

第20篇 流 态 化

编写人 王尊孝 叶永华 张庆治
石炎福 余华瑞 屠之龙
张先润 杨益中 王志洁
崔世纯
审校人 郭慕孙

zk455/0502

绪 言

当一种新工艺、技术、方法问世时，人们往往喜欢追溯至其创始人及其贡献。五十年代初期，当流态化技术逐渐被工业界采用时，一般认为这一技术始于德国的Winkler 褐煤气化炉，后来又将流态化技术的来源推至更老的淘金法，在西方记载于 Agricola 所著的“De Re Metallica”，在中国有宋应星的“天工开物”。实际上，中国的淘米、扬簸都属流态化技术，其创始者更无从稽考。

但不管上述哪一种可确认为流态化技术的渊源，这些技术出现时都未带上“流态化”这一名词。将类同技术从其共性归纳为流态化时，才是这门技术的真正开始。这种归纳才推动了这一技术内在规律的研讨，将技术引向工程。技术往往始于特例，比较多数特例，抽提其共性特征，才为其机理的理解奠定基础。

按以上的历史规律，本篇从科学原理出发，首先用三章篇幅对流态化这一流动现象以及在流动中的传热、传质问题的特征加以叙述。其次，对流态化的工程问题，用四章篇幅叙述了装置的设计、装置的构件、非常用的流态化系统以及所有流态化系统都要采用的颗粒气力输送和循环。最后一章按分类叙述了主要的流态化工艺，以资从比较中取得启发。

作为化工中一门后兴分支，流态化的工程和科学原理远非完臻，现象的分析和数据的关联也富于经验性，且常出现矛盾，许多定量叙述和模型，除了适用于某些给定条件，往往经不起深究。但是为了应用，不得不从这些素材中为本手册遴选资料。

承担本篇撰写者都为从事流态化工程实践和科技研究多年的专门家，但手册的编写不同于评述和教材，既要便于引导读者又要避免表格式的事实罗列。本篇虽就以上原则作了努力，但缺点在所难免。另外，作者们为了对前沿的工作和本国的科技成就多加关注，可能引进了不够成熟的科研成果，也望读者鉴别指正。

郭慕孙

20.1 流态化床的流体力学特性

20.1.1 流态化现象⁽¹⁾

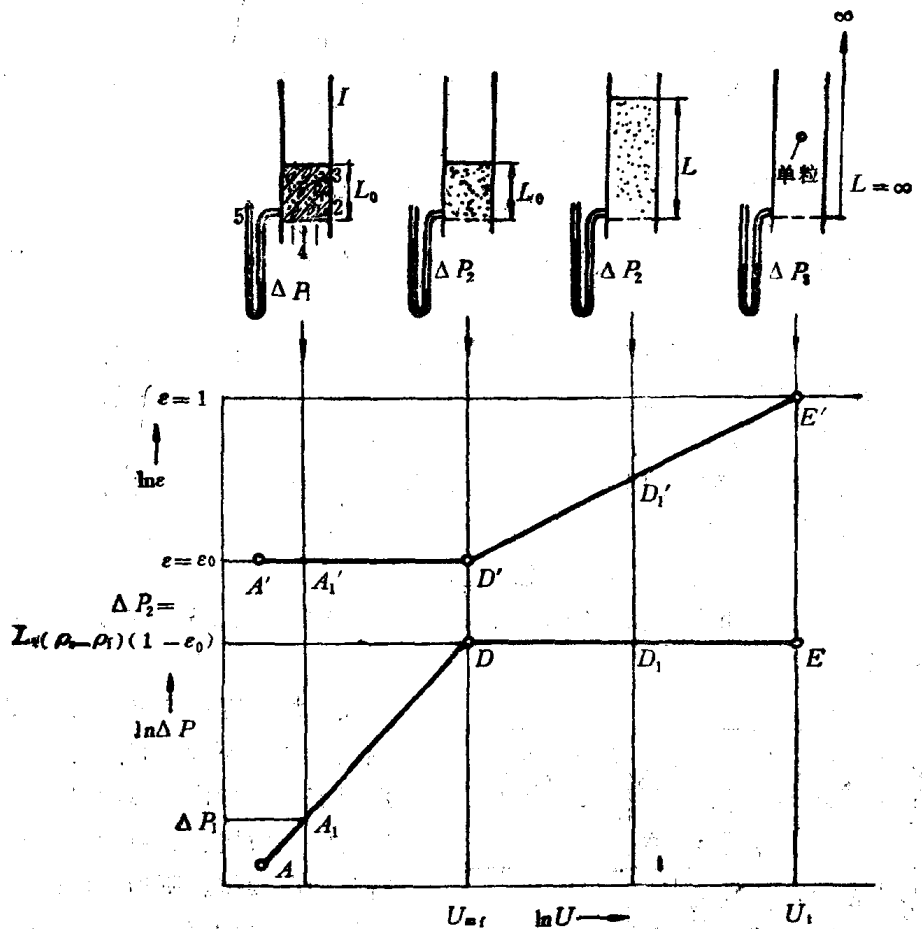


图 1-1 理想流态化床的压降、空隙率与流速的关系⁽¹⁾

当流体向上流过颗粒床层时，其床层压降、空隙率与流速的关系如图 1-1 所示。流速较低时，颗粒静止不动，流体只在颗粒之间的缝隙通过。固定床的压降与流速具有一个幂函数的关系，如 AD 所示。由于床层中颗粒没有移动，空隙率将为一个常数 ϵ_0 ，如 $A'D'$ 所示。流速增加至 D 点，床层的压降 ΔP_2 达到了床层中颗粒的重量 $L_0(\rho_s - \rho_f)(1 - \epsilon_0)$ ，因此颗粒不再由分布板所支持，而全部由流体的摩擦力所承托。对单个颗粒来讲，它不再依靠与其它邻近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。此时整个床层具有了流体的状态，可以在容器内倾倒流动，床层上部亦具有一个水平的界面。因此这种状态被称之为流态化。在 D 点的流速为达到流态化的最低线速，称之为临界流态化速度 U_{mf} 。流速超过临界流态化速度后，继续增加流速，床层的压降 ΔP_2 将依

但不变, 如 D_1 所示, 但整个床层向上膨胀, 由原来固定床的床高 L_0 增至 L 。当然床层中颗粒总量并无改变, 因此床高上升则床层空隙率 ε 亦必随之增加, 如 D_1' 所示。空隙率 ε 与流速 U 亦具有近似幂函数的关系如 $D'E'$ 所示。流速继续增加, 床高将超过容器的高度, 使颗粒从容器的上部溢出。但是, 若容器高度为无穷大, 继续上升了的床层压降将依旧不变, 此时每个颗粒悬浮于无穷大的空间中; 换言之, 空隙率为 1.0。由于容器不可能具有无限高度, 实际床层的压降将下降至零, 此时的流速基本上达到了单颗粒在所用流体中的自由沉降速度 U 。

上述流态化是一个理想状态, 这个理想状态可归结有以下几个特征:

1. 有一个明显的临界流态化点和临界流态化速度 U_{mf} , 当流速达到 U_{mf} 时, 整个颗粒床层开始流态化;

2. 流态化床层的压降为一常数;

3. 具有一个平稳的流态化上界面;

