填料塔轴径向气体分布器气体流场的数值模拟*

张吕鸿[1], 李鑫钢[1], 姜 斌[1], 余国琮[1], 范毓润[2]
(1. 天津大学化学工程研究所, 天津 300072; 2. 浙江大学力学系, 杭州 310027)

摘 要: 采用 K-ϵ 双方程模型, 用有限元方法对轴径向气体分布器的气体流场进行了数值模拟, 其结果与实验结果吻合良好, 表明数值模拟可以有效预测较实验更为详细的气流运动特点.

关键词: 填料塔; 气体分布器; 速度场; 湍流; 数值模拟
中图分类号: TQ 018 **文献标识码**: A **文章编号**: 0493-2137(2001)05-0623-05

填料塔是石油和化工工业中广泛应用的一种气液、液液接触传质设备. 近十几年来, 随着填料塔的大型化发展与新型填料的开发应用, 气体分布问题日益引起人们的关注[1~3], 尤其是进口气流的初始分布, 对填料塔的分离效率有重大影响.

气体分布器作为填料塔重要的内构件, 其性能的优劣, 直接影响填料塔的分离效率和产品质量. 而气体分布器设计与放大问题, 迄今尚无理论指导, 只能凭经验估计.

本文用数值模拟的方法, 描述轴径向气体分布器气流分布及结构尺寸对气体分布的影响. 这对大型填料塔的合理设计有重要的理论和实践意义. 文中采用双方程 K-ϵ 湍流数学模型, 用有限元方法对具有复杂边界区域的轴径向气体分布器的气体流场进行了数值模拟. 模拟结果与实验结果吻合良好, 表明数值模拟可有效预测较实验更为详细的气流运动特点.

1 湍流数学模型

1.1 基本方程

轴径向气体分布器内气流运动为二维不可压缩湍流流动, 且流场具有对称性. 该问题可由下述雷诺时均 N-S 方程和连续方程来描述:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u = \nabla\left(-pI + (\nu + \nu_T)(\nabla u + \nabla^T u)\right) \tag{1}$$

$$\nabla \cdot u = 0 \tag{2}$$

式中: u 为速度矢量; p 为压力; I 为单位张量; ν 为空气分子粘度 ($\nu = \mu/\rho$); ν_T 为湍流涡粘度.

二方程湍流模型

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{3}$$

式中: k 为湍动能; ϵ 为湍动能耗散率. 它们各自模化后的输运方程为

$$\frac{\partial k}{\partial t} + (u \cdot \nabla) k = \varphi - \epsilon + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k}\right) \nabla k\right] \tag{4}$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \epsilon = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \varphi - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon}\right) \nabla \epsilon\right] \tag{5}$$

其中

$$\varphi = \frac{\nu_T}{2}(\nabla u + \nabla^T u) : (\nabla u + \nabla^T u)$$

标准 K-ϵ 双方程模型系数可使用 Lander 和 Spalding[4] 的推荐值, 见表 1.

表1 K-ϵ 模型中的常数

Tab 1 Constants of standard K-ϵ model

$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	C_μ	σ_k	σ_ϵ
1.44	1.92	0.09	1.0	1.3

1.2 有限元方法

设 V, Q, K, E 为速度矢量、压力、湍动能、耗散率的试函数空间(连续的或离散的), 则 Galerkin 方法的变分问题如下述.

求 $(u, p, k, \epsilon) \in V \times Q \times K \times E$ 使下列式成立:

* 收稿日期: 2000-08-30; 修回日期: 2001-03-20.
作者简介: 张吕鸿(1966-), 女, 博士, 讲师.

$$\int_\Omega (u\cdot\nabla)u\cdot\delta u\,\mathrm{d}\Omega + \int_\Omega \left(-pI + (\nu+\nu_T)(\nabla u + \nabla^{T}u)\right) : \nabla\delta u\,\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_u} \sigma_n \mathrm{d}u\,\mathrm{d}\partial\Omega_u \quad \forall \delta u \in V \tag{6}$$

$$\int_\Omega (\nabla\cdot u)\delta p\,\mathrm{d}\Omega = 0 \quad \forall\delta p\in Q \tag{7}$$

$$\int_\Omega (u\cdot\nabla)k\,\delta k\,\mathrm{d}\Omega + \int_\Omega(\nu+\nu_T/\sigma_k)\nabla k\cdot\nabla\delta k\,\mathrm{d}\Omega - \int_\Omega(\varphi-\epsilon)\delta k\,\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_k}(\nu+\nu_T/\sigma_k)\frac{\partial k}{\partial n}\delta k\,\mathrm{d}\partial\Omega_k \quad \forall\delta k\in K \tag{8}$$

$$\int_\Omega (u\cdot\nabla)\epsilon\,\delta\epsilon\,\mathrm{d}\Omega + \int_\Omega(\nu+\nu_T/\sigma_\epsilon)\nabla\epsilon\cdot\nabla\delta\epsilon\,\mathrm{d}\Omega - \int_\Omega\left(C_{\epsilon1}\frac{\epsilon}{k}\varphi - C_{\epsilon1}\frac{\epsilon^2}{k}\right)\delta\epsilon\,\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_\epsilon}(\nu+\nu_T/\sigma_\epsilon)\frac{\partial\epsilon}{\partial n}\delta\epsilon\,\mathrm{d}\partial\Omega_\epsilon \quad\forall\delta\epsilon\in E \tag{9}$$

