

文章编号:1007-6735(2012)01-0081-07

大颗粒流化床传热数值模拟 与气固传热模型比较

郭雪岩, 柴辉生, 晁东海

(上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093)

摘要: 采用欧拉-欧拉模型对 Geldart D 类颗粒气固流化床的非定常传热过程进行了模拟, 比较了包括 Gunn 模型在内的 6 种不同的气固传热系数模型. 通过模拟二维流化床发现, 基于 6 种气固传热模型得出的平均壁面传热系数与文献的实验关联式相差不大, 但是 6 种模型给出的局部气固传热系数呈现较大的差别, 其原因在于不同模型中的两个主要影响参数颗粒雷诺数和床层空隙率的贡献不同. 比较了 6 种气固传热模型之后, 采用 Gunn 模型对 D 类颗粒的流化床进行了模拟和分析, 结果表明: 尽管存在较大的气泡和一定程度的腾涌, D 类颗粒流化床可以实现稳定的流化. 从流化床内的温度分布的演化来看, D 类颗粒流化床的传热均匀性不存在问题, 较大的颗粒直径和较大的气泡并未造成传热问题.

关键词: 流化床; 数值模拟; 大颗粒; 传热; 气固两相流

中图分类号: TQ 021.1 **文献标志码:** A

Numerical Simulation of Large Particle Fluidized Bed and Comparison of Gas-particle Heat Transfer Models

GUO Xue-yan, CHAI Hui-sheng, CHAO Dong-hai

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Unsteady heat transfer in a gas-solid fluidized bed of Geldart D particles was simulated with the help of Eulerian-Eulerian fluid dynamic method. 6 gas-particle heat transfer coefficient models were compared and analyzed. According to the simulation of a two-dimensional bed, it is found that the mean wall heat transfer coefficient of the whole bed is in good agreement with that based on the reported experimental correlative expression. However, the gas-particle heat transfer coefficient based on local conditions in the bed is found to be varied obviously when different models are used. A thorough numerical simulation was conducted with Gunn model to investigate the two-phase flow and heat transfer in the Geldart D particle bed. Relatively stable fluidization can be observed, although more or less bubbling exists. Uniform temperature distribution is easily reached when fluidization initialization has finished.

Key words: fluidized bed; numerical simulation; large particle; heat transfer; two-phase flow

收稿日期: 2011-01-18

基金项目: 上海市重点学科建设资助项目(J50501)

作者简介: 郭雪岩(1964-)男, 副教授. 研究方向: 计算流体力学及应用. E-mail: xyguo@usst.edu.cn

流化床在能源、化工等领域有十分广泛的应用,涉及的多相流动和传递特性长期以来成为国内外倍受重视的研究领域. Geldart^[1]根据颗粒粒度及颗粒的表观密度等对流化特性影响进行了分类,粒度 600 μm 以上较粗颗粒称为 D 类颗粒,流化时易产生大气泡或节涌而难以稳定流化. 随着流态化技术发展,大颗粒流化床在煤粉流态化燃烧和水泥熟料流态化煅烧等领域的应用也越来越广泛. 事实上,有研究表明, D 类颗粒粒度在 1.5 mm 以下时,是完全可以流化的^[2]. 由于 D 类颗粒流化两相流动的特殊性,其传热过程也有相应的独特性. 目前为止对大颗粒气固两相流动的研究还较少^[3-5]. 考虑到大颗粒流态化的广泛应用,人们对大颗粒的流化、流动和传热特性还需要更深入的了解. 数值模拟是研究流化床流动和传热的一类新颖而有效的方法. 依模拟精度水平的不同,可以将流化床数值模拟方法大体分为 3 类: 颗粒尺度方法、宏观尺度守恒模型和多相流体动力学方法. 颗粒尺度方法可以提供得十分详细,但运算量巨大,可模拟的颗粒数量以及流化床的大小都受到限制^[6-7]. 事实上,在颗粒尺度上模拟工业规模流化床对目前的可用计算资源是不现实的. 宏观尺度的模拟计算成本十分低廉,但是能提供的流动和传热细节十分有限,对于流化床的工业设计和放大的帮助也十分有限. 基于 Navier-Stokes 方程的多相流 CFD 数值模拟是前两者的一个很好的折衷,通过 CFD(例如欧拉-欧拉双流体模型)模拟可以在合理计算成本的前提下,获得流化床内部多相流场和温度场的较详细情况,并对感兴趣的流化状态作出预测. 采用 CFD 软件 Fluent 的欧拉-欧拉双流体多相流方法,对 D 类颗粒气固流化床的传热和流动进行了模拟和分析. 在欧拉-欧拉方法中固体颗粒和气体之间气固传热并不直接求解,能量方程是通过气固传热系数的经验模型来封闭的,因此气固传热模型的准确程度对气固流化床的准确模拟有重要影响. 笔者在大颗粒流化床的模拟过程中,对 6 种不同的气固传热模型进行了对比和验证,对模型之间的差别进行了分析和讨论. 在分析 CFD 模拟结果的基础上,对 D 类流化床的传热特性进行了讨论.