4. 流态化床层的空隙率, 在任何流速下, 都具有一个代表性的均匀值, 并不因床层内的位置而变化。

上述第4个特征意味着颗粒均匀地分散于床层中, 因此这种流态化被称之为“散式”流态化。在实践中, 一般的液-固流态化基本上符合上述理想状态; 可是一般的气-固流态化, 气体并不均匀地流过颗粒床层, 一部分气体形成气泡经床层短路逸出, 颗粒被分成群体作湍流运动, 床层中的空隙率随着位置和时间而变化, 因此这种流态化被称之为“聚式”流态化。聚式流态化床中, 由于颗粒床层结构不均, 颗粒表面特性所引起的内聚现象以及气泡的聚并等原因, 常会造成沟流、腾涌等不正常流态化。

气-固聚式流态化床中, 粗颗粒和细颗粒的流态化特性有明显的差异。粗颗粒和细颗粒的区分如图 1-2 所示⁽²⁾。

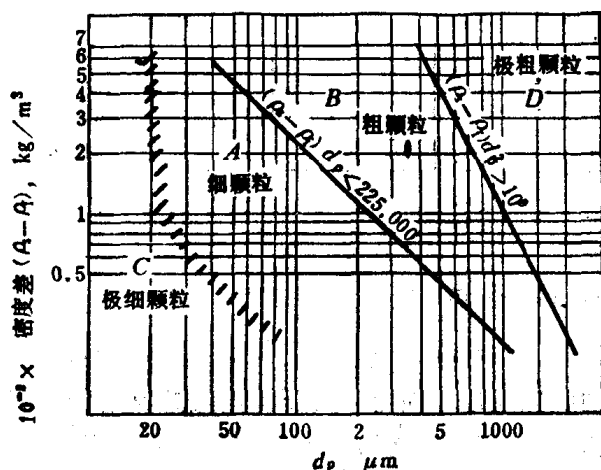
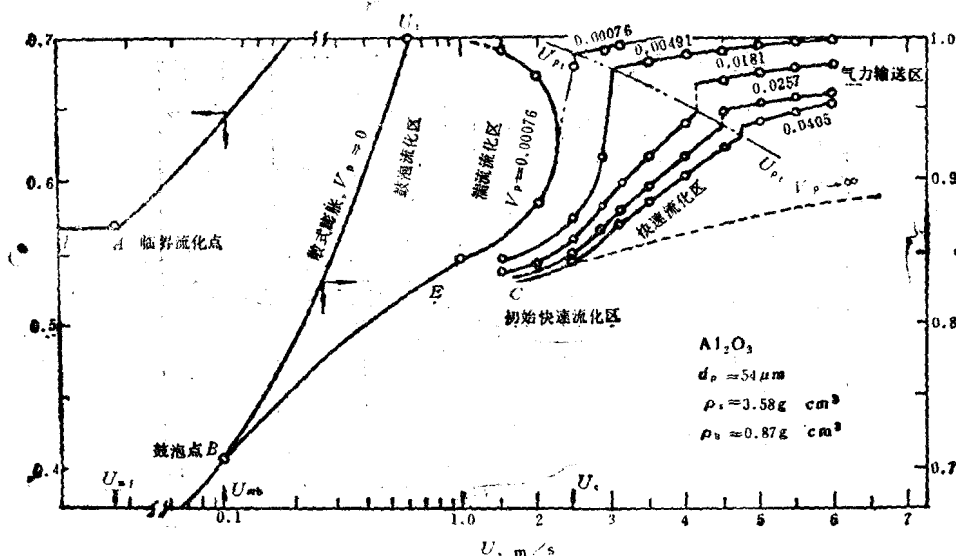


图 1-2 流态化颗粒的粒径范围⁽²⁾

一般平均粒度在 $20\mu\text{m}$ 以下属于过细颗粒, 通常不考虑将这种粒度的颗粒用于流态化操作; 平均粒度在 0.5mm 以上的颗粒属于过粗颗粒, 它只能进行喷动床操作。所谓“粗颗粒”, 它属于图 1-2 中的 B 区, 粒径主要在 $40\sim 500\mu\text{m}$ 范围内, 气-固密度差为 $1400\sim 4000\text{kg/m}^3$ 。此类颗粒的流态化床也称鼓泡床。气速一旦超过临界流态化速度时, 床层内即出现两相, 即气泡相和乳化相。颗粒绝大部分存在于乳化相, 乳化相内气体以临界流态化速度通过, 剩余部分的气体以气泡形式通过床层, 构成气泡相。气泡相内的

气体不断地和乳化相内的气体进行交换。所谓细颗粒, 它属于图 1-2 中的 A 区, 一般粒径在 $20\sim 100\mu\text{m}$ 之间, 气-固密度差小于 1400kg/m^3 。此类颗粒的流态化状态如图 1-3 所示⁽³⁾。图中 A 为临界流态化点, 床层开始流态化。气速由 A 逐渐增大至 B 点, 床层沿散式流态化线膨胀。B 点为最小鼓泡点, AB 为散式流态化区。自 B 点起开始产生气泡, 随着气速的增大, 气

图 1-3 细颗粒物料的流态化状态图^[4]

泡数量增多，尺寸也变大。床层膨胀开始偏离散式膨胀线向右突起，BE为鼓泡流态化区。E点的气速使鼓泡床开始崩溃成湍流流态化。床界面开始变得模糊不清，从床顶夹带的固体量增加。当气速增大至C点，床层的颗粒带出速率大增，若要使床层保持一定的空隙率，必须不断地向床层底部补充与带出速率相同的料率，从而形成快速流态化。适当调节固体循环量可以保持快速流态化床内有足够高的颗粒浓度。当气速再加大至载流速度 U_{tc} 后，快速流态化被破坏，进入载流状态。

本章只讨论鼓泡流态化床的流体力学特性。

20.1.2 流体通过固定床的压降

流体通过固定床的压降 ΔP 与下列参数有关：

流体方面：①流体重量流率 G ；②流体密度 ρ_f ；③流体粘度 μ ；

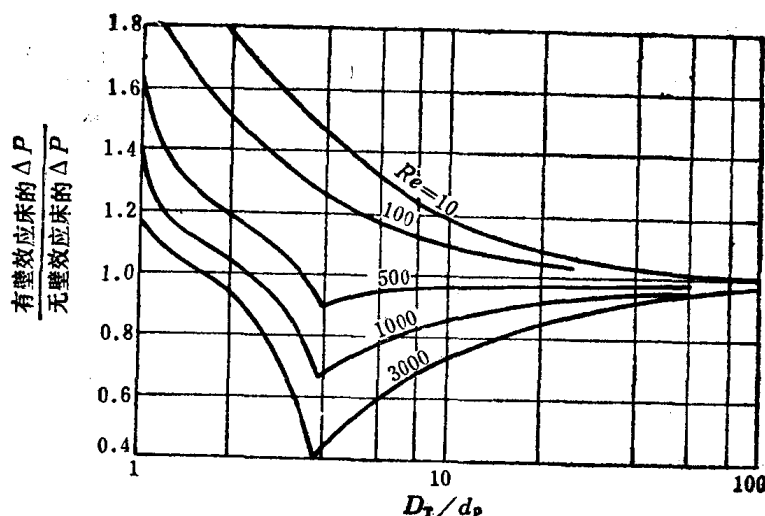
床层方面：①床直径 D_i ；②颗粒直径 d_p ；③床层有效空隙率 ε ；④颗粒形状系数 ϕ_p ；⑤颗粒表面粗糙度 e ；⑥床层高度 L 。根据因次分析，可把上述九个参数组成六个无因次群：

$$f_m = \frac{\Delta P d_p g \rho_f}{G^2 L} = f \left(\text{Re}, \phi_p, \varepsilon, \frac{e}{D_i} \cdot \frac{D_i}{d_p} \right) \quad (1-1)$$

