

射流流化床中锥形分布板对流动的影响

洪若瑜

(苏州大学化学化工学院, 合成化学江苏省重点实验室, 江苏 苏州 215123)

摘要: 给出了具有锥形分布板的射流流化床中浓密气固两相流动的多相流体力学基本方程组. 采用二维正交曲线坐标并生成了数值网格, 用改进的 IPSA 方法求解二维正交曲线坐标中的多相流基本方程组, 并编制了大型通用程序, 流场可视化使用 Tecplot 软件. 对于给定的模拟计算, 计算结果与实验值吻合. 模拟计算中改变了锥形筛板的角度、射流管的直径、床层高度、分布板开孔率的分布、射流流速、床层表观流速等, 通过模拟得到床内的流动图像, 考察了射流高度及颗粒循环的影响.

关键词: 射流; 流化床; 多相流体力学; 计算机模拟

中图分类号: TQ016 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009-606X(2006)06-0864-08

1 前言

随着两相流体力学理论及计算方法的逐步完善, 流化床中浓密气固流动的模拟计算越来越引人注目^[1-16]. 通过计算求出床内各处的气相速度和压力、颗粒相速度和体积分数, 并获得气固射流流化床中最重要的流动特征, 如射流高度和形状、气泡大小以及颗粒的循环等, 为工程放大提供了参考.

Gidaspow^[1]的研究结果引起了人们的广泛关注. Harlow 等^[2]开发了二维的多相流计算机程序(Kachina), 能够模拟气液两相流. Rivard 等^[3]在 Kachina 程序的基础上开发了 K-FIX 程序. Gidaspow 吸收了 K-FIX 程序的模型, 在此基础上加入了颗粒碰撞项, 完善了模型, 获得了很大成功^[4-7]. Kuipers 等^[8]进行了类似工作, 但在模型方程及计算方法上都没有突破. 国内对于流化床中浓密气固两相的 CFD 模拟计算工作始于 20 世纪 80 年代末, 进入 90 年代后有部分论文发表^[9-15]. 对于射流流化床, Hong 等曾模拟了单个垂直向上的射流^[10]、单个水平的射流^[11]、双垂直向上的射流^[12]以及单个向下的射流^[13]. 对于具有锥形筛板的射流流化床曾使用梯形网格加以模拟^[15], 应用多块法(Multiple blocks)技术考虑复杂的流域^[13]. 文献[15]中使用二维正交曲线坐标模拟锥形筛板, 但其中的模型方程采用的是笛卡儿坐标系.

本工作在二维正交曲线坐标系中流体力学模拟的基础上^[17,18], 模拟具有锥形筛板的射流流化床, 在实验验证的基础上, 预测锥形筛板对射流流化床中射流高度和颗粒循环的影响.

2 实验装置

实验流程见文献[9-16], 空气经罗茨鼓风机压缩后, 通过空气过滤器除去油雾, 进入稳压罐以减少压力波动. 然后经过转子流量计及各进气口进入流化床中, 通过测压孔用 U 形压差计测量转子流量计的压力状态, 以确定空气流量. 床内从上到下设有 10 个间距为 200 mm 的测压孔, 以显示床内的压力分布.

床的下部有一个 550 mm 高的分离柱, 进行颗粒的分离. 分离柱顶部喉管处两侧各有一个侧吹风盒, 以改善该处颗粒的流动. 锥形分布板、流化分离柱底部和侧吹风盒三者的开孔率分别为 1.3%, 3% 和 4%. 根据实验条件, 锥形分布板的锥角为 0°, 30°, 45° 或 60° 四种.

实验的主要设备为二维流化床, 详见文献[15]. 为了便于观察, 该床用有机玻璃制成, 宽 300 mm, 厚 51 mm, 中心射流管采用内径为 20 mm 的半圆管, 紧贴在二维床内表面, 以便测定射流高度. 根据实际需要可以在射流床底部两侧加入锥形分布板, 以改善床底两侧的颗粒流动.

3 模型方程及计算方法

3.1 网格生成

计算的区域是一个二维射流流化床, 由于使用 V 型分布板, 物理流域复杂, 因此需要使用二维正交曲线坐标, 网格的生成方法最早使用 Ryskin 等^[19]提出的方法, 后来采用 Eca^[20]提出的方法, 该方法能同时保证网格的正交性和网格表面与边界的重合性.

收稿日期: 2005-08-09, 修回日期: 2005-11-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(编号: 20476065); 中国科学院多相反应重点实验室基金资助项目(编号: 2003-2); 中国科学院煤转化国家重点实验室基金资助项目(编号: 2004-309); 合成化学江苏省重点实验室基金资助项目; 国家教委留学回国基金资助项目; 苏州大学211工程基金资助项目; 基础课化学实验教学中心开放课题资助项目

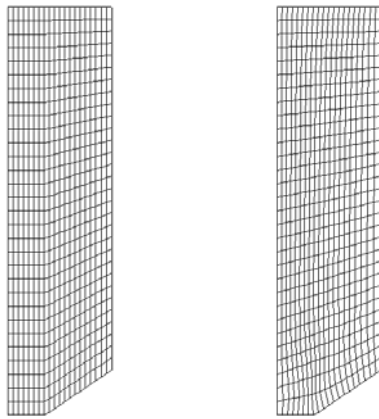
作者简介: 洪若瑜(1966-), 男, 江苏省苏州市人, 博士, 研究员, 化学工程专业.

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(f \frac{\partial X_1}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial X_1}{\partial \eta} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(f \frac{\partial X_2}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial X_2}{\partial \eta} \right) = 0, \quad (2)$$

其中, f 为变形系数^[19].

