

循环流化床能量最小多尺度作用模型*

李静海 郭慕孙

(中国科学院化工冶金研究所多相反应开放实验室, 北京 100080)

Lothar Reh

(Swiss Federal Institute of Technology, CH-8092, Zurich)

摘 要

本文建立了完整的循环流化床流体动力学数学模型. 内容包括顶部稀区和底部密区局部状态的模拟和径向分布的计算. 并确定了两区共存和三种不同操作方式存在的条件. 研究表明, 能量最小在循环流化床的气固相互作用中起着重要的作用. 顶部稀区和底部密区的气固相互作用机理完全不同. 底部密区处于颗粒流体协调(FPC)状态, 其稳定条件是悬浮输送能耗 N_{st} 等于最小值; 而顶部稀区处于流体控制状态, 其稳定条件是 $N_{st} = \text{最大值}$ 或 $W_{st} = \text{最小值}$. $(W_{st})_{FPC} = (W_{st})_{FD}$ 时, 两区共存或过渡, 系统处于饱和夹带状态. 两个区域中的径向分布也都必须满足相应的整体稳定性条件.

关键词 能量最小、两相流、循环流化床、数学模型、饱和夹带

循环流化床(CFB)是一个典型的颗粒流体两相流系统, 具有颗粒流体两相流系统的所有

1992-01-08 收稿, 1992-06-12 收修改稿

* 国家自然科学基金、中国科学院院长基金和人事部回国人员基金资助课题

符号说明: A ——待定参数向量, d_b ——循环流化床直径(m), d_p ——颗粒直径(m), f ——密相体积份额(-), $F_i(x)$ ——动量和质量守恒方程, g ——重力加速度(m/s^2), G_s ——颗粒流率($\text{kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$), H ——循环流化床总高度(m), h ——轴向坐标(m), K^* ——饱和夹带量($\text{kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$), $K(r)$ ——径向不均匀性系数, l ——颗粒团聚物当量直径(m), N_{st} ——悬浮和输送单位质量的颗粒气体消耗的能量($\text{J}/(\text{s} \cdot \text{kg})$), $(N_{st})_{\max}$ —— N_{st} 的最大值($\text{J}/(\text{s} \cdot \text{kg})$), $(N_{st})_{\min}$ —— N_{st} 的最小值($\text{J}/(\text{s} \cdot \text{kg})$), $\bar{N}_{st}$ —— N_{st} 的截面平均值($\text{J}/(\text{s} \cdot \text{kg})$), ΔP_{st} ——对应于悬浮和输送能耗的等效压降(N/m^2), ΔP_{imp} ——循环流化床两端压降(N/m^2), R ——循环床半径(m), r ——径向坐标(m), U_c ——密相表观气体速度(m/s), U_f ——稀相表观气体速度(m/s), U_g ——表观气体速度(m/s), U_d ——表观颗粒速度(m/s), U_s ——稀相表观颗粒速度(m/s), U_{dc} ——密相表观颗粒速度(m/s), $\bar{U}_s$ ——截面平均气固滑移速度(m/s), U_s ——气固滑移速度(m/s), U_{sc} ——密相气固滑移速度(m/s), U_{sf} ——稀相气固滑移速度(m/s), U_r ——稀密两相滑移速度(m/s), U_{pt} ——对应饱和夹带量的表观气体速度(m/s), W_{st} ——单位体积内悬浮输送能耗, ($\text{J}/(\text{m} \cdot \text{s})$), $(W_{st})_{FPC}$ ——FPC流型下的 W_{st} ($\text{J}/(\text{m} \cdot \text{s})$), $(W_{st})_{FD}$ ——FD流型下的 W_{st} ($\text{J}/(\text{m} \cdot \text{s})$), X ——参数向量, ε ——局部空隙率(-), ε_a ——底部密区平均空隙率(-), ε^* ——顶部稀区平均空隙率(-), ε_1^* ——假设团聚物存在时的 $\varepsilon^*(-)$, ε_f ——稀相空隙率(-), ε_c ——密相空隙率(-), ε_{mf} ——最小流化状态空隙率(-), $\varepsilon_{\max}$ ——团聚物可以存在的最大空隙率(-), $\bar{\varepsilon}$ ——截面平均空隙率(-), $\varepsilon_{(N_{st})\max}$ ——对应于 $(N_{st})_{\max}$ 的空隙率(-), $\varepsilon_{(N_{st})\min}$ ——对应于 $(N_{st})_{\min}$ 的空隙率(-), ρ_p ——颗粒密度, (kg/m^3)

特征,因而其研究具有普遍意义. 颗粒聚团尺度的局部不均匀性和更大尺度的径向和轴向的整体不均匀性是 CFB 两相流的主要难点. 局部不均匀性指的是以颗粒稀少的稀相和颗粒密集的密相构成的两相结构. 整体不均匀在轴向表现为顶部稀区和底部密区的共存^[1-4],在径向则表现为中心稀壁面密^[5-7]. 尽管对于 CFB 系统中的不均匀结构已有很多研究^[8-10],但其产生机理,尤其是顶部和底部两区共存和饱和夹带等问题仍未得到解决.

