

大颗粒流化床床层动力学相似性研究

专 业：材料学

硕 士 生：骆新江

指导教师：徐德龙 院士

范海宏 讲师

李晓光 讲师

摘 要

在工业流化床反应器的设计过程中，由于存在较为严重的“放大效应”，致使小型实验装置的运行结果不能直接用于指导大型工业实验。若采用放大的中间实验则又会耗费大量的人力、物力和财力。同时，由于受到流化床检测技术与手段的限制，无法清楚地了解流化床内部物料的流化状态。因此，为获得大颗粒流化床放大的理论依据以及工业大颗粒流化床内部的动力学信息，作者开展了大颗粒流化床床层动力学相似性研究。

本研究以相似原理和气固流态化理论为基础，首次获得了控制大颗粒流化床床层动力学相似行为的相似条件，即：傅鲁德数、流化数、静床高和床径的比率、固气密度比。这组相似条件几乎涵盖了大颗粒流化床内所有的约束条件，理论上是合理的。

通过一系列实验，验证了该组相似条件的有效性。实验结果表明：两个大颗粒流化床系统当满足相似条件中所包含的同名相似准数对应相等时，表征大颗粒流化床床层动力学行为的无量纲参数如：床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力标准方差和压力脉动主频等均对应相等。所以，实验验证这组相似条件是有效的。

本研究首次分析了各相似准数对床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力标准方差和压力脉动主频等参数的影响，发现：流化数和傅鲁德数对以上各种大颗粒流化床床层动力学相似行为参数会产生不同程度的影响；静床高和床径比对床层膨胀比几乎没有影响，而对其它各相似行为参数均有不同程度的影响；首次发现固气密度比对以上各相似行为参数的影响存在一临界点，估计发生在流化数等于 1.8 处。固气密度比在临界点以下时，对以上各相似行为参数影响不大；在临界点以上时，对以上各相似行为参数影响较大。

最后，本研究还根据所获得的相似条件，提出了对工业大颗粒流化床实验室模拟和工业放大的设计方案，并且对半工业化热态实验进行了实验室冷态模拟。

关键词：流化床；相似；大颗粒

论文类型：应用基础

Hydrodynamic Similarity for Fluidized Beds with Coarse Particle

Specialty: Material Science

Name: Luo Xinjiang

Instructor: Professor Xu Delong

Lectuer Fan Haihong

Lectuer Li Xiaoguang

ABSTRACT

In the process of design about industrial fluidized beds, testing results from small model equipment can't be directly instructed operation of large scale model due to being so-call serious the effect of scale-up. If pilot-plant-scale experiment is done, it will result in a considerable expense. In the addition, fluidized behaviors in gas-solid fluidized beds can't still entirely be understood on the account of the absence of rigorous measure methods. So the theory of hydrodynamic similarity for fluidized beds with coarse particle is developed by author to get scale-up method and information from large model bed.

On the basis of theory of similarity and gas-solid fluidization, the four dimensionless criteria, the Froude number, the Flow number, the ratio of static height to diameter of bed and solid to-gas density ratio, describing similarity of fluidized beds were obtained. The group of criteria of fluidized beds with coarse particle almost includes full integral similarity in fluidized beds.

A series of experiment have verified rationality of the group. It is show that these parameters (including the bed expansion ratios, the dimensionless average bed pressure, the standard deviation of pressure fluctuation and the dominant frequency of pressure fluctuation) which reflect on hydrodynamic behaviors should be equal in the two different scale systems of fluidized beds with coarse particle on the condition of the same similarity caritas.

It was found experimentally that the Froude and the flow numbers have an influence to the different degree on these parameters, the ratio of static height and diameter of bed serve on little effect to bed expansion ratio, and but impose on the other parameters. A critical point corresponding to the Flow number 1.8 was firstly observed in process of investigating influence of solid-gas density ratio to fluidized behaviors.

The solid to gas density ratio can lightly affect similarity below the point, and the reverse is true.

The employment of these numbers make it possible to put forward to design a large scale model fluidized bed, and simulate hot pilot-plant-scale experiment on small cold model equipment.

Keywords: Fluidized beds, Similarity, Coarse particle

Thesis type: Applied Research

声 明

本人郑重声明我所呈交的论文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，也不包含本人或其他人在其它单位已申请学位或为其它用途使用过的成果。与我一同工作的同志对本研究所做的所有贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名： 路新江

日期：2005年6月15日

关于论文使用授权的说明

本人完全了解西安建筑科技大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或者其它复制手段保存论文。

（保密的论文在论文解密后应遵守此规定）

论文作者签名：路新江 导师签名：李曙光 日期：2005.6.15

注：请将此页附在论文首页。

1 绪 论

1.1 引 言

据中国水泥协会统计, 2004年水泥总产量为9.70亿t, 同比增长12.5%。其中新型干法水泥产量为3.15亿t, 同比增长67.9%, 占水泥总产量的比例的32.5%; 立窑水泥产量5.76亿t, 同比增长2.3%, 占水泥产量比例为59.4%; 其它旋窑水泥产量为7900万t, 同比增长10.2%, 占总产量的8.1%。水泥能源消费量9.6亿t标准煤, 增长12.4%; 万元GDP能耗1.58t标准煤, 上升5.3%。^[1]从这些数据可以看出立窑和回转窑仍是当今水泥熟料煅烧的两大最主要装备。这两种生产工艺各自有其不同的特点。回转窑水泥煅烧工艺具有热耗低, 适于大规模生产, 熟料质量优等特点, 业已成为现代水泥烧成工艺的主导技术。但是, 从换热角度来考虑, 回转窑内物料呈堆积态, 换热效率最高仅为40%左右。另外, 回转窑体积庞大, 占地面积大, 消耗钢材多, 表面散热大, 阻碍了窑热耗进一步降低; 立窑水泥熟料煅烧工艺所用的煅烧设备为直筒结构, 内部充满料球, 在煅烧过程中沿窑体断面通风不均。致使立窑内部不同位置处的煅烧情况不同, 熟料质量很不稳定, 大大限制了立窑水泥的应用。^[2]

通过对现有水泥煅烧设备的特点及水泥工业现状的分析, 可以发现现有的水泥生产工艺仍有很大的潜力可挖。解决我国水泥工业大而不强的落后局面的方法, 不但要引进、消化、吸收各国先进的技术, 更要依靠原始性的技术创新。结合水泥工业的发展特点, 开发具有原创性的水泥熟料煅烧的专有技术已迫在眉睫。在这一背景下, 西安建筑科技大学粉体工程研究院将水泥熟料煅烧理论以及流态化理论相结合, 提出了一种全新的水泥煅烧工艺, 即大颗粒流态化水泥熟料煅烧工艺。通过国内外大量的前期实验研究, 已证明完全有可能替代传统的水泥煅烧技术。^[3-11]

流态化技术在催化、裂化生产中获得巨大成功后, 作为一门基础技术学科已渗透到化工、石油、能源、材料、轻工、机械、环保等领域, 为国民经济的发展做出了卓越贡献^[1]。流态化是研究流固两相之间相对运动、混合、离析、传热、传质、反应的强化和优化操作的科学, 与生产过程的节能、降耗和开发新工艺过程密切相关^[12, 14]。在水泥工业中, 流态化技术已成功用于水泥生料的预热预分解过程, 诞生了水泥干法悬浮预热预分解技术, 堪称水泥生产工艺中的一次革命。但在熟料煅烧领域, 颗粒仍呈堆积态换热与煅烧, 流态化技术并没有得到应用。探索和发展传热和传质效率更高的流态化煅烧技术引人注目^[13]。

开展大颗粒流态化水泥熟料煅烧技术的研究, 它的基础必然取决于与大颗粒流态化相关的气固两相流体动力学^[15]、传热学^[16]、传质学、信息技术理论、数值

仿真技术等诸多方面的实验研究与理论研究成果。对大颗粒流态化理论进行深入细致的研究，必将进一步丰富和发展流态化理论，拓展其在工业领域中的应用范围。同时对开发具有自主知识产权的新型水泥熟料煅烧工艺，及其所涉及的煅烧设备的结构理论、设计理念和操作系统的优化等起到决定性的指导意义。该技术最终获得成功将会极大地提升我国水泥工业的技术含量，提高水泥的产品质量，大幅度的降低生产能耗，降低对生态环境的负面影响，并会引发世界水泥工业新的技术革命。

1.2 流态化技术特点

1.2.1 流化床的工作特征

理想流化床可以归纳出以下几个工作特征^[15,16]：

(1) 有一个明显的临界流化点和流化速度 u_{mf} ，当流速达到 u_{mf} 后，整个颗粒床层才开始流化；

(2) 流化床层的压力恒定；

(3) 具有一个平稳的流态化上界面；

(4) 流化床层的空隙率，在任何流速下，都具有一个代表性的均匀值，并不因在流化床的位置而变化；

(5) 流态化的床层具有类似液体的性质：如具有浮力性质，容器倾斜时，床层表面会保持水平，将两个流化床连通，流化的颗粒会从高的床层向低的床层流动，直至两床层高度一致，固体颗粒还可以从开有小孔的容器中喷出，并象流体一样具有良好的流动性。利用这些类似流体的性质，可以设计出不同的气固接触方式，使众多的物理或化学过程快速进行。

1.2.2 流化技术应用的优缺点

流化技术应用于工业生产中往往会体现如下的优缺点^[15,16]：

• 优点：

(1) 传递过程快速，一方面因为颗粒与气体接触的表面大，另一方面由于床层湍动程度高，从而使气固之间传热、传质和化学反应速度有效地加快了。因此在一定条件下，流化技术是强化固体化工处理过程最有效的生产方法之一。根据推测估计，通过流化床的气体运动要比通过固定床时剧烈 1000 倍。实验还表明，在净空流速相等的可比条件下，流化床层与壁面间换热系数比固定床大 5~10 倍。

(2) 流化床层中的诸物理量易于均匀一致，如床层温度，浓度，反应的完全程度（即转化率）等都均匀。这对大量吸热，放热以及严格要求给定的物理量值的生产过程，具有非凡的优越性。

(3) 通过床层的气体流速，可以在较大范围内波动而不增加功率消耗，使总的经济效果可能有所改善。

(4) 填充率相对较高，传递过程又较快，因此可以在较小容积内处理大量固

体物料。

(5) 总体操作易于稳定, 便于连续作业和自动控制。

• 缺点:

(1) 不能进行真正意义上的逆流操作, 因为不存在物理量梯度。

(2) 颗粒存在一定粒度分布时, 飞扬较大, 收尘负荷重。

(3) 磨蚀比较严重, 对设备和材料要求高。

(4) 相对固定床而言流化床的功率消耗大。

(5) 对某些物料, 如易粘结, 易粉化或粒度大小、密度大小相差悬殊的颗粒, 或对操作条件敏感的材料会产生特殊流态化现象, 如沟流 (CHANNELING) 和腾涌 (SLUGGING), 破坏流化状态, 因此不宜采用流化床作反应器。

(6) 气体和颗粒的运动状态很难确切描述, 因此模型建立有一定困难, 也影响对设备放大规律的掌握。以颗粒运动为例, 情况就很复杂, 一般偏离活塞流 (Plug Flow), 使气固接触效率降低, 颗粒混合快, 停留时间不均匀, 出现部分返混 (Back Mixing), 使转化率、产率和效率都会有所下降。

基于以上分析, 在选用流化技术及相邻技术时, 对其缺点也应有充分认识, 需采取措施, 尽力加以克服, 才能发挥其在生产上的优势。

1.3 大颗粒流态化技术国内外研究现状及分析

1.3.1 国内外大颗粒流态化技术的研究概况

流态化技术作为一种技术创新, 在现代化学工业生产中得到了广泛的应用。通过对流态化床的研究表明, 提高流化颗粒的细度, 可使得床层的反应性能大大改善, 因此在大量的工业反应器中, 针对细颗粒流态化床的研究及相关技术的开发和应用得到了长足的发展, 流态化床诸多的研究成果均来自于此。经过几十年的努力, 对中小细颗粒 (小于 500 μm) 的流态化床研究的定性描述和定量表达日趋成熟, 流态化床模型能很好地描述该反应器的行为^[13]。但对于大颗粒流态化床的研究, 只能给出少量定性的描述。

近年来, 由于流态化技术所涉及的工业应用范围不断得到拓展, 可供流态化床使用的颗粒尺寸范围不断加大, 特别是在煤的流态化床燃烧及水泥熟料的流态化煅烧等领域, 有关大颗粒流态化床的基础理论及其应用研究日益得到了关注。许多学者开始关注大颗粒流态化的研究工作。但在相当多的问题上, 如该种类型流态化床的流型转变、流化相图的建立、稳定性分析、气固流动规律、气固流动模型的建立、气固混合及停留时间分布、空隙率分布、颗粒间相互作用、大颗粒流态化床的放大设计等问题上, 并没有深入的相关研究出现。目前对大颗粒流态化床为数不多的研究表明, 大颗粒流态化床与细颗粒流态化床相比有其不同的特点, 主要体现在以下几个方面^[6-14]:

- 大颗粒物料的终端速度与临界流化速度之比在 7-8 之间,而细颗粒的比值在 64-92 之间,可见大颗粒流态化床的操作范围明显地小于细颗粒流态化床。

- 细颗粒流态化床的流速自零增加至临界流化速度时,床层静止不动,仅稍有膨胀。当流速高于临界流化速度时,床层开始流化,并急剧膨胀,但不出现气泡或出现小气泡,呈现或接近散式流态化状态。而大颗粒流态化床与之相反,大量大气泡的存在明显的加剧了床层的不稳定性。

- P. R. Cranfield 及 D. Geldart 对颗粒粒度在 1-2mm 之间的大颗粒研究表明,大颗粒流态化床中的气泡形成于分布板上方几个厘米处,其形状类似于两端凸起中间凹陷的长条形空隙,在气泡的上升过程中,气泡并没有湍流尾涡形成。这种情况仅在大颗粒流态化系统才会出现,并将导致床表面的较大幅度的上下波动。

- 细颗粒流态化床中气泡结构,如 Geldart A 类和大部分 B 类颗粒床层中的气泡存在明显的晕层,属有晕气泡,也称快气泡。这是由于这类气泡的上升速度大于乳化相的粒隙风速,从而在气泡与气泡周围的乳化相之间造成循环流动的气体晕层。而对于大颗粒流态化床,乳化相粒隙速度大于气泡的上升速度,乳化相中的气流将会穿过气泡,而不是在气泡与周围乳化相之间循环,所以气泡外面没有晕层包围,属无晕气泡,也称慢气泡。

- 具有一定高度的细颗粒流态化床中气泡的直径一般可达到最大稳定气泡直径。而对于大颗粒流态化床,由于其运动粘度很大,气泡尺寸总是在轴向逐渐增大,甚至对于很大的 D 类颗粒,气泡尺寸的增大速率高于气泡的上升速度,所以有观点认为大颗粒流态化床并不存在最大稳定气泡尺寸。

- 细颗粒流态化床中的气泡爆裂后,颗粒获得很高的初速度,且这些速度有着很高的向上分量。而大颗粒流态化床中的气泡爆裂后,颗粒所获得的速度相当低,向上的分速度更低,所以大颗粒的抛掷高度也是很低的。

- 大颗粒流态化床由于其内部的气泡尺寸较大,与细颗粒流态化床相比,更容易发生节涌现象,影响床层稳定性的因素更多。

以上是目目前大颗粒流态化床研究的概况,可以说,在相当长的时期内,大颗粒流态化床的理论及实验研究并没有得到充分的重视和进一步的发展,致使当新的生产工艺、新的工业设备出现时,与之相关的流态化方面的科学理论明显滞后,阻碍了研究与开发工作的顺利进行。

1.3.2 大颗粒流态化水泥熟料煅烧的发展趋势和研究水平

自 1944 年 Pyzel 进行流态化技术煅烧水泥熟料的研究以来,日本、前苏联、美国、德国、奥地利、法国、丹麦、波兰等国均在竞相研究流态化煅烧水泥熟料装置,并进行了长期不懈的努力,尤其是中国和日本,在此方面取得了较大的成果。1974 年,日本石川岛公司宣称已制定了由流态化煅烧炉替代回转窑的计划。

1980年,在北京国际水泥技术区域间学术讨论会上,丹麦史密斯公司埃洛索认为在不久的将来,有可能去掉回转窑,而在流态化状态下煅烧熟料。

日本专家佐成俊清^[7]在研究中,将生料粉预先制成较大粒径的颗粒,进行了大颗粒流态化床水泥熟料煅烧的实验,成功地煅烧出 $f\text{-CaO}$ 低于 1.5% 的水泥熟料。这一研究说明,可以利用流态化床的各种优势进行水泥熟料的煅烧。

日本川崎^[6]重工吸收了新型干法窑的优点,发展了一种高温造粒、流态化煅烧的两窑煅烧工艺,该工艺系统的热耗、电耗、 NO_x 的排放量均大大降低,经济性和环境效益均有大幅度的改善。煅烧的熟料达到各国水泥标准的要求。但由于该工艺涉及到生料的粉粒成球问题,在流态化高温造粒及煅烧过程中容易发生粉料的熔融粘结,系统运行的稳定性不能得到有效的保证。

在我国,西安建筑科技大学、中国建筑材料研究院、武汉工业大学也在流态化煅烧领域进行了有益的探索,并取得了一定的研究成果。特别是西安建筑科技大学提出的大颗粒流态化水泥熟料煅烧方案,具有巨大的发展潜力。该烧成系统集“移动床预热—循环床预煅烧—流态化床煅烧—移动床冷却”于一身。充分的发挥了各床层的特点,从而形成整体优势。目前该项目的前期冷模实验已经结束,正在进行半工业化热模实验。^[10, 11, 12, 14]

虽然流态化煅烧水泥取得了一定的进展,但是,由于流态化技术本身还不成熟,正处于不断发展之中,在研究工作中,不可避免地会遇到一些问题。因此,目前对这一课题的研究,绝大多数仅处于实验室研究阶段,并未实现工业化。

1.4 流化床动力学相似研究现状

由于流化床反应器涉及复杂的气、固两相流动行为,对其反应器的放大也就有相当的难度^[17]。正因为如此,工业流化床的放大存在着巨大的商业风险。因此对流化床动力学相似性进行研究意义重大。然而,国内对此研究的重视程度并不高,对此研究的研究人员寥寥无几。从现有的文献渠道内,仅查到了西安热工研究所的章明川等人^[18]在 1987 年发表在工程热物理学报上的一篇文章(论气泡流化床的动力学相似条件)。国内外在这方面的研究均是针对毫米级以下的物料展开的,对于大颗粒流化床床层的动力学相似性的研究,国内外却是鲜有发现。

将流化床反应器从实验室规模放大到工业规模一个重要的理论基础就是相似原理。利用相似原理获取相似准数的方法通常有 2 种,一种是基于白金汉原理的量纲分析法,一种是方程分析法。在最初对流化床相似性进行研究时,由于当时对流化床的研究还处于不成熟阶段,描述流化现象的控制方程还不完善。所以在当时多是采用此法。例如 Romero 和 Johanson(1962)^[19]以及 Broadhurst 和 Becher(1973)^[20]就是较早几个使用这种方法来获得流化床相似条件的。

随着研究者对流化床研究的不断深入,控制流化床动力学流化行为的微分方

程不断得到了完善，于是就产生了方程分析法。将方程无量纲化来获取相似条件是一个现实有效而准确的方法。

Horio 在 1986 年以他们在 1983 年所发展的气泡和床层空隙内的气体动力学方程为基础^[21]，发展了流化床的相似条件，他首先定义了比例因子，

$$m = H_1 / H_2 = D_1 / D_2 = d_{p1} / d_{p2}$$

而后获得了几何相似的气泡聚并的条件为：

$$u_1 - u_{mf1} = \sqrt{m} (u_2 - u_{mf2}) \quad (1.4-1)$$

气泡周围几何相似流场和几何相似气泡破裂的条件为：

$$u_{mf1} = \sqrt{m} u_{mf2} \quad (1.4-2)$$

M. C. Zhang 和 R. Y. K. Yang (1987)^[22]将球形体、密度比以及几何比揉合到一起考虑，并对流化区域进行了划分，

$$\text{Re}_p < 4: \frac{u_0^2}{gD}, \frac{\rho_p^2 g (\phi_s d_p)^4}{\mu^2 D}; \quad (1.4-3)$$

$$\text{Re}_p > 400: \frac{\rho_f D}{\rho_p \phi_s d_p}, \frac{u_0^2}{gD}; \quad (1.4-4)$$

$$4 < \text{Re}_p < 400: \frac{u_0^2}{gD}, \frac{\rho_p^2 g (\phi_s d_p)^4}{\mu^2 D}, \frac{\rho_f D}{\rho_p \phi_s d_p} \quad (1.4-5)$$

在 1992 年 Hongder chang 和 michel longe(1992)^[23]同 M. C. Zhang 和 R. Y. K. Yang 一样进行了同样的考虑得到了下面的相似条件，

$$\text{Ar} = \rho_p \rho (\bar{d}_p \phi_p^\alpha)^3 g / \mu^2, \text{Fr} = u_0 / (g \bar{d}_p \phi_p^\alpha)^{1/2}, \rho_p / \rho_f, D / \bar{d}_f \phi_f^\alpha \quad (1.4-6)$$

上式 α 是 Re_p 、 ϕ_s 和 Ar 的函数。

除了以上方法之外，混沌放大方法也被一些研究者（例 Schouten, Vander Stappen, & Van Den Bleek (1996)^[24]）建议进来。混沌方法把混沌动力特性同流化床的大小和流化床的操作条件联系在一起考虑，这种方法在实际应用中还有许多疑问。

许多研究者一般是通过改变气体的成分或温度或压力等方法来改变气体的密度和粘度，再结合颗粒物理特性的可选性，以使无量纲准数组达到相匹配的要求，然后检查动力学各种现象是否相似来检验相似条件是否正确。

相似条件实验证明，所采用的测试方法一般可分为两大类：一类是直接法，它包括对气泡特性（如，气泡的直径，生长速率，大小分布，频率以及上升速度等），最小流化风速，床层整体膨胀和夹带率常数的测试。在这种方法里常使用的测试手段有：高速摄影、电容和光纤测试技术；一类是间接法，主要是采用压力传感器测试压力信号，以获取压力脉动主频、功率谱和压力脉动方差等同压力

信号有关的动力学行为参数，这种方法是最为常用的方法。

1.5 本课题的意义及主要研究内容

1.5.1 本课题的意义

本课题是由国家自然科学基金会赞助的“大颗粒流态化煅烧水泥熟料基础理论”课题中的一部分。西安建筑科技大学粉体工程研究院的研究人员对冷模实验以及半工业化的中型实验都已进行了大量的系统研究，且已取得了较为可喜的成绩，下一步将加快向工业化方向发展；然而，这些实验结果能否成功的用来指导工业化生产，是否还需要进一步进行工业化的实验呢？这是摆在科研人员面前亟待解决问题之一。在人类的研究过程当中不乏有许多实验，尽管在实验室条件下能够顺利稳定的运行；然而，在推向工业化生产时却遇到了这样或那样意想不到的问题而被迫终止。但是进行工业化的直接实验投资巨大，消耗大量的人力、物力和财力。那么怎样实现实验向工业化的过渡呢？同时，由于受到流化床检测技术与手段的限制，无法清楚地了解高温高压条件下的工业流化床内的物料流化状态。这就是本次实验拟要解决的两个问题——基于相似原理来研究大颗粒流化床床层动力学相似。它不但可以为工业流化床的放大提供依据，而且还可以在常温常压下对工业大颗粒流化床床层动力学行为进行模拟。因此它是由实验室通向工业化生产的桥梁，它的重要性是不言而喻的。

1.5.2 研究内容

本次实验的研究内容主要包括两大方面：首先结合相似原理用量纲分析法和方程分析法，从理论上推导、简化并证明大颗粒流化床床层动力学相似的相似条件，然后通过前人实验结果和具体的实验去验证所推导出的相似条件是否正确。具体的研究内容为：

- (1) 以相似理论为基础运用量纲分析法推导大颗粒流化床床层动力学相似的条件。
- (2) 以相似原理为基础运用方程分析法推导大颗粒流化床床层动力学相似的条件。
- (3) 对所获得的大颗粒流化床床层动力学相似条件从理论上进行简化。
- (4) 借助前人对流化床的研究数据对所获得的大颗粒流化床床层动力学相似条件进行验证。
- (5) 设计实验。以床层膨胀比，无量纲床层平均压力，无量纲压力标准方差和无量纲压力脉动主频等动力学相似行为参数，对所获得的大颗粒流化床床层动力学相似条件进行验证。
- (6) 研究相似条件中各相似准则对表征大颗粒流化床床层动力学相似的各行为参数（床层膨胀比，无量纲床层平均压力，无量纲压力标准方差和

无量纲压力脉动主频)的影响。

1.5.3 技术路线

本次实验预采用的技术路线如下图所示。

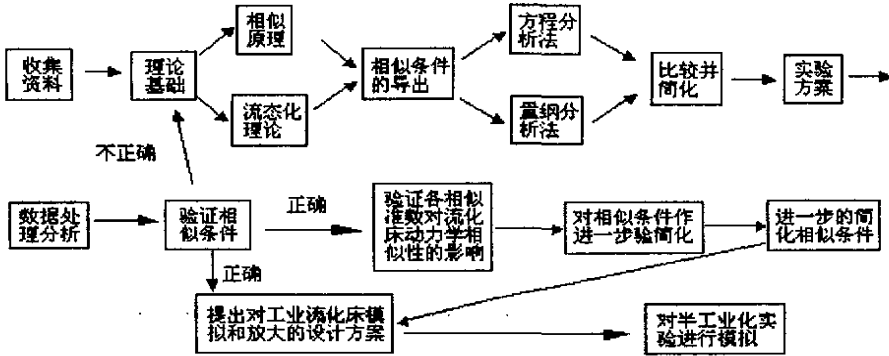


图 1.1 实验技术路线图

2 相似理论

人们在对自然规律的探索中,依靠直接实验的方法,曾经解决过许多依靠数学方法无法解决的问题,但不能不看到这种方法的局限性。除了一些由于条件的限制不能采用直接实验的方法情况外,这种局限性还表现在:直接实验方法常常只能得出个别量之间的规律性关系,难以发现或抓住现象的全部本质,从而无法向实验条件范围外的同类现象推广。后来,人们在长期的实践过程中总结出了一种用于指导自然规律研究的全新理论——“相似理论”,它是说明自然界和工程中各种相似现象相似原理学说。它的基础是关于相似的三个定理。相似三定理的实用意义在于指导模型的设计及其有关实验的处理和推广,并在特定情况下根据经过处理的数据,提供建立微分方程的指示。对于一些复杂的物理现象,相似理论还可以进一步帮助人们科学而简捷的去建立一些经验公式。工程上许多经验公式,就是由此而得。^[25, 25, 27]

相似理论的作用如此重要,就必须从理论上说明:① 相似现象具有什么性质;② 个别现象的研究结果如何推广到所有相似的现象中去;③ 满足什么条件才能实现现象相似。弄清楚这些问题,才能相应解答模型实验中的这样几个问题:① 模型实验需要测量哪些物理量;② 如何整理实验结果,使之推广到原型等相似现象中去;③ 模型实验应遵守的什么条件。

2.1 相似第一定理

相似第一定理可表述为:“彼此相似的现象必定具有数值相同的相似准数。”

这一定理说明了相似现象具有什么的相似性质。具体的说相似现象具有以下几个性质:

① 相似现象能为文字上完全相同的方程组所描述。其中带大多数的物理现象,其关系方程又可以用微分方程的形式获得。

② 用来表征这些现象的一切物理量在空间相对应的各点和时间上相对应的各瞬间各自互成一定的比例关系。

③ 各个相似常数值不能任意选择,它们要服从于某种自然规律的约束。

当用相似第一定理指导模型实验时,首先是导出相似条件,然后在模型实验中测量所有与相似条件有关的物理量,而不是单个物理量的泛泛测量,借此来推断原型的性能。当相似条件数超过一个时,问题的讨论便进入了相似第二定理的范畴。

2.2 相似第二定理

相似第二定理可以这样表述“设一物理系统有 n 个物理量,其中有 k 个物理量

的量纲是相互独立的，那末这 n 个物理量可表示成相似准则 $\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}$ 之间的函数关系式”即

$$f_1(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k})=0 \quad (2.2-1)$$

上式就是准则关系式或 π 关系式，式中的相似条件称作 π 项。

对于彼此相似的现象，在对应点和对应时刻上相似准则都保持相同值。所以他们的 π 关系式也是相同的，对于原型和模型（上标 0）分别为

$$\left. \begin{aligned} f_1(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}) &= 0 \\ f_1(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k})^0 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.2-2)$$