对于方程(1)和(2)及辅助方程(3)~(5), 用中心差商离散, 离散后的方程用 ADI 线迭代结合低松弛法进行求解, 网格生成的计算机程序使用 C++ 编写. 网格的显示及下面流场计算的结果用 Tecplot^[21] 处理. 图 1 为二维正交曲线坐标示意图, 使用了比较稀疏的 31×21(X, r) 网格, 实际计算中使用 71×201 的网格. 图 1(a) 是使用代数插值法得到的初始网格, 将其作为式(1)和(2)的初始值, 而图 1(b) 是经过迭代 7 次后得到的网格, 已经比较光滑, 且正交性也较好.



(a) The initial mesh (b) The mesh after 7 iterations

图 1 二维正交曲线坐标示意图
Fig.1 Two-dimensional orthogonal coordinate (31×21)

3.2 流体力学基本方程

给出描述气相流动的 Navier–Stokes 方程及单颗粒运动的 Lagrange 方程, 在流化床内任取一个控制体, 对上述 2 套方程组取体积平均(即作积分), 从而可导出描述两相宏观流动的基本方程组, 在圆柱坐标中表示如下:

(1) 固相连续方程 (k 代表 g 或 s)

$$\frac{\partial \rho_k'}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} (h_2 r U_{k,1} \rho_k') + \frac{\partial}{\partial X_2} (h_1 r U_{k,2} \rho_k') \right] = 0, \quad (3)$$

其中, $\rho_k' = \rho_k \alpha_k, \Sigma_k \alpha_k = 1$.

(2) 气、固相动量方程 (k 代表 g 或 s, n 代表 g 或 $s, n \neq k$)

$U_{k,1}$ 动量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_k' U_{k,1})}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} (h_2 r U_{k,1} U_{k,1} \rho_k') + \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial X_2} (h_1 r U_{k,2} U_{k,1} \rho_k') \right] = -\varepsilon_k \frac{\partial p_k}{h_1 \partial X_1} + \\ & \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} (h_2 r \sigma_{k,11}) + \frac{\partial}{\partial X_2} (h_1 r \sigma_{k,21}) \right] + \\ & \left(\frac{\rho_k' U_{k,2}^2}{r_2} - \frac{\rho_k' U_{k,1} U_{k,2}}{r_1} \right) + \left(\frac{\sigma_{k,12}}{r_1} - \frac{\sigma_{k,22}}{r_2} \right) - \\ & 2\mu_{k,eff} \frac{\sin \beta}{r} \left(U_{k,1} \frac{\sin \beta}{r} + U_{k,2} \frac{\cos \beta}{r} \right) + \\ & B(U_{n,1} - U_{k,1}) + \rho_k' g + \delta_{n,s} \frac{\partial p_s}{h_1 \partial X_1}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中, $\delta_{n,s} = \begin{cases} 1, & n=s \\ 0, & n=g \end{cases}$. $U_{k,2}$ 动量方程与方程(4)类似.

(3) 气体湍流的 K - ε 模型

K 方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_g' K)}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} (h_2 r U_{g,1} K \rho_g') + \frac{\partial}{\partial X_2} (h_1 r U_{g,2} K \rho_g') \right] = \\ & \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} \left(h_2 r \frac{\mu_{g,eff}}{N_k} \frac{1}{h_1} \frac{\partial K}{\partial X_1} \right) + \frac{\partial}{\partial X_2} \left(h_1 r \frac{\mu_{g,eff}}{N_k} \frac{1}{h_2} \frac{\partial K}{\partial X_2} \right) \right] + \\ & (G_k - \rho_g \varepsilon) \alpha_g. \quad (5) \end{aligned}$$

ε 方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_g' \varepsilon)}{\partial t} + \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} (h_2 r U_{g,1} \varepsilon \rho_g') + \frac{\partial}{\partial X_2} (h_1 r U_{g,2} \varepsilon \rho_g') \right] = \\ & \frac{1}{h_1 h_2 r} \left[\frac{\partial}{\partial X_1} \left(h_2 r \frac{\mu_{g,eff}}{N_\varepsilon} \frac{1}{h_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_1} \right) + \frac{\partial}{\partial X_2} \left(h_1 r \frac{\mu_{g,eff}}{N_\varepsilon} \frac{1}{h_2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_2} \right) \right] + \\ & \frac{\varepsilon}{K} (C_1 G_k - C_2 \rho_g \varepsilon) \alpha_g. \quad (6) \end{aligned}$$

湍流模型中的 $C_1, C_2, N_k, N_\varepsilon$ 和 G_k 详见文献[18], $\mu = C_\mu \rho_g' K^2 / \varepsilon$.

(4) 固相压力采用以下方法处理^[22]:

$$p_s = \frac{1}{2} \rho_s A^2 \left[(\alpha_g - \alpha_{g,cp}) + \sqrt{(\alpha_g - \alpha_{g,cp})^2 + G_1 e^{-G_2(\alpha_g - \alpha_{g,cp})^2}} \right], \quad (7)$$

$\alpha_{g,cp}$ 为颗粒紧密压缩时的体积分数, A 为颗粒紧密压缩时的声速, G_1 和 G_2 是常数, $G_1 = 4 \times 10^{-12}, G_2 = 10^6$. 上述处理方法在美国 Los Alamos 国立实验室的著名程序 CFDLib^[22] 中也采用.

(5) 两相曳力系数可采用 Syamlal 等^[23] 推荐的方程计算:

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{(1 - \varepsilon_s) \varepsilon_s \rho_g |\bar{U}_g - \bar{U}_s|}{V_r^2 d_s}, \quad (8)$$

这里, $C_D = 0.63 + 4.8 \sqrt{V_r / Re}$ ^[24], V_r 见文献[25].

