

文章编号 : 0253-2409(2006)04-0492-07

液固流化床内床层动态特性的 CFD 模拟

高晓根, 刘文东, 魏耀东, 张 锴

(中国石油大学(北京)重质油国家重点实验室, 北京 102249)

摘要:在对液固流化床内流动特性进行理论分析的基础上,采用多相流 CFD 方法模拟了二维矩形流化床内水和玻璃球体系的流体动力学特性。实验结果表明,流体速度突变后,液固流化床从一个平衡状态向另一个平衡状态过渡。当液体速度减小时,床层表面及分隔界面的变化与理论模型预测一致;由于重力不稳定性影响,当液体速度增大时,床层表面稳定上升但与时间不呈线性关系,且分隔界面难以分辨。进而膨胀后停留时间的长短对收缩过程的影响也可以忽略。尽管床层收缩时间明显小于实际膨胀时间,但是与预报的理想膨胀时间比较接近。模拟结果与前人的实验研究和理论分析相吻合,表明多相流 CFD 模拟可以很好地预测液固流化床的床层动态行为。

关键词:液固流化床;床层膨胀;床层收缩;理论分析;数值模拟

中图分类号:TQ052.71 **文献标识码:**A

CFD simulation for the kinematic characteristics of liquid-solid flow in fluidized beds

GAO Xiao-gen, LIU Wen-dong, WEI Yao-dong, ZHANG Kai

(State Key Laboratory of Heavy Oil Processing, Faculty of Chem Sci & Eng, University of Petroleum, Beijing 102249, China)

Abstract: The contracting and expanding processes of liquid-solid flow have been analyzed theoretically and simulated numerically in a two-dimensional fluidized bed using the commercial Computational Fluid Dynamics (CFD) code, CFX4.4 with water and glass beads as the liquid and solid phases. A liquid-solid bed in equilibrium would transfer to a new equilibrium state after the liquid flux changes greatly. When the liquid flux is suddenly decreased, the bed is divided distinctly into two zones: an upper zone and a lower zone. The liquid volume fraction keeps the original value at the upper zone, whilst the liquid volume fraction becomes a new value corresponding to the new liquid flux. In fact, there exists a narrow region between the above two zones, which can be regarded as the "internal interface". Bed surface and internal interface change linearly with the simulated time although the bed surface and internal interface moved downwards and upwards, respectively. When the liquid flux is suddenly increased, both the bed surface and internal interface rising with time are in nonlinear form, which is attributed to an influence of the gravitational instability. However, the effect of the simulated period of the expansion process on the response time of the contracting process can be neglected. The idealized expansion response time is close to the contraction response time, which is far shorter than the simulated value. All simulated data are in fair agreement with the theoretic and experimental data reported by other researchers.

Key words: liquid-solid fluidized bed; expansion; contraction; theoretical analysis; numerical simulation

液固流化床反应器具有良好的混合、传热、传质等优点,已经被广泛应用于化工、能源、轻工、冶金、材料、医药、食品和环保等诸多领域^[1]。然而由于流化床内颗粒流体系统的非线性、结构的不均匀性和流域的多态性^[2],迄今为止仍然没有一套完整的理论体系来描述流化床内液固两相体系的动态特性,更缺乏反应器放大与设计的普遍方法,因此国际

上此领域的研究仍然非常活跃^[3-6]。

随着多相计算流体动力学的发展,采用数值模拟方法分析流化床内动态特性已得到学术界的广泛关注。通常描述流化床的 CFD 模型可以分为两类: Euler/Lagrangian 模型和 Euler/Euler 模型^[7-9]。Euler/Lagrangian 模型将流体作为连续相、颗粒视为离散体系,用牛顿第二定律建立单颗粒运动方程,研

收稿日期:2005-09-09;修回日期:2006-04-26。

基金项目:国家重点基础研究发展规划(973计划 2005CB221205);国家自然科学基金(20490200)及中国石油天然气集团公司联合资助重大项目(20476057)。

