

文章编号: 1000_0887(2000 05_0468_09)

密相液固两相湍流 $K_{\varepsilon T}$ 模型及其 在管道两相流中的应用*

魏进家¹, 胡春波¹, 姜培正²

(1. 西北工业大学 802 教研室, 西安, 710072; 2. 西安交通大学化机系, 西安 710049)

(刘宇陆推荐)

摘要: 为了准确预测密相液固两相湍流流动, 建立了 $K_{\varepsilon T}$ 模型, 推导了控制方程组。利用该模型对竖直上升管中的密相液固两相流动进行了数值模拟, 得到了与实验值吻合较好的结果。

关键词: 密相; 液固两相; 湍流; $K_{\varepsilon T}$ 模型

中图分类号: O359 文献标识码: A

引 言

液固两相流动广泛存在于自然界和许多工业部门, 含沙水流是自然界一种典型的液固两相流动; 固体物料的水力输送过程又是一种典型的液固两相流动的工程应用。目前国内外对两相流的研究日趋重视, 两相流已成为现代流体力学前沿课题的一个重要内容。对两相流的研究, 较普遍地采用双流体模型, 即将流体相和颗粒相看作同时充满流场而相互作用的两种连续介质, 建立两相控制方程组^[1]。由于两相流动的复杂性, 这方面的研究工作一直集中在颗粒浓度较低的稀相流动(颗粒体积浓度 $< 0.4\%$ ^[2]); 然而实际两相流动中颗粒体积浓度往往较高, 属于密相流动, 因此研究密相流动, 探索其流动规律更具有工程应用价值。本文推导了密相液固两相湍流基本方程组, 建立了描述密相液固两相湍流的 $K_{\varepsilon T}$ 模型, 并利用该模型对竖直上升管中的密相液固两相流动进行了数值模拟, 得到了与实验值吻合较好的结果。

1 基本方程组

基本假设

- 1 流体相和颗粒相均被视为连续介质;
- 2 颗粒为大小均匀的球形, 在运动过程中无破碎和变形现象;
- 3 流动定常且相间无质量交换;
- 4 颗粒和流体之间主要存在粘性拖曳力和相间压力作用。

作者在文献[3]中采用雷诺时均法得到密相液固两相湍流方程组并进行了详细的推导和模化, 限于篇幅, 这里只给出所得结果。

* 收稿日期: 1998_09_01; 修订日期: 1999_12_26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19272053), 航空基础科学基金资助项目(99C53033)

作者简介: 魏进家(1971~), 男, 博士后。

对速度和浓度的脉动关联项采用了梯度模化率方法,并考虑了湍流强度梯度对浓度的对流输运,得到两相连续方程为:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_k U_{ki}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \rho_k \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \right) \right], \quad (1)$$

其中, ρ_k 为 k 相的表观密度, $\rho_k = \alpha_k \rho_k$, α_k 为 k 相体积浓度, ρ_k 为 k 相的材料密度. U_{kt} 为 k 相的速度, ν_{kt} 为 k 相的湍流运动粘性系数, σ_k 为 k 相的 Schmidt 数. $k = f$ 和 p 分别表示流体相和颗粒相.

对于动量方程中出现的 k 相雷诺应力 τ_{kij} , 采用 Shih^[4] 最近新发展的一种与传统代数应力模型本质不同的可实现性代数应力模型, 从而较好体现了液固两相湍流各向异性. 其通用本构关系式为:

$$\begin{aligned} \tau_{kij} = & - \overline{u_{ki} u_{kj}} = - \frac{2}{3} \left[K_k + \nu_{kt} \frac{\partial U_{km}}{\partial x_m} + C_L (C_{\tau 1} \pi_{k1} + 0.5 C_{\tau 2} \pi_{k2} + 0.5 C_{\tau 3} \pi_{k2}) \right] \delta_{ij} + \\ & \nu_{kt} \left(\frac{\partial U_{ki}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_i} \right) - C_L \left[C_{\tau 1} \left(\frac{\partial U_{ki}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{km}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{km}}{\partial x_i} \right) + \right. \\ & \left. C_{\tau 2} \frac{\partial U_{ki}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_m} + C_{\tau 3} \frac{\partial U_{km}}{\partial x_i} \frac{\partial U_{km}}{\partial x_j} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

上式中, $C_{\tau 1}$, $C_{\tau 2}$, $C_{\tau 3}$ 为模型常数, $\pi_{k1} = \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{km}}{\partial x_j}$, $\pi_{k2} = \frac{\partial U_{ki}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{ki}}{\partial x_m}$, 含有 C_L 的项为雷诺应力的各向异性项, 其中, C_L 为湍流各向异性系数, $C_L = \frac{K_k^3}{(A_2 + \eta^3 + \xi^3) \epsilon_k^2}$, A_2 为模型常数.