上述方程中每项都有明确的物理意义,以颗粒相 X 方向动量方程[式(4)]为例,从左到右各项依次为非稳态项、 X 及 r 方向对流项、压力梯度项、气固间摩擦力项、重力项、 X 及 r 方向粘性项和颗粒碰撞项,最后一项用来描述浓密流化床中颗粒间的作用.当流化床中颗粒很少时,该项为 0,反之当空隙率接近固定床时此项非常大.

式(3)~(6)是二维椭圆形的微分方程组,非线性强,各变量间的耦合强烈并且与时间有关,用经本工作改进的 IPSA 方法求解,其主要特点是:在非均匀交错网格上用控制容积法离散上述偏微分方程,速度与压力耦合处理使用 SIMPLEC 方法,压力校正用气相连续方程建立,颗粒体积分数方程中加入人工粘性项,以减少伪扩散,方程的求解使用 ADI 求解的简要步骤:(1)在边界上给定各变量的边界条件;(2)假定压力,求解 4 个动量方程;(3)求解颗粒相体积分数方程;(4)若不收敛则返回(2);(5)返回(1)进行下一时间的迭代.

4 结果与讨论

算例为图 1 中的二维流化床,详见文献[15].与文献[15]不同的是本工作采用了二维正交贴体坐标来模拟复杂的物理流域.由于流化床上部为自由区,因此,计算中流化床的高度只取一半(0.6 m).计算时采用的边界条件如下:(1) $X=0$ (进口),认为各变量的值都是已知的;(2) $X=0.6$ m(出口),采用充分发展的边界条件;(3) $r=0$ (中心轴),采用对称边界条件;(4) $r=0.15$ m(床壁),采用无滑移边界条件.

前期工作^[10]使用了较稀疏的网格(21×31),近期工作^[12,13]使用了较密的网格,本工作使用了更密的 71×201 网格,计算精度更高,计算所用平台是 AMD2800+,操作系统是 Windows2000,每组计算所需时间为 2~3 d.

4.1 射流的穿透高度

Yang 等^[26]关联了文献中许多关于射流高度的实验数据,提出了一个计算射流穿透高度的半经验公式:

$$\frac{L_j}{d_j} = 15.0 \left(\frac{\rho_g U_j^2}{\rho_s - \rho_g g d_j} \right)^{0.187},$$

公式的误差在 40% 以内.

由于实验中射流管是半圆管,为了将 Yang 等^[27]的关联式与实验值或模拟计算值作对比,也采用了有效直径^[25]的概念,即 $D=D/2$ 代入公式以求取射流高度.

为进一步检验本模型计算射流高度的可能性,在上述二维床设备中进行了实验测定.在实验中没有使用 V

型分布板,物料为小米,其物性如下:颗粒密度 $\rho_s=1330$ kg/m³,颗粒平均直径 $d_p=1.64$ mm,初始流态化速度 $U_{mf}=0.56$ m/s,自由沉降速度 6.6 m/s,形状系数 $\psi=1$,堆密度 $\rho_b=796$ kg/m³.床内略通气时的最小床层高度为 40 cm.为保证射流管上部床层的充分流化,实验中保持床层表观气速 $U_f=1$ m/s,即 $U_f/U_{mf}=2$,在此条件下,改变中心射流管的气速,考察射流高度的变化.

用本工作所开发的程序在计算机上进行与实验流动条件完全相同的模拟计算,同时也可以得出射流高度随射流气速的变化,见图 2.可以看出,三者是比较接近的,这也说明使用有效直径概念的正确性.

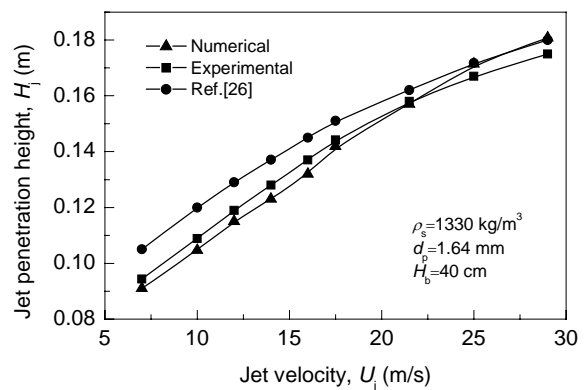


图 2 模拟计算值与实验值和文献实验值的比较

Fig.2 Comparison of computed, experimental and Ref.[26] jet penetration heights

从图 2 可以看出,随着射流气速的增加,射流穿透深度增加,但在较高的射流气速下,增加的趋势减弱.

4.2 床内的流动图像

中心射流的气体速度 $U_j=6.14$ m/s,通过分布板的气速 $U_d=0.416$ m/s, V 型分布板角度为 0°,即采用水平分布板.床内装直径 630 μ m、密度 2660 kg/m³ 的球形颗粒.刚开始时处于初始流态化状态,初始床高 20 cm,从 $t=0$ s 加入中心射流,床内流动图像见图 3(a),可以看出,射流是由于高速上升的气体对颗粒曳力而引起的颗粒向上运动,从而产生的一个空穴-射流,在 $t=0.0301$, 0.1228 和 0.1701 s 时,射流逐渐长大.在 $t=0.189$ s 时,由于喷管口的卷吸作用,导致射流颈部闭合,从而射流脱离喷管口,向上运动形成气泡.在 $t=0.189$ s 时,第二个射流正在形成中.更详细的讨论见文献[12].

4.3 分布板的角

计算时 V 型分布板角度分别为 0°, 30°, 45° 和 60°,床内的颗粒直径、密度、通过分布板的表观气速、初始床高等都与上节相同.刚开始时处于初始流态化状态,从时刻 $t=0$ s 加入中心射流.