1 数值方法

气固两相流动的 CFD 模拟常用的方法有两类: 欧拉-拉格朗日方法和欧拉-欧拉方法. 前者将流体相视为连续相,采用欧拉方法描述,而固相则作为

离散相分散于流体相中,采用拉格朗日方法描述. 该类方法需要追踪每个颗粒,并计算该颗粒与流体间的相互作用(动量、能量和质量的交换或转移),因此,该类方法的计算量较大. 后者假设流体相和固体相均为连续的、可相互穿透的流体,均以欧拉方法描述. 流体相和固体相的存在以该相的体积分率表达. 该类方法以固相或其它离散相的拟流体化为主要特征,固体颗粒间的相互作用以颗粒动力学方法描述,与流体相的动量和热量交换分别用经验性的曳力模型和气固传热模型来实现. 相对欧拉-拉格朗日方法,欧拉-欧拉方法的计算量要小得多. 考虑到其工程应用的可行性,欧拉-欧拉方法在两相流的数值模拟中受到广泛的重视. 本文的工作拟采用欧拉-欧拉类方法求解流化床中的气固两相流动.

在欧拉-欧拉类方法中,固体也被视作流体,因此气固相都有各自的流动控制方程(该方法也被称作双流体方法). 以下仅以动量方程和能量方程为例,简要介绍欧拉-欧拉方法的特点. 气相和固相的动量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\epsilon_g \rho_g \mathbf{v}_g^2) = -\epsilon_g \nabla p_g + \nabla \cdot \bar{\sigma}_g + \epsilon_g \rho_g \mathbf{g} + \beta_{gp}(\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_g) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_p \rho_p \mathbf{v}_p) + \nabla \cdot (\epsilon_p \rho_p \mathbf{v}_p^2) = -\epsilon_p \nabla p_g + \nabla \cdot \bar{\sigma}_p + \epsilon_p \rho_p \mathbf{g} + \beta_{gp}(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p) \quad (2)$$

式中, ϵ 为体积分率; ρ 为密度; \mathbf{v} 为速度向量; p 为压力; $\bar{\sigma}$ 为应力张量; \mathbf{g} 为重力加速度; β_{gp} 为固体颗粒与流体相间的曳力系数; 下标 g, p 为气相和固相. 曳力系数模型常用的有 Gidaspow 和 Syamlal-O'Brien 模型. 曳力系数模型反映了气固相间动量交换,其作用十分重要. 气相和固相的能量方程为

$$\epsilon_g \rho_g c_{pg} \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + \mathbf{v}_g \cdot \nabla T_g \right) = -\nabla \cdot (\epsilon_g k_g \nabla T_g) - H_{gp} \quad (3)$$

$$\epsilon_p \rho_p c_{pp} \left(\frac{\partial T_p}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \nabla T_p \right) = -\nabla \cdot (\epsilon_p k_p \nabla T_p) + H_{gp} \quad (4)$$

式中, c_p 为比气压热容; T 为温度; k 为传热系数; H_{gp} 为气固两相间的对流换热速率,其计算式为

$$H_{gp} = h_{gp}(T_g - T_p) \quad (5)$$

式中, h_{gp} 为固体颗粒和气相间的对流换热表面传热系数. 和曳力系数对于相间动量传递一样,气固传热系数是反映气固相间传热的重要参数,因此,气固传热系数的选择对于本文的流化床传热的数值分析的

准确性十分关键.

本文选择 Fluent 6.3 作为流动求解工具,选用其内置的欧拉-欧拉多相流模型, $k-\epsilon$ 湍流模型,基于压力的非定常流动求解器,压力-速度耦合选用 SIMPLE 算法.