其中必有

$$\left. \begin{aligned} \pi_1^0 &= \pi_1 \\ \pi_2^0 &= \pi_2 \\ &\vdots \\ \pi_{(n-k)}^0 &= \pi_{(n-k)} \end{aligned} \right\} \quad (2.2-3)$$

相似第二定理的意义：

(1) 对于不知道现象的数理方程，只要知道与现象相关的参数，就可以根据 π 定理求出准则方程，对准则方程进行研究。

(2) 式 (2.2-3) 的意义在于，如果把某现象的实验结果整理成如式 (2.2-1) 的 π 关系式，则该关系式便可推广到与它相似的所有其他现象上去。而在推广的过程中，由式 (2.2-3) 可以看出，并不需要列出各项 π 间真正的关系方程（不论该方程发现与否）。

(3) 实现了变量有多元 n 个降至少元 $n-k$ 个，试验次数可有较大幅度的减少。

2.3 相似第三定理

相似第三定理也就是模型实验要遵守的条件可表述为：对于同类现象，即都被同一完整方程组所描述的现象，凡单值性条件相似，并且由单值条件的物理量所组成的定型准则相等，则这现象就必定相似。

所谓单值量，是指单值条件中的物理量，而单值条件是将一个个别现象从同类现象中区分开来、亦即 将现象群的通解（由分析代表该现象群的微分方程或方程组得到）转变为特解的具体条件。单值条件包括几何条件（或空间条件）、介质条件（或物理条件）和起始条件（或时间条件）。现象中的个单值量，实质都是由单值条件引出的。它们的意义如下：

几何条件——许多具体现象都发生在一定的几何空间内，所以参与过程的物体的几何形状和大小就应作为一个单值条件提出。

介质条件——许多具体现象都是在具有一定物理性质的介质参与下进行的，所以，参与过程的介质，其物理性质应列为一种单值条件。

边界条件——许多具体现象都必然受到与其直接为邻的周围情况的影响，因此，发生在边界的情况也是一种边界条件。

起始条件——许多物理现象，其发展过程直接受起始状态的影响。就流体而言，流速、温度、介质性质于开始时刻在整个系统内的分布及特点直接影响以后的过程。因此当稳定过程外，都要把起始条件当作单值条件加以考虑。

第三定理的物理意义：

(1) 现象相似是以几何相似为前提条件的。

(2) 两比较的现象应具有相同的性质，能用相同的微分方程来描述，并且方程中一切符号所代表的物理量一样。

(3) 各现象之间维持单值性条件相似是现象间相似的必要条件。

(4) 对决定过程有关的某些全由单值条件量组成的准则相等。

不一定每一种现象都会用到这四种单值条件，这要由现象的具体情况来定。

相似第三定理由于直接同代表具体现象的单值条件相联系，并且强调了单值量相似，所以就显示出它科学上的严密性。因为，它既照顾了单值量的变化特征，又不会遗漏掉重要的物理量。它是构成现象相似的充要条件，并且严格地说，也是一切模型实验应遵循的理论指导原则。

2.4 相似条件的导出方法

作为相似第二定理的补充，必须找到相似条件的导出方法。相似条件导出方法有三种：定理分析法，方程分析法和量纲分析法。从理论说，三种方法可以得出同样的结果，只是用不同的方法来对物理现象（或过程）做数学上的描述。下面分别说明它们的特点。

2.4.1 定律分析法

定律分析法要求人们对的现象充分运用已经掌握的全部物理定理，并能辨别其主次。一旦这个要求得到满足，问题解决并不困难，而且还可获得数量足够的、反映现象实质的 π 项。这种方法的缺点是：流于就是论事，看不出现象的变化过程和内在联系，故作为一种方法，缺乏典型意义；由于必须找出全部的物理定理，所以对于未能全部掌握其机理的较为复杂的物理现象，运用这种方法是不可能的，甚至无法找到它的近似解；常常会有一些物理定理，对于所讨论的问题表面看去关系并不密切，但又不宜妄加剔除，而必须通过实验找出各个定理间的制约关系，决定哪个定律对问题是重要的，因此就实际上为问题的解决带来不便。

2.4.2 方程分析法

这里所提到的方程，主要是指微分方程，此外也有积分方程，积分-微分方程，他们统称为数理方程。这种方法的优点是：结构严密，能反映对现象说来最为本质的物理定律，故可指望在解决问题时结论可靠；分析过程程序明确，分析步骤

易于检查；各种成分的地位一览无遗，有利于推断、比较和校验。但是，也要考虑到：在方程尚处于建立阶段时，需要人们对现象的机理有很深入的知识；在有了方程以后，由于运算上的困难，也并非任何时候都能找到它的完全解，或者只能在一定假设条件下找出它的近似解，从而在某种程度上失去了它原来的意义。

用方程分析法导出相似条件的方法有两种：相似转换法和积分类比法。

● 相似转换法的相似转换步骤是：

- (1) 写出现象的基本微分方程。
- (2) 写出全部单值性条件（如物理性质条件，边界条件，起始条件等），并令其在二现象上相似。
- (3) 将微分方程按不同的现象写出，例如写出原型现象方程和模型现象方程。
- (4) 进行相似转换。把单值性相似条件代入到原型现象方程中，把原型现象方程中的参量全部用模型现象中的参量来表示。由于做相似转换时，必须保持原型和模型的基本微分方程一致，故作相似转换最后得到的方程各项其系数必须彼此相等，从而就得到了二现象的相似指标方程。
- (5) 将单值性条件所表示的相似常数值代入到相似指标方程，即可得到相似条件

● 积分类比法

积分类比法是一种比较简单的办法，一般都用它来代替相似转换法。积分类比法可按下述步骤进行：

- (1) 写出现象的基本方程（或方程组）及其全部单值条件。
- (2) 用方程中的任一项除其他各项（对于类似的项，可只取其中一项）。
- (3) 将各项中涉及的导数用相应量比值代替，即所谓的积分类比来代替。就是说，将所有微分符号去掉，仅留下量本身的比值。例 $\frac{d^2y}{dx^2}$ 可用 $\frac{y}{x^2}$ 来代替。如果某现象某量沿各轴有微分方程分量时，则只取一个轴上的分量，而该微分分量又用参量的总量代替。例如，三微分分量 $\frac{\partial v_x}{\partial x}$ ， $\frac{\partial v_y}{\partial y}$ ， $\frac{\partial v_z}{\partial z}$ 的统一代替物是 $\frac{v}{l}$ 。涉及到积分式时
- (4) 将所有单值性条件采用相同的方法进行处理，就可得到所用的 π 项。
- (5) 至此就得到了所有的 π 项，可列出 π 关系式，但这儿所得的 π 关系式并不一定合理，在自变 π 项中有可能含有因变量，这样不利于模型实验的进行，因此要将因变 π 项与自变 π 项之间按进行代数转换，使之对模型实验更加有利。

2.4.3 量纲分析法

量纲分析要弄清楚量纲系统的转换，常见的量纲系统由两种：一种是力系统（FLT 系统），另一种是质量系统（MLT 系统）。力系统和质量系统中的 F 和 M 可按牛顿第二定律转换。选择哪一种系统取决于量纲分析和物理量测量上的方便程度。

下面以自由落体运动简单介绍一下用量纲方程法对相似准则的推导。

- 1) 首先这个现象机理进行深刻的正确分析，找出正确的参数，对于自由落体运动选择参数为时间 t 、下落距离 s 和重力加速度 g 。
- 2) 写出这种现象的物理方程。

$$\pi = S^a g^b t^c \quad (2.4-1)$$

- 3) 对 (2.4-1) 式内各物理量的基本量纲进行分析写出量纲方程。

$$[\pi] = [L]^a [LT^{-1}]^b [T]^c \quad (2.4-2)$$

- 4) 根据物理方程量纲的齐次性，可得：

$$\left. \begin{array}{l} [L]: a+b=0 \\ [T]: -2b+c=0 \end{array} \right\} \quad (2.4-3)$$

上式中未知数数目有 3 个，方程数目有 2 个，由 π 定理可知无量纲准则个数 1。可以 a 、 b 和 c 之间假设其中一个未知数为某一确定值，则可推出另外两个未知数。若此时 $a=1$ ，则 $b=1$ ， $c=2$ ，故所得 π 项为： $\pi = \frac{gt^2}{S}$ 。这就是用量纲方程对相似条件的导出。同样也可以用量纲矩阵来求相似准则数，在这里不再叙述。

量纲分析法也有其局限性，当物理现象较为复杂时，要通过量纲方程来说明问题就很困难。联系到复杂现象，它的主要弱点是：

①量纲分析法无法考虑现象的单值条件，因此往往难以构成现象的充要条件。这种情况的直接后果，是某些与现象有关的物理量有可能被遗忘或被错选；

②很难区别量纲相同、但却具有不同物理意义的物理量（例如，压力和应力）从而无法显示出现象的内部结构和各物理量所占据的地位；

③很难控制量纲为零的物理量。尽管他们具有自身的物理意义；但置入与否并不影响相似条件的形成；

④很难发现在关系方程中常会遇到的带有量纲的物理常数，从而在实验中混同于含有其量纲成分的物理量一起处理，使常数成分变成了变数成分。

这些也决定了量纲分析法指导模型实验是具有近似模拟的性质而不能准确模拟出物理现象的性质。但由于它着眼于现象的主要参量，故可使各种复杂现象的模型实验简单化，从而有利于实验工作经济迅速的进行。

相似条件的形式并不是单一不变的，可以有几种不同的表现形式。但总的来说，如果考虑到各个领域的相似现象，则相似条件的形式及其转变应该服从这样几个出发点，以利于模型设计和合理地组织模型实验：

- 1) 相似条件应具有明显的物理意义, 并使其物理意义与所研究的现象密切相关;
- 2) 通过代数转变, 去掉相似条件中无法测量或难以测量的量;
- 3) 在许许多多组性质一致的 π 关系式中, 应取用形式最为简单的一组。或者将一组本来较为复杂的 π 关系式, 通过代数转变变成形式上较为简单的一组;
- 4) 相似条件形式转变的结果, 应使待测物理量仅仅出现在应变 π 项内;
- 5) 相似条件形式转变的结果, 应使相应次要的独立变量仅仅出现在一个独立 π 项内。

3 相似条件的推导

获得某种物理现象相似条件的方法通常有三种。

一种是量纲分析法。最初的时候人们对所研究的物理现象认识程度还比较浅，还未能上升到数学层次上，不能够准确写出控制这种物理现象的控制方程，这个时候人们常常借助于量纲分析法。在最初研究流化床中传递过程的相似性行为时，由于缺乏关于颗粒流化状态的严密性理论，使这项工作变得异常艰难，正因如此许多经验和半经验公式被广泛采用。在这种情况下可使用基于相似理论的量纲分析法。一方面用它可以用来组织一些合理的实验研究；另一方面它可以对在工程实际当中已经应用的有效实验数据进行广泛的概括。这种方法一般是在描述某种物理现象的控制方程还无法准确写出时才采用。

一种方法是方程分析法。当控制某种现象的物理微分方程能够写出时，获得相似条件最有效、最准确方法就是将此微分方程（对于象鼓泡流化床这样的两相流而言，控制方程有流体和颗粒的质量守恒方程，动量守恒方程和能量守恒方程）无量纲化。这种方法的优点是，即使这种控制方程在通常情况下还无法求解，也能揭露出许多有价值的信息。

另外一种方法是数值模拟法。由于电子计算机的快速发展，中央处理器 CPU 的处理速度越来越快，使这种方法逐渐成为可能。这种方法的优点是可节省人力、物力和财力，并且不受气候条件的限制，但对计算机的配置要求以及数值求解软件的要求很高，且其结果没有实验方法准确可靠。

获得某物理现象相似条件的这三种方法各有利弊，以下将采用前两种方法来推导大颗粒流化床床层动力学相似条件，第三种在这里不予讨论。

3.1 量纲分析法

通过量纲分析法，可以找到正确反映鼓泡流化床系统中床层动力学特征的无量纲准则数。为此应首先对鼓泡床的床层动力学特点进行分析，在此基础上寻求影响床层动力学的主要因素^[28, 29, 30]。

3.1.1 鼓泡床的床层结构——两相模型

流态化理论认为，密相气固流化床中存在着气泡相和乳化相。找到气体在这两相中的分配因素对于分析流化床中的基本传递现象是至关重要的。如图 3.1 所示，气体流速可表达为气泡相和乳化相气体流速之和：

$$u_0 = u_b \varepsilon_b + u_{em} \quad (3.1-1)$$

式中 u_0 为表观风速， u_b 为床层中气泡的平均上升气速， ε_b 是气泡体积分数， u_{em} 为乳化相中气体的表观风速。

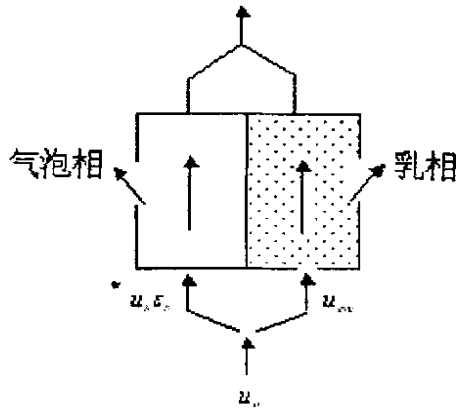


图 3.1 气体在相间的分配

Toomery 和 Johnstone^[31]理论假定乳化相中气体的最小流化风速 u_{mf} ，也就是说： $u_{em} = u_{mf}$ 于是可得，

$$V_b = (u_0 - u_{mf}) A \quad (3.1-2)$$

式中 V_b 为气泡相气体的体积流量， A 为流化床横截面积。由于这个模型没有考虑穿过气泡的气体流动、乳化相粒隙间气体流速常大于最小流化风速和气泡周围的高空隙率区域等因素，因此在实验与理论之间存有偏差。基于以上考虑，许多研究者对此模型进行了修正。从更广泛的经验出发，最常用的是将 Toomery 和 Johnstone 的简单两相理论中气泡相气速 $u_0 - u_{mf}$ 修正为 $Y(u_0 - u_{mf})$ 。 Y 为修正系数，一般， $Y \leq 1$ ；当 $Y = 1$ 时即为简单两相理论。而各种实际的气体分配情况均可通过适当地选择 Y 来准确地描述（见图 3.2）。

$$V_b = Y(u_0 - u_{mf}) A \quad (3.1-3)$$

考虑到 $V_b = u_b \epsilon_b A$ ，由式 (3.1-3) 和式 (3.1-1) 可得到

$$Y = \frac{u_b \epsilon_b}{(u_0 - u_{mf})} \quad (3.1-4)$$

以及

$$u_{em} = 1 - Y(u_0 - u_{mf}) \quad (3.1-5)$$

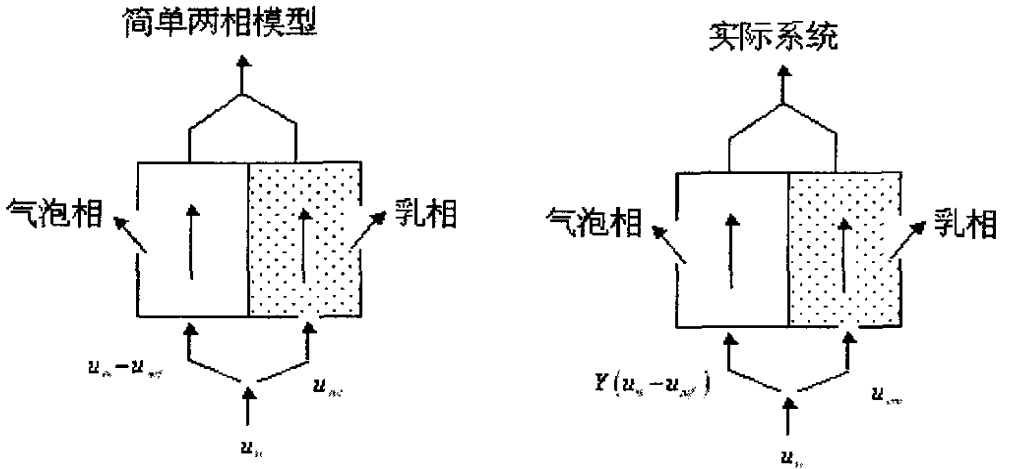


图 3.2 实际气体相间分配与简单两相理论的关系

● 气泡相床层影响因素

通过鼓泡床的床层结构分析可以发现，气体在气泡相的分配与过量气体速度 \$(u_0 - u_{mf})\$ 有关。另外从(3.1-4)可以发现修正系数 \$Y\$ 不仅同过量气体速度有关，还和气泡速度有关。而气泡的速度却受到气泡大小、重力场和 \$(u_0 - u_{mf})\$ 的约束，这从下面一些常用的关联式可以看出。

$$u_b = u_0 - u_{mf} + 0.71\sqrt{gD_b} \tag{3.1-6}$$

式中 \$g\$ 为重力加速度，\$D_b\$ 为床高 \$h\$ 处气泡的平均直径。该式为 Davidson 和 Harrison 提出的。

Werther 在 1992 年提出用下式来计算气泡的平均速度，

$$u_b = \lambda(u_0 - u_{mf}) + 0.71\nu\sqrt{gD_b} \tag{3.1-7}$$

式中两个修正参数 \$\lambda\$ 和 \$\nu\$ 一颗粒的不同而变化，对 Geldart B 类颗粒有

$$\lambda = 0.17u_{mf}^{-0.33}$$

$$\nu = \begin{cases} 2\sqrt{D} & 0.1 \leq D \leq 1 \\ 2 & D \geq 1 \end{cases} \tag{3.1-8}$$

对 Geldart D 类颗粒有，

$$\lambda = \begin{cases} 0.26 & h/D < 0.55 \\ 0.35\sqrt{h/D} & 0.55 \leq h/D < 8 \\ 1 & 8 \leq h/D \end{cases} \tag{3.1-9}$$

$$\nu = 0.87$$

以上两式中 \$h\$ 为床层局部高度，\$D\$ 为床的直径。同时气泡直径也受到过量风速、床

层高度和床径的影响，见下面公式，

$$\begin{aligned} D_b &= D_{b,\infty} - (D_{b,\infty} - D_{b,0}) \exp(-0.3h/D) \\ D_{b,0} &= 0.376(u_0 - u_{mf})^2 \\ D_{b,\infty} &= 1.49 [D^2 (u_0 - u_{mf})]^{0.4} \end{aligned} \quad (3.1-10)$$

式中 $D_{b,\infty}$ 为最大气泡直径， $D_{b,0}$ 为初始气泡的平均直径。

因此气泡相的特性不仅受到过量气速 $(u_0 - u_{mf})$ 的影响，还受到床层局部高度 h 、床径 D 和重力加速度 g 的影响，另外也要加上静床高 H_{mf} 因为它影响到气泡上升的高度和床层膨胀的高度。这样如果把气泡相的任意一动力学特征用一个大写的字母 B 来表示的话（即 B 代表了流化床中气泡的速度、大小、聚并和破碎），那么在通常情况下，气泡相的特征 B 就是以上参数的函数，可表示成如下形式，

$$B = f(u_0 - u_{mf}, H_{mf}, D, g, h) \quad (3.1-11)$$

以上有 5 个物理量，基本因次有 2 个：长度 $[L]$ 和时间 $[T]$ 。因此独立的定性准则有 3 个。描述此现象的无因次量群可表示为

$$\pi = (u_0 - u_{mf})^a H_{mf}^b D^c g^d h^e \quad (3.1-12)$$

式中 a 、 b 、 c 、 d 及 e 为常数。

其因次关系为

$$[\pi] = [LT^{-1}]^a [L]^b [L]^c [LT^{-2}]^d [L]^e \quad (3.1-13)$$

由于 π 的因次为零，故

$$\text{对于 } [L] \text{ 有} \quad a+b+c+d+e=0 \quad (3.1-14a)$$

$$\text{对于 } [T] \text{ 有} \quad -a-2d=0 \quad (3.1-14b)$$

两个方程式有五个未知数，可令其中三个未知数为不同数值以求解：

令 $a=2, b=0, e=0$ ，则 $d=-1, c=-1$ ，于是得

$$\pi_1 = \frac{(u_0 - u_{mf})^2}{gD} = Fr_d;$$

令 $a=0, b=1, e=0$ ，则 $d=0, c=-1$ ，于是得

$$\pi_2 = \frac{H_{mf}}{D};$$

令 $a=0, b=-1, c=0$ ，则 $d=0, e=1$ ，于是得

$$\pi_3 = \frac{h}{H_{mf}}$$

于是 (3.1-11) 式的无量纲形式为：

$$B = f\left(Fr_d, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{h}{H_{mf}}\right) \quad (3.1-15)$$

这样描述气泡相的局部动力学相似就可以用以下三个无量纲准数来表示:

$$Fr_d, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{h}{H_{mf}} \quad (3.1-16)$$

● 乳化相床层影响因素

在鼓泡床中气泡相和乳化相是相互联系的, 因此除了气泡所反映的床层影响因素外, 还必须补充乳化相的床层影响因素。对于乳化相可以认为它接近最小流化状态。对它的影响因素除与气泡相有关外, 自身也有一定的特点, 可补充的因素主要有 d_p (反映颗粒间隙的特征尺度)、 u_{mf} (乳相近似最小流化状) 以及与 d_p 、 u_{mf} 有关的物理量 ρ_p, ρ_f 和 μ 。另外由于床层压力 p 主要是由乳化相引起的, 因此压力要加入到乳化相的床层影响因素当中。综上可写为,

$$E = \varphi(d_p, u_{mf}, \rho_p, \rho_f, \mu, p) \quad (3.1-17)$$

E 代表乳化相的动力学特征 (如颗粒速度、颗粒间力等)。

以上有 6 个物理量, 基本因次有 3 个: 质量[M]、长度[L]和时间[T]。因此独立的定性准则数有 3 个。描述此现象的无因次量群可表示为

$$\pi = d_p^a u_{mf}^b \rho_p^c \rho_f^d \mu^e p^f \quad (3.1-18)$$

式中 a、b、c、d 及 e 为常数。

其因次关系为

$$[\pi] = [L]^a [LT^{-1}]^b [ML^{-3}]^c [ML^{-3}]^d [ML^{-1}T^{-1}]^e [ML^{-1}T^{-2}]^f \quad (3.1-19)$$

由于 π 的因次为零, 故

$$\text{对于 [M] 有} \quad c+d+e+f=0 \quad (3.1-20a)$$

$$\text{对于 [L] 有} \quad a+b-3c-3d-e-f=0 \quad (3.1-20b)$$

$$\text{对于 [T] 有} \quad -b-e-2f=0 \quad (3.1-20c)$$

3 个方程式有 6 个未知数, 可令其中 3 个未知数为不同数值以求解。

令 $b=1, c=0, f=0$ 则 $a=1, d=1, e=-1$, 于是得,

$$\pi_1 = \frac{\rho_f u_{mf} d_p}{\mu} = Re_{mf}$$

令 $b=0, c=1, f=0$ 则 $a=0, d=-1, e=0$, 于是得,

$$\pi_2 = \frac{\rho_p}{\rho_f}$$

令 $a=0, c=-1, d=0$ 则 $f=1, e=0, b=-2$, 于是得,

$$\pi_3 = \frac{p}{\rho_p u_{mf}^2}$$

所以 (3.1-17) 式的无量纲形式为:

$$E' = \varphi \left(Re_{mf}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{P}{\rho_p u_{mf}^2} \right) \quad (3.1-21)$$

把 Todes 公式^[32],

$$Re_{mf} = \frac{Ar}{1400 + 5.22\sqrt{Ar}} \quad (3.1-22)$$

代入到 (3.1-21) 当中得到,

$$E' = \varphi \left(Ar, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{P}{\rho_p u_{mf}^2} \right) \quad (3.1-23)$$

这样乳化相可用以下无量纲准数来表示,

$$Ar, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{P}{\rho_p u_{mf}^2} \quad (3.1-24)$$

在气泡相动力学相似式 (3.1-16) 和乳化相动力学相似式 (3.1-24) 中主要不同是特征线性尺度和速度尺度的选取不同: 气泡相用的是 D 或 H_{mf} 和 $u - u_{mf}$; 乳化相用的是 d_p 和 u_{mf} 。

3.1.2 鼓泡床的动力学相似条件

一般来说, 一个二维鼓泡流化床的动力学相似特征是由气泡相和乳化相共同构成并相互补充的。因此在气泡相动力学相似准数的基础上, 补充乳化相的相似准数后便可得到的全床动力学相似特征如下:

$$(FB)' = \psi \left(Fr_d, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{h}{H_{mf}}, Ar, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{P}{\rho_p u_{mf}^2} \right) \quad (3.1-25)$$

这样用来描述大颗粒流化床床层动力学相似的条件就是以下 5 个无量纲准数:

$$Fr_d, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{h}{H_{mf}}, Ar, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{P}{\rho_p u_{mf}^2} \quad (3.1-26)$$

如果忽略影响床层动力学相似的准数 $\frac{h}{H_{mf}}$ 可得到整体相似性准数如下:

$$Fr_d, \frac{H_{mf}}{D}, Ar, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{P}{\rho_p u_{mf}^2} \quad (3.1-27)$$

在使用量纲分析推导上面鼓泡床的相似条件时, 所使用的颗粒直径是平均当量球径, 实际上还包含颗粒球形度和粒度分布特性。另外, 由于任何相似现象都发生在几何相似的物体内部, 因此还必须补充床体几何结构比。因此要保证鼓泡床内动力学流化现象完全相似还应加上球形度、粒度分布和床体几何结构比的限制。

3.2 方程分析法

3.2.1 两相流公式的无量纲化及相似准数的提出

将控制方程无量纲化推导鼓泡床相似条件有相当高的准确性，以下将采用这种方法。描述物理现象的本构方程是其所有性质的高度概括。在鼓泡床内采用两相流理论，对流体相与颗粒相均采用欧拉的描述方法，可分别写出各自的质量守恒与动量方程。其中质量守恒方程为：

$$\text{流体相:} \quad \nabla \cdot (\varepsilon \vec{u}) = 0 \quad (3.2-1)$$

$$\text{颗粒相:} \quad \nabla \cdot [(1 - \varepsilon) \vec{v}] = 0 \quad (3.2-2)$$

以上两式中 ε 为空隙率，即流体所占据的体积分数， \vec{u} 是流体速度， \vec{v} 颗粒的速度。

流体和颗粒两相流的动量方程比较复杂，是无量纲化的关键，所以要格外加以小心。为了清楚的写出它们的表达式，在这里要进行简化。由于流体所受剪切力同其他力比较起来处于次要地位，可将其从动量守恒方程中忽略。对于颗粒的动量方程姑且忽略由于机械碰撞、静电、范德华力等作用引起的颗粒间力，这种忽略是否合理将在下面进一步讨论。于是动量守恒方程为：

$$\text{流体相:} \quad \rho_f \varepsilon \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right] - \rho_f \vec{g} \varepsilon + \nabla p + \beta (\vec{u} - \vec{v}) = 0 \quad (3.2-3)$$

$$\text{颗粒相:} \quad \rho_p (1 - \varepsilon) \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] - \rho_p \vec{g} (1 - \varepsilon) + (1 - \varepsilon) \nabla p - \beta (\vec{u} - \vec{v}) = 0 \quad (3.2-4)$$

以上两式中 ρ_f 是流体的密度， ρ_p 为颗粒密度， ∇p 是压力梯度， t 是时间， β 是曳力系数。 $\beta (\vec{u} - \vec{v})$ 表示流体和颗粒之间曳力（注意通常来说 β 不为常数）。

除了上述质量守恒方程和动量方程外，还应给出边界条件。如必须给出边界处具体的流体速度和颗粒速度，例如，在床的底部布风板附近有，

$$\text{流体速度:} \quad \vec{u} = \vec{i} u_0 / (1 - \Delta) \quad (3.2-5)$$

$$\text{颗粒速度:} \quad \vec{v} = 0 \quad (3.2-6)$$

式中 \vec{i} 是垂直方向上的单位矢量， u_0 是表观风速， Δ 是布风板的开孔率。

在床壁上有，

$$\text{流体速度:} \quad \vec{u} = 0 \quad (3.2-7)$$

$$\text{颗粒速度:} \quad \vec{v} = 0 \quad (3.2-8)$$

在床顶有，

$$\text{流体速度:} \quad \vec{u} = \vec{i} u_0 \quad (3.2-9)$$

$$\text{颗粒速度:} \quad \vec{v} = 0 \quad (3.2-10)$$

类似的压力边界条件值，例如

$$\text{在床层顶部处, } p = p_0 \quad \text{床壁处, } \partial p / \partial n = 0 \quad (3.2-11)$$

