

鼓泡塔中气含量分布与液体循环流动模型

郝晓刚, 孙彦平

(太原理工大学化工学院, 山西 太原 030024)

摘要:考察了气-液鼓泡塔中气泡流和液流的运动规律,提出了将分散的气泡流连续介质化的假设和基于容积通量的流体力学表达方式,建立了气含率分布与液体内循环流动结构的连续介质流模型,较好地揭示了液体循环流动规律.模型计算与实验结果吻合.

关键词:鼓泡塔; 气泡流; 气含率; 内循环流动

中图分类号: TQ021 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009-606X(2002)01-0007-05

1 前言

鼓泡床反应器由于结构简单且具有良好的传质和对基质的低剪切特性,在生物、光催化和电合成等新技术领域得到广泛应用.近年来研究者们普遍采用分离流模型来描述鼓泡床反应器中的液体循环流动^[1-3],但在建立模型时对动量方程表达式和气相剪应力等参数的认定有不同看法^[4-6],而对液体循环流动有着决定作用的气含率分布都采用经验公式来描述,导致数学模型复杂,对实验结果的描述相互之间仍有差异.

鼓泡床内的气含率分布和液体的流动与气泡的运动密切相关,液体循环流动所需的动量来源于气泡的搅动,在此采用流体力学方法来探讨床内气泡的运动规律和液体循环流动结构,以获得床层气含率的分布规律和液体循环流动模型.

2 机理分析

当气体进入鼓泡床后产生沿垂直方向向上运动的气泡,在床层形成分散的气泡相和连续的液相(但此时的连续相与单相流体中的连续介质已有本质区别,因为它并没有充满整个流场).大量气泡后由于器壁的影响气泡在床层中的分布是不均匀的,即床中心上升的气泡较多而边壁处较少.从宏观上看尾涡液流随气泡上升到床表面并由床中心向边壁迁移,沿边壁向下运动返回分布板附近,液流又由边壁向中心迁移,形成有规律的液体循环.

基于上述分析,本文将分散的气泡流连续介质化,即将每一相都看作是充满整个流场的连续介质,多相共存并按各自的运动规律运动,同时考虑分散相实际的非连续性,用分散相的容积通量来表征流体的流动,用流体力学方法来建立鼓泡床中气泡流运动方程和液体循环流动模型.

3 数学模型的建立

在实验研究和理论分析的基础上提出如下假设:(1)气泡的容积流率沿床高不变(稳态一维流动).(2)气泡在上升过程中不发生横向运动(轴对称).(3)气泡尾涡夹带液体随之上升.

3.1 气泡流运动方程和气含率分布模型

将气泡流连续介质化,忽略气泡的重力作用,气泡群沿垂直方向上升类似于不可压缩流体在

收稿日期:2001-08-16,修回日期:2001-09-24

收稿日期:国家自然科学基金资助项目(编号:20006011)

作者简介:郝晓刚(1967-),男,山西榆社县人,博士,副教授,化学工程专业.

圆管内的层流流动. 在这一系统中, 一方面有着气泡之间的相对运动, 另一方面还有气泡与液相主体之间的相对运动. 类似单相流体力学中非牛顿型流体的处理办法, 定义气泡流稠度系数为 K , 流态特性指数为 m , 将气泡流当作一般流体, 则气泡流剪应力为

$$\tau_b = -K \left| \frac{\partial U_z}{\partial r} \right|^{1/m}, \quad (1)$$

它表示气泡与气泡以及气泡与液相主体之间发生相对位移时产生的相互作用. 气体以气泡形式存在, 因而 U_z 为单位时间单位面积上气泡的向上流量, 即气泡的容积通量 [$\text{m}^3/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$], 而非气泡的运动速度. 因沿半径方向 U_z 减小, 故 τ_b 取负值.

在圆管内取一微小圆环作控制体, 如图 1 所示. 系统为轴对称, 运动状态只是 r 的函数, 在柱坐标系下, 只需取 r 和 z 两个坐标方向.

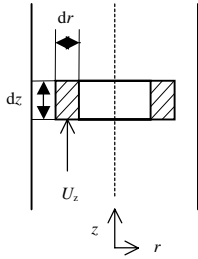


图 1 气泡流运动方程推导
Fig.1 Derivation of bubble flow motion equation

忽略气液相间作用, 根据动量守恒定律对微元体进行稳态条件下的动量衡算有:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\tau_b) + r \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (2)$$

如沿管长压降是均匀的, 则 $\partial p/\partial r$ 可用定值 $\Delta p/L$ 代替, 有:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[rK \left(\frac{\partial U_z}{\partial r} \right)^{1/m} \right] = \frac{\Delta p}{L} r, \quad (3)$$