2 气固传热模型的对比

流化床内的传热过程是多尺度的,在颗粒尺度上,颗粒与周围的气体之间的换热过程与整床尺度的壁面换热是相似的,可以采用方程(5)来表达.以下是6种常见气固传热经验关联式,表达为努塞尔数 Nu_{gp} 形式. Gunn^[8] 模型可表示为

$$Nu_{gp} = (7 - 10\varphi + 5\varphi^2)(1 + 0.7Re^{0.2}Pr^{1/3}) + (1.33 - 2.4\varphi + 1.2\varphi^2)Re^{0.7}Pr^{1/3} \quad (6)$$

其中, $Nu_{gp} = hd_p/k_g$

$$\text{雷诺数 } Re = |v_g - v_p| d_p \rho_g / \mu_g$$

$$\text{普朗特数 } Pr = c_{pg} \mu_g / k_g$$

式中, μ_g 为气体动力黏度; φ 为流化床的平均空隙率. Kunii-Levenspiel^[9] 气固传热系数模型则为

$$Nu_{gp} = 0.03Re^{1.3} \quad 0.1 < Re < 100 \quad (7a)$$

$$Nu_{gp} = 2 + 0.6Re^{1/2}Pr^{1/3} \quad Re > 100 \quad (7b)$$

Wakao^[10] 和 Ranz^[11] 气固传热系数模型的形式与式(7)类似

$$Nu_{gp} = 2 + 1.1Re^{0.6}Pr^{0.33} \quad 0.1 < Re < 100 \quad (8a)$$

$$Nu_{gp} = 2 + 1.2Re^{0.5}Pr^{0.33} \quad Re > 100 \quad (8b)$$

Gelperin-Einstein^[12] 气固传热系数模型与 Gunn 模型的共同点是也包含了空隙率

$$Nu_{gp} = 0.016 \left(\frac{Re}{\varphi} \right)^{1.3} Pr^{0.33} \quad \frac{Re}{\varphi} < 200 \quad (9a)$$

$$Nu_{gp} = 0.4 \left(\frac{Re}{\varphi} \right)^{2/3} Pr^{0.33} \quad \frac{Re}{\varphi} > 200 \quad (9b)$$

Mladen^[13] 气固传热系数模型仅以 $Re = 100$ 为分界点,没有设定 Re 下限

$$Nu_{gp} = 0.011 4Pr^{1/3} Re^{1.625} \quad Re < 100 \quad (10a)$$

$$Nu_{gp} = 2 + 1.8Pr^{1/2} Re^{1/3} \quad Re > 100 \quad (10b)$$

Rowe^[14] 气固传热系数模型的形式最为简单

$$Nu_{gp} = 2 + 0.74Pr^{1/3} Re^{1/2} \quad (11)$$

可以看出,以上6种模型都包含了 Re 和 Pr , Pr 体现了气体物理性质的影响, Re 则反映了颗粒周围流场惯性力的影响,颗粒与流体的相对速度越大,则 Re 越大,颗粒直径越大, Re 也越大. Gunn 模型和 Gelperin-Einstein 模型还包括了流化床的空隙率,反映了颗粒之间的相互影响.

为了评估上述模型的准确性,用上述气固传热系数模型,在 Fluent 的欧拉-欧拉平台下模拟了如图1所示的简化的二维流化床,该流化床的尺寸、操作参数、气固物性等见表1~3.由模拟得到的温度场,可以求出流化床内各横截面的平均温度,通过计算与壁面温度的温差可以求出不同高度的壁面传热系数,进而计算出流化床流化区域的平均壁面传热系数.文献[2]中提出的实验关联式

$$Nu = 0.075(1 - \varphi)(c_{pp} \rho_p d_p u_g / k_g)^{1/2} \quad (12)$$

采用不同的气固传热系数模型模拟得到平均壁面传热系数和相应条件下^[15]的结果对照见表4(见下页).

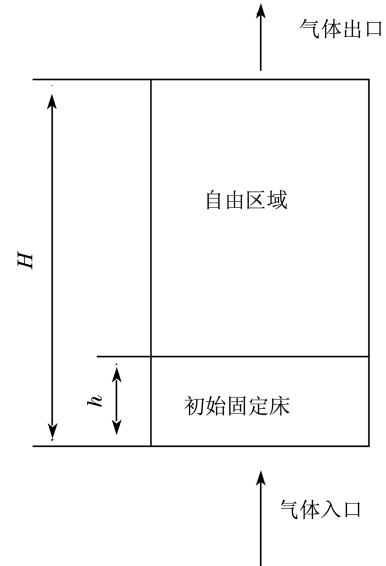


图1 气固流化床的二维模型

Fig.1 2D model of the gas-solid fluidized bed

表1 验证用流化床的几何参数

Tab.1 Geometry of the fluidized bed for validation

H/m	D/m	h/m	$d_p/\mu\text{m}$
0.6	0.3	0.2	855

表2 验证用流化床的操作条件

Tab.2 Operational parameters of the fluidized bed for validation

$v_{in}/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	T_{in}/K	T_o/K	T_{bo}/K	T_w/K
1.63	343	288	288	293