联系作者:张锴, Tel: 010-89733939, E-mail: kaizhang@cup.edu.cn。

作者简介:高晓根(1982-),男,江西黎川人,硕士研究生,化学工程专业。

究体系中流体-颗粒两相动力学特性。该方法计算工作量庞大,距商业化应用还有一定距离。Euler/Euler 模型将颗粒作为拟流体,认为流体相和颗粒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,引入流固相间作用曳力,建立两相流动模型方程和本构关系。在动理学理论提出之前,动量方程中流体和颗粒相有效黏度系数以及固体压力项中颗粒碰撞模量采用经验方法来估算^[10],缺乏统一的标准。该理论引入后,研究者仍需设定颗粒弹性恢复系数。van Wachem 等^[7]比较了一维稀疏垂直管内颗粒弹性恢复系数(1.00 和 0.99)对固相体积分数的影响,其敏感程度令人吃惊。更为重要的是,一些研究者对 Euler/Euler 模型中固相动量方程的固相应力张力项提出质疑。例如 Needham 等^[11]在研究大量的模型后发现,无论“颗粒黏性项”存在与否均能获得从散式流态化到聚式流态化的平稳过渡解;Christie 等^[12]也验证了一个不含颗粒黏性项的双曲线模型可以很好地预报流化床内节涌的振荡特性。为此,本研究采用 Foscolo 和 Gibilaro 的颗粒床模型^[6],在商业化软件 CFX 4.4 平台上,详细模拟了液固流化床内床层膨胀和收缩的动态过程,旨在为实际过程开发提供理论参考。

1 液体速度突变时床层动态特性的理论分析

液相含率为 ϵ_1 的液固流化床达到平衡状态时对应于特定的液体速度 u_1 ,此时固体颗粒均匀稳定地分散在床内,对于单一固体颗粒来说,它所受浮力和曳力之和等于其重力。当液体速度突然减小到 u_2 时,床内局部固体颗粒所受曳力减小,开始加速下降,这种加速行为导致颗粒群所受阻力增大,并最终达到液相含率为 ϵ_2 的平衡状态。在床层收缩过程中,床内呈现分层现象,即:上、下部液相含率为 ϵ_1 和 ϵ_2 的两个区域。由于这两区域间的过渡部分非常小,故近似为一个面,称为“分隔界面”。该界面随着时间的推移逐渐上升,最终到达床层顶部,形成新的平衡,此时整个床内液相含率 ϵ_2 。图 1(a) 为床层收缩的动态过程,图 1(b) 为床层表面和分隔界面随时间的变化过程,都是液固系统床层收缩的理想化描述。

与床层收缩相类似,对于在平衡状态下液相含率为 ϵ_1 和液体速度为 u_1 的液固流化床,当液体速度由 u_1 突然增加到 u_2 时,颗粒所受曳力增大,开始向上加速运动。在流体与颗粒间的相对速度和相互作用

用力减小到原来平衡状态对应值之前,空隙率 ϵ_1 保持不变,结果导致床层将以稳定速度呈活塞状向上运动。因为活塞底部颗粒与其下层纯流体界面的不稳定性,所以这种理想状态在实际中是不可能发生的。

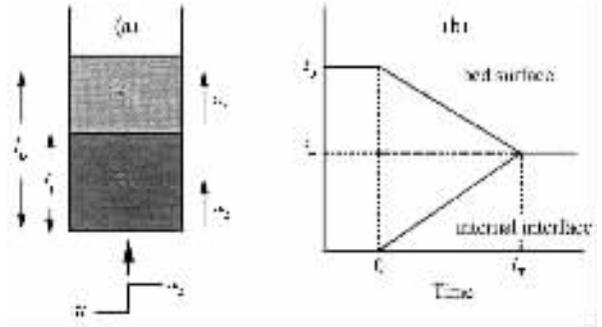


图 1 液固收缩过程理想化描述

Figure 1 Idealized description of bed contraction

顶部和底部界面的稳定性测试见图 2。设想当顶部界面受到小的干扰,某一颗粒进入上层清液,则该颗粒受到向下的合力,使得它迅速返回到原来所在活塞中的位置,所以顶部界面是稳定的。然而,对于相同条件的底部界面,某一颗粒进入下层清液后,因为所受合力向下,它将更快地向下运动离开界面。在其周围的颗粒群由于空隙率的增大而随之向下运动,因此底部界面是不稳定的。这种不稳定性将向上传递导致整个活塞状颗粒群的上升过程偏离理想的床层膨胀过程。Didwanla 等^[13]对这种 Rayleigh-Taylor 失稳现象进行了实验研究和理论分析,认为床层空隙率低于某一值时,被流化的颗粒间存在屈服应力,当屈服应力消失时就发生宏观上的失稳现象。