由边界条件 $r=0$ 时, $\partial U_z/\partial r=0$; $r=R$ 时, $U_z=0$, 积分上式得:

$$U_z = -\frac{1}{1+m} \left(\frac{\Delta p}{2KL} \right)^m R^{1+m} (1-\xi^{1+m}). \quad (4)$$

气泡流稠度系数的确定: 整个系统气体的轴向总容积通量即为鼓泡床气体的体积流量 V_g , 故有:

$$V_g = \int_0^R 2\pi r U_z dr = -\frac{\pi}{3+m} \left(\frac{\Delta p}{2KL} \right)^m R^{3+m}. \quad (5)$$

参数 m 确定后可由上式求得 K . 整理式(5)并代入式(4)可消去 K , 则 U_z 可表示为

$$U_z = \frac{(3+m)V_g}{(1+m)\pi R^2} (1-\xi^{1+m}) = \frac{3+m}{1+m} U_{oz} (1-\xi^{1+m}), \quad (6)$$

式中 U_{oz} 为表观气速. 假设在床层取一微元柱, 横截面积为 ΔS , 一定气速下气泡在微元柱内的产生频率为 n , 每个气泡的体积为 V_b , 单位时间气泡的上升距离即气泡的上升速度为 U_b , 则根据物料衡算有:

$$\varepsilon = \frac{nV_b}{U_b \Delta S} = \frac{U_z}{U_b}, \quad (7) \quad \bar{\varepsilon} = \frac{U_{oz}}{U_b}. \quad (8)$$

将式(7), (8)代入式(6)得:

$$\varepsilon = \frac{3+m}{1+m} \frac{U_{oz}}{U_b} (1-\xi^{1+m}) = \frac{3+m}{1+m} \bar{\varepsilon} (1-\xi^{1+m}). \quad (9)$$

3.2 液体循环流动模型

鼓泡床中的液相虽然是连续相, 但与单相流体中的连续介质有着本质不同. 在此将它看作充满整个流场的连续介质, 与气泡相共存并按各自的规律运动; 同时考虑到液相实际并未充满整个流场, 用液相的容积通量来表征液体的流动, 则液体在垂直方向的运动类似不可压缩的牛顿型流

体在圆管内的层流流动，液相内的剪切作用可表示为

$$\tau_1 = -\mu_1 \frac{\partial V_z}{\partial r}, \quad (10)$$

式中 V_z 为单位时间单位面积液体的容积通量 [$\text{m}^3/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$]，非液相质点速度； μ_1 为有效粘度。当鼓泡速度一定时，气泡的体积即气泡的容积流率沿床高不变，因而尾涡液体的夹带量也不变，故 $\partial V_z / \partial z = 0$ 。

同理忽略气液相间相互作用，稳态条件下，在柱坐标系中取微元体做动量衡算有：

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\tau_1) + r \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_1(1-\varepsilon)rg = 0. \quad (11)$$

将 $\partial p / \partial r$ 用定值 $\Delta p / L$ 代替，可得：

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial V_z}{\partial r}\right) = \frac{1}{\mu_1} \left[\frac{\Delta p}{L} + \rho_1(1-\varepsilon)g \right] r. \quad (12)$$

将式(9)代入上式有：

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial V_z}{\partial r}\right) = \frac{1}{\mu_1} \left[\left(\frac{\Delta p}{L} + \rho_1 g - \frac{3+m}{1+m} \frac{U_{oz}}{U_b} \rho_1 g \right) r + \frac{3+m}{1+m} \frac{U_{oz}}{U_b} \rho_1 g \frac{r^{2+m}}{R^{1+m}} \right]. \quad (13)$$

令： $K_1 = \frac{1}{\mu_1} \left(\frac{\Delta p}{L} + \rho_1 g - \frac{3+m}{1+m} \frac{U_{oz}}{U_b} \rho_1 g \right)$ ， $K_2 = \frac{1}{\mu_1} \frac{3+m}{1+m} \frac{U_{oz}}{U_b} \rho_1 g$ ，由边界条件： $r=0$ ， $\partial V_z / \partial r = 0$ ，

积分上式得：

$$V_z = \frac{K_1}{4} r^2 + \frac{K_2}{(3+m)^2} \frac{r^{3+m}}{R^{1+m}} + C. \quad (14)$$

积分常数的确定：当整个系统液相的轴向总容积通量为 \bar{Q} 时，有：

$$\bar{Q} = 2\pi \int_0^R r V_z dr. \quad (15)$$

将 V_z 代入上式并积分求解得：

$$C = \frac{\bar{Q}}{\pi R^2} - \left[\frac{K_1}{8} + \frac{2K_2}{(3+m)^2(5+m)} \right] R^2 = U_{ol} - \left[\frac{K_1}{8} + \frac{2K_2}{(3+m)^2(5+m)} \right] R^2, \quad (16)$$