表3 气固相的物理性质

Tab.3 Physical properties of gas and solid for fluidization

空气			固体		
$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$k/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$c_p/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$k/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$c_p/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$
1.225	0.024 2	1 006.4	2 632	0.93	927

表4 不同气固传热系数模型计算的平均壁面传热系数
Tab.4 Averaged wall heat transfer coefficient simulated based on different models

模型	$h/(W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1})$	偏差/%
Gunn	4 07.17	3.48
Gelperin-Einstein	3 98.66	5.50
Kunii-Levenspiel	4 06.25	3.70
Mladen	4 01.12	4.92
Rowe	4 03.81	4.28
Wakao-Ranz	4 11.13	2.55
实验 ^[15]	4 21.87	-

从表4可以看出,用6个模型模拟得到的平均壁面传热系数与文献[15]的实验值相差不大,最大的误差是5.5%(Gelperin-Einstein模型),最小的是2.55%(Wakao-Ranz模型).作为Fluent 6.3唯一的内置模型,Gunn模型的误差也比较小,为3.48%.因此,从宏观尺度来看,上述6个模型都可以用于流化床传热的模拟.但是从颗粒尺度或流化床的局部尺度来看,颗粒雷诺数和空隙率的影响是不可忽略的,因此,不同的模型可能会预测出不同的结果.

3 结果与讨论

模拟的流化床与如图1所示的验证用的二维流化床模型类似,底部的布风装置为平板型,但是流化床(反应器)的高度和宽度分别为0.18 m和0.12 m,颗粒层初始高度为0.05 m,气体的入口温度为347 K,壁面温度为288 K,其它参数与表1~3所列相同.

本文的目的之一是采用通用的CFD软件在可接受的计算成本下,研究D类颗粒流化床的传热特性,探讨D类颗粒流化床的传热过程是否存在任何因气泡和腾涌(D类颗粒流化的特征)而引发的明显传热不均匀.在图1所示的流化床模型中,反应器壁面设置为较低温度的恒温边界条件,流化床内气相和固相的初始温度与壁面相同,流化床入口气体温度则明显高于反应器内的气固初始温度和壁温.这样,从某初始时刻开始,热气体进入流化床,使固体颗粒流化并被加热,穿过颗粒层的热气体继续加热反应器内自由空间的冷空气,直至反应器内的颗粒和空气被加热到接近入口温度.这个简单的过程将反映出这个简化的流化床中非稳态的两相传热过程,从中可以考察D类颗粒流化过程的传热特性.

图2显示了气固间传热系数在第20 s时的轴

向分布.其中,在不同轴向位置处,气固传热系数是取其横截面平均数据得到的.很显然,各个不同的模型在第20 s时的流化床条件下给出气固传热系数是有明显差别的.此外各个模型的曲线的变化趋势也不尽相同,Rowe和Mladen模拟出的传热系数沿轴向都逐渐降低;Gunn、Wakao-Ranz和Kunii-Levenspiel则呈现出先减小后增大的趋势;而Rowe却是一种处于波动的状态.尽管图中各个曲线的数据取自不同高度截面上的平均值,但还在一定程度上反映了反应器内的局部参数的影响,可以看出各个气固传热模型对局部参数的反映是有明显差别的,但是由于没有局部尺度的实验数据对照,对使用不同气固模型的模拟结果难以评估.