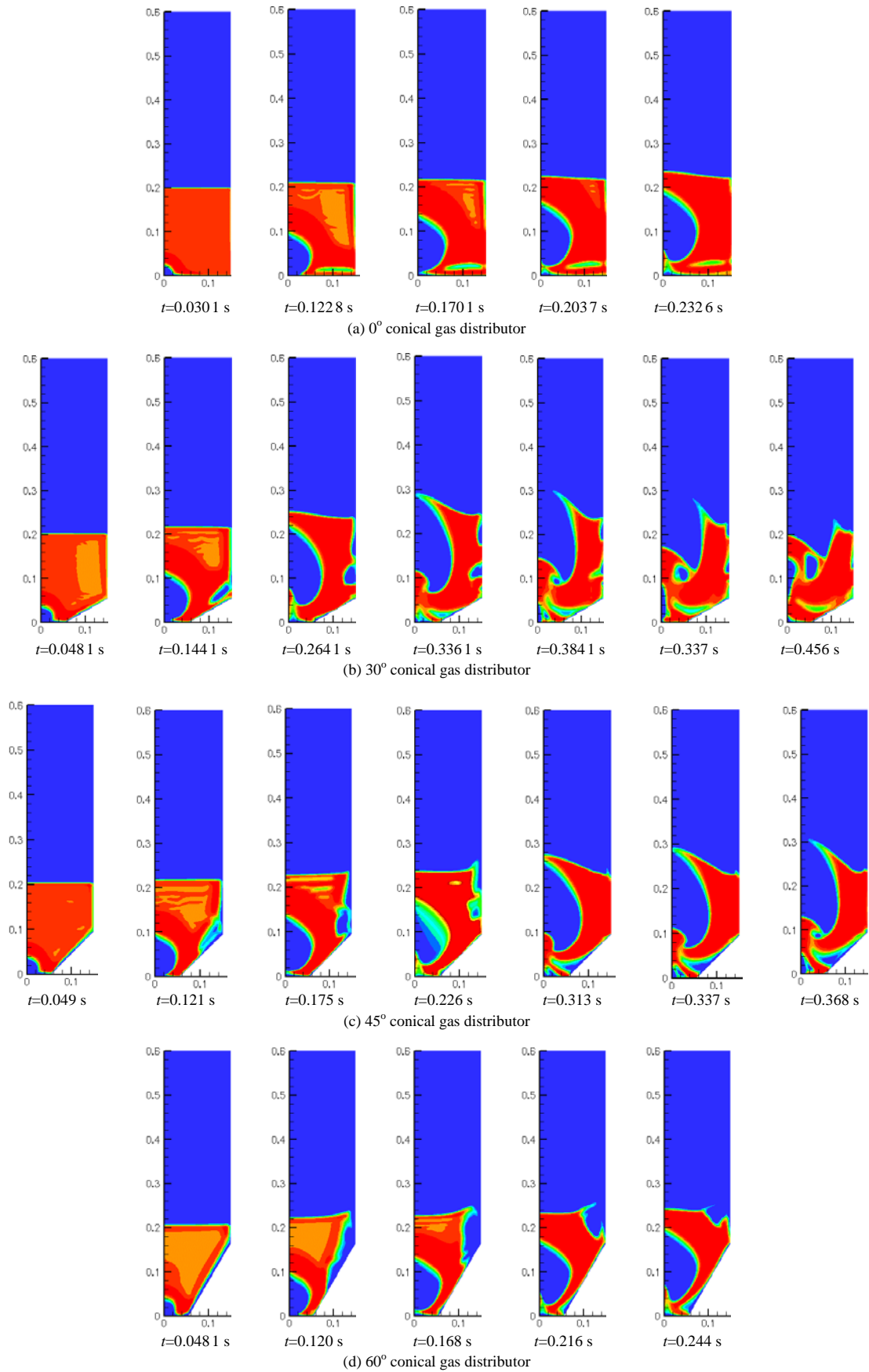


图 3 采用不同角度的 V 型分布板时模拟计算得到的床内流动图像

Fig.3 Computed flow patterns using different V-shaped gas distributors ($d_j=9.5$ mm, $U_j=6.14$ m/s, $U_d=0.416$ m/s, $H_b=20$ cm)

图3(a)~3(d)分别是具有4个分布板的流化床在各个时刻的流动图像. 图3(a)中通过水平分布板的垂直气速为0.416 m/s, 由于没有锥形分布板, 左右下角各存在一个死区, 颗粒基本不动, 床层空隙较小. 图3(b)中通过30°锥形分布板, 垂直于板面的气速仍为0.416 m/s, 发现射流更宽、更高, 同时, 气体沿锥形板面上升, 在锥形板上方的床表面产生一个气泡. 图3(c)中采用45°的锥形分布板, 可以看出, 锥形板上方的颗粒运动更大, 气泡也更大. 图3(d)中采用60°的锥形分布板, 可以看出, 锥形板上方气体形成沟流.

表1给出了采用不同气体分布板时产生第一个气泡所需的时间, 当分布板角度增加, 所需时间减少, 即气泡产生的频率增加, 同时气泡体积也减小, 但分布板上方的气泡、沟流和气体短路也增加. 通过比较, 对于模拟计算所用的较浅床层, 采用30°的锥形分布板较好.