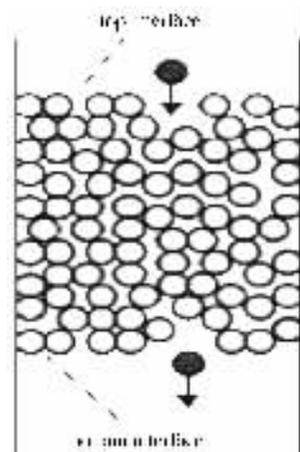


图 2 顶部和底部界面的稳定性测试

Figure 2 Stability test on top and bottom interfaces

以上机理在颗粒群活塞上升开始时即起作用,从颗粒群活塞上掉下来的颗粒停留在分布器以上区域,空隙率变为 ε_2 , 与流体速度 u_2 达到平衡。这种近似理想的描述可用图 3 来表示。分隔界面将床层分为两个平衡区域,空隙率为 ε_2 的下部区域充满了处于平衡状态的颗粒,该区域最终会充满整个床层;空隙率为 ε_1 上部区域的颗粒以稳定速度向上运动,且处于流体流速改变前的平衡状态。分隔界面以大于床层表面的速度上升,最后到达床层表面,整个床层形成新的稳定状态。

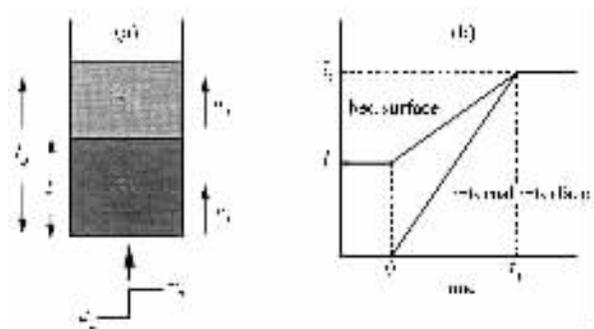


图 3 液固膨胀过程的理想化描述

Figure 3 Idealized description of bed expansion

不论床层收缩,还是床层膨胀过程,如图 1(a)或图 3(a)所示,总床高 l_B 和分隔界面高 l_1 都是时间的函数。流体流速在下部区域为 u_2 , 在上部区域则变为 u_A 。整个过程中,下部区域一直以 dl_1/dt 的速率增大,液相含率也由 ε_1 变为 ε_2 , 因而在这个增长区域中,流体累积量的速率为 $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) dl_1/dt$ 。该区域中流体的质量平衡为:

$$u_2 - u_A = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) dl_1/dt \quad (1)$$

式中 u_A 为过渡响应期间上部区域维持平衡状态下的流体流速。上部区域中流体与颗粒的速度分别为 u_A/ε_1 和 dl_B/dt , 所以在过渡响应期间和此前的流体与颗粒间的相对速度可用下式表示:

$$u_A/\varepsilon_1 - dl_B/dt = u_1/\varepsilon_1 \quad (2)$$

由公式(1)和(2)消去 u_A , 得到了总床高 l_B 和分隔界面高 l_1 随时间的变化关系:

$$\varepsilon_1 dl_B/dt + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) dl_1/dt = u_2 - u_1 \quad (3)$$

同时由整体固相质量守恒可知,整个床层中颗粒体积 V_B 是两区域中的颗粒体积之和:

$$V_B = (1 - \varepsilon_2) l_1 + (1 - \varepsilon_1) (l_B - l_1) = (1 - \varepsilon_1) l_B + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) l_1 \quad (4)$$

因为 V_B 不随时间变化,所以 $dV_B/dt = 0$ 。对公式(4)进行时间求导,可以得到另一个与两个界面速度相关的表达式:

$$(1 - \varepsilon_1) dl_B/dt - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) dl_1/dt = 0 \quad (5)$$

结合方程(3)和(5)可以得到过渡响应阶段的床层表面速度 u_{bs} :

$$u_{bs} = dl_B/dt = u_2 - u_1 \quad (6)$$

因此,当流体通量突变时,床层上部区域的颗粒会以稳定的速度下降,从公式(6)可以得到过渡阶段的总的持续时间 t_T :

$$t_T = (l_2 - l_1) / (u_2 - u_1) \quad (7)$$

更详细的理论分析可参考 Gibilaro 的著作^[6]。

2 数学模型及其求解方法

在同时考虑了稳态平衡条件下单一悬浮固体颗粒的基本流体颗粒相间作用力和非平衡条件下由空隙率梯度引起的颗粒相弹性力的基础上, Foscolo 和 Gibilaro 提出了一维颗粒床模型^[6]。Chen 等^[14]拓展到二维形式,该模型方程的矢量形式为:

流体相

连续性方程

$$\partial \varepsilon_f / \partial t + \nabla \cdot (\varepsilon_f \vec{u}_f) = 0 \quad (8)$$

动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_f \varepsilon_f \vec{u}_f) + \nabla (\rho_f \varepsilon_f \vec{u}_f \vec{u}_f) = \vec{F}_f \quad (9)$$

颗粒相

连续性方程

$$\partial \varepsilon_p / \partial t + \nabla \cdot [\varepsilon_p \vec{u}_p] = 0 \quad (10)$$

动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p \varepsilon_p \vec{u}_p) + \nabla (\rho_p \varepsilon_p \vec{u}_p \vec{u}_p) = \vec{F}_p \quad (11)$$

式中 ε 表示各相的体积分率, \vec{F} 表示合力, ρ 表示密度,下标 f 和 p 分别表示流体相和颗粒相。求解上述控制方程组的关键是获得流体和颗粒相动量方程(9)和(11)中的 \vec{F}_f 和 \vec{F}_p , 在两维床内,各相水平方向和垂直的分量分别为:

$$F_{fx} = -\varepsilon_p C_D \frac{3\rho_f (u_f - u_p) |(\vec{u}_f - \vec{u}_p)|}{4d_p} \varepsilon_f^{-1.8} - \varepsilon_f \frac{\partial p}{\partial x} \quad (12)$$

$$F_{px} = -\varepsilon_p C_D \frac{3\rho_f (u_p - u_f) |(\vec{u}_f - \vec{u}_p)|}{4d_p} \varepsilon_f^{-1.8} - \varepsilon_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (13)$$

$$F_{fz} = -\varepsilon_p C_D \frac{3\rho_f (v_f - v_p) |(\vec{u}_f - \vec{u}_p)|}{4d_p} \varepsilon_f^{-1.8} - \varepsilon_f \rho_f g - \varepsilon_f \frac{\partial p}{\partial z} \quad (14)$$

$$F_{pz} = -\varepsilon_p C_D \frac{3\rho_p (v_p - v_f) |(\vec{u}_f - \vec{u}_p)|}{4d_p} \varepsilon_f^{-1.8} - \varepsilon_p \rho_p g - \varepsilon_p \frac{\partial p}{\partial z} - 3.2 g d_p \varepsilon_p (\rho_p - \rho_f) \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial z} \quad (15)$$

封闭上述方程组所需的唯一变量就是颗粒与流体之间的曳力系数 C_D , 本研究选用经典的 Dalmazlavalle 关联式, 即:

$$C_D = (0.63 + 4.8/\sqrt{Re})^2 \quad (16)$$

式中

$$Re = [\rho_f \varepsilon_f | (\vec{u}_f - \vec{u}_p) | d_p] / \mu_f \quad (17)$$

该模型的最大特点是从颗粒的受力分析出发, 且只有一个可调参数。

上面所推导的控制方程组具有非线性和耦合性等特点, 在通常情况下很难给出其解析表达式, 因此只能采用数值方法得到近似解。本研究在模拟过程中时间步长采用全隐式格式, 流体和颗粒相的体积分数采用中心差分格式, 压力场采用迎风格式, 而所有速度分量采用混合差分格式, SIMPLE 算法的改进型 (SIMPLEC 算法) 被用来处理速度-压力耦合的“波形问题”, 压力的欠松弛因子设为 1.0, 其他变量则是 0.65。在使用 CFX 4.4 商业软件包求解模型方程时, 流体、颗粒相的连续性方程和动量守恒方程中的重力项和压力梯度项可以直接由系统“命令文件 (Command file)”设定, 而动量方程中的相间曳力和附加力