式中 p_0 为大气压值。

由于动量方程的非线性特征，求解动量方程和连续性方程仍是一个很棘手的问题，特别是对于聚式流化床。因为空隙率在整个床层内是变化。然而，通过将控制方程无量纲化能够很容易发现与动力学相似有关的无量纲准数。

将流体速度和颗粒速度均除以表观风速可得到无量纲速度，

$$\text{流体无量纲速度:} \quad \vec{u}^* = \vec{u} / u_0 \quad (3.2-12)$$

$$\text{颗粒无量纲速度:} \quad \vec{v}^* = \vec{v} / u_0 \quad (3.2-13)$$

哈密顿算子 $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$ 的量纲为 $\frac{1}{[L]}$ ，因此可以采用 d_p 将其无量纲化，

$$\text{其无量纲形式为:} \quad \nabla^* = d_p \nabla \quad (3.2-14)$$

$$\text{时间无量纲形式为:} \quad t^* = \frac{u_0}{d_p} t \quad (3.2-15)$$

将 $\vec{u}^* = \vec{u} / u_0$ ， $\vec{v}^* = \vec{v} / u_0$ 分别代入到流体和颗粒的连续性方程当中，可得到无量纲形式的连续性方程为，

$$\text{流体:} \quad \nabla \cdot (\varepsilon \vec{u}^*) = 0 \quad (3.2-16)$$

$$\text{颗粒:} \quad \nabla \cdot [(1-\varepsilon)\vec{v}^*] = 0 \quad (3.2-17)$$

将 $\vec{u}^* = \vec{u} / u_0$ ， $\vec{v}^* = \vec{v} / u_0$ ， $\nabla^* = d_p \nabla$ 和 $t^* = \frac{u_0}{d_p} t$ 分别代入到流体和颗粒的动量方程当中，并用 $d_p / \rho_p u_0^2$ 分别乘以流体和颗粒动量方程中的每一项，最后得到流体和颗粒的无量纲形式动量方程为，

$$\begin{aligned} \text{流体:} \quad & \frac{\rho_f}{\rho_p} \varepsilon \left[\frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + (\vec{u}^* \cdot \nabla^*) \vec{u}^* \right] + \vec{i} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{g d_p}{u_0^2} \varepsilon \\ & + \nabla^* \cdot \left(\frac{p}{\rho_p u_0^2} \right) + \frac{\beta d_p}{\rho_p u_0} (\vec{u}^* - \vec{v}^*) = 0 \end{aligned} \quad (3.2-18)$$

$$\begin{aligned} \text{颗粒:} \quad & (1-\varepsilon) \left[\frac{\partial \vec{v}^*}{\partial t^*} + (\vec{v}^* \cdot \nabla^*) \vec{v}^* \right] + \vec{i} \frac{g d_p}{u_0^2} (1-\varepsilon) \\ & + \nabla^* \cdot \left(\frac{p}{\rho_p u_0^2} \right) (1-\varepsilon) - \frac{\beta d_p}{\rho_p u_0} (\vec{u}^* - \vec{v}^*) = 0 \end{aligned} \quad (3.2-19)$$

边界条件用无量纲特征长度形式写出。在布风板处，

$$\text{流体:} \quad \vec{u}^* = \vec{i} / (1-\Delta) \quad (3.2-20)$$

$$\text{颗粒:} \quad \vec{v}^* = 0 \quad (3.2-21)$$

压力平面边界条件用 $p / (\rho_p u_0^2)$ 项无量纲化。

从 (3.2-16) - (3.2-19) 式可确定出大颗粒流化床床层动力学相似条件为，

$$\frac{\beta d_p}{\rho_p u_0}, \frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{D}{d_p}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{p}{\rho_p u_0^2} \quad (3.2-22)$$

式中，第一个无量纲准数 $\beta d_p / (\rho_p u_0)$ 表示的是颗粒所受流体的曳力与其所受惯性力的比值；第二项 $u_0^2 / g d_p$ 表示颗粒所受惯性力和所受重力的比值；第三项 D / d_p 为床的直径同颗粒平均直径的比值；第四项 H_{mf} / D 为物料静床高度和床直径的比值；第五项为 ρ_p / ρ_f 是颗粒密度和流体密度的比值；第六项 $p / (\rho_p u_0^2)$ 表示颗粒所受流体压力与惯性力的比值。

以上所获得相似条件，包含六个准数，在常温常压下进行工业流化床的相似模拟时实难保证以上六个准数全部相等，特别是 (3.2-22) 式第一项中的曳力系数 β 很难确定，因此必须将上述相似条件进行简化。下面详细讨论相似条件的简化。

3.2.2 相似条件的简化

在一般情况下，由于气体速度远低于音速或绝对压力的变化不足以影响气体的热力学特性，因此第六项 $p / (\rho_p u_0^2)$ 可以忽略不计。曳力系数 β 在上面推导无量纲

方程时已经提到它一般不为常数，而是一个与床层性质有关的变量。下面将从曳力系数出发来简化上面的相似条件。

3.2.2.1 采用厄冈公式进行简化

流化床存在两种极端情况。一种情况是颗粒之间相互接触处于固定床状态。这时颗粒所受曳力可用 Ergun 方程来表示，

$$\beta |(\bar{u} - \bar{v})| = \frac{\Delta P}{H} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu |\bar{u} - \bar{v}|}{d_p^2} + \frac{1.75(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f |(\bar{u} - \bar{v})|^2}{d_p} \quad (3.2-23)$$

将上式整理可得到下式，

$$\frac{\beta d_p}{\rho_p u_0} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu}{\rho_p u_0 d_p} + \frac{1.75(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f |(\bar{u}^* - \bar{v}^*)|}{\rho_p} \quad (3.2-24)$$

(3.2-24) 式中等号右边第一项表示的是粘性力对曳力的贡献，第二项代表惯性力对曳力的贡献。

仿照 Glicksman^[33] 对粘性力控制区和惯性力控制区的划分方法，对流化床相似条件进行简化。当 (3.2-24) 式中粘性力项是惯性力项十倍时，认为流动状态处于粘性流控制区域；而当惯性力项是粘性力项十倍时，认为其处于惯性流控制区域。这里采用颗粒雷诺数 ($Re_p = \rho_f u_0 d_p / \mu$) 的大小进行流动状态的判断。

在 (3.2-24) 中惯性力项同粘性项的比值为，

$$\frac{1.75\rho_f |(\bar{u}^* - \bar{v}^*)| u_0 d_p}{150(1-\varepsilon)\mu} \quad (3.2-25)$$

在方程 (3.2-18) 式当中, 惯性项 ($\frac{\rho_f}{\rho_p} \varepsilon \bar{u}^*$) 对最后一项的比例为,

$$\frac{\rho_f}{\rho_p} \varepsilon \bar{u}^* \left(\frac{\rho_p u_0}{\beta d_p (\bar{u}^* - \bar{v}^*)} \right) \approx \frac{\rho_f \varepsilon (\bar{u}^* - \bar{v}^*) \varepsilon^3 u_0 d_p}{150(1-\varepsilon)^2 \mu} \quad (3.2-26)$$

上式比值同 (3.2-25) 具有相同的数量级。这样在 Ergun 方程里, 如果当惯性力项对粘性力项相比可忽略时, 那么在 (3.2-18) 中流体惯性力同颗粒所受的曳力项相比同样也可以忽略。因此当处于粘性流区域时, 即, $Re_p < 4$ 时, 惯性力对曳力的贡献与粘性力对曳力的贡献相比处于次要地位, 因此可以将惯性力忽略不计。于是曳力可表示为,

$$\frac{\beta d_p}{\rho_p u_0} \approx 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu}{\rho_p u_0 d_p} \quad (3.2-27)$$

这样 ($\beta d_p / (\rho_p u_0)$) 就只是 ($\rho_p u_0 d_p / \mu$) 和 ε 的函数了。

当处于惯性流区域时, 即, $Re_p > 400$ 时, 粘性力不到惯性力的 1/10, 可忽略不计。曳力变为,

$$\frac{\beta d_p}{\rho_p u_0} \approx \frac{1.75(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f |(\bar{u}^* - \bar{v}^*)|}{\rho_p} \quad (3.2-28)$$

如果流动状态处于粘性流区域和惯性流区域之间的过渡区时, 即 $4 < Re_p < 400$, 粘性力和惯性力对曳力的贡献都很重要。因此此时曳力是包含气体密度和气体粘度在内的各项的函数。

流化床中的另一个极端情况就是床层的空隙率很大接近 1 时。这时床层内的颗粒所受曳力可用单一颗粒所受曳力的形式来表示。对于球形颗粒来说, 床层曳力可表示为,

$$\frac{\beta d_p}{\rho_p u_0} = \frac{3 C_D \rho_f |(\bar{u}^* - \bar{v}^*)| (1-\varepsilon)}{4 \rho_p u_0} \quad (3.2-28)$$

式中 C_D 为阻力系数。在这种情况下, 也存在粘性力和惯性力各占主导地位的区域, 分别在 $Re_p < 20$ 和 $Re_p > 1000$ 时发生。其无量纲曳力的表示形式同上述使用 Ergun 方程所获得的形式相似。

综上对粘性流区域和惯性区域时的颗粒所受曳力的分析, 可得到如下的简化相似条件:

- 粘性流区域相似条件:

$$\frac{\rho_p u_0 d_p}{\mu}, \frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p} \quad (3.2-29)$$

- 惯性流区域相似条件:

$$\frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p} \quad (3.2-30)$$

- 中间过渡区域相似条件:

$$\frac{\rho_p u_0 d_p}{\mu}, \frac{\bar{u}_0^*}{g d_p}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p} \quad (3.2-31)$$

将 (3.2-29) 和 (3.2-31) 做进一步处理可得:

- 粘性流区域相似条件:

$$\frac{\rho_p^2 d_p^3 g}{\mu^2}, \frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p} \quad (3.2-32)$$

- 中间过渡区域相似条件:

$$\frac{\rho_p^2 d_p^3 g}{\mu^2}, \frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p} \quad (3.2-33)$$

$$\left(\text{注: } \frac{u_0^2}{g d_p} / \left[\frac{\rho_p u_0 d_p}{\mu} \right]^2 = \frac{\rho_p^2 d_p^3 g}{\mu^2} \right)$$

以上从Ergun方程出发分别推导出了粘性力控制区和惯性力控制区相似条件的简化形式。可以发现其简化形式并不相同。为获得统一形式的无量纲参数, 可以采用以下方法对曳力项进行简化。

3.2.2.2 采用曳力公式简化相似条件

为简单起见, 在这里只考虑颗粒的动量方程, 仍忽略剪切力, 并假设流体为稳定的一维单相平推流, 这样颗粒的动量方程为^[34]:

$$\rho_p (1-\varepsilon) v \frac{dv}{dz} = -(1-\varepsilon) \frac{dp}{dz} - \rho_p (1-\varepsilon) g + F \quad (3.2-34)$$

式中z是轴向高度, F是单位体积所受的曳力。

其中曳力F项可做如下处理:

床层内单个颗粒所受到的曳力为,

$$F_i = C_D \frac{\pi}{4} d_p^2 \frac{\rho_f (u-v)^2}{2} \quad (3.2-35)$$

式中 C_D 为阻力系数。

床层单位体积内颗粒的总数为,

$$N = \frac{1-\varepsilon}{\pi d_p^3 / 6} \quad (3.2-36)$$

那么单位体积床层内颗粒群所受到的总曳力为,

$$\begin{aligned} F &= F_t \cdot N = C_D \frac{\pi}{4} d_p^2 \frac{\rho_f (u-v)^2}{2} \frac{1-\varepsilon}{\pi d_p^3 / 6} \\ &= \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_f (u-v)^2}{d_p} (1-\varepsilon) \end{aligned} \quad (3.2-37)$$

在Stokes区时,阻力系数近似为 $C_D = \frac{24}{Re_s}$ (这里 $Re_s = \frac{\rho_f d_p (u-v)}{\mu}$) 代入到(3.2-37)

式,则曳力形式变成,

$$F = \frac{18\mu}{d_p^2} (u-v)(1-\varepsilon) \quad (3.2-38)$$

由重力和曳力的平衡关系,

$$C_D \frac{\pi}{4} d_p^2 \frac{\rho_f u_t^2}{2} = \rho_p g (\pi d_p^3 / 6) \quad (3.2-39)$$

式中 u_t 为颗粒的终端速度, C_D 流速达到终端速度时的阻力系数。将 $C_D = \frac{24}{Re_s}$ (此

时 $Re_s = \frac{\rho_f d_p u_t}{\mu}$, $u_t = (u-v), v=0$) 代入到 (3.2-39) 式可求得,

$$\mu = \frac{d_p^2 \rho_p g}{18u_t} \quad (3.2-40)$$

将 (3.2-40) 式代入到 (3.2-38) 式中,曳力形式变为,

$$F = \rho_p g \left(\frac{u-v}{u_t} \right) (1-\varepsilon) \quad (3.2-41)$$

在Newton区时,为消去(3.2-37)式中的阻力系数 C_D ,由重力和曳力的平衡关系式(3.2-39)可得,

$$C_D = \frac{4d_p \rho_p g}{3\rho_f u_t^2} \quad (3.2-42)$$

将(3.2-42)代入到(3.2-37)。,则Newton区时的曳力形式变为^[34],

$$F = \rho_p g \left(\frac{u-v}{u_t} \right)^2 (1-\varepsilon) \quad (3.2-43)$$

由于阻力系数的平均值在Allen过渡区同Newton区的值差别不大,因此(3.2-43)式也可以推广到Allen区。

引入一指数k将(3.2-41)和(3.2-43)可以统一成一个式子,

$$F = \rho_p g \left(\frac{(u-v)}{u_t} \right)^k (1-\varepsilon) \quad (3.2-44)$$

式中的指数 k 在Stokes区时取1, 在Allen和Newton区取2。将无量纲高度 $z^* = z/D$, 无量纲速度 $\bar{v}^* = \bar{v}/u_0$ 和无量纲压力 $p^* = p/(\rho_f u_0^2)$ 代入到动量方程得,

$$\begin{aligned} & (1-\varepsilon)v^* \frac{dv^*}{dz^*} \\ &= -\left(\frac{\rho_p}{\rho_f}\right)(1-\varepsilon)\frac{dp^*}{dz^*} - (1-\varepsilon)\left(\frac{gD}{u_0^2}\right) + \left(\frac{u_0}{u_t}\right)^n \left(\frac{gD}{u_0^2}\right) [(u-v)^*]^n (1-\varepsilon) \end{aligned} \quad (3.2-45)$$

当用同样的方法对气体的动量方程进行处理时, 得到的气体无量纲动量方程包含着同(3.2-45)式相同的无量纲相似准数。由(3.2-45)式, 可以看出简化后的相似条件里包含的准数有:

$$\frac{\rho_p}{\rho_f}, \quad \frac{u_0^2}{gD}, \quad \frac{u_0}{u_t} \quad (3.2-46)$$

现实中在使用(3.2-46)式时, 存在的困难就是要知道终端速度, 而终端速度的测量远没有最小流化风速容易。因此, 如果用最小流化风速 u_{mf} 取代(3.2-46)式中的终端速度 u_t 会给实验带来很大的方便。这样相似条件就变为,

$$\frac{u_0^2}{gD}, \quad \frac{u_0}{u_{mf}}, \quad \frac{\rho_p}{\rho_f} \quad (3.2-47)$$

为消去(3.2-47)式中 $u_0^2/(gD)$ 项所含的表观风速, 可以将前两项相组合得到,

$$\frac{u_0^2}{gD} / \left(\frac{u_0}{u_{mf}}\right)^2 = \frac{u_{mf}^2}{gD} \quad (3.2-48)$$

用所得的 $u_{mf}^2/(gD)$ 项(3.2-47)式中 $u_0^2/(gD)$ 项, 得,

$$\frac{u_{mf}^2}{gD}, \quad \frac{u_0}{u_{mf}}, \quad \frac{\rho_p}{\rho_f} \quad (3.2-49)$$

在推导上面相似条件的过程中, 颗粒始终是被视为均一的球形颗粒来处理的, 因此在上述相似条件中还要加上粒度分布 PSD 和球形度 ϕ 的限制。另外由于鼓泡床的流化特性同流化床内气泡特性有着十分密切关系, 而气泡特性(包括气泡大小, 上升速度等)不仅仅同物料特性和风速有关, 而且还同静床高、床径以及床体的几何结构有直接的原因(如在3.1节量纲分析的讨论)。因此还要加上静床高与床径的比值 H_{mf}/D 以及床体几何结构比。所以通过以上的推证分析, 最后可确定鼓泡床动力相似条件的简化形式为,

$$\frac{u_{mf}^2}{gD}, \frac{u_0}{u_{mf}}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \phi, \text{PSD}, \text{床体几何结构比} \quad (3.2-50)$$

在(3.2-50)里没有包含 D/d_p 。

在文献[22]当中作者在对流化床宏观特性分析时认为,在鼓泡床中流化现象主要受宏观‘两相’(气泡相和乳化相)结构的主导作用,床层微观结构及其相似是比较次要的。这从 Davidson 的气泡速度表达式(3.1-6)及估计气泡直径的温氏公式(3.1-10)等一些应用非常广泛的计算公式可以看出。这些公式并没有直接反映出颗粒直径对这些宏观参数有所影响。因此,当仅对床内气体及颗粒的总体运动感兴趣时,保持 D/d_p 不变也许是不必要的^[36]。但并不是说 D/d_p 可以取任何值,它是有一定限制的。这种限制其实已经包含在 $u_{mf}^2/(gD)$ 里了。例如当颗粒直径和颗粒密度确定后,根据傅鲁德数的相等床径是不能随便取值的,或者如果先确定了床径,那么根据傅鲁德数的相等和密度比相等,颗粒直径和颗粒密度也是不能随便取值的。

相似条件(3.2-50)当中,傅鲁德数($u_{mf}^2/(gD)$)、密度比(ρ_p/ρ_f)、球形度和粒度分布包含了对床径、物料特性和流体特性的综合要求;流化数(u_0/u_{mf})包含了对操作条件的要求,高径比(H_{mf}/D)和床体几何结构则包含了对几何条件的约束。因此(3.2-50)式的相似条件几乎囊括了流化床中所有的必须条件,所以推知这个相似条件是合理的,能够有效的用来指导大颗粒流化床床层动力学相似性问题。但这仍需要进一步实验的验证,在第五章将对相似条件(3.2-50)进行实验验证。

3.3 本章小结

- 通过对流化床两相结构的动力学影响因素分析,采用量纲分析法得到的大颗粒流化床床层动力学相似条件为:

$$Fr_d, \frac{H_{mf}}{D}, Ar, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{p}{\rho_p u_{mf}^2}, \phi, \text{PSD}, \text{床体几何结构比} \quad (3.3-1)$$

$$\text{上式 } Fr_d = \frac{(u_0 - u_{mf})^2}{gD}, \quad Ar = \frac{d_p^3 \rho_p (\rho_p - \rho_g) g}{\mu^2}。$$

- 用方程分析法得到的较完整的微观动力学相似条件为:

$$\frac{\rho_p^2 d_p^3 g}{\mu^2}, \frac{u_0^2}{gd_p}, \frac{D}{d_p}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{p}{\rho_p u_0^2}, \phi, \text{PSD}, \text{床体几何结构比} \quad (3.3-2)$$

在粘性力和惯性力分别占主导地位时的简化形式为:

- 粘性流区域时为:

$$\frac{\rho_p^2 d_p^3 g}{\mu^2}, \frac{u_0^2}{gd_p}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p}, \phi, \text{PSD}, \text{床体几何结构比。} \quad (3.3-3)$$

- 惯性流区域时为：

$$\frac{u_0^2}{gd_p}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \frac{D}{d_p}, \phi, \text{PSD}, \text{床体几何结构比} \quad (3.3-4)$$

- 若只考虑动力学宏观近似相似性的话，对以上各相似条件进行统一处理得到了适合于整个大颗粒鼓泡床过程的简化相似条件：

$$\frac{u_{mf}^2}{gD}, \frac{u_0}{u_{mf}}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \phi, \text{PSD}, \text{床体几何结构比} \quad (3.3-5)$$

(3.3-1)式是鼓泡床宏观特性的相似条件，(3.3-2)是鼓泡床微观特性的相似条件。由于一般情况下气体速度远低于音速或绝对压力的变化不足以影响气体的热力学特性，因此(3.3-1)中 $\frac{P}{\rho_p u_{mf}^2}$ 和(3.3-2)中的 $\frac{P}{\rho_p u_0^2}$ 都可以忽略不计，当只考虑宏观动力学整体相似时，(3.3-1)式和(3.3-2)式是近似等价的。(3.3-5)式是对(3.3-2)式做简化处理之后得到的，因此(3.3-5)式和(3.3-1)式也是近似等价的。鉴于对宏观特性的把握较微观特性把握更加具有工业应用的实际意义，因此在第五章将只对鼓泡床的宏观动力学简化相似条件进行实验验证。下面介绍一下实验过程。

4 实验及数据处理

4.1 实验仪器

本次实验所使用的主要仪器有：西安中飞航空传感技术有限公司研制的 ZFCY1801T 型压力传感器，西安达泰电子有限责任公司开发的 DTE1612A 型多通道可编程数据采集系统和西安热工仪表厂生产的 LZB 型转子流量计。现将其相关知识简单介绍如下。

4.1.1 压力传感器

传感器是一种检测装置，通常由敏感元件和转换元件组成。它能感受到被测量的信息，并能将检测感受到的信息，按一定规律变换成为电信号或其他所需形式的信息输出，以满足信息的传输、处理、存储、显示、记录和控制等要求。它是实现自动检测和自动控制的重要仪器。^[36]

压力传感器就是工业实践中最为常用的一种传感器。通常使用的压力传感器主要是利用压电效应制造而成的，这样的传感器也称为压电传感器。它是利用具有压电效应的晶体将机械应力的作用转化为电信号的原理制成的。压力传感器一般有足够高的频率响应，响应频率可达 1000Hz 以上，而配套的变送器的频率响应却较低。一般来说只有中间频段的一段信号可以通过变送器，低于或高于某一频率的信号就被过滤掉了，这就是所谓的波带宽，因此决定测试频率取值的关键不是传感器而是变送器，为了获得床内较宽的真实信号必须选择具有合适带宽的变送器。

衡量传感器静态特性的主要参数有：线性度、灵敏度、分辨力和迟滞等。^[52]

传感器的动态特性是指传感器在输入变化时，它的输出特性。在实际工作中，传感器的动态特性常用它对某些标准输入信号的响应来表示。这是因为传感器对标准输入信号的响应容易用实验方法求得，并且它对标准输入信号的响应与它对任意输入信号的响应之间存在一定的关系，往往知道了前者就能推定后者。最常用的标准输入信号有阶跃信号和正弦信号两种，所以传感器的动态特性也常用阶跃响应和频率响应来表示。

在选用传感器时要充分考虑以上性能指标，另外还要考虑测量条件（测量目的，测量范围输入信号的带宽，要求的精度，测量所需要的时间，过输入发生的频繁程度），和使用条件（设置的场所，环境（湿度、温度、振动等），测量的时间，与显示器之间的信号传输距离，与外设的连接方式，供电电源容量）。

以上这些所谈到的因素都会影响所测得的压力信号的准确性。

4.1.2 DTE1612A 型多通道可编程数据采集器

DTE1612A型多通道可编程数据采集器是西安达泰电子有限责任公司开发的USB总线数据采集产品，可经USB电缆接入各种台式计算机，笔记本机，进行数据采集、波形分析。DTE1612A采集器具有16通道12位动态范围的A/D转换器。为用户提供了16路双端的模拟输入通道。输入信号幅度可以经两级程控增益仪表放大器调到合适的范围，保证最佳转换精度。程控增益可选择1、2、4、8倍(PGA203)及1、10、100、1000(PGA205)进行组合，最大增益可达8000倍。A/D转换器输入信号范围0~5V、0~10V、±5V、±10V可选。^[37]

图 4.1 是 DTE1612A 采集器前面板示意图。面板上有两个指示灯：红灯为电源，绿灯为 USB 工作者是灯；面板上的黑色开关控制采集器的电源，开关打开时，电源指示灯点亮，表示电源工作正常。^[37]

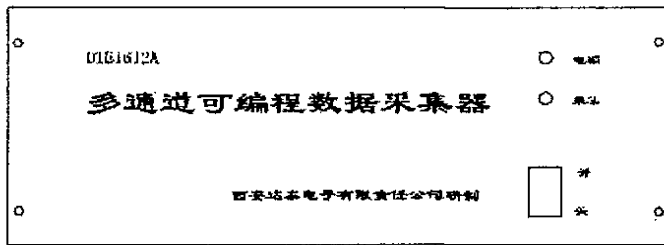


图 4.1 DTE1612A 采集器前面板

图 4.2 是 DTE1612A 采集器的后面板示意图。由图可以看出 DTE1612A 采集器后面板上装有四个 19 芯航空插座：CN1 对应输入通道 1、3、5、7；CN2 对应输入通道 2、4、6、8；CN3 对应输入通道 9、11、13、15；CN4 对应输入通道 10、12、14、16。方形 USB 插座接 USB 电缆，电缆另一端接主机 USB 插口。红色复位按钮用于 USB 接口的复位。圆形双孔插座接 220V 交流电源，前面板上黑色开关控制采集器的电源。^[37]

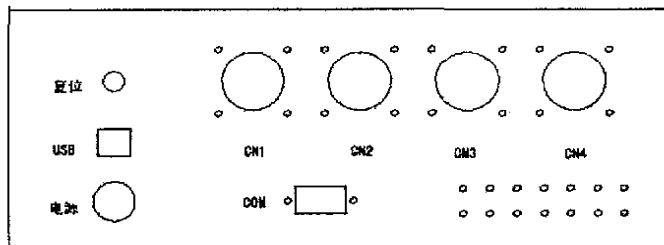
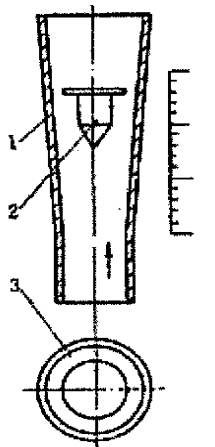


图 4.2 DTE1612A 采集器的后面板

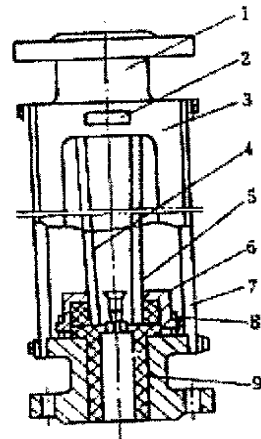
4.1.3 转子流量计

转子流量计是以转子在垂直锥形管中随着流量变化而升降，改变它们之间的

流通面积来进行测量的体积流量仪表，又称转子流量计。在美国、日本常称作变面积流量计或面积流量计。转子流量计的流量检测元件是由一根自下向上扩大的垂直锥形管和一个沿着锥管轴上下移动的转子组所组成。工作原理如图 4.3 所示，被测流体从下向上经过锥管 1 和转子 2 形成的环隙 3 时，转子上下端产生差压形成转子上升的力，当转子所受上升力大于浸在流体中转子重量时，转子便上升，环隙面积随之增大，环隙处流体流速立即下降，转子上下端差压力低，作用于转子的上升力亦随着减少，直到上升力等于浸在流体中转子重量时，转子便稳定在某一高度。转子在锥管中高度和通过的流量有对应关系。[38]



1-锥形管;2-浮子
3-流通环隙



1-基座;2-标牌;3-防护罩;4-透明锥形管
5-浮子;6-压盖;7-支承板;8-螺钉;9-衬套

图 4.3 (a) 转子流量计原理图

图 4.3 (b) 转子流量计结构图

体积流量 Q 的基本方程式为

$$Q = \alpha \epsilon \Delta F \sqrt{\frac{2gV_{fz}(\rho_{fz} - \rho_f)}{\rho_f F_{fz}}} \text{m}^3/\text{s} \quad (4.1-1)$$