表1 使用不同分布板时第1个气泡脱离射流管所需时间

Table 1 Time for the first bubble detaching from nozzle using different gas distributors

Angle of gas distributor (°)	0	30	45	60
Time (s)	0.189	0.180	0.175	0.168

通过大量模拟计算还发现, 当分布板上方的气体速度大于初始流化速度、并且分布板与射流的距离较远

时, 即 $L_j \tan \theta < L$ 和 θ 如图4所示, L_j 见式(10), θ 见文献[14], 分布板的角对射流穿透深度的影响不大.

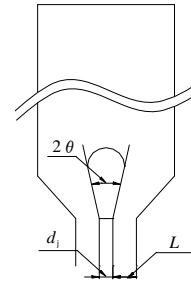


图4 中心射流与V型分布板作用示意图

Fig.4 The nozzle, gas jet and V-shaped gas distributor

4.4 射流管的直径

射流管的当量直径分别为9.5, 20, 110 mm时, 床内的流动见图3(d)和5. 图5(a)与3(d)相比, 射流的高度很高, 射流体积很大, 这也进一步说明使用有效直径^[25]的必要性. 在图5(b)中, 射流的直径就是整个水平段的宽度, 在射流加入的初始阶段就发生节涌, 然后出现环核状的流动, 床中心发生气体短路. 所以, 在射流气速一定的情况下, 中心射流管的直径也不能太大.

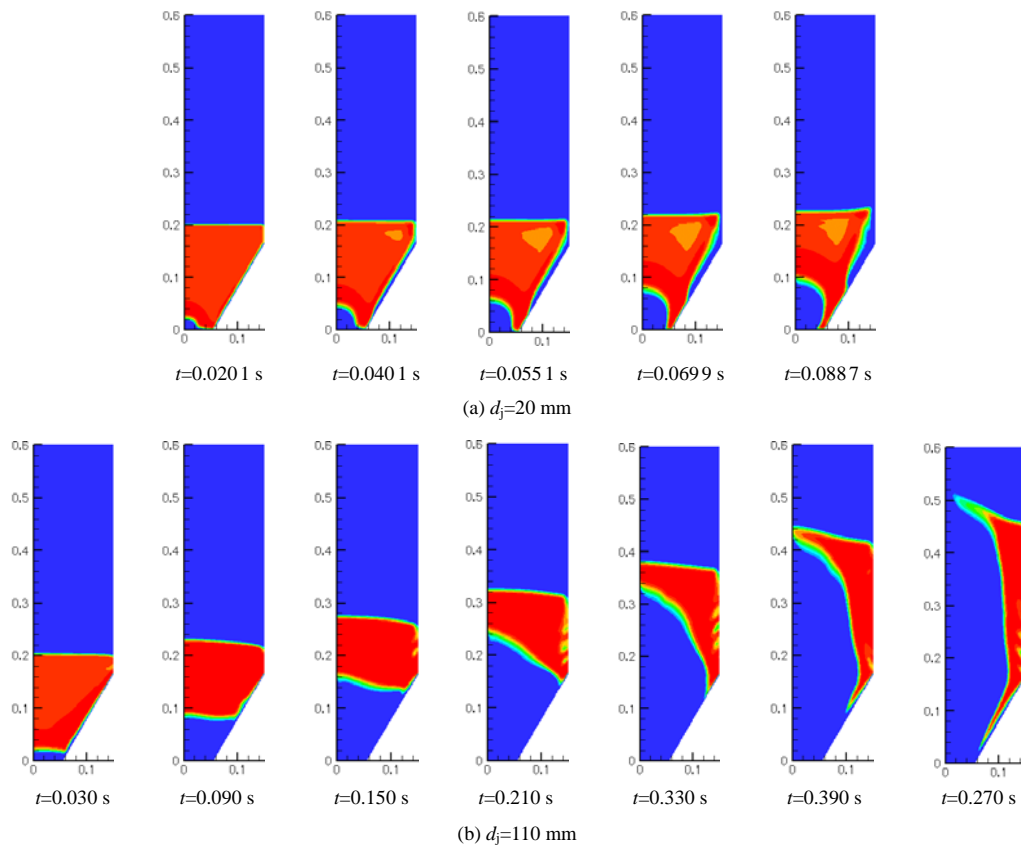


图5 采用不同直径射流管时床内流动图像

Fig.5 Flow patterns computed using different nozzle diameters ($U_j=6.14$ m/s, $U_a=0.416$ m/s, 60° V-shaped gas distributor, $H_b=20$ cm)

4.5 床层的高度

使用 60° 的分布板、床高为 20 cm 时, 床内的流动见图 3(d). 当床高增加到 40 cm 时, 床内的流动见图 6. 可以看出, 分布板上方有一层气体形成的“气垫”, 减少颗粒与分布板的接触, 在灰熔聚煤气化过程中, 可减

少分布板上的结焦, 而床上方的颗粒呈均匀的流态化. 所以, 当床高增加后, 分布板上方的气泡与气体短路现象减少, 流化更好. 因此, 在实际生产和设计中, 当床高较高时, 可以考虑使用 60° 的分布板.