$\eta = S_k \frac{K_k}{\epsilon_k}$; $S_k = 2 \sqrt{S_{kij} S_{kij}}$; $S_{kij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_{ki}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_i} \right)$;

$$\xi = \Omega_k \frac{K_k}{\epsilon_k}; \quad \Omega_k = 2 \sqrt{\Omega_{kij}^* \Omega_{kij}^*}; \quad \Omega_{kij}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_{ki}}{\partial x_j} - \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_i} \right) + 4 \epsilon_{mij} \epsilon_m,$$

K_k 、 ϵ_k 分别为流体相和颗粒相湍动能及其耗散率. ω_m 为坐标系的旋转角速度, ϵ_{mij} 为行列式张量. 若湍流为各向同性, 则 $C_L = 0$.

对于动量方程中流体相和颗粒相脉动速度关联项的模化采用了指数相关法, 对于脉动速度和其它输运量脉动的模化采用梯度模化率方法, 得到两相动量方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_k U_{ki} U_{kj}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{ke} \left(\frac{\partial U_{ki}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{kj}}{\partial x_i} \right) \right] + S_k^U, \quad (3)$$

其中, S_k^U 为动量方程中的源项, 对流体相, 表达式

$$\begin{aligned} S_f^U = & - \alpha_f \frac{\partial P_f}{\partial x_i} + \rho_f b_{fi} + C_D \alpha_p (U_{pi} - U_{fi}) + \frac{9}{32} \rho_f \frac{\partial \alpha_f}{\partial x_i} \left[(U_{pi} - U_{fi})^2 + \right. \\ & \left. 2(K_f + K_p - 2K_f \exp \left[- \frac{d_k \tau_p}{\tau_e} \right]) \right] - \left[C_D + \frac{9}{16} \rho_f (U_{fi} - U_{pi}) \right] \left[\frac{\nu_{fi}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_f}{\partial x_i} + \right. \\ & \left. \frac{1}{2} \alpha_f \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{fi}}{\sigma_f} \right) + \frac{\nu_{pf}}{\sigma_p} \frac{\partial \alpha_p}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{pf}}{\sigma_p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ U_{fj} \left[\frac{\nu_{fi}}{\sigma_f} \frac{\partial \rho_f}{\partial x_i} + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{2} \rho_f \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{fi}}{\sigma_f} \right) \right] + U_{fi} \left[\frac{\nu_{fi}}{\sigma_f} \frac{\partial \rho_f}{\partial x_j} + \frac{1}{2} \rho_f \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{fi}}{\sigma_f} \right) \right] - \rho_f C_L \left[C_{\tau 1} \left(\frac{\partial U_{fi}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{fm}}{\partial x_j} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\partial U_{fj}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{fm}}{\partial x_i} \right) + C_{\tau 2} \frac{\partial U_{fi}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{fj}}{\partial x_m} + C_{\tau 3} \frac{\partial U_{fm}}{\partial x_i} \frac{\partial U_{fm}}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{2}{3} (\rho_f K_f + \right. \end{aligned}$$

$$\mu_{fe} \frac{\partial U_m}{\partial x_m} - \rho_f C_L (C_{\tau 1} \pi_{f1} + 0.5 C_{\tau 2} \pi_{f2} + 0.5 C_{\tau 3} \pi_{f2}) \Big] \cdot \quad (4)$$