当转子为非实芯中空结构（放负重调整量）时，则

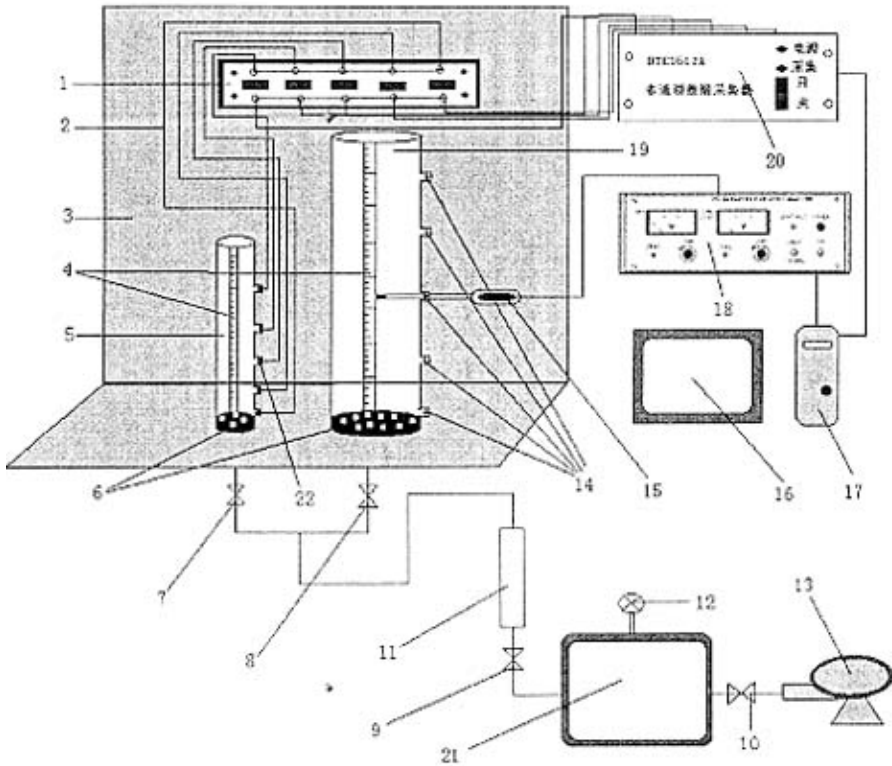
$$Q = \alpha \epsilon \Delta F \sqrt{\frac{2g(G_{fz} - V_{fz}\rho_f)}{\rho_f F_{fz}}} \text{m}^3/\text{s} \quad (4.1-2)$$

式中 α ——仪表的流量系数，因转子形状而异； ϵ ——被测流体为气体时气体膨胀系数，通常由于此系数校正量很小而被忽略，且通过校验已将它包括在流量系数内，如为液体则 $\epsilon = 1$ ； ΔF ——流通环形面积， m^2 ； g ——当地重力加速度， m/s^2 ； V_{fz} ——转子体积，如有延伸体亦应包括， m^3 ； ρ_{fz} ——转子材料密度， kg/m^3 ；

ρ_r ——被测流体密度, kg/m^3 ; E_{r2} ——转子工作直径(最大直径)处的横截面积, m^2 ; G_{r2} ——转子质量, kg 。

4.2 实验装置及实验过程

实验装置如图 4.4 所示, 主要由流化床主体部分、测试部分和供气装置三大部分组成。流化床主体部分由内径分别为 50mm 和 100mm 的有机玻璃圆柱体和钢制的布风板组成。布风板的开孔率为 5%, 孔径为 2mm; 测试部分由压力传感器、转子流量计、压力采集器、压力显示器、标尺和电子计算机构成; 气源部分由罗茨鼓风机和气包组成。



1—压力显示器; 2—压力传感器导线; 3—实验面板; 4—标尺; 5—直径为 50mm 的流化床; 6—布风板; 7, 8, 9, 10—控制阀; 11—转子流量计; 12—压力表; 13—鼓风机; 14—测试孔; 15—光纤探头; 16—显示器; 17—主机; 18—光纤测试仪; 19—直径为 100mm 的流化床; 20—压力数据采集器; 21—空气包; 22—压力传感器

图 4.4 实验装置示意图

实验开始时先把物料从床的顶部缓慢加入到其中一个床中, 例如先加入到内径为 50mm 的床中, 从标尺可以读出料层高度, 等达到所要求的高度时停止加料; 然后开启 10 号控制阀, 关闭 7、8、9 号控制阀, 打开罗茨风机, 等气包内的气压

达到 0.15MPa 左右时，打开 7 号控制阀，然后缓慢开启 9 号控制阀。通过调整 9 号控制阀的开度来控制气体的流量，使表观风速从小到大缓慢变化。每向上调一次风速，就进行一次数据采集，采集时间为一分钟。其中膨胀高度由标尺读出；流量由转子流量计读出，并通过计算将其转换为风速数值；压力信号由传感器经内置的变送器转换成电信号后，再次经过压力采集系统进入计算机，计算机将采集到的信号进行保存，留待后面处理分析。在实验过程中要不停的调节 9 号和 10 号控制阀的开度，使气包内保持稳定的压力，目的是为了得到一稳定气流。实验完毕后，先关掉罗茨风机，或者直接关掉 10 号控制阀，因风机在达到一定气压后会自动停止。而后将 9 号、7 号或 8 号控制阀打开将气包内的气体完全放出。放完气之后将流化床底部的压力传感器拧下，接一卸料的引管，再次开启风机和 7 号、9 号和 10 号控制阀，借助流化床的特性将床内物料卸出，为了较完全的卸出物料，有时候还要在床的顶部加以适当的压力。然后再次加入新的物料进行下一次实验，小床实验完毕后再次进行大床实验，其具体操作步骤同前所述基本相同所不同的是将小床底部的 7 号控制阀关闭，将大床底部的 8 号控制阀打开而已。

因本次实验均采用球形度接近 1 的单径物料，所以只需考虑傅鲁德数、流化数、密度比和静床高同床径的比值就可以了。

本次实验的物料特性、流化介质特性及相关操作条件见表 4.1。表中，实验编号为 B 和 D 两体系将保证(3.2-50)中所含有的无量纲准数分别对应相等，以检验相似条件是否正确；A 和 C 两体系将保证除密度比 (ρ_p/ρ_f) 不相等之外的其它准数分别对应相等，以考察密度比对大颗粒流化床床层动力学相似是否有所影响；B 和 C 两体系将保证除了傅鲁德数 ($u_{cr}^2/(gD)$) 不相等之外的其他无量纲准数分别对应相等，目的是考察傅鲁德数对大颗粒流化床床层动力学相似是否有所影响；对于流化数 (u_0/u_{mf}) 是否对流化床内动力学相似有所影响的考察，只要保持同料、同床、同几何比、不同风速就可以保证除流化数不等外，其余的无量纲准数皆相等的条件，在这里选择了实验编号为 C 的体系；对于考察几何比 (H_{mf}/D) 对流化床内动力学相似是否有所影响时，只要保持同料、同床、同风速和不同静床高就可以保证除 H_{mf}/D 不等其余无量纲准数皆相等了，在这里选择实验编号为 D 的体系。

表 4.1 物料特性、流化介质特性和实验操作条件作条件

实验系统 操作条件	A	B	C	D	E
流化床实验装置的内径					
床径 D(mm)	100	100	50	50	100
实验环境条件					
温度 T (°C)	10	10	10	10	10
压强 P (KPa)	101	101	101	101	101
实验所用物料的特性参数					
物料	陶瓷球	绿豆	绿豆	陶瓷球	陶瓷球
粒径 d_p (mm)	4.33	4.21	4.21	2.56	2.56
堆积密度 ρ_b (kg/m ³)	1482.0	1083.9	1083.9	1590	1590
真实密度 ρ_p (kg/m ³)	2679	1335.4	1335.4	2679	2679
u_{mf} (m/s)	1.84	1.24	1.24	1.35	1.35
实验所用流体介质的物理特性参数					
ρ_f (kg/m ³)	1.247	1.247	1.247	1.247	1.247
$\mu \times 10^6$ (Pa·s)	17.6	17.6	17.6	17.6	17.6
实验操作范围					
H_{mf} (mm)	15~25	10~25	5~12.5	2.5~12.5	5~25
u_0 (m/s)	1.839~3.395	1.27~2.83	1.27~2.83	1.42~2.83	1.27~2.69
$Re_p = \rho_f d_p u_0 / \mu$	571~1053	384~896	385~855	427~855	234~493
相似条件无量纲准数					
$L = H_{mf} / D$	1.0~2.5	1.0~2.5	1.0~2.5	0.5~2.5	0.5~2.5
$R = \rho_p / \rho_f$	2148	1071	1071	2148	2148
$Fr = u_{mf}^2 / (gD)$	3.45	1.57	3.13	3.72	1.86
$Fl = u_0 / u_{mf}$	1.0~1.846	1.03~2.40	1.03~2.28	1.05~2.10	0.94~1.99

(注：物料粒径采用的是调和平均粒径)

4.3 数据处理

本实验压力信号的数据分析方法采用统计分析方法来处理。^[39]

压力平均值

$$p = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i \quad (4.3-1)$$

压力脉动的标准方差

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (p_i - p)^2} \quad (4.3-2)$$

式中 p_i , p 和 s 分别为压力脉动瞬时值, 压力平均值和压力脉动标准方差。

压力脉动主频分析方法采用直接对信号样本进行快速傅立叶变换 (FFT)。

设长度为 N 的压力脉动信号 $x(n)$ 的功率谱为

$$P_x = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j2\pi nk/N} \right|^2 \quad (4.3-3)$$

上式称为一般的周期函数, 其中 j 表示虚数单位向量。但取样点趋于无穷大时, 方差不趋于 0, 不是一致估计。最有实用价值的是既分段又加窗函数的周期图法。该法的原理为, 分割长度为 N 的压力脉动信号成 k 段, 每段长度 L , 然后用窗函数 $w(n)$ 给每段加权, 则分段功率谱估计如下:

$$P_x = \frac{1}{kLU} \sum_{i=0}^k \left| \sum_{n=0}^{L-1} x_i(n) w(n) e^{-j2\pi nk/N} \right|^2 \quad (4.3-4)$$

其中 U 为窗口函数 $w(n)$ 的平均能量

$$U = \frac{1}{L} \sum_{n=0}^{L-1} [w(n)]^2 \quad (4.3-5)$$

快速傅立叶变换 (FFT) 是在有限的时间范围内进行的, 为了防止能量泄漏, 应采用适当的窗函数对原数据进行修正。本研究使用了旁瓣衰减率大, 主瓣宽较小的海明窗函数。Hamming 窗函数如下:

$$w(n) = \begin{cases} \frac{1}{T} \left(0.54 + 0.46 \cos \frac{\pi t}{T} \right) & 0 \leq |t| \leq T \\ 0 & |t| \geq T \end{cases} \quad (4.3-6)$$

5 相似条件有效性验证

由于流化床压力信号中包含着丰富的系统信息,它不仅是颗粒特性、床的几何特性、气泡特性等多种因素的综合动态反映,而且是流态化工业生产中最容易获得最为准确的信号。因此在下面的实验里,除了使用床层膨胀比和气泡直径外,将主要通过对压力信号(包括床层平均压力、压力脉动标准方差和压力脉动主频)的分析来考察相似条件的有效性。如果相似条件是有效的,那么在满足相似条件时,由相似原理可知上述各参数的无量纲形式应该对应相等。

为了在后续分析中,能够简单方便而不重复的叙述,先作规定如下:

① 在这章的各种图例中, A、B、C 等大写的字母表示表 4.1 中所对应的不同系统。例如表 4.1 中的 A 和 D 两列数据则表示 A 和 D 两种不同的系统,如果要将这两个系统的结果在一张图上比较的话,则在图中用字母 A 和 D 将这两个系统分别标志出来。

② 在图的下方小括号内列出该图数据所满足的相似条件。

③ 在测试条件当中,如果所比较的两系统所对应的某一同名无量纲准数不相等的话,则在相应准数上加一表示该系统的下标,并将两系统的这一准数分别写出;如果相等的话则只给出其准数值而不加任何下标说明。例如果 A 和 D 两系统所对应的傅鲁德数不相等,且分别等于 3.45 和 3.72,则在小括号内的相似条件当中写成 $Fr_A = 3.45$ 和 $Fr_D = 3.72$;如果相等,如都等于 3.5,则写成 $Fr = 3.5$ 即可。

④ 流化床床壁上自布风板铅直向上依次分布着测点 1、2、3 和 4 对应的压力传感器编号也分别定为 1、2、3、和 4。

⑤ 在对无量纲床层平均压力、无量纲床层压力标准方差同流化数的关系和同雷诺数的关系以及功率谱图进行分析时,压力信号均采用的是 2 号压力传感器所采集到的数据。

5.1 流化床系统无量纲参数的定义

① 床层膨胀比的定义为,

$$\delta = (H_{\max} - H_{mf}) / H_{mf} \quad (5.1-1)$$

式中 δ 为膨胀比,即床层相对膨胀高度; H_{\max} 为最大床层膨胀高度 (m); H_{mf} 为静床高度 (m)。^[40]

② 无量纲床层平均压力的定义是,

$$p^* = p / (\rho_0 g H_{mf}) \quad (5.1-2)$$

式中 p^* 为无量纲床层平均压力, p 为床层平均压力 (Pa); ρ_0 为物料堆积密度 kg/m^3 ; g 为重力加速度 (m/s^2); H_{mf} 为静床高度 (m)。^[40]

③ 无量纲压力标准方差的定义,

$$s^* = s / (\rho_b g H_{mf}) \quad (5.1-3)$$

式中 s^* 为无量纲化的压力标准方差； s 为压力标准方差 (Pa)。

④无量纲频率的定义，

$$f^* = f * (D / u_{mf}) \quad (5.1-4)$$

式中 f^* 为无量纲频率； f 为测试频率 (Hz)； D 是床的直径 (m)； u_{mf} 为最小流化风速 (m/s)。^[40]

5.2 简单流体力学动力学相似条件在大颗粒流化床中的有效性检验

通常情况下，一些不太复杂的流体力学问题只要保证几何相似、物理相似和雷诺数相等就能够保证其动力学行为相似。但是对于复杂的动力学系统，如流化床系统，此三个相似条件是否也能保证其动力学相似呢。为此，本节以几何相似、物理相似和雷诺数相等的 B、C 两系统为研究对象，对此问题进行了研究。

5.2.1 床层膨胀比

图 5.2.1 是 B、C 两系统床层膨胀比同雷诺数 ($Re_D = \rho_f D u_0 / \mu$) 之间的关系图。可以看出，两系统在几何相似，物理相似和雷诺数相等时，床层的膨胀比并不同。

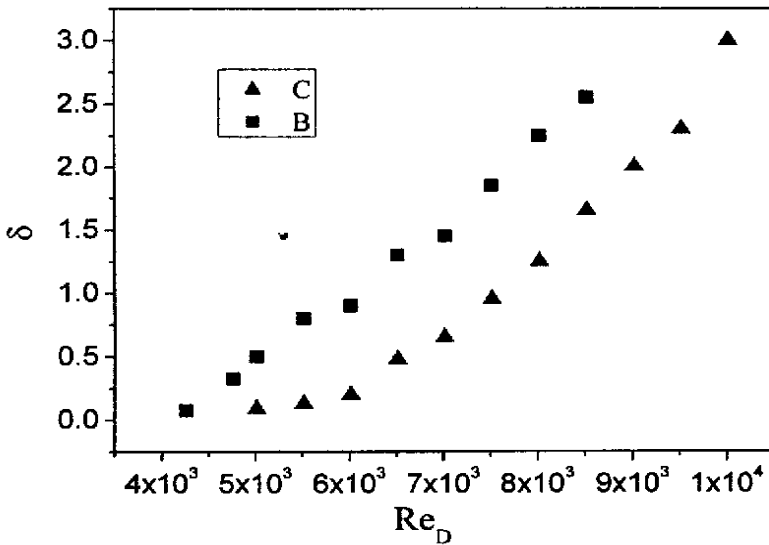


图 5.2.1 床层膨胀比同雷诺数之间的关系 ($H_{mf} / D = 2.0$)

5.2.2 无量纲床层平均压力

图 5.2.2 是 B、C 两系统在测点 2 处的无量纲床层平均压力同雷诺数之间的关系图。图 5.2.3 是 B、C 两系统在不同测点处的无量纲床层平均压力。可以看出，采用同种物料的两个系统在相同的 H_{mf} / D 和 Re_D 下，无量纲床层平均压力差别很大。

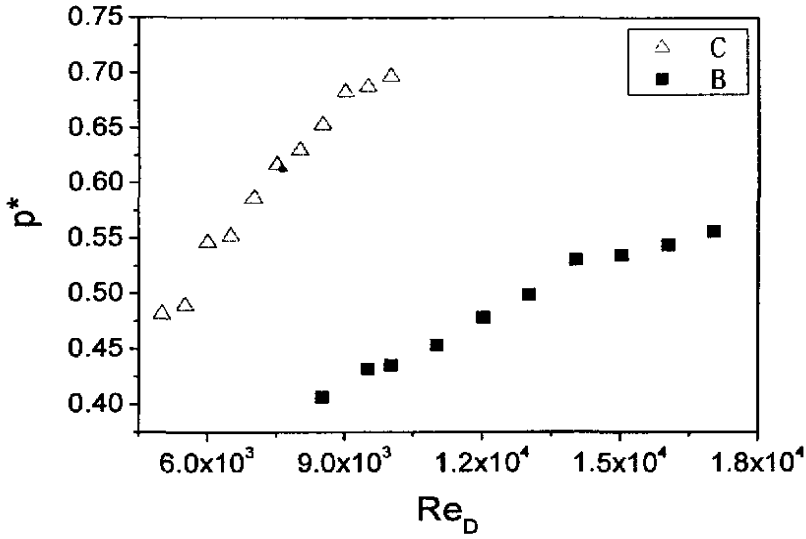


图 5.2.2 测点 2 处无量纲床层平均压力同雷诺数之间的关系 ($H_{mf}/D=2.0$)

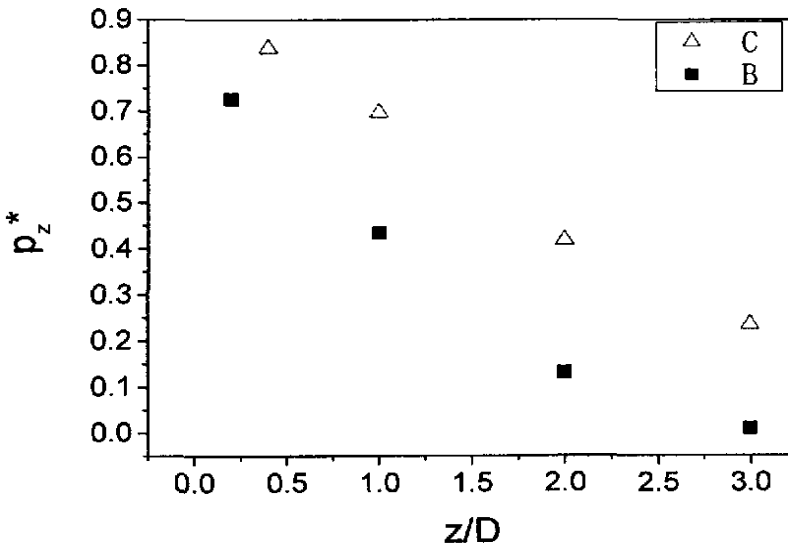


图 5.2.3 不同测点处的无量纲床层平均压力 ($H_{mf}/D=2.0$, $Re_D=10025.6$)

5.2.3 无量纲床层压力标准方差

图 5.2.4 是 B、C 两系统在测点 2 处的无量纲床层压力标准方差同雷诺数之间的关系比较图。图 5.2.5 是 B、C 两系统在不同测点处的无量纲床层压力标准方差的比较图。可以发现，在满足简单的流体力学动力学相似条件下，压力标准方差也不相同。

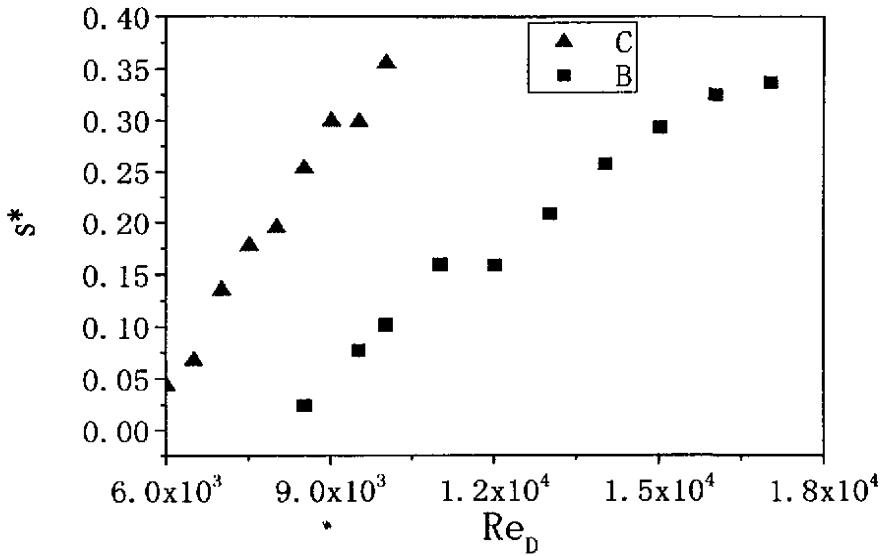


图 5.2.4 测点 2 处无量纲床层压力标准方差同雷诺数之间的关系 ($H_{mf}/D=2.0$)

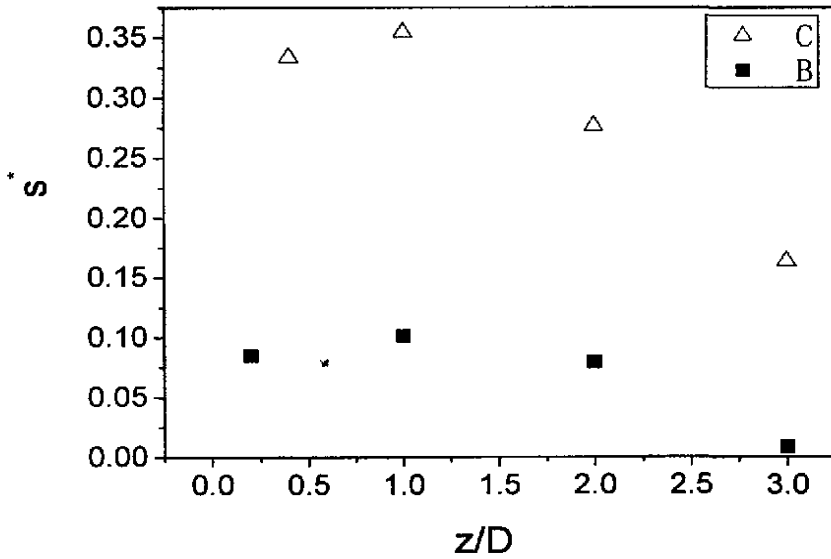


图 5.2.5 不同测点的无量纲床层压力标准方差 ($H_{mf}/D=2.0$, $Re_D=10025.6$)

5.2.4 无量纲压力脉动主频

图 5.2.6 和图 5.2.7 分别是 B、C 两系统在 $H_{mf}/D=2.0$, $Re_D=10025.6$ 时的功率谱图。可以看出，在保证简单流体力学动力学相似条件下，压力脉动的无量纲主频也不相同，如直径较大的床层无量纲压力脉动主频约为 0.16，较小直径的床层无量纲压力脉动主频约为 0.095。

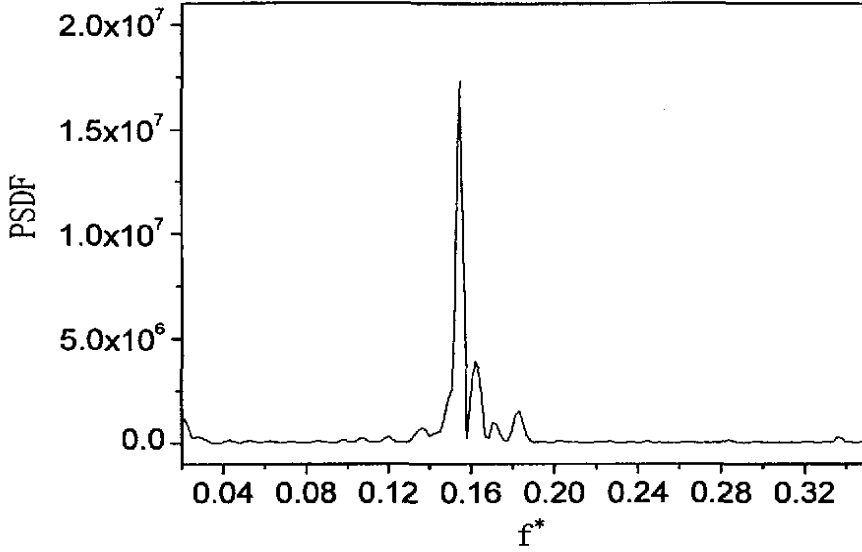


图 5.2.6 B 系统测点 2 处的功率谱图 ($H_{mf}/D=2.0$, $Re_D=10025.6$)

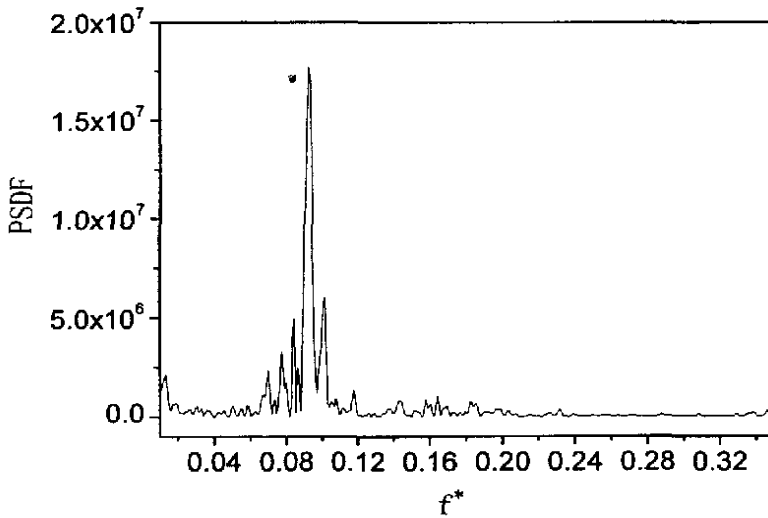


图 5.2.7 C 系统测点 2 处的功率谱图 ($H_{mf}/D=2.0$, $Re_D=10025.6$)

5.2.5 本节小结

通过以上研究,在保证满足简单流体力学动力学相似条件时,大小不同的两个流化床系统的动力学行为并不相似。因此可以得出如下结论:对于流化床这种复杂的气固两相流相似问题不能将其作为简单的流体力学问题来处理的。

既然对大颗粒流化床床层动力学相似不能够用分析简单流体力学问题的方法来处理,那么就必须要从流化床的两相流特性出发,来寻找支配大颗粒流化床床

层动力学相似的规律。在第三章通过量纲分析法及方程分析法已经推导出了支配大颗粒流化床床层动力学相似条件。下面将对此条件进行验证。

5.3 本研究提出的相似条件有效性研究

5.3.1 采用关联式对相似条件有效性的验证

在进行实验验证之前，鉴于对气泡尺寸测量的难度比膨胀比和压力信号的测量要大得多，所以在用气泡尺寸考察相似条件时，主要是利用前人的实验结果验证。

令流化床放大倍数为 m ，即

$$m = \frac{D}{D^0} = \frac{H}{H^0} = \frac{H_{mf}}{H_{mf}^0} \quad (5.3-1)$$

风速、颗粒密度和最小流化风速按以下式子变化，

$$\left(\frac{u_0}{u_{mf}} \right) = \left(\frac{u_0}{u_{mf}} \right)^0, \quad \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right) = \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^0 \quad \text{和} \quad \left(\frac{u_{mf}^2}{gD} \right) = \left(\frac{u_{mf}^2}{gD} \right)^0 \quad (5.3-2)$$

上式中上标 0 的量表示模型中对应的量，未加上标的量是放大 m 倍之后的原型对应量。当模型的几何尺寸放大了 m 倍后，如果按某一气泡直径关联式算出的气泡直径也放大了 m 倍，那么就说明这个关联式同目前的相似条件是相容的^[24]。其结果如表 5.1 所示。从表 5.1 可以看出尽管 Chiba 等人^[41]、Hirama 等人^[42]、Mori, S., 和 C. Y. Wen^[43]、Rowe^[44]和 Darton^[45]等人的数学表达式很不相同，但是他们都符合本研究提出的相似条件，而 Geldart^[46]和 Fryer^[47]发展的关联式只有在较窄的范围内才符合现在相似条件。