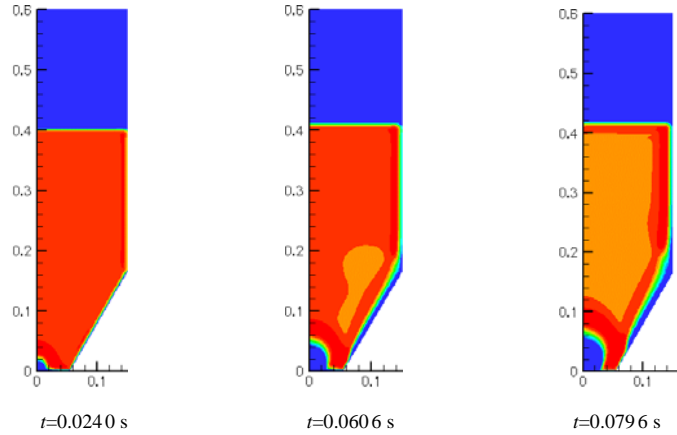


图 6 床层较高时床内流动图像

Fig.6 Flow patterns computed using larger bed height (60° V-shaped gas distributor, $d_j=9.5$ mm, $U_j=6.14$ m/s, $U_d=0.416$ m/s, $H_b=40$ cm)

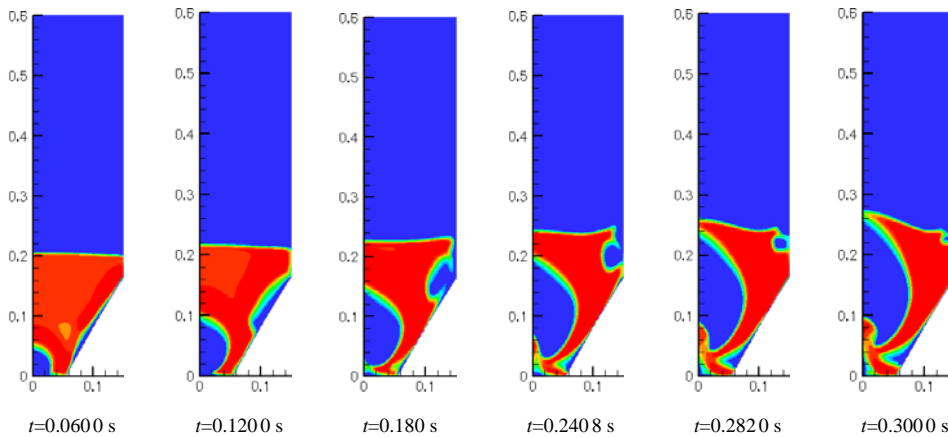


图 7 分布板开孔不均匀时床内流动图像

Fig.7 Flow patterns computed using variable opening fractions of the V-shaped gas distributor (60° V-shaped gas distributor, $d_j=9.5$ mm, $U_j=6.14$ m/s, $H_b=20$ cm, the opening fraction of three sections of the V-shaped gas distributor decreases from bottom to top, and hence U_d is 0.416, 0.2 and 0.1 m/s, respectively)

4.6 分布板开孔率的分布

使用 60° 的分布板、床高为 20 cm 时, 将分布板分为 3 段, 由下至上逐渐减少开孔率, 通过分布板的气体流速分别为 0.416, 0.2 和 0.1 m/s. 计算得到的床内流动见图 7. 可以看出, V 型分布板上方的气泡减少, 流化状态改善较大.

4.7 床层的表观气速

在分布板的上方采用不同的气速, 即 $U_d=0.3, 0.416, 0.6$ 和 0.7 m/s 时, 床内的流动如图 8 和 3(b)所示. 可以看出, 当床层的表观气速较低(小于初始流化速度)时[分布板上的气速 $U_d=0.3$ m/s, 图 8(a)], 分布板上的颗粒基

本不动, 床层膨胀很小, 射流高度也较小; 当床层的表观气速略高于初始流化速度时[$U_d=0.416$ m/s, 图 3(b)], 床内的颗粒循环较好, 分布板上方的气泡不多, 也没有沟流; 当床层的表观气速远远高于初始流化速度时[$U_d=0.6$ 和 0.7 m/s, 图 8(b)和 8(c)], 床内的颗粒循环速率很大, 分布板上方的气泡多, 并有沟流发生. 所以, 床层的表观气速以略高于初始流化速度为好.

从模拟计算还可以看出, 当逐渐增加分布板上方的气体速度, 床层的表观气速增加, 射流的穿透深度增加, 这与本工作使用水平分布板所得的研究结果^[10,12]是吻合的, 与其他文献^[28]的结果不同.

