

重庆大学

硕士学位论文

基于Fluent软件的流化床的气固两相流模型研究

姓名：李东耀

申请学位级别：硕士

专业：动力工程及工程热物理

指导教师：郑忠

20090601

## 摘 要

气固流化床是能源、化工、冶金、石油等行业的重要设备。与传统的反应器及燃烧设备相比较,它具有设备大型化、过程易于控制、传热传质效率较高、床内温度分布较均匀等优点。由于其广阔的应用前景使它自诞生的几十年来倍受人们的关注,但床体内气固两相存在强烈的非线性、复杂性作用使人们对床层内的流动规律尚不十分清楚,从而导致了流化床设备的设计与放大方面存在很多困难。

以载有 Geldart B 类颗粒的二维鼓泡流化床为研究对象,利用 Fluent 商业计算流体力学软件包,以双流体模型为基础对床层流场进行数值模拟。主要研究了 Fluent 软件两相流模型的应用和计算区域的网格划分方法,采用有限容积法离散控制方程,研究了时间步长、松弛因子以及求解器的选择效果;分析了双流体模型控制方程的建立、封闭模型方法、壁面边界条件、气固曳力模型和颗粒相粘度模型等对模型应用的影响,并且自编基于不同理论基础的两个曳力模型模块接入 Fluent 软件。

通过对气固两相无滑移、气相无滑移颗粒相有滑移、气相有滑移颗粒相无滑移、气固两相有滑移四种壁面边界条件的模拟分析,气相无滑移,颗粒相有滑移的壁面边界条件能够更好地模拟鼓泡床的床层流动特性;在以双欧拉模型进行气固多相流动计算时,颗粒间作用的影响要比气固间作用的影响小得多,气固相间曳力主导床层流体力学特性。

通过对  $k-\epsilon$ 、RNG  $k-\epsilon$ 、Realizable  $k-\epsilon$  三种湍流模型的模拟,标准  $k-\epsilon$  湍流模型与 RNG  $k-\epsilon$  湍流模型比 Realizable  $k-\epsilon$  模型更加适用于鼓泡床中的湍流过程。标准  $k-\epsilon$  湍流模型的精确度要高于 RNG  $k-\epsilon$  湍流模型;通过对 Gidaspow 曳力模型、Koch-Hill 曳力模型、Di-Felice 曳力模型的模拟,三种曳力模型都可以成功地模拟单喷嘴鼓泡床中气泡的形成过程,但在气泡上升过程中 Di-Felice 曳力模型所模拟的情况与实际情况差距较大;通过改变送风速度定性证明了鼓泡流化床中气体表面张力的存在。

Fluent 软件能够进行外部程序接入并能较好地设计或优化鼓泡流化床设备。考虑颗粒相对壁面边界的滑移,忽略颗粒相粘度模型对床层的影响,利用标准  $k-\epsilon$  湍流模型、Gidaspow 和 Koch-Hill 曳力模型的计算结果与流态化原理及文献结果吻合性较好,双流体模型能够设计及优化鼓泡流化床设备。

**关键词:** 鼓泡流化床, 双流体模型, Geldart B 类颗粒, 气泡, 曳力模型

## ABSTRACT

Gas-solid fluidized bed is an important equipment in energy sources、chemical engineering、metallurgy、petroleum industries. This fluidized equipment is more easier for controlling and large-scale, more higher efficiency on heat and mass transfer process, better bed temperature distribution than traditional reaction and combustion devices. Although people had pay more attentions on it for decades years because of its broad application prospects of it, there are lots of difficult for designing、optimizing and magnifying fluidized bed equipments because of an unclear understanding of gas-solid flow law in which is with complexity and non-linear in bed.

A 2D single jet bubbling fluidized bed and air distributor fluidized bed which both are filled with Geldart B particles are targeted as study objects, base on Two Fluids Model and Fluent CFD software to do cold numerical simulations. Application of multiphase flow in Fluent software and the method of drawing meshes are studied, discrete equations are achieved by Finite Volume Method. Time-step、under relax factors and effect of solver choice are studied. Effect of control equations、close relation、boundary condition of wall、the model of gas-solid drag force and the model of particle-phase viscosity are analyzed. Another more, two types of gas-solid drag fore models which are written by author and based on different theory are inserted in Fluent software by UDF function.

Via comparing gas solid no slip、gas no slip solid slip、gas slip solid no slip、gas solid slip four schemes of wall boundary condition it's found that Gas no slip, solid phase slip can be better used for simulation; The gas-solid drag force is more important than inter-particles force in Two Fluids Model.

Via comparing to  $k-\epsilon$ 、RNG  $k-\epsilon$ 、Realizable  $k-\epsilon$  three types of turbulent model it's found that Standard  $k-\epsilon$  turbulent model has the best impact on simulation than RNG  $k-\epsilon$  and Realizable  $k-\epsilon$  turbulent models; Via comparing to Gidaspow、Koch-Hill、Di-Felice three types of drag force model it's found that the Gidaspow model performed a better predictable ability than Koch-Hill's in 0s-0.14s period, but a little worse than Koch-Hill's in 0.14s-0.20s period. Di-Felice drag force model can simulate the bubble formation process but can not simulate the process of bubble ascend exactly; The gas surface tension exist in gas-solid bubbling fluidized bed.

Two fluids model can be used for simulating the bubbling process in bubbling

fluidized bed. The results agree well with the fluidization principles and results reported in literatures, and this model can be used by designing and optimizing bubbling fluidized bed equipments.

**Keywords:** bubbling fluidized bed, two fluid model, Geldart B particles, bubble, drag force model.

## 学位论文独创性声明

本人声明所呈交的 硕 士学位论文  
《基于Fluent软件的流化床内气固两相流模型研究》 是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

学位论文作者签名：李东耀

签字日期：2009.06.08

导师签名：郑忠

签字日期：2009.06.08

## 学位论文使用授权书

本人完全了解重庆大学有关保留、使用学位论文的规定。本人完全同意《中国博士学位论文全文数据库、中国优秀硕士学位论文全文数据库出版章程》（以下简称“章程”），愿意将本人的 硕 士学位论文 《基于Fluent软件的流化床内气固两相流模型研究》 提交中国学术期刊（光盘版）电子杂志社（CNKI）在《中国博士学位论文全文数据库》、《中国优秀硕士学位论文全文数据库》以及《重庆大学博硕士学位论文全文数据库》中全文发表。《中国博士学位论文全文数据库》、《中国优秀硕士学位论文全文数据库》可以以电子、网络及其他数字媒体形式公开出版，并同意编入 CNKI《中国知识资源总库》，在《中国博硕士学位论文评价数据库》中使用和在互联网上传播，同意按“章程”规定享受相关权益和承担相应义务。本人授权重庆大学可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文，可以公开论文的全部或部分内容。

作者签名：李东耀

导师签名：郑忠  
2009 年 06 月 08 日

备注：审核通过的涉密论文不得签署“授权书”，须填写以下内容：

该论文属于涉密论文，其密级是\_\_\_\_\_，涉密期限至\_\_\_\_\_年\_\_\_\_月\_\_\_\_日。

说明：本声明及授权书 必须 装订在提交的学位论文最后一页。

## 1 绪 论

### 1.1 前言

气固流化床是能源、化工、石油、冶金行业中的重要设备<sup>[1]</sup>。它比传统的反应及燃烧设备除了具有易于控制、传热传质效率较高、床温分布较均匀等优点外,它的结构相对简单、紧凑,故适于大型操作<sup>[2]</sup>。由于具有各种优点使它自诞生的几十年来备受人们的关注,但床体内气固两相存在强烈的非线性、复杂性作用使人们对床层内的流动规律尚不十分清楚,从而导致了流化床设备的设计与放大方面存在很多困难。

为了更好地了解气固流化床内的两相流动规律以便设计与优化设备,气固鼓泡流化床作为一种最基本的流态化设备一直被作为许多研究者的对象<sup>[3-7]</sup>。对鼓泡床的研究方法通常有两类,相关研究通常有两类,一是借助某种数学模型来研究气泡特性及其影响因素、气泡与气相及颗粒相的相互作用,以对鼓泡床的流态化过程进行研究<sup>[8]</sup>;二是利用不同的数学模型对气泡进行模拟,然后与来自于试验或文献的数据进行对比,以确定模型的合理性<sup>[9]</sup>。

本文对二维鼓泡床利用不同的曳力模型、湍流模型对床中的气泡形成及上升过程进行模拟并与文献中数据进行对比研究;另外,在研究过程中还对双流体数学模型是否应该考虑两相与壁面存在滑移进行了分析,并且通过数值模拟实验观察出气相表面张力也存在于鼓泡床。

### 1.2 流态化技术及气固流化床概述

#### 1.2.1 流态化技术及发展

当流体向上通过颗粒床层时,其运动状态是变化的。流速较低时,颗粒静止不动,流体只在颗粒间的缝隙中通过。当流速增加到某一速度后,颗粒不再由分布板所支持,而全部由流体的摩擦力所承托。此时,对于单个颗粒来讲,它不再依靠与其他相邻颗粒的接触而维持它的空间位置,相反,在失去了以前的机械支承后,每个颗粒可在床层中自由运动。总体来说这种颗粒在流化气体的作用下表现出类似于流体的状态被称为流态化<sup>[10]</sup>。人类应用流态化技术历史非常久远,古代时的淘金、冶炼,甚至淘米等都可看成是流态化技术在生产和生活中的应用。

1926 年德国制造的温克勒气化炉<sup>[11]</sup>被认为是流态化技术在较大规模工业生产中的开端,之后的十几年时间里,流态化技术在工业方面只是单一的被应用在煤碳气化行业。直到 1942 年,美国麻省理工学院与美孚石油公司为了提高航空汽油的生产率而开发的第一代工业流化催化裂化(Fluid Catalytic Cracking,FCC)装置

的诞生才被视为流态化技术广泛应用在工业中的开端。四十年代中期,德国鲁奇公司、美国和加拿大一些公司及科研院所应用流态化技术进行铝矿石、黄铁矿和石灰石的煅烧更加迅速地发展了流态化技术及应用范围<sup>[12]</sup>。

经过几十年的发展和几代人的努力,目前流态化技术已在工业生产中的气固相催化反应、物料的干燥、粉体工程、加热与冷却、煤的气化与焦化及燃烧、固体物料输送、非高炉炼铁<sup>[13]</sup>等方面具有举足轻重的地位。

### 1.2.2 气固流化床概述

流化床是指以流态化过程工作的装置或设备。根据床内组分相的不同可分为气固流化床、气液流化床、液固流化床及气液固三相流化床<sup>[14]</sup>。气固流化床指流化工质为气体,被流化物料为固体(颗粒)的流态化设备。

根据流化气体速度的不同,气固流化床又可分为固定床、鼓泡床、湍流床、快速床及气力输送等。在气固流化床中,随着操作气速的改变,床内变化如图 1.1 所示。当流化气体速度较小时,固体颗粒床层保持静止状态,气体通过颗粒间的间隙以渗流的形式通过床层,这时的床层称为固定床。此时床层的压降随气速的增加而呈现出线性增加,波动极小,如图 1.2 所示。

随着流化气体速度的增加,当流化气体速度刚刚达到使床层松动时,这时的床层呈现临界流态化状态,气体的压降全部转化为气体对颗粒的曳力。当气体速度超过临界流化速度后,部分气体将以气泡的形式通过床层后破碎,这时的床层称为鼓泡床。此时的床层压降波动剧烈程度明显加深,且气泡在上升过程中不断的合并、破裂。

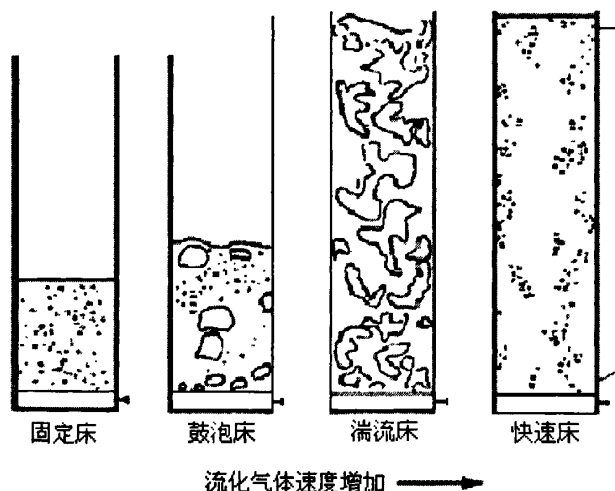


图 1.1 不同流化气体速度下床层的改变<sup>[1]</sup>

Fig.1.1 The transfer of gas-solid fluidization bed at different air velocity conditions

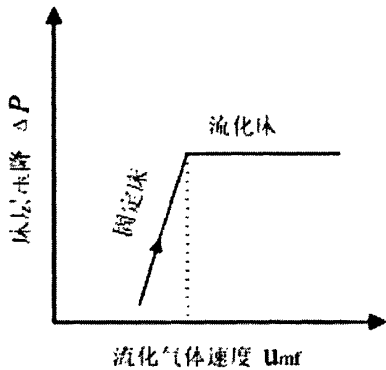


图 1.2 床层压降与流化气体速度关系  
Fig 1.2 The relation between bed pressure drop and the velocity of fluidization gas

对比高径比较大的流化床，如果进一步提高操作气速将导致床层中将出现类似于活塞状的气栓，而颗粒从气栓上面的颗粒层纷纷下落，当气栓达到床层表面时气栓破裂，后面的气栓又周而复始地形成，上升直至破碎，此时的床层称为节涌床。

气体速度进一步提高后，气泡尺寸变小，床层湍动加剧，同时床层边缘与表面均变得模糊不清，这时的床层称为湍流床，如图 1.1 所示。在湍流床状态下继续提高流化气体速度，床层表面将变得更加模糊不清，颗粒的扬析与夹带率有显著的增加，颗粒被不断地带离床层，这时的床层称为快速流化床。

1.2.3 气固鼓泡床中的流动特点

在鼓泡床中，当床层表观速度超过临界速度时，床层中会产生气泡。通常将气泡部分称为气泡相，气泡以外的部分称为乳化相。气泡相体积分数与乳化相体积分数之和为一。乳化相中的气体以临界流化速度通过床层，所剩余的气体则以气泡形式通过床层，即气泡相。气泡相与乳化相之间气体不断地进行交换，同时气泡在上升过程中不断合并、增大、破碎。

① 气泡相特征

由 Davidson、Harrison 提出的气泡模型<sup>[15]</sup>在鼓泡床研究初期一直占具主导地位，该模型假定气泡中不含颗粒，形状是圆的；气泡上升时颗粒向两侧运动，犹如一堆不可压的非黏性流体，而气体在乳化相中的流动犹如不可压的黏性流体。从近些年来的研究和真实实验来看，Davidson 气泡与实际情况有明显差别，按照目前的主流观点来看，当气泡上升时，尾部略向内凹，在尾部区域由于压力比周围流场低，颗粒被卷入，形成局部涡流，这部分区域称为尾涡。气泡在上升过程中，尾涡中的颗粒与乳化相中的颗粒不断进行交换，其结果是气泡将床层下部的颗粒不断地带到床层上部。当气泡达到床层表面破裂后颗粒又会沿床层向下运



动，整个床层则出现混合和循环状态<sup>[16]</sup>。

## ② 乳化相特征

最早关于鼓泡床乳化相的描述认为，床层中的乳化相除有气泡通过的区域外，其他部分都是维持最小流态化状态的<sup>[17]</sup>。随着实验手段和研究方法的不断进步人们发现现实中的乳化相要比观点复杂得多。目前的主流观点认为，乳化相不是稳定不变的，它可以形成旋涡流，甚至导致气泡不均匀上升。

循环流化床出现以前鼓泡床以其绝对的主导地位一直是流态化技术的代名词，直至今日，鼓泡床也是工业生产中的重要设备。因此鼓泡床长久以来一直被作为研究流态化过程的对象，国内外已有许多学者对鼓泡床的特性进行过研究。

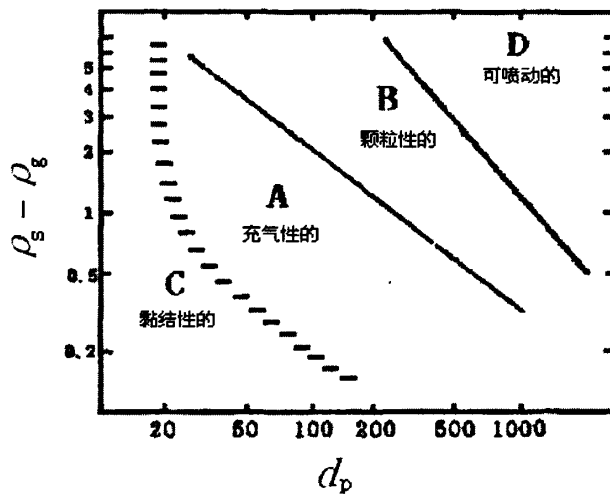


图 1.3 Geldart 颗粒分类图<sup>[1]</sup>  
Fig.1.3 The sort of granular by Geldart

在实验方面，Geldart 按床料的密度、直径和流化特性将其划分为 A、B、C、D 四类<sup>[18]</sup>，如图 1.3 所示。就实际工程方面来说，B 类颗粒是鼓泡床中最常见的颗粒类型，如化工方面的流化床反应器、冶金中 FINEX 流程的直接还原流态化反应器<sup>[19]</sup>。Dry 等<sup>[20]</sup>研究了以 A、C 类颗粒为床料的鼓泡床内密相区空隙率及气泡速度的变化，得出了相应的经验关联式；Tanimoto 等<sup>[21]</sup>人通过采用高速摄像机拍摄了鼓泡床床层中粒子在气泡爆破前后的运动行为后认为，当一个气泡破裂时，颗粒从气泡顶部的凸出区域上抛，而进一步引起细颗粒的扬起。在自由鼓泡状态下，尾涡区的颗粒也有上抛趋势，但它们是成团上抛的，而在稀相区不易散布，不易抛高；Yamazaki 等<sup>[22]</sup>人则通过实验给出床料为砂粒的鼓泡床中气泡直径沿床高方向的成长规律及气泡运动的形式，他们的结果表明，气泡基本上是成线性成长的，且气泡在分布板区的形成几率与在横截面上各处几乎是相等的。当气泡上升并长