表 5.1 气泡关联式

研究者	气泡直径关联式	D_b/D_b^0	一致性
Geldart	$D_b = D_{b0} + 0.27z(u_0 - u_{mf})^{0.94}$	$\frac{D_{b0} + 0.27z(u_0 - u_{mf})^{0.94}}{D_b^0 + 0.27z^0(u_0^0 - u_{mf}^0)^{0.94}} = m \sim m^{1.47}$	否
Chiba 等人	$D_b = [1.245(z - z_{b0})/D_{b0} + 1]^{2/7} D_{b0}$ $z < z_k$ $D_b = \left[\frac{1.828(z - z_k)}{2^{(5k+1)/6} D_{bk}} + 1 \right]^{2/3} D_{bk}$ $z > z_k$ $k = \ln[(2p_n/D_{b0})/(1+f_w)]/\ln 2$ $z_k = z_{b0} + (2^{7k/6} - 1)D_{b0}/1.245$ $D_{bk} = 2^{k/3} D_{b0}, h_{b0} = h_j + 6D_{b0}/7$	$\left[\frac{1.245(z - z_{b0})/D_{b0} + 1}{1.245(z^0 - z_{b0}^0)/D_{b0}^0 + 1} \right]^{2/7} \left(\frac{D_{b0}}{D_{b0}^0} \right)$ $= m$ $\left[\frac{1.828(z - z_k)}{2^{(5k+1)/6} D_{bk}} + 1 \right]^{2/3} \left(\frac{D_{bk}}{D_{bk}^0} \right)$ $= m$	是
Fryer 等人	$D_b = D_{b0} + 2.05 \times 10^{-2} u_0 z$	$\left[\frac{D_{b0} + 2.05 \times 10^{-2} u_0 z}{D_{b0}^0 + 2.05 \times 10^{-2} u_0^0 z^0} \right] = m \sim m^{1.5}$	否
Hirama	$D_b = \frac{1.1(u_0 - u_{mf})^{0.6} z^{0.6} D^{0.1}}{k_b^{0.67} g^{0.1}}$	$\left(\frac{u_0 - u_{mf}}{u_0^0 - u_{mf}^0} \right)^{0.6} \left(\frac{z}{z^0} \right)^{0.6} \left(\frac{D}{D^0} \right)^{0.1} = m$	是
Mori 和 Wen	$\frac{D_{bm} - D_b}{D_{bm} - D_{b0}} = \exp(-0.3z/D)$	$\left(\frac{D_{bm} + (D_{b0} - D_{bm}) \exp(-0.3z/D)}{D_{bm}^0 + (D_{b0}^0 - D_{bm}^0) \exp(-0.3z^0/D^0)} \right) = m$	是
Rowe	$D_b = \frac{0.78(u_0 - u_{mf})^{1/2} z^{3/4}}{g^{1/4}}$	$\left(\frac{u_0 - u_{mf}}{u_0^0 - u_{mf}^0} \right)^{1/2} \left(\frac{z}{z^0} \right)^{3/4} = m$	是
Darton 等人	$D_b = \frac{0.42(u_0 - u_{mf})^{2/5} z^{4/5}}{g^{1/5}}$	$\left(\frac{u_0 - u_{mf}}{u_0^0 - u_{mf}^0} \right)^{2/5} \left(\frac{z}{z^0} \right)^{4/5} = m$	是
Tamarin 等人	$D_b = \frac{1.30(u_0 - u_{mf})^{2/3} z^{2/3}}{g^{1/3}}$	$\left(\frac{u_0 - u_{mf}}{u_0^0 - u_{mf}^0} \right)^{2/3} \left(\frac{z}{z^0} \right)^{2/3} = m$	是

(注: 表中 D_b 为气泡速度 D_{b0} 是初始气泡速度, $D_{b\infty}$ 是最大气泡速度, z 是轴向高度坐标)

5.3.2 本研究提出的相似条件有效性的实验验证

以上总结了前人的研究成果从气泡尺寸证明了相似条件是有效的, 下面通过实验, 分别从床层膨胀比及对压力信号分析等方面进行验证。

5.3.2.1 床层膨胀比

图 5.3.1、5.3.2 和 5.3.3 是 D 和 A 两系统在近似符合本研究提出的相似条

件(3.2-50)下的床层膨胀比与流化数的关系图。可以发现，D、A两系统的床层膨胀比在相同的流化数下对应的床层膨胀比是相同的。

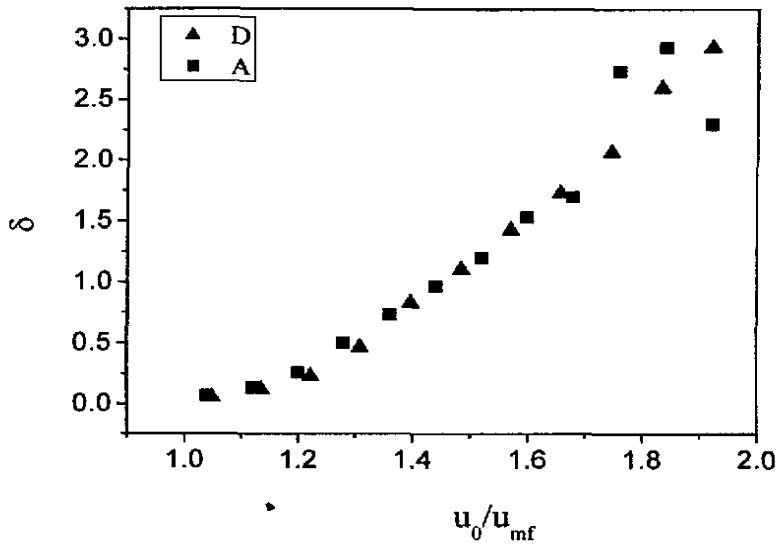


图 5.3.1 床层膨胀比同流化数之间的关系

($H_{mf}/D = 1.5$, $\rho_p/\rho_f = 2148$, $(u_{mf}^2/(gD))_D = 3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A = 3.45$)

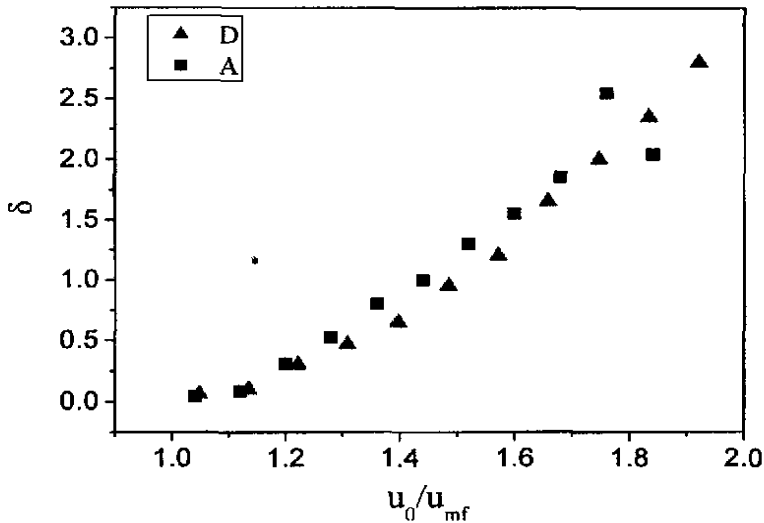


图 5.3.2 床层膨胀比同流化数之间的关系

($H_{mf}/D = 2.0$, $\rho_p/\rho_f = 2148$, $(u_{mf}^2/(gD))_D = 3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A = 3.45$)

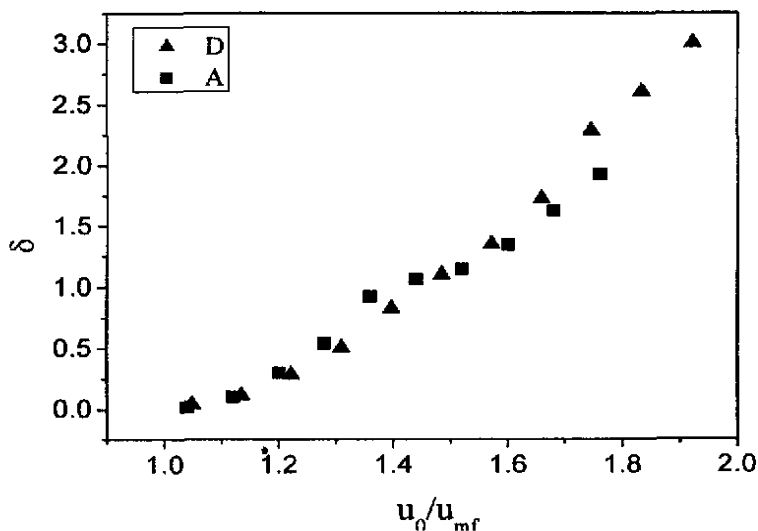


图 5.3.3 床层膨胀比同流化数之间的关系

$$(H_{mf}/D=2.5, \rho_p/\rho_f=2148, (u_w^2/(gD))_D=3.72, (u_w^2/(gD))_A=3.45)$$

根据 3.1 节所讨论的流态化经典的两相理论可知, 气泡行为是床层膨胀的直接原因, 气泡特性是过量气体的函数。在鼓泡床情况下, 床层平均膨胀比同平均气泡在整个床层内的体积占有率有关, 可以用下面的式子来表示,

$$\frac{H_{av} - H_{mf}}{H_{mf}} = \bar{\varepsilon}_b \quad (5.3-3)$$

式中 H_{av} 为平均床层膨胀高度。

气泡在整个床内的体积占有率可通过对局部气泡体积分数在整个床层内进行积分得到^[48],

$$\bar{\varepsilon}_b = \frac{1}{H_{av}} \int_0^{H_{av}} \varepsilon_b dH \quad (5.3-4)$$

$$\varepsilon_b = \frac{Q_b}{u_b} = \frac{u_0 - u_{mf}}{u_0 - u_{mf} + 0.71\sqrt{gD_b}} = \frac{\frac{u_0}{u_{mf}} - 1}{\frac{u_0}{u_{mf}} - 1 + 0.71 \frac{\sqrt{gD_b}}{u_{mf}}}$$

式中 $\bar{\varepsilon}_b$ 是整个床层内的气泡平均体积分数, ε_b 是局部气泡体积分数。

另外, A. I. Tamarin, Yu. S. Teplititskiy (1977) 建议, 对于细颗粒组成的床层气泡体积分数用下面的关联式^[49],

$$\varepsilon_b = 0.70 \left[\frac{(u_0 - u_{mf})^2}{gH_{mf}} \right]^{1/3} \left(\frac{H_{mf}}{D} \right)^{1/2} \quad (5.3-5)$$

对于大颗粒组成的床层建议^[50],

$$\varepsilon_b = 0.54 \left[\frac{(u_0 - u_{mf})^2}{gH_{mf}} \right]^{0.54} \quad (5.3-6)$$

由以上各关联式可以看出, 膨胀比可近似的看成是流化数和傅鲁德数的函数。在流化数和傅鲁德数相等的情况下, 床层膨胀比必相等。

5.3.2.2 床层无量纲平均压力

图 5.3.4 至图 5.3.7 分别是 D 和 A 两系统在不同条件下的床层无量纲平均压力图。可以看出, 在近似符合本研究提出的相似条件下, D 和 A 两系统各测点的无量纲床层平均压力是一致的。

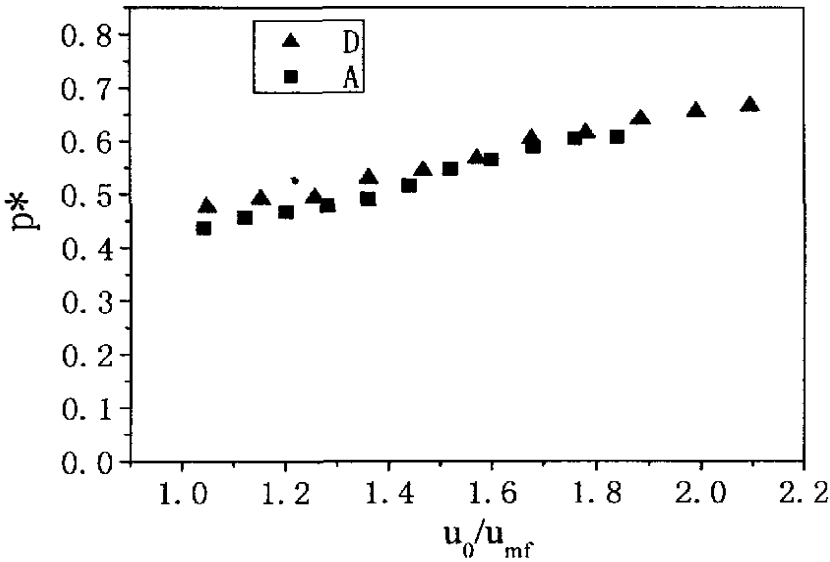


图 5.3.4 测点 2 处无量纲床层平均压力同流化数之间的关系

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

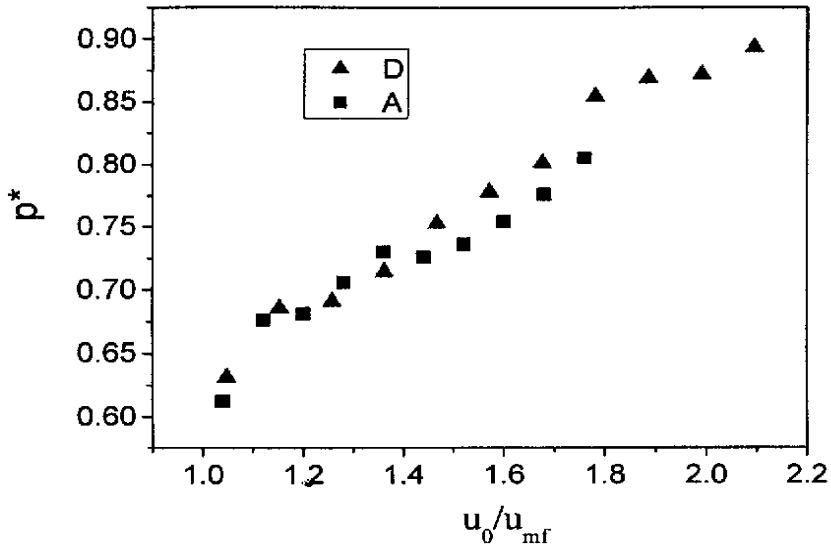


图 5.3.5 测点 2 处无量纲床层平均压力同流化数之间的关系

($H_{mf}/D=2.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

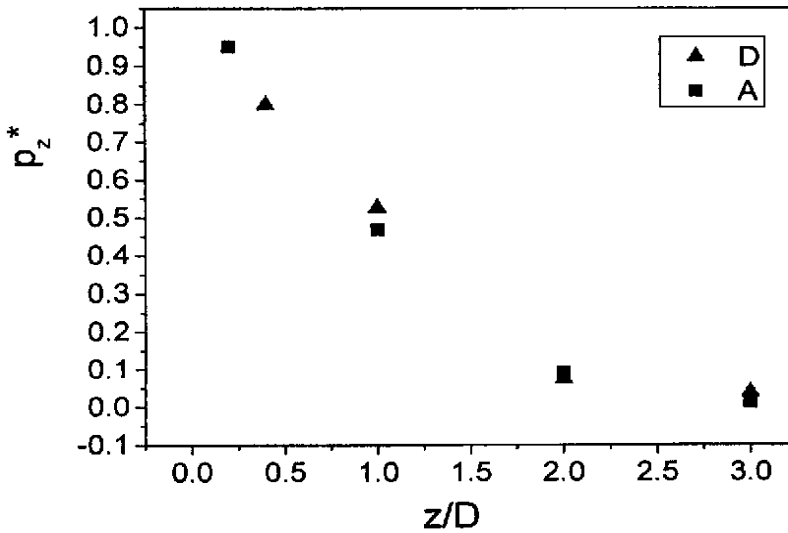


图 5.3.6 不同测点处的无量纲床层平均压力

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $u_0/u_{mf}=1.36$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

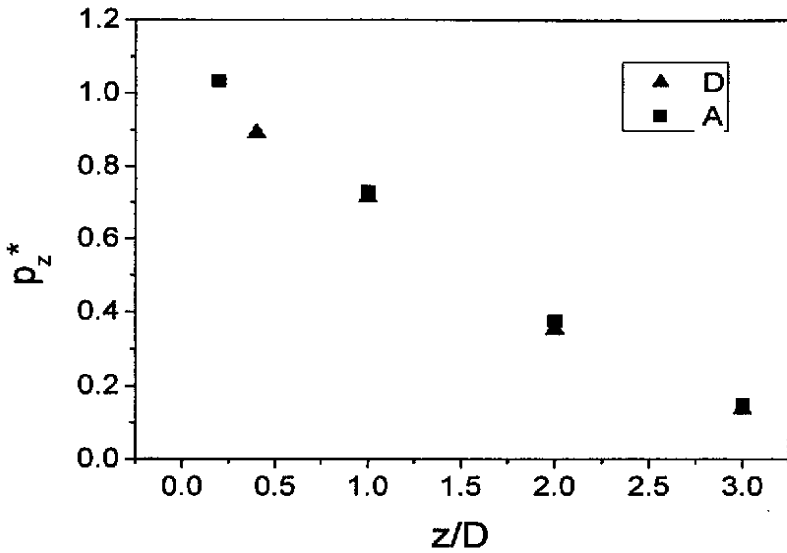


图 5.3.7 不同测点处的无量纲床层平均压力

($H_{mf}/D=2.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $u_0/u_{mf}=1.36$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

5.3.2.3 无量纲床层压力标准方差

图 5.3.8 到图 5.3.11 各图分别是 D、A 两系统在不同条件下的无量纲床层压力标准方差图。可以看出，在保证相似条件中的相似准数对应相等时，D、A 两系统的床层压力标准方差基本上也是相同的。

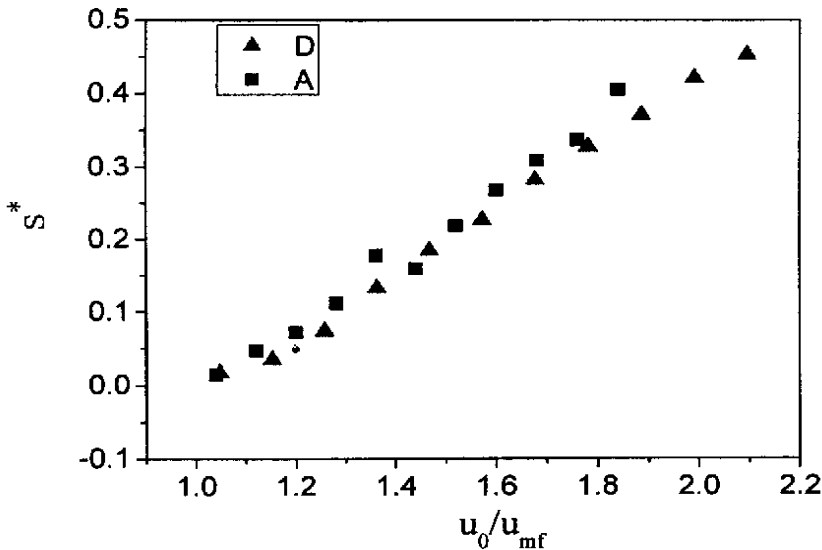


图 5.3.8 测点 2 处无量纲床层压力标准方差同流化数之间的关系

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

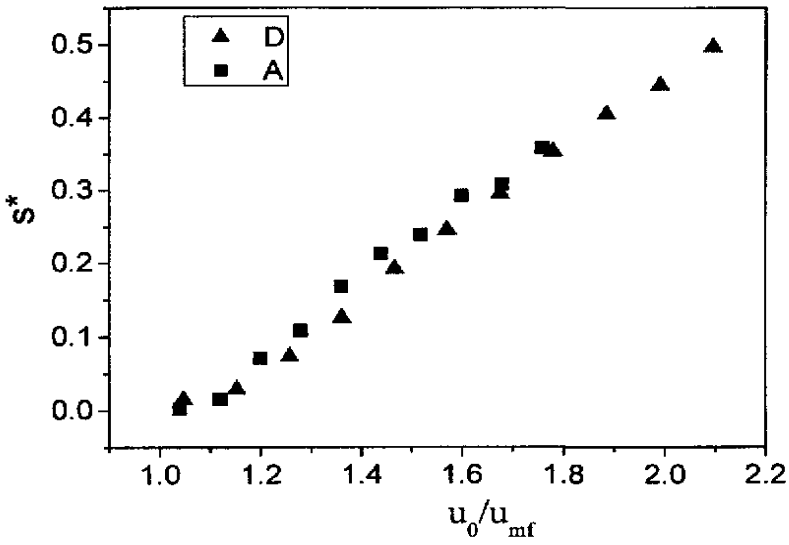


图 5.3.9 测点 2 处无量纲床层压力标准方差同流化数之间的关系
 ($H_{mf}/D=2.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $(u_{wj}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{wj}^2/(gD))_A=3.45$)

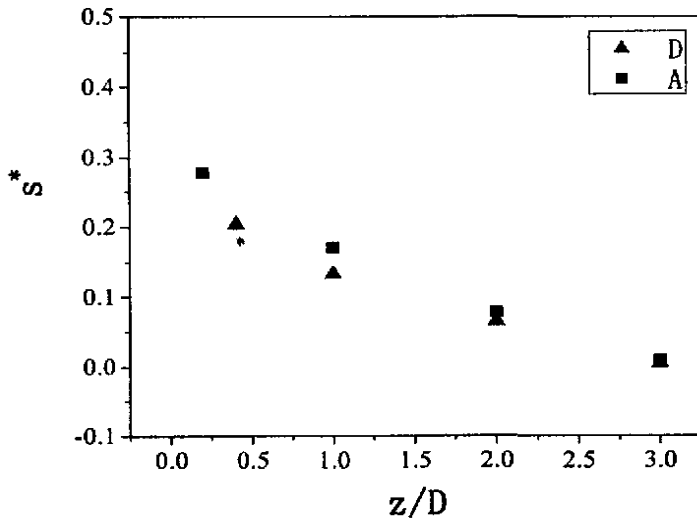


图 5.3.10 不同测点处的无量纲床层压力标准方差
 ($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $u_0/u_{mf}=1.36$, $(u_{wj}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{wj}^2/(gD))_A=3.45$)

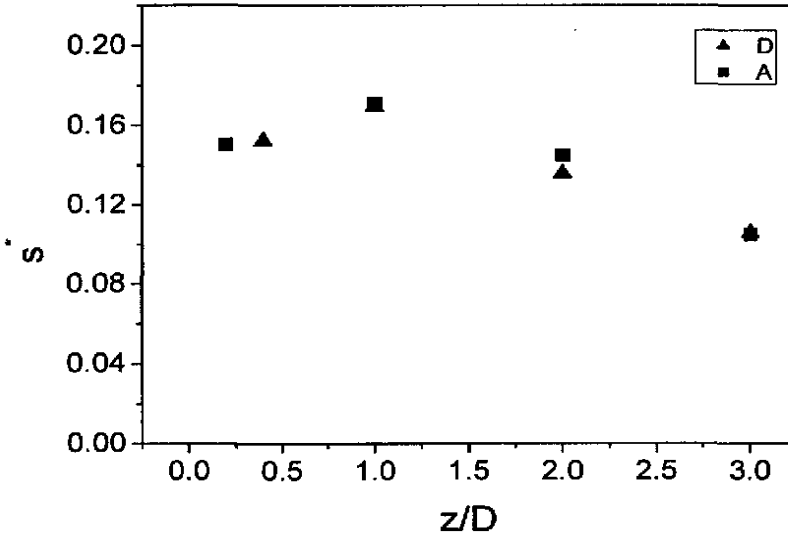


图 5.3.11 不同测点处的无量纲床层压力标准方差

($H_{mf}/D=2.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $u_0/u_{mf}=1.36$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

5.3.2.4 无量纲压力脉动主频

从图 5.3.12 至 5.3.15 不同条件下的 D、A 两系统的功率谱图，可以看出两种系统在相应的相似条件下无量纲压力脉动的主频是一样的动的。

在这里分析无量纲压力脉动主频相似时，使用的是功率谱图而没有采用振幅谱图。这是因为功率谱图的主峰比相对应的振幅谱图主峰更加尖锐突出，这样功率谱图主峰所对应的无量纲频段范围就比振幅谱图主峰所对应的无量纲频段范围更窄。所以由功率谱考察压力脉动无量纲主频更加精确。为了证明这一点在这里也列出了图 5.3.12 和图 5.3.13 所对应的振幅图 5.3.16 和 5.3.17。通过对比可以清楚地看到这一点。由于在这里只想考察压力脉动的无量纲主频，所以振幅谱和功率谱在这里的作用是一样的，因此在后面的证明中就不再讨论振幅谱图了。

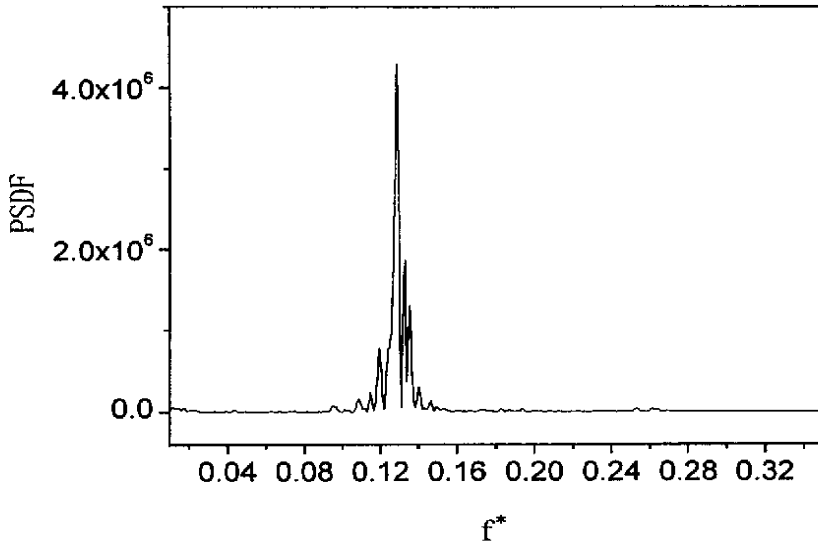


图 5.3.12 D 系统测点 2 处功率谱图

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=2148, u_0/u_{mf}=1.36, (u_{mf}^2/(gD))_D=3.72)$$

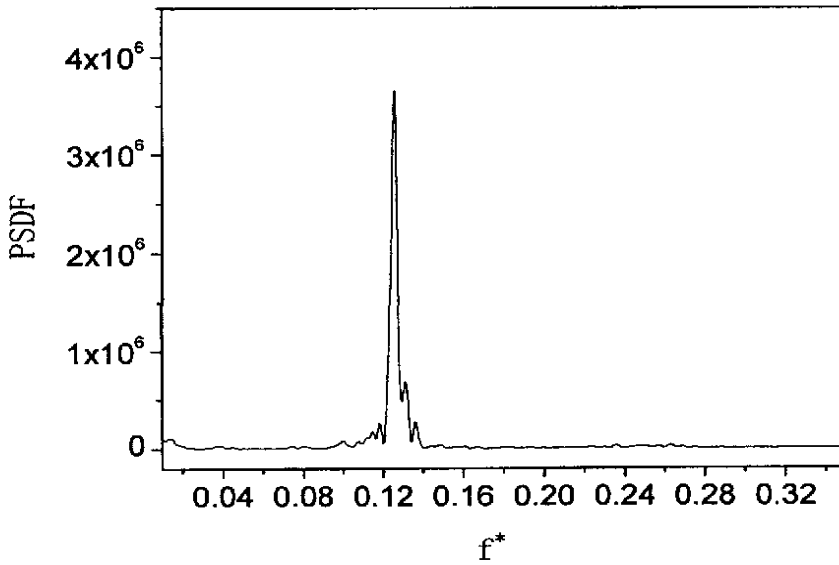


图 5.3.13 A 系统测点 2 处功率谱图

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=2148, u_0/u_{mf}=1.36, (u_{mf}^2/(gD))_A=3.45)$$