事实上,仅由通常的两相流理论中的动量和质量守恒并不足以确定循环流化床中这样不均匀的两相流的状态. 稳定性条件是必要的,基于这一观点,本文作者提出了能量最小多尺度作用(EMMS)模型^[11-13]来模拟 CFB 底部密区的局部状态,阐明了这一区域中稀密两相结构的形成归因于悬浮输送能耗趋于最小值.

CFB 可有三种操作方式^[13]:全部稀区(方式 1)、稀区与密区共存(方式 2)和全部密区(方式 3). 该文将 EMMS 模型扩展到以上三种情况的局部动力学和径向、轴向整体动力学,初步形成了对 CFB 系统中气固相互作用规律的一个完整认识.

一、EMMS 模型原理

已有 EMMS 模型^[11, 12],只适用于密相流态化,这里将对已有模型作一简介(模型的详细推导见文献[12]),并将其扩展到包括稀相输送的全部颗粒流体两相流过程.

根据 EMMS 模型,以下八个参数决定了颗粒流体两相流的局部状态:

$$\mathbf{x} = (\varepsilon_c, \varepsilon_f, f, U_f, U_c, l, U_{df}, U_{dc}).$$

这八个参数除必须满足通常的动量和质量守恒条件外,还必须满足悬浮输送单位质量颗粒的能耗趋于极值的条件.

EMMS 模型认为,颗粒流体系统中存在三种尺度的作用:

- (1)流体和单颗粒之间的微尺度相互作用;
- (2)稀相和密相团聚物之间的宏尺度相互作用;
- (3)整个颗粒流体系统与外界的字尺度相互作用;

通过多尺度分析,非均匀的两相流系统分解为稀相、密相和相互作用相三个子系统,使得系统内的颗粒流体相互作用可以通过这三个子系统分别对应的曳力系数 C_{Df} , C_{Dc} 和 C_{Di} 来计算,从而将不均匀系统的分析简化为三个散式子系统的计算,由此可以得到以下六个质量和动量守恒条件(详细推导见文献[12]):

1. 单位体积内密相(团聚物)力平衡:

$$F_1(\mathbf{x}) = m_c f F_{\text{dense}} + F_{\text{bulk}} m_f - F_g m_f = 0.$$

2. 密相和稀相中压降相等:

$$F_2(\mathbf{x}) = m_f F_{\text{dilute}} + F_{\text{bulk}} m_f / (1 - f) - m_c F_{\text{dense}} = 0.$$

3. 稀相颗粒悬浮:

$$F_3(\mathbf{x}) = m_f F_{\text{dilute}} - (1 - \varepsilon_f)(\rho_p - \rho_f)g = 0.$$

4. 流体质量守恒:

$$F_4(\mathbf{x}) = U_g - U_f(1 - f) - U_c f = 0.$$

5. 颗粒质量守恒:

$$F_5(\mathbf{x}) = U_d - U_{df}(1 - f) - U_{dc} f = 0.$$

6. 团聚物尺度:

$$F_6(\mathbf{x}) = l - \frac{d_p \left(\frac{U_d g}{1 - \varepsilon_{\max}} - \left(U_{mf} + \frac{U_d \varepsilon_{mf}}{1 - \varepsilon_{mf}} \right) g \right)}{N_{st} - \left(U_{mf} + \frac{U_d \varepsilon_{mf}}{1 - \varepsilon_{mf}} \right) g} = 0$$

根据 Matsen^[14], $\varepsilon_{\max}$ 近似取为 0.9997, 文献[11, 12] 中有 $F_i(\mathbf{x})$ 的详细推导. 表 1 汇总了与 EMMS 模型有关的参数和公式, 参考表 1, 可以得到 $F_i(\mathbf{x})$ 的详细表达式.

以上六个方程描述了系统应满足的力平衡和连续性条件, 然而它们并不足以确定颗粒流体系统的状态. 稳定性条件是必要的. 为此, EMMS 模型将单位质量的颗粒消耗的总能量分解为两部分: (1) 悬浮输送颗粒消耗的能量 N_{st} ; (2) 由于颗粒加速, 循环和碰撞等过程耗散的能量 N_d . 系统达到稳定状态时, N_{st} 和 N_d 取极值(最大值或最小值).

局部不均匀性指的是系统中稀、密两相共存——颗粒密集的密相(团聚物或乳化相)和颗粒稀少的稀相(气泡或稀孔相). 除了两相中气流和颗粒的相互作用外, 两相之间还通过相互作用相发生作用. 所以, N_{st} 可表达为稀相、密相和相互作用相中各分量的和(详细表达见表 1), 即

$$N_{st} = (N_{st})_{\text{dense}} + (N_{st})_{\text{dilute}} + (N_{st})_{\text{inter}},$$

如定义密相在颗粒流体系统中所占的体积份额为 f , 总的颗粒浓度 $(1 - \varepsilon)$ 可表达为

$$1 - \varepsilon_f(1 - f) - \varepsilon_c f,$$

ε_f 和 ε_c 分别为稀相和密相空隙率. 这样, 对应于单位质量颗粒的能耗可以转化为单位体积的能耗, 即

$$W_{st} = N_{st}[1 - \varepsilon_f(1 - f) - \varepsilon_c f] \rho_p = N_{st}(1 - \varepsilon) \rho_p.$$

在并流向上的颗粒流体两相流中, 流体趋向于选择最小阻力的途径流动, 而颗粒总是尽可能处于最小位能的位置. 由于颗粒和流体之间的相互约束, 它们在实现各自运动趋势的过程中相互协调, 使系统处于稳定状态, 根据流体与颗粒之间相互控制的能力, 系统可处于三种不同的流型.

