

文章编号: 1001-6791 (2000) 01-0025-07

静止均匀环境中气泡射流特性的研究 ——数学模型及试验资料的分析 (I)

王双峰, 槐文信, 李 炜

(武汉水利电力大学河流工程系, 湖北 武汉 430072)

摘要: 已往对气泡射流的理论研究, 主要集中在半经验和积分模型方面, 对流动结构揭示很少。给出了气-液两相流两方程湍流模型。为了加深对气泡射流规律的理解和为数值计算建立对比基础, 提出了一组参考量, 对 Sun 和 Faeth 的试验资料进行了整理。

关键词: 气泡射流; 两相流; 湍流模型; 试验

中图分类号: O359.1 文献标识码: A

气泡射流是气-液混合物从喷口流入环境流体, 并同其混合的流动状态。由于两相混合物射流与周围流体存在流速差, 在流体粘性作用下将形成动量的交换, 从而带动和卷吸环境流体进入射流, 形成混合区 (图 1)。混合区周围流体的滞止作用使得射流流速比轴线上要小, 而轴线附近流速均匀分布的区域叫做射流核。从喷口到混合区扩展到轴线上的这一段, 叫做气泡射流的形成区, 其后称为形成后区, 在两区之间有一段过渡区。

气泡射流在工程中具有广泛的应用价值, 例如减轻波浪对建筑结构的破坏, 在河口用气泡幕防止盐水入侵, 控制水库和湖泊中的分层结构以改善水质, 加速反应装置中的物质混合、交换及化学反应过程, 防止水路和港口结冰, 为水生生物增氧等等。对于气泡射流的研究, 到目前为止, 发表的论文甚少。在试验方面, Sun 和 Faeth (1986) 对静止均匀环境中的圆形气泡射流进行了比较详细的试验研究, 取得了很有价值的成果。在数值模拟方面国外学者也做了初步探讨。

本文从双流体概念出发, 结合气-液两相流的特点和静止环境中铅直气泡射流的特征, 建立了两相湍流流动的两方程模型。同时为了加深对气泡射流规律的理解和为数值计算建立对比基础, 提出了一组参考量对 Sun 和 Faeth (1986) 的试验资料进行了整理。

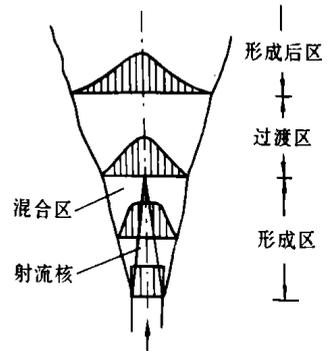


图 1 静止均匀环境中铅直气泡射流示意图

Fig. 1. Flow schematic

收稿日期: 1998-10-09; 修订日期: 1999-03-01

基金项目: 国家自然科学基金 (59879019) 和教育部博士点基金资助项目 (9349304)。

作者简介: 王双峰 (1971-), 男, 河南人, 武汉水利电力大学河流工程系博士, 主要从事流体力学方面研究。

1 湍流气泡射流的基本控制方程

静止均匀环境中的气泡射流, 如果不考虑表面水平流区, 可看作是薄剪切型稳定流动, 垂直于主流方向 (r 方向) 的扩散通量远大于主流方向 (z 方向) 的扩散通量, 垂直主流方向压力梯度很小, 可以忽略不计。这类流动的特点意味着有 $u_z \gg u_r$, $\partial \partial r \gg \partial \partial z$ 和 $\partial p / \partial r = 0$, u_z 和 u_r 分别是 z 和 r 方向的平均流速; 同时对于恒定流动有 $\partial \partial t = 0$ 。考虑到这些特点, 给出了柱坐标系下控制气泡射流的两相流 $k-\epsilon$ 湍流模型^[11]。