大加速后, 气泡偏向于床体截面的中心区域。

### 1.3 气固流化床两相流模型与研究进展

由于各方面的原因, 人们至今不敢直接运用实验室的数据来建立工业规模装置, 另外, 即使是小型的实验台也要花费大量精力来构建。近年来, 随着计算机运算能力的提高与普及, 计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)研究成为了一种与实验研究并存的有效手段。除了它比真实实验更经济, 最主要的是数值模拟能获得在各种工况下的完整数据<sup>[23]</sup>。

应用计算流体力学模拟气固两相流动时, 气固两相流动模型精确程度是数值实验成功与否的关键点。目前的气固两相流动模拟方法主要有三类: 双流体模型(Two Fluid Model, TFM)<sup>[24]</sup>、离散颗粒模型(Discrete Particle Model, DPM)<sup>[25]</sup>, 以及格子气(Lattice Gas Model, LGM)、格子波尔兹曼(Lattice Boltzmann Model, LBM)<sup>[26-27]</sup>。

#### 1.3.1 双流体模型

双流体模型属于拟流体模型的一种, 当多相流动中只存在两相时的拟流体模型便为双流体模型。在双流体模型将颗粒相处理为类似流体的连续相(拟流体), 认为颗粒相是与真实流体相互渗透的拟流体, 两相流场可以看作是两种流体各自运动及相互作用的综合表现。

Gidaspow 等<sup>[28]</sup>于 1986 年首次提出把颗粒作为连续相处理的双流体模型, 在模拟过程中虽然忽略了颗粒相粘度, 但成功地预测了鼓泡床流体力学行为。Tsuo 等<sup>[29]</sup>利用双流体模型对循环流化床进行了模拟, 在模拟过程中考虑了固体颗粒粒子粘度, 并对床中环-核结构流动与粒子尺寸分布进行了分析, 观察到了粒子束在循环流化床中的存在; Benyahia 等<sup>[30]</sup>利用双流体模型和计算流体力学工具模拟了循环流化床上升段的气固两相流动, 模拟得到了明显的环-核结构, 所得炉膛在径向的颗粒浓度、颗粒流量均与实验结构吻合较好, 此外他们还发现炉内固体颗粒温度和粘性随着固体空隙率的增加呈指数下降, 即在密相区颗粒的随机速度波动和颗粒之间的摩擦系数较小, 而在稀相区则相反; Fariborz<sup>[31]</sup>等采用双流体模型对比了不同气固曳力模型和颗粒碰撞还原系数对模拟结果的影响, 发现在低流化风速下 Syamlal-O'Brien 模型对床内流态化过程的模拟结果误差较大, 而在大风速条件下能够得到与 Gidaspow 模型得到相吻合的结构; Luben 等<sup>[32]</sup>等运用该模型分别考虑了固相粘性和不同的气固耦合修正模型得到较为不同的结果, 他们认为有必要从理论、实验和数值模拟等各方面研究来建立一个相对较好的修正模型; 2001 年 Goldschmidt<sup>[33]</sup>等采用 Gidaspow 于 1996 年提出的双组分颗粒气固两相流动模型对鼓泡床流化床双组分颗粒的流动特性进行了研究。杨太阳、王安仁等<sup>[34]</sup>在双流体

模型基础上发展了针对气泡的模拟程序,成功地模拟出了鼓泡床中气泡频率、速度、长度特征以及颗粒循环状态。

### 1.3.2 离散颗粒模型

离散颗粒模型又称颗粒轨道模型。该模型将颗粒处理为离散相,建立单个颗粒的运动方程,与气相动量方程(N-S 方程)耦合求解,颗粒的运动轨迹可根据求得的颗粒速度和设定的时间步长积分求得。将大量颗粒的行为进行统计平均,可以获得颗粒相的流场。对颗粒间碰撞,主要存在两种设想:一种是硬球模型,认为碰撞是瞬时的弹性碰撞;另一种是软球模型,将碰撞看作非弹性、非瞬时的。

#### ① 硬球模型

Alder 和 Wainwright 于 1957 年首次在分子系统相间扩散数值模拟中提出了硬球模型<sup>[35]</sup>; Tsuji 等<sup>[36]</sup>人于 1987 年建立硬球颗粒动力学模型,并将其应用在水平管道内气固两相流动的模拟,但其中只考虑颗粒与壁面碰撞而忽略了颗粒间的相互作用; Tanaka 等<sup>[37]</sup>利用该模型模拟了垂直管道中的气固两相流动,研究发现颗粒间碰撞即使在稀颗粒浓度条件下也会对颗粒扩散产生重大影响; Hoomans 等<sup>[38]</sup>人于 1996 年建立了二维流化床气固两相流动的离散颗粒模型,并首次对流化床中的鼓泡、节涌以及快速流化床中的絮状物形成和解体现象进行了模拟。Hoomans 模型的思想是在处理颗粒间碰撞时将一系列的碰撞过程处理成每一次只发生一次碰撞,通过建立颗粒碰撞,通过建立颗粒碰撞时间列表以确定最小的碰撞时间,采用事件驱动方法来判定碰撞事件的发生,模型中直接考虑颗粒的物性参数,如颗粒弹性恢复系数和摩擦系数,并根据牛顿第二定律直接求解单颗粒的运动方程,模拟出流化床的鼓泡和节涌现象,并研究得出颗粒的弹性恢复系数影响颗粒的流化特性。通过应用该方法对流化床的模拟, Hoomans 等发现颗粒间的碰撞对气泡的形状有很大的影响,揭示了床内气泡形成的本质因素; Lun 等<sup>[39]</sup>于 1997 年在该模型基础上发展了三维的硬球模型成功地模拟了低浓度气固两相流; 2003 年 Li 等<sup>[40]</sup>利用 Hoomans 的模型研究压力的变化对鼓泡床内非均匀流动结构和流动状态转变的影响,研究结果发现压力的升高将有利于产生均匀流动结构; 欧阳洁和李静海等<sup>[41-43]</sup>基于 Hopkins<sup>[44]</sup>提出的硬球模型技术,即采用定时间步长的时间驱动法来检测颗粒间是否发生碰撞的方法,提出了搜索颗粒间碰撞事件的颗粒网格搜索技术建立了颗粒运动分解轨道模型,对于颗粒系统,每个运动的颗粒受到流体及相邻颗粒的作用,颗粒的运动分解为颗粒间的碰撞过程和受气体作用的悬浮过程,并服从碰撞动力学中动量守恒规律和牛顿力学中的力平衡方程,基于该模型模拟了流化床气固两相流动非均匀结构的鼓泡和节涌现象; 刘阳和陆慧林等<sup>[45-46]</sup>结合大涡模拟与颗粒碰撞硬球模型,并提出了流体控制容积—颗粒控制容积(FCV-PCV)颗粒碰撞优化搜索计算,大大节约了硬球模型中搜索颗粒碰撞的事件驱动法中的

计算工作量;

## ② 软球模型

Tsuji 等<sup>[47]</sup>于 1993 年首先将颗粒软球模型方法引入二维气固两相流化床流动的数值模拟中,成功地模拟出颗粒循环运动和混合现象,该模型大大提高了离散颗粒数值模拟的计算能力;Xu 等人<sup>[48]</sup>对 Tsuji 的模型进行了改进,建立了离散颗粒—计算流体力学(DPM-CFD)模型,采用较高的弹性常量参数和硬球搜索技术,得到了二维流化床中不同时间尺度下真实的颗粒流体动力特性;Mikami 等<sup>[49]</sup>基于软球模型与 Cundall 和 Strack<sup>[50]</sup>提出的岩石动力学理论首先建立了三维的离散单元(Discrete Element Method,DEM)模型,并模拟了真正的三维流化床中粘性颗粒的流化运动。

### 1.3.3 格子气自动机及格子波尔兹曼方法

格子气及波尔兹曼方法是近些年发展起来的模拟流体力学以及其他系统的比较新的方法,该类方法使用简单的微观模型来模拟流体宏观行为格子类方法模拟流场。具体来说就是将流体极其存在的时间和空间完全离散,给出离散的流体粒子之间相互作用以及迁移规则。流体粒子存在于空间网格上,用一系列布尔变量  $n_i(x,t)(i=1,2,\dots,b)$  来描述在时刻  $t$ ,位于  $x$  处的节点的每一个速度方向是否有粒子存在,其中  $b$  表示每一个节点的速度方向的数目。粒子在每一个时间步长的演化包括两部分:迁移,粒子沿它的速度方向向距离最近的节点运动;碰撞,当不同的粒子同时到达某个节点时,按照一定的碰撞规则发生碰撞并改变运动方向。

格子气模型具有两重意义:一是尽可能建立一个简单的模型使之能够用来模拟一个由大量粒子组成的系统;二是反映粒子真实碰撞的本质,这样经过较长时间我们可以获得流体的宏观特性。粒子的演化过程能够用来模拟宏观的流体过程是基于下列事实,即流体的宏观特性是系统内大量粒子整体行为的结果。分子之间的相互作用可以改变流体的传输特性,比如粘度,但是并不改变宏观方程的基本形式。

最先提出格子气自动机方法的是计算机的发明人数学家—冯·诺依曼,1985年底在美国 Los Alamos 国家实验室工作的 Frisch, Hasslacher, Pomeau Y 三人基于格子气自动机理论提出了 FHP(Frisch-Hasslacher-Pomeau)模型<sup>[51]</sup>,并利用该模型首次成功地模拟了流动现象。随后该方法引起了众多物理学家、计算机科学家以及数学家们的浓厚兴趣。目前格子气自动机方法已成功地模拟多种单相流体流动现象,如绕流<sup>[52]</sup>、空腔内流动<sup>[53]</sup>等。

格子气自动机方法在两相流动中的应用首先由法国学者 Clavin 在 1988 年提出<sup>[54]</sup>,它被作为一种研究流场中可混合的两种流体以非零的相对速度平行流动时交接面上发生湍流混合热动力学现象的方法。同年,美国学者 Rothman 提出了基于格子自动机方法的不可混合多相模型<sup>[55]</sup>,而后各国学者又利用该模型成功地模拟

了不可混合两相流动现象<sup>[56-58]</sup>。

格子波尔兹曼方法是在格子气自动机基础上发展而来的。目前该方法也广泛地应用于两相流动中，如 Koji 和 Kono 利用该方法模拟了重力条件下池沸腾以及竖直管道中沸腾流动的相转移现象<sup>[59]</sup>；Kevrekidis 基于该模型成功地模拟了泡状流<sup>[60]</sup>，得到的结果与传统的经验公式比较符合；Bernsdorf 将此方法用于多孔介质压降的研究<sup>[61]</sup>，结果证明小雷诺数下能够较准确地预测多孔介质中的流动压降。

1.3.4 三种模型的对比

从研究方法的角度来看，离散颗粒模型和双流体模型主要在宏观层面上考虑流体、颗粒及相互间的作用，而格子气、格子波尔兹曼方法则是从微观层面按彻底离散化思想考虑颗粒、流体及相互的作用，具体比较如表 1.1 所表。

表 1.1 各类模型特点

Table.1.1 Characteristics of each models			
	离散相模型	格子类方法	双流体模型
研究尺度	半微观半宏观	完全微观	宏观
目标	机理研究	机理研究	工程应用
计算量	巨大	较大	小

从理论上讲，格子类方法及离散颗粒模型格子气及格子波尔兹曼方法、离散颗粒模型适合于任何颗粒流体系统，但由于受计算机内存和 CPU 运行速度的限制，目前通常所能处理的颗粒数目小于一百万<sup>[62]</sup>，而工业生产所需研究的颗粒数目往往达到  $10^{12} - 10^{15}$  个<sup>[63]</sup>。因此，目前采用格子类模型、离散相模型研究气固流化床，尤其是带有密相区的鼓泡床内的流体动力学特性仍停留在理论阶段，距商业化为期甚远。而双流体模型成为了利用计算流体力学研究鼓泡流化床的主流模型。

1.4 研究背景与研究内容

1.4.1 研究背景

虽然流化床技术已得到了广泛的应用，但其床层内复杂的气固两相流体动力学特性还远没有得到了了解。目前对流化床床层内动力学特性的研究，尽管已取得了一定的进展，但仍有许多问题有待解决，如气固相间的曳力选择、颗粒相间的作用关系、气固作用与固固作用的主导机制、边界条件的处理、湍流模型的选择与应用等。深刻了解流化床内流场是设计和优化流化床设备的关键，然而目前包括流化床反应器、燃烧器等各种流态化设备已经成为了一种应用比理论超前的、大部分依赖经验的技术，因此对流化床床层内气固流动特性的研究仍是许多研究者关注的课题。

同时，随着现代电子计算机、数值分析学、计算流体力学等学科的产生和发展，

自上世纪七十年代以来,逐步形成了对两相流动的数值模拟科学。这一分支使得工程流态化装置的优化和放大设计有可能拥有一种新的手段。应用这一手段使我们有可能预报真实的流化床工作的全过程,得到设计与优化所需要的定量数据,把实验所需的物力和财力节约到最低限度。它将为流动理论的发展,从描述性或半经验的科学到严密的定量科学做出非常重要的推动作用。

以 HI-Smelt 非高炉炼铁工艺中的流化床反应器为例,在其开发过程中,CFD 技术起到了巨大的作用。对床内流体动力学特性的了解是使 CFD 模拟结果与实际误差最小的保证,也是设计与优化流化床反应器的基础。正如上节所述,目前在工程范围内设计或优化鼓泡流化床的 CFD 基础一般为双流体模型,然而,在双流体模型中固相间的作用力、气固相间的作用力、壁面边界条件的处理等问题在学术界还未有统一的结果,显然这对鼓泡流化床的设计与优化是不利的。本文的研究工作正是在这样的背景下提出的。

#### 1.4.2 研究内容

随着计算机的发展,数值模拟研究得到了广泛的应用,并为研究者带来了极大的方便。本文将在计算流体力学软件 Fluent6.2 平台上,选择欧拉双流体模型对二维鼓泡床进行仿真模拟。通过模拟实验来研究鼓泡床床层内的气固流动规律及动力场特性。

本文工作主要包括以下几点:

①以双流体模型为基础,对气固相间曳力及颗粒相间作用力进行研究,力求了解两种力在流态化过程中的作用及地位;

②对分布板鼓泡床的壁面边界条件进行探讨,对模型中是否应考虑两相对壁面的滑移进行研究;对分布板鼓泡床中的颗粒运动规律进行研究;

③对不同湍流模型在鼓泡床中的应用效果进行探讨;

④对不同曳力模型的效果进行研究;

⑤对气相表面张力是否存在于鼓泡床中做定性的分析。

## 2 双流体模型的基本方程及实现方法

计算流体力学在对流化床的数值模拟研究中得到了广泛的应用,一个相对准确的数学模型在该方法中有着至关重要的作用。正如前章所述,由于离散相模型及格子类方法的巨大运算量,双流体模型已成为利用计算流体力学方法研究带有密相区的流化床的重要手段。另外,计算流体力学又包含有限差分法、有限元法以及有限体积法等多种实现方式。本章将对双流体模型的基本方程、相间封闭关系、模型的实现方法及颗粒相间与气固相间的封闭关系的地位做研究。

### 2.1 双流体模型的基本方程

双流体模型具有严格的理论性、计算量小、应用范围广等特点,是目前描述气固两相流,尤其是稠密气固两相流最先进的模型之一<sup>[64]</sup>。该模型的应用是在一定浓度条件下(当颗粒浓度过低时不适合,因为颗粒相不能当做一种连续介质来处理),把离散的固体颗粒相看作一种假想的连续介质,即“拟流体”假设,这样颗粒相就具备了与气体相相似的动力学特性,也就能用形式相同的流体力学守恒方程加以描述。颗粒相在空间中量的多少用体积百分比浓度来表示。由于流动空间为气固两相所分割,它们的当地流体力学参数就必须通过颗粒体积分数加以修正。颗粒相间作用通过颗粒粘度来耦合,气固相间作用则通过气固曳力予以耦合,其它影响因素如湍流效应均通过模型封闭方法予以考虑。双流体模型的控制方程数学表达形式如下:

质量守恒方程(连续性方程):

$$\text{气相:} \quad \frac{\partial(\varepsilon\rho)_g}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon\rho U_i)_g}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\text{颗粒相:} \quad \frac{\partial(\varepsilon\rho)_s}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon\rho U_j)_s}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

上式中,  $i, j$  代表直角空间坐标的方向,  $\varepsilon$  各代表相所占的空间体积份数,  $\rho$  代表各相的密度( $\text{kg/m}^3$ ),  $U$  代表在该方向上的速度矢量( $\text{m/s}$ ), 下角标  $g$  表示气相,  $s$  代表颗粒相(下同)。

由于是应用双流体模型,且拟模拟的流化床中只有气体与颗粒两相,所以在某一有限单元体内各相的体积份数之和应为 1, 如式(2.3)所示。

$$\varepsilon_g + \varepsilon_s = 1 \quad (2.3)$$

动量守恒方程(N-S 方程):

$$\text{气相: } \frac{\partial(\varphi U_j)_g}{\partial t} + \frac{\partial(\varphi U_i U_j)_g}{\partial x_i} = -\epsilon_g \frac{\partial P}{\partial x_j} + \epsilon_g \rho_g g_j + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \beta_f (U_{js} - U_{jg}) \quad (2.4)$$

$$\text{颗粒相: } \frac{\partial(\varphi U_j)_s}{\partial t} + \frac{\partial(\varphi U_i U_j)_s}{\partial x_i} = -\epsilon_s \frac{\partial P}{\partial x_j} + \epsilon_s \rho_s g_j + \frac{\partial \psi_{ij}}{\partial x_j} + \beta_f (U_{jg} - U_{js}) \quad (2.5)$$

式中,  $g$  为重力在  $j$  方向上的分量( $\text{m/s}^2$ ),  $\beta_f$  为气固相间曳力( $\text{kg/m}^3 \cdot \text{s}$ ),  $\psi_{ij}$  为颗粒相粘性张量( $\text{kg/m} \cdot \text{s}$ ),  $\tau_{ij}$  为气相粘性张量( $\text{kg/m} \cdot \text{s}$ )。  $\tau_{ij}$  表达式如式(2.6)所示。

$$\tau_{ij} = \mu_g \left[ \left( \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right] \quad (2.6)$$

式中  $\mu_g$  为气相剪切粘度, 文献中取值都是在标准状态下的  $2.0 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$ ,  $\delta_{ij}$  为克罗尼克数(Kronecker delta), 含义为当  $i=j$  时,  $\delta_{ij}=1$ ; 当  $i \neq j$  时,  $\delta_{ij}=0$ 。