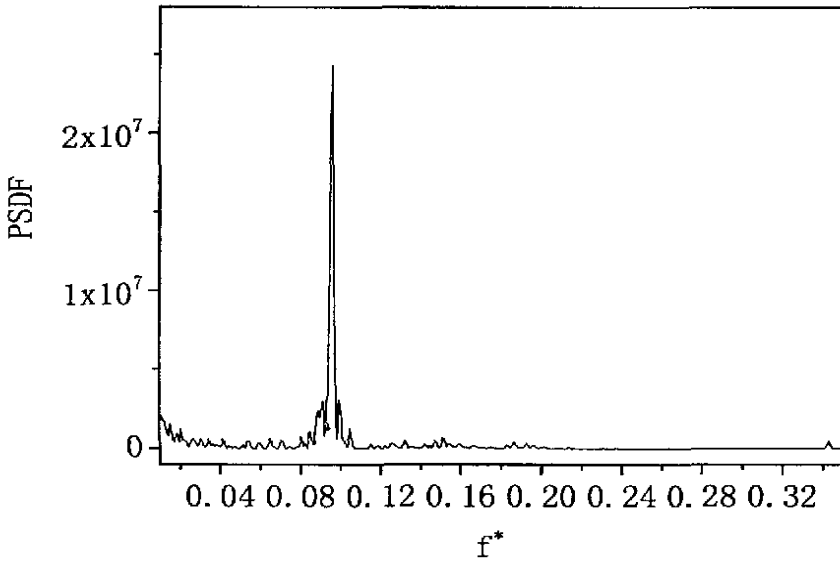


图 5.3.14 D 系统测点 2 处功率谱图

($H_{mf}/D=2.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $u_0/u_{mf}=1.36$, $(u_{mf}^2/(gD))_D=3.72$)

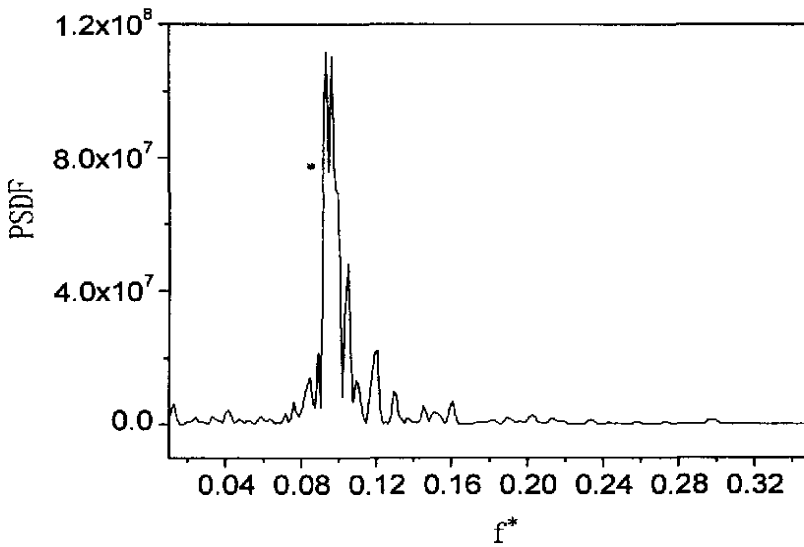


图 5.3.15 A 系统测点 2 处功率谱图

($H_{mf}/D=2.5$, $\rho_p/\rho_f=2148$, $u_0/u_{mf}=1.36$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

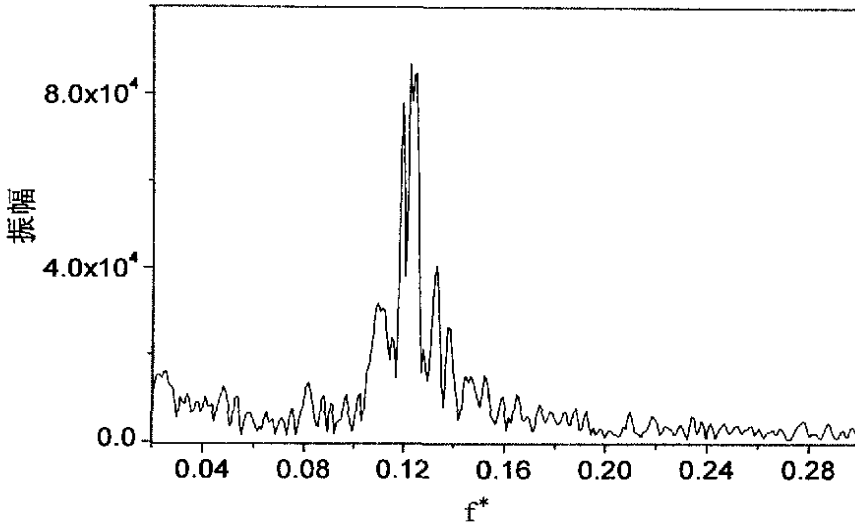


图 5.3.16 D 系统测点 2 处振幅谱图

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=2148, u_0/u_{mf}=1.36, (u_{mf}^2/(gD))_D=3.72)$$

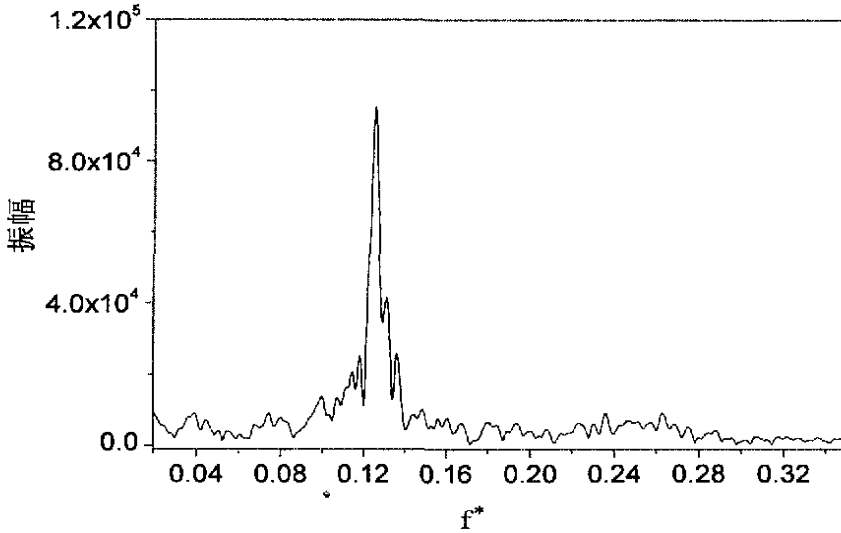


图 5.3.17 A 系统测点 2 处振幅谱图

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=2148, u_0/u_{mf}=1.36, (u_{mf}^2/(gD))_A=3.45)$$

5.3.3 本节小结

以上从床层膨胀比、无量纲床层平均压力、无量纲床层压力标准方差以及压力脉动主频等多个角度对相似条件 (3.2-50) 进行了考察, 发现在满足本研究提出的相似条件时, 大颗粒流化床床层动力学行为是相似的。说明 (3.2-50) 是有效的 (至少在本实验范围之内是这样)。

6 各相似准数对大颗粒流化床床层动力学相似的影响

上面证明了本研究提出的相似条件是有效的，那么相似条件中的每个无量纲准数是否对大颗粒流化床床层动力学相似都有影响呢。一般来说相似条件中所包含的相似准数越少，那么对工业流化床的实验模拟和工业流化床的放大设计的灵活性就越大。为进一步简化相似条件，需要找出对相似影响不大的准数。因此在验证完相似条件(3.2-50)之后，下面将分别对(3.2-50)中每个相似准数对大颗粒流化床床层动力学相似的影响进行研究。

6.1 傅鲁德数对大颗粒流化床床层动力学相似的影响

6.1.1 床层膨胀比

图 6.1.1 是 B、C 两系统在 $H_{mf}/D=1.5$ 条件下的床层膨胀比同流化数之间关系的比较图。可以看出，在傅鲁德数不等的情况下，B 和 C 两种系统的膨胀比不同，说明傅鲁德数对膨胀比是有影响的， u_0/u_{mf} 从 1.2 到 2.0 的范围（这个范围正是工业流化床经常操作的范围内），床层膨胀比相差较大。

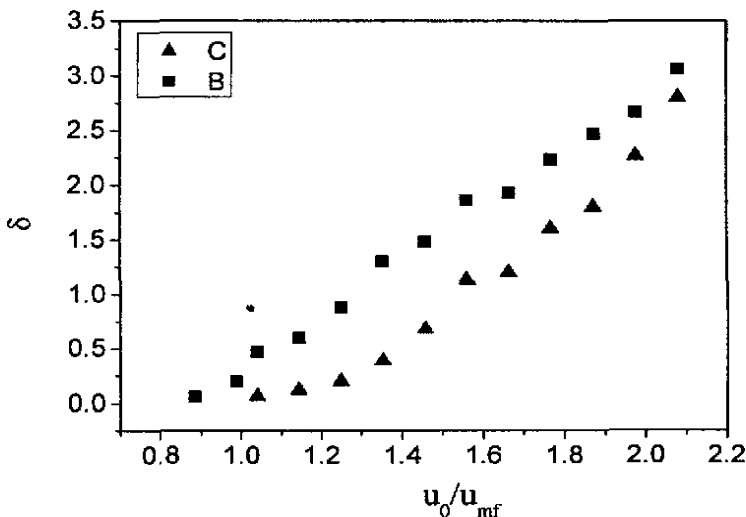


图 6.1.1 床层膨胀比同流化数之间的关系

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=1071, (u_{mf}^2/(gD))_B=1.57, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

6.1.2 无量纲床层平均压力

图 6.1.2、图 6.1.3 是 B、C 两系统在不同条件下的无量纲床层平均压力图。可知，在 $u_{mf}^2/(gD)$ 相差一倍的情况下，两系统的无量纲床层平均压力所对应的值不相同。

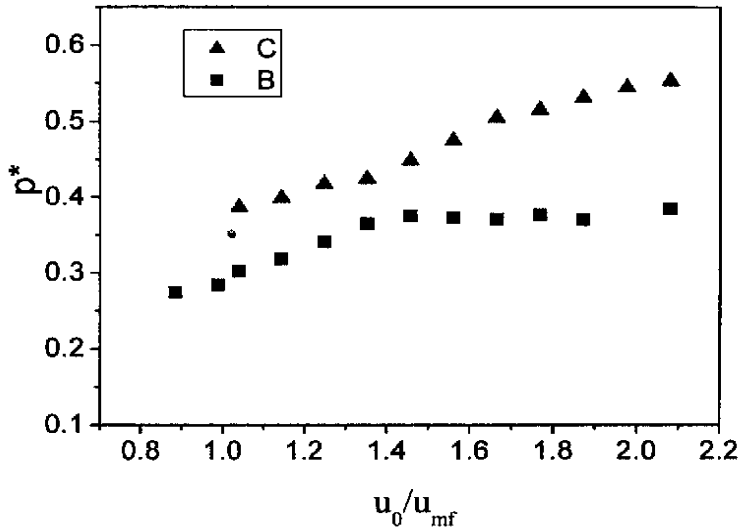


图 6.1.2 测点 2 处无量纲床层平均压力同流化数之间的关系

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $(u_{mf}^2/(gD))_B=1.57$, $(u_{mf}^2/(gD))_C=3.13$)

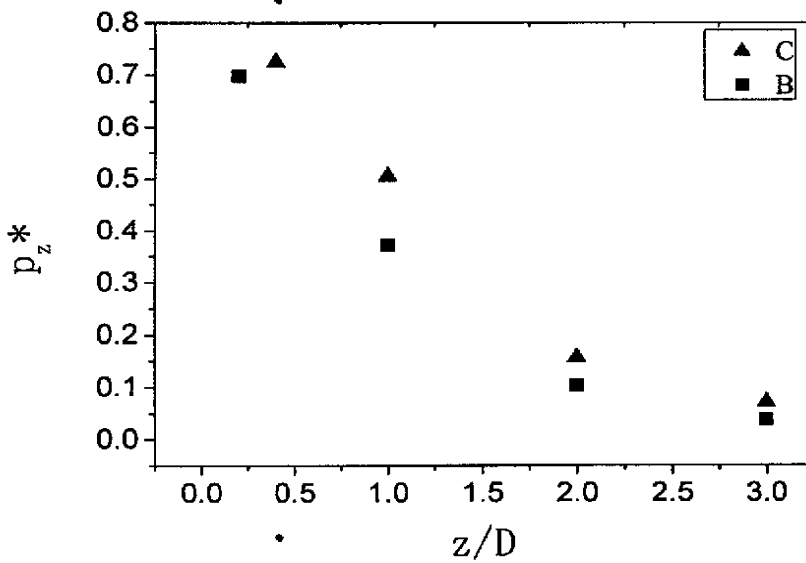


图 6.1.3 不同测点的无量纲床层平均压力

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $u_0/u_{mf}=1.56$, $(u_{mf}^2/(gD))_B=1.57$, $(u_{mf}^2/(gD))_C=3.13$)

6.1.3 无量纲压力标准方差

图 6.1.4 和图 6.1.5 是 B、C 两系统在不同条件下的无量纲床层压力标准方差图。可以看出，在 $u_0/u_{mf}=1.0\sim 1.65$ 范围内，同一流化数所对应的标准方差并不相同，只有在流化数 $u_0/u_{mf}=1.8$ 左右较窄的范围内发生重叠。说明傅鲁德数在大部

分流化数范围内，对压力标准方差都是有影响的。从图 6.1.5 中可以看出 $u_0/u_{mf}=1.56$ 时，压力标准方差的轴向分布也略微不同。

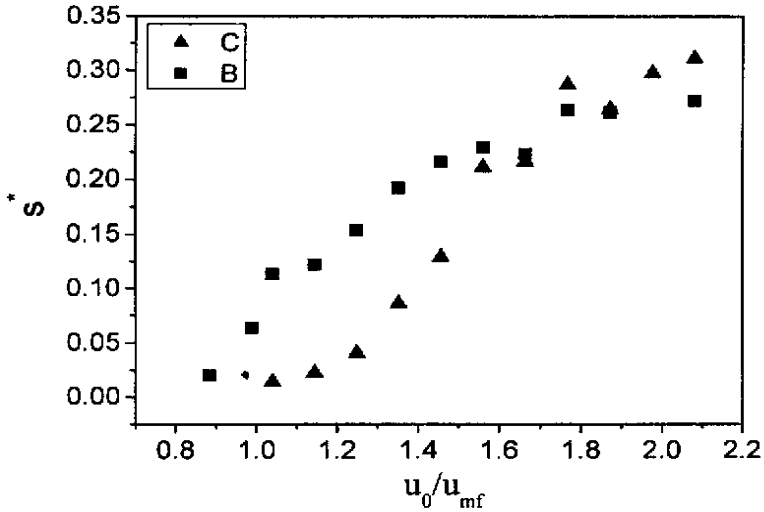


图 6.1.4 无量纲床层压力标准方差同流化数之间的关系

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $(u_{mf}^2/(gD))_B=1.57$, $(u_{mf}^2/(gD))_C=3.13$)

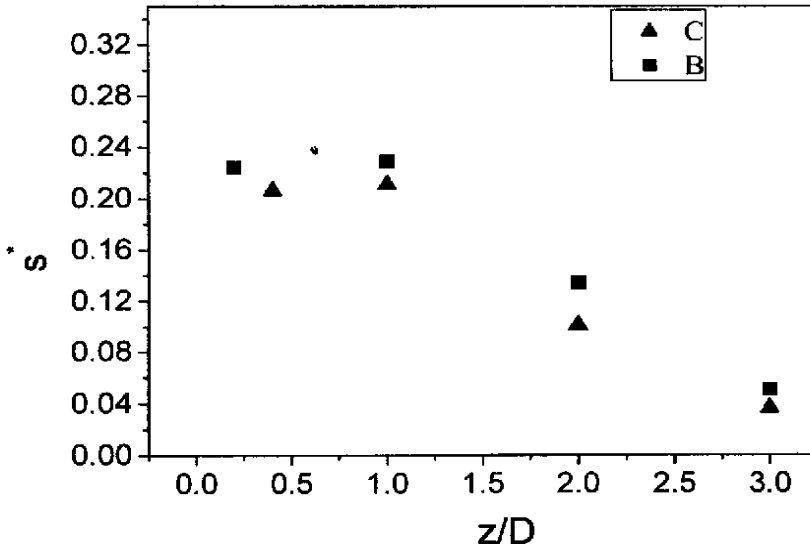


图 6.1.5 不同测点处的无量纲床层压力标准方差

($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $u_0/u_{mf}=1.56$, $(u_{mf}^2/(gD))_B=1.57$, $(u_{mf}^2/(gD))_C=3.13$)

6.1.4 无量纲压力脉动主频

图 6.1.6 和图 6.1.7 分别是 B 和 C 系统不同条件下的功率谱图。可看出，B 系统所对应的无量纲脉动主频约为 0.16，而对应的 C 系统约为 0.13。可见傅鲁德数不等时，压力脉动的主频也不一样。

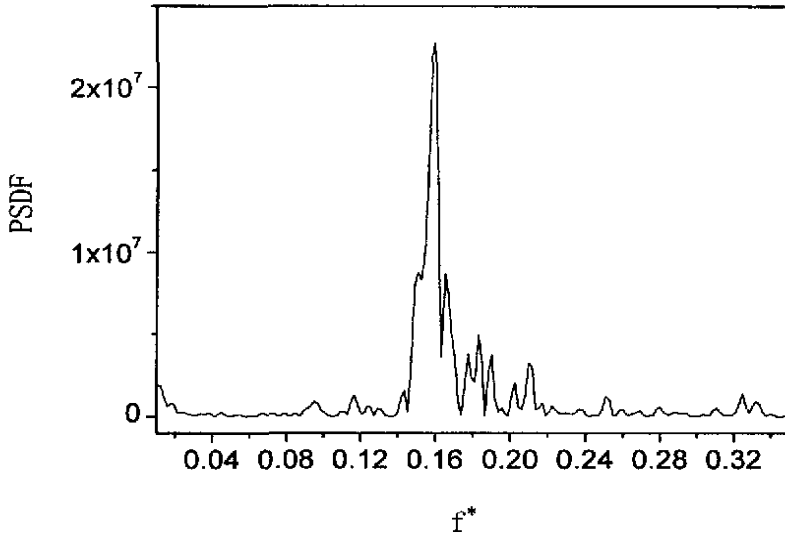


图 6.1.6 B 系统测点 2 处功率谱图

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=1071, u_0/u_{mf}=1.56, (u_{mf}^2/(gD))_B=1.57)$$

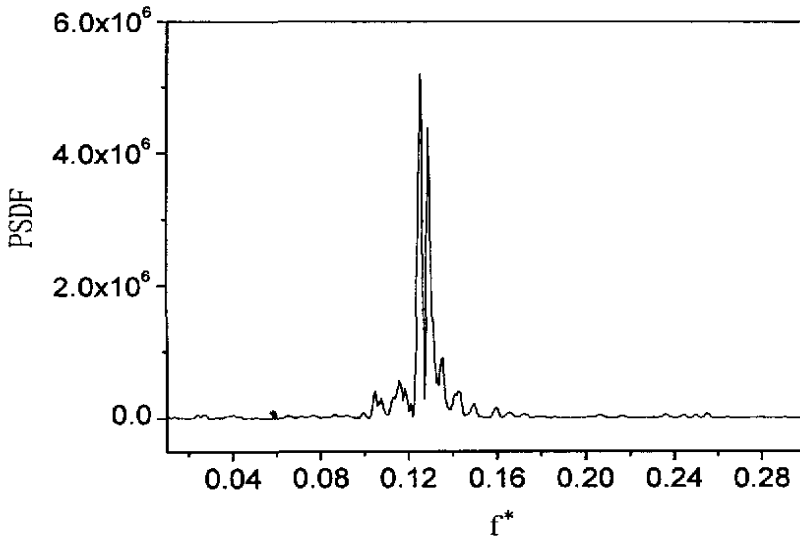


图 6.1.7 C 系统测点 2 处功率谱图

$$(H_{mf}/D=1.5, \rho_p/\rho_f=1071, u_0/u_{mf}=1.56, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

以上在相似条件中,傅鲁德数不相等的情况下,分析了傅鲁德数对床层膨胀比、床层平均压力、压力标准方差和压力脉动主频等的相似性影响,在傅鲁德数不相等的情况下,以上各参数的无量纲形式都不相等,因此可断定傅鲁德数对大颗粒流化床床层动力学相似确实有影响。

6.2 流化数对大颗粒流化床床层动力学相似的影响

6.2.1 床层膨胀比

由图 5.3.1、图 5.3.2 和图 5.3.3 可以看出,在不同流化数下,对应的床层膨胀比是不相等的。并且从 (5.3-3) 至 (5.3-6) 各式也可以发现床层膨胀比是受流化数所影响的。

6.2.2 无量纲床层平均压力

由图 5.3.4 和图 5.3.5 可以看出,无量纲床层平均压力随流化数增大而增大。由图 6.2.1 可知,无量纲床层平均压力在各对应的无量纲高度下,基本上随流化数增大而增大的。因此流化数差别越大的两个系统无量纲床层平均压力差别也越大。由此可知操作条件流化数对床层平均压力是有影响的。

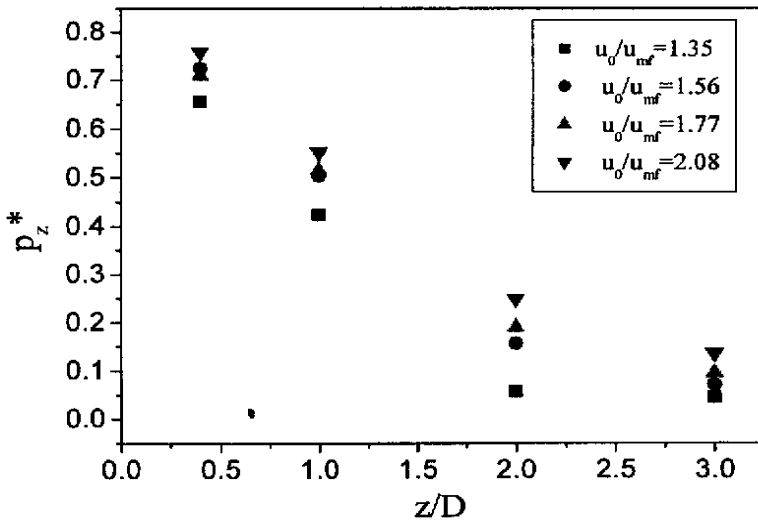


图 6.2.1 各流化数下不同测点处的无量纲床层平均压力
(条件: $H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $u_{mf}^2/(gD)=3.13$)

6.2.3 无量纲压力标准方差

图 6.2.2 是 C 系统在 $H_{mf}/D=1.5$ 时四个流化数 ($u_0/u_{mf}=1.35$ 、1.56、1.77 和 2.08) 下的无量纲床层压力标准方差的轴向分布图。从图中可以看出,各测点所对应的无量纲床层压力标准方差均随着流化数增大而增大。这一点从图 5.3.8 和图 5.3.9 的 D、A 两系统的无量纲床层压力标准方差同流化数之间的关系也可看出

来。因此流化数对压力标准方差的相似性影响是比较明显的。

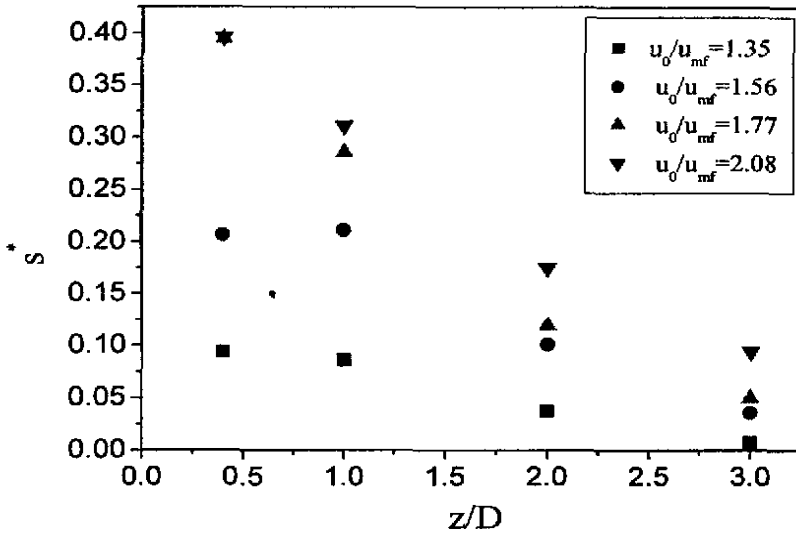


图 6.2.2 不同测点处的无量纲压力标准方差
($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $u_{mf}^2/(gD)=3.13$)

6.2.4 无量纲压力脉动主频

图 6.2.3、图 6.2.4 和图 6.2.5 是 C 系统在不同流化数下的功率谱图。可以看出，流化数较小时，如 $u_0/u_{mf}=1.14$ ，有两个较为明显的主频；随着流化数的增加脉动主频逐渐减小且两个主频逐渐接近，在流化数达到一定数值 1.56 时，压力脉动无量纲主频已经变为一个约等于 0.13。可见流化数对压力脉动主频的相似性也是十分明显的。

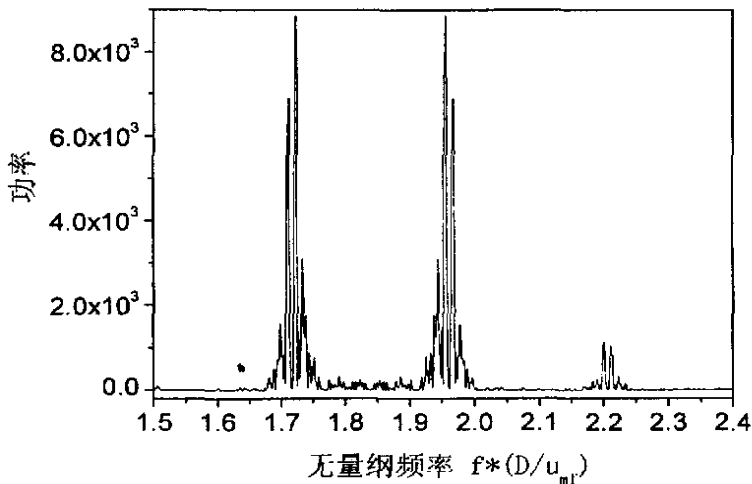


图 6.2.3 流化数为 1.14 时 C 系统测点 2 处的功率谱图
($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_f=1071$, $u_{mf}^2/(gD)=3.13$)

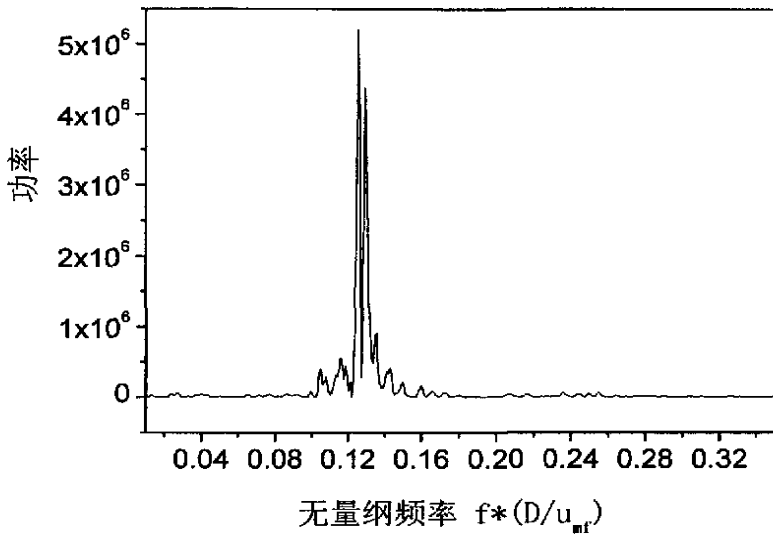


图 6.2.4 流化数为 1.56 时 C 系统测点 2 处的功率谱图
($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_r=1071$, $u_{mf}^2/(gD)=3.13$)

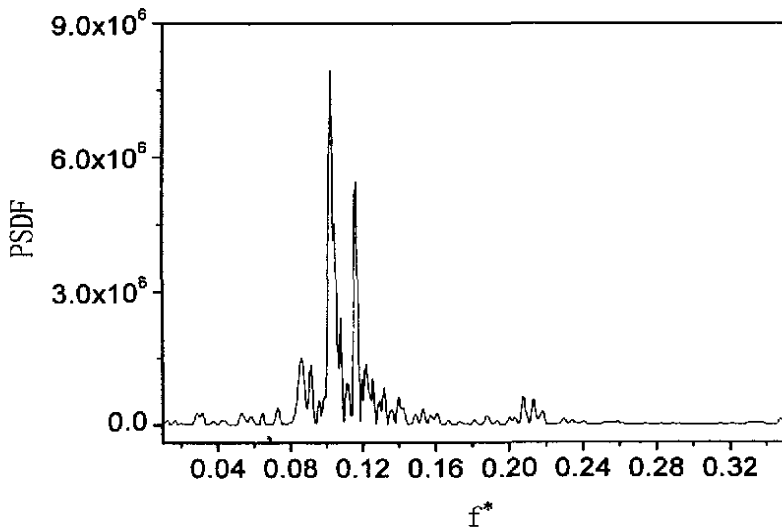


图 6.2.5 流化数为 2.08 时 C 系统测点 2 处的功率谱图
($H_{mf}/D=1.5$, $\rho_p/\rho_r=1071$, $u_{mf}^2/(gD)=3.13$)