式中 U_{ol} 为表观液速。设中心上流区与边壁回流区的分界点位置为 r^* ，当 $r=r^*$ 时， $V_z=0$ ，故 m 确定后通过上式可求得 r^* 。

4 模型计算结果与讨论

4.1 气含率分布

图 2 将本文建立的气含率径向分布模型计算值与 Hills^[7] 在直径为 138 mm 的鼓泡床中的实验值进行了对比。由图可见，理论值与实验值吻合良好，床中心气含率最大，沿径向呈复杂抛物线分布，随半径增大而单调减小；由于边界条件的限制，在床层边壁区气含率为零，且不随气速而变。

本文根据连续介质流理论推导的局部气含率计算公式与研究者们普遍采用的经验公式

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} \frac{m+2}{m} (1-\xi^m), \quad (17)$$

实质上是相同的，但经验公式中的指数 m 没有明确的含义。本文从流变学角度定义了流态特性指数 m 和稠度系数 K 两个参数，从理论计算与 Hills 的实验结果来看，不同的鼓泡速度对应不同的 m 和 K 值。随表观气速的增加， m 减小，气含率分布越不均匀。 K 值可由式(5)进一步推导得：

$$K = \frac{\rho_1 g}{2 \left(\frac{3+m}{R^{1+m}} U_{oz} \right)^{1/m}} \quad (18)$$

由上式可知 K 与液相密度、表观气速、床层半径和流体特性指数 m 等有关. 由于多相流动的复杂性, m, K 与上述各参数之间的具体关系有待进一步的研究, 目前只能从实验拟合得出.

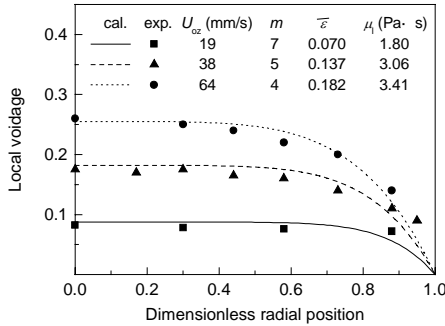


图2 气含率测量值^[7]与理论值比较
Fig.2 Measured voidage profiles^[7] vs. theory

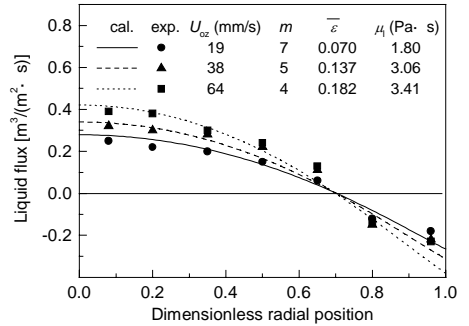


图3 实测液速分布曲线^[7]与理论值比较
Fig.3 Measured velocity profile^[7] vs. theory

4.2 轴向液体通量分布

设鼓泡床中表观液速为零, 则将积分常数 C 的表达式(16)代入式(14)并整理可得:

$$V_z = \frac{\rho_1 g}{\mu_1} \frac{3+m}{1+m} \bar{\varepsilon} R^2 \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{2} - \xi^2 \right) + \frac{\xi^{3+m} - \frac{2}{5+m}}{(3+m)^2} \right] \quad (19)$$

根据文献[7]的实验体系将 $m, \bar{\varepsilon}$ 值, 以及图 2、3 中 μ_1 平均值 3.0 Pa·s 代入模型, 即可求出不同气速下的液体通量的径向分布.

模型计算值与 Hills 的实验数据对比示于图 3, 由图可见随表观气速增加液流循环强度增加, 实验值与理论计算值吻合较好.

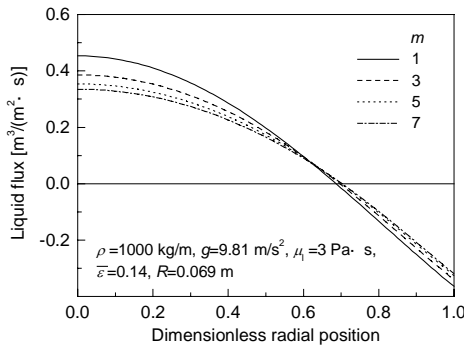


图4 流态特性指数 m 对循环流动的影响
Fig.4 Effect of parameter m on liquid velocity

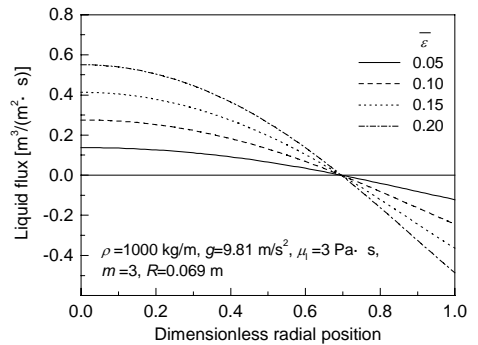


图5 平均气含率对循环流动的影响
Fig.5 Effect of parameter $\bar{\varepsilon}$ on liquid velocity

图 4 和 5 显示了流态特性指数 m 和床层平均气含率对液体循环流动的影响. m 增加, 循环强度减弱; 随平均气含率增加, 循环强度增加. 另外, 较低的有效粘度将产生较强的液体内循环流动, 与文献[6]的预测结果一致.