则需要由用户自定义 Fortran 子程序来实现。

3 模拟结果与讨论

3.1 模拟案例 模拟的二维矩形流化床高为 0.7 m, 宽为 0.2 m。液固体系为水和玻璃球, 水的密度和黏度分别取 1000 kg/m^3 和 $1.00 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 玻璃球的密度是 3990 kg/m^3 , 两种粒径分别为 1 mm ($1^\#$) 和 0.59 mm ($2^\#$)。数值计算采用均匀的结构化网格体系, 床内垂直和水平方向分别为 140 个和 40 个, 总网格数为 5600 个。左右两侧选择无滑移壁面边界条件, 顶部取压力边界条件, 底部为 Dirichlet 边界条件, 在二维床内前后壁面的影响可以忽略不计。模拟的时间步长为 10^{-4} s 。模拟过程设置的参数列于表 1, 以 No.2 为例, 物料 $1^\#$ 的初始液含率和床高分别为 0.383 和 0.3 m, 液体速度在垂直方向上为 0.0166 m/s , 水平方向上为 0, 固体速度在垂直和水平方向均为 0。在时间为 0 s 时, 液体入口速度 u_I 设置为 0.0166 m/s , 保持该速度 1 s, 然后突然增大为 $u_{II} = 0.0498 \text{ m/s}$, 持续一段时间后, 在 18 s 时将液体入口速度突然降到 $u_{III} = 0.0166 \text{ m/s}$, 总模拟时间为 27 s。

表 1 模拟参数表

Table 1 The parameters of the simulation

No.	Particles	Initial conditions			Start point of the bed expansion		Start point of the bed contraction		Total time of simulation t/s
		ε_0	l_0/m	$u_I/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$u_{II}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	t_I	$u_{III}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	t_{II}	
No. 1	$1^\#$	0.63	0.5	0.0498	-	-	0.0166	1	10
No. 2	$1^\#$	0.383	0.3	0.0166	0.0498	1	0.0166	18	27
No. 3	$2^\#$	0.37	0.3	0.0066	0.0198	1	0.0066	41	54
No. 4	$2^\#$	0.37	0.3	0.0066	0.0198	1	0.0066	30	46

3.2 液体速度突变时的床层动态特征 数值模拟可以直观地给出床层各相含率随时间的变化情况。以 No.3 模拟为例 (图 4), 可以发现在前 1 s, 流体流速 $u_I = 0.0066 \text{ m/s}$ 为最小流化速度, 此时床内任一固体颗粒所受的合力为 0, 床内固含率保持初始状态不变; 在 $t = 1 \text{ s}$ 时, 流体流速突然增大为 3 倍最小流化速度, 即 $u_{II} = 0.0198 \text{ m/s}$, 床层开始膨胀, 由于重力不稳定性影响, 膨胀过程中分隔界面非常不规则, 与 Didwania 等^[13]的实验结果一致; 在 22 s 床层达到新的平衡; 在 $t = 41 \text{ s}$ 时流体流速突然降为最小流化速度, 即 $u_{III} = 0.0066 \text{ m/s}$, 固体浓度在床层下部区域增高, 而上部区域维持不变, 时间为

49.4 s 时与 u_2 达到新的平衡状态。整个模拟过程符合 Gibilaro^[6]的理论分析。

3.3 床层收缩过程 对上述四种模拟情况的床层收缩过程进一步分析可得到如图 5 所示的收缩曲线。对于 $1^\#$ 物料, 当液体速度由 3 倍最小流化速度的平衡状态下突然减小到最小流化速度时, 床层收缩 4.8 s 达到新的平衡; 当液体速度开始由最小流化速度的平衡状态下增加到 3 倍最小流化速度, 达到新的平衡状态后持续一段时间, 再突然减小到最小流化速度, 床层收缩 5.0 s 达到新的平衡。两者对比说明膨胀过程对收缩时间的影响不大。