当 $U_g < U_{mf}$ 时, 系统的状态完全取决于颗粒的原始排布, 流体的流动并不能改变系统状态, 因此系统处于颗粒控制状态(Particle-Dominating (PD)).

当系统处于流态化状态时, 无论颗粒还是流体都不能控制对方而完全实现自己的运动趋势, 它们在实现各自的运动趋势过程中必须相互协调, 从而使 $N_{st} = \min^{[12]}$, 其结果是两相结构的出现, 系统处于颗粒和流体相互协调的状态(Fluid-Particle-Dominating (FPC)).

当流体高速运动时, 流体能够控制颗粒的运动状态, 从而抑制颗粒实现最小位能的运动趋势, 此时系统处于稀相气力输送状态, $N_{st} = \max(W_{st} = \min)$ (非理想情况下, 该最大值受颗粒团聚的约束), 即系统呈流体控制状态(Fluid-Dominating (FD)).

二、局 部 动 力 学

循环流化床三种不同操作方式下的局部动力学状态差异是很大的, 方式 2 呈底部密区和顶部稀区共存, 其密区和方式 3 具有相同的流体动力学特征: $G_s \geq K^*$, $N_{st} = \min$, 即处于流体颗粒相互协调的 FPC 流型状态; 而其稀区和方式(1)的特征为: $G_s \leq K^*$, $N_{st} = \max(W_{st} = \min)$ (非理想情况下, 受颗粒团聚的约束), 即处于流体控制的 FD 流型状态. 很显然, 方式 2 为方式 3 向方式 1 过渡的临界状态. 因此, 循环床局部流体动力学可表达为

表1 参数和公式汇总

子系统 参数	密 相	稀 相	相互作用相	总 体
流体密度	ρ_f	ρ_f	ρ_f	
颗粒密度	ρ_p	ρ_p	$\rho_p(1-\varepsilon_c)$	
固相尺度	d_p	d_p	$k(\text{cluster})$	
空隙率	ε_c	ε_c	$1-f$	$\varepsilon = \varepsilon_c(1-f) + \varepsilon_0 f$
体积份额	f	$1-f$		1
表观速度: 流体	U_c	U_f	$U_f(1-f)$	$U_g = U_f(1-f) + U_c f$
颗粒	U_{de}	U_{df}		$U_d = U_{df}(1-f) + U_{de} f$
滑动	$U_{sc} = U_c - \frac{U_{de}\varepsilon_c}{1-\varepsilon_c}$	$U_{sf} = U_f - \frac{U_{df}\varepsilon_f}{1-\varepsilon_f}$	$U_f = (U_f - \frac{U_{df}\varepsilon_f}{1-\varepsilon_f})(1-f)$	$U_s = U_g - \frac{U_d\varepsilon}{1-\varepsilon}$
特征雷诺数	$Re_c = (U_c - \frac{U_{de}\varepsilon_c}{1-\varepsilon_c})d_p/\nu_f$	$Re_f = (U_f - \frac{U_{df}\varepsilon_f}{1-\varepsilon_f})d_p/\nu_f$	$Re_f = \frac{U_f l}{\nu_f}$	
曳力: 单球	$C_{Dsc} = \frac{24}{Re_c} + \frac{3.6}{Re_c^{0.315}}$	$C_{Dsf} = \frac{24}{Re_f} + \frac{3.6}{Re_f^{0.315}}$	$C_{Dsi} = \frac{24}{Re_i} + \frac{3.6}{Re_i^{0.315}}$	
流化颗粒	$C_{Dc} = C_{Dsc}\varepsilon_c^{-4.7}$	$C_{Df} = C_{Dsf}\varepsilon_f^{-4.7}$	$C_{Di} = C_{Dsi}(1-f)^{-4.7}$	
单位体积颗粒数或聚团数目	$m_c = (1-\varepsilon_c)/\frac{\pi d_p^3}{6}$	$m_f = (1-\varepsilon_f)/\frac{\pi d_p^3}{6}$	$m_i = f/\frac{\pi l^3}{6}$	
作用在单一颗粒或聚团上的力	$F_{dense} = C_{Dc} \frac{\pi d_p^2}{4} \frac{\rho_f}{2} U_{sc}^2$	$F_{dilute} = C_{Df} \frac{\pi d_p^2}{4} \frac{\rho_f}{2} U_{sf}^2$	$F_{bulk} = C_{Di} \frac{\pi l^2}{4} \frac{\rho_f}{2} U_i^2$	
单位体积总力或压降	$\Delta P_{dense} = m_c F_{dense}$	$\Delta P_{dilute} = m_f F_{dilute}$	$\Delta P_{inter} = F_{inter} = m_l F_{bulk}$	
能耗: 单位体积	$(W_{st})_{dense} = \Delta P_{dense} U_{sc} f$	$(W_{st})_{dilute} = \Delta P_{dilute} U_{sf}(1-f)$	$(W_{st})_{inter} = \Delta P_{inter} U_{sf}(1-f)$	W_{st}
单位质量颗粒	$(N_{st})_{dense} = (W_{st})_{dense}/(1-\varepsilon)\rho_p$	$(N_{st})_{dilute} = (W_{st})_{dilute}/(1-\varepsilon)\rho_p$	$(N_{st})_{inter} = (W_{st})_{inter}/(1-\varepsilon)\rho_p$	N_{st}