动量方程左边两项从左至右依次为由流场的不稳定性导致的时变项、由流场的非均匀性导致的迁移项, 方程右边依次为压力梯度项、重力项、粘性力项、曳力项。

对于颗粒相方程, 根据经典的 N-S 方程, 式右边还应有外部体积力, 如颗粒受到的萨夫曼升力、虚拟质量力等, 但在鼓泡流态化状态下, 与颗粒相间作用力和气固曳力相比这些力完全可以忽略(要比这些力大上万个数量级)。原因分析如下:

在多相流动中, 萨夫曼升力作用于粒子主要是由于主相流场的速度梯度。对大的粒子, 升力比较重要, 但一般来说流化床中的粒子的直径远小于粒子间的距离, 这样对鼓泡床这样的流态化过程和非常小的粒子包含升力就不合适了。大多数情形下, 升力相对于曳力是不重要的, 因此不必要包含这个额外的项。但如果升力是重要的(例如, 如果相分离很快时)包含这项就是必要的了, 而在鼓泡床中气相与颗粒相是一直混合的因此可以忽略该项。

对于虚拟质量力, 对多相流动, 当第二相相对于主相加速时一般要包含虚拟质量的影响。主相质量的惯性遇到加速的粒子(或液滴或气泡)对粒子施加一个虚拟质量力, 而当第二相的密度远小于主相的密度时, 虚拟质量影响是重要的。鼓泡床中颗粒(第二相)的密度显然要远远大于主相气体的密度, 因此该项也可以忽略。

从两相连续性方程及动量方程可以看出, 气固两相具有相同的形式。即颗粒相采用“场”来描述, 便于应用微积分这一工具<sup>[65]</sup>, 这大大地简便了计算; 另外, 由于两相方程形式与单相流动形式差别不大, 从而可以充分地利用计算流体力学的成果。



## 2.2 计算流体力学的实现方法

计算流体力学是通过计算机数值计算和图象显示,对包含流体流动和热传导等相关物理现象的系统所做的统计分析。其基本思想是把原来时间域及空间域上连续的物理量场,如速度场和压力场,用有限个离散点上的变量值的集合来代替,通过一定的原则和方式建立起关于这些离散点上场变量之间关系的代数方程组,然后求解代数方程组获得场变量的近似值<sup>[66-67]</sup>。根据对控制方程离散格式的不同分为有限差分法(Finite Difference Method,FDM)、有限元法(Finite Element Method,FEM)、有限体积法(Finite Volume Method,FVM)。以多相流为例,利用计算流体力学对其进行研究可选择上述三种方法的任何一种来实现。

### 2.2.1 有限差分法

有限差分法是应用最早、最经典的 CFD 方法,它将求解区域划分为差分网格,用有限个网格节点代替连续的求解域,然后将偏微分方程的导数用差商代替,推导出含有离散点上有限个未知数的差分方程组。求出差分方程组的解,就是用微分方程定解问题的数值近似解。它是一种直接将微分问题变为代数问题的近似数值解法。这是一种直接将微分问题变为代数问题的近似数值解法。这种方法发展较早,也比较成熟,它较多地用于求解双曲型和抛物型问题。在此基础上发展起来的方法有 PIC(Particle-in-Cell)法、MAC(Marker-and-cell)法,以及由美籍华人学者陈景仁提出的有限分析法(Finite Analytic Method)法<sup>[68]</sup>等。

### 2.2.2 有限元法

有限元法是 20 世纪 80 年代开始应用的一种数值解法,它吸收了有限差分法中离散处理的内核,又采用了变分计算中选择逼近函数对区域进行积分的合理方法。它将一个连续的求解区域任意分成适当形状的许多微小单元,并于各小单元分片构造插值函数,然后根据极值原理(变分或加权余量法),将问题的控制方程转化为所有单元上的有限元方程,把总体的极值作为各单元极值之和,即将局部单元总体合成,形成嵌入了指定边界条件的代数方程组,求解该方程组就得到各节点上待求函数值。在有限元法的基础上,英国 Brebbia<sup>[69]</sup>等提出了边界元法和混合元法等方法。

### 2.2.3 有限体积法

有限体积法是将计算区域划分为网格,并使每个网格点周围有一个互不重复的控制体积;将待解微分方程(控制方程)对每一个控制体积积分,从而得出一组离散方程。其中未知数是网格点上的因变量。为了求出控制体积的积分,必须假定变量值在网格点间的变化规律。从积分区域的选择方法来看,有限体积法属于有限元中加权余量法的子域法,从未知解的近似方法看,有限体积法属于采用局部近似的离散方法。1980 年,Patanker 在其专著《Numerical Heat Transfer and Fluid

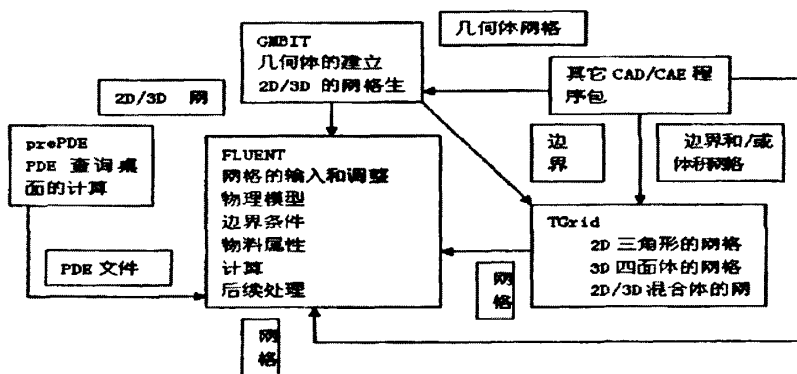
Flow》<sup>[70]</sup>中对有限体积法作了全面的阐述后,该方法得到了广泛的应用。

### 2.2.4 三种方法的分析比较

对于有限差分格式，它一般用于双曲型与抛物线型问题，用它求解边界条件复杂、尤其是椭圆型问题不如有限元法或有限体积法方便；有限元法的求解速度是这三种方法中最慢的，一般在固体力学中应用较多；有限体积法的基本思想易于理解，并能得出直接的物理解释，另外，由有限体积法得出的离散方程，要求因变量的积分守恒对任意一组控制体积都得到满足，对整个计算区域自然也就得到满足。而比如有限差分法，仅当网格极其细密时，离散方程才满足积分守恒。所以说，有限体积法综合了有限差分法与有限元法的优点。正因为如此世界上包括 **Fluent** 在内的绝大多数 CFD 软件采用了有限体积法。

### 2.2.5 Fluent 软件介绍

Fluent 软件是由美国 ANSYS 公司开发的一种应用于复杂几何体流动及传热建模的 CFD 软件。它利用有限体积法对控制方程进行离散, 且能提供完整的弹性网格, 通过可以生成复杂的几何体的网格来解决流动问题。支持的网格种类包括 2D 的三角形/四边形, 3D 的四面体/六面体/菱形和楔形, 以及混合网格。该软件也允许为了解决流动问题而使网格变圆滑或者粗糙。

图 2.1 Fluent 软件的组织结构图<sup>[68]</sup>

**Fig .2.1 The sketch of structure of Fluent software**

这种可以调整网格的能力特别适用于准确的预报具有较大梯度的区域内的流场，例如自由剪切层和边界层。想比较于块状结构的栅格，这个特征可以明显的减少产生一个“有效”栅格所需的时间。可以调整网格，使得网格的生成变得容易，同时减少了达到需要精度的所付出的努力，因为在一个区域内的网格的解决方法需要一个必须的网格数量<sup>[71-72]</sup>。该软件是用 C 语言写出的，并充分地利用了这种语言良好的灵活性和通用性。因此，可以提供真正的动态存储器的配置，高效的数据结构和灵活的解决控制。

Fluent 软件包括下面几个部分：1.Fluent, 求解器；2.prePDF, Fluent 中为了对非预混燃烧建模的预处理程序；3.TGrid, 可以从边界网格生成体积网格的附加预处理程序；4.GAMBIT, 建立几何体和生成网格的预处理程序；以上几部分的组织结构如图 2.1 所示。

### 2.3 颗粒相间的封闭

为了使动量方程能够顺利求解，颗粒相与气固相间作用必须给定封闭关系。对颗粒相，目前常用的主流方法是根据稠密气体的分子动力学理论深化而来的颗粒动力学理论。该方法把固体颗粒类比为气体分子，提出反映颗粒脉动强弱的“颗粒温度”概念，并借助颗粒速度分布函数的 Boltzmann 方程，推导颗粒压力、颗粒粘度等物性特征量的表达式。

颗粒动力学理论认为在气固两相流动过程中，固体颗粒做类似于气体分子的无规则运动，与气相湍流类似，被表征的流动物理参数值可以分解为时均值和脉动值；颗粒间、颗粒与壁面相互碰撞；在碰撞的间隙，颗粒自由运动；所以颗粒在运动过程中存在不同状态：碰撞与动力学运动。这两个阶段作用力不一样，颗粒的运动状态截然不同，表征物理量当然也就不同。气固两相速度场存在速度差，两相间存在曳力。气相存在速度分布和脉动，与之相对应颗粒相也存在速度分布和脉动；虽然关于速度、浓度径向分布非均匀的产生机理尚有待进一步探讨，但正是这种非均匀分布证明了气固相内存在剧烈的扰动与脉动，导致相内质量、动量、能量的传递。与分子热运动相类似，脉动动能(the Kinetic Energy of Random Motion)可用颗粒温度(Particle Temperature)来表示，颗粒脉动在颗粒相中形成有效压力、有效粘度，二者均取决于颗粒温度，因此必须求解拟热能(颗粒温度)平衡方程。所谓拟热能就是颗粒脉动动能，与颗粒脉动速度平方成正比，拟热能因颗粒有效剪切压力而产生，因颗粒间非弹性碰撞而耗散，因颗粒温度梯度而传递<sup>[72-73]</sup>。该理论具体数学表达式如下：

式(2.5)中  $\psi_{ij}$  为颗粒相粘性力，对于该力在经典的方法中把它表示为三部分之和，即压力梯度、颗粒的碰撞粘度与动力粘度之合：

$$\psi_{ij} = \underbrace{-P_s \delta_{ij}}_{\text{压力项}} + \underbrace{\xi_s \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k}}_{\text{碰撞项}} + \underbrace{\mu_s \left[ \left( \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right]}_{\text{动力项}} \quad (2.7)$$

其中  $P_s$  为颗粒压力项，该项方程的推导过程类似于范德瓦尔斯气体状态方程的推导过程，该项表达式如下：

$$P_s = \varepsilon_s \rho_s \Theta + 2\varepsilon_s^2 \rho_s g_{o,ss} \Theta (1 + e_{ss}) \quad (2.8)$$

动力项          颗粒碰撞项

上式  $\Theta$  代表由颗粒动力学推导而来的颗粒温度 ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )，这种颗粒温度不是颗粒的真实温度，而是代表着颗粒在气相中波动时的能量。表达式如下：

$$\Theta = \frac{1}{3} v'^2 \quad (2.9)$$

式(2.9)中  $v'$  为颗粒的脉动速度，该速度类似于在流体的湍流流动中流体分子的脉动速度。该值的取值为实验值(经验值)。

式(2.8)中  $e_{ss}$  为颗粒还原系数，当碰撞为理想碰撞时(完全弹性碰撞)该值为 1，在双流体模型中该值的普遍取值为 0.9~1 之间，也就是说颗粒间近似的看为理想碰撞； $g_{o,ss}$  为颗粒的径向分布函数，该函数的含义是当颗粒相变的稠密时修改颗粒之间碰撞概率的修正因子，另一种解释为颗粒间的无量纲距离，表达式为：

$$g_o = \frac{s + d_p}{s} \quad (2.10)$$

上式  $s$  是颗粒之间的距离(m)， $d_p$  为颗粒直径(m)。从方程(9)可以观察出对稀疏颗粒相  $s \rightarrow \infty$  时， $g_o \rightarrow 1$ ；当颗粒相紧凑到一定限制内， $s \rightarrow 0$  时  $g_o \rightarrow \infty$ 。在所用的 Fluent 软件中，采取的函数为：

$$g_{o,ss} = \frac{3}{5} \left[ 1 - \left( \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,\max}} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (2.11)$$

上式  $\varepsilon_{s,\max}$  为颗粒相最大空隙率，在 Fluent 中该项可以设置。不过根据 Gidaspow 的研究理论，在类似鼓泡床这种稠密气固两相流动模拟中，该项的设置一般为 0.57~0.63，本研究取值为 0.6。

式(2.7)的第二项  $\xi_s$  代表颗粒的体积粘度，该粘度为颗粒对压缩或扩张的抵抗能力，对该项一般不存在争议，目前学术界普遍采用 Lun et al<sup>[74]</sup>的表达式：

$$\xi_s = \frac{4}{3} \varepsilon_s^2 \rho_s d_p g_{o,ss} (1 + e_{ss}) \left( \frac{\Theta}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

式(2.7)的第三项(动力项)  $\mu_s$  代表颗粒的剪切粘度，和上面的颗粒压力项  $P_s$ 、颗粒相粘性力  $\psi_{ij}$  类似， $\mu_s$  项由颗粒的碰撞粘性、动力粘性及摩擦粘性之和构成。表达式为：

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin} + \mu_{s,fri} \quad (2.13)$$

碰撞项    动力项    摩擦项

其中碰撞粘度  $\mu_{s,col}$  的表达式为:

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_p g_{o,ss} (1 + e_{ss}) \left( \frac{\Theta}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

摩擦项的表达式  $\mu_{s,fri}$  为:

$$\mu_{s,fri} = \frac{P_s \sin \phi}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (2.15)$$

式(2.15)中  $P_s$  为颗粒相压力(Pa),  $\phi$  为颗粒间的内摩擦角( $^\circ$ ), 一般取为  $25^\circ \sim 30^\circ$ , 本文取  $30^\circ$ ,  $I_{2D}$  是偏应力张量的第二不变式。

不同的动力粘度的表达式, 即不同的  $\mu_{s,kin}$  构成不同双欧拉模型, 一般有 Syamlal et al 与 Gidaspow et al 两种表达关系式:

$$\mu_{s,kin} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_s d_p \rho_s \sqrt{\Theta \pi}}{6(3 - e_{ss})} \left[ 1 + \frac{2}{5} (1 + e_{ss})(3e_{ss} - 1) \varepsilon_s g_{o,ss} \right] & \text{Syamlal et al} \quad (2.16) \end{cases}$$

$$\mu_{s,kin} = \begin{cases} \frac{10 \rho_s d_p \sqrt{\Theta \pi}}{96 \varepsilon_s g_{o,ss} (1 + e_{ss})} \left[ 1 + \frac{4}{5} g_{o,ss} \varepsilon_s (1 + e_{ss}) \right]^2 & \text{Gidaspow et al} \quad (2.17) \end{cases}$$

从以上公式可以看出不同的颗粒动力粘度表达式、对于径向的颗粒直径分布函数的不同可以得到不同的双流体模型。

## 2.4 气固相间封闭关系

气固相间的封闭关系就是气固曳力的表达形式。气固曳力是稠密气固两相流动, 尤其是垂直流动中的主要作用力, 它决定了气泡行为、固体颗粒的夹带和输送过程, 相应的模型也是数值模拟中准确描述气固两相运动的关键<sup>[75]</sup>。在对于气固描述气固间作用的曳力模型大致有两类: 一种是根据床层压降、表观气速、床层膨胀比等实验数据关联所得到的经验或半经验模型, 典型的如 Syamlal-O'Brien<sup>[76]</sup>模型、Gidaspow<sup>[77]</sup>模型(结合了 Wen-Yu<sup>[78]</sup>和 Ergun<sup>[79]</sup>的模型)以及 Di-Felice 基于离散相模型提出的曳力模型<sup>[80]</sup>。该类模型的共同特点是在单个颗粒曳力模型的基础上引入颗粒体积份数函数描述周围颗粒的影响; 另一种是基于气固相作用理论, 通过某种纯数学方法推导得出的模型, 如 Zhang<sup>[81]</sup>等的模型、Koch-Hill<sup>[82]</sup>模型。Zhang 的模型考虑颗粒的随机运动并通过麦克斯韦方程推导得出, 而 Koch-Hill 模型则基于格子波尔兹曼方法推导得出。

对于气固相间的曳力函数  $\beta_f$  一般采用公式(2.17)表示,  $\beta_f$  是由颗粒的体积份数  $\varepsilon_s$ 、密度  $\rho_s$  ( $\text{kg/m}^3$ )、驰豫时间  $\tau_s$ (s)及气固曳力  $f$ (N)等变量确定:

$$\beta_f = \frac{\varepsilon_s \rho_s f}{\tau_s} \quad (2.18)$$

$$\tau_s = \frac{\rho_s d_p^2}{18\mu_g} \quad (2.19)$$

式(2.18)中颗粒所受曳力  $f$  的选择有多种形式。

#### 2.4.1 Gidaspow 曳力模型

当气相空隙率  $\varepsilon_g \leq 0.8$  时

$$f = 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g}{\varepsilon_g d_p^2} + 1.75 \frac{\rho_g \varepsilon_s |\bar{v}_s - \bar{v}_g|}{d_p} \quad (2.20)$$

当气相空隙率  $\varepsilon_g > 0.8$  时

$$f = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\bar{v}_s - \bar{v}_g|}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65} \quad (2.21)$$

$Re_s < 1000$  时

$$C_D = \frac{24}{\varepsilon_g Re_s} [1 + 0.15(\varepsilon_g Re_s)^{0.687}] \quad (2.22)$$

$$Re_s = \frac{\rho_g d_p |\bar{v}_s - \bar{v}_g|}{\mu_g} \quad (2.23)$$

$Re_s \geq 1000$  时

$$C_D = 0.44 \quad (2.24)$$

从以上式子在 Gidaspow 模型中, 式(2.20)为 Ergun 的表达形式, 式(2.21)为 Wen-Yu 的表达形式, 当气体分数小于等于 0.8 时, 曳力不随颗粒雷诺数变化; 而气体分数大于 0.8 时, 曳力对颗粒雷诺数有了选择性, 特别当颗粒雷诺数大于 1000 时曳力函数中的阻力系数  $C_D$  为常量 0.44。