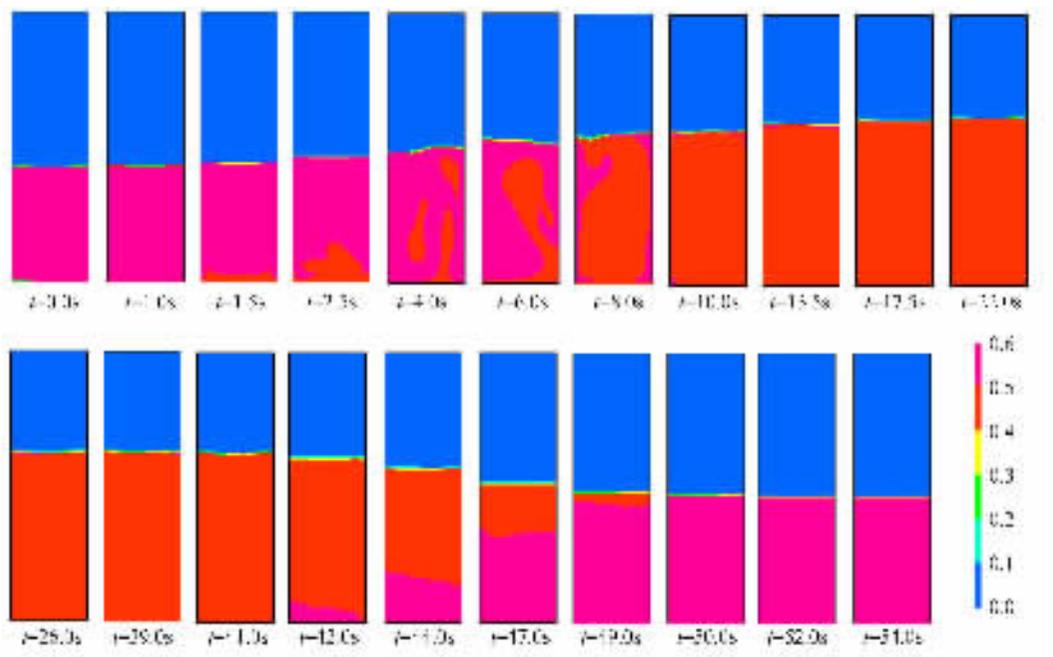


图 4 床层固含率分布动态图

Figure 4 Snapshots of the solid volume fraction distribution

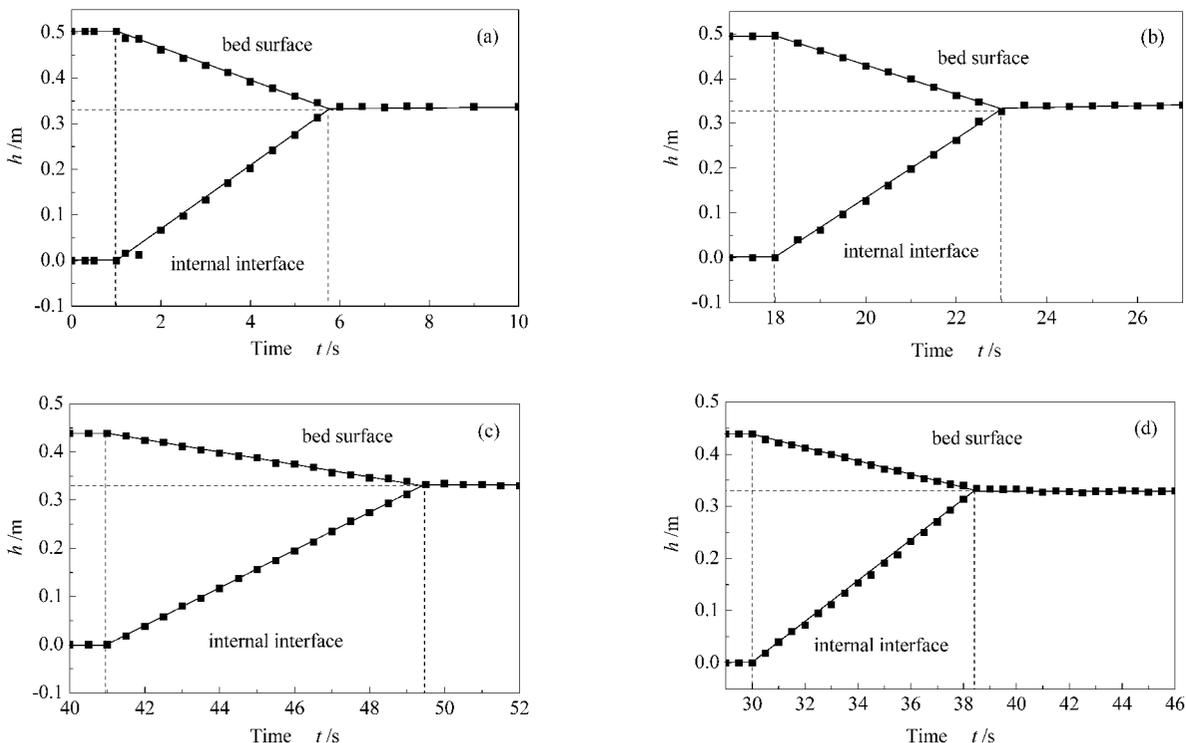


图 5 模拟的床层收缩曲线

Figure 5 The curves of the bed contraction simulated

(a) ,(b) ,(c) and (d) standing for No. 1 , No. 2 , No. 3 and No. 4 in Table 1 , respectively ; points for simulation data and solid lines for trend line