$$\left. \begin{array}{l} (1) N_{st} = \text{extrema} (\min. \text{ for } G_s \geq K^*, \max. \text{ for } G_s \leq K^*), \\ (2) F_i(x) = 0 \quad (i=1, 2, \dots, 6), \\ (3) U_{sc} \geq 0, U_{sf} \geq 0, U_r \geq 0. \end{array} \right\} \text{模型 1}$$

考虑到循环床中径向分布的存在,为表达任一点的局部动力学,模型 1 中的所有参数都应是 r 的函数,并且在计算 $N_{st}(r)$ 和 $F_i(x)$ 时应考虑某一位置与其周围的相互作用,即

$$\left. \begin{array}{l} (1) N_{st}(r) = \text{extrema} (\min. \text{ for } G_s(r) \geq K^*, \max. \text{ for } G_s(r) \leq K^*), \\ (2) F_i(X(r)) = 0 \quad (i=1, 2, \dots, 6), \\ (3) U_{sc}(r) \geq 0, U_{sf}(r) \geq 0, U_r(r) \geq 0. \end{array} \right\} \text{模型 2}$$

模型 2 描述了 $x(r)$ 与 $U_g(r)$ 和 $U_d(r)$ 之间的关系,而对径向分布不均匀的系统而言, $U_g(r)$ 和 $U_d(r)$ 并非操作参数,因此,模型 2 必须与操作参数 U_g 和 $U_d(G_s/\rho_p)$ 关联起来才能计算整体动力学.

三、整体动力学

1. 径向整体动力学

为了通过已知的操作参数 U_g 和 U_d 来计算 $U_g(r)$ 和 $U_d(r)$,关键的问题是要知道径向不均匀分布形成的机理.

对处于 FPC 流型的设备,除了局部稳定性条件 $N_{st} = \min$ 外,系统由于受到壁面的影响,而促进了壁面区域颗粒趋于能量最小的运动趋势,中心区的局部稳定性也受到影响. 因此,稳定的径向分布必须满足 N_{st} 的截面平均值

$$\bar{N}_{st} = \frac{2}{R^2(1-\bar{\varepsilon})} \int_0^R N_{st}(r)[1-\varepsilon(r)]rdr$$

趋于最小值的条件,其中, $\bar{\varepsilon}$ 是截面平均空隙率,定义为

$$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \varepsilon(r)rdr.$$

考虑到局部和整体稳定性,所有参数的径向分布不仅应满足在任何径向位置 $N_{st} = \min$ (FPC 流型),而且应满足整个截面 $\bar{N}_{st} = \min$,此外还受到力平衡、连续性和边界条件的约束. 因此,径向整体动力学模型可表达为

$$\left. \begin{array}{l} (1) \bar{N}_{st} = \min, \quad (2) \text{Mode}; 2(r), \\ (3) U_g = \frac{2}{R^2} \int_0^R U_g(r)rdr, \\ (4) U_d = G_s/\rho_p = \frac{2}{R^2} \int_0^R U_d(r)rdr, \\ (5) \Delta P_{st}(r) = \text{常数}, \\ (6) \text{边界条件} \end{array} \right\} \text{模型 3}$$

显然,这是一个双重优化问题,其变量 $X(r)$ 既取决于局部动力学又取决于整体动力学,循环流化床系统处于一个由局部稳定性、整体稳定性、力平衡、连续性和边界条件等诸因素的协调稳定状态. 对无壁面影响的系统,模型 3 简化为描述局部动力学的模型 1.

对于处于 FD 流型下的设备, $\bar{N}_{st}$ 应当趋于最大值.

理论上讲,当所需边界条件确定后,用模型 3 和指定的操作参数 U_g 和 U_d ,应该能够计算

得到所有参数的径向分布. 然而, 由于模型本身和其边界条件的复杂性, 直接求解模型 3 是很困难的. 为了说明能量最小在径向不均匀分布中所起的重要作用, 本文用实验结果来简化模型 3, 所得近似解可以通过 $U_g(r)$ 和 $\varepsilon(r)$ 计算 $U_d(r)$.