对颗粒相, 表达式为

$$\begin{aligned} S_p^U = & - \frac{\partial P_{pK}}{\partial x_i} + \rho_p b_{pi} + C_D \alpha_p (U_{fi} - U_{pi}) - \alpha_p \frac{\partial P_f}{\partial x_i} - \frac{9}{32} \rho_f \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} [(U_{pi} - U_{fi})^2 + \\ & 2(K_f + K_p - 2K_f \exp(-d_k \tau_p / \tau_e)) J + \left[C_D + \frac{9}{16} \rho_f \frac{\partial}{\partial x_i} (U_{pi} - U_{fi}) \right] \left[\frac{v_{ft}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_f}{\partial x_i} + \right. \\ & \left. \frac{1}{2} \alpha_f \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_{ft}}{\sigma_f} \right) + \frac{v_{pt}}{\sigma_p} \frac{\partial \alpha_p}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_{pt}}{\sigma_p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ U_{pj} \left[\frac{v_{pj}}{\sigma_{pj}} \frac{\partial \rho_p}{\partial x_i} + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{2} \rho_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_{pj}}{\sigma_{pj}} \right) \right] + U_{pj} \left[\frac{v_{pj}}{\sigma_p} \frac{\partial \rho_p}{\partial x_j} + \frac{1}{2} \rho_p \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_{pj}}{\sigma_p} \right) \right] - \rho_p C_L \left[C_{\tau 1} \left(\frac{\partial U_{pi}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{pm}}{\partial x_j} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\partial U_{pj}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{pm}}{\partial x_i} \right) + C_{\tau 2} \frac{\partial U_{pi}}{\partial x_m} \frac{\partial U_{pj}}{\partial x_m} + C_{\tau 3} \frac{\partial U_{pm}}{\partial x_i} \frac{\partial U_{pm}}{\partial x_j} \right] \Big\} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{2}{3} (\rho_p K_f + \right. \\ & \left. \mu_{pe} \frac{\partial U_{pm}}{\partial x_m} - \rho_p C_L (C_{\tau 1} \pi_{1} + 0.5 C_{\tau 2} \pi_{2} + 0.5 C_{\tau 3} \pi_{2}) \right], \quad (5) \end{aligned}$$

α_f 和 α_p 分别为流体相和颗粒相体积浓度, P_f 和 P_{pK} 分别为流体相压力和颗粒相动力学压力, P_{pK} 是颗粒浓度 α_p 和拟颗粒温度 T_p 的函数. K_f 和 K_p 分别为流体相和颗粒相湍动能, C_D 为两相间拖曳力系数, b_{fi} 和 b_{pi} 分别为流体相和颗粒相的体积力, τ_p 和 τ_e 分别为颗粒松弛时间和流体湍流涡生存时间, d_k 为相关系数. μ_{ke} 为有效粘性系数

$$\mu_{ke} = \mu_k + \mu_{kt}, \quad (6)$$

其中, μ_k 为 k 相动力粘性系数, μ_{kt} 为 k 相湍流动力粘性系数.

2 密相液固两相湍流的 $K_{\varepsilon T}$ 模型

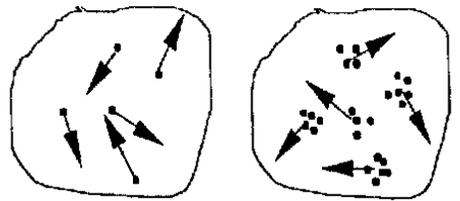
为了对密相液固两相湍流方程组进行封闭, 以便能够进行数值计算, 本文特提出 $K_{\varepsilon T}(K_k, \varepsilon_k, T_p)$ 模型, 以封闭流体相和颗粒相的湍流粘性系数以及颗粒相动力粘性系数.

在两相湍流方程组中, 对流体相采用两方程湍流模式理论已成为当前普遍接受的模式. 对颗粒相主要有局部追随模式、一方程模式和两方程模式. 对密相流动, 颗粒的不稳定性并不总是源于流体相的不稳定性, 颗粒本身由于碰撞及惯性作用, 也会产生不稳定现象. 在一些较稠密的流动中(如流化床 流体相的不稳定现象, 如气泡、气团的形成, 则是由于颗粒相的不稳定性引起的.

颗粒群的形成与分散, 类似于单相湍流中的漩涡

运动, 这种颗粒群的脉动被描述为颗粒湍流运动. 因此, 对于密相流动, 颗粒运动应被分为三部分, 平均运动, 颗粒群的脉动及单颗粒的随机脉动, 才能更准确体现出密相下颗粒的运动特征. 图 1 表示了单个颗粒的脉动和颗粒群脉动.