由图 3~5 可见, 液体时均通量的径向分布曲线上有一零点 r^* , 它是中心区上流与边壁回流的

分界点. 理论计算表明分界点位置在 $0.7R$ 附近, 结合式(19)分析可知, r^* 只随流态特性指数 m 而变. 随气速增加, m 减小, 分界点位置向里移动, 而液体密度、有效粘度及床层半径等对分界点位置没有影响.

若建立模型时考虑气液相间的相互作用及湍流等因素, 模型可能会更精确, 但无疑会更加复杂, 不便使用.

5 结论

本文从气泡流运动的非牛顿性特征着手建立了反映气含率分布与液体循环流动连续介质流模型, 揭示了流变学指标与气含率分布间的关系, 能反映床层气含率和液体通量的不均匀分布, 无需考虑流体质点间复杂的湍流运动, 模型虽然简单却能较好地揭示鼓泡床中液体的循环流动结构. 液体轴向容积流量沿径向呈复杂抛物线分布, 中心区上流与边壁区回流的分界点受流态特性指数(或表观气速)的影响.

符号表:

| | | | | | |
|-----------|---|---------------|---|---------------------|---------------------------------|
| C | 积分常数 | t | 时间 (s) | $\bar{\varepsilon}$ | 平均气含率 |
| K | 稠度系数 ($\text{Pa}\cdot\text{s}^{1/m}$) | U_b | 气泡上升速度 (m/s) | μ | 流体有效粘度 (Pa·s) |
| L | 床层高度 (m) | U_{ol} | 表观液速 (m/s) | ρ | 气体密度 (kg/m^3) |
| m | 流态特性指数 | U_{oz} | 表观气速 (m/s) | ρ_l | 液体密度 (kg/m^3) |
| n | 气泡产生频率 (s^{-1}) | U_z | 气泡轴向容积流量 [$\text{m}^3/(\text{m}^2\cdot\text{s})$] | τ_b | 气泡流剪应力 (Pa) |
| p | 压强 (Pa) | V_b | 气泡体积 (m^3) | τ_l | 尾涡液流剪应力 (Pa) |
| \bar{Q} | 液体轴向容积流量 (m^3/s) | V_g | 气体体积流量 (m^3/s) | ξ | 无因次径向座标 (r/R) |
| R | 床层半径 (m) | V_z | 轴向液流容积流量 [$\text{m}^3/(\text{m}^2\cdot\text{s})$] | | |
| r | 径向座标 (m) | ε | 局部气含率 | | |

参考文献:

- [1] Rice R G, Geary N W. Prediction of Liquid Circulation in Viscous Bubble Columns [J]. *AIChE Journal*, 1990, 36(9): 1339–1348.
- [2] Geary N W, Rice R G. Circulation and Scale-up in Bubble Columns [J]. *AIChE Journal*, 1992, 38(1): 76–82.
- [3] Anderson K G, Rice R G. Local Turbulence Model for Predicting Circulation Rates in Bubble Columns [J]. *AIChE Journal*, 1989, 35(3): 514–518.
- [4] Menzel T, Weide T, Staudacher O, et al. Reynolds Shear Stress for Modeling Bubble Column Reactor [J]. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 1990, 29: 988–994.
- [5] Rietema K. Science and Technology of Dispersed Two-phase Systems – I and II, General Aspects. Part I [J]. *Chem. Eng. Sci.*, 1982, 37(8): 1125–1150.
- [6] 罗和安, Svendsen H F. 鼓泡床反应器中液体循环的模拟 [J]. *化工学报*, 1995, 46(4): 458–463.
- [7] Hills J H. Radial Nonuniformity of Velocity and Voidage in a Bubble Column [J]. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 1974, 52: 1–9.

Radial Profile of Gas Hold-up and Model of Liquid Circulation in Bubble Columns

HAO Xiao-gang, SUN Yan-ping

(Taiyuan University of Technology, Taiyuan, Shanxi 030024, China)

Abstract: Gas-liquid flow in bubble columns is studied by taking dispersed bubbles and liquid as co-existing continua. The mathematical models of gas hold-up distribution and the liquid circulation are developed under the assumptions that the gas phase is non-Newtonian and there is no frictional force between gas and liquid phases. The calculated results are coincident with experimental data satisfactorily.

Key words: bubble column; bubbly flow; gas hold-up; internal circulation flow