通过 $U_g(r)$ 和 $\varepsilon(r)$ 计算 $U_d(r)$ 过程中最大的难题是颗粒团聚随径向位置的变化. 为解决这一问题, 引入不均匀性系数 $K(r)$ 来描述径向不均匀性, 并定义它为团聚物当量直径与颗粒直径之比, 即: $K(r) = l/d_p$. 当空隙率分布 $\varepsilon(r)$ 已知时, $K(r)$ 也可以表示为 $K(\varepsilon(r))$. 假设最小流化状态的团聚物直径为设备直径; 空隙率等于 1 时, $l = d_p$. 即: $K(\varepsilon_{mf}) = d_b/d_p$. $K(\varepsilon = 1.0) = 1.0$. 并假设 $K(r)$ 可表达为 $f(A, r)$, 其中 A 为待定参数. 这样处理后, 任一径向位置的 $U_d(r)$ 都可通过模型 2, $U_g(r)$, $\varepsilon(r)$ 和 $f(A, r)$ 求得. 所以, 从 $U_g(r)$ 和 $\varepsilon(r)$ 及模型 3 计算 $U_d(r)$ 的问题就转化为寻求 $K(r) = f(A, r)$, 即求 $A(f(A, r))$ 的形式可选择多项式或其它形式) 使其能够满足能量最小(包括局部和整体)、力平衡、连续性和边界条件. 因此, 模型 3 被简化为

$$\begin{array}{ll} \text{寻求} & K(r) = f(A, r) \\ \text{满足:} & \left. \begin{array}{l} (1) \bar{N}_{st} = \min, \\ (2) \text{Model 2}(r), \\ (3) K(\varepsilon_{mf}) = d_b/d_p, \\ (4) K(\varepsilon = 1.0) = 1.0, \\ (5) U_d = \frac{2}{R^2} \int_0^R U_d(r) r dr. \end{array} \right\} \text{模型 4} \end{array}$$

2. 轴向整体动力学

轴向不均匀性主要出现于操作方式 2, 从局部动力学意义上讲, 它是与在饱和夹带状态下顶部稀区和底部密区共存并发生 FPC 流型向 FD 流型过渡相联系的; 从整体动力学意义上讲, 则与设备两端的压降有关.

在 FPC 流型下, $(W_{st})_{FPC} = (N_{st})_{\min}(1 - \varepsilon_{(N_{st})\min})\rho_p$; 而在 FD 流型下, $(W_{st})_{FD} = (N_{st})_{\max}(1 - \varepsilon_{(N_{st})\max})\rho_p$, 当流体速度达到一临界值时, $(W_{st})_{FPC} = (W_{st})_{FD}$, 表明 FPC 流型和 FD 流型可以共存, 并在此过渡. 因此, 饱和夹带、顶部稀区和底部密区共存和 FPC 流型向 FD 流型过渡的条件可以定义为:

$$(W_{st})_{FPC} \equiv (N_{st})_{\min}(1 - \varepsilon_{(N_{st})\min})\rho_p = (N_{st})_{\max}(1 - \varepsilon_{(N_{st})\max})\rho_p \equiv (W_{st})_{FD}, \quad (1)$$

如忽略壁面对流型过渡的影响, 通过以上条件和模型 1 可以求得密区平均空隙率 ε_a 和稀区平均空隙率 ε^* . 两区之间过渡区的 ε 可以根据文献[1] 的模型求得. 如果考虑壁面对流型过渡的影响, 以上条件应当为:

$$(\bar{W}_{st})_{FPC} \equiv (\bar{N}_{st})_{\min}(1 - \varepsilon_{(N_{st})\min})\rho_p = (\bar{N}_{st})_{\max}(1 - \varepsilon_{(N_{st})\max})\rho_p \equiv (\bar{W}_{st})_{FD}. \quad (1a)$$

理论上讲, 模型 3 和 (1a) 式构成了一个完整的二维模型, 然而其解还有待进一步的工作.

操作方式 2 必须满足的整体动力学条件是:

$$(1 - \varepsilon^*)\rho_p gH < \Delta P_{imp} < (1 - \varepsilon_a)\rho_p gH \quad (2)$$

这一方式只能在同时满足局部动力学条件和整体动力学条件的情况下才能实现.

四、计算结果和讨论

以 FCC 颗粒 ($d_p = 54\mu\text{m}$, $\rho_p = 929.5\text{kg/m}^3$) 和空气组成的颗粒流体系统为例, 应用模型 1 和方程 1 可以得到图 1, 它概括了循环流化床流体动力学的各个方面. 当 $G_s > K^*$ 时, 系统只

能在全部密区(操作方式 3)的 FPC 流型下运行, 并呈如图光纤空隙率测量实验结果所示的两相结构. 这一方式下, 系统必须满足 $N_{st} = \min$ 和 $\Delta P_{imp} \geq (1 - \varepsilon_a^*) \rho_p g H$ 的条件.

当 $G_s < K^*$ 时, 系统只能在全部稀区(操作方式 1)的 FD 流型下运行. 在理想情况下, 呈均匀的稀相结构. 此时, 系统处 $N_{st} = \max$ 的状态, 并必须满足 $\Delta P_{imp} \leq (1 - \varepsilon_a) \rho_p g H$. 对非理想的真实情况而言, 在流体速度达到 U_{uni} 之前, 一定程度的颗粒团聚总是难免的. 如假设此时 ε_c 与方式 3 时的 ε_c 相等, 用模型 1 计算得到的平均空隙率如图中虚线所示, 此时对应的 ε^* 变为 ε_l^* . 操作方式 1 和 3 两种情况下团聚物结构的差异有待进一步研究.