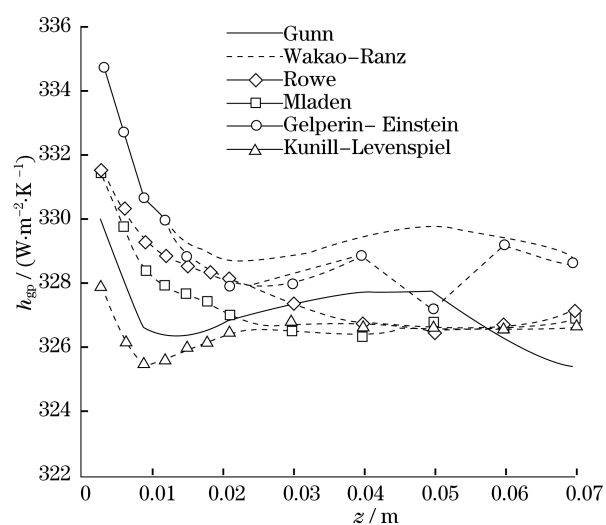


图2 $t = 20$ s 时气固轴向传热系数分布

Fig.2 Axial distribution of gas-particle heat transfer coefficient; $t = 20$ s

图3显示了颗粒体积分数和颗粒在不同床高处径向分布.由图3(a)可见,床内存在活动区、密相区和稀相区,颗粒体积分数在 $z = 0.04$ m处最大,在 $z = 0.06$ m(初始床层高度为0.05 m)处最小.尽管颗粒体积分数在不同床高处大小不一,但在从床层中心向壁面的变化过程中,其分布却非常相似:在床层中心附近微小波动,靠近壁面处逐渐增大,并形成一个最大值(径向位置与流化床半径的比 $r/R = 0.75$),随后迅速减小.

由图3(b)可见 Re_p 的径向分布, Re_p 代表气固之间的湍动强度,其值越大说明气固之间传质传热效果越好.从图可以清楚地看出,在不同高度处, Re_p 在床层中心附近变化不大,但在靠近边壁处迅速下降,这主要是由于气固之间的湍动被壁面耗散所造成的.从图中还可以发现,存在 $z = 0.04$ m处存在大量的颗粒

团和气泡,气固之间的湍动能力增强,所以在此区域较大;与密相相比较, $z = 0.06$ 处颗粒团减少,气固之间的湍动能力下降,因而 Re_p 有一定的降低;而在活动区,由于靠近布风板,导致在此区域难以形成较大的气泡和颗粒团,因而 Re_p 最小.

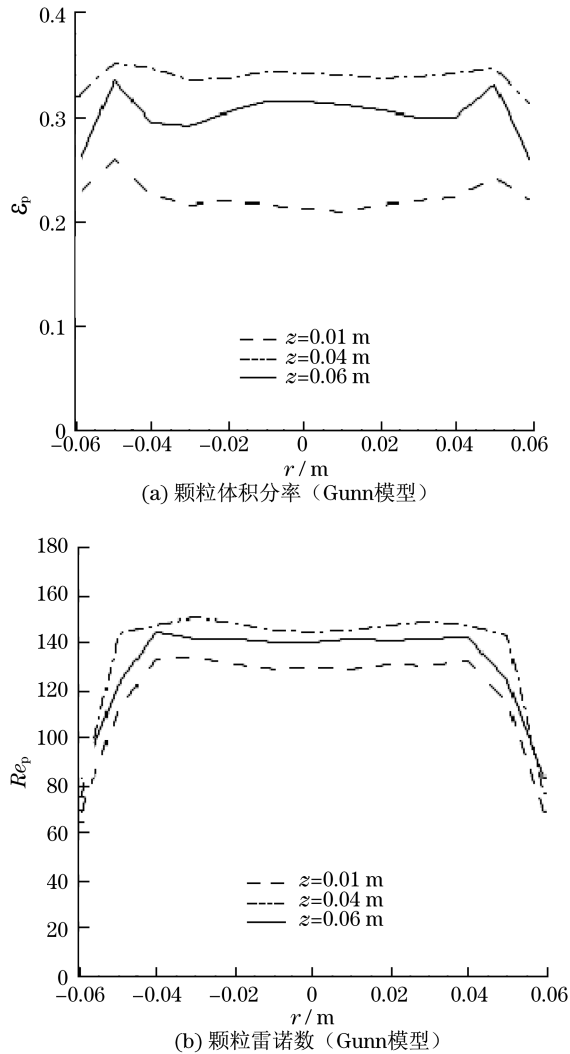


图3 体积分数和雷诺数在不同床高处径向分布图
Fig.3 Radial distribution of Volume fraction and particle Reynolds number at 3 axial position

图4显示了气固传热系数沿着轴向和径向的分布情况.从图4(a)中可发现,气固传热系数在进口不远处是逐渐增大的过程;在达到床高约为0.09 m处时,即在密相区向稀相区过渡的过程中,气固之间的传热系数逐渐降低,这反映出了气固传热系数与颗粒的体积分数有关,颗粒体积分率的降低使得颗粒与气体之间的接触面积降低,因而他们之间的传热效率减少.图4(b)中,可以清楚地看出在床高较大的地方,气固间传热系数较小,这与图5中对应的情况一致.但从径向分布情况来看,气固间传热除在

靠近壁面的地方逐渐降低外,在其它位置处基本相等.导致这一现象的根本原因是,由于颗粒体积分率和气固湍动能力在壁面附近逐渐减小造成的.