对于 2# 物料 ,在模拟过程中床层膨胀后的稳定时间有所不同 ,但是收缩时间基本相同(8. 4 s 和 8. 5 s) ,说明床层膨胀后的稳定时间对收缩过程影

响可以忽略不计。由图 5 可以得到四种模拟条件下收缩过程的持续时间。同时由公式 (7) 可以计算出收缩过程的理论持续时间 ,结果表明两者比较吻合。

表 2 收缩过程模拟和计算结果汇总表

Table 2 The results of simulation and calculation for the bed contraction

No.	Particles	$u_1 / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$u_2 / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	l_1 / m	l_2 / m	Simulated time t_T / s	Calculated time t_T / s
No. 1	1#	0.049 8	0.016 6	0.50	0.337	4.8	4.9
No. 2	1#	0.049 8	0.016 6	0.50	0.339	5.0	4.9
No. 3	2#	0.019 8	0.006 6	0.44	0.328	8.4	7.7
No. 4	2#	0.019 8	0.006 6	0.44	0.329	8.5	7.7

上述模拟结果和理论计算值汇总于表 2。

3.4 床层膨胀过程 图 6 给出了两种物料膨胀过程床层表面随时间变化的动态特性,圆点是模拟结果,实线是由 Gibilaro 模型预测得到的理想膨胀过程描述。与表 2 比较可以发现,1#、2# 两种物料的理想膨胀时间分别为 4.7 s 和 8.7 s,与模拟的实际收

缩过程基本相同。在实际膨胀过程中,床层表面与时间并不呈线性关系,且实际的膨胀时间分别约是 11 s 和 20 s,明显大于 Gibilaro 模型预测的膨胀时间。这些与 Gibilaro^[6]用摄像法得到的实验结果相一致。其原因是床层的不稳定性所造成的^[13]。

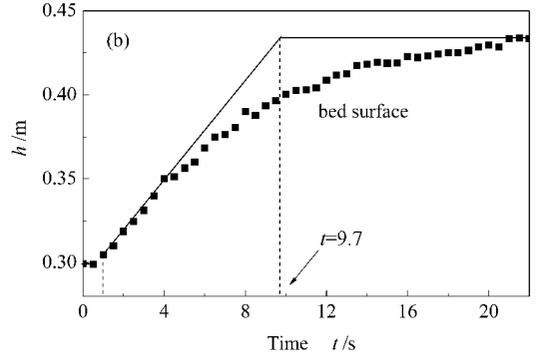
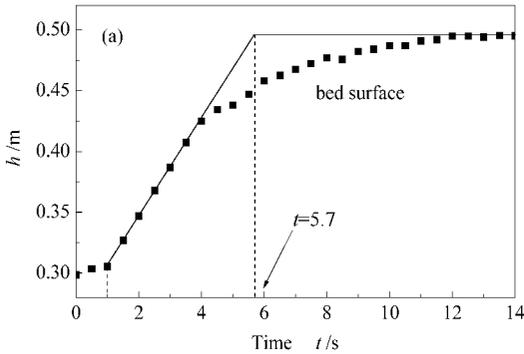


图 6 模拟的床层膨胀曲线

Figure 6 The curves of the bed expansion simulated

(a),(b) standing for No. 2 and No. 3 (or No. 4) in Table 1 , respectively ;
points for simulation data and solid lines for idealized trend line)

4 结 语

流体速度突变后液固流化床从一个平衡状态向另一个平衡状态过渡。当液体速度减小时,床层表面稳定下降及分隔界面稳定上升,两者与时间均呈线性关系,当液体速度增大时,床层表面稳定上升,但与时间不呈线性关系,且分隔界面模糊,其原因是重力不稳定所引起的。膨胀后停留时间的长短对收缩过程的影响可以忽略。尽管实际膨胀时间远大于床层收缩时间,但是模型预测的理想膨胀时间与床层收缩时间比较接近。这些模拟结果与 Didwanla 和 Homsey 的实验研究及 Gibilaro 的理论分析相一致。

符号说明:

- C_D —阻力系数;
- d_p —颗粒直径, m;
- F —合力, N;
- g —重力加速度, m/s^2 ;
- l_1 —分隔界面高, m;

- l_B —总床高, m;
- l_E —最终床高, m;
- l_S —收缩前床高, m;
- Re —雷诺数;
- t_T —过渡阶段持续时间, s;
- u —液体流速, m/s;
- u_A —顶部区域流速, m/s;
- u_{bs} —过渡响应阶段的床层表面速度, m/s;
- \vec{u} —速度矢量, m/s;
- u —垂直方向的速度分量, m/s;
- V_B —颗粒的整体体积, m^3 ;
- v —水平方向的速度分量, m/s;
- ε —各相的体积分数;
- ρ —密度, kg/m^3 ;
- μ —液体黏度, $\text{kg}/(\text{ms})$;
- 下标:
- f —流动相;
- p —颗粒相;
- x —x 方向坐标;

z — z 方向坐标;

$1, 2$ —分别表示两个状态

算符;

∇ —梯度;

$\nabla \cdot$ —散度;

∂ —偏导数

参考文献:

- [1] De FELICE R. Hydrodynamics of liquid fluidisation[J]. Chem Eng Sci ,1995 ,**50**(8) :1213-1245.
- [2] KWAUK M , LI J. Fluidization regimes[J]. Powder Technol ,1996 ,**87**(3) :193-202.
- [3] WU J Y , CHEN K C , CHEN C T , HWANG S C. Hydrodynamic characteristics of immobilized cell beads in a liquid-solid fluidized-bed bioreactor[J]. Biotechnol Bioeng ,2003 ,**83**(5) :583-594.
- [4] AGHAJANI M , MULLER-STEINHAGEN H , JAMIALAHMADI M. New design equations for liquid/solid fluidized bed heat exchangers[J]. Int J Heat Mass Transfer ,2005 ,**48**(2) :317-329.
- [5] LIMTRAKUL S , CHEN J , RAMACHANDRAN P , DUDUKOVIC M P. Solids motion and holdup profiles in liquid fluidized beds[J]. Chem Eng Sci ,2005 ,**60**(7) :1889-1900.
- [6] GIBILARO L G. Fluidization dynamics[M]. London : Butterworth Heinemann ,2001.
- [7] van WACHEM B G M , ALMSTEDT A E. Methods for multiphase computational fluid dynamics[J]. Chem Eng J ,2003 ,**96**(1-3) :81-98.
- [8] 赵涛,高昆鸣,程中虎,黄戒介,王洋. 喷嘴式分布器射流流化床的模拟研究[J]. 燃料化学学报,2004 ,**32**(2) :205-209.
(ZHAO Tao , GAO Kun , CHENG Zhong-hu , HUANG Jie-jie , WANG Yang. Simulation for a jetting fluidized bed with a multi-nozzle distributor[J]. Journal of Fuel Chemistry and Technology ,2004 ,**32**(2) :205-209.)
- [9] 张锴,张济宇,张碧江. 双组分冷模射流流化床气化炉内流体动力学特性模拟[J]. 燃料化学学报,2004 ,**32**(6) :699-704.
(ZHANG Kai , ZHANG Ji-yu , ZHANG Bi-jiang. Hydrodynamics in a cold-model jetting fluidized-bed gasifier with a binary mixture[J]. Journal of Fuel Chemistry and Technology ,2004 ,**32**(6) :699-704.)
- [10] GIDASPOW D. Multiphase flow and fluidization[M]. New York : Academic Press ,1994.
- [11] NEEDHAM D J , MERKIN J H. The propagation of a voidage disturbance in a uniformly fluidized bed[J]. Fluid Mech ,1983 ,**131** :427-454.
- [12] CHRISTIE I , GANSER G H , SANZ-SERNA J M. Numerical solution of a hyperbolic system of conservation laws with source term arising in a fluidized bed mode[J]. Comput Phys ,1991 ,**93** :297-311.
- [13] DIDWANLA A K , HOMSY G M. Rayleigh-Taylor instabilities in fluidized beds[J]. Ind Eng Chem Fundam ,1981 ,**20**(4) :318-323.
- [14] CHEN Z , GIBILARO L G , FOSCOLA P U. Two-dimensional voidage waves in fluidized beds[J]. Ind Eng Chem Res ,1999 ,**38**(3) :610-620.