#### 2.4.2 Koch-Hill 曳力模型

当  $Re_s < 40$  时

$$f = \frac{18\mu_g^2(1-\varepsilon_g)}{d_p^2} \left[ F_0(\varepsilon_s) + \frac{1}{4} F_1(\varepsilon_s) Re_s^2 \right] \quad (2.25)$$

当  $Re_s \geq 40$  时

$$f = \frac{18\mu_g^2(1-\varepsilon_g)}{d_p^2} \left[ F_0(\varepsilon_s) + \frac{1}{2} F_2(\varepsilon_s) Re_s \right] \quad (2.26)$$

$\varepsilon_s < 0.4$  时

$$F_0(\varepsilon_s) = \frac{1+3(\varepsilon_s/2)^2 + (13564)\varepsilon_s \ln \varepsilon_s + 17.14\varepsilon_s}{1+0.68\varepsilon_s - 8.48\varepsilon_s^2 + 8.16\varepsilon_s^3} \quad (2.27)$$

$\varepsilon_s \geq 0.4$  时

$$F_0(\varepsilon_s) = \frac{10\varepsilon_s}{(1-\varepsilon_s)^3} \quad (2.28)$$

式(2.25)中

$$F_1(\varepsilon_s) = 0.11 + 5.10 \times 10^{-4} e^{11.6\varepsilon_s} \quad (2.29)$$

式(2.26)中

$$F_2(\varepsilon_s) = 0.0673 + 0.212\varepsilon_s + \frac{0.0232}{(1-\varepsilon_s)^5} \quad (2.30)$$

该模型由 Koch 与 Hill 于 2001 年基于纯理论的格子波尔兹曼方法推导得出<sup>[82]</sup>, 是一种纯数学的曳力模型。与 Gidaspow 模型相比, 它省略了阻力系数。

### 2.4.3 Di-Felice 曳力模型

基于离散相模型及对单颗粒曳力公式的修正, Xu<sup>[83]</sup>等运用 Di-Felice 公式<sup>[80]</sup>所得的曳力模型为:

$$f = \frac{\pi(d_p)^2}{2} (C_d) \rho_g |u_s - v_s| (u_s - v_s) \varepsilon_s^2 \varepsilon_s^X \quad (2.31)$$

$$C_d = \left[ 0.63 + \frac{4.8}{(\text{Re}_s)^{0.5}} \right]^2 \quad (2.32)$$

$$X = 4.7 - 0.65 \exp \left[ -\frac{(1.5 - \log_{10}(\text{Re}_s))^2}{2} \right] \quad (2.33)$$

上式中  $\text{Re}_s$  为颗粒雷诺数, 其表达形式与(2.23)相同;  $d_p$  为颗粒直径(m);  $u$  代表颗粒在  $u$  方向上的速度(m/s);  $v$  代表颗粒在  $v$  方向上的速度(m/s);  $\varepsilon_s$  代表颗粒相所占体积分数; 下标  $s$  代表固体颗粒相。从公式(2-30)-(2-32)可以看出, 该曳力模型与颗粒直径、阻力系数、颗粒在各坐标轴方向的速度分量、空隙率以及雷诺数有着巨大的联系。

## 2.5 湍流模型的选择

在利用双流体模型进行对鼓泡床的数值模拟时需要把湍流模型也考虑在内。目前人们常用的三种两方程湍流模型为: 标准  $k-\varepsilon$  湍流模型、RNG  $k-\varepsilon$  湍流模型、Realizable  $k-\varepsilon$  模型。后二种是标准  $k-\varepsilon$  湍流模型在不同条件的改进形式。

标准  $k-\epsilon$  是典型的两方程模型，它是在一方程的基础上新引入一个关于湍流耗散率  $\epsilon$  的方程后形成的，这样就形成了关于湍流动能  $k$  与湍流耗散率  $\epsilon$  的两方程模型。它由 Launder 和 Spalding<sup>[84]</sup> 于 1972 年提出。模型详细公式见文献<sup>[84, 85]</sup>，是目前使用最广泛的湍流模型。但该模型在用于强旋流、弯曲壁面流动或弯曲流线流动时会产生失真<sup>[86]</sup>。原因是在该模型中，对于雷诺应力的各个分量是假定粘度系数相同的，即认为粘度系数是各向同性的标量。而在弯曲流线的情况下，湍流是各向异性的，该项应该是各向异性的张量。为了克服这个不足，许多研究者提出了对该模型修正的 RNG  $k-\epsilon$  模型与 Realizable  $k-\epsilon$  模型。

RNG  $k-\epsilon$  模型由 Yakhot 与 Orzag<sup>[87]</sup> 提出，RNG 是“Renormalization group”的缩写，其意为重正化群。该模型通过在大尺度运动和修正后的粘度项体现小尺度的影响，而使这些小尺度运动有系统地从控制方程中去除。通过修正湍流粘度，它考虑了平均流动中的旋转及旋流流动情况，增加了  $\epsilon$  方程中反映主流时均应变率的项，这样该模型中的产生项不仅与流动情况有关，而且在同一问题中也还是空间坐标的函数。因此，RNG  $k-\epsilon$  模型可以更好地处理高应变率及流线弯曲程度较大的流动。

Realizable  $k-\epsilon$  模型中的“Realizable”有可实现的意思，Moin<sup>[88]</sup> 指出当时均应变率特别大时标准  $k-\epsilon$  有可能导致负的正应力。为了保证这种约束的实现，Shih 与 Liou<sup>[89]</sup> 等认为湍流粘度计算式中的系数不应是常数而应该与应变率联系起来。因此，在该模型中湍流粘度的计算公式发生了变化，引入了与旋转和曲率有关的内容。该模型一般被应用在包含有射流和混合流的自由流动、管道内流动、边界层流动等。

在本文的研究中，将三种不同的湍流模型应用于鼓泡速度为 10m/s 的单喷嘴鼓泡床中，通过对气泡形状及直径、气体泄漏率的对比来对三种模型进行比较研究。



### 3 二维对象的构建与模拟

本文是采用 Fluent 计算流体力学软件, 基于双 EULERIAN 模型对气固鼓泡床内流动特性进行数值模拟。上一章建立数学理论模型, 本章介绍模型的计算方法、计算条件以及在 Fluent 软件中的具体细节处理方式。

#### 3.1 实体模型的建立与网格划分

二维鼓泡床的实体几何模型的建立、网格划分由 Fluent 软件包中的 Gambit 程序完成。本文针对二维气固鼓泡床建立带有单喷嘴的鼓泡床、带有分布板的自由鼓泡床两种床体, 形状及具体尺寸如图 3.1(a)、3.1(b)所示。

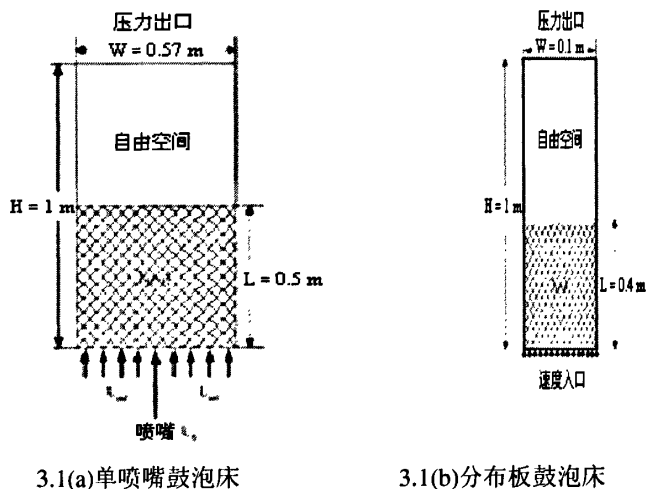
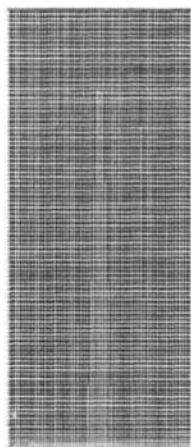


图 3.1 两种不同送风体系的鼓泡床  
Fig.3.1 Sketchs of two different kinds of bubbling fluidized bed

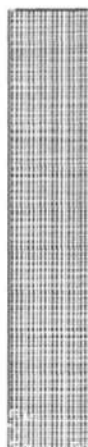
由上面两图可以看到, 本文所采用的计算区域为二维规则几何体。计算区域由以下部分组成: 速度入口, 压力进口, 壁面和出口。模拟对象构建好以后, 为了进行有限体积法的计算需要对计算区域进行网格划分, 网格划分是把微分方程离散化并进行数值求解的基础, 该过程直接关系到计算的过程、收敛和结果的准确性、合理性。在 Fluent 中二维问题可以使用由三角形、四边形或混合单元组成的网格, 在三维问题中可以使用四面体、六面体、金字塔形、楔形单元。网格的选择以来于具体问题, 在选择网格的时候, 应该考虑初始化时间、计算花费及数值耗散三个方面。

由于本文的计算区域是二维的规则几何体, 因此将网格形状定为四边形。从

理论上讲,对于同一差分格式,网格越密计算精度就越高,但那样会增大初始化时间以及计算的花费时间。因此要找到再进一步细化网格,在工程允许的偏差范围内数值解几乎不再发生变化的网格数。本文则通过床层压降来确定二维模型中的适当网格数。经 Fluent 计算,单喷嘴鼓泡床的网格数超过 6000 后床层压降随网格数量的增加变化很小,而分布板鼓泡床的网格数超过 8000 后床层压降随网格数量的增加变化变得很小。因此,说明了两种床体的网格数分别超过 6000 和 8000 后即可认为达到了网格无关解。本文将单喷嘴鼓泡床床体的网格数划分为 6080 个,分布板鼓泡床的网格数为 8500 个。网格划分图如图 3.2(a)、3.2(b)所示。



3.2(a)单喷嘴鼓泡床网格



3.2(b)分布板鼓泡床网格

图 3.2 两种床体的网格示意图

Fig.3.2 Sketch of meshes on two different fluidized bed

### 3.2 有限体积法建立离散方程

利用有限体积法建立离散方程的主要方法是控制容积积分法(control volume integration),该方法的优点在于它具有较为明确的物理意义,因为它在整个计算区域,质量、动量及能量这些物理量的积分守恒都可以得到精确的满足。其步骤如下:

- 1.将控制方程在任一控制容积及时间间隔内对空间与时间做积分;
  - 2.选定未知函数及其导数对时间和空间的局部分布曲线,即型线,也就是如何从相邻结点的函数值来确定控制容积界面上被求函数值的插值方式;
  - 3.对各项按选定的型线作出积分,并整理成关于结点上未知值的代数方程;
- 在实施控制容积积分法时常用的型线有两种:分段性分布和阶梯式分布<sup>[67]</sup>。

差分方程用控制容积积分法来离散微分方程所得到的代数方程组。对任一应变变量  $\Phi$ ,方程组中都有网格(结点)数目相同的方程。对于一个离散方程即表示应变

量  $\phi$  在某一结点  $P$  的值  $\phi_p$  与它在相邻结点出的值的关系代数表达式。对于二维直角坐标系，典型的网格系统如图 3.3 所示。

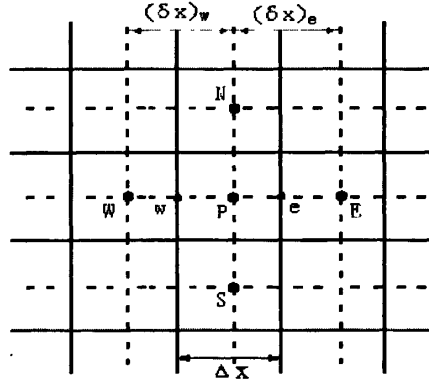


图 3.3 典型二维网格系统  
Fig.3.3 Typical 2D grid system

图 3.3 中， $P$  点是积分区域任意的网格点， $P$  点的值即代表该点所在积分容积的值，其东、西、南、北各方向相邻网格结点分别用大写英文字母  $E$ 、 $W$ 、 $S$ 、 $N$  来表示，在二维坐标系下，应变变量  $\phi$  在点  $P$  处的值表示为：

$$a_p \phi_p = a_p^* \phi_p^* + a_e \phi_e + a_s \phi_s + a_w \phi_w + a_n \phi_n + S_c \quad (3.1)$$

式中， $a$  表示系数， $\phi$  表示待求函数值，下标  $P$  表示待求函数值所在网格点，下标  $P^*$  表示上一时刻的  $\phi$  值，小标  $E$ 、 $S$ 、 $W$ 、 $N$  表示在空间位置上与  $P$  相邻的网格点， $S_c$  表示对  $\phi$  产生影响的源项。由于在上述方程中的系数  $a$  中含有  $\phi$ ，而邻近结点上的  $\phi$  值也是未知的，所以上述方程是非线性和耦合的。

### 3.3 差分方程的建立

对微分方程离散化可以得到差分方程，这一过程建立在如下的两个假设基础上：

1. 函数值在任一网格内均匀分布；
2. 函数值在任一网格的任一界面上均匀分布；

控制容积积分法的基本原理如上节所述，接下来由这种方法出发，推导出控制方程的差分形式。

本节以典型的一维非稳态有源项的对流-扩散模型的控制方程为例，如图 3.4 所示，采用控制容积积分法导出如式(3.2)的控制方程差分形式。

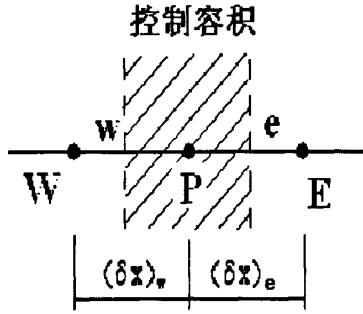


图 3.4 典型一维问题

Fig.3.4 Typical one dimension example

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + S \quad (3.2)$$

式中  $\rho$  为密度( $\text{kg/m}^3$ ),  $u$  为速度矢量( $\text{m/s}$ ),  $\phi$  为广义变量(如速度、浓度等),  $\Gamma$  为相应于  $\phi$  的广义扩散系数,  $S$  为广义源项, 该源项包含了不能归入非稳态项、对流项及扩散项中的一切其它项。

把式(3.2)对如图 3.4 所示的控制容积 P 在  $\Delta t$  时间间隔内做积分, 得出:

$$\underbrace{\rho \int_w^e (\phi^{t+\Delta t} - \phi) dx}_{\text{非稳态项}} + \underbrace{\rho \int_w^e [(u\phi)_e - (u\phi)_w] dt}_{\text{对流项}} = \underbrace{\Gamma \int_w^e \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] dt}_{\text{扩散项}} + \underbrace{\int_w^e S dx dt}_{\text{源项}} \quad (3.3)$$

式(3.3)中从左至右依次为非稳态项, 对流项, 扩散项, 源项, 各项离散格式如下:

#### 1. 非稳态项

对非稳态项, 选择变量  $\phi$  为阶梯变化型线, 即在同一控制容积中各处的  $\phi$  值相同, 都等于结点上的值  $\phi_p$ , 于是非稳态项离散为:

$$\int_w^e (\phi^{t+\Delta t} - \phi^t) dx = (\phi_p^{t+\Delta t} - \phi_p^t) \Delta x \quad (3.4)$$

#### 2. 对流项

对流项需要选择其对时间变化的型线, 这里采取阶梯型线, 即在整个  $\Delta t$  时间间隔内取  $t$  时刻的值, 当时间变为  $t+\Delta t$  时刻变为  $\phi^{t+\Delta t}$ , 于是:

$$\int_w^e [(u\phi)_e - (u\phi)_w] dt = [(u\phi)_e^t - (u\phi)_w^t] \Delta t \quad (3.5)$$

#### 3. 扩散项

对扩散项同样选择随时时间阶梯变化形式:

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] dt = \left[ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta t \quad (3.6)$$

进一步选  $\phi$  为分段性变化, 则上面两式中的对流项  $(u\phi)$  及扩散项  $\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)$  可以表示为:

$$(u\phi)_e = \frac{(u\phi)_P + (u\phi)_E}{2} \quad (3.7)$$

$$(u\phi)_w = \frac{(u\phi)_W + (u\phi)_E}{2} \quad (3.8)$$

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{(\delta x)_e} \quad (3.9)$$

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w = \frac{\phi_P - \phi_W}{(\delta x)_w} \quad (3.10)$$

#### 4. 源项

假设  $S$  对  $t$  和  $x$  均为阶梯式变化, 则有:

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e S dx dt = \bar{S}^t \Delta x \Delta t \quad (3.11)$$

式(3.11)中  $\bar{S}^t$  为在  $t$  时刻控制容积中的平均值。综合式(3.7)~(3.11)并整理得:

$$\rho \frac{\phi_P^{t+\Delta t} - \phi_P^t}{\Delta t} + \rho \frac{(u\phi)_E^t - (u\phi)_W^t}{2\Delta x} = \Gamma \frac{\phi_E - 2\phi_P + \phi_W}{\Delta x^2} + \bar{S}^t \quad (3.12)$$

式(3.12)即为采用控制容积积分法推导出的一维模型方程的差分形式, 这里假设网格是均匀分布的, 即  $(\partial x)_e = (\partial x)_w = \Delta x$ 。

### 3.4 计算方法

节 3.3 中大概阐述了进行模型的数值计算所需准备工作, 这部分将给出在 Fluent 软件中对欧拉双流体模型数值解法中求解器的选择和各方程离散格式的选择两方面给予详细说明。

#### 3.4.1 求解器的选择

在 Fluent 软件中, 有两种求解器可供选择: 分离求解器和耦合求解器。在本文使用欧拉双流体模型计算时软件自动默认选择分离式求解器。使用该求解器时, 控制方程是分离解出的(即一个一个的解)。因为控制方程是非线性且耦合的, 所以在得到收敛解之前必须进行迭代:

- 1.在当前解的基础上,更新流体属性(如果计算刚刚开始,流体的属性用初始解来更新);
  - 2.为了更新流场,速度矢量上的动量方程用当前压力和表面质量流量按顺序解出;
  - 3.因为第一步得到的速度可能在局部不满足连续性方程,所以从连续性方程和线化动量方程推导出压力校正的泊松方程。然后解出压力校正方程获取压力和速度场以及表面质量流量的必要校正从而满足连续性方程;
  - 4.在适当的地方,用前面更新的其他变量的数解出湍流、能量、组分与辐射等标量;
  - 5.当包含相间耦合时,可以用离散相轨迹计算来更新连续相的源项;
  - 6.检查设定的方程收敛性;
- 直至满足收敛判定条件才会结束上述步骤,其程序流程如图 3.5 所示。