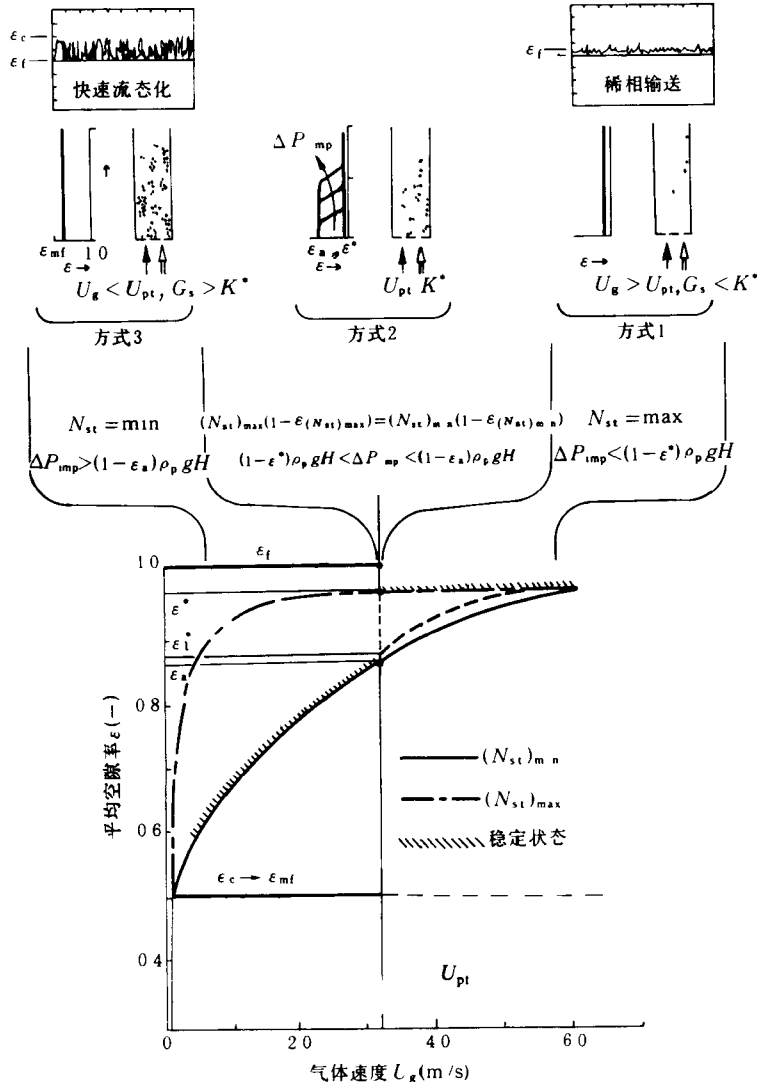


图 1 循环流化床局部流体动力学主要特征

操作方式 2 只能在 $G_s = K^*$ 时实现, 并表现为底部 FPC 流型和顶部 FD 流型共存. 它应满足的局部动力学和整体动力学条件分别为方程 1 和方程 2.

图 2 为用模型 4 并根据图 2(f) 所示 Bader 等人发表的 $\varepsilon(r)$ 和气体通量径向分布数据计

算得到的 $U_d(r)$ 和其它参数的径向分布。

图 2(a) 为计算得到的不均匀性系数 $K(r)$ 的径向分布。在中心稀区, 团聚物尺度很小, 床结构趋于均匀; 在边壁的密区, 不均匀性系数急剧增加, 表明了聚式结构的存在。能耗 N_{st} 的径向分布取决于床结构, 如图 2(b) 所示, 在颗粒很少的中心区, N_{st} 很高; 而在颗粒聚集的边壁区则很低。颗粒量与 N_{st} 的这样一种搭配和分布使得 N_{st} 趋于最小值, 因此出现稳定的径向分布。

图 2(c) 为根据图 2(f) 数据转换的表观气体速度分布和用模型 4 计算的表观颗粒速度的对比。由于中心区呈均匀结构, 所以颗粒速度接近气流速度, 而在近壁区, 颗粒速度很低, 甚至出现负值, 因此导致气体和颗粒的返混。颗粒速度计算值和实验值^[15]的比较示于图 2(d), 两者基本一致。