1.1 平均运动方程

各相平均运动由它们的动量方程和连续性方程控制。

液体相的轴向 (z 方向) 动量方程

$$\begin{aligned} \rho_1 \alpha_1 u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \rho_1 \alpha_1 u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = & -\alpha \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \alpha \rho_1 v_{11} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] + (1 - C_2) \rho_1 \frac{v_{11}}{\sigma_f} \frac{\partial u_z}{\partial r} \frac{\partial \alpha}{\partial r} + \\ C_3 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho_1 \frac{k}{\epsilon} v_{11} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{11}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right] + & C_3 \rho_1 \frac{k}{\epsilon} v_{11} \frac{\partial u_z}{\partial r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left[\frac{v_{11}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right] - \frac{\rho_2}{\tau} \alpha (u_z - v_z) - \rho_1 \alpha g - \\ C_v \alpha \rho_1 \left[u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] - & C_v \alpha \rho_1 \left[u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right] + C_v \alpha \rho_1 v_{11} \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} - C_v \alpha \rho_1 v_{12} \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} \end{aligned} \quad (1)$$

气体相的轴向动量方程

$$\begin{aligned} \rho_2 \alpha_2 v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \rho_2 \alpha_2 v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} = & -\alpha \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \alpha \rho_2 v_{12} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] + (1 - C_2) \rho_2 \frac{v_{12}}{\sigma_f} \frac{\partial v_z}{\partial r} \frac{\partial \alpha}{\partial r} + \\ C_3 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho_2 \frac{k}{\epsilon} v_{12} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{12}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right] + & C_3 \rho_2 \frac{k}{\epsilon} v_{12} \frac{\partial v_z}{\partial r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left[\frac{v_{12}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right] + \frac{\rho_2}{\tau} \alpha (u_z - v_z) - \alpha (\rho_2 - \\ \rho_1) g + C_v \alpha \rho_1 \left[u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] + & C_v \alpha \rho_1 \left[u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right] + C_v \alpha \rho_1 v_{12} \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} - C_v \alpha \rho_1 v_{11} \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} \end{aligned} \quad (2)$$

液相连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial z} (\alpha u_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \alpha u_r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{11}}{\sigma_f} r \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right] = 0 \quad (3)$$

气体相连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial z} (\alpha \rho_2 v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \alpha \rho_2 v_r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho_2 \frac{v_{12}}{\sigma_f} r \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right] = 0 \quad (4)$$

总体连续性方程

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (5)$$

在这些方程中, u 是液体相的平均速度; v 是气体相的平均速度; 下标 1 和 2 分别表示液体和气体相; 下标 z 和 r 分别表示轴向和径向的分量; α 是相体积分数; p 是平均压力; ρ 是物质密度; k 和 ϵ 分别是液相湍动能和湍动能耗散率; v_i 是湍流粘性系数; σ_f 是湍流 Schmidt 数; g 是重力加速度。对于静止环境中的气泡射流, 并且不考虑表面流区, 可将垂向压力看成静压分布。注意到 $\partial p / \partial r = 0$, 气体相的径向动量方程可类似轴向动量方程写出, 这里不再赘述。

液相湍流粘性系数用 k 和 ϵ 表示

$$v_{11} = C_\mu k^2 / \epsilon \quad (6)$$

其中经验常数 C_μ 按照 Rodi 建议的关系式确定

$$C_\mu = 0.09 - 0.04f, f = \left| \frac{R}{\Delta u_m} \left[\frac{\partial u_c}{\partial z} - \left| \frac{\partial u_c}{\partial z} \right| \right] \right|^{0.2} \quad (7)$$

式中 u_c 是轴线流速; Δu_m 是流动断面上最大流速差; R 是气泡射流宽度。方程组中另外 3 个量 τ , C_v , v_{i2} 将在下面讨论。

1.2 相间动量传递弛豫时间 τ 和虚拟体积 C_v

$$\tau \text{ 的表达式为 } \tau = d^2 \rho_2 f(Re) / (18\mu_1) = \tau_0 f(Re) \quad (8)$$