式中 f_m ——摩擦因数

Re ——雷诺准数 $= \frac{d_p G}{\mu}$

(D_i/d_p) 可表示边界效应的影响。由于颗粒形状与器壁形状的不一致，靠近器壁处的床层空隙率大于床中心的空隙率。床直径 D_i 愈小，颗粒直径 d_p 愈大，这种影响愈严重。当 (D_i/d_p) 大于某临界值时，边界效应的影响几乎消除。有人报道此临界值为 8 或 10，但 Schwartz 和 Smith^[4] 的测定表明，即使 $(D_i/d_p) > 16$ 时，边界效应亦未完全消除。Rose 和 Rizk 报道了壁效应的影响关系如图 1-4 所示^[5]。看来要确保壁效应的完全消除， (D_i/d_p) 应大于 100。

图1-4 壁效应的校正因数⁽⁸⁾

ε 为固定床的有效空隙率(它不包括颗粒本身不能为气流所通过的孔隙)。滞流区($Re <$

10), $\Delta P \propto \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3}$; 完全湍流区($Re > 10000$), $\Delta P \propto \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3}$; 过渡区 ($10 < Re$

< 10000), $\Delta P \propto \frac{(1-\varepsilon)^{3-n}}{\varepsilon^3}$, n 和雷诺数有关, 在1~2间变化。

(e/d_p) 表示颗粒表面的粗糙程度。在滞流区, 粗糙度对压降几乎不起影响, 但在湍流区影响却很大。颗粒的粗糙度很难确定, 因此往往把它归并到颗粒的形状系数中一起考虑。

Φ_p 是颗粒的形状系数。由于颗粒形状的不同, 引起压降变化的原因为: 1 由于颗粒形状的不同, 堆积时构成孔道的形状和大小也不同, 使气体流动时产生不同程度的收缩和扩大; 2 不同形状的颗粒有不同的比表面积, 因而使流体通过时的摩擦阻力不同。通常第一个因素的影响较大。现在习惯把形状系数定义为体积与任意形状颗粒相同的球体表面积 A_s 与颗粒表面积 A 之比

$$\Phi_p = \frac{A_p}{A} = \frac{V^{2/3}}{0.207A} \quad (1-2)$$

式中 V ——颗粒的体积

但是这样定义的形状系数实际上只考虑了上述第二个因素的影响。

(1) 压降关联式

计算流体通过固定床压降的综合关联式很多, 下面介绍的是流态化领域中常用的两个关联式。

Leva⁽⁶⁾对流体流经空管的基本方程式加以适当修正, 得到了可供实用的计算固定床压降的综合关联式

$$f_m = \frac{\Delta P \cdot d_p \Phi_p^{3-n} g_c \varepsilon^3}{2LU^2 \rho_t (1-\varepsilon)^{3-n}} = f \left(\frac{d_p U \rho_t}{\mu} \right) \quad (1-3)$$

在滞流状态下 ($Re < 10$)。

$$f_m = \frac{\Delta P \cdot d_p \Phi_p^2 g_c \varepsilon^3}{2LU^2 \rho_t (1-\varepsilon)^2} = 100 \left(\frac{d_p U \rho_t}{\mu} \right)^{-1.5} \quad (1-4)$$

修正摩擦因数 f_m 和 Re 间的关系如图 1-5 所示。

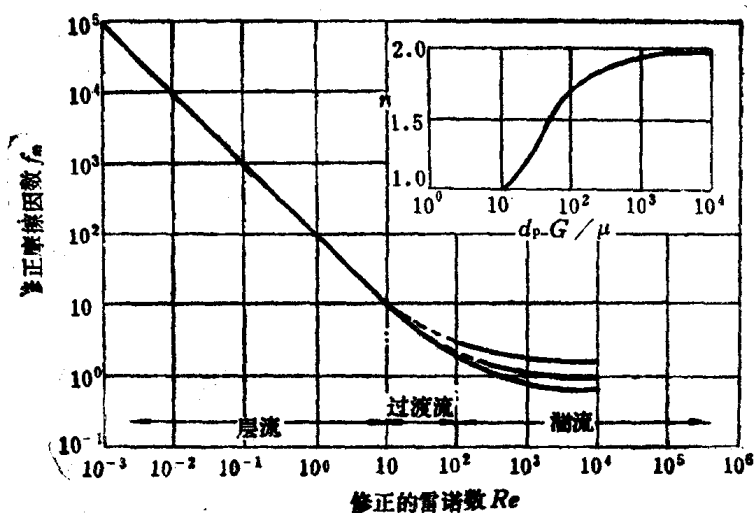


图 1-5 修正摩擦因数与雷诺数的关系^[6]

Ergun 根据固定床压降的理论分析, 提出了适用于全部流型的通用综合关联式^[6]。式中第一项主要计及粘滞能量损失, 而另一项则主要与动能损失有关。

$$\frac{\Delta P}{L} g_c = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\mu U}{(\Phi_p d_p)^2} + 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\rho_t U^2}{\Phi_p d_p} \quad (1-5)$$

上述诸式中颗粒直径。对于非球形粒子, 定义为具有相同体积的球粒子的直径, m

$g_c = 9.8 \text{ kg} \cdot \text{m} / (\text{kg} \cdot \text{重}) \cdot \text{s}^2$, 换算因子

L ——床高, m

ΔP ——床层压降, $\text{kg}(\text{重})/\text{m}^2$

U ——表观速度, m/s

ε ——床层空隙率

ρ_t ——气体密度, kg/m^3

Φ_p ——颗粒形状系数

μ ——气体粘度, $\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$

(2) 关联式中诸参数的确定

(2.1) 空隙率

空隙率的大小主要决定于固定床的填充方式和颗粒的表面情况。它与颗粒的表观密度 ρ_s 、堆积密度 ρ_b 之间存在下列关系

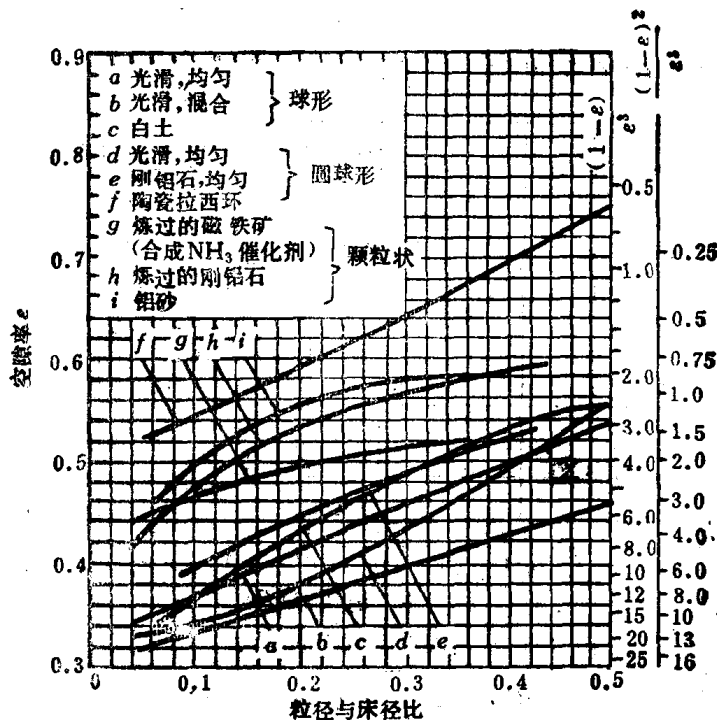
$$\varepsilon = 1 - \frac{\rho_b}{\rho_s} \quad (1-6)$$