颗粒群脉动的大小, 可用颗粒相湍动能 K_p 来定义, 单颗粒脉动的强弱可用拟颗粒温度 T_p 来定义, 定义式为 $T_p = \frac{1}{3} \overline{u_p^2}$, 其中, $\overline{u_p^2}$ 为单个颗粒随机脉动速度均方值. 同时, 考虑到为密相流动, 应计及颗粒湍动能的耗散作用, 仿照单相流体的处理方法, 用颗粒湍动能耗散率 ε_p 来描述. 对于颗粒相的 K_p , ε_p , T_p , 都有其本身的



a 单颗粒脉动 b 颗粒群脉动

图 1 颗粒相的单颗粒脉动和颗粒群脉动

对流、扩散、生成、耗散以及相间耦合作用,可较全面考虑这些因素去推导建立其相应的控制方程组,这样我们通过颗粒动量方程、湍动能方程、湍动能耗散率方程以及拟颗粒温度方程,就比较全面地描述了密相下颗粒相的运动。因此流体相的 K_f , ε_f 及颗粒相的 K_p , ε_p , T_p , 即为本文所建立的描述液固两相湍流的 $K_\varepsilon T$ 模型。下面具体讨论它们的方程表达形式及物理意义。

2.1 湍动能 K_k 方程

类似于单相流体的方程推导^[3],可得湍动能 K_k 方程如下

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_k U_{kj} K_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_k + \frac{\mu_{kt}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} K_k \right] + S_k^K, \quad (7)$$

其中, σ_k 为 k 相湍动能 Prandtl 数, S_k^K 为 k 相湍动能方程的源项,表达式为

$$S_k^K = G_k + G_{ke} - \rho_k \varepsilon_k - \varepsilon_{ke} + \left[\frac{3}{2} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_{Kk}} \right) - \frac{\partial (\rho_k U_{kj})}{\partial x_j} \right] K_k + \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\nu_{kt}}{\sigma_{Kk}} \frac{\partial K_k}{\partial x_j}, \quad (8)$$

这里, $\nu_{kt} = C_\mu \frac{K_k^2}{\varepsilon_k}$, C_μ 为模化系数, $C_\mu = \frac{2}{3(A_1 + \eta)}$ 。其中

- 1 G_k 为湍动能 K_k 的产生项,雷诺应力对平均流做功,从平均流中获取能量。
- 2 G_{ke} 为由于另一相存在而导致的附加湍动能产生项,表达式为

$$G_{ke} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (U_{ki} U_{lj}) \left[\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \rho_k \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \right) \right] \right\} + (\rho_k U_{ki}) \nu_{kt} \frac{\partial^2 U_{ki}}{\partial x_i \partial x_j} + \left[\frac{1}{\rho_k} \frac{\partial P_f}{\partial x_i} - b_{ki} - C_{\phi 5} U_{ki} \frac{\varepsilon_k}{K_k} \right] \left[\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \rho_k \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \mu_{ki} \left[\frac{\partial \tau_{kij}}{\partial x_i} - \nu_{kt} \frac{\partial^2 U_{kt}}{\partial x_i \partial x_j} \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ C_{\phi 5} \frac{K_k}{\varepsilon_k} \left[U_{ki} \tau_{kim} \frac{\partial}{\partial x_m} \left[\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} + \frac{1}{2} \rho_k \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \right) \right] + (U_{ki} \tau_{lijm} + 2 U_{lj} \tau_{kim}) \frac{\partial}{\partial x_m} \left[\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \rho_k \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_k} \right) \right] \right] \right\}, \quad (10)$$

其中, $C_{\phi 5}$ 为模化常数。

- 3 ε_{ke} 为由于另一相存在而导致的附加湍动能耗散项

流体相

$$\varepsilon_{ke} = 2 C_D \alpha_p K_{kf} [1 - \exp(-d_k \tau_p / \tau_e)] + C_D (U_{fi} - U_{pi}) \left[\frac{\nu_{ft}}{\sigma_f} \frac{\partial \alpha_f}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \alpha_f \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{ft}}{\sigma_f} \right) \right] + \frac{9}{16} \frac{\partial \rho_f}{\partial x_i} \left[\frac{\nu_{ft}}{\sigma_{kf}} \frac{\partial}{\partial x_i} [K_{kf} + K_p - 2 K_f \exp(-d_k \tau_p / \tau_e)] + \frac{1}{2} [K_{kf} + K_p - 2 K_f \exp(-d_k \tau_p / \tau_e)] \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{ft}}{\sigma_{kf}} \right) \right]. \quad (11)$$