式中: δu, δp, δk 和 $\delta\epsilon$分别为u, p, k 和ϵ的变分, 在计算中取试函数空间的基函数; Ω为计算区域, $\partial\Omega$为Ω的边界, $\partial\Omega_u$, $\partial\Omega_k$ 和 $\partial\Omega_\epsilon$ 为 $\partial\Omega$ 的一部分, 在它们上分别指定u, k, ϵ的自然边界条件为 σ_n, $\frac{\partial k}{\partial n}$ 和$\frac{\partial\epsilon}{\partial n}$; $\frac{\partial}{\partial n}$ 表示法向导数 .

在高Reynolds 数的问题中, 输运方程的对流项占优, Galerkin 方法是不稳定的 .

为克服这一困难, 采用了流线迎风方法[5] (streamline-upwind method, 简称 SU 方法). 流线迎风方法沿流动方法加入了人工扩散, 消除对流项非对称效应而引起的振荡现象, 使计算具有一阶精度 . SU 方法对于较大的有限元网格仍可获得稳定的数值解 . 本文采用 SU 方法按四结点矩形单元进行计算, 则 SU 方法将式(6), (8) 和(9) 改写为

$$\int_\Omega (u\cdot\nabla)u\cdot\left(\delta u + \frac{h}{|u|}u\cdot\nabla\delta u\right)\mathrm{d}\Omega + \int_\Omega\left(-pI + (\nu+\nu_T)(\nabla u+\nabla^{T}u)\right) : \nabla\delta u\,\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_u}\sigma_n\delta u\,\mathrm{d}\partial\Omega_u \quad \forall\delta u\in V \tag{10}$$

$$\int_\Omega (u\cdot\nabla)k\cdot\left(\delta k + \frac{h}{|u|}u\cdot(\nabla\delta k)\right)\mathrm{d}\Omega + \int_\Omega(\nu+\nu_T/\sigma_k)(\nabla k\cdot\nabla\delta k)\mathrm{d}\Omega - \int_\Omega(\varphi-\epsilon)\delta k\,\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_k}(\nu+\nu_t/\sigma_k)\frac{\partial k}{\partial n}\delta k\,\mathrm{d}\partial\Omega_k \quad \forall\delta k\in K \tag{11}$$

$$\int_\Omega (u\cdot\nabla)\epsilon\cdot\left(\delta\epsilon + \frac{h}{|u|}u\cdot(\nabla\delta\epsilon)\right)\mathrm{d}\Omega + \int_\Omega(\nu+\nu_T/\sigma_\epsilon)(\nabla\epsilon\cdot\nabla\delta\epsilon)\mathrm{d}\Omega - \int_\Omega\left(C_{\epsilon1}\frac{\epsilon}{k}\varphi - C_{\epsilon1}\frac{\epsilon^2}{k}\right)\delta\epsilon\,\mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega_\epsilon}(\nu+\nu_t/\sigma_\epsilon)\frac{\partial\epsilon}{\partial n}\delta\epsilon\,\mathrm{d}\partial\Omega_\epsilon \quad \forall\delta\epsilon\in E \tag{12}$$

式中: h 为网格特征尺寸; $|u|$ 为速度的模 . 为了使迎风的效应在固壁处趋于零, 本文采用 $|u|$ 为单元的 4 个角点的速度模的平均值, 即

$$|u| = \frac{1}{4}\sum_{i}^{4}|u_i|$$

1.3　有限元积分方程离散化

将有限元方法应用于非线性微分方程问题, 所产生的总体有限元方程将是非线性代数方程组 . 非线性代数方程组的通用解法属于线性化方法, 即构造某种迭代格式, 以一系列线性方程组的解逐次逼近非线性方程组的真解 .