图 1-6 给出了各种颗粒床层的空隙率数据^[6]。

(2.2) 颗粒直径

颗粒粒径除球形粒子外, 可有各种不同的定义。如果有一不规则形状的粒子, 它的体积为 V , 外表面积为 A , 比表面积为 S , 那么它的体积当量直径 d_v 可定义为具有相同体积的球粒子的直径

$$d_v = \left(\frac{6V}{\pi} \right)^{1/3} \quad (1-7)$$

图 1-6 固定床空隙率与 D_p/D_t 的关系⁽⁸⁾

面积当量直径 d_s 可定义为具有相同外表面的球粒子的直径

$$d_s = \sqrt{A/\pi} \quad (1-8)$$

比表面当量直径 d_s 可定义为具有相同比表面的球粒子的直径

$$d_s = \frac{6}{S} = \frac{6V}{A} \quad (1-9)$$

这三种当量粒径之间存在如下关系

$$\Phi_p d_v = d_s \quad (1-10)$$

$$\Phi_p = (d_v/d_s)^2 \quad (1-11)$$

式中 Φ_p ——颗粒形状系数，其定义见式 (1-2) 对于混合粒径的颗粒，其平均粒径可用筛分析数据按下式求出

$$\bar{d}_p = 1 / \left(\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{d_i} \right) \quad (1-12)$$

式中 x_i —— i 粒度间隔内的物料重量分率

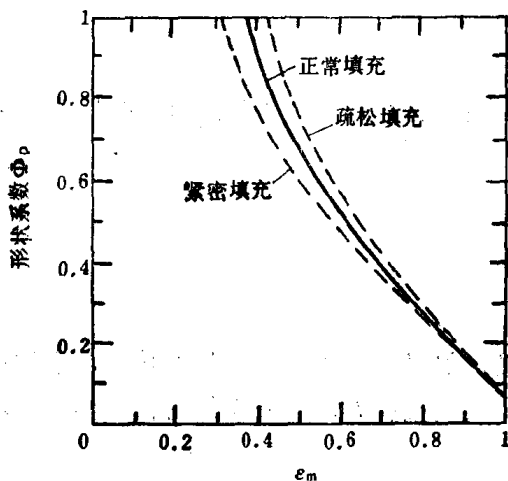
d_i —— $\sqrt{d_1 d_2}$ 。 d_1 、 d_2 为相邻筛网筛孔的尺寸 mm

$\bar{d}_p$ ——颗粒层的平均粒径，mm

(2.3) 形状系数

形状系数的定义如式 (1-2) 所示。实际测定的方法有三种：

(2.3-1) 空隙率法

图 1-7 随意充填均匀粒度固定床的空隙率⁽⁸⁾

Brown等^[7]得出的固定床空隙率 ε_m 与颗粒形状系数 Φ_p 的关系如图1-7所示。实测固定床的空隙率, 据图1-7得出形状系数。

(2.3-2) 压降法

实测某种颗粒物料的固定床压降, 代入式 (1-5), 解得该种颗粒的形状系数。

(2.3-3) 临界流态化速度法

实测某种颗粒物料的临界流态化速度, 代入式 (1-15), 解得该种颗粒的形状系数。

三种方法的测定结果稍有差异, 很难说哪种方法更为准确。表 1-1 列举了若干种颗粒形状系数的参考数据, 对于未列入的其它种类的颗粒, 如不作实测, 也可参照此表估值。

表 1-1 非球形颗粒的形状系数^①

物 料	性 状	Φ_p	物 料	性 状	Φ_p
鞍形填料	—	0.3	砂	平均值	0.75
拉西环	—	0.3	硬砂	尖角状	0.66
天然煤粉	大至10mm	0.65	硬砂	尖片状	0.43
破碎煤粉	—	0.73	渥太华砂	接近球形	0.95
烟道飞尘	融熔球状	0.89	砂	无棱角	0.83
烟道飞尘	融熔聚集状	0.55	砂	有棱角	0.73
碎玻璃屑	尖角状	0.65	钨粉		0.89

①摘自Perry·J·H·Chemical Engineers' Hand book 4th ed, P.5-50

20.1.3 临界流态化速度

临界流态化速度是流态化床操作的最低流速, 也是流态化床数学模型的基本参数之一。确定临界流态化速度的最好办法莫过于实验测定。小型实验流态化床可以用金属或玻璃制造。为了测定数据可靠, 此流态化床的分布板需保证流体均匀分布, 测定时的状态宜尽量模拟实际生产条件。用降低流速法使床层自流态化床缓慢地复原至固定床, 同时记下相应的气体流速和床层压降, 在双对数坐标纸上标绘得到如图1-8内的曲线。如果通过固定床区和流态化床区的点各自划线(撇开中间区数据), 这两条直线的交点即是临界流态化点, 其横座标的值即是临界流态化速度 U_{mf} 。图1-8中的 U_{bf} 为起始流态化速度, 此时床层中有部份颗粒开始进入流态化状态。 U_{tf} 为完全流态化速度, 此时床层中所有粒子全部进入流态化状态。对于粒度分布较窄的床层, U_{mf} , U_{bf} , U_{tf} 三者非常接近, 很难区分。

计算临界流态化速度的经验或半经验关联式很多。现将常用的、较为可靠的综合关联式汇集于表1-2。若假定 $\varepsilon_{mf}=0.4$, $\Phi_p=1$, 则表1-2的各关联式可统一标绘如图 1-10 所示。各个关联式都落在起始流态化线和完全流态化线所包括的阴影区内。

Pata和Hartman^[13]对平均粒径为0.1~0.81mm的生石灰和石灰石颗粒测定了临界流态化速度, 结果表明 (1-15) 和 (1-17) 式与实测值最为吻合。Saxena 和Vogel^[14]在温度为18~427℃, 压力为1.7~8大气压的状态下, 测定了白云石(平均粒径约0.7mm)的临界流态化速度, 他们的实测值与 (1-19) 式最为吻合。