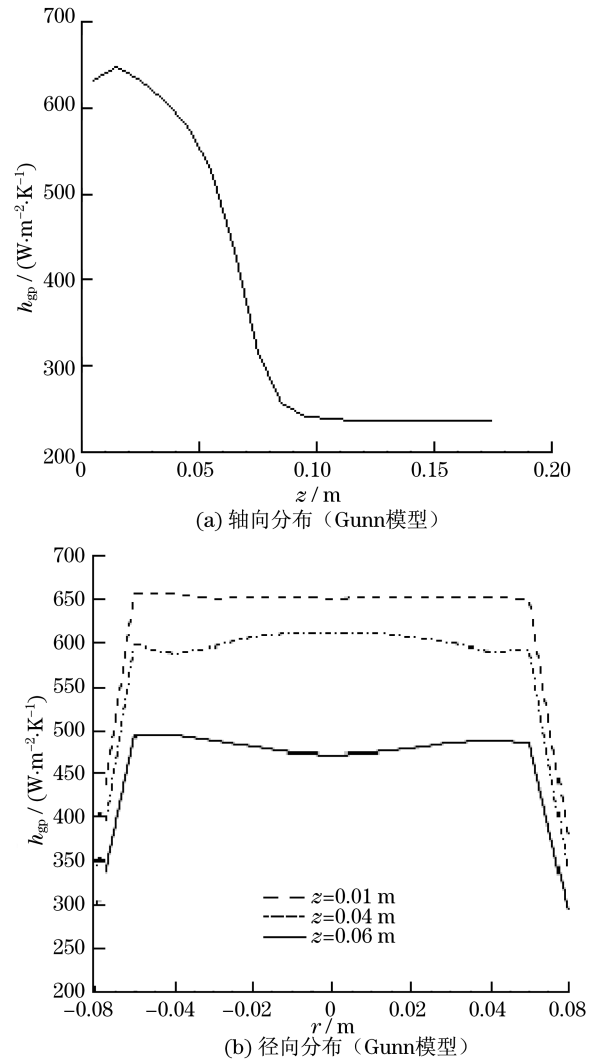


图4 气固传热系数分布图

Fig.4 Distribution of gas-particle heat transfer coefficient

图5(见下页)显示了流化床内随时间变化的气体温度分布和固相体积分数分布云图,上面的为流化床内的气体温度分布,下面为固相体积分数分布.在开始流化时,床内气体的温度均为288.15 K,当时间达到0.001 s时,固定床形式的固体颗粒没有明显的变化,温度前锋的推进也很缓慢.0.22~1.0 s是流化床从颗粒层(或固定床)开始松动到颗粒层整体流化大体形成的过程,包括大气泡的形成、破裂,中间部位的颗粒被托起、抛散并沿壁面落下,颗粒进入流化区域,来自入口的热气体则通过流化区域进入流化床上部冷气体区域,由于壁面温度维持在初始时刻的温度,因此,此时流化床上部的气体温度还很低,可以明

显看到温度较高气体从下方侵入($t = 1.0$ s). 在 $2.0 \sim 100.0$ s 的过程中, 流化床已经达到了比较稳定的流化状态, 来自入口的热气体更容易通过颗粒层, 由于颗粒层已经被加热了一段时间, 热气体被冷却的幅度随时间逐步减小, 因此流化床上部的气体温度逐渐升高. 不论是在气固混合区, 还是在自由空间都显得非常均匀. 这说明了虽然颗粒较大, 直径为 $855 \mu\text{m}$,

但由于气固剧烈混合, 温度仍然能够很快从其表面传至中心, 所以, 颗粒与气体之间的温差是可以忽略的, 即颗粒与气体可被认为已达到了热平衡状态. 从整个过程还可以发现, 气体温度在上升的一小段距离里下降很快, 这说明了气固之间的热量传递主要发生在此区域, 这与金涌等^[2]的结论是一致的.