颗粒相

$$\varepsilon_{pe} = 2 C_D \alpha_p [K_p - K_f \exp(-d_k \tau_p / \tau_e)] + C_D (U_{pi} - U_{fi})^2 \left[\frac{\nu_{pt}}{\sigma_p} \frac{\partial \alpha_p}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{pt}}{\sigma_p} \right) \right] + \frac{9}{16} \rho_f \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} [(U_{fi} - U_{pi})(K_p - K_f \exp(-d_k \tau_p / \tau_e))] + \frac{9}{32} \rho_f \left[\frac{\nu_{pt}}{\sigma_p} \frac{\partial \alpha_p}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{pt}}{\sigma_p} \right) \right] \frac{\partial}{\partial x_i} [(U_{pi} - U_{fi})^2] + \frac{9}{32} \rho_f \alpha_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\nu_{pt}}{\sigma_{kp}} \frac{\partial}{\partial x_i} [K_{kf} + K_p - 2 K_f \exp(-d_k \tau_p / \tau_e)] + \right.$$

$$\frac{1}{2} [K_{t+} + K_p - 2K_t \exp(-dk\tau_p/\tau_e)] \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_{pt}}{\sigma_{kp}} \right) \} \cdot \quad (12)$$

4 $\left[\frac{3}{2} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_{kk}} \right) - \frac{\partial(\rho_k U_{kj})}{\partial x_j} \right] K_k$ 为由于 k 相表观密度(浓度)和湍流粘性系数分布的不均匀而引起的湍动能的对流输运。

5 $\frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\nu_{kt}}{\sigma_{kk}} \frac{\partial K_k}{\partial x_j}$ 为由于 k 相表观密度(浓度)分布的不均匀而引起的湍动能的扩散输运。

2.2 湍动能耗散率 ε_k 方程

湍动能耗散率 ε_k 方程为^[3]

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_k U_{kj} \varepsilon_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_k + \frac{\mu_{kt}}{\sigma_{\varepsilon k}} \right) \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_j} \right] + S_k^\varepsilon, \quad (13)$$

其中, $\sigma_{\varepsilon k}$ 为 k 相湍动能耗散率的 Prandtl 数, S_k^ε 为湍动能耗散率方程的源项, 表达式为

$$S_k^\varepsilon = C_{\varepsilon 1} (G_k + G_{ke}) \frac{\varepsilon_k}{K_k} - C_{\varepsilon 2} (\rho_k \varepsilon_k + \varepsilon_{ke}) \frac{\varepsilon_k}{K_k} + \left[\frac{3}{2} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_{\varepsilon k}} \right) - \frac{\partial(\rho_k U_{kj})}{\partial x_j} \right] \varepsilon_k + \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\nu_{kt}}{\sigma_{\varepsilon k}} \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_j}, \quad (14)$$

其中

1 $C_{\varepsilon 1} (G_k + G_{ke}) \frac{\varepsilon_k}{K_k}$ 为 k 相湍动能耗散率的产生项。

2 $C_{\varepsilon 2} (\rho_k \varepsilon_k + \varepsilon_{ke}) \frac{\varepsilon_k}{K_k}$ 为 k 相湍动能耗散率的耗散项。

3 $\left[\frac{3}{2} \frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{kt}}{\sigma_{\varepsilon k}} \right) - \frac{\partial(\rho_k U_{kj})}{\partial x_j} \right] \varepsilon_k$ 为由于 k 相表观密度(浓度)和湍流粘性系数分布的不均匀而引起的湍动能耗散率的对流输运。

4 $\frac{\partial \rho_k}{\partial x_j} \frac{\nu_{kt}}{\sigma_{\varepsilon k}} \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_j}$ 为由于 k 相表观密度(浓度)分布的不均匀而引起的湍动能耗散率的扩散输运。

2.3 拟颗粒温度方程

经推导, 得拟颗粒温度 T_p 方程为^[3]

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_p U_{pj} T_p) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{2}{3} \lambda_p + \frac{\mu_{pt}}{\sigma_{T_p}} \right) \frac{\partial T_p}{\partial x_j} \right] + S_p^T, \quad (15)$$

其中, σ_{T_p} 为拟颗粒温度 Prandtl 数, λ_p 为拟颗粒温度传导系数, S_p^T 为拟颗粒温度方程的源项, 表达式为

$$S_p^T = G_{T_p} + \frac{2}{3} \rho_p \varepsilon_p - \frac{2}{3} \nu_p + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[T_p \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{pt}}{\sigma_{T_p}} \right) \right], \quad (16)$$

其中

1 G_{T_p} 为拟颗粒温度产生项, 它是由于颗粒动力粘性而引起的从平均流中获取颗粒内能, 以提高拟颗粒温度

$$G_{T_p} = - \frac{2}{3} \left[P_{PK} + \frac{2}{3} \mu_p \frac{\partial U_{pm}}{\partial x_m} \right] \frac{\partial U_{pi}}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \mu_p \left[\frac{\partial U_{pi}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{pj}}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_{pi}}{\partial x_j}. \quad (17)$$