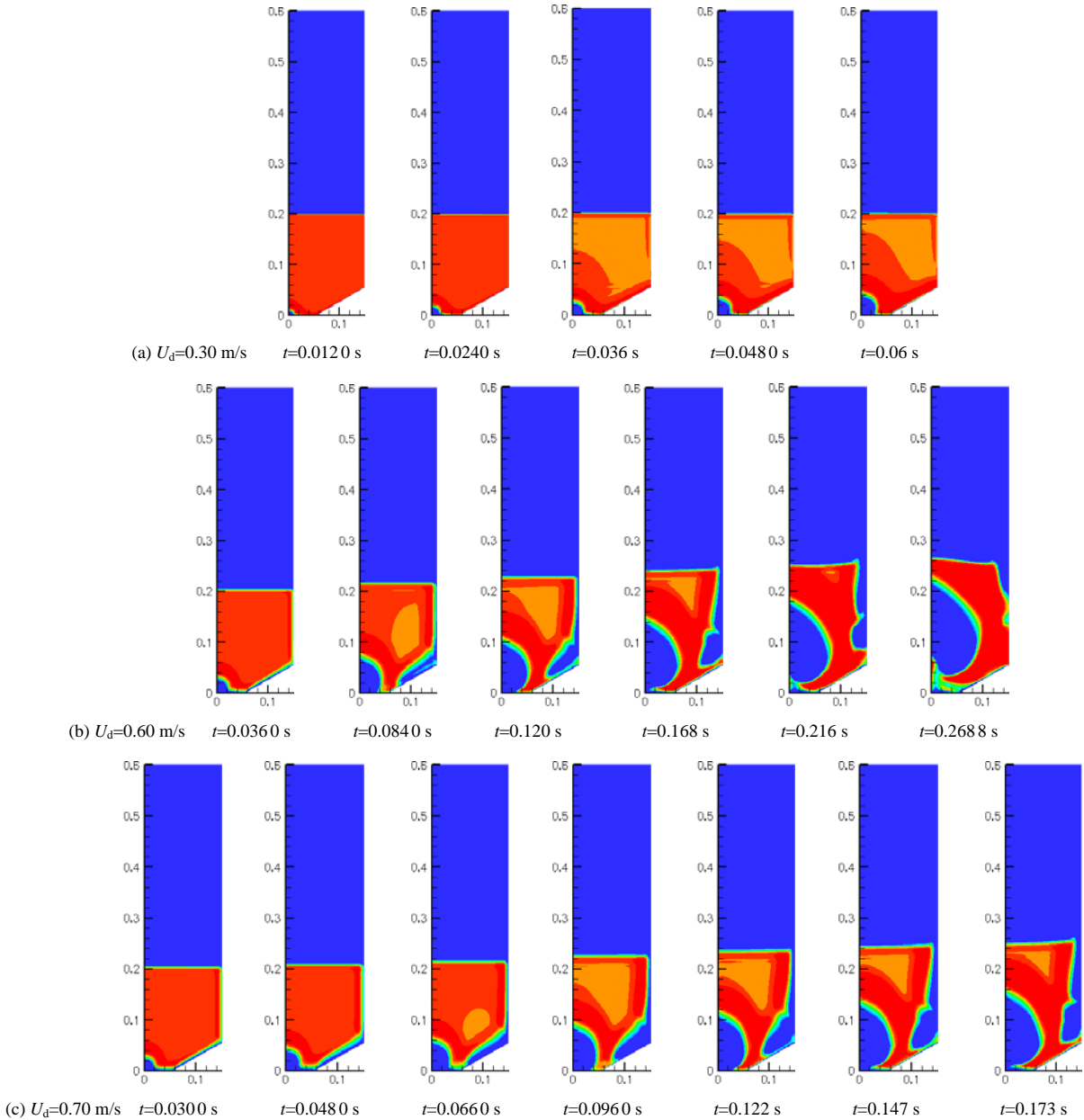


图8 不同床层表观气速下床内流动图像

Fig.8 Flow patterns computed using different superficial gas velocities in bed (30° V-shaped gas distributor, $d_j=9.5$ mm, $U_j=6.14$ m/s, $H_b=20$ cm)

5 结论

模拟了射流流化床中浓密气固两相的流动, 开发了二维通用计算机程序, 获得了如下结论: (1) 射流是由于气体对颗粒的曳力引起的颗粒运动而产生的, 由于射流底部的卷吸作用而发生脱离; (2) 使用射流的有效直径较好, 计算出的射流高度与文献关联式或实验值都比较接近, 有效直径的概念具有一定实用价值; (3) 分布板角度从 0° 逐渐增加到 30° , 45° 和 60° , 射流产生的频率是增加的, 其体积减小; (4) 当床料较少时, 采用 30° 的分布板较好, 当床料较多时, 采用 45° 的分布板较好; (5) 分析了分布板对射流高度及颗粒运动的影响, 当 V

型分布板距离射流喷嘴较远, V 型分布板上方的气体速度为初始流化速度, 可以认为分布板对射流喷射高度没有影响; (6) 将 60° 分布板上部 1/3 的小孔堵塞后, 其效果也较好; (7) 射流穿透深度随床层的表观气速增加而增加.

符号表:

D	射流管的宽度 (m)	d_j	喷嘴直径 (m)
d_p	颗粒的直径 (m)	g	重力加速度 (m/s^2)
f	变形系数	G_1, G_2	参数
h_i	拉梅系数	H_b	床层高度 (m)
K	湍流脉动动能 (m^2/m^2)		
L	射流管壁面与分离柱壁面的距离 (m)		
L_j	射流穿透深度 (m)	p	气体压力 (Pa)
p_s	固相压力 (Pa)	Re_p	颗粒雷诺数
r	圆柱坐标中点距坐标原点的垂直距离 (m)		

t	时间 (s)	U_d	分布板气速 (m/s)
U_j	射流气速 (m/s)	U_{mf}	初始流化速度 (m/s)
U_k	相 k 的速度 (m/s)	U_f	床层表观气速 (m/s)
X_i	物理域中的坐标系	α	床层空隙率
α_k	气相或固相的体积分数	β	网格与水平方向的夹角
ε	湍流脉动动能的耗散速率 (m^2/m^3)		
ξ, η	正交曲线坐标系中两个正交曲线坐标		
μ_g	气体的粘度系数 [kg/(m·s)]	ϕ	颗粒的球形度
θ	射流的半角		
ρ_s	气体或颗粒的密度 (kg/m^3)		
上标	' 表观密度或粘度		
下标	g 气相 p 颗粒 s 颗粒相		

参考文献:

- [1] Gidaspow D. Modeling of Two-phase Flow, Round Table Discussion [A]. Proceeding of 5th International Heat Transfer Conference [C]. 1974, 5(7): 163-167.
- [2] Harlow H F, Amsden A A. Numerical Calculation of Multiphase Flow [J]. J. Comput. Phys., 1975, 17(1): 19-52.
- [3] Rivard W C, Torrey M D. K-FIX: A Computer Program for Transient Two Dimensional, Two-fluid Flow [R]. Los Alamos National Laboratory, LA-NUREG-6623, Los Alamos. 1977.
- [4] Seo Y C, Gidaspow D. An X-ray- γ -ray Method of Measurement of Binary Solids Concentration and Voids in Fluidized Bed [J]. Ind. Eng. Chem. Res., 1987, 26: 1622-1628.
- [5] Syamlal M, Rogers W, O'Brien T J. MFIIX Documentation Theory Guide [R]. US Dept. Energy, Office of Fossil Energy, Technical Note, 1993.
- [6] Ding J, Gidaspow D. A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow [J]. AIChE J., 1990, 36(4): 523-538.
- [7] Gidaspow D. Multiphase Flow and Fluidization, Continuum and Kinetic Theory Descriptions [M]. New York: Academic Press, 1994. 120.
- [8] Kuipers J A M, Hammes H, Prins W, et al. A Numerical Model of Gas-fluidized Bed [J]. Chem. Eng. Sci., 1992, 47: 1913-1924.
- [9] 洪若瑜, 李洪钟, 程懋圩, 等. 基于双流模型流化床模拟 [J]. 化工学报, 1995, 46(3): 349-356.
- [10] Hong R Y, Li H Z, Zhang J Y, et al. Numerical Simulation and Verification of a Gas-Solid Jet Fluidized Bed [J]. Powder Technol., 1996, 87(1): 73-81.
- [11] Hong R Y, Li H Z, Li H B, et al. Studies on the Inclined Jet Penetration Length in a Gas-Solid Fluidized Bed [J]. Powder Technol., 1997, 92(3): 205-212.
- [12] Hong R Y, Guo Q J, Luo G H, et al. On the Jet Penetration Height in Fluidized Beds with Two Vertical Jets [J]. Powder Technol., 2003, 133(1/3): 216-227.
- [13] Hong R Y, Ding J, Li H Z. Fluidization of Fine Powders in Fluidized Beds with an Upward or a Downward Air Jet [J]. China Particuol., 2005, 3(3): 181-186.
- [14] Hong R Y, Li H B, Ding J, et al. A Correlation Equation for Calculating Inclined Jet Penetration Length in a Gas-Solid Fluidized Bed [J]. China Particuol., 2005, 3(5): 279-285.
- [15] 洪若瑜, 张济宇, 程懋圩. 射流流化床中锥形筛板对流动影响的数值分析 [A]. 第六届全国流态化会议文集 [C]. 1993. 100-104.
- [16] Zhang K, Zhang J Y, Zhang B J. Experimental and Numerical Study of Fluid Dynamic Parameters in a Jetting Fluidized Bed of a Binary Mixture [J]. Powder Technol., 2003, 132(1): 30-38.
- [17] Hong R Y, Zheng G L, Li H Z. Numerical Simulation of a Plasma Chemical Vapor Deposition Reactor Using Body-fitted Coordinate [A]. Proceedings of the 13th International Symposium on Plasma Chemistry [C]. Beijing: World Press, 1997, 4: 1690-1695.
- [18] Hong R Y, Ding J, Lu J M. 2-D Simulation of Air Intake and Compression in an I.C. Engine [J]. Comp. Appl. Chem., 2006, 22(12): 1149-1153.
- [19] Ryskin G, Leal L G. Orthogonal Mapping [J]. J. Comput. Phys., 1983, 50: 71-100.
- [20] Eca L. 2D Orthogonal Grid Generation with Boundary Point Distribution Control [J]. J. Comput. Phys., 1996, 125: 440-453.
- [21] Amtec Engineering Inc. Tecplot User's Manual, V.7.5 [R]. Bellevue, Washington, 1999.
- [22] Kashiwa B A, Gaffney E S. CFDLib Design Basis [R]. Los Alamos National Laboratory, LAUR-03-1070, Los Alamos. 2003.
- [23] Syamlal M, Rogers W, O'Brien T J. MFIIX Documentation Theory Guide [R]. US Dept. Energy, Office of Fossil Energy, Technical Note, 1993.
- [24] Dalla Valle J M. Micromeritics [M]. London: Pitman, 1938. 67.
- [25] Garside J, Al-Dibouni M R. Fluidized Particles [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1977. 56.
- [26] Yang W C, Keairns D. Estimating the Jet Penetration Depth of Multiple Vertical Grid Jets [J]. Ind. Eng. Chem. Fundam., 1979, 18(4): 317-320.
- [27] Yang W C, Keairns D L. Momentum Dissipation of and Gas Entrainment into a Gas-Solid Two-phase Jet in a Fluidized Bed [A]. Grace J R, Masten J. Fluidization [M]. New York & London: Plenum Press, 1980. 305-314.
- [28] Guo Q J, Yue G X, Zhang J Y, et al. Hydrodynamic Characteristics of a Two-dimensional Jetting Fluidized Bed with Binary Mixture [J]. Chem. Eng. Sci., 2001, 56(15): 4685-4694.

Influence of V-shaped Gas Distributor on Flow in a Gas-Solid Jet Fluidized Bed

HONG Ruo-yu

(Dept. Chem. Eng., Key Lab. Organic Synthesis of Jiangsu Prov., Soochow Univ., Suzhou, Jiangsu 215123, China)

Abstract: The governing equations of multiphase hydrodynamics for describing dense gas-solid two-phase flow in a jet fluidized bed with conical gas distributors were provided. The numerical simulations were based on two-dimensional (2-D) general orthogonal grid. The numerical meshes were obtained by solving two Laplace equations iteratively. The improved IPSA algorithm was employed to solve the governing equations on the generated numerical meshes. A general-purpose CFD computer for 2-D simulations was developed. The post-processing was performed using Tecplot. For a typical case, the computed results were consistent with the experimental measurements. The angle of conical gas distributor, nozzle diameter, bed height, aperture distribution of holes in gas distributor, jet velocity and superficial gas velocity in bed were varied in the numerical simulation to study the flow patterns, the jet penetration heights and the solid particle circulation.

Key words: jet; fluidized bed; multiphase hydrodynamics; computer simulation