综上对床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力标准方差以及压力脉动主频的分析可知，流化数是相似条件中较为重要的准数，它对鼓泡床的动力学相似性行为影响显著。

6.3 密度比大颗粒流化床床层动力学相似的影响

6.3.1 床层膨胀比

图 6.3.1 是 A、C 两系统在 $H_{mf}/D=1.5$ 的情况下的床层膨胀比同流化数之间的关系比较图。可以看出，在不同的 ρ_p/ρ_f 下， $u_0/u_{mf}<1.8$ 时，床层膨胀比差别不大。在 $u_0/u_{mf}>1.8$ 时，相差较大。

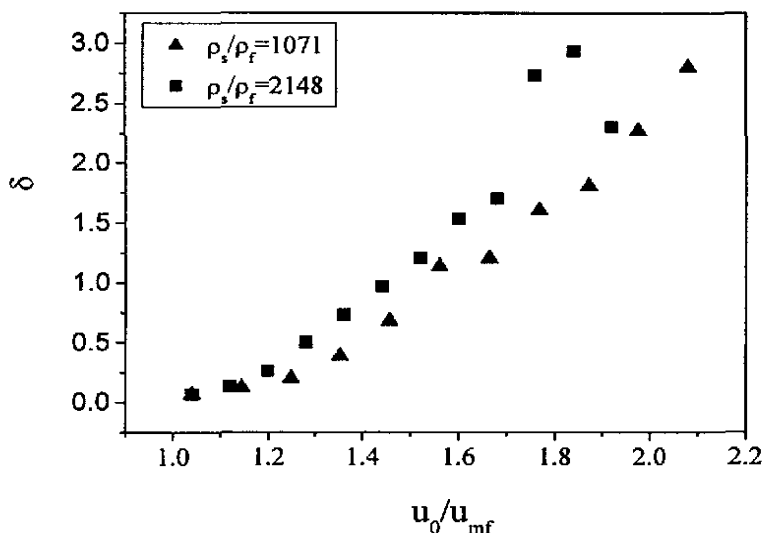


图 6.3.1 床层膨胀比同流化数之间的关系

$$(H_{mf}/D=1.5, (u_{mf}^1/(gD))_A=3.45, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

6.3.2 无量纲床层平均压力

图 6.3.2 是 A、C 两系统无量纲床层平均压力随流化数的变化关系图。可以看出， $u_0/u_{mf}<1.8$ 时，同一流化数下密度比不同的两个系统所对应的无量纲床层平均压力基本上相等。在 $u_0/u_{mf}>1.8$ 时，差别开始增大。

图 6.3.3 是 A、C 两系统在两种流化数下不同测点的无量纲床层平均压力图。在流化数相等密度不等时，各对应测点处的无量纲床层平均压力值几乎相同，而相同密度不同流化数时，各对应测点处的无量纲床层平均压力值有所差别。

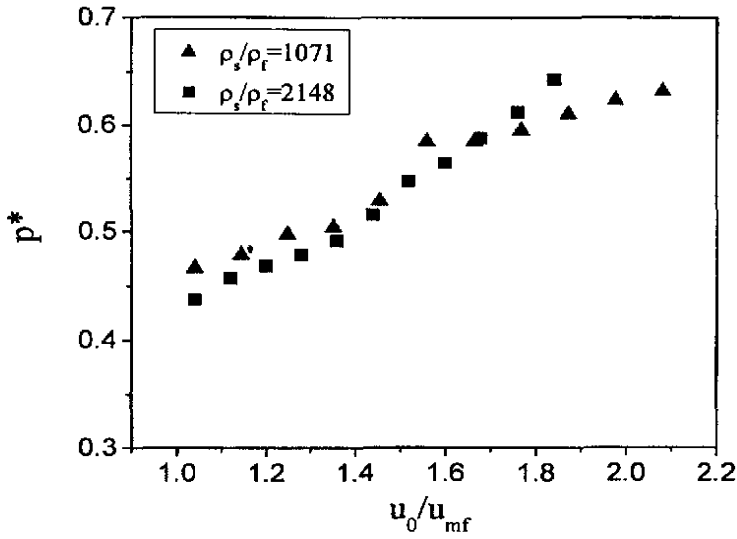


图 6.3.2 测点 2 处无量纲床层平均压力同流化数之间的关系

$$(H_{mf}/D=1.5, (u_{mf}^2/(gD))_A=3.45, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

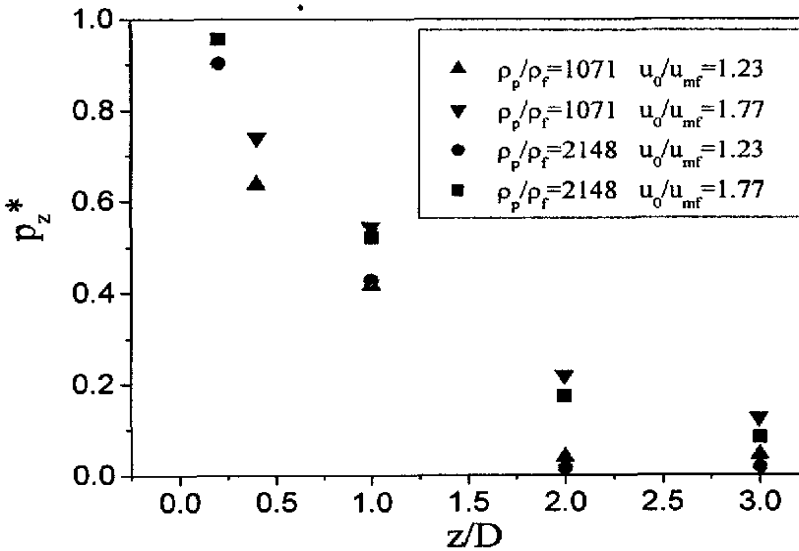


图 6.3.3 不同测点处的无量纲床层平均压力

$$(H_{mf}/D=1.5, (u_{mf}^2/(gD))_A=3.45, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

6.3.3 无量纲压力标准方差

由图 6.3.4 知, $u_0/u_{mf} < 1.8$ 时, 密度比对无量纲床层压力标准方差影响不大, 而 $u_0/u_{mf} > 1.8$ 时, 差别会逐渐增大。图 6.3.5 是 A、C 两系统在流化数等于 1.23

和 1.77 的不同测点处的无量纲床层压力标准方差图。可以发现，在同一流化数下，即使密度比不同，各测点处的无量纲床层压力标准方差相差不大；而相同密度比、不同流化数下的情况就差别很大。

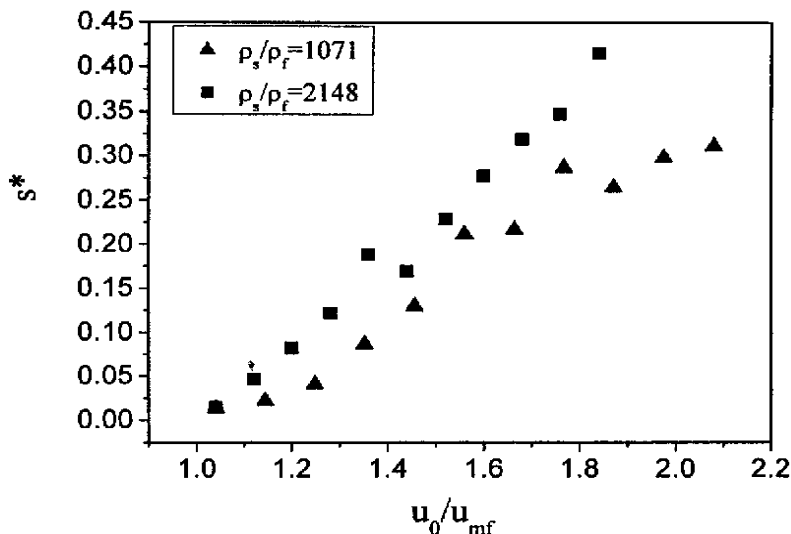


图 6.3.4 无量纲床层压力标准方差同流化数之间的关系

$$(H_{mf}/D=1.5, (u_{mf}^2/(gD))_A=3.45, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

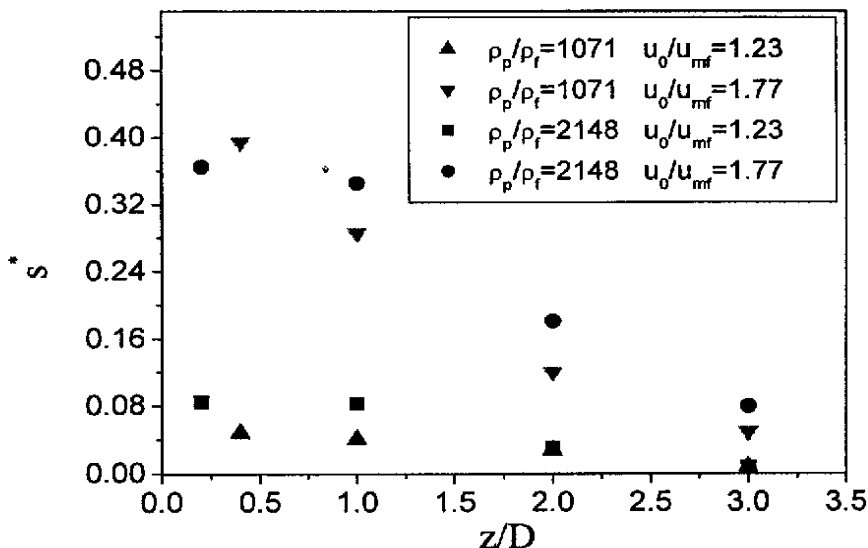


图 6.3.5 不同测点处的无量纲床层压力标准方差

$$(H_{mf}/D=1.5, (u_{mf}^2/(gD))_A=3.45, (u_{mf}^2/(gD))_C=3.13)$$

6.3.4 无量纲压力脉动主频

图 6.3.6 和图 6.3.7 分别是 C、A 系统的功率谱图。可以看出，C、A 两系统所对应的脉动主频几乎完全相同，约为 0.12。

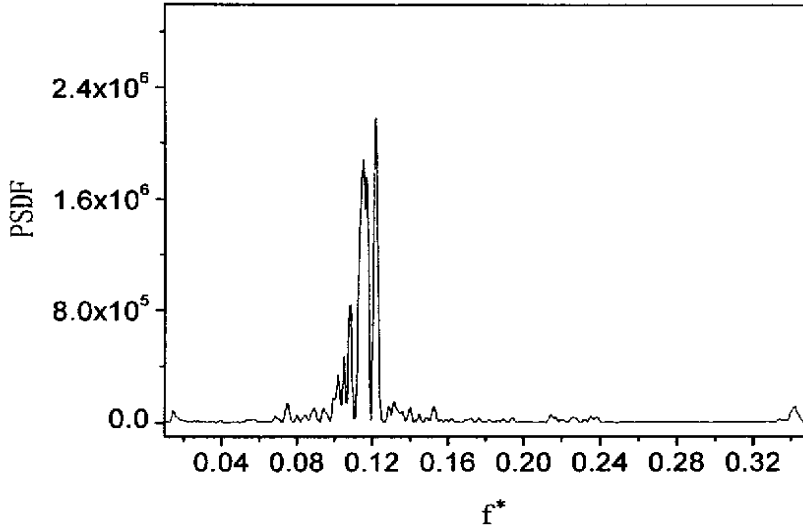


图 6.3.6 C 系统测点 2 处功率谱图

($\rho_p/\rho_f=1701$, $H_{mf}/D=1.5$, $u_0/u_{mf}=1.77$, $(u_{mf}^2/(gD))=3.13$)

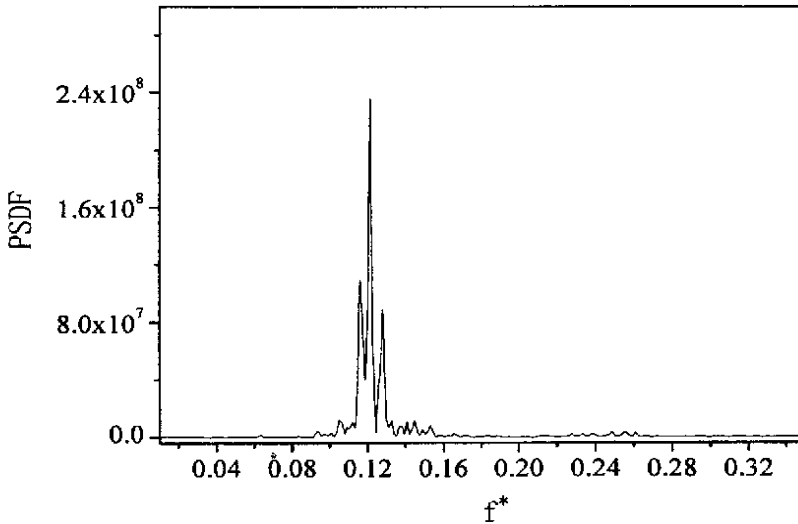


图 6.3.7 A 系统测点 2 处功率谱图

($\rho_p/\rho_f=2148$, $H_{mf}/D=1.5$, $u_0/u_{mf}=1.77$, $(u_{mf}^2/(gD))_A=3.45$)

通过以上密度比对床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力标准方差和压力脉

动主频影响结果可知，密度比对表征大颗粒流化床床层动力学相似的行为参数的影响存在一临界点，这个临界点大约发生在 $u_0/u_{mf}=1.8$ 处。在 u_0/u_{mf} 低于临界流化数下，密度比对大颗粒流化床床层动力学相似参数的影响不大，而高于临界流化数时，影响较大。

6.4 几何比对大颗粒流化床床层动力学相似的影响

6.4.1 床层膨胀比

从图 6.4.1 D 系统床层在不同流化数下的膨胀比可以看出，五种 H_{mf}/D 比例下的床层膨胀比在满足其他相似准数相等情况下基本上相等。

从 (5.3-4) 和 (5.3-6) 也可看出，他们当中并没有包含 H_{mf}/D ，因此，可以得知 H_{mf}/D 对床层的膨胀比没有影响。

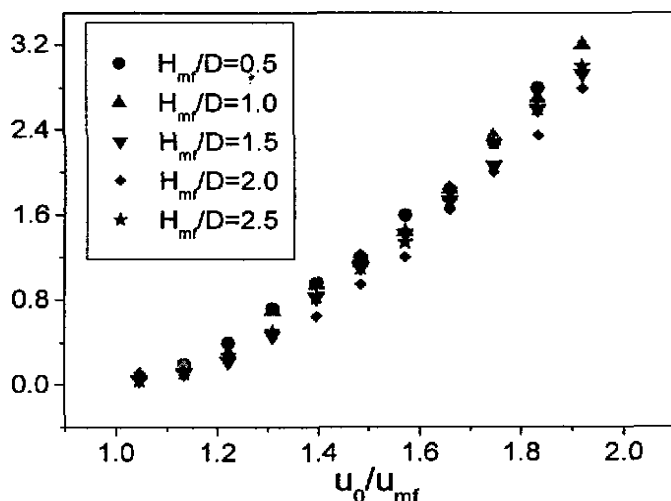


图 6.4.1 D 系统各种 H_{mf}/D 下的床层膨胀比同流化数关系比较图
($u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_r=2148$)

6.4.2 无量纲床层平均压力

图 6.4.2 是 D 系统在不同流化数下五种 H_{mf}/D 比例的无量纲床层平均压力。图 6.4.3 是 D 系统在不同测点处的无量纲床层平均压力。可以发现，无量纲床层平均压力随 H_{mf}/D 增加而增加。

这是因为床层压降基本上同床层单位横截面积上的载料量成正比的关系， H_{mf}/D 增大了，说明单位床层横截面积上载料量也相对增加了，所以无量纲床层平均压力自然也随之增加。由此看出，几何比对无量纲床层平均压力的影响还是蛮明显的。

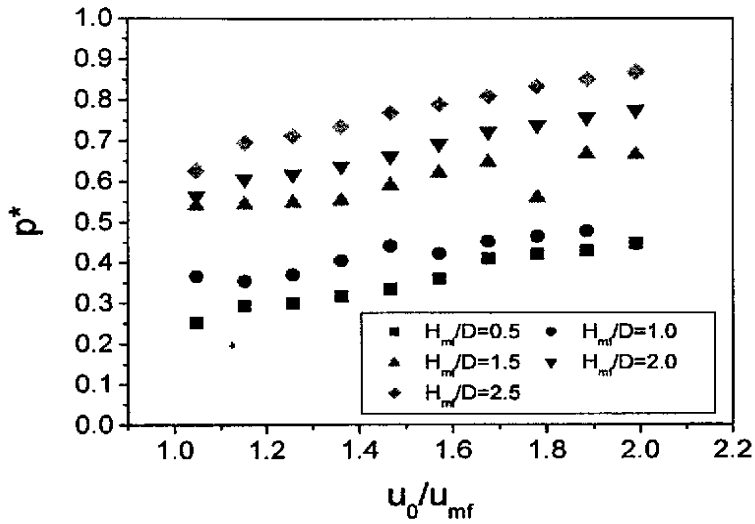


图 6.4.2 D 系统在各种 H_{mf}/D 下的无量纲床层平均压力同流化数关系的比较图
 ($u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_f=2148$)

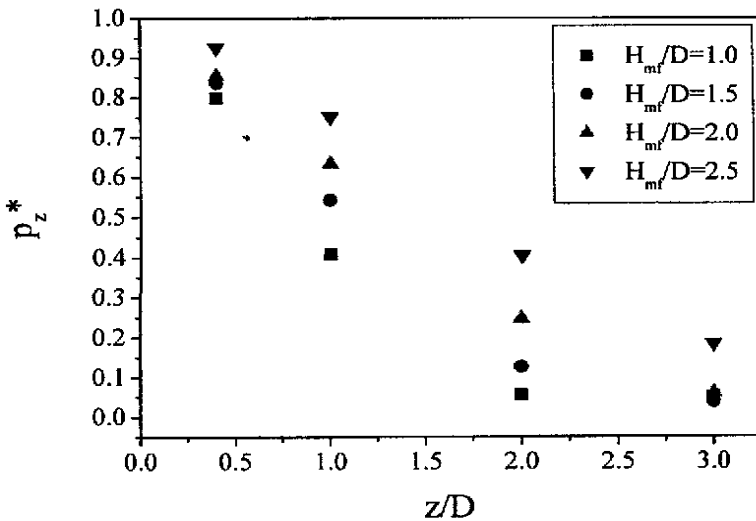


图 6.4.3 D 系统不同测点处的无量纲床层平均压力
 ($u_0/u_{mf}=1.40$, $u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_f=2148$)

6.4.3 无量纲压力标准方差

图 6.4.4 是 D 系统在不同流化数下的无量纲床层压力标准方差。可发现，无量纲床层压力标准方差基本上随 H_{mf}/D 的增大而增大。从图 6.4.5 D 系统各测点处的无量纲床层压力标准方差也可看出这一点。

这是因为压力脉动方差同床层内气泡大小有关，气泡尺寸相对越大，压力脉动方差相对也越大，而气泡平均直径的大小同 H_{mf}/D 的大小有关。当 H_{mf}/D 增大时气泡上升的路径和时间就会相对增大，这样 H_{mf}/D 较大的床层气泡也较大，所以，较大的 H_{mf}/D 值就会对应较大的无量纲压力标准方差值。

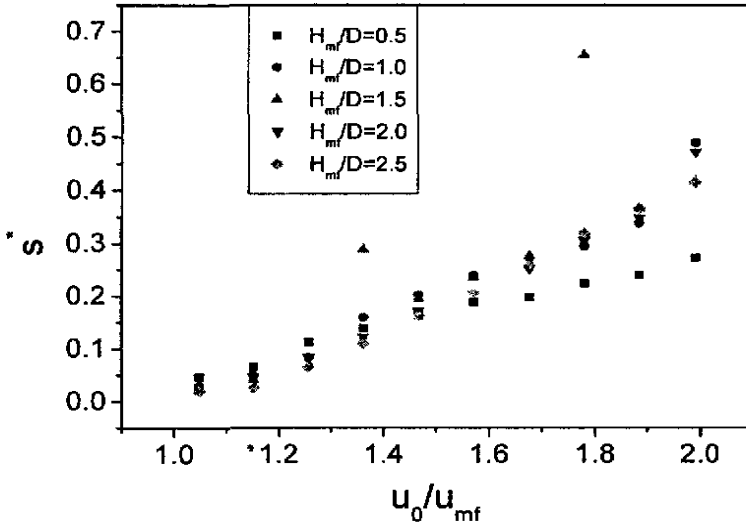


图 6.4.4 D 系统在各种 H_{mf}/D 下的无量纲床层压力标准方差同流化数关系
($u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_f=2148$)

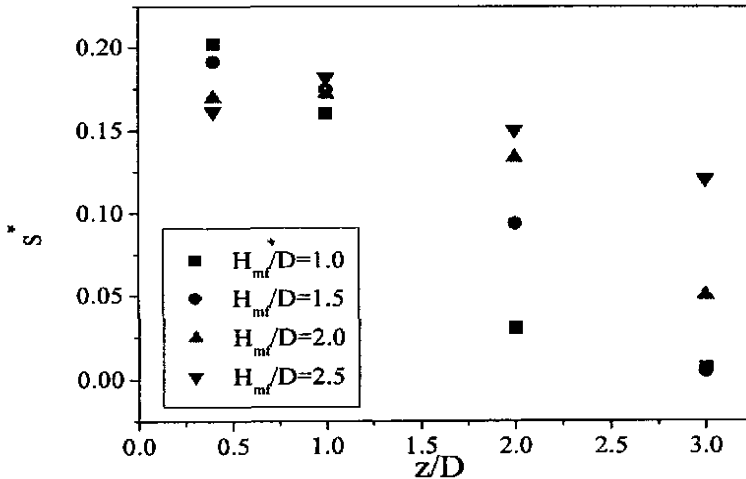


图 6.4.5 D 系统不同测点处的无量纲床层压力标准方差
($u_0/u_{mf}=1.40$, $u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_f=2148$)

6.4.4 无量纲压力脉动主频

图 6.4.6、图 6.4.7、图 6.4.8 和图 6.4.9 依次是 D 系统在 $H_{mf}/D=1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ 的功率谱图。可以发现，压力脉动主频随着 H_{mf}/D 的增加而逐渐降低，如图所示 $H_{mf}/D=1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ 时所对应的压力脉动主频依次为 0.142、0.13、0.11 和 0.09。

因床层压力的脉动主频同床层内气泡从产生，聚并到破碎的周期有关，床层的 H_{mf}/D 越大，床层相对高度就越高，气泡从产生到破碎的周期就越大，因此相对应的主频就会越小。

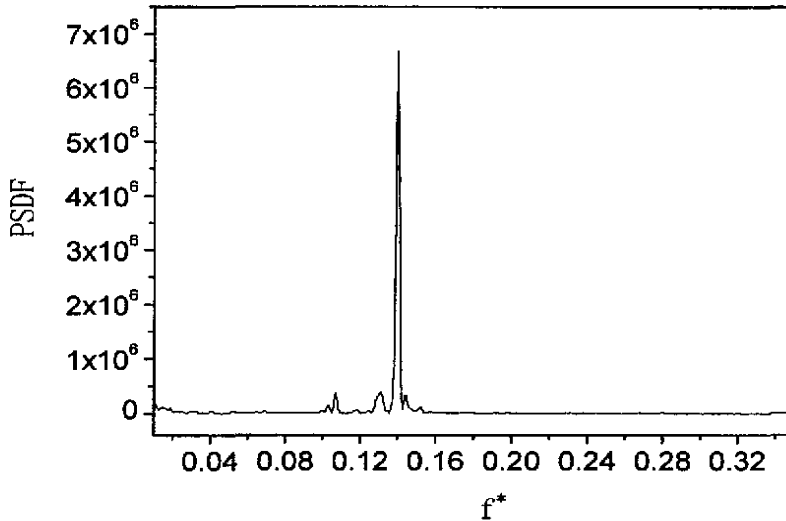


图 6.4.6 D 系统在 $H_{mf}/D=1.0$ 时的功率谱图
($u_0/u_{mf}=1.40, u_{mf}^2/(gD)=3.72, \rho_p/\rho_f=2148$)

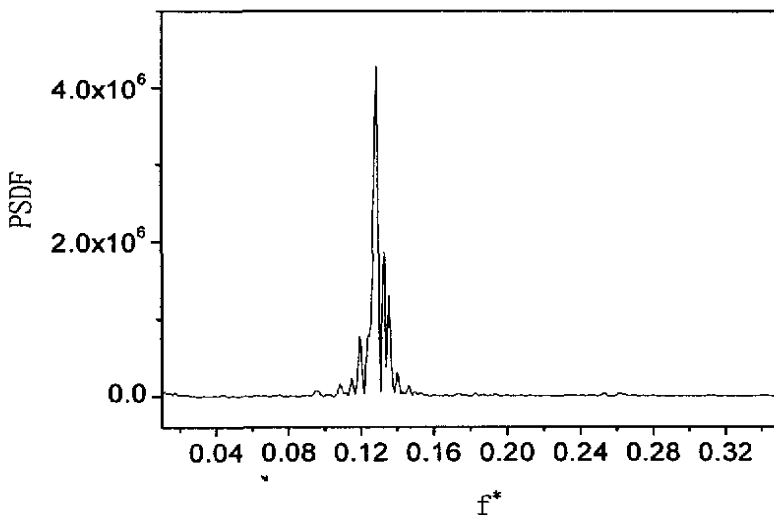


图 6.4.7 D 系统在 $H_{mf}/D=1.5$ 时的功率谱图
($u_0/u_{mf}=1.40, u_{mf}^2/(gD)=3.72, \rho_p/\rho_f=2148$)

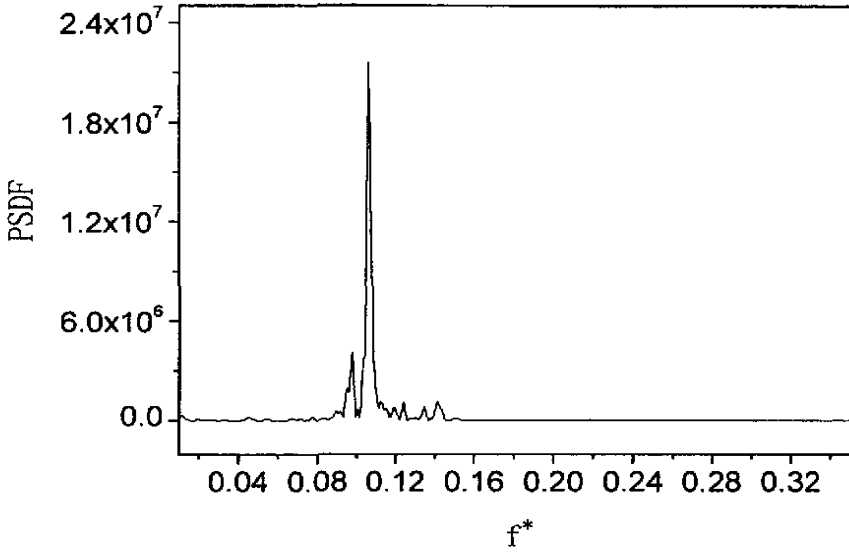


图 6.4.8 D 系统在 $H_{mr}/D=2.0$ 时的功率谱图
 ($u_0/u_{mf}=1.40$, $u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_f=2148$)

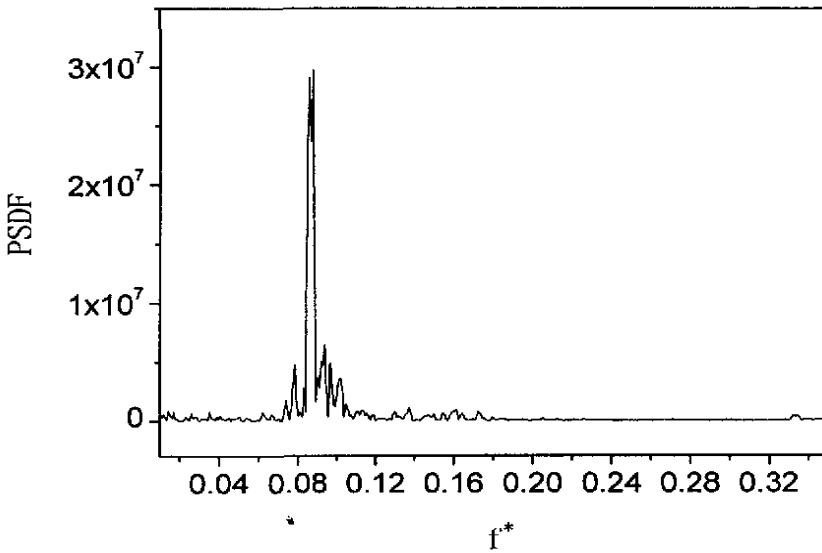


图 6.4.9 D 系统在 $H_{mr}/D=2.5$ 时的功率谱图
 ($u_0/u_{mf}=1.40$, $u_{mf}^2/(gD)=3.72$, $\rho_p/\rho_f=2148$)