2 $\frac{2}{3} \rho_p \varepsilon_p$ 为拟颗粒温度的附加产生项, 类似于单相流体从湍动能耗散为真正的热能, 这

里颗粒湍动能耗散为颗粒的准内能,从而成为颗粒温度产生项。

3 $\frac{2}{3} \gamma_p$ 为拟颗粒温度耗散项,它表示由于颗粒之间的非弹性碰撞而引起的颗粒内能的耗散,这一耗散项将拟颗粒温度耗散为真正热力学意义上的温度,成为颗粒能量的最终形式而不可逆。

总之,由拟颗粒温度方程可以看出,表征单个颗粒无规则运动程度的拟颗粒温度,通过不断从平均流,湍流脉动及流体相中获取能量,通过自身非弹性碰撞去消耗能量来维持平衡。

这里要区分单颗粒脉动和颗粒相湍流脉动,单颗粒脉动是由于颗粒之间碰撞及颗粒与壁面碰撞引起的颗粒无规则运动,而颗粒相湍流脉动即为一种颗粒群体的湍流脉动。拟颗粒温度是从单个颗粒层次上来讲的,而颗粒相脉动则是从颗粒群体的角度来讲的。颗粒群的湍动能经过湍动能耗散率耗散后,转化为拟颗粒温度,而拟颗粒温度通过非弹性碰撞耗散而不可逆地转化为热量。

上述模型中的常数取值列于表1。颗粒动力粘性系数 μ_p 和拟颗粒温度传导系数 λ_p 均是颗粒表观密度和拟颗粒温度的函数,两相间拖曳力系数 C_D 考虑了颗粒浓度的影响,具体表达式见文献[3]。

表1 模型常数取值

A_1	A_2	C_{τ_1}	C_{τ_2}	C_{τ_3}	C_{ε_1}	C_{ε_2}	C_{ϕ_5}	σ_{kk}	σ_{ε_k}	σ_{T_p}	σ_f	σ_p
5.5	1000.0	-4.0	13.0	-2.0	1.44	1.92	0.1	1.0	1.3	1.0	1.0	0.7

3 计算方法及步骤

本文对于密相液固两相流动的算法迭代步骤如下:

1 给定两相速度 U_{ki} , 湍动能 K_k 和湍动能耗散率 ε_k 及拟颗粒温度 T_p , 颗粒浓度 α_p 分布的初场值。

2 由颗粒相连续方程计算颗粒相体积浓度,然后根据总守恒方程 $\alpha_f + \alpha_p = 1$ 计算流体相体积浓度。

3 由流体相平均压力方程解流体相平均压力,由颗粒相动理学压力关系式 $P_{pk} = f(\varepsilon_p, T_p)$ 得到颗粒相动理学压力。

4 根据流体相平均压力求解流体相动量方程,得到流体相速度;然后根据流体相平均压力和颗粒相动理学压力求解颗粒相动量方程,得到颗粒相速度。

5 由颗粒相动理学压力修正方程解得颗粒相动理学压力修正值,然后再由流体相平均压力修正方程和已经解得的颗粒相动理学压力修正值解得流体相平均压力修正值。

6 由流体相平均压力修正值修正流体相速度场,由颗粒相动理学压力修正值修正颗粒相速度场和浓度场。

7 依次计算液固两相的 K_k 、 ε_k 、 T_p 方程,得出两相的湍动能 K_k 、湍动能耗散率 ε_k 和湍流扩散系数以及拟颗粒温度 T_p 值和颗粒相动力粘性系数 μ_p 。

8 重复2~7步,直至收敛。

4 管道内密相液固两相湍流

Alajbegovic 等^[5]利用 LDA 对竖直上升管道内密相液固两相湍流流动的流体相和颗粒相同时进行了测量, 提供了宝贵的实验数据, 这是作者至今见到的唯一一个对密相液固两相同时进行测量的实验。流体相雷诺数为 45000, 颗粒体积浓度为 2.41%, 远远大于文献[2]提出的体积浓度大于 0.4% 的密相标准。利用本文的 $K-\varepsilon-T$ 模型及控制方程组, 对该流动进行了数值模拟, 下面介绍模拟结果及其与实验值的比较。