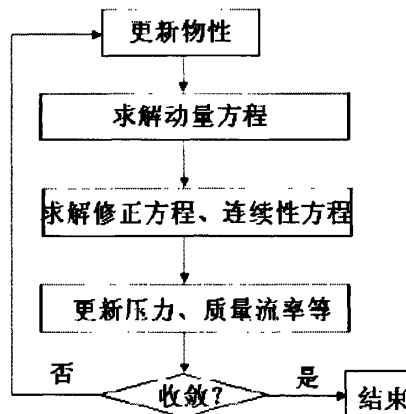


图 3.5 分离式求解器方法流程图<sup>[68]</sup>

Fig.3.5 Method procedure of separate solver

在分离求解方法中,非线性控制方程被线性化为每一个计算单元中相关变量的方程组。然后用线性化方程组的解来更新流场。控制方程的线性化形式可能包含关于相关变量的隐式或显式形式。隐式和显式的意义如下:

隐式:对于给定变量,在控制容积内的未知值用邻近网格的已知和未知值计算得出。因此每一个未知值在不止一个方程中出现,这些方程必须同时解以给出未知量。

显式:对于给定变量,每一个控制容积内的未知量用只包含已知量的关系式计算得到。因此未知量只在一个方程中出现,而且每一个单元内的未知量的方程只需解一次就可以给出未知量的值。

在分离求解器中,每一个离散控制方程都是该方程的相关变量的隐式线化。

从而计算区域内每一个控制容积只有一个方程, 这些方程组成一个方程组。高斯-塞德尔迭代法和代数多重网格方法一起被用于求解控制容积内相关变量的方程组。综上所述, 分离求解方法同时考虑所有单元来解出单个变量的场。然后再同时考虑所有单元来解出下一个变量的场, 直至全部解出。

### 3.4.2 方程离散格式的选择

Fluent 软件允许选择每一个控制方程对流项的离散格式(对于粘性项自动使用二阶精度)。当使用分离求解器时, 在默认的情况下, 所有的方程都是使用一阶迎风离散来求解对流问题。除此之外, 当使用分离求解器时, 可以指定压力插值格式。

当流动与网格成一条线时(如利用矩形网格或者六面体网格模拟矩形导管的层流流动), 可以使用一阶迎风离散格式。但是, 当流动和网格不在一条线上时(即流动倾斜穿过网格线)一阶对流离散增加了对流离散的误差(数值耗散)。对于三角形和四面体网格, 流动从来不会和网格成一条线, 此时一般要使用二阶离散来获取更高精度的结果。对于四边形或六面体网格, 如果使用二阶离散格式, 尤其是对于复杂流动来说, 可以获得更好的结果。总而言之, 一阶离散一般会比二阶离散收敛得好, 但是精确度要差, 尤其是对于三角形或四面体型网格精度更差。对于与网格成一条线的简单流动, 数值耗散自然会很低, 所以一般使用一阶离散格式来代替二阶离散格式而不损失精度。

本文研究的规则的矩形区域, 网格划分也是采用四边型方案, 所以这里采用一阶迎风格式。另外, 可以在计算的开始使用二阶格式, 进行了初步迭代之后以一阶离散开始计算。对于本文所要研究鼓泡流化床, 离散格式需要说明两点:

1. 为了提高计算精度以使相间界面更加清晰, 空隙率方程选择 QUICK 格式;

2. 对压力-速度耦合, 在多相流计算的双欧拉模型中只有 PC-SIMPLE 一种插值方法可以选择。该算法是 SIMPLE 算法在多相流中的扩展, 速度的求解被相耦合, 但使用分离的方式, 采用的多重网格方案用来同时地求解各相速度分量形成的矢量方程。然后, 压力修正方程总是基于总的体积连续而不是质量连续建立起来的。为了满足连续性的约束, 压力和速度都被修正。

## 3.5 计算条件

### 3.5.1 时间步长的设定

时间步长的设定将直接影响计算过程的稳定性, 如果时间步长不能满足与网格尺寸的配合, 则会导致解的发散。本节根据 Von Neumann 法则<sup>[90]</sup>来对时间步长进行合理选择, 该法则的基本事项是: 计算中引入误差, 其强度(或振幅)如果随时间的推移而衰减或保持不变, 则格式是稳定的; 反之是不稳定的。首先将误差  $e(x_j, t)$  按

Fourier 级数展开, 写成各线性扰动波(不同频率分量)的叠加的形式:

$$e(x_j, t) = \sum_m b_m(t) e^{ik_m x_j} = \sum_m b_m(t) e^{ik_m j \Delta x} \quad (3.13)$$

式中  $i^2 = -1$ 。对于线性问题可以证明, 如果 Fourier 级数中的每一项都不增长, 则其总和也是不增长的。故对于误差的增长特性, 可研究其级数的单项特性, 将单项误差写为一下形式:

$$\varepsilon_m(x_j, t_n) = e^{\alpha_n} e^{ik_m x_j} = e^{\rho \Delta x} e^{ik_m j \Delta x} \quad (3.14)$$

上式同样适用于差分形式。因此, Von Neumann 稳定性的判定条件为:

$$|G| = \left| \frac{\varepsilon_j^{n+1}}{\varepsilon_j^n} \right| \leq 1 \quad (3.15)$$

二维对流扩散方程的 Von Neumann 稳定性分析, 在一维结果的基础上得出:

$$\begin{cases} \Delta t \leq \frac{1}{2a/\Delta x^2 + 2a/\Delta y^2} \\ \Delta t \leq \frac{1}{u^2/2a + v^2/2a} \end{cases} \quad (3.16)$$

上式  $a = \mu/\rho$ 。根据式(3.4)判断得,  $\Delta t \leq 0.00008s$ , 为了更加精确且在不增加巨大运算量的前提下, 本文模拟选取的时间步长为  $0.00005s$ 。

### 3.5.2 松弛因子的选择

在求解由控制方程离散得到的线性代数方程组时, 为加速或减慢因变量的变化速度而引入松弛因子:

$$\frac{a_p}{\alpha} \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b + (1-\alpha) \frac{a_p}{\alpha} \phi_p \quad (3.17)$$

上式  $\alpha$  即松弛因子, 当  $\alpha > 1$  时为超松弛,  $\alpha < 1$  时为欠松弛。在解决非线性问题时一般采用欠松弛方式。一般来说, 对于气固两相流动的这种典型非线性流动的模拟, 随着松弛因子的减小收敛速度随之减慢。动量方程具有强烈的非线性, 其求解过程中较高的数值耗散使得方程的求解稳定性较差, 因此较小的松弛因子将对计算的收敛有利。最佳的  $\alpha$  值选取不存在一般法则, 它的最佳值与许多因素有关, 比如问题本身的特性、网格数及采用的迭代方法等, 该值的选取是一种典型的依靠经验的技术。在 Fluent 软件中, 所有变量的默认松弛因子都是对大多数问题的最优值, 其中压力、动量的松弛因子分别被默认为 0.2、0.5。这个值适合于



很多问题,但对于一些类似于本文研究的鼓泡床等非线性且耦合的问题一般要减小松弛因子。本文选取数值如表 3.1 所示,残差图如图 3.6 所示。

表 3.1 本文选择的松弛因子  
Table 3.1 The choice of under-relax factors in this research

名称	松弛因子
pressure	0.2
density	1
body force	1
momentum	0.2
volume fraction	0.2
granular temperature	0.2

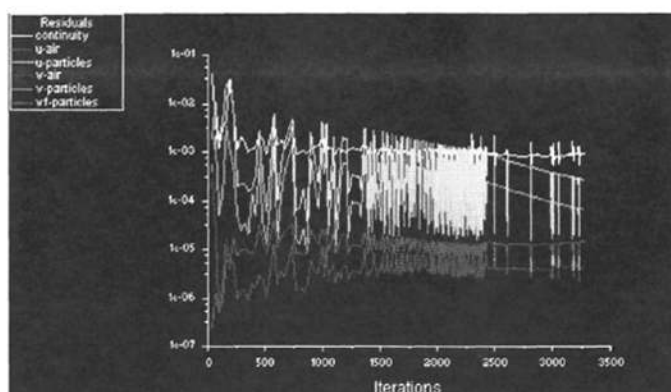


图 3.6 在选用松弛因子下的残差图  
Fig.3.6 The residual under appointed under-relax factors

从上残差图可以看到,在表 3.1 所选用的松弛因子下,残差在经过剧烈振荡后逐渐减小,直至降到满足收敛要求的 0.0001。因此本文选择的松弛因子是可以接受的。

### 3.5.3 初始及边界条件的设置

初始及边界条件是控制方程能够进行运算的基础条件。本文两个二维床体的边界条件大体一致,区别是单喷嘴鼓泡床置有两个速度入口(分布板速度入口、喷嘴速度入口),而分布板鼓泡床只有一个速度入口。

具体边界条件为出口都为压力出口(101325Pa),气体进口为速度入口,床体壁面设为 WALL 边界条件,对于壁面边界条件目前学术界一般采用气固两相对壁面无滑移的方式来处理,但本文在研究中对四种壁面条件做了对比分析。其它初始条件及计算过程所需要的参数如表 3.2 所示。

表 3.2 初始及边界条件的参数设置

Table 3.2 Parameters of initial and boundary conditions for numerical simulation

物理量	单喷嘴	分布板
床体高度(H)	1m	1m
床体宽度(W)	0.57m	0.1m
静止床高(L)	0.5m	0.4m
喷嘴宽度	0.015m	—
颗粒直径(统一)	0.285mm	0.2mm
颗粒密度	3060kg/m <sup>3</sup>	2480kg/m <sup>3</sup>
临界流化速度 $U_{mf}$	0.08m/s	0.093m/s
喷嘴(分布板)气速 $U_0$	10m/s	0.186m/s
颗粒还原系数	0.95	0.95
颗粒相初始体积份数	0.6	0.6
收敛标准	0.0001	0.0001
网格数	6080	8500
网格 X 方向长度	0.0075m	0.003m
网格 Y 方向长度	0.0125m	0.004m
内摩擦角	30°	30°
时间步长	5×10 <sup>-5</sup> s	5×10 <sup>-5</sup> s

## 4 计算结果及分析

### 4.1 气泡的认定

由于双流体模型假设两相是相互渗透的, 所以床内并不存在真正的纯空气气泡, 气泡的大小以气体体积分数(空隙率) $\epsilon_g$ 来确定, 气泡所占空间的大小通过气体空隙率 $\epsilon_g$ 大于某一固定值来表示。图 4.1 显示了单喷嘴床体 0.2s 时当 $\epsilon_g$ 介于 0.75~0.9 变化时气泡面积的差异。不同的研究者对 $\epsilon_g$ 采用了不同的取值, 如 Guenther<sup>[91]</sup>在研究中取 $\epsilon_g$ 为 0.7, Nienwland<sup>[92]</sup>等人取 $\epsilon_g$ 为 0.85。

从图 4.1 中可以看出两种模型产生的气泡形状都较为对称且都随着气体体积分数的增大, 相应地压强也增大, 所以气泡的面积(体积)不断地减小, 这一点与常识和文献[92]中数据也是符合的。另外可以看到两种模型都显示出气泡底部的等值线较密, 这是由于气泡底部来流气体的速度梯度较大所造成的。所不同的是气泡的形状及直径大小不一样, 这是由于应用不同的气固曳力模型所造成的。

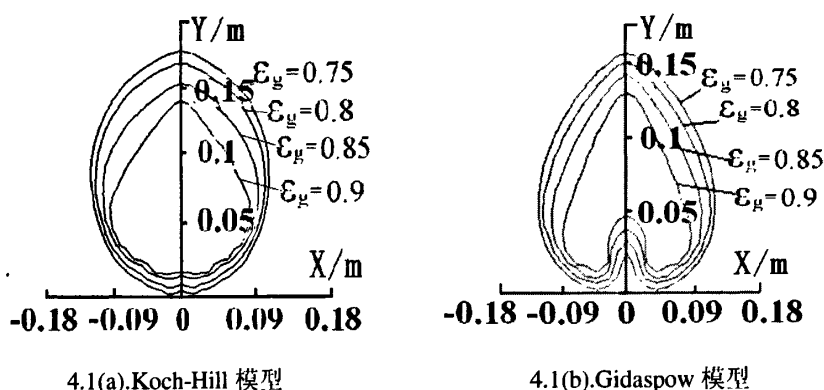


图 4.1 0.2s 时气泡形状及气体体积分率等值线  
Fig.4.1 The figure of bubble and gas volume fraction isoline at 0.2s

### 4.2 不同壁面边界条件对模拟结果的影响分析

目前对床体壁面的边界条件, 多数研究者都把气固两相对壁面做无滑移处理<sup>[93, 94]</sup>, 即未考虑气固两相对壁面的剪切力。但根据“粮仓效应”原理<sup>[95]</sup>, 也有研究者认为应该考虑两相对壁面存在的剪切力。因为单喷嘴鼓泡床只有喷嘴附近才是鼓泡操作速度, 壁面附近的颗粒对床体有无作用的效果不明显, 因此本节用分布板鼓泡床进行表 4.1 中的四种方案的设置, 将结果进行定性比较研究。

表 4.1 分布板鼓泡床四种壁面边界条件方案  
Table 4.1 Four schemes to wall condition of bubbling fluidized bed

	方案一	方案二	方案三	方案四
气相	无滑移	有滑移	无滑移	有滑移
颗粒相	有滑移	有滑移	无滑移	无滑移

图 4.2 为四种壁面条件的分布板鼓泡床从 0.2s 至 0.8s 内的床内变化规律，其它模拟参数如表 3.2 中的分布板鼓泡床所示，气固相间曳力为 Fluent 软件自带的 Gidaspow 模型。

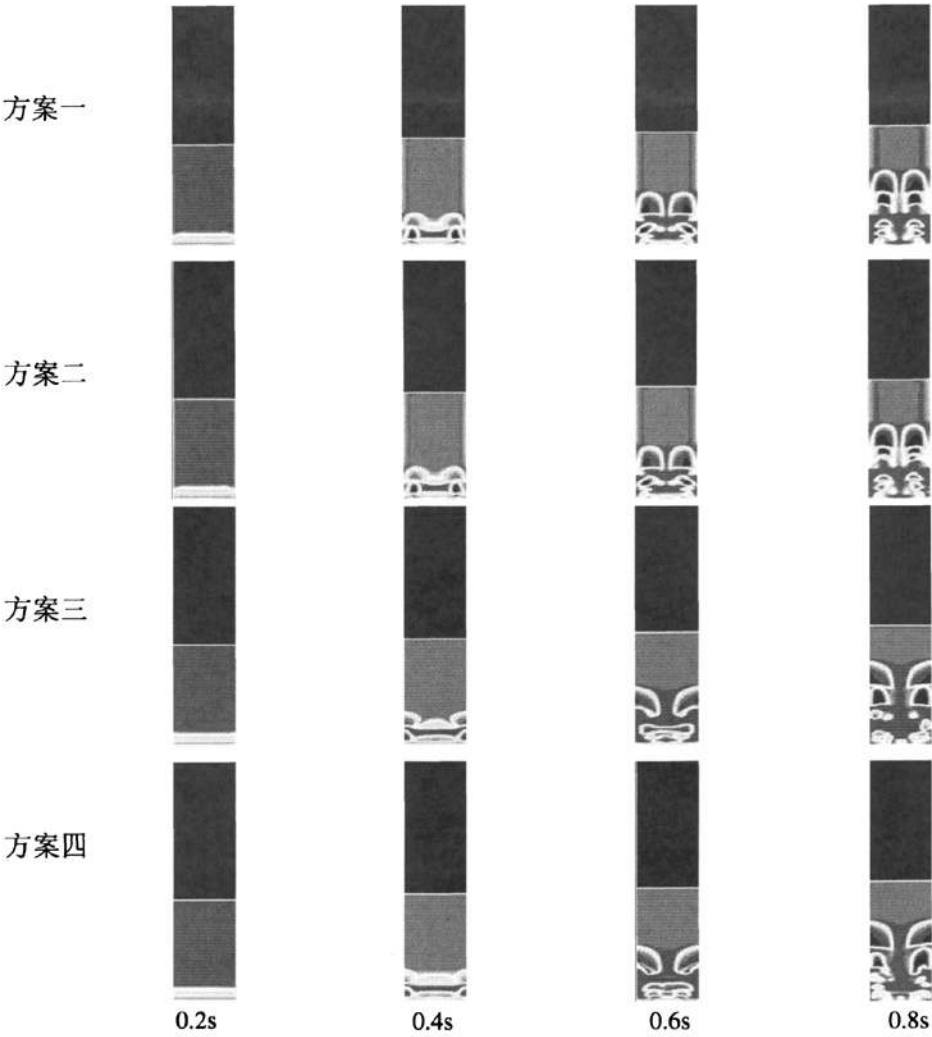


图 4.2 不同壁面边界条件对分布板鼓泡床的模拟结果  
Fig.4.2 The result of different wall boundary conditions for bubbling fluidized bed

从图 4.2 可以看到前两种方案结果比较一致，而后两种方案结果也比较一致。这说明气相壁面的假设对结果基本没有影响，起决定作用的是对颗粒相的处理；颗粒相在壁面有无滑移对数值模拟结果的影响大相径庭。因此，有必要对颗粒相壁面边界条件的选择进行分析，选择方案一(气相无滑移，颗粒相滑移)与方案三(气固两相无滑移)进行总共 20s 内的模拟，将 20s 内的气泡平均速度进行定量计算并与文献[96]中的实验数据进行对比。