通过以上对不同 H_{mr}/D 床层的膨胀比、无量纲平均压力、无量纲压力标准方差及压力脉动主频的分析可以发现， H_{mr}/D 除了对床层膨胀比无影响外，对其它的动力学行为都产生了不同程度的影响。故可知 H_{mr}/D 对大颗粒流化床床层动力学相似是有影响的。

6.5 本章小结

本章从床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力脉动标准方差和压力脉动主频等方面，对本研究提出的相似条件有效性进行了证明；接着研究了各个相似准数对大颗粒流化床床层动力学相似性的影响。

实验结果表明：

- (1) 在满足本研究提出的大颗粒流化床床层动力学相似条件时，两系统的床层膨胀比、床层平均压力、压力脉动标准方差和压力脉动主频等各流化床床层动力学行为参数均表现出较好的相似性。
- (2) u_0/u_{mf} 和 $u_{mf}^2/(gD)$ 对大颗粒流化床床层动力学相似的各行为参数（床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力脉动标准方差和压力脉动主频）均有影响。
- (3) ρ_p/ρ_f 对大颗粒流化床床层动力学相似的各行为参数的影响存在一临界点，这个临界点大约发生在流化数等于 1.8 处。在低于该临界值时，密度比对大颗粒流化床床层动力学相似的各行为参数的影响不大，高于临界值时，影响增强。
- (4) H_{mf}/D 对膨胀比几乎没有影响，而对其它各大颗粒流化床床层动力学相似的行为参数均有较明显的影响。

7 大颗粒工业流化床实验室模拟

7.1 大颗粒工业流化床实验室模拟的设计方案

在第三章里导出的控制大颗粒流化床床层动力学行为相似的条件为：

$$\frac{u_{mf}^2}{gD}, \frac{u_0}{u_{mf}}, \frac{\rho_p}{\rho_f}, \frac{H_{mf}}{D}, \phi, \text{ 粒度分布 (PSD), 床体几何结构比}$$

在不考虑球形度和物料粒度分布的情况下，用常温常压条件下的流化床模型来模拟工业流化床时，应遵循的原则就是模型和原型的上述同名相似准数对应相等。

下面以表 7-1 西安建筑科技大学粉体工程研究院的大颗粒半工业化热态实验为例，来说明用实验室模拟大颗粒工业流化床的设计方案。

表 7-1 半工业化鼓泡床的运行条件

H (mm)	D (mm)	H _{mf} (mm)	d _p (mm)	ρ _p (kg·m ⁻³)	ρ _b (kg·m ⁻³)	ρ _f (kg·m ⁻³)	μ (×10 ⁻⁵ pa)	T (K)	u ₀ /u _{mf}
1200	300	450	4.4	1600	1300	0.24	5.3	1473	1.5

对于上述的大颗粒半工业化热态鼓泡床的模拟有两种情况：一种是先确定实验模型的尺寸，再确定实验物料的种类；一种是先确定物料的种类，再确定实验模型的尺寸。下面先看第一种情况。

令带上标 0 的量表示模型对应的各种参量，不带上标的量表示原型对应的各种参量。

① 定床体结构。如果先确定了床的直径例，如床径 [D]⁰ = 50mm，由床体结构比相等，即，

$$\left[\frac{H}{D}\right]^0 = \left[\frac{H}{D}\right] = \frac{1200}{300} = 4 \quad (7-1)$$

可求得床体高度为 [H]⁰ = 200mm。

② 定物料种类。先选择一种流化介质，一般选择空气作为流化介质既经济又方便。一旦流化介质确定了，实验物料的种类可由固气密度比来确定。假如实验是在 [T]⁰ = 293k 下进行的，这时空气密度为 [ρ_f]⁰ = 1.205kg·m⁻³，

$$\left[\frac{\rho_p}{\rho_f} \right]^0 = \left[\frac{\rho_p}{\rho_f} \right] = \frac{1600}{0.24} \quad (7-2)$$

则物料密度为 $[\rho_p]^0 = 8033.3 \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

③ 定实验物料直径。真实系统的最小流化风速可由下式算出，

$$\frac{d_p u_{mf} \rho_f}{\mu} = [C_1^2 + C_2 \left[\frac{d_p^3 \rho_f (\rho_p - \rho_f) g}{\mu^2} \right]^{\frac{1}{2}}] - C_1 \quad (7-3)$$

式中 $C_1 = 27.2$ 和 $C_2 = 0.0408$ 。

经计算得 $[u_{mf}] = 2.32 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。根据傅鲁德数相等，

$$\left[\frac{u_{mf}^2}{gD} \right]^0 = \left[\frac{u_{mf}^2}{gD} \right] = \frac{2.32^2}{9.8 \times 0.3} = 1.83 \quad (7-4)$$

可得实验室所要求的最小流化风速为， $[u_{mf}]^0 = 0.947 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ，将其值代入 (7-3) 式

便求得物料直径为， $[d_p]^0 = 0.74 \text{mm}$ 。

④ 定实验室操作风速。根据流化数相等可求得实验应遵守的操作的条件。

$$\left[\frac{u_0}{u_{mf}} \right]^0 = \left[\frac{u_0}{u_{mf}} \right] = 1.5 \quad (7-5)$$

由此得出实验室操作风速应为 $[u_0]_m = 1.421 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

⑤ 定床层静床高。静床高和床径的比值相等可求得，

$$\left[\frac{H_{mf}}{D} \right]^0 = \left[\frac{H_{mf}}{D} \right] = \frac{450}{300} = 1.5 \quad (7-6)$$

实验物料的静床高为 $[H_{mf}]^0 = 75 \text{mm}$ 。

这样就确定了模拟上述大颗粒工业流化床的实验室条件，见表 7-2 中方案所示。

如果是先确定物料的种类，再确定实验模型尺寸的情况，其设计程序如下：

① 定物料种类。先确定一种流化介质，如选择空气，在 $[T]^0 = 293 \text{k}$ 时，由 (7-2)

式可得， $[\rho_p]^0 = 8033.3 \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

② 定床体结构。根据实验情况选择一种合适的物料粒径，如取 $[d_p]^0 = 1 \text{mm}$ ，则

由(7-3)可算出,最小流化风速 $[u_{mf}]^0 = 1.27\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$,然后,根据傅鲁德数相等(7-4)式,可求得实验室所用装置的直径 $[D]^0 = 90.5\text{mm}$ 。再由床体结构比相等(7-1)式,可得实验装置的高度 $[H]^0 = 362\text{mm}$ 。

④ 定静床高度。物料静床高度由静床高和床径比相等(7-6)式可得, $[H_{mf}]^0 = 135\text{mm}$ 。

⑤ 定实验室的操作风速。由流化数相等(7-5)式可得实验应操作风速为 $[u_0]^0 = 1.905\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

这样就确定了另一种实验室模拟的条件,如表7-2中方案2所示。

另外,在近似模拟的条件下,还有另外一种情况。从第5章的证明可以知道, ρ_p/ρ_f 在临界 u_0/u_{mf} 以下时,对鼓泡床的动力学相似性影响并不大。因此,在近似相似的情况下, ρ_p/ρ_f 可以忽略不计。没有密度比的约束时,工业流化床的实验室模拟和放大的设计方案将变得更加灵活。下面仍根据西安建筑科技大学粉体工程研究院半工业化热态实验为例,来介绍这种情况的设计方案。

① 定实验物料的密度、粒径和实验装置的床径。先确定一种流化介质,这里选取空气为流化介质。根据模型和真实系统的傅鲁德数相等的原则,来调节实验物料的密度、粒径和实验装置的床径,如,下面这组数据就基本能够满足这个条件:

$$[d_p]^0 = 2.56\text{mm}, [\rho_p]^0 = 2679\text{kg}/\text{m}^3, [D]^0 = 100\text{mm}$$

$$\text{此时, } [u_{mf}]^0 = 1.35, \left[\frac{u_{mf}^2}{gD} \right]^0 = \frac{1.36^2}{9.8 \times 0.1} = 1.87 \approx \left[\frac{u_{mf}^2}{gD} \right] = \frac{2.32^2}{9.8 \times 0.3} = 1.83。$$

② 定床体高度和静床层高度。根据已定出的床径 $[D]^0 = 100\text{mm}$,由几何比相等相等可以推出床体的高度为 $[H]^0 = 400\text{mm}$,物料的静床高为 $[H_{mf}]^0 = 150\text{mm}$ 。

③ 定操作风速。由流化数对应相等可得,实验室的操作风速为 $[u_0]^0 = 2.025\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

这样在忽略了密度比的相似条件指导下,就得到了第三种实验室近似模拟的条件,见表7-2中方案3所示。

同样,以上三种情况也可以用于指导工业流化床的放大,其设计步骤同上述大颗粒半工业化鼓泡床的实验室模拟设计方案相类似,只要将模型和原型对换一下即可。

表 7-2 实验室模拟条件的不同方案

条件 方案	D (mm)	H (mm)	H_{mf} (mm)	ρ_p ($kg \cdot m^{-3}$)	d_p (mm)	u_0 ($m \cdot s^{-1}$)	ρ_f ($kg \cdot m^{-3}$)	μ ($\times 10^{-5} pa \cdot s$)
方案 1	50	200	75	8033	0.74	1.421	1.205	1.81
方案 2	90.5	362	135	8033	1	1.905	1.205	1.81
方案 3	100	400	150	2679	2.56	2.025	1.205	1.81

7.2 大颗粒半工业化热态实验的实验室模拟

根据上述三种实验室模拟的设计方案，可以设计出真实系统的实验室模拟条件。表 4.1 中体系 E 在 $\frac{H_{mf}}{D} = 1.5$ ， $\frac{u_0}{u_{mf}} = 1.5$ 的情况正好符合方案 3。那么由体系 E 的流化情况，根据相似条件就可以推知原型的流化情况。其预测结果，如表 7-3 所示。同时还将预测的结果同原型中真实测到的压力信号进行对比。如图 7.1 至图 7.3 模型系统和原型系统的床层压力波动情况。

由薛军鹏同学对前期大颗粒半工业化热态实验的真实情况为：静床高/床径在 1.5 左右，温度条件约为 1100~1350，操作风速在 $1.4u_{mf} \sim 1.8u_{mf}$ 时，整个床层的平均压力在 4000~6500Pa 之间波动。因此，由表 7-3 中 1 号测点处的预测压力可以发现，同实际情况还是比较接近的。所以，这里又一次证明了相似条件是有效性。

上面只对温度为 1200℃，流化数为 1.5 时的大颗粒半工业化流化床进行了模拟，如果上述条件发生改变，则必须重新根据相似条件来设计实验方案。这样就可以预测出不同条件下的工业流化床流化的动力学特性。

表 7-3 根据方案 3 对原型流化状态的预测

由模型所得的无量纲物理量	δ	测点 1 p^*	测点 2 p^*	测点 1 s^*	测点 2 s^*	测点 1 f^*	测点 2 f^*
		1.133	0.8683	0.4430	0.3038	0.2365	0.2509
预测值	H_{max} (mm)	p (Pa)	p (Pa)	s (Pa)	s (Pa)	f (Hz)	f (Hz)
	959.8	4978	2540	1742	1356	1.940	1.951
实测值		5250					

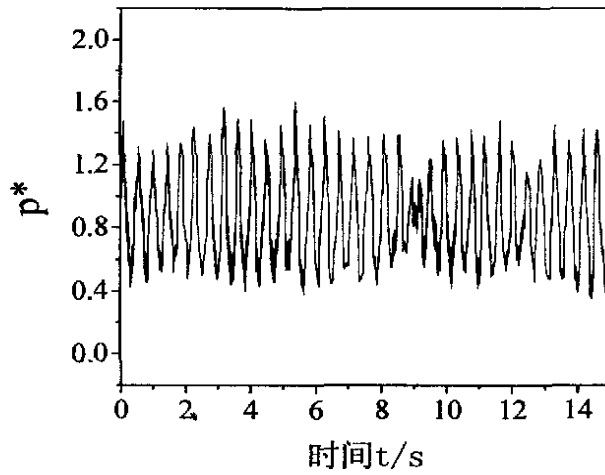


图 7.1 模型系统的无量纲床层压力波动曲线

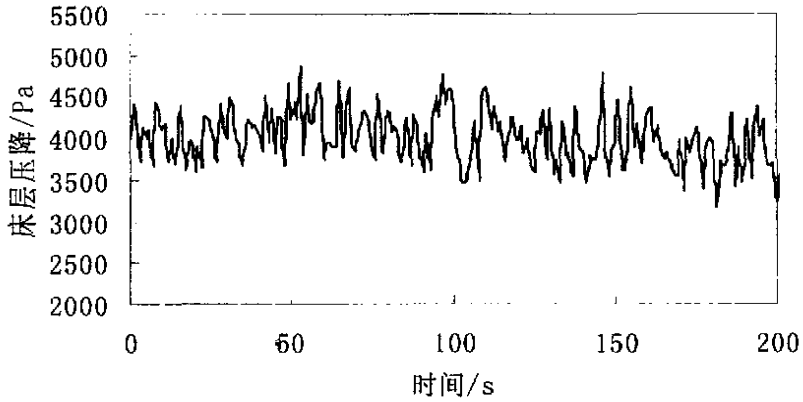


图 7-2 真实系统床层压力的波动曲线 ($H_m=400\text{mm}$)

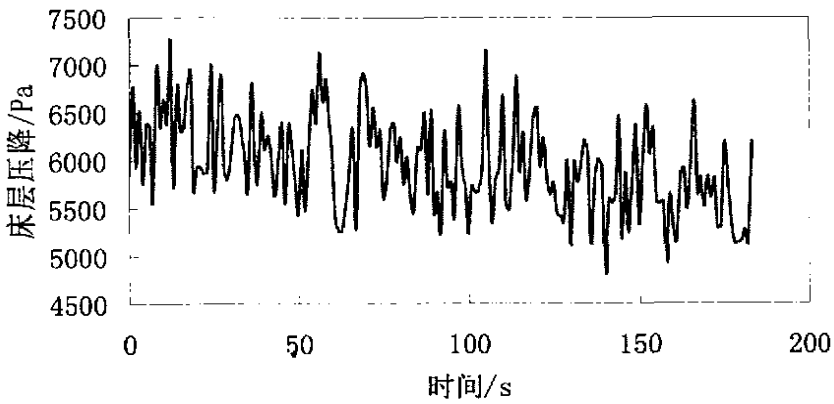


图 7.3 真实系统床层压力波动曲线 ($H_m=600\text{mm}$)

8 结论与展望

8.1 结论

① 大颗粒流化床床层动力学相似的相似条件为：

$$u_{mf}^2/(gD), u_0/u_{mf}, H_{mf}/D, \rho_p/\rho_f$$

② 采用球形度接近 1 的单一粒径物料实验时，在保证相似准数相等的条件下，床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力标准方差和压力脉动主频等表征大颗粒流化床床层动力学相似的行为参数均相等，证明本研究提出的相似条件是有效的。

③ u_0/u_{mf} 和 $u_{mf}^2/(gD)$ 对大颗粒流化床床层动力学相似的各行为参数（床层膨胀比、无量纲床层平均压力、压力脉动标准方差和压力脉动主频）均有影响。

④ ρ_p/ρ_f 对大颗粒流化床床层动力学相似的各行为参数的影响存在一临界点，这个临界点大约发生在流化数等于 1.8 处。在低于该临界值时，密度比对动力学相似的各行为参数的影响不大；高于临界值时，影响增强。

⑤ H_{mf}/D 对膨胀比几乎没有影响，而对其它相似的行为参数均有较明显的影响。

⑥ 根据相似条件提出了实验室模拟和工业放大的三种设计方案。

⑦ 利用方案 3 对前期半工业化大颗粒化床热态实验在表 7-1 所示条件下运行情况模拟结果为表 7-3 中所示的情况。

8.2 展望

本论文通过将相似原理和流态化理论相结合，利用量纲分析法和方程分析法分别导出了控制大颗粒流化床床层动力学相似特性的相似条件。实验证明此相似条件是有效的，能够用来指导对工业颗粒鼓泡流化床的实验室模拟和放大设计。但是此实验仅适用于床层动力学的相似性，没有涉及到床层内质量和能量的传递现象。尽管本研究中所推导出的动力学相似条件可以在常温常压的实验室条件下来模拟高温高压下的大颗粒流化床床层动力学特性，但是仍无法预测出化学反应速度和化学反应程度的相似性。因此建议在此研究的基础对流态化过程中的质量传递和能量传递的相似性作进一步的研究。

致 谢

本论文是在导师徐德龙院士的精心指导下完成的。三年来徐老师在学习和生活上给予了我无微不至的关怀，尤其是在实验研究期间，组织有关人员进行讨论，制定实验方案，使本论文得以顺利完成。导师严谨的治学态度、高瞻远瞩的学术思想、宽广而深邃的学问、雷厉风行的办事作风和强烈的创新精神定会使我终生受益。在此对导师三年来的关心、爱护和教导表示最衷心的感谢！

在这里我需要特别感谢的是李晓光博士和范海宏老师。无论是在实验装置的设计、制造、实验方案的确定等方面，还是在论文资料的准备、数据处理、实验技术路线的确定以及论文的写作等诸多方面都给予了我很大的帮助。在这里衷心的祝愿李博士学业有成，范老师工作顺利！

在这里我需要非常感谢的还有曾汉侯教授、肖国先教授和程福安高级工程师。曾老师知识渊博而精深对我的论文在理论上给予了很好的指导。在这里祝他老人家身体健康！肖老师和程老师对我的课题在政策上给予了极大的支持，使我的研究工作才能得以顺利完成。在这里向他们表示我最衷心的感谢！

在课题研究期间，同时还得到了粉体所罗永勤老师、吴华夏老师、陈延信博士、杨永忠师傅及部分同学的协助，在此表示感谢！

最后，作者祝培养我的粉体工程研究院在徐德龙院士的领导下事业蒸蒸日上！同样对论文答辩组的各位专家老师表示感谢，谢谢你们，你们辛苦了！

参考文献

- [1] 曾学敏. 水泥工业现状及发展趋势. 中国水泥网, 2005.5
- [2] 崔重九, 陈汉民. 水泥工业呼唤二十一世纪熟料烧成新工艺. 水泥工程, 1998.
- [3] 川崎重工业株式会社. 流化床水泥烧成技术.
- [4] [日]佐成俊清. 实用粉体技术: 水泥流化烧成与大颗粒流化床. 北京, 中国建筑工业出版社, 1983.
- [5] 黄文熙, 郭俊才. 水泥新法烧成—悬浮沸腾法煅烧水泥熟料的研究. 武汉, 武汉工业大学, 1984.
- [6] 李晓光, 徐德龙, 肖国先, 范海宏. 大颗粒气固流化床的流化特性, 西安矿业学院学报, 2003(10).
- [7] 范海宏. 大颗粒流态化煅烧水泥熟料工艺的热模实验—高温流化床稳定性研究. 西安建筑科技大学硕士学位论文, 2001.
- [8] 王宗军. 大颗粒流态化煅烧水泥熟料工艺的冷模实验—流化床整体运行的稳定性研究. 西安建筑科技大学硕士学位论文, 2002.
- [9] 邓军平. 大颗粒流态化煅烧水泥熟料工艺——烧成动力学研究. 西安建筑科技大学硕士学位论文, 2001.
- [10] 张廷龙. 大颗粒二维流态化床流体动力学特性的实验研究. 西安建筑科技大学硕士学位论文, 2003.
- [11] 薛军鹏. 大颗粒流化床熟料煅烧系统工作特性研究. 西安建筑科技大学硕士学位论文, 2004.
- [12] 黎强, 邱宽嵘, 丁玉. 流态化原理及其应用. 中国矿业大学出版社, 1994.
- [13] 黄文熙. 新型水泥熟料煅烧装置—悬浮沸腾炉的热经济探讨. 水泥, 1987(10).
- [14] 金涌, 刘淑涓. 流态化工程研究的前沿课题. 化学工程, 1992(5).
- [15] 胡道和, 徐德龙, 蔡玉良. 气固反应工程学, 北京, 科学技术出版社, 2000.
- [16] [日本]国井大藏, [美国]O·列文斯比尔. 流态化工程, 北京, 石油化学工业出版社, 1977.
- [17] Nicastro, M. T., & Glicksman, L. R.. Experimental verification of scaling relationships for fluidized beds. Chemical Engineering Science, 1984(39): 1381–1391.
- [18] 章明川, 向哲愈. 论气泡流化床的动力学相似条件. 工程热物理学报, 1987, 8(1):91-94.
- [19] Romero, J. B., & Johanson, L. N.. Factors affecting fluidized bed quality. Chemical Engineering Progress, Symposium Series, 1962,58(38):28–32.
- [20] Broadhurst, T. E., & Becker, H. A.. The application of the theory of dimensions to fluidized beds. In Proc. Int. Symp. Ste. Chimie Indust., Toulouse, France, 1973.

- [21] Horio, M., Nonaka, A., Sawa, Y., & Muchi, I. A new similarity rule for fluidized bed scale-up. *AIChE Journal*, 1986(32):1466–1482.
- [22] M.C.ZHANG and R.Y.K.YANG. On the scaling laws for bubbling gas-fluidized bed dynamics, *Powder Technology*, 1987(51):159-165.
- [23] Hongder Chang and Michel Longe, Fluid dynamic similarity of circulating fluidized beds, *Powder Technology*, 1992(70):259-270.
- [24] Schouten, J. C., Vander Stappen, M. L. M., & Van Den Bleek, C. M.. Scale-up of chaotic fluidized bed hydrodynamics. *Chemical Engineering Science*, 1996(51):1991–2000.
- [25] 徐挺. 相似方法及其应用, 北京, 机械工业出版社, 1995.
- [26] 李之光. 相似与模化理论及应用, 北京, 国防工业出版社, 1982.
- [27] 江守一郎 (编), 郭廷玮和李安定 (译). 模型实验的理论和应用, 北京, 科学出版社, 1984.
- [28] J. Yates, *Fundamentals of Mechanics of Fluidization with Appendices*, Mir, Moscow, 1986.
- [29] YU. S. Teplitskiy, Similarity of transport processes in fluidized beds, *International Journal of heat and Mass Transfer*, 1999(42):3887-3899.
- [30] T.E. Broadhurst. H.A. Becker, The application of the theory of dimensions to fluidized beds, in: *Proceedings of the international Symposium Ste Chimie Indust. Toulouse*, 1973:10-27.
- [31] R. Toomey, H.. Johnstone, Gaseous fluidization of solid particles, *Chem. Eng.. Progr.* 48 (1952) 220-226.
- [32] O.M. Todes, O.B. Tsitovich, *Apparatuses with a Fluidized Granular Bed*, Khimiya, Leningrad, 1981 .
- [33] Glicksman, L. R.. Scaling relationships for fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 1988(43):1419–1421.
- [34] Vincent Bricout, Michel Y. Louge, A verification of Glicksman's reduced scaling under conditions analogous to pressurized circulating fluidization, *Chem. Eng. Sci.*, 2004(59): 2633-2638.
- [35] M.C.ZHANG and R.Y.K.YANG. On the scaling laws for bubbling gas-fluidized bed dynamics, *Powder Technology*, 1987(51):159-165.
- [36] 压力传感器. 西部传感器科技网, <http://www.cnsensor.com/>.
- [37] DTE1612A 型多通道可编程数据采集器说明书, 西安达泰电子有限责任公司.
- [38] 转子流量计基础知识. 中国流量网, <http://www.Chinaflow.com.cn>.
- [39] 郭庆杰 张济宇等, 多组分气固射流床流动特性 I. 压力波动的测试装置与数

据处理方法, 燃料化学学报, 1998, 26(3): 263-269.

[40] P. John Sanderson, K. Seng Lim, Igor Sidorenko and Martin J. Rhodes, Hydrodynamic Similarity in Bubbling Fluidized Beds: The Importance of the Solid-to-Gas Density Ratio, *Ind. Eng. Chem. Res.* 2004(43): 5466-5473.

[41] Chiba, T., K. Terashima, and H. Kobayashi, Bubble Growth in Gas Fluidized Beds, *J. Chem. Eng. Japan*, 1973, 78(6).

[42] Hirama, T., M. Ishida, and T. Shirai, The Lateral Dispersion of Solid Particles in Fluidized Beds, *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, 1975, 272(1).

[43] Mori, S., and C. Y. Wen, Estimation of Bubble Diameter in Gaseous Fluidized Beds, *AIChE J.*, 1975, 109(21).

[44] Rowe, P. N., Prediction of Bubble Size in a Gas Fluidized Bed, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 54, 285 (1976).

[45] Darton, R. C., et al., Bubble Growth Due to Coalescence in Fluidized Beds, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 1977 (55): 274-280.

[46] Deldart, D., The Size and Frequency of Bubbles in Two- and three-Dimensional Gas-Fluidized Beds, *Powder technology*, 1971, 41 (4).

[47] Fryer, C., Fluidized Bed Reactors—Behavior and Design, Gh. D. Thesis, Monash Univ., Australia, 1974.

[48] R. Di Felice, S. Rapagna and P. U. Foscolo, Dynamic similarity rules: validity check for bubbling and slugging fluidized beds, *Powder Technology*, 1992(71): 281-287.

[49] A. I. Tamarin, Yu. S. Teplitskiy, Yu. E. Livshits. Law governing the motion of gas bubbles in a fluidized bed, *J. Engen Phys*, 1976(31): 959-962.

[50] Yu. S. Teplitskiy, A. I. Tamarin, Axial mixing of a solid phase in a fluidized bed, *Free Bed. Izv AN BSSR, Ser FEN 4*, 1977: 88-94.

符号汇总表

A	床的横截面积	t'	无量纲时间
Ar	阿基米德数, $gd_p^3 \rho_f (\rho_p - \rho_f) / \mu^2$	u	流体的流速
Ar'	修正的阿基米德数, $\rho_p^2 d_p^3 g / \mu^2$	u'	无量纲流体速度
C_D	阻力系数	u_b	气泡的平均上升气速
C_D'	流速达到终端速度时的阻力系数	u_{em}	乳化相中气体的表观风速
d_p	颗粒直径	u_0	表观风速
D	床径	u_{mf}	最小流化风速
D_b	气泡平均直径	u_t	颗粒终端速度
$D_{b,\infty}$	最大气泡直径	v	颗粒速度
$D_{b,0}$	初始气泡平均直径	v'	无量纲颗粒速度
f	频率	V_b	气泡相气体的体积流量
f^*	无量纲频率	Y	$u_0 - u_{mf}$ 的修正系数
F	单位体积床层所受拽力	z	铅直坐标高度
F_i	单颗粒所受曳力	z^*	无量纲铅直坐标高度
Fl	流化数	β	拽力系数
Fr	傅鲁德数, $u_{mf}^2 / (gD)$	ε	床层空隙率
Fr_d	傅鲁德数, $(u_0 - u_{mf})^2 / (gD)$	ε_b	局部气泡体积分数
g	重力加速度	$\bar{\varepsilon}_b$	全床气泡平均体积分数
H_{mf}	静床高	ε_{mf}	$u_0 = u_{mf}$ 时的空隙率
k	幂指数	λ	修正系数
N	单位体积床层所含颗粒数	ν	修正系数
P	床层平均压降	μ	流体粘度
P^*	无量纲平均压降	ρ_f	流体密度
P_i	瞬时压降	ρ_p	颗粒真实密度
Pr	柏朗特数, $\alpha D / \lambda$	ρ_b	床层堆积密度
Q	体积流量	ϕ	球形度
R	固气密度比, ρ_p / ρ_f	Δ	布风板开空率
Re_{mf}	雷诺数, $u_{mf} d_p \rho_f / \mu$	∇	$\frac{\partial}{\partial x} \bar{i} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{j} + \frac{\partial}{\partial z} \bar{k}$
Re_p	颗粒雷诺数, $u_0 d_p \rho_f / \mu$		
s	压力波动标准偏差	上标“0”	表示模型对应的各参数
s^*	无量纲压力标准偏差		
t	时间		