式中 d 是颗粒 (气泡) 直径; μ_1 是液体相动力粘性系数; $\tau_0 = d^2 \rho_2 / (18\mu_1)$ 是按 Stokes 阻力定律确定的弛豫时间; $f(Re)$ 是颗粒雷诺数 Re 的函数; $Re = \rho_1 |\vec{u} - \vec{v}| d / \mu_1$, $|\vec{u} - \vec{v}|$ 是两相相对速度的大小。就气泡射流来说, $f(Re)$ 可拟合阻力公式确定

$$f(Re) = (1 + Re^{2/3}/6)^{-1} \quad 0.2 \leq Re \leq 800 \quad (9)$$

虚拟体积 C_v 是气泡相体积分数的函数, Zuber、Wijngaarden 和 Mokeyev 等得到的结果可归纳为^[5]

$$C_v(\alpha) = 1/2 + C\alpha \quad (10)$$

但它们对系数 C 的取值变化较大, 分别为 1.5, 1.39 和 2.1, 在求平均后取 $C = 1.66$ 。

1.3 气体相的湍流粘性系数 v_{i2}

一般认为散相的湍流脉动是由于追随流体脉动而产生的, 颗粒通常并不能完全跟随它周围的流体, 所以 v_{i2} 比流体的湍流粘性系数 v_{i1} 要小, 具体差别与颗粒运动的弛豫时间以及局部湍流特性有关。根据 Peskin^[6] 理论, 有

$$v_{i2}/v_{i1} = 1 - 3T_L^2 \epsilon K^2 / [15v_{i1}(K + 2)] \quad (11)$$

式中 $K = 2\tau_0/T_L$; $\tau_0 = \rho_2 d^2 / (18\mu_1)$; $T_L = 5k / (12\epsilon)$; T_L 是 Lagrange 积分时间尺度。

从上式容易看出, 对于快速响应 ($\tau_0 \rightarrow 0$) 的系统, 颗粒能紧随周围流体运动, $v_{i2} \rightarrow v_{i1}$ 。在实际中, 这种情况可能在流体粘度很大, 或颗粒密度和尺寸较小的时候出现。

1.4 液体相湍动能和湍动能耗散率的模型方程

湍动能 (k) 方程

$$\begin{aligned} \rho_1 \alpha_{i1} u_z \frac{\partial k}{\partial z} + \rho_1 \alpha_{i1} u_r \frac{\partial k}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \alpha_{i1} \rho_1 \frac{v_{i1}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \rho_1 \alpha_{i1} v_{i1} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 - \\ \frac{4}{3} C_3 \rho_1 \frac{v_{i1}}{C_\mu} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} \right] \frac{\partial u_z}{\partial r} &+ C_3 \rho_1 v_{i1} \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} \right] \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 - \rho_1 \alpha_{i1} \epsilon - \\ \frac{2\rho_2}{\tau} \alpha_{i2} k \frac{\tau_0}{\tau_0 + T_L} - \frac{\rho_2}{\tau} (u_r - v_r) \frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} &+ 2C_3 \frac{v_{i1}}{C_\mu} \frac{\rho_2}{\tau} \frac{\tau_0}{\tau_0 + T_L} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} \right] - \\ C_v \alpha_{i2} \rho_1 \left[u_z \frac{\partial k}{\partial z} - u_r \frac{\partial k}{\partial r} \right] &+ C_v \alpha_{i2} \rho_1 \frac{v_{i1}}{\sigma_k} \frac{\partial^2 k}{\partial r^2} + C_v \alpha_{i2} \rho_1 v_{i1} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

湍动能耗散率 (ϵ) 方程

$$\begin{aligned} \rho_1 \alpha_{i1} u_z \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \rho_1 \alpha_{i1} u_r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \alpha_{i1} \rho_1 \frac{v_{i1}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \left[\rho_1 \alpha_{i1} v_{i1} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 - \right. \\ \frac{4}{3} C_3 \rho_1 \frac{v_{i1}}{C_\mu} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} \right] \frac{\partial u_z}{\partial r} &+ C_3 \rho_1 v_{i1} \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} \right] \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 \left. \right] - \\ C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon}{k} (\rho_1 \alpha_{i1} \epsilon) + C_{\epsilon 3} \frac{\epsilon}{k} \left[- \frac{2\rho_2}{\tau} \alpha_{i2} k \frac{\tau_0}{\tau_0 + T_L} - \frac{\rho_2}{\tau} (u_r - v_r) \frac{v_{i1}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_{i1}}{\partial r} + \right. \end{aligned}$$