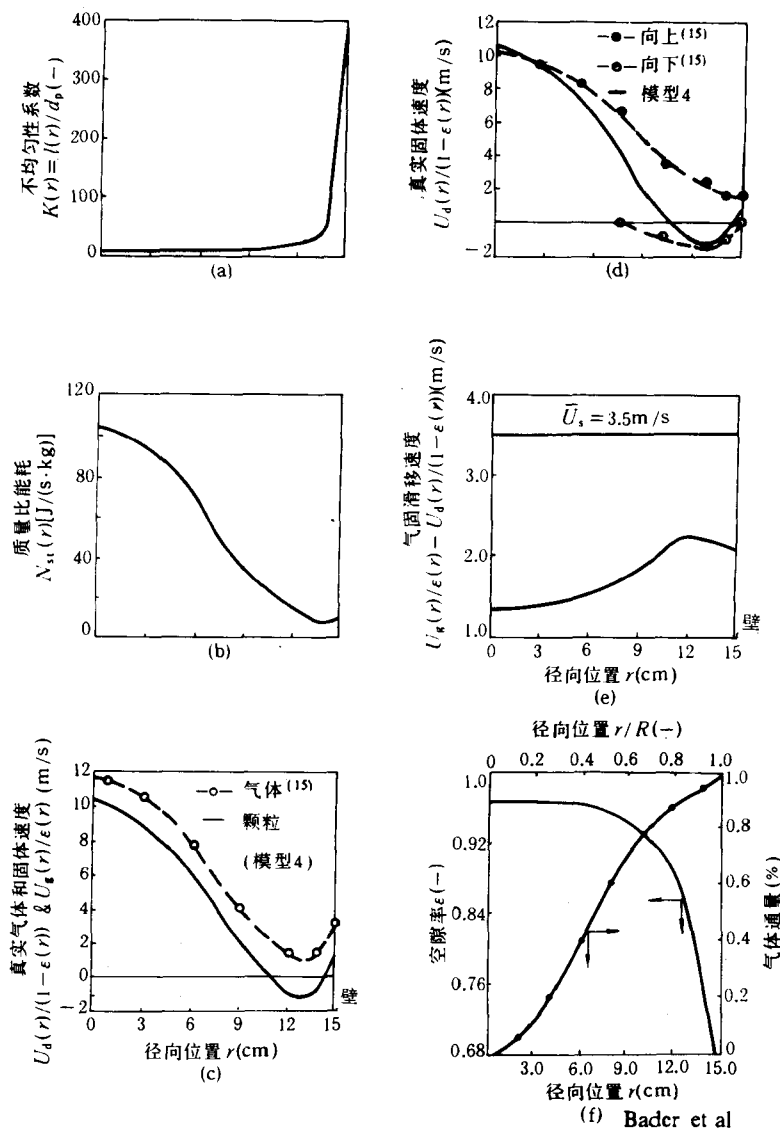


图 2 模型 4 计算结果与 Bader 等人实验结果^[15] 的比较

$d_p = 76 \mu\text{m}$, $\rho_p = 1714 \text{ kg/m}^3$, $d_b = 30.5 \text{ cm}$, $U_g = 3.7 \text{ m/s}$, $G_s = 98 \text{ kg/(s} \cdot \text{m}^2)$