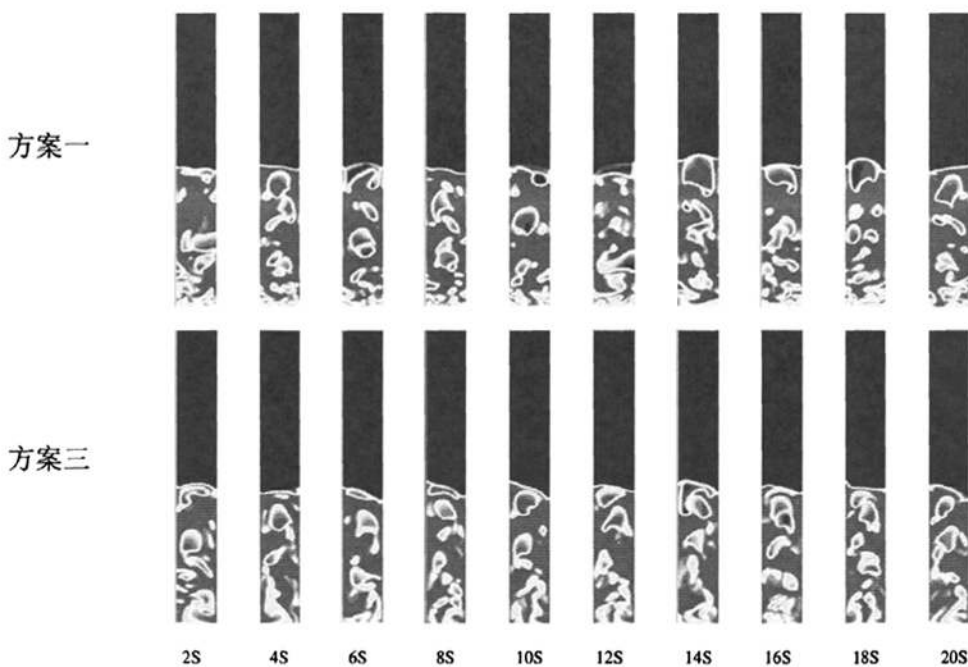


图 4.3 两种方案在 20s 内的床层变化

Fig.4.3 The change process of bed of two schemes in 20s period

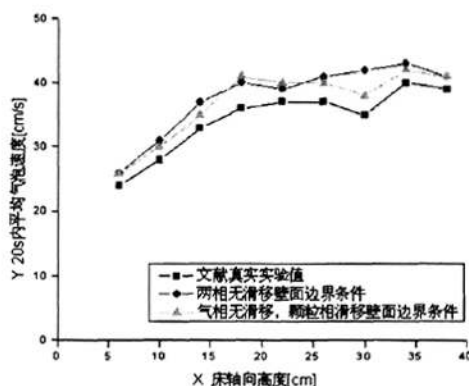


图 4.4 20s 内气泡平均速度沿床层高度的变化

Fig.4.4 The average-time of bubble velocity as a function of vertical direction of bed in 20s

图 4.3 为分布板鼓泡床应用方案一与方案三两种壁面边界条件所模拟的床层在 20s 内的变化过程。从上图可以看出,两种方案的结果都显示在分布板有很多小气泡产生,而靠近床层上部则出现少量的大气泡,这是因为小气泡在上升过程中合并为体积较大的气泡,而较大气泡又合并成更大气泡,这与实际的鼓泡床设备是定性相符合的。但通过图 4.4 可以气泡平均速度随床层高度的变化规律可以看出,两种方案的模拟结果都高于实验数据,其中方案一壁面边界条件所模拟出的气泡平均上升速度要小于方案三所模拟的结果。出现该现象的原因是,气固两相无滑移的壁面边界条件中颗粒对壁面不存在摩擦剪切力,所以颗粒相对气相的阻力较小使得气泡上升速度较快。因此,在以后的模拟中,壁面边界条件将设置为更加接近文献[96]中实验数据的气相无滑移,颗粒相滑移条件。

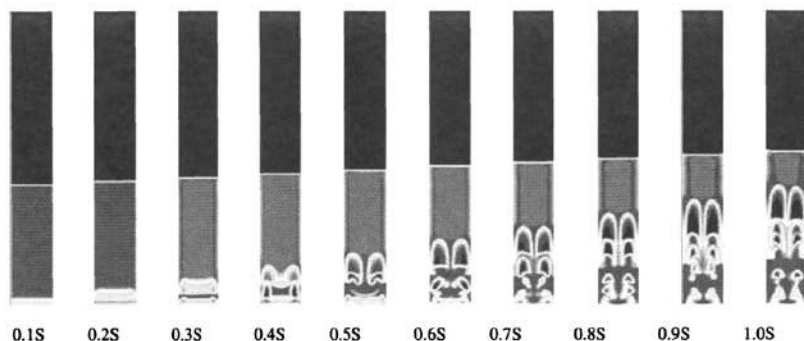


图 4.5 0.1s-1.0s 分布板鼓泡床床层流化过程

Fig.4.5 The process of fluidization in 0.1s-1.0s in a bubbling fluidized bed

图 4.5 为分布板自由鼓泡床在气相无滑移、颗粒相有滑移的壁面边界条件下床层从 0.1s 至 1.0s 的鼓泡流化状态。从图中可以看出,在流态化初期(0.3s 以内)床层内没有气泡生成,0.4s 以后床层底部靠近壁面处开始有气泡生成,而且还可以看出气泡的尺寸随着时间的推移而不断长大,形状也发生变化。对颗粒相而言,0s~0.3s 之间会发生均匀的膨胀,底部密相床层高度有所增加。0.3s 后颗粒相总体上进一步膨胀,其中上部仍然呈现出均匀膨胀,而底部则呈现出不均匀的流动。随着时间的推移,这种不均匀流动会逐渐成为固相颗粒总的流动形式,密相床层高度也会有所降低。

从模拟结果来看,流态化初期密相床层内的高度方向上存在速度差,这就导致高度方向上的流态化气速大小不一,较低的气速使床层发生均匀膨胀,而较高的气速则会导致气泡的生成。模拟所用颗粒直径为 0.2mm,属于流态化原理中 Geldart B 类颗粒,该类颗粒在流态化气速较小时床层会先发生均匀膨胀而无气泡生成,随着流态化气速增大至鼓泡速度时才会出现气泡。计算结果与流态化原理导出的结论一致。从 0.7s 至 1.0s 内可以形象地看到鼓泡床底部床层有气泡相和颗粒相,两

相之间是逐渐过度的。气泡主要出现在床中心与壁面之间的区域内,随着气泡的上升其形状和大小都在不断发生变化。从图中可以看出,气泡底部会形成卷吸颗粒的尾涡,这主要是因为颗粒相对气泡上升有阻力,尤其是气泡上部的这种阻力较大,进而导致气泡在上升过程中上部速度小于底部速度,气泡底部形成凹陷,凹陷处颗粒的运动速度基本与气泡上升速度相当,且大大高于周围颗粒相的运动速度所致。

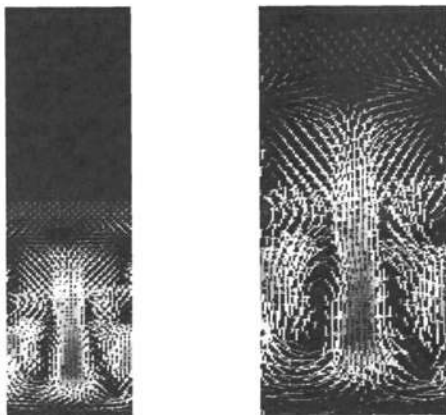


图 4.6 分布板鼓泡床 1.0s 时颗粒速度矢量图  
Fig.4.6 Velocity vector of particles at 1.0s in bubbling fluidized bed

图 4.6 为分布板鼓泡床 1.0s 时全床范围颗粒的速度矢量图,右图是局部放大图。图中箭头的长短表示颗粒速度的大小,箭头的方向表示颗粒的速度方向。从右图可以看出颗粒在床层的中心和壁面附近均是向上运动。导致这一现象的主要原因是气泡对颗粒的作用,因为气泡主要分布在床中心与壁面之间的区域内,一方面,气泡在上升过程中要排开上部的颗粒,被排开的颗粒从床中心和壁面附近向下运动,而气泡下部卷吸颗粒,使得颗粒呈现向上运动的趋势;另一方面,气泡破裂时会带出部分颗粒,但这部分颗粒会由于重力的作用再次沉降下来,从计算结果来看,这部分颗粒均是在床中心和壁面附近向下流动。正是基于此,在流化床内部才会形成固体颗粒相的旋涡结构,形成颗粒的局部循环运动。

### 4.3 封闭关系对床层流动特性的影响分析

就目前来看,普遍认为颗粒相作用封闭关系及气固相作用关系都对床层的流体动力学特性有着影响,但究竟何种封闭关系在床层中占具主导地位鲜有研究报道。本节通过对一带有分布板的自由鼓泡床的数值模拟对颗粒间作用与气固间作用在床层中的影响大小做定性的分析。壁面边界条件按上节研究结果处理,即气相对壁面不存在滑移,颗粒相对壁面存在滑移。

数值实验采用如表 4.2 所示的二种方案，

表 4.2 二种不同相封闭关系  
Table 4.2 Two schemes of different phase close relation

	方案一	方案二
颗粒相封闭关系	Gidaspow	Syamlal
气固相封闭关系	Gidaspow	Gidaspow

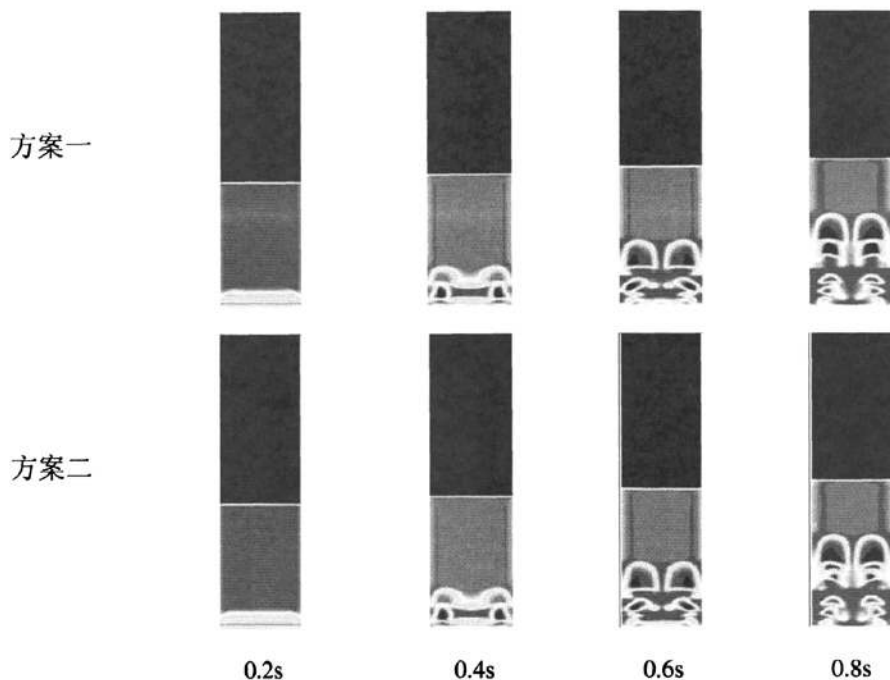


图 4.7 不同封闭关系对分布板鼓泡床模拟结果的影响  
Fig 4.7 The result of different close relations for bubbling fluidized bed

从图 4.7 可以看出，在曳力模型一定的前提下，改变颗粒间作用关系对模拟结果几乎没有影响。所以从模拟结果来看，在利用双流体模型对鼓泡流化床这种稠密气固两相流做模拟研究时，颗粒间的作用力对床层流动特性的影响很微小。因此本文将在后文主要研究不同气固间作用力对床层流动特性的影响。

#### 4.4 不同湍流模型分析

本节用标准  $k-\varepsilon$  模型、RNG  $k-\varepsilon$  模型、Realizable  $k-\varepsilon$  模型三种不同湍流模型对置有单喷嘴的鼓泡床进行数值模拟，通过比较三种模拟结果对湍流模型进行研究。计算参数为表 3.2 中的单喷嘴鼓泡床所示，气固相曳力为 Gidaspow 模型。在进行数值模拟实验时，先让整个床层达到临界流化状态，根据压降曲线显示，整个床层在 2s 后达到临界流化状态，此时再将喷嘴气速提高到鼓泡速度(10m/s)。因此，



气泡特性计算时间从 2s 起计算。0.2s~0.8s 的模拟结果如图 4.8 所示。

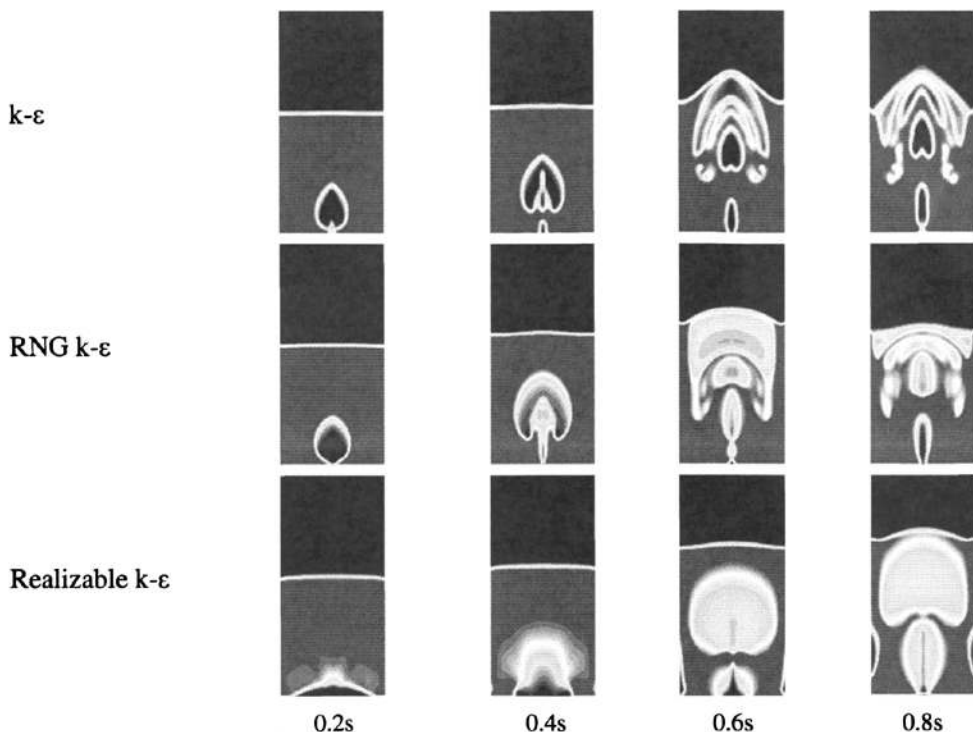


图 4.8 不同湍流模型对单喷嘴鼓泡床的模拟结果

Fig.4.8 Result of different turbulent model to single jet bubbling fluidized bed

由图 4.8 可明显看出湍流模型选择的不同模拟出的气泡大小与形状有差异,前两种湍流模型能较为接近的模拟实验情况。**Realizable k-ε** 模型的模拟效果最差,这可能是床体中的时均应变率不大,而 **Realizable k-ε** 模型在湍流粘度计算式中的系数与应变率联系起来所以导致了该模拟结果不能较好地符合真实情况。因此本节将对标准 **k-ε** 模型与 **RNG k-ε** 模型进行比较研究,通过研究气泡在形成过程中的当量直径、气体泄漏率与时间的变化规律与文献[92]中的实验对比来分析以上两种湍流模型进行分析。气泡的判定以 4.1 节的标准。

在鼓泡床中,气泡相与乳化相之间的气体不断进行交换。在气泡的形成、上升过程中,气体不断地自气泡底部进入后又从气泡上部泄出。当气流从喷嘴高速喷入床层时,除形成气泡外还有一部分气体从气泡扩散到乳化相中,扩散出去的这部分气体体积与喷入的总的气体体积之比即为气体泄漏率<sup>[92]</sup>,其表达式为:

$$\phi(t) = \frac{Qt - V_b(t)}{Qt} \quad (4.1)$$

式中  $Q$  为时间  $t$  内的流量( $\text{m}^3/\text{s}$ ),  $V_b$  为时间  $t$  内的气泡面积(体积)。

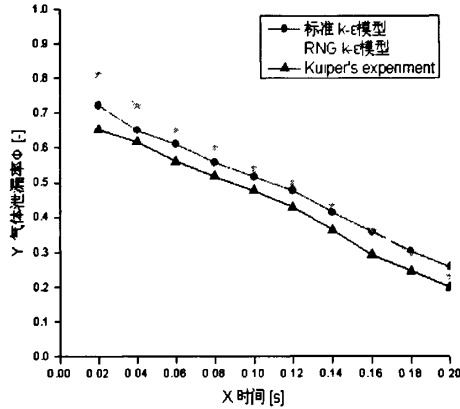


图 4.9 气泡形成的 0s-0.2s 内气体泄漏率随时间的变化

Fig.4.9 Integral leakage fraction as a function of time of bubble formation in 0s-0.2s

气体泄漏率与生成气泡的大小相关, 泄漏率越小产生的气泡越大。图 4.9 为应用不同湍流模型模拟 0s-0.2s 气泡形成过程中的气体泄漏率随时间变化曲线。从图 4.9 中可看出, 三组数据的气体泄漏率随时间呈不断减小的变化趋势, 但从图中可以看出标准湍流模型与实验数据的误差要小于 RNG k-ε 模型。

为分析气泡形成过程中的尺寸变化, 将非规则形状的气泡, 按与气泡面积相等的圆的直径(当量直径)来计算气泡的直径:

$$d_b = \sqrt{\frac{4 \times (S_{bubble})}{\pi}} \quad (4.2)$$

式(4.2)中  $d_b$  为气泡当量直径(m), 下标  $S_{bubble}$  表示气泡面积( $m^2$ )。

图 4.10 为 0 秒至 0.2 秒时间内气泡直径随时间的增长过程。从上图可以看出, 两个模型的气泡增长趋势都定性的符合实验数据, 即气泡直径都随着时间的增加而变大, 但从曲线图可以看出标准湍流模型与实验数据的误差要小于 RNG k-ε 模型。因此在后面的模拟中湍流模型将选用标准的 k-ε 模型。

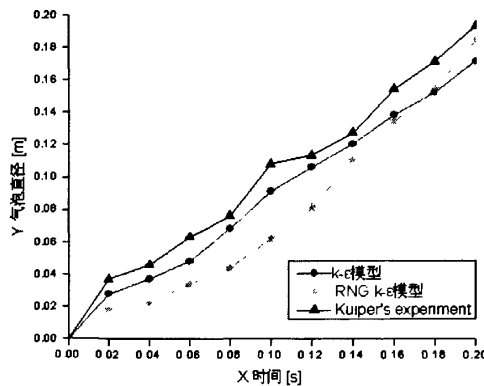


图 4.10 不同湍流模型产生的气泡直径与文献数据的对比

Fig.4.10 Comparison of bubble diameter with different turbulent models to date of literature