$$2C_3 \frac{v_{11}}{C_\mu} \frac{\rho_2}{\tau} \frac{\tau_{r0}}{\tau_{r0} + T_L} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_{11}}{\sigma} \frac{\partial \alpha_1}{\partial r} \right) - C_1 \alpha_2 \rho_1 \left[u_z \frac{\partial k}{\partial z} - u_r \frac{\partial k}{\partial r} \right] + C_v \alpha_2 \rho_1 \frac{v_{11}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial r^2} + C_v \alpha_2 \rho_1 v_{11} \left[\frac{\partial u_z}{\partial r} \right]^2 \quad (13)$$

在方程 (1) ~ (4)、(12) 和 (13) 中含有一些模型常数, 其中 C_3 , σ 和 C_ϵ 是单相湍流 $k-\epsilon$ 模型所没有的, Elghobashi 等通过分析气-固两相圆形射流的试验资料, 给出了自己模型中的常数或表达式 (表 1), 并强调需要更广泛的实测资料以便得到具有一定普适性的模型常数。

表 1 模型常数

Table 1. Constants of the model

C_2	C_3	σ_f	σ_k	C_μ	σ_ϵ	$\sigma_{\epsilon 1}$	$\sigma_{\epsilon 2}$	$\sigma_{\epsilon 3}$
0.5	0.1	1.0	1.0	方程 (7)	1.3	1.44	方程 (14)	1.0

$$\sigma_{\epsilon 2} = 1.92 - 0.0667f \quad (14)$$

本文建立的两相流湍流模型的过程同 Elghobashi 的模型相比, 有所不同, 除结合气-液两相流的特点比较全面地考虑了相间动量传递外, 对一些湍流相关项也采用了新的模拟方法, 所以能否引用 Elghobashi 建议的模型常数还有待深入探讨。但是限于本文工作重点, 暂且认为表 1 中确定的数值至少对射流是适用的, 计算时可以使用。

2 边界条件的确定

对于具有轴对称结构的圆形气泡射流, 若把坐标原点放在喷嘴中心, 则只需取流场纵剖面的一半作为计算区域, 即 $D = (z, r) \in (z_b, H) \times (0, L)$ 。进口位置 z_b 视不同情况而变化, 轴向计算范围 H 由要计算的断面高度确定, 径向范围 L 应足够大, 以保证边界条件能正确输入。

这一流动问题的定解条件为:

$$(1) \text{ 轴线边界 } z = 0, r = 0, u_r = v_r = 0, \partial(u_z, v_z, \alpha, k, \epsilon) / \partial r = 0 \quad (15)$$

$$(2) \text{ 外缘边界 } z = 0, r = L; u_z = u_r = v_z = v_r = \alpha = k = \epsilon = 0 \quad (16)$$

$$(3) \text{ 喷嘴条件 } z = 0, 0 < r < D/2; u_z = U_0, v_z = V_0, \alpha = \alpha_0, u_r = v_r = 0, \\ k = k_c \exp(-1.7r^2), \epsilon = \epsilon_c \exp(-1.7r^2) \quad (17)$$

其中喷嘴轴线上 $k_c = 0.06U_0^2$, $\epsilon_c = 0.06U_0^3/D_0$ 。数值试验表明, 在没有喷嘴处湍动能和湍动能耗散率分布试验资料的情况下, 采用上述的假设所得到的计算结果同流场试验结果吻合较好, 可参阅李炜和槐文信的著作 (1997)。对于上述偏微分方程采用有限分析法进行求解, 其格式见槐文信的论文 (1993)。

3 均匀环境中气泡射流的试验分析

本部分主要就 Sun 和 Faeth 的成果进行分析整理。1985 年, Sun 和 Faeth 对均匀环境中的情况作了比较详细的试验和理论分析, 试验条件列在表 2 中, 试验中流动均为湍流。