图 2 为流体相和颗粒相速度分布, 计算值与实验值吻合较好。从图中可以看出, 颗粒相速度分布较平坦。在管道中心区域, 颗粒相由于密度较大, 受重力作用影响较明显, 因此落后于流体相; 而在管道壁面区域, 颗粒相由于不满足无滑移条件而领先于流体相。

图 3 为颗粒相体积浓度分布, 由图可见, 颗粒浓度呈管道中心区域高, 壁面附近低的分布趋势, 很不均匀。

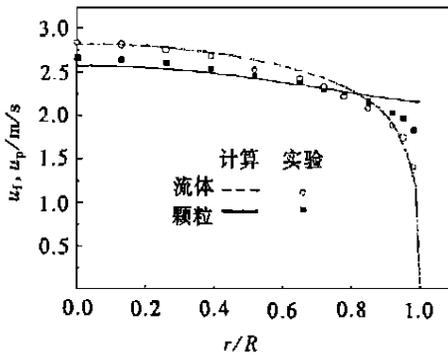


图 2 两相速度分布

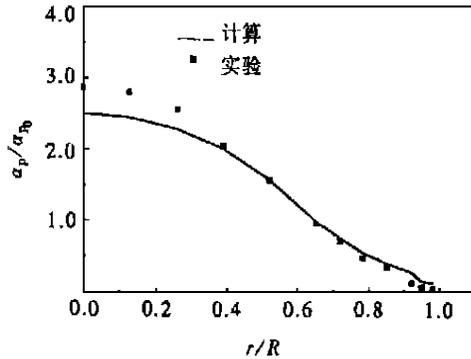


图 3 颗粒体积浓度分布

图 4 为流体相和颗粒相轴向及径向脉动速度均方值。从图中可以看出, 流体相和颗粒相均呈强烈的各向异性, 径向脉动速度小于轴向脉动速度。因此很有必要采用各向异性的湍流模型, 方能正确地预测这一特征。这里颗粒相的脉动速度普遍低于流体相的脉动速度。

图 5 为流体相轴向和径向速度脉动分布与单相流体的比较。颗粒 σ 相的存在一般降低了流体相的湍流强度, 即使对于直径为 2mm 的大颗粒, 也没有呈现出由于颗粒尾迹影响而导致流体相湍流强度增强现象。这与气固两相流动不同, 分析原因主要是因为颗粒密度和液体密度相差不太悬殊, 导致了尾迹效应没有气固两相湍流那么明显。颗粒尾迹影响与两相密度比有很大关系, 作者在文献[6]中对气固两相湍流中气体湍流强度进行了较为详细的研究, 得到了同样的结论。

在本文 $K-\varepsilon-T$ 模型中, 具有较多的模型常数, 而这些模型常数均与单相流体模型常数相同。因此这些模型常数对于两相流动, 尤其密相两相湍流流动是否适用, 是值得考虑的。本文考核 $K-\varepsilon-T$ 模型对模型常数变化的敏感程度。图 6 和图 7 显示了在所有模型常数均变化 10% 时的两相速度及轴向脉动速度计算值的变化范围。从图中可以看出, 两相速度的变化相当小, 只有颗粒相轴向速度脉动变化稍大。其它的变量亦几乎不变。总的来说, 数值预测值对这套模型常数在一定范围内的取值并无很大的敏感性。

