上升速度随表观气速的变化
Fig.9 Variation of the average velocity of slug in slugging fluidized bed with superficial gas velocity

3.3.2 最大轴对称栓长度及其初始产生位置

节涌由发生至达到最大程度的阶段主要由轴对称栓影响,图10为节涌床内最大轴对称栓长度及其初始产生位置随表观气速的变化。由图可看出, $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 时,最大轴对称栓长度随表观气速增加而增加,初始产生位置随表观气速增加而降低。 $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 后(如 $U_g = 0.44 \text{ m/s}$),床内湍动程度更剧烈,床内底部区域首先进入湍动流态化,中上部仍处于节涌流态化,受

此影响,最大轴对称栓长度转而降低,对应的初始产生位置略有升高。

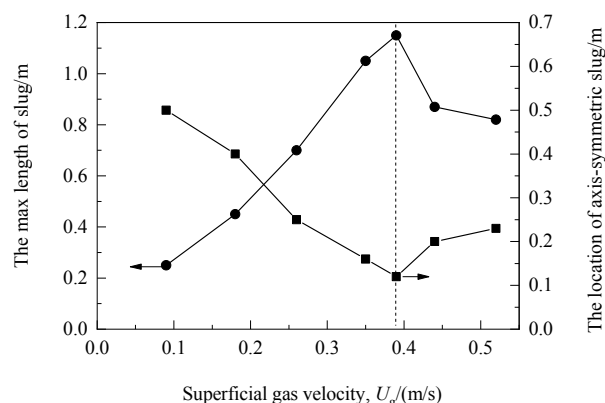


图10 节涌床内最大轴对称栓长度及其产生位置随表观气速的变化

Fig.10 Variation of the max length of axis-symmetric slug and the location of axis-symmetric slug in slugging fluidized bed with superficial gas velocity

4 结论

采用实验与数值模拟方法对 Geldart A 类颗粒节涌床进行了研究,得到如下结论:

(1) 当表观气速 $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 时,床层内部压力脉动标准偏差随表观气速增加而增加,流型由鼓泡转变为节涌直至节涌程度增加到最大; $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 后,压力脉动标准偏差随表观气速增加而降低,节涌程度降低直至向湍动流态化流型转变。

(2) 基于双流体模型结合颗粒动力学理论,采用颗粒聚团等效原理对 Gidaspow 曳力系数进行修正的方法能实现有效模拟 Geldart A 类颗粒节涌床特性。

(3) 表观气速 $0.09 \text{ m/s} \leq U_g \leq 0.39 \text{ m/s}$ 即节涌发生直至程度最大的阶段,床内气固流动主要受轴对称栓运动特性影响; $U_g > 0.39 \text{ m/s}$ 即节涌程度降低阶段,床内气固流动主要受壁面栓运动特性影响。

(4) 在节涌发生直至程度最大阶段,节涌床内压降、床层膨胀比、气栓平均上升速度、最大轴对称栓长度随表观气速增加而增加,最大轴对称栓产生位置均随表观气速增加而降低;节涌程度达到最大后向湍动流态化过渡的阶段,继续增加表观气速,节涌床内压降变化幅度较小,气栓平均上升速度增加幅度加大,床层膨胀比及最大轴对称栓长度转而降低,最大轴对称栓产生的位置略有升高。

参考文献

- [1] Guan Y J, Yao X Y, Wu G Y, et al. CFD investigation of slugging

- behavior in a gas-solids fluidized bed [J]. *Chemical Industry & Chemical Engineering Quarterly*, 2017, 23(4): 529–536.
- [2] Grace J R. Reflections on turbulent fluidization and dense suspension upflow [J]. *Powder Technology*, 2000, 113(3): 242–248.
- [3] 金涌, 祝京旭, 汪展文, 等. 流态化工程原理 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2002: 85.
- Jin Y, Zhu J X, Wang Z W, et al. *Fluidization engineering principles* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2002: 85.
- [4] Baeyens J, Geldart D. An investigation into slugging fluidized beds [J]. *Chemical Engineering Science*, 1974, 29(1): 255–265.
- [5] Stewart P S B, Davidson J F. Slug flow in fluidized beds [J]. *Powder Technology*, 1967, 1(2): 61–80.
- [6] Weber J M, Mei J S. Bubbling fluidized bed characterization using electrical capacitance volume tomography (ECVT) [J]. *Powder Technology*, 2013, 242(4): 40–50.
- [7] 杨富军, 王嘉骏, 顾雪萍, 等. D 类颗粒节涌流态化的实验和数值模拟 [J]. *过程工程学报*, 2005, 5(6): 597–600.
- Yang F J, Wang J J, Gu X P, et al. Experiment and numerical simulation on slug fluidization of Geldart D particles [J]. *The Chinese Journal of Process Engineering*, 2005, 5(6): 597–600.
- [8] Hosseini S H, Zhong W, Esfahany M N, et al. CFD simulation of the bubbling and slugging gas-solid fluidized beds [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2010, 132(4): 041301-1-10.
- [9] Ramirez E, Finney C E A, Pannala S, et al. Computational study of the bubbling-to-slugging transition in a laboratory-scale fluidized bed [J]. *Chemical Engineering Journal*, 2017, 308: 544–556.
- [10] Wang J W. A review of Eulerian simulation of Geldart A particles in gas-fluidized beds [J]. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2009, 48(12): 5567–5577.
- [11] Zimmermann S, Taghipour F. CFD modeling of the hydrodynamics and reaction kinetics of FCC fluidized-bed reactors [J]. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2005, 44(26): 9818–9827.
- [12] 时瑶, 王德武, 赵斌, 等. 旋流筛板式气固挡板流化床内压力脉动特性 [J]. *过程工程学报*, 2019, 19(1): 91–101.
- Shi Y, Wang D W, Zhao B, et al. Pressure fluctuations in a gas-solids fluidized bed with rotating sieve tray type baffles [J]. *The Chinese Journal of Process Engineering*, 2018, 19(1): 91–101.
- [13] Mckeen T, Pugsley T. Simulation and experimental validation of a freely bubbling bed of FCC catalyst [J]. *Powder Technology*, 2003, 129(1/2/3): 139–152.
- [14] Liu X X, Zhu C Q, Geng S J, et al. Two-fluid modeling of Geldart A particles in gas-solid micro-fluidized beds [J]. *Particuology*, 2015, 21: 118–127.
- [15] Lettieri P, Newton D, Yates J G. Homogeneous bed expansion of FCC catalysts, influence of temperature on the parameters of the Richardson-Zaki equation [J]. *Powder Technology*, 2002, 123(2): 221–231.
- [16] Gao J S, Chang J, Lan X Y, et al. CFD modeling of mass transfer and stripping efficiency in FCCU strippers [J]. *AIChE Journal*, 2008, 54(5): 1164–1177.
- [17] Geldart D. Expansion of gas fluidized beds [J]. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2004, 43(18): 5802–5809.
- [18] Baker C G J, Geldart D. An investigation into the slugging characteristics of large particles [J]. *Powder Technology*, 1978, 19(2): 177–187.
- [19] Kehoe P W K, Davidson J F. Continuously slugging fluidized beds [C]//*Institution of Chemical Engineers Symposium Series, Chemeca'70*. Sydney: Butterworths, 1970: 97–116.