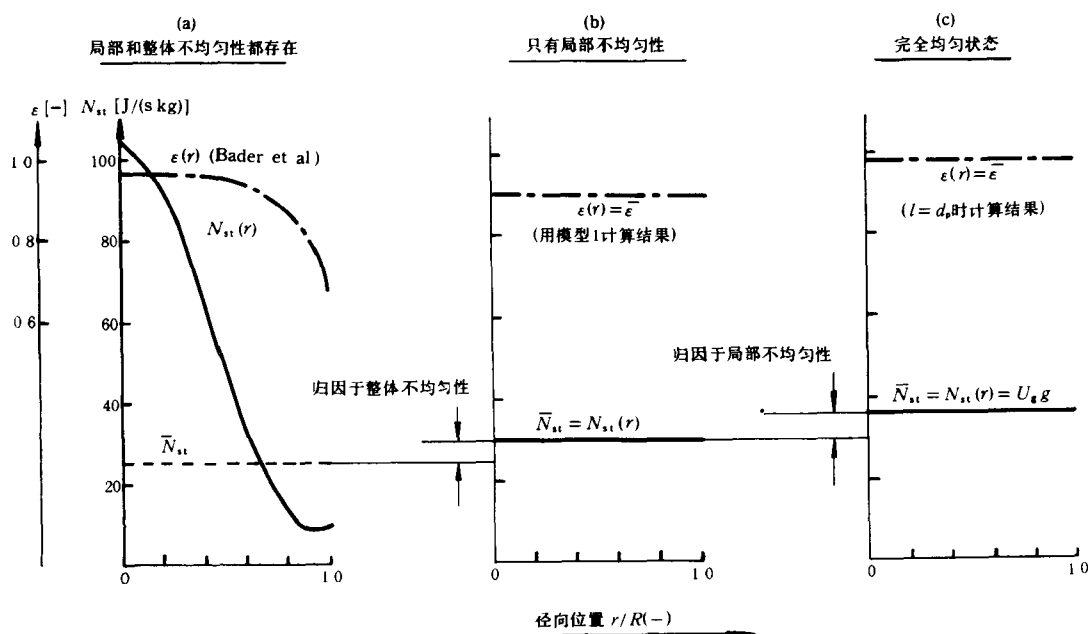


图 3 局部和整体不均匀性对能量最小的贡献

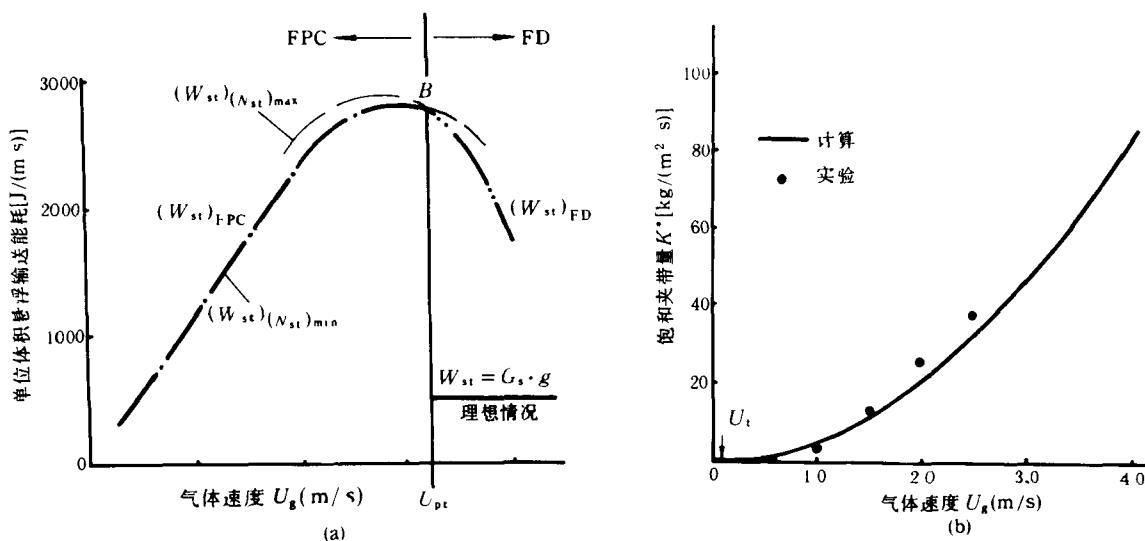


图 4 饱和夹带和两区共存的定义及其随气体速度的变化

图 2(e) 为计算得到的气固滑移速度 U_s 的径向分布. U_s 在中心区取最小值, 而在近壁区的某一位置取最大值. 值得注意的是, 任一点的局部气固滑移速度 $U_s(r)$ 都小于截面平均滑移速度 $\bar{U}_s [U_g / \bar{\varepsilon} - G_s / \rho_p (1 - \bar{\varepsilon}) = 3.5 \text{ m/s}]$. 这表明, 循环流化床反应器中平均气固滑移速度很高的原因, 不仅在于局部不均匀性(颗粒团聚), 而且也在于整体不均匀性(径向分布^[7]和轴向分布). 局部滑移速度较之整体平均滑移速度更能反映气固相互作用的强度.

图 3 表明了局部不均匀性和整体不均匀性分别对能量最小的贡献. 显然, 当系统局部和整体都处于如图 3(c) 所示的均匀状态时, $\overline{N}_{st}$ 取最大值. 局部不均匀性(团聚物)的产生使 $\overline{N}_{st}$ 降低, 如图 3(b) 所示. 而整体不均匀性(径向分布)的产生则使 $\overline{N}_{st}$ 在图 3(b) 的基础上进一步降低, 如图 3(a) 所示.

图 4 为根据模型 1 计算得到的 $(W_{st})_{FPC}$ 和 $(W_{st})_{FD}$ 随气体速度的变化. 两者在 U_{pt} 处相交于 B 点. $U_g < U_{pt}$ 时, $(W_{st})_{FPC} < (W_{st})_{FD}$, 所以, 具有两相结构的 FPC 流型是稳定的, 而 FD 流型是不稳定的. 而当 $U_g > U_{pt}$ 后, $(W_{st})_{FPC} > (W_{st})_{FD}$, 表明, 此时气体可以控制颗粒的运动, FD 流型变为稳定状态, 而 FPC 流型则不再稳定. $(W_{st})_{FPC} = (W_{st})_{FD}$ 的 B 点定义了两种流型的过渡、共存以及饱和夹带量 K^* , 因而揭示了颗粒流体两相流系统中发生噎塞(Choking)现象的机理. 图 4(b) 为实验和计算得到的 K^* 的比较.

参 考 文 献

- [1] Li, Y and Kwauk, M, in *Fluidization III* (Eds Grace, J R & Matsen, J M), Plenum, 1980, 537
- [2] Schnitzlein, M, *Ph D Dissertation*, The City College of New York, New York, 1987
- [3] Wirth, K. E, *Chem Eng Technol*, 1988, 11 11
- [4] Rhodes, M J, *Chem Eng Res Des*, 67(1989), 30
- [5] Weinstein, H, Shao, M & Schnitzlein, M, in *Circulating Fluidized Bed Technology* (Ed Basu, P), Pergamon Press, 1985, 201
- [6] Hartge, E U, Li, Y & Werther, J, *ibid*, Pergamon Press, 1985, 21
- [7] Rhodes, M J & Geldart, D, *The 1st International Conference on Circulating Fluidized Beds*, Halifax, Nova Scotia, 1985
- [8] Nakamura, K & Capes, C E, *Can J of Chem Eng*, 51(1973), 39
- [9] Ishii, H, Nakajima, T & Horio, M, *J. of Chem Eng Of Japan*, 22(1989), 484
- [10] Reh, L, *Chemical Engineering Progress*, 67(1971), 58
- [11] Li, J, *Ph D Dissertation*, Institute of Chemical Metallurgy, Academia Sinica, Beijing, 1987,
- [12] Li Jinghai, Tung Yuanki, Mooson Kwauk, *Sciences in China, Series B*, 33(1991), 523
- [13] Li J, Tung Y & Kwauk, M, in *Circulating Fluidized Bed Technology* (Eds Basu, P, Large, J F.), Pergamon Press, 1988, 193
- [14] Matsen, J M, *Powder Technology*, 32(1982), 21—33
- [15] Bader, R, Findlay, J & Knowlton, T M, in *Circulating Fluidized Bed Technology II*, Pergamon Press, 1988, 123