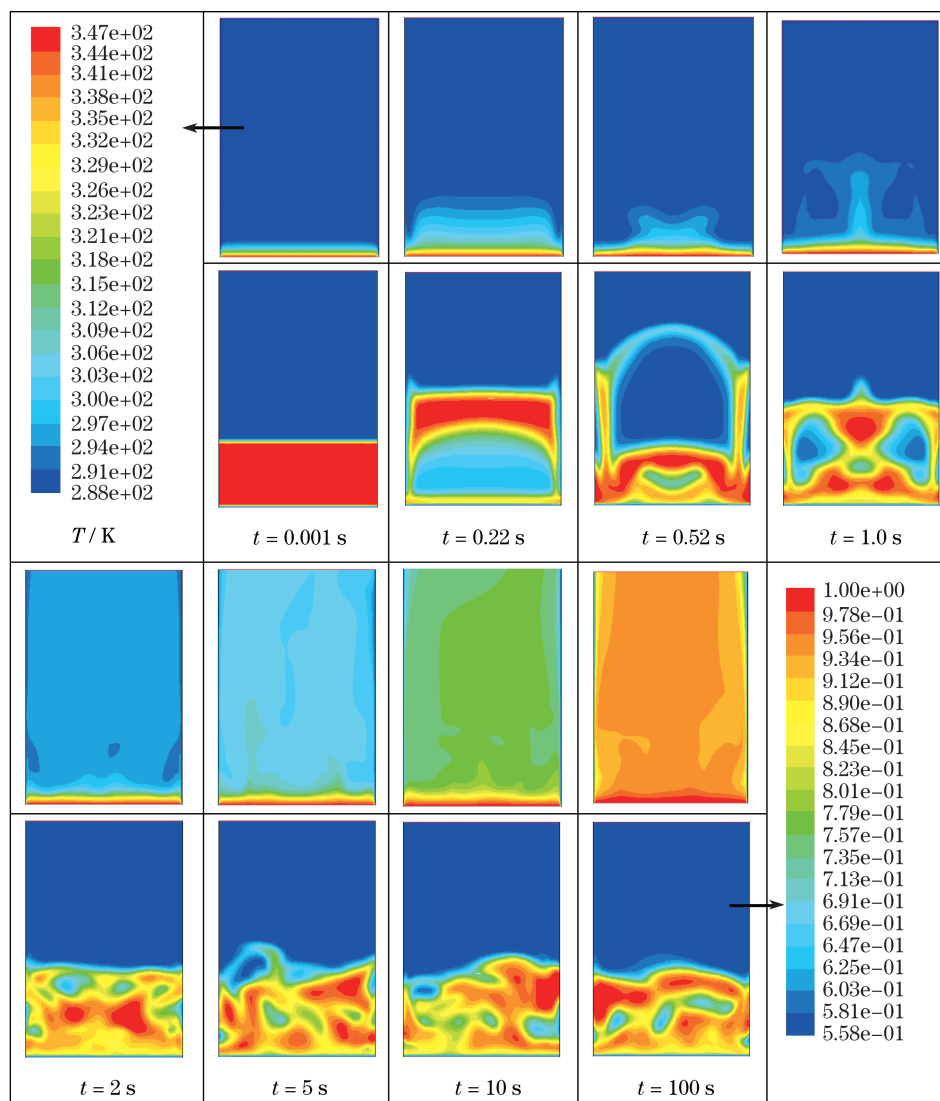


图5 流化床内不同时刻温度分布和固相体积分数分布(Gunn模型)

Fig.5 Instantaneous distribution of temperature and solid volume fraction(Gunn model)

4 结论

通过模拟 D 类颗粒气固流化床的非定常传热过程, 比较了 6 种不同的气固传热系数模型, 发现:

a. 基于 6 种气固传热模型得出的平均壁面传热

系数与文献[2]的实验关联式相差不大, 局部气固传热系数可能呈现很大的差别.

b. 采用 Gunn 模型对 D 类颗粒的流化床进行了模拟和分析, 发现 D 类颗粒流化床可以实现稳定的流化, D 类颗粒流化床的传热均匀性不存在问题, 较大的颗粒直径和气泡并未造成传热问题.