3.1 液体相轴线流速的沿程变化

为了整理现有试验资料, 首先由量纲分析法建立一组参考量。

表 2 试验条件

Table 2. Test condition

试验条件	试验 1	试验 2	试验 3
水的流量/ $\text{mL} \cdot \text{s}^{-1}$	32.7	32.7	32.7
空气流量/ $\text{mL} \cdot \text{s}^{-1}$	0.82	1.64	3.27
喷口气体体积浓度/%	2.4	4.8	9.1
喷口流速 $u_0/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1.65	1.68	1.77
初始雷诺数 Re	8740	8860	9380
气泡体积平均直径/mm	0.99	1.04	1.09

静止均匀环境中, 气泡射流的流动特性主要受喷口初始动量 M_0 、浮力强度 W_0 和环境流体密度 ρ_a 的控制, 以质量 $[m]$, 长度 $[L]$ 和时间 $[t]$ 为基本量纲, 则 M_0 、 W_0 和 ρ_a 的量纲分别为

$$M_0 = \rho_a u_0^2 \pi D_0^2 (1 - \alpha_{20}) / 4 \quad [mL/t^2]$$

$$W_0 = g(\rho_a - \rho) u_0 \alpha_{20} \pi D_0^2 / 4 \quad [mL/t^2]$$

$$\rho_a \quad [m/L^3]$$

有量纲分析可得以下参考量:

参考长度 $z_r = M_0^{3/4} W_0^{-1/2} \rho_a^{-1/4}$; 参考速度 $u_r = M_0^{-1/4} W_0^{-1/2} \rho_a^{-1/4}$

用 $z^+ = z/z_r$ 和 $u_c = u/u_r$ 整理气泡射流液相轴线流速的试验资料绘于图 2。从该图明显可以看出, 在离喷口较近的范围内 (z^+ 较小时), 喷口条件不同, 轴线流速变化规律也很不相同; 当 $z^+ = 0.4$ 时, 三组试验的结果集中在同一条直线上, 说明轴线流速按同一规律变化, 即

$$u_c/u_r = 7.22(z/z_r)^{-0.912} \quad (18)$$

由图 2 也可发现, 试验 1、2 和 3 中轴线流速开始以 (1) 式的规律变化时, 对应的 z^+ 值 (z^+), 分别约为 0.2、0.3 和 0.4。

3.2 两相流速在断面上的分布

用 u_z/u_c 和 r/r_u 来整理液相流速沿径向分布的试验结果, 如图 3 所示。可以看到, 当 $z/D_0 = 8$ 时, 该相流速分布已达到自相似, 而且分布可拟合成下列高斯型曲线