### 4.5 不同曳力模型分析

本节应用 Gidaspow、Koch-Hill、Di-Felice 三种不同曳力模型对单喷嘴鼓泡床进行模拟, 通过对气泡当量直径、气体泄漏率随时间变化规律的对比来分析三种曳力模型对数值模拟结果的影响。模拟参数入表 3.2 所示, 湍流模型根据上节研究结果选择标准  $k-\epsilon$  模型, 壁面边界条件为气相无滑移, 颗粒相存在滑移。其中, Gidaspow 曳力模型为 Fluent 软件自带模型, Koch-Hill 模型与 Di-Felice 模型为自编模块接入 Fluent 软件。一共模拟了三种模型在 0.8s 内的床层流体力学现象, 如图 4.11 所示。

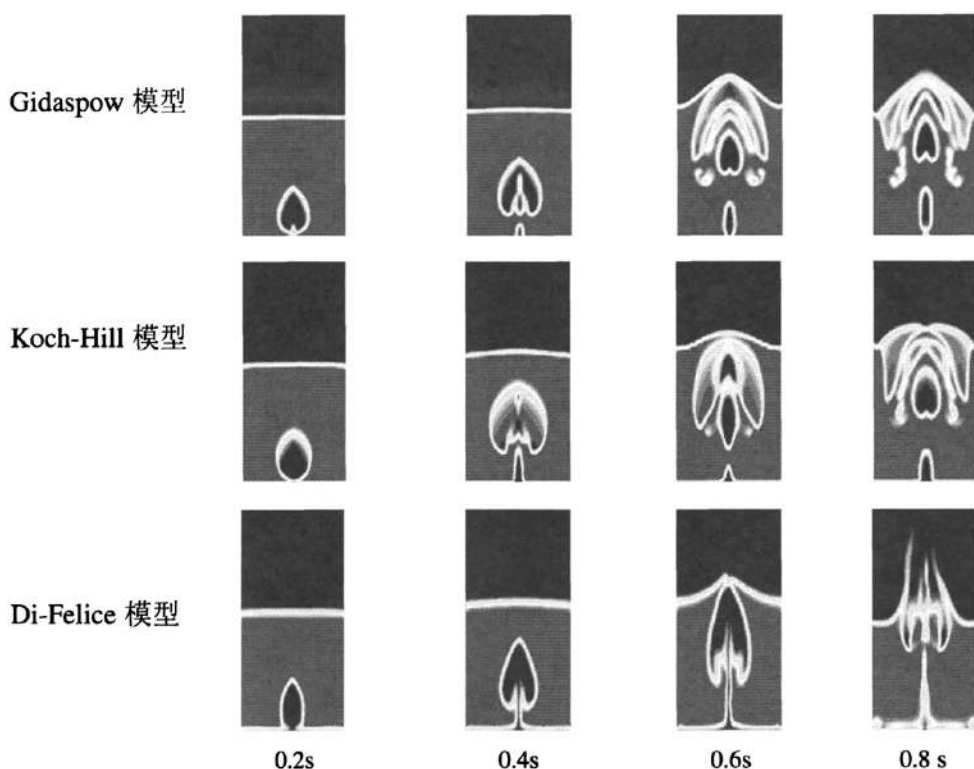


图 4.11 三种不同曳力模型对单喷嘴鼓泡床的模拟结果

Fig.4.11 Result of three kinds of different drag models to single jet bubbling fluidized bed

图 4.11 为应用三种不同曳力模型在单喷嘴鼓泡床中 0.2s-0.8s 内的模拟结果。从图中可以看出三种曳力模型都能在 0s-0.2s 初期模拟气泡的形成过程, 但可明显看出曳力模型选择的不同模拟出的气泡大小与形状有差异, 从图 4.12 可看出应用 Koch-Hill 曳力的双流体模型模拟出的气泡比其它两种模型具有有更明显的气泡晕, 只是气泡尾涡的形成在 0.218s, 稍次后于 Gidaspow 模型, 此时气泡才完全形成并脱离分布板开始向上运动。另外在图 4.11 中可以看出, 三种曳力模型模拟出

的气泡在上升过程中尾部会略向内凹，但从 0.6s 开始 Gidaspow 模型与 Koch-Hill 模型的气泡尾部区域由于压力比周围低，颗粒被卷入形成局部涡流。另外从图中可以明显看到 Gidaspow 模型与 Koch-Hill 模型在第一个气泡形成并上升后，后面形成的气泡较小，这与文献<sup>[97]</sup> 的实验研究结果一致，其原因是第一个气泡形成后导致一部分颗粒返混向下流动从而阻挡后面气泡的形成。

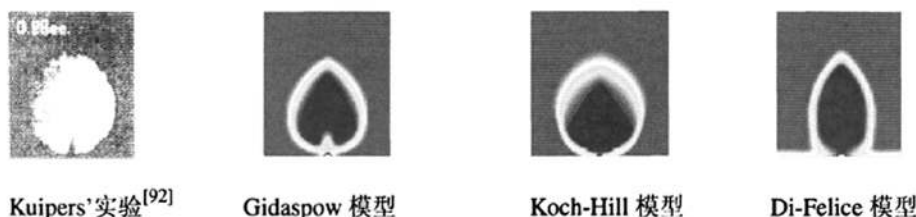


图 4.12 0.2s 时实验与模拟的气泡效果对比

Fig.4.12 Comparison of bubble effect between simulations and experiments date at 0.2s

如图 4.12 所示，从 0.2s 时 Di-Felice 曳力模型的气泡形状可以看出，在该时刻气泡底部还未完全合拢，该模型气泡完全形成在 0.22s，比实验及前两种曳力模型的气泡形成速度要慢。另外，气泡在上升过程中始终未形成完全封闭的状态，这显然是与实际现象相悖的，所以基于离散相模型提出的 Di-Felice 曳力模型不适用于双流体模型中曳力封闭关系。因此本节将对 Gidaspow 曳力模型与 Koch-Hill 曳力模型气泡当量直径、气体泄漏率随时间的变化规律分析两种模型对模拟效果的影响。

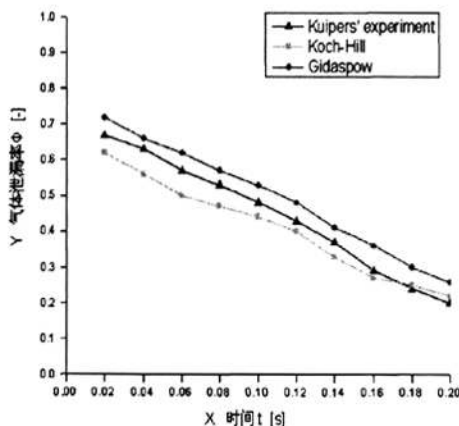


图 4.13 不同曳力模型的气体泄漏率随时间变化关系

Fig.4.13 Integral leakage fraction as a function of time for different drag models

从图 4.13 中可看出，三组数据的气体泄漏率随时间呈不断减小的变化趋势。

但变化曲线显示，Gidaspow 模型气泡形成过程中的气体泄漏率始终高于实验数据和 Koch-Hill 模型，Koch-Hill 模型在 0.16s 前泄漏率小于实验数据，0.16s 后却大于实验数据。

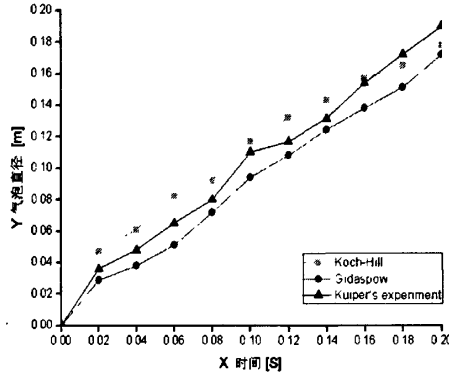


图 4.14 不同曳力模型产生的气泡直径与文献数据的对比

Fig.4.14 Comparison of bubble diameter with different drag models to date of literature

图 4.14 为 0 秒至 0.2 秒时间内气泡直径随时间的增长过程。从图中可以看到，Gidaspow 模型所产生的气泡当量直径始终小于 Koch-Hill 模型与实验数据，而 Koch-Hill 模型在 0.16s 以前的气泡当量直径一直大于实验数据，0.16s 后则小于实验数据，但比 Gidaspow 模型更加接近实验数据。在 0.14 秒前 Gidaspow 模型与文献[92]数据的平均相对误差为 14.2%，Koch-Hill 模型的平均相对误差为 18.8%；而在 0.14 秒以后前者的误差为 10.7%，而后者的误差为 4.1%。显然在气泡形成后期 Koch-Hill 模型的预测能力比 Gidaspow 模型要好，这与气体泄露率的规律也是一致的。

## 4.6 气相表面张力分析

在气液两相系统中，水内部的一个水分子受到周围水分子的作用力的合力为零，但在表面的一个水分子却不如此。因为水分子间距离要比气体分子间距离小得多，水分子间的相互吸引力也就强于气体分子间的吸引力，所以上层空间气相分子对它的吸引力小于内部液相分子对它的吸引力，所以该分子所受合力不等于零，其合力方向垂直指向液体内部，结果导致液体表面具有自动缩小的趋势，这种收缩力称为表面张力。这种气液间的表面张力已被大家所认知，但在气固界面是否存在表面张力还未见有研究报道。

本文为了验证在类似于鼓泡床这种带有相间界面的稠密气固两相流动系统中是否存在气体表面张力的作用进行了数值模拟实验。以单喷嘴鼓泡床为模拟对象，分布板和喷嘴先以 0.08m/s 的速度送风，在送风 2s 后整个床层达到临界流态化状

态，这时喷嘴变气速至 10m/s 的鼓泡速度，该速度持续 0.2s 时气泡在喷嘴处形成，这时再把喷嘴速度降至 0.08m/s 的鼓泡速度。模拟过程中，壁面边界条件设置为气相无滑移，颗粒相存在滑移，湍流模型为标准 k-ε 模型，曳力模型为 Koch-Hill 模型，其他参数如表 3.2 中所示。图 4.15 为从 0.2s 气泡形成后喷嘴鼓泡速度变至临界流化速度至 0.7s 气泡的上升及破裂过程。

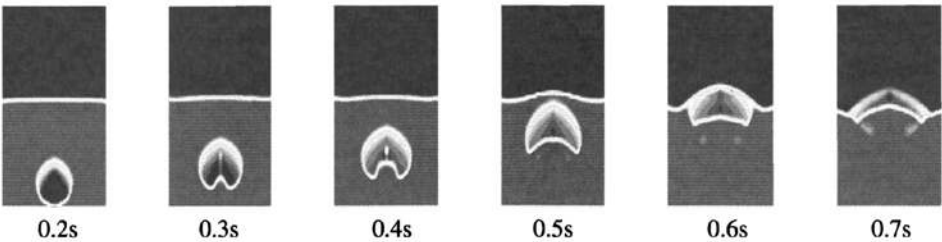


图 4.15 喷嘴气速降至临界流化速度后的气泡运动  
Fig.4.15 Motion of the bubble after gas speed of bubbling change to critical fluidization speed

以分布板鼓泡床为模拟对象，分布板先以 0.186m/s 的鼓泡速度送风，该速度持续 0.8s 后两个大气泡已形成，这时再把分布板的送风速度降至 0.093m/s 的临界流化速度。模拟过程中，壁面边界条件、湍流模型设置与上例中的单喷嘴鼓泡床相同，曳力模型为 Fluent 软件自带的 Gidaspow 模型，其他参数如表 3.2 中的分布板鼓泡床所示。图 4.16 为从 0.8s 两个大气泡形成后分布板送风速度变至临界流化速度的 1.5s 内两个大气泡的上升、合并及破裂过程。

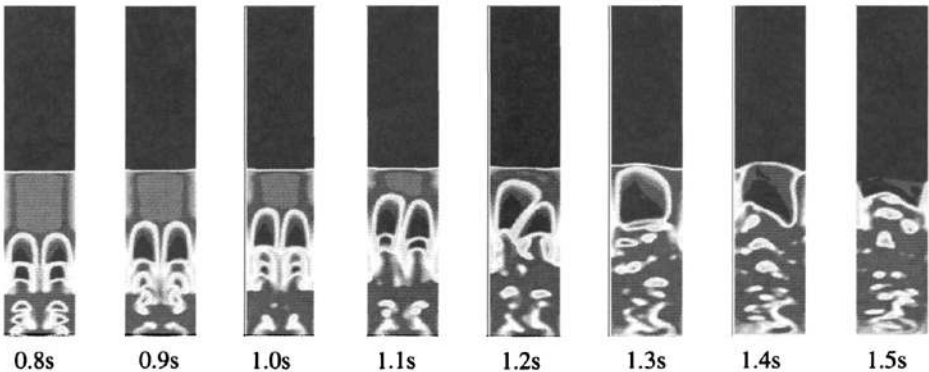


图 4.16 分布板气速降至临界流化速度后的气泡运动  
Fig.4.16 Motion of the bubbles after gas speed of bubbling change to critical fluidization speed

从图 4.15 与图 4.16 可以看出，两种床体中的气泡在气速降低到临界流化速度后并未受到颗粒相的挤压而破裂，就连在分布板鼓泡床中一开始产生的小气泡也还依然存在。产生这种现象的原因是因为在气泡内的气相分子间的距离要远远小

于与外界颗粒间的距离，因此气体分子间的吸引力要大于颗粒间的吸引力，所以在气固两相交界面(可以看到无论哪种曳力模型所产生的气泡都带有气泡晕)，气体分子由于在晕里比较稀薄，所以受到气泡内部分子的吸引力使得晕中的气体分子合力方向垂直指向气泡内部，结果导致气相表面具有自动缩小的趋势，而这种力就是气体表面张力。这种表面张力不仅存在于单喷嘴鼓泡床中，而且存在于分布板鼓泡床中，且不受曳力模型的影响。另外，从两图中可以看出，虽然气泡在上升过程中形状发生了变化，但仍具有封闭的体积，这说明气体的表面张力存在于鼓泡床气泡中。

## 5 结论与展望

### 5.1 结论

基于 Fluent 计算流体力学软件, 并且自编 Koch-Hill、Di-Felice 两个基于不同理论基础的两个曳力模型模块接入主程序。应用双欧拉多相流模型对载有 Geldart B 类颗粒的分布板鼓泡床及单喷嘴鼓泡床床层的流体动力特性进行了研究。

论文的理论研究工作, 主要是在总结适用于鼓泡流化床为代表的稠密气固两相流动模型特点的基础上, 分析了双流体模型控制方程的建立、模型的封闭方法; 分析了气固两相无滑移、气相无滑移颗粒相有滑移、气相有滑移颗粒相无滑移、气固两相有滑移四种壁面边界条件; Gidaspow、Koch-Hill、Di-Felice 三种基于不同机理气固曳力模型等对模型应用的影响; 在软件应用与实现技术方面, 研究了 Fluent 软件两相流模型的应用和计算区域的网格划分方法, 采用有限容积法离散控制方程, 研究了时间步长、松弛因子以及求解器的选择效果。

模拟研究主要分析了壁面边界条件的处理方式对模拟结果的影响、颗粒相作用与气固相作用在床层中的相对重要性、不同湍流模型对模拟结果的影响以及不同曳力模型在单喷嘴鼓泡床中的模拟效果。通过对数值模拟结果的分析, 较为深入地研究了气固鼓泡床床层流体动力学特性, 主要研究结论如下:

1. 通过对分布板鼓泡床的模拟, 不同壁面边界条件的处理对模拟结果有着至关重要的影响。经对比研究得出: 以往的数值模拟把气固的边界条件都作为无滑移处理是不科学的, 气相无滑移对结果影响不大, 而颗粒相是否存在滑移将对结果产生重大影响。气相无滑移, 颗粒相有滑移的边界条件能够更好地模拟鼓泡床的床层流动特性;

2. 在以双流体模型进行气固多相流动计算时, 颗粒间作用的影响要比气固间作用的影响小得多。也就是说, 在双流体模型中气固曳力是除了重力外最主要的作用力;

3. 标准  $k-\epsilon$  湍流模型与 RNG  $k-\epsilon$  湍流模型比 Realizable  $k-\epsilon$  模型更加适用于鼓泡床中的湍流过程。标准  $k-\epsilon$  湍流模型的精确度要高于 RNG  $k-\epsilon$  湍流模型;

4. Gidaspow 曳力模型、Koch-Hill 曳力模型、Di-Felice 曳力模型都可以成功地模拟单喷嘴鼓泡床中气泡的形成过程, 但在气泡上升过程中 Di-Felice 曳力模型所模拟的情况与实际情况差距较大。利用 Gidaspow 模型模拟的气泡形成速度比其它两种模型要快 0.02s, 且 Gidaspow 模型所模拟出气泡的晕不如 Koch-Hill 模型明显。而由气体泄漏率与气泡当量直径随时间变化的规律则显示 Gidaspow 模型在气泡形成前期的预测能力较好, 而 Koch-Hill 模型在大空隙率的气泡形成后期至气泡完全



形成的阶段预测能力强于 Gidaspow 模型;

5.通过研究定性证明鼓泡床中气体存在表面张力,且张力的存在不受床体和电力模型的影响;

通过以上结论可以看出,在考虑到以上五点结论的双流体模型结合 CFD 技术可以对气固鼓泡流化床反应器(燃烧器)进行更好地设计与优化。

## 5.2 展望

受到双流体模型和计算软件的限制,本文的研究还存在以下不足:

1.本文所模拟的对象为冷态不存在反应的鼓泡流化床,而在实际中的流化床设备一般都是反应器或燃烧器,所以模拟结果与真实情况肯定还存在出入;

2.受计算机条件限制,本文没有考虑不同颗粒物性(如粒径、密度等)对结果的影响,实际流化床中的颗粒一般都是宽筛分分布的,而且一般都是多组分的颗粒;

3.没有考虑床体几何形状、分布板结构及床内构件对床层流化特性的影响;

基于以上几点不足,作者认为在以后的研究工作中应该对以下几点进行改进:

1.在模拟冷态床体的基础上把传热、传质等情况考虑进去;

2.利用 Fluent 软件的 UDF 功能对颗粒粒度分布进行编程并接入,同时应尽量考虑颗粒相的多组分情况以使模拟过程更接近真实的流态化反应过程;

3.双流体模型中有许多认为的假设,还需要通过实验手段来验证和完善;