表1-2中各关联式的差异还是很大的, 因此在设计计算时, 宜先将某种物料在实验室的流态化床中进行比较, 从中选出较为适合于该种物料的关联式用于设计计算。

例1-1 试计算温度为700°K, 压力为5kg/cm²(绝对压力)的空气-白云石系统的临界

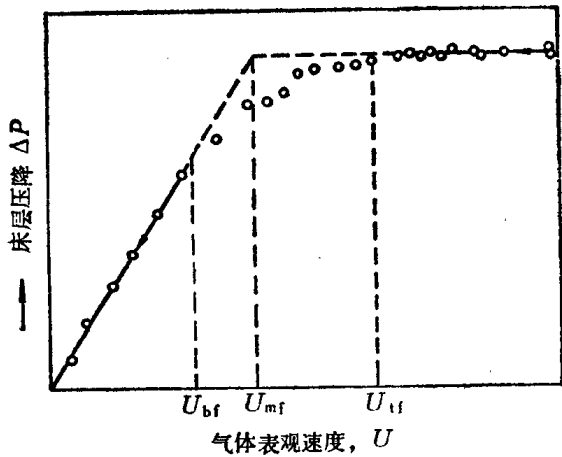


图 1-8 临界流态化速度的实测法

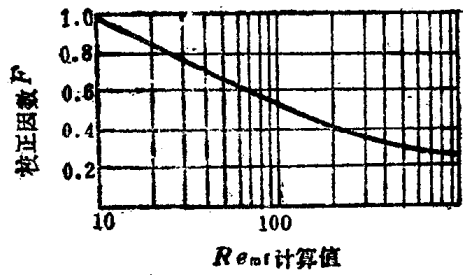
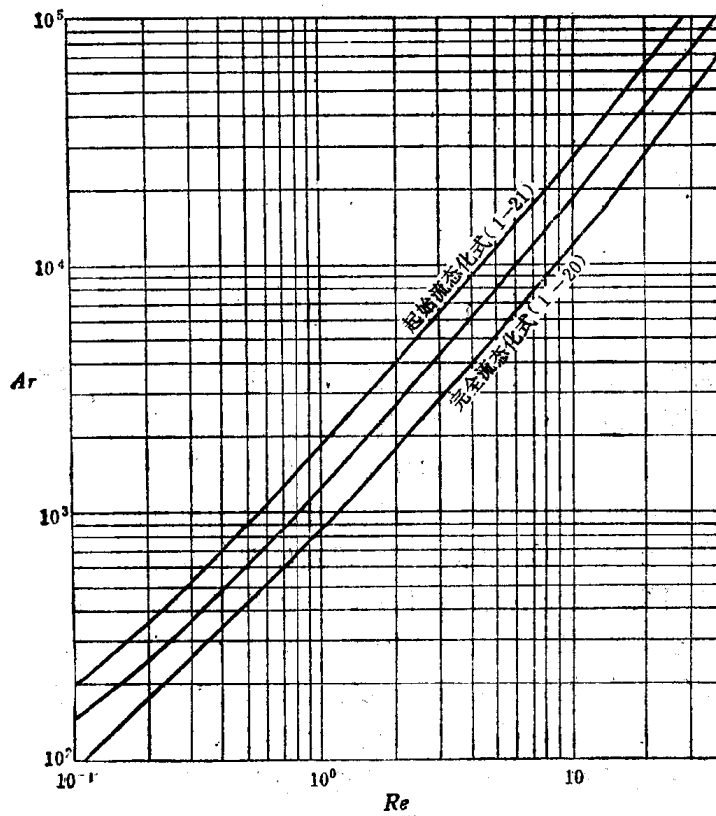
图 1-9 Leva 式的校正因数^[6]

图 1-10 阿基米德数与临界雷诺数的关系

流态化速度。实测值 $U_{mf} = 25.9 \text{ cm/s}^{[14]}$

数据: $d_p = 7.17 \times 10^{-4} \text{ m}$ $\varepsilon_{mf} = 0.49$
 $\Phi_r = 0.88$ $\rho_s = 2460 \text{ kg/m}^3$
 $\mu = 3.25 \times 10^{-3} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$

$$\rho_t = 1.293 \times \frac{273}{700} \times \frac{5.0}{1} = 2.52 \text{ kg/m}^3$$

解 用 (1-14) 式

$$G_{mf} = U_{mf} \cdot \rho_t = 0.00923 \cdot \frac{d_p^{1.82} [\rho_t (\rho_s - \rho_t)]^{0.94}}{\mu^{0.88}}$$

$$U_{mf} = \frac{0.00923 d_p^{1.82} (\rho_s - \rho_t)^{0.94}}{\mu^{0.88} \rho_t^{0.06}} = \frac{0.00923 \times (7.17 \times 10^{-4})^{1.82} \times (2460 - 2.52)^{0.94}}{(3.25 \times 10^{-5})^{0.88} \times 2.52^{0.06}} = 0.23 \text{ m/s}$$

$$Re_{mf} = \frac{d_p U_{mf} \rho_t}{\mu} = \frac{7.17 \times 10^{-4} \times 0.23 \times 2.52}{3.25 \times 10^{-5}} = 12.8 > 10$$

表 1-2 临界流态化速度综合关联式

作 者	关 联 式	适用范围	
Leva [6]	$G_{mf} = \frac{0.005 d_p^2 \phi_p^2 g \rho_t (\rho_s - \rho_t) \varepsilon_{mf}^3}{\mu (1 - \varepsilon_{mf})} \quad (1-13)$	$Re_{mf} < 10$	从式(1-3)推 导得到
Leva [6]	$G_{mf} = 0.00923 \frac{d_p^{1.82} [\rho_t (\rho_s - \rho_t)]^{0.94}}{\mu^{0.88}} \quad (1-14)$	若 $Re_{mf} > 10$ 需乘校正数 见图1-9	
Ergun [8]	$Ar = 150 \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3 \Phi_p^2} Re_{mf} + 1.75 \frac{Re_{mf}^2}{\varepsilon_{mf}^3 \Phi_p} \quad (1-15)$		从式(1-5) 推导得到
Тонес [9]	$Re_{mf} = \frac{Ar}{150 \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3} + \left(\frac{1.75 Ar}{\varepsilon_{mf}^3} \right)^{0.5}} \quad (1-16)$ 若 $\varepsilon_{mf} = 0.4$ 则 $Re_{mf} = \frac{Ar}{1400 + 5.22 \sqrt{Ar}} \quad (1-17)$		从式(1-5) 推导得到
Wen & YU [8]	$Re_{mf} = (33.7^2 + 0.0408 Ar)^{0.5} - 33.7 \quad (1-18)$		将 $\frac{1}{\Phi_p \varepsilon_{mf}^3} \cong 14$, $\frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\Phi_p^2 \varepsilon_{mf}^3} \cong 11$ 代入(1-15)
Wen & YU [10]	$\varepsilon_{mf} \Phi_p^{1.7} Ar = 18 Re_{mf} + 2.70 \Phi_p^{0.687} Re_{mf}^{1.687} \quad (1-19)$		
Pillai & Raja Rao [11]	$G_{mf} = 0.000701 \frac{d_p^2 \rho_t (\rho_s - \rho_t) g}{\mu} \quad (1-20)$	$Re_{mf} < 20$	
Geldart & Abrahamsen [22]	$G_{mf} = \frac{9 \times 10^{-4} (\rho_t (\rho_s - \rho_t))^{0.984} g^{0.084} d_p^{1.6}}{\mu^{0.87}} \quad (1-21)$	$d_p < 100 \mu\text{m}$	
Vaid & Gupta [12]	$52 Re_{mf}^2 + 1883 Re_{mf} - Ar = 0$ $18.3 Re_{mf}^2 + 877 Re_{mf} - Ar = 0 \quad (1-22)$		

查图1-9得 $F = 0.95$

$$U_{mf} = 0.23 \times 0.95 = 0.22 \text{ m/s}$$

表1-2中所有关联式的计算结果汇总如下:

关 联 式	(1-13)	(1-14)	(1-15)	(1-16)	(1-17)	(1-18)	(1-19)	(1-20)	实测值
$U_{mf} \text{ m/s}$	0.31	0.22	0.33	0.32	0.18	0.20	0.30	0.27	0.259

例1-2 计算FCC催化剂的临界流态化速度数据^[15]

$$\rho_t = 1.205 \text{ kg/m}^3 \quad \rho_s = 1200 \text{ kg/m}^3$$

$$\mu = 1.78 \times 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s} \quad d_p = 5.8 \times 10^{-5} \text{ m}$$

$$\varepsilon_{mf} = 0.49 \quad \Phi_p = 0.8$$

$$U_{mf} (\text{实测}) = 0.00167 \text{ m/s}$$

解 用 (1-18) 式

$$Ar = \frac{g d_p^3 (\rho_s - \rho_t) \rho_t}{\mu^2} = \frac{9.81 \times (5.8 \times 10^{-5})^3 \times (1200 - 1.205) \times 1.205}{(1.78 \times 10^{-5})^2}$$

$$= 8.73$$

$$Re_{mf} = (33.7^2 + 0.0408 Ar)^{0.5} - 33.7 = (33.7^2 + 0.0408 \times 8.73)^{0.5} - 33.7$$

$$= 0.00528$$

$$U_{mf} = Re_{mf} \cdot \frac{\mu}{d_p \rho_t} = 0.00528 \times \frac{1.78 \times 10^{-5}}{5.8 \times 10^{-5} \times 1.205} = 0.0014 \text{ m/s}$$

表1-2中所有关联式的计算结果汇总如下:

关联式	(1-13)	(1-14)	(1-15)	(1-16)	(1-17)	(1-18)	(1-19)	(1-20)	(1-21)	实测值
$U_{mf} \text{ m/s}$	0.0016	0.0021	0.0022	0.0034	0.0016	0.0014	0.0028	0.0016	0.0018	0.00167

20.1.4 颗粒的终端速度

流态化床的气量,一方面受临界流态化速度的限制,另一方面受颗粒的扬析所制约。在理想流态化床中,气体流量的上限近似于颗粒的终端速度或自由沉降速度。

颗粒在流体中沉降,一开始应为匀加速运动。但由于颗粒与流体间发生了相对运动,颗粒就会受到流体对它所产生的摩擦阻力作用。阻力的方向与颗粒运动方向相反,速度越大,阻力也越大。因此,在颗粒降落一段时间后,当流体对颗粒的阻力等于颗粒的浮重(重力与浮力之差)时,颗粒即以等速度降落,这个速度称为颗粒的终端速度。据此可推导出计算颗粒终端速度的公式

$$U_t = \left[\frac{4}{3} \cdot \frac{g d_p (\rho_s - \rho_t)}{C_D \cdot \rho_t} \right]^{1/2} \quad (1-23)$$

式中 U_t ——颗粒的终端速度, m/s

g ——重力加速度, m/s²

d_p ——粒径。对于非球形颗粒,则定义为与颗粒体积相等的球的直径, m

ρ_t ——流体密度, kg/m³

ρ_s ——颗粒表观密度, kg/m³

C_D ——曳力系数

C_D 是 $Re_t \left(= \frac{d_p U_t \rho_t}{\mu} \right)$ 的函数。图1-11和表1-3表示了球形颗粒 C_D 与 Re_t 间的关系。

上述数据大致可以划分为三个区域:

1. 滞流区: $Re_t < 2$, C_D 与 Re_t 在双对数坐标上成线性关系;

$$C_D = \frac{24}{Re_t} \tag{1-24}$$

2. 过渡区: $Re_t = 2 \sim 500$, C_D 与 Re_t 的关系近似地可用下式表示;

$$C_D = \frac{18.5}{Re_t^{0.6}} \tag{1-25}$$

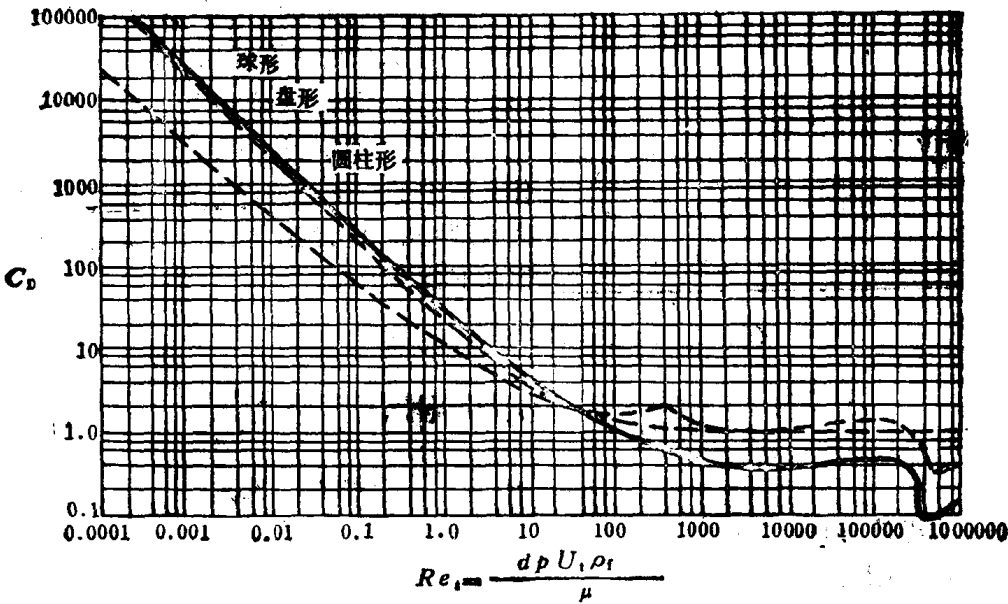
3. 湍流区: $Re = 500 \sim 150000$, C_D 趋近常数。

$$C_D \approx 0.44 \tag{1-26}$$

表 1-3 球形颗粒曳力系数的平均值^①

Re_t	C_D	Re_t	C_D	Re_t	C_D	Re_t	C_D
0.1	240.0	7	5.4	500	0.55	30,000	0.47
0.2	120.0	10	4.1	700	0.50	50,000	0.49
0.3	80.0	20	2.55	1000	0.46	70,000	0.50
0.5	49.5	30	2.00	2000	0.42	100,000	0.48
0.7	36.5	50	1.50	3000	0.40	200,000	0.42
1	26.5	70	1.27	5000	0.385	300,000	0.20
2	14.4	100	1.07	7000	0.390	400,000	0.084
3	10.4	200	0.77	10000	0.405	600,000	0.10
5	6.9	300	0.65	20000	0.45	1,000,000	0.13

① 摘自Perry, J.H., Chemical Engineers' Handbook 4th ed



1-11 球、盘形和圆柱体颗粒的曳力系数

将曳力系数 C_D 与 Re_t 的关系式代入 (1-23) 式, 即得球形颗粒终端速度的解析式

$$U_t = \frac{g(\rho_s - \rho_f)d_p^2}{18\mu} \quad Re_t < 2 \tag{1-27}$$

$$U_t = 0.153 \frac{g^{0.71} d_p^{1.14} (\rho_s - \rho_f)^{0.7}}{\rho_f^{0.29} \mu^{0.43}} \quad \text{Re}_t = 2 \sim 500 \quad (1-28)$$

$$U_t = 1.74 \left[\frac{g d_p (\rho_s - \rho_f)}{\rho_f} \right]^{0.5} \quad \text{Re}_t = 500 \sim 150000 \quad (1-29)$$