$$u_z/u_c = \exp[-0.70(r/r_u)^{2.0}] \quad (19)$$

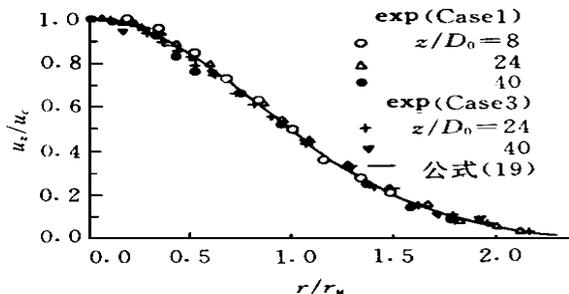


图 3 气泡射流液相流速断面分布

Fig. 3. Liquid velocity distribution at cross section

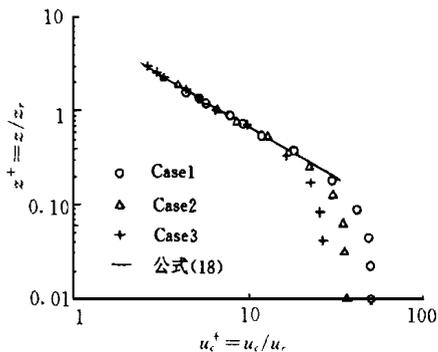


图 2 气泡射流液相轴线流速沿程变化规律

Fig. 2. Liquid velocity at centerline along the axis

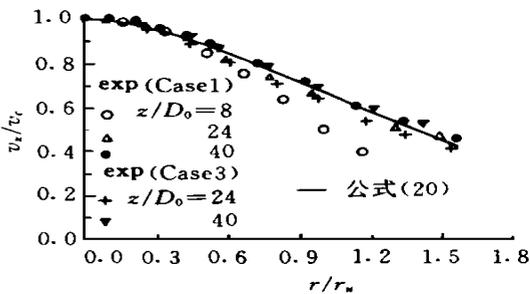


图 4 气泡射流气相流速断面分布

Fig. 4. Gas velocity distribution at cross section

图 4 是气相速度断面分布的试验结果。气相速度断面分布也具有相似性, 且符合高斯分布,

但达到自相似需要更长的调整距离, 应该在 $z/D_0 = 8 \sim 24$ 之间。这是因为气泡平均运动显著受液相制约, 液相流速结构稳定后, 气相在此基础上继续调整才可能形成比较稳定的运动形式。气相速度分布的拟合公式为

$$v_z/v_c = \exp[-0.405(r/r_u)^{1.7}] \quad (20)$$

其中 v_c 是气相轴线流速。从图 4 可看出, 气泡射流中气泡存在的范围约为 $r/r_u = 1.55$ 。

3.3 湍动能和雷诺切应力在断面上的分布

图 5 和图 6 分别给出了试验 1 和试验 3 湍动能断面分布的测量结果。由图 5 可以看出, $z/D_0 = 8$ 断面上湍动能较小, $z/D_0 = 24$ 和 $z/D_0 = 40$ 处湍动能分布形式接近, 可认为是相似的。由图 6 可以看出, 试验 3 中湍动能断面分布比较剧烈, $z/D_0 = 24$ 时湍动能比试验 1 小, 而 $z/D_0 = 40$ 时却比试验 1 大, 特别在靠近轴线的区域湍动能增加更显著。

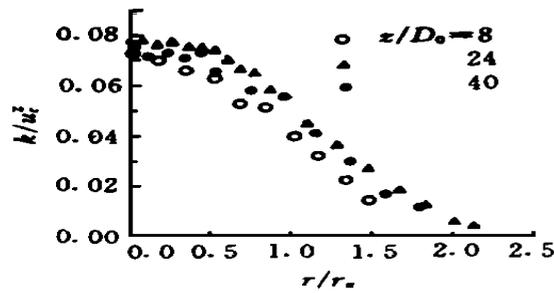


图 5 湍动能断面分布 (试验 1)

Fig. 5. Turbulent kinetic energy distribution (Test 1)

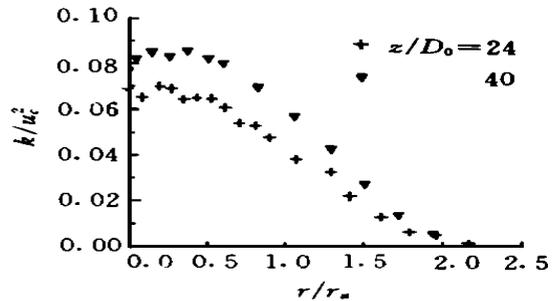


图 6 湍动能断面分布 (试验 3)

Fig. 6. Turbulent kinetic energy distribution (Test 3)

图 7 和图 8 分别是试验 1 和试验 3 雷诺切应力断面分布的测量结果。在两张图中, 断面分布的自相似趋势很明显, 对试验 1, 雷诺切应力最大值发生在 $r/r_u = 0.72$ 处, 其值为 $\overline{u_z w} / u_c^2 = 0.0196$; 随着气相浓度的增加, $z/D_0 = 40$ 断面上, 试验 3 中的雷诺切应力比试验 1 有所增大, 最大值发生在 $r/r_u = 0.78$ 处, 其值为 $\overline{u_z w} / u_c^2 = 0.0208$ 。