参考文献:

- [1] Geldart D. Types of gas fluidization[J]. Powder Technology, 1973, 7(5): 285 - 292.
- [2] 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, 2001.
- [3] Assari M R, Basirat T H, Saffar A M. Numerical simulation of fluid bed drying based on two-fluid model and experimental validation [J]. Applied Thermal Engineering, 2007, 2(27): 422 - 429.
- [4] Ahuja G N, Patwardhan A W. CFD and experimental studies of solids hold-up distribution and circulation patterns in gas-solid fluidized beds[J]. Chemical Engineering Journal, 2008, 143(1/2/3): 147 - 160.
- [5] Hidat M, Rasmuson A. Some aspects on gas-solid flow in a U-bend; numerical investigation[J]. Powder Technology, 2005, 3(153): 1 - 12.
- [6] Zhu H P, Zhou Z Y, Yang R Y, et al. Discrete particle simulation of particulate systems: theoretical developments[J]. Chemical Engineering Science, 2007, 62(13): 3378 - 3396.
- [7] Diego L F, Garcia-Labiano F, Gayan P, et al. Operation of a 10kWth chemical-looping combustor during 200h with a CuO-Al₂O₃ oxygen carrier[J]. Fuel, 2007, 86(7/8): 1036 - 1045.
- [8] Gunn D J. Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidized beds[J]. Int J Heat Mass Transfer, 1978, 21(4): 467 - 476.
- [9] Kunii D, Levenspiel O. Fluidization engineering[M]. New York: Wiley & Sons, 1969.
- [10] Wakao N, Kaguei S, Funazkri T. Effect of fluid dispersion coefficients on particle-to-fluid heat transfer coefficients in packed beds; Correlation of Nusselt numbers[J]. Chemical Engineering Science, 1979, 34(3): 325 - 336.
- [11] Ranz W E. Friction and transfer coefficients for single particle and packed beds [J]. Chemical Engineering Progress, 1952, 48(4): 247 - 253.
- [12] Gelperin N I, Einstein V G. Heat transfer in fluidized beds, fluidization[M]. Davidson J F, Harrison D. New York Academic Press, 1971.
- [13] Mladen M S, Branislav V S, Jelena N J, et al. Mathematical model of unsteady gas to solid particles heat transfer in fluidized bed[J]. Thermal Science, 2009, 13(1): 55 - 68.
- [14] Rowe P N, Claxton K T, Lewis T B. Heat and mass transfer from a single sphere in an extensive flowing fluid[J]. Trans Inst Chem Engrs, 1965, 43: 14 - 31.
-
- (上接第 80 页)
- [2] 张卫国, 李绍伟, 别荣军. 广义环 Boussinesq 方程的新精确孤波解和余弦周期波解[J]. 上海理工大学学报, 2007, 29(5): 511 - 517.
- [3] Hirota R, Satsuma J. Soliton solution of a coupled KdV equation[J]. Phys Lett A, 1981, 85(8/9): 407 - 418.
- [4] Ma W X. Complexiton solutions to the Korteweg-de Vries equation[J]. Phys Lett A, 2002, 301(1/2): 35 - 44.
- [5] Ma W X, Maruno K. Complexiton solutions of the Toda lattice equation [J]. Physica A, 2004, 343(12): 219 - 237.
- [6] Ma W X, Li C X, He J S. A second wronskian formulation of the Boussinesq equation[J]. Nonlinear Analysis, 2009, 70(10): 4245 - 4258.
- [7] Ma W X, You Y. Solving the Korteweg-de Vries equation by its bilinear form: wronskian solutions [J]. Trans Amer Math Soc, 2005, 357(5/7): 1753 - 1778.
- [8] Ma W X. Complexiton solutions to integrable equations[J]. Nonlinear Analysis, 2005, 63(5/7): 2461 - 2471.
- [9] Gao Y, Tang X Y. A coupled variable coefficient modified KdV equations arising from a two-layer fluid system[J]. Commun Theor Phys, 2007, 48(5): 961 - 970.
- [10] Iwao M, Hirota R. Soliton solutions of a coupled modified KdV equations[J]. J Phys Soc Jpn, 1997, 66(2): 577 - 588.
- [11] Yang J R, Mao J J. Complexiton solutions of a special coupled mKdV system[J]. Chin Phys Lett, 2008, 25(4): 1527 - 1530.
- [12] Hu H C, Tong B, Lou S Y. Nonsingular positon and complexiton solutions for the coupled KdV system[J]. Phys Lett A, 2006, 351(36): 403 - 412.
- [13] Hu H C, Liu Y. New positon, negaton and complexiton solutions for the Hirota-Satsuma coupled KdV system [J]. Phys Lett A, 2008, 372(36): 5795 - 5798.
- [14] Hu H C. Analytical positon, negaton and complexiton solutions for the coupled modified KdV system[J]. J Phys A: MathTheor, 2009, 42(15): 185207.