设试函数空间U, V, Q, K 和E 的基函数为

φ_i, ($i = 1, 2, \cdots, N^u$), N^u 为轴向速度节点数;

φ_i, ($i = 1, 2, \cdots, N^u$), N^v 为速度节点数;

φ_i, ($i = 1, 2, \cdots, N^p$), N^p 为压力节点数;

φ_i, ($i = 1, 2, \cdots, N^k$), N^k 为 k 节点数;

φ_i, ($i = 1, 2, \cdots, N^\epsilon$), N^ϵ 为ϵ节点数

所求变量$(u, v, p, k, \epsilon)\in U\times V\times Q\times K\times E$ 可表示为

$$U = \sum_i u_i\varphi_i$$

$$V = \sum_i v_i\varphi_i$$

$$P = \sum_i p_i\varphi_i$$

$$K = \sum_i k_i\varphi_i$$

$$E = \sum_i e_i\varphi_i$$

式中: u_i, v_i, p_i, k_i和e_i分别为速度、压力、湍动能和耗散率的求解未知量(节点值) . 代入有限元积分方程(7), (10), (11) 和(12) 中, 并且取

$\delta u = \varphi_i$, ($i = 1, \cdots, N^u$)

$\delta v = \varphi_i$, ($i = 1, \cdots, N^v$)

$\delta p = \varphi_i$, ($i = 1, \cdots, N^p$)

$\delta k = \varphi_i$, ($i = 1, \cdots, N^k$)

$\delta\epsilon = \varphi_i$, ($i = 1, \cdots, N^\epsilon$)

得到离散的余量方程(Residual):

$$R_j^u(u_i, v_i, p_i, k_i, e_i) = 0 \qquad (j = 1, 2, \cdots, N^u)$$
$$R_j^v(u_i, v_i, p_i, k_i, e_i) = 0 \qquad (j = 1, 2, \cdots, N^v)$$
$$R_j^p(u_i, v_i) = 0 \qquad (j = 1, 2, \cdots, N^p)$$
$$R_j^k(u_i, v_i, k_i, e_i) = 0 \qquad (j = 1, 2, \cdots, N^k)$$
$$R_j^\epsilon(u_i, v_i, k_i, e_i) = 0 \qquad (j = 1, 2, \cdots, N^\epsilon)$$

以上为 u_i, v_i, p_i, k_i 和 e_i 的非线性代数方程组, 方程个数和未知量个数均为

$$N^u + N^v + N^p + N^k + N^\epsilon = N$$

用Newton-Raphson 迭代法求解上述非线性方程组, 设第 n 次迭代的值为 $U_i^n, V_i^n, P_i^n, K_i^n$ 和 E_i^n, 写成矩阵的形式为

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial R_j^u}{\partial U_i} & \frac{\partial R_j^u}{\partial V_i} & \frac{\partial R_j^u}{\partial P_i} & \frac{\partial R_j^u}{\partial K_i} & \frac{\partial R_j^u}{\partial E_i} \\ \frac{\partial R_j^v}{\partial U_i} & \frac{\partial R_j^v}{\partial V_i} & \frac{\partial R_j^v}{\partial P_i} & \frac{\partial R_j^v}{\partial K_i} & \frac{\partial R_j^v}{\partial E_i} \\ \frac{\partial R_j^p}{\partial U_i} & \frac{\partial R_j^p}{\partial V_i} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial R_j^k}{\partial U_i} & \frac{\partial R_j^k}{\partial V_i} & 0 & \frac{\partial R_j^k}{\partial K_i} & \frac{\partial R_j^k}{\partial E_i} \\ \frac{\partial R_j^\epsilon}{\partial U_i} & \frac{\partial R_j^\epsilon}{\partial V_i} & 0 & \frac{\partial R_j^\epsilon}{\partial K_i} & \frac{\partial R_j^\epsilon}{\partial E_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta U_i^n \\ \Delta V_i^n \\ \Delta P_i^n \\ \Delta K_i^n \\ \Delta E_i^n \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} R_j^u(U_i^n, V_i^n, P_i^n, K_i^n, E_i^n) \\ R_j^v(U_i^n, V_i^n, P_i^n, K_i^n, E_i^n) \\ R_j^p(U_i^n, V_i^n) \\ R_j^k(U_i^n, V_i^n, K_i^n, E_i^n) \\ R_j^\epsilon(U_i^n, V_i^n, K_i^n, E_i^n) \end{bmatrix}$$

解出上述线性方程组后第 $n+1$ 次迭代值为

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \Delta U_i^n$$
$$V_i^{n+1} = V_i^n + \Delta V_i^n$$
$$P_i^{n+1} = P_i^n + \Delta P_i^n$$
$$K_i^{n+1} = K_i^n + \Delta K_i^n$$
$$E_i^{n+1} = E_i^n + \Delta E_i^n$$

收敛准则为

$$\max(|\Delta U_i^n|, |\Delta V_i^n|, |\Delta P_i^n|, |\Delta K_i^n|, |\Delta E_i^n|) \le \epsilon$$

1.4 边界条件

1) 中心轴上

$$\frac{\partial v_z}{\partial r} = v_r = 0$$

2) 进口

假设进口气流为充分发展湍流, 流速沿圆管均匀分布, 则有

$$v