式中 μ 为气体粘度 $\text{kg/m}\cdot\text{s}$ ，其它符号与(1-23)同。

对于非球形颗粒，上述计算式需加以修正^[16]。当 $\text{Re}_t < 0.05$ 时，

$$U_t = K_1 \frac{g(\rho_s - \rho_f) d_p^2}{18\mu} \quad (1-30)$$

$$K_1 = 0.843 \log \frac{\Phi_p}{0.065} \quad (1-31)$$

当 $\text{Re}_t = 2000 \sim 200000$ 时

$$U_t = 1.74 \left[\frac{g d_p (\rho_s - \rho_f)}{K_2 \rho_f} \right]^{0.5} \quad (1-32)$$

$$K_2 = 5.31 - 4.88 \Phi_p \quad (1-33)$$

式中 Φ_p 为颗粒形状系数，定义为体积与颗粒体积相同的球表面积与颗粒表面积之比。当 $\text{Re}_t = 0.05 \sim 2000$ 时，

表 1-4 非球形颗粒的曳力系数 C_D

Φ_p	$\text{Re}_t = \frac{d_p U_t \rho_f}{\mu}$				
	1	10	100	400	1000
0.670	28	6	2.2	2.0	2.0
0.806	27	5	1.3	1.0	1.1
0.846	27	4.5	1.2	0.9	1.0
0.946	27.5	4.5	1.1	0.8	0.8
1.000	26.5	4.1	1.07	0.6	0.46

$$U_t = \left[\frac{4}{3} \cdot \frac{g d_p (\rho_s - \rho_f)}{C_D \rho_f} \right]^{0.5} \quad (1-23)$$

式中的 C_D 可由表 1-4 中查得。上述修正式系基于实验得出的。 Φ_p 的实验范围为 $0.670 \sim 1.0$ 。关于 Φ_p 小于 0.67 的关联式请参阅 Becker 的论文 (Can. J. Chem. Eng 37, 85, 1959)。

本节至此仅讨论了单个颗粒在无限大的流体介质中的沉降。显然容器的边界效应，将会减缓颗粒的自由沉降速度。对于边界效应，可作如下修正^[17]。

$$(C_D)_{\text{实际值}} = C_w (C_D)_{\text{计算值}} \quad (1-34)$$

$$C_w = \left(1 + 2.104 \frac{d_p}{D_t} \right) \quad D_p/D_t < 0.1 \quad (1-35)$$

$$C_w = [1 - d_p/D_t]^{-2.5} \quad D_p/D_t > 0.1 \quad (1-36)$$

式中 C_w ——边界效应修正系数

d_p ——颗粒粒径，m

D_t ——容器直径，m

20.1.5 颗粒终端速度与临界流态化速度的综合关系

大多数临界流态化速度的综合关联均可表示为临界雷诺数 Re_{mf} 与阿基米德数 Ar 之间的关系。如

$$Ar = 150 \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3} Re_{mf} + 1.75 \frac{Re_{mf}^2}{\varepsilon_{mf}^3} \quad (1-15)$$

颗粒的终端速度计算式也能用阿基米德数和终端雷诺数之间的关系来表示。如上节的(1-27)、(1-28)和(1-29)三个式子经变换后可表示为:

$$Ar = 18 Re_t \quad (1-27a)$$

$$Ar = 13.9 Re_t^{1.4} \quad (1-28a)$$

$$Ar = \frac{1}{3} Re_t^2 \quad (1-29a)$$

若临界流态化点的空隙率已知,则上述方程分别联立可计算出 U_t/U_{mf} 。结果表示于图1-12。

对于粗颗粒, $Ar > 10^6$, $U_t/U_{mf} = 7 \sim 8$

对于细颗粒, $Ar < 1$, $U_t/U_{mf} \approx 64 \sim 92$

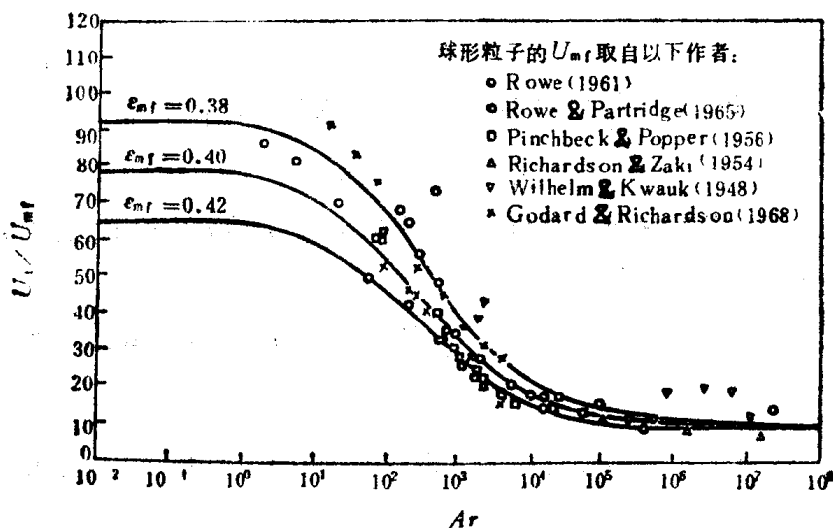


图 1-12 终端速度与临界流态化速度的比值与阿基米德数之间的关系^[27]

例1-3 计算粒径为 $10\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$, $1000\mu\text{m}$ 的微球形催化剂在下列条件下的终端速度。
数据: 颗粒 $\rho_s = 2500 \text{ kg/m}^3$, $\Phi_s = 1$,

流体 $\rho_f = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 1.8 \times 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$ 。

解 ① $d_p = 10\mu\text{m} = 1 \times 10^{-5} \text{ m}$

$$U_t = \frac{g(\rho_s - \rho_f)d_p^2}{18\mu} = \frac{9.8 \times (2500 - 1.2) \times (1 \times 10^{-5})^2}{18 \times 1.8 \times 10^{-5}} = 0.00756 \text{ m/s}$$

$$Re_t = \frac{d_p U_t \rho_f}{\mu} = \frac{1 \times 10^{-5} \times 0.00756 \times 1.2}{1.8 \times 10^{-5}} = 0.005 < 2$$

② $d_p = 100\mu = 1 \times 10^{-4} \text{ m}$

$$U_t = \frac{0.153 g^{0.71} d_p^{1.14} (\rho_s - \rho_f)^{0.7}}{\rho_f^{0.29} \mu^{0.43}} = \frac{0.153 \times 9.81^{0.71} \times (1 \times 10^{-4})^{1.14} (2500 - 1.2)^{0.7}}{1.2^{0.29} \times (1.8 \times 10^{-5})^{0.43}} = 0.53 \text{ m/s}$$

$$Re_t = \frac{d_p U_t \rho_t}{\mu} = \frac{1 \times 10^{-4} \times 0.53 \times 1.2}{1.8 \times 10^{-5}} = 3.5 > 2$$

$$\textcircled{3} \quad D_p = 1000\mu = 1 \times 10^{-3} \text{m}$$

$$U_t = 1.74 \left[\frac{g d_p (\rho_s - \rho_t)}{\rho_t} \right]^{0.5} = 1.74 \left[\frac{9.81 \times 10^{-3} \times (2500 - 1.2)}{1.2} \right]^{0.5} \\ = 7.86 \text{m/s}$$

$$Re_t = \frac{d_p U_t \rho_t}{\mu} = \frac{1 \times 10^{-3} \times 7.86 \times 1.2}{1.8 \times 10^{-5}} = 524 > 500$$