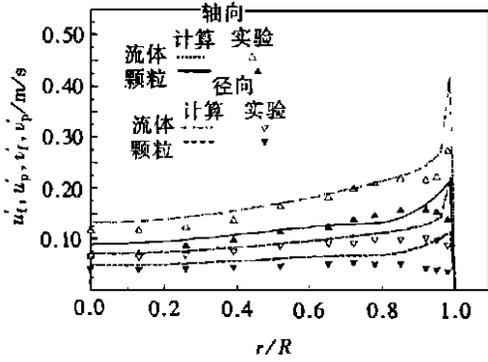


图4 两相脉动速度分布

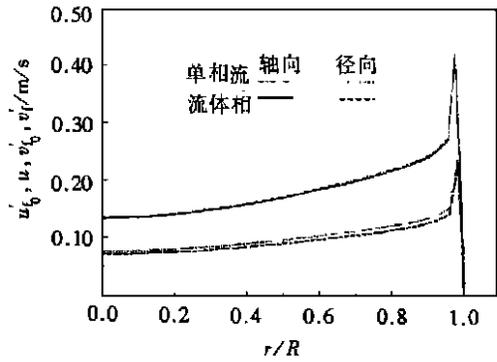


图5 流体相与单相流体脉动速度分布

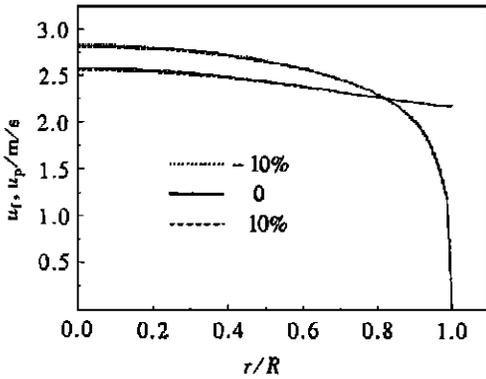


图6 模型常数变化对两组速度分布的影响

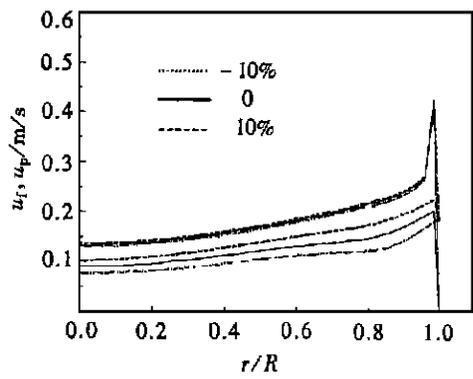


图7 模型常数的变化对两相脉动速度的影响

5 结 论

本文建立了描述密相液固两相湍流的 $K-\epsilon-T$ 模型, 推导了控制方程组, 为密相液固两相湍流的数值计算奠定了理论基础。同时, 对竖直上升管中的密相液固两相流动进行了数值模拟, 得到了与实验值吻合较好的结果。对模型常数敏感性的研究发现该套模型系数对管道流动具有适用性。数值模拟所揭示的管道流动中密相液固两相湍流的一些规律如下:

1. 颗粒相速度分布较流体相平坦, 在壁面附近由于不满足无滑移条件而高于流体相速度。
2. 两相湍流均呈现强烈各向异性。
3. 在液固两相湍流中, 颗粒相的存在一般降低了流体相的湍流强度, 即使对于直径为 2mm 的大颗粒, 也没有呈现出由于颗粒尾迹影响而导致流体相湍流强度增强现象。这与气固两相流动不同。

[参 考 文 献]

[1] Crow C T. Review Numerical models for dilute gas_particle flows[J]. ASME J Fluids Eng, 1982, **104** (3): 297~ 303.

[2] Rizk M A. Elghobaski S E. A two-equation turbulence model for dispersed dilute confined two-phase flows[J]. Int J Multiphase Flow, 1989, **15**(1): 119~ 133.

[3] 魏进家. 密相液固两相湍流 KET 模型和数值计算及离心泵叶轮内两相流场实验研究[D]. 博士学位

论文. 西安: 西安交通大学, 1998.

- [4] Shih T H, Zhu J, Lumley J L. Calculation of wall_bounded complex flows and free shear flows[J]. Int J Numerical Methods in Fluids, 1996, 23(11): 1133~ 1144.
- [5] Alajbegovic A, Assab A, Bondeppo F, et al. Phase distribution and turbulence structure for solid_fluid upflow in a pipe[J]. J Multiphase Flow, 1994, 20(3): 453~ 479.
- [6] 魏进家, 姜培正, 王长安. 气固两相湍流中气体湍流强度的研究[J]. 西安交通大学学报, 1998, 32(1): 72~ 75.

$K_\varepsilon T$ Model of Dense Liquid_Solid Two_Phase Turbulent Flow and Its Application to the Pipe Flow

Wei Jinjia¹, Hu Chunbo¹, Jiang Peizheng²

(1. 802 Division, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, P R China;

2. Chemical Machinery and Equipment Department, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, P R China

Abstract: To predict the characteristics of dense liquid_solid two_phase flow, $K_\varepsilon T$ model is established, in which the turbulent flow of fluid phase is described with fluid turbulent kinetic energy K_f and its dissipation rate ε_f , and the particles random motion is described with particle turbulent energy K_p and its dissipation rate ε_p and pseudothermal temperature T_p . The governing equations are also derived. With $K_\varepsilon T$ model, numerical study of dense liquid_solid two_phase turbulent up_flow in a pipe is performed. The calculated results are in good agreement with experimental data of Alajbegovic et al. (1994), and some flow features are captured.

Key words: dense; liquid_solid two_phase; turbulent flow; $K_\varepsilon T$ model