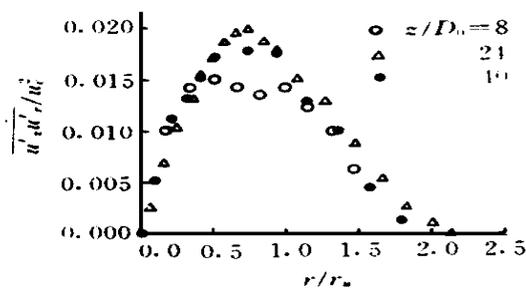


图 7 雷诺切应力断面分布 (试验 1)

Fig. 7. Turbulence shear stress profile (Test 1)

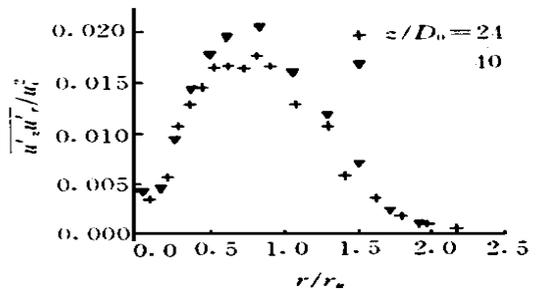


图 8 雷诺切应力断面分布 (试验 3)

Fig. 8. Turbulence shear stress profile (Test 3)

参考文献:

- [1] Sun T Y, Faeth G M. Structure of Turbulent Bubbly Jet s- . Methods and Centerline Properties[J]. Int J. M ultiphase Flow, 1986, 12(1): 99 ~ 114.
- [2] Sun T Y, Faeth G M. Structure of Turbulent Bubbly Jets- . Phase Property Profiles[J]. Int J Multi-phase Flow, 1986, 12(1): 115 ~ 126.
- [3] Hussain N A, Siegel R. Liquid Jet Pumped by Rising Gas Bubbles[J]. ASME T rans. J Fluids Eng, 1976, 98(1): 49 ~ 57.
- [4] Drew D A. Mathematical Modeling of Two-phase Flow[J]. Ann Rev Fluid Mech. 1983, 15, 261 ~ 291.
- [5] Pourahmadi F, Humphrey J A C. Modeling Solid-fluid Turbulent Flows with Application to Prediction Erosin Wear[J]. Int J Physico Chemical Hydrodynamics, 1983, 4: 191 ~ 210.
- [6] Elghobashi S, Abou-arab T, Rizk M, et al. Prediction of the Particle-laden Jet with a Two-equation Turbulence Model[J]. Int J Multiphase Flow, 1984, 10(6): 697 ~ 710.
- [7] Elghobashi S, Abou-arab T. A two-equation turbulence model for two-phase flows[J]. Phys. Fluids, 1983, 26: 931 ~ 938.
- [8] Iguchi M, Ueda H, Uemura T. Bubble and liquid flow characteristics in a vertical bubbling[J]. Jet Int J Multiphase Flow, 1995, 21(5): 861 ~ 873.
- [9] 李 炜, 槐文信著. 浮力射流的理论及应用[M]. 北京: 科学出版社, 1997.
- [10] 槐文信. 抛物型偏微分方程的有限分析法[J]. 武汉水利电力学院学报. 1989, 22(3): 19 ~ 27.
- [11] 王双峰, 李 炜, 槐文信. 气泡射流的双流体两方程湍流模型[J]. 武汉水利电力大学学报, 1999, 32(2): 1 ~ 8.

Study on the Behavior of Bubbly Jets in Static Uniform Environment, 1, Mathematic Model and Experimental Data Analysis^{*}

WANG Shuang-feng, HUAI Wen-xin, LI Wei

(Wuhan University of Hydraulic and Electric Engineering, Wuhan 430072, China)

Abstract: For the study on the behavior of bubbly jets in static environment, it was mainly used the integral model in the past. And there was a little information on the structure of this kind flow. A two-equation turbulence model for two-phase flows is proposed in this paper. In order to understand the law of bubbly jet and give the contrast base between the experimental data and numerical calculation, the experimental data of Sun and Faeth is arranged by a set of reference scale found by auther.

Key words: bubbly jet; two-phase flow; turbulence model; experiment

* The Project is Supported by National Natural Science Fund of China (No. 59879019) and Doctor Fund of China (No. 9349304).