20.1.6 流态化类型

以液-固系统为典型的平稳或散式流态化和以气-固系统为典型的鼓泡或聚式流态化，两者的差别主要归因于流体比重的不同。Wilhelm和郭慕孙首先用弗鲁德准数来区分这两种流态化型态。

$$Fr_{mf} = \frac{U_{mf}^2}{d_p g} < 0.13 \quad \text{平稳或散式流态化} \quad (1-37)$$

$$Fr_{mf} > 1.3 \quad \text{鼓泡或聚式流态化}$$

Romero和Johanson从Rice和Wilhelm所提出的床层-流体界面稳定性方程，建议用四个无因次群来表征流态化型态，即

$$(Fr_{mf})(Re_{mf}) \left(\frac{\rho_s - \rho_t}{\rho_t} \right) \left(\frac{L_{mf}}{D_t} \right) < 100 \quad \text{为散式流态化} \quad (1-38)$$

$$(Fr_{mf})(Re_{mf}) \left(\frac{\rho_s - \rho_t}{\rho_t} \right) \left(\frac{L_{mf}}{D_t} \right) > 100 \quad \text{为聚式流态化}$$

(1) 散式流态化^[1]

散式流态化的定量理论，早在流态化技术开发的初期已经积累了不少数据，提出了不少关联式。郭慕孙和庄一安将前人的散式流态化理论加以系统化，并且予以延伸，形成了一个广义流态化体系。它包括以下三部分：①经典流态化和有关的固定床和颗粒的沉降；②广义流态化；③加速度下颗粒和颗粒群的运动。他们提出的理论和计算方法可应用于固定床、移动床，自由沉降，受阻沉降，距临界流态化不远的浓相流态化床和空隙度很高的稀相流态化床。本节只介绍他们推演的固定床、流态化床和颗粒沉降的统一关系式。

统一关系式的推演：

对于流体通过由均匀球形颗粒所构成的固定床的流动，要考虑以下八个变数

$$\Phi_1(d_p, \rho_t, \mu, g, U, \Delta P, L, \varepsilon) = 0 \quad (1-39)$$

$$\begin{array}{c} \parallel \quad \parallel \\ L_0 \quad \varepsilon_0 \end{array}$$

上式中 g 为常数， ΔP 和 L 可以合并成压降梯度，因此变数减至六个。根据因次分析，六个变数可以组成三个无因次群。在不违反因次分析的原则下，无因次群选择可根据应用上的方便而定。这里选择了以下三个无因次群

$$\text{压降阿基米德数: } Ar_{\Delta p} = \frac{d_p^3 \rho_t g}{\mu^2} \frac{\Delta P}{L_0(1-\varepsilon_0)}$$

$$\text{雷诺数: } Re = \frac{d_p U \rho_t}{\mu}$$

固定床空隙率: ε_0

任何球形颗粒固定床 ($\varepsilon_0 = 0.4$) 的 $Ar_{\Delta p} - Re$ 曲线如图1-13中的AB线。

同理, 对于单个球形颗粒的自由沉降, 可以选择与固定床相比的两个无因次群重度阿基米德数: $Ar_{\Delta p} = \frac{d_p^3 \rho_t g}{\mu^2} (\rho_s - \rho_t)$; 终端雷诺数: $Re_t = \frac{d_p U_t \rho_t}{\mu}$ 。 $Ar_{\Delta p} - Re_t$ 曲线如图1-13中的CD线。

流态化是一个介乎固定床和颗粒自由沉降之间的操作, 它的特点是床层总压降是一个常数, $\Delta P = L_0(1-\varepsilon_0)(\rho_s - \rho_t)$ 。因此在图1-13中流态化床由连接AB线和CD线的任何水平线所代表, 如 a_1, a_2, a_3 。

当流速沿这些水平线而增加时, 床层空隙率则随床面的上升而增加。 ε 和 U 的幂函数关系表示如下:

$$U = U_t \varepsilon^n \quad (1-40)$$

$$n = \phi(Re_t) \quad (1-41)$$

为了准确地确定图1-13中各曲线的位置, 对1960年前前人使用均匀球体所进行的固定床、流态化和沉降实验的数据进行了比较和分析, 选定的最准确数据如表1-5所示。表1-5的数据可分别在双对数座

标纸上标绘出 $n - Ar$ 、 $n - Re_t$ 、 $Ar - Re$ 和 $Ar^{1/3} - Ly^{1/3}$ 的曲线供计算使用。运用这些曲线可计算颗粒在流体中的终端速度、临界流态化速度和散式流态化床的平均空隙率。

例1-4 用郭慕孙、庄一安的散式流态化理论计算粒径为 $100\mu\text{m}$ 的微球形催化剂的终端速度。条件与例1-3同。

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho_t g (\rho_s - \rho_t)}{\mu^2} = \frac{(1 \times 10^{-5})^3 \times 1.2 (2500 - 1.2) \times 9.81}{(1.8 \times 10^{-5})^2} = 0.0908$$

由于单颗粒自由沉降的 $\varepsilon = 1$, 从 $\varepsilon = 1$ 的 $Ar - Re$ 曲线上查得 Re_t ,

$$Re_t = 3.68$$

$$U_t = \frac{3.68 \times \mu}{D_p \cdot \rho_t} = \frac{3.68 \times 1.8 \times 10^{-5}}{1 \times 10^{-4} \times 1.2} = 0.552 \text{ m/s}$$

计算结果与例1-3相仿。

例1-5 用郭慕孙、庄一安的散式流态化理论计算例1-1。

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho_t g (\rho_s - \rho_t)}{\mu^2}, \quad Re_{mf} = \frac{d_p U_{mf} \rho_t}{\mu}$$

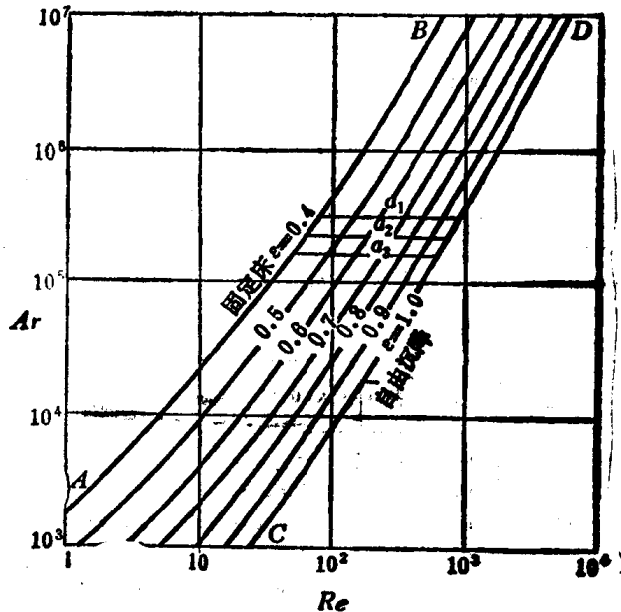


图 1-13 $Ar - Re$ 的关系⁽¹⁾