4.构造更接近真实床的几何形状以及增加内部构件和带有一定开孔率的分布板等。

## 致 谢

文已至此，我在重庆大学的三年研究生生涯也马上要结束了。三年间在这个校园里留下了我的汗水，但更多的是收获。在这段期间有着许许多多让我感谢的人，本文的研究与他们的帮助、支持与关怀是分不开的。

首先，感谢我的导师郑忠教授对我的悉心关怀与指导。您对科研学术的态度、渊博的知识、积极的人生观和世界观深深地感染了我。您不仅传授我们知识，更主要的是您那“授之以渔”教育方式使我学会了做人做事的方法和态度。学生有时想起您在处理学校事务的百忙中抽出宝贵时间关心我们的学业和生活，心中就涌出阵阵的暖意。作为一名动力工程学院的学生，能成为您的弟子是我人生中最幸运的事！

另外，感谢这三年来与我朝夕相处的各位同门。感谢课题组的林亮成博士、陈伟同学的帮助，十分怀念我们在一起探讨问题的时光，那段时光是美好的有收获的。感谢史战东、蒋志勇、张涛、谢淑芳、刘海玉、许文林、李东、周超、刘怡、刘兵、楚斌、李启贤、张强、耿涛、张晋同学的帮助，正因为有了你们，我的研究生生涯才会如此多姿多彩。同时特别感谢已毕业的黄振艺师兄，虽然你可能永远也看不到这段文字，但对于你的帮助我在这里表示深深的谢意。

最后感谢我的父母，除了在物质上的支持是你们的眷眷爱子之心汇成我前进的动力和源泉，祝你们健康长寿！还要感谢我的女朋友周雪，在这三年的时光里，谢谢你对我精神上的支持和生活上的照顾！

感谢重庆大学动力工程学院和材料科学与工程学院的培养！

衷心感谢在百忙中给我评阅论文和参加答辩的各位老师！

李东耀

二〇〇九年四月 于重庆大学

## 参考文献

- [1] 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.
- [2] 卢天雄. 流化床反应器[M]. 北京:化学工业出版社,1986.
- [3] 孙其诚, 李静海. 鼓泡床中气泡行为的模拟[J]. 化工冶金,2000,21(2):216-218.
- [4] 孙其诚, 王安仁, 张锁江,等. 气固鼓泡床的流动特性数值模拟[J]. 计算机与应用化学, 2005,22(3):206-210.
- [5] 郭庆杰, 吕俊复, 岳光溪,等. 高温鼓泡流化床流体动力学特性[J]. 化学工程,2003, 31(3):31-35.
- [6] J.Leboreiro, G.G.Joseph, C.M.Hrynya. Revisiting the standard drag law for bubbling gas fluidized beds[J]. Powder Technology,2008,183(3): 358-400.
- [7] D.Gerlach, N.Alleborn, V.Buvra, et al. Numerical simulation of periodic bubble formation at a submerged orifice with constant gas flow rate[J]. Chemical Engineering Science,2007,62(4):2109-2125.
- [8] 徐祥, 向文国, 秦成虎. 流化床密相区流动特性的数值模拟[J]. 热能与动力工程,2004,19(2):131-133.
- [9] J.J.Nienwland, M.L.Veenendal, J.A.M.Kuipers. Bubble formation at a single orifice in gas fluidized beds[J]. Chemical Engineering Science, 1996, 51: 4081-4102.
- [10] L.S.Fan. Gas-Liquid-Solid Fluidization Engineering[M]. Butterworths,New York.
- [11] P.Basu, A.A.Avidan. Circulating Fluidized Bed Technology IV[J]. AIChE.1993.
- [12] P.Basu, S.A.Fraser. Circulating Fluidized Bed Boiler[M]. Boston:Butterworths-Heinemann,1991.
- [13] A.Thurnhofer, M.Schachinger, F.Winter. Iron Ore Reduction in a Laboratory Scale Fluidized Bed Reactor—Effect of Pre-reduction on Final Reduction Degree[J]. ISIJ,2005,45(2):151-158.
- [14] 陈甘棠, 王樟茂.多相流反应工程[M]. 杭州: 浙江大学出版社,1996.
- [15] J.F.Davidson, D.Harrison.Fluidization Particles[M]. New York:Cambridge University Press,1963.
- [16] A.Boemer, H.Qi, U.Renz. Eulerian Simulation of Bubble Formation At A Jet In A Two-Dimensional Fluidized Bed[J]. Int.J.Multiphase Flow,1997,23(5):927-944.
- [17] L.R.Glicksman,et al. Characters of A Bubbling Fluidization Bed[J]. Chemical Engineering Science,1987,42:479.
- [18] D.Geldart. Types of gas fluidization[J]. Powder Technology,1973,7:285-292.

- [19] 张绍贤, 强文华, 李前名. FINEX熔融还原炼铁技术[J]. 炼铁, 2005, 24(4):49-52.
- [20] R.J.Dry, M.R.Judd. Two-phase theory and fire powders[J]. Powder Technology, 1983, 34: 213-223.
- [21] R.Tanimoto, T.Chiba. The mechanism of particle ejection from the surface of a gas fluidized bed[J]. International Chemical Engineering, 1984, 24(4):679-685.
- [22] R.Yamazaki, M.Nakajimn, N.Ueda. The Second China-Japan Symposium on Fluidization, 63-73.
- [23] 罗铭, 刘金凤. 基于Fluent的多相模拟反应器的设计[J]. 计算机与应用化学, 2007, 24(9):1153-1158.
- [24] D.Gidaspow. Multiphase flow and fluidization[M]. San Diego Academic Press, 1993.
- [25] 欧阳洁, 李静海. 模拟气固流化系统的数值方法[J]. 应用基础与工程科学学报, 1999, 7(4): 335-345.
- [26] A.J.C.Ladd, N.Q.Nguyen. Lubrication corrections for lattice-Boltzmann simulations of particle suspensions[J]. Physical Review E-Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics, 2002, 66(42):046708/1-046708/12.
- [27] S.Succi. The lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond[M]. Oxford: Oxford Science Publications, 2001.
- [28] D.Gidaspow. Hydrodynamics of Fluidization and Heat Transfer: Supercomputer Modeling[J]. Appl. Mech. Rev., 1986, 39(1):1-23.
- [29] Y.P.Tsuo, D.Gidaspow. Computer Simulation of Flow Patterns in Circulating Fluidized Beds[J]. AIChE, 1990, 36(6):885-896.
- [30] S.Benyahia, H.Arastoopour. Simulation of particles and gas flow behavior in the riser section of a circulating fluidized bed using the kinetic theory approach for the particulate phase[J]. Powder Technology, 2000, 112:24-33.
- [31] T.Fariborz, E.Naoko. CFD Modeling of a Two-Dimensional Fluidized-bed Reactor[S]. [Http://tetra.mech.ubc.ca/CFD03/papers/paper29AF3.pdf](http://tetra.mech.ubc.ca/CFD03/papers/paper29AF3.pdf).
- [32] C.G.Luben, F.E.Milioli. Numerical study on the influence of various physical parameters over the gas-solid two-phase flow in the 2D riser of a circulating fluidized bed[J]. Powder Technology, 2003, 132:216-225.
- [33] M.J.V.Goldschmidt, J.A.M.Kuipers. Hydrodynamic Modelling of Dense Gas-Fluidized Bed using the Kinetic Theory of Granular Flow[J]. Chem. Eng. Sci., 2001, 56:571-578.
- [34] 杨太阳, 王安仁, 张锁江等. 气固鼓泡流化床的流动特性数值模拟[J]. 计算机与应用化学, 2005, 22(3): 206-210.
- [35] B.J.Alder, T.E.Wainwright. The thermal conductivity of a hard sphere solid[J]. Journal of

- Physics and Chemistry of Solids,1957,32(8):1797-1800.
- [36] Y.Tsuji, Y.Morikawa, T.Tanaka. Numerical Simulation of Gas-Solid Two Phase Flow in a Two-Dimensional Horizontal Channel[J]. Int.J.Multiphase Flow,1987,13:671-702.
- [37] T.Tanaka, Y.Tsuji. Numerical Simulation of Gas-Solid Two Phase Flow in a Vertical Pipe:On the effect of inter-particle collision[J]. ASME.FED,1991,121:123-128.
- [38] B.P.B.Hoomans, J.A.M.Kuipers. Discrete Particle Simulation of Bubble and Slug Formation in a Two-Dimensional Gas-Fluidized Bed[J]. Chem.Eng.Sci,1996,51:99-108.
- [39] C.C.K.Lun, H.Liu. Numerical Simulation of Dilute Turbulent Gas-Solid Flows in Horizontal Channels[J]. Int.J.Multiphase Flow,1997,2:575-611.
- [40] R.Li, J.A.M.Kuipers. Effect of Pressure on Gas-Solid Flow Behavior in Dense Gas Fluidized Beds:A Discrete Particle Simulation Study[J]. Powder Technology,2002,127:173-184.
- [41] 欧阳洁, 李静海. 模拟气固两相非均匀结构的颗粒运动分解轨道模型[J]. 中国科学(B), 1999, 29(1): 29-38.
- [42] 欧阳洁, 李静海. 模拟气固流化系统的数值方法[J]. 应用基础与工程学报, 1999, 7: 335-345.
- [43] J.ouyang, Jinghai.L. Particle-Motion-Resolved Model for Simulation Gas-Solid Fluidization[J]. Chem.Eng.Sci,1999,54:2077-2083.
- [44] M A Hopkins,H Louge.Inelastic Microstructure in Rapid Granular Flows of Smooth Disks[J].Phys.Fluids A,1991,3(1):47-54.
- [45] 刘阳, 陆慧林, 刘文铁. 气固流化床的离散颗粒运动-碰撞解耦模型与模拟[J].燃烧科学与技术, 2003, 9(6): 551-555.
- [46] 刘阳. 流化床气固流动的离散颗粒硬球模型与数值模拟[D]. 哈尔滨工业大学博士学位论文, 2003.
- [47] Y.Tsuji, T.Kawaguchi,T.Tanaka. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed[J]. Powder Technology,1993,77:79-87.
- [48] B.H.Xu, A.B.Yu. Numerical Simulation of the Gas-Solid Flow in a Fluidized Bed by Combining Discrete Particle Method with Computational Fluid Dynamics[J]. Chem.Eng.Sci,1997,16:2785-2809.
- [49] T.Mikami, H.Kamiya. Numerical Simulation of Cohesive Powder Behavior in a Fluidized Bed[J]. Chem.Eng.Sci,1998,53:1927-1934.
- [50] P.A.Cundall, O.D.Strack. A discrete numerical model for granular assemblies[J]. Geotechnique,1979,29(1):47-65.
- [51] U.Frisch, B.Hasslacher,Y.Pomeau. Lattice gas automata for the Navier-Stokes equation[

- J]. *Phys.Rev. Lett*,1986,56:1505.
- [52] 邹秀芬. 流体动力学格子气方法及并行实现[D]. 武汉大学硕士学位论文, 1990.
- [53] 李元香. 格子气流体动力学的九点矩形模型[J]. 武汉大学学报(并行计算专刊), 1991: 22-32.
- [54] P.Clavin, P.Lallemand, Y.Pomeau. Simulation of free boundaries in flow systems by Lattice-gas models[J]. *Fluid Mech*,1988,188:437-464.
- [55] D.H.Rothman, J.M.Keller. Immiscible cellular automaton fluids[J]. *Stat.Phys*,1988,52:1119-1127.
- [56] D.H.Rothman. Negative-Viscosity lattice gases[J]. *Stat.Phys*,1989,56:517-524.
- [57] A.K.Gunstensen. A lattice-gas model for three immiscible fluids[J]. *Physica D*,1991,47: 47-52.
- [58] J.A.Somers, P.C.Rem. Analysis of Surface tension in two-phase lattice gases[J]. *Physica D*,1991,47:39-46.
- [59] K.Kono, I.Tatsumi. Application of lattice Boltzmann model to multiphase flows with phase transition[J].*Computer Physics Communications*,2000,129(3):110-120.
- [60] I.G.Kevrekidis, K.Sankaranarayanan. A comparative study of lattice Boltzmann and front-tracking finite-difference methods for bubble simulations[J]. *International Journal of Multiphase Flow*,2003,29(1):109-116.
- [61] J.Bernsdorf, P.Lammers. Numerical analysis of the pressure drop in porous media flow with lattice Boltzmann automata[J]. *Computer Physics Communications*,2000,129(3): 246-255.
- [62] M.A.Hoef, V.S.Annaland. Computational fluid dynamics for dense gas-solid fluidized beds:A multi-scale modeling strategy[J]. *Chem.Eng.Sci*,2004,59:5157-5165.
- [63] M.Chiesa, V.Mathiesen, J.A.Melheim. Numerical simulation of particulate flow by the Eulerian-Lagrangian and the Eulerian-Eulerian approach with application to a fluidized bed[J]. *Comput.Chem.Eng*,2005,29:291-304.
- [64] 赵卫东, 何屏, 徐远纲, 等. 循环流化床数学模型综述[J]. *云南化工*, 2005, 32(5):59-65.
- [65] 刘大有. 现代力学与科技进步[M]. 北京: 清华大学出版社, 1997:622-625.
- [66] 周雪漪. 计算水力学[M]. 北京:清华大学出版社, 1995.
- [67] 陶文铨. 数值传热学(第二版)[M]. 西安, 西安交通大学出版社, 2001.
- [68] 王福军. 计算流体动力学分析-CFD软件原理与应用[M]. 北京:清华大学出版社, 2004.
- [69] C.A.Brebbia. The boundary element method in engineering practice[J]. *Engineering Analysis*,1984, 1(3):3-12.

- [70] S.V.Patankar. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow[M]. Hemisphere, Washington, 1980.
- [71] Fluent Inc, GAMBIT Modeling Guide. Fluent Inc, 2003.
- [72] 杨小明. 流化床气固两相流动的冷态实验及数值模拟研究[D]. 昆明理工大学硕士学位论文, 2005.
- [73] 郭印诚, 陈新国, 徐春明. 运用稠密气体理论建立气粒两相流动模型[J]. 化学反应工程与工艺, 1999, 15(4): 416-423.
- [74] C.C.K.Lun. Granular Dynamics of Slightly Inelastic Spheres in Couette Flows[J]. Physica Fluids, 1996, 8: 2868-2902.
- [75] 肖海涛, 祁海鹰, 由长福, 等. 循环流化床气固曳力模型[J]. 计算物理, 2003, 20(1): 25-29.
- [76] M.Syamlal, T.J.O'Brien. Computer Simulation of Bubbles in a Fluidized Bed[J]. AIChE Journal, 1989, 185: 22-31.
- [77] D.Gidaspow, Y.D.Tsuo. Computation of flow patterns in circulating fluidized beds[J]. AIChE Journal, 1990, 36(6): 885-896.
- [78] C.Y.Wen, Y.H.Yu. Mechanics of Fluidization[J]. Chemical Engineering Progress Series, 1966, 62: 100-111.
- [79] S.Ergun. Fluid Flow through Packed Columns[J]. Chemical Engineering Progress, 1952, 48(2): 89-94.
- [80] R.DiFelice. The voidage function for fluid particle interaction systems[J]. Int J. Multiphase Flow, 1994, 20(1): 153-159.
- [81] Y.H.Zhang, M.Jason, Reese. The Drag Force in Two Fluid Models of Gas-solid Flows[J]. Chemical Engineering Science, 2003, 28(7): 1641-1644.
- [82] D.L.Koch, R.J.Hill. Inertial effects in suspension and porous-media flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2001, 33: 619-647.
- [83] B.H.Xu, A.B.Yu, S.J.Chew. Numerical simulation of the gas-solid flow in a bed with lateral gas blasting[J]. Powder Technology, 2000, 109(1-3): 13-26.
- [84] B.E.Launder, D.B.Spalding. Lectures in Mathematical Models of Turbulence[M]. London: Academic Press, 1972.
- [85] Fluent Inc. Fluent User's Guide Fluent Inc, 2003.
- [86] 郭鸿志. 传输过程数值模拟[M]. 北京: 冶金工业出版社, 1998.
- [87] V.Yakhot, S.A.Orzag. Renormalization group analysis of turbulence: basic theory[J]. Scientific Computing, 1986, 1: 3-11.
- [88] P.Moin. Progress in large eddy simulation of turbulence flow[J]. AIAA paper, 1997, 1: 97-113.
- [89] T.H.Shih, W.W.Liou. A new  $k-\epsilon$  eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent

- flows [J]. *Comput Fluids*,1995,24(3):227-238.
- [90] 傅德熏, 马延文. 计算流体力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002.
- [91] C.Guenther. The effect of numerical diffusion on isolated bubbles in a gas-solid fluidized bed[J]. [www.mfix.org/pub/num-bub2.pdf](http://www.mfix.org/pub/num-bub2.pdf).
- [92] J.J.Nienwland, M.L.Veenendaal. Bubble formation at a single orifice in gas fluidized beds[J]. *Chem.Eng.Sci*,1996,51:4087-4102.
- [93] G.Price, L.Hulme. Comparison of 2-D and 3-D CFD simulation of bubbling fluidized beds with x-ray fluoroscopy and imaging experiments[J]. *Powder Technology*,2001,116: 142-154.
- [94] S.Sasic, F.Johnsson. Inlet boundary conditions for the simulation of fluid dynamics in gas-solid fluidized beds[J]. *Chem.Eng.Sci*,2006,61:5183-5195.
- [95] 张兴刚, 胡林. 粮仓效应的圆盘堆积模型[J]. *计算物理*, 2006, 23(6): 642-646.
- [96] G.Price, I.Hulme. Comparison of 2-D and 3-D CFD simulation of bubbling fluidized beds with x-ray fluoroscopy and imaging experiments[J]. *AIChE Journal*, 2005, 32(4): 657-669.
- [97] A.Boemer, H.Qi, U.Renz. Eulerian simulation of bubble formation at a jet in two-dimensional fluidized bed[J]. *Int J. Multiphase Flow*,1997,23(5):927-944.



## 附 录

### A. 作者在攻读学位期间发表的论文目录

- [1] 李东耀, 陈伟. 自由鼓泡流化床流动特性的数值模拟. 重庆大学学报(自然科学版增刊).(已录用未发表)

### B. 作者在攻读学位期间参与的科研项目

- [1] 基于元胞自动机的气固两相流模型研究. 教育部留学回国人员科研启动基金项目 (教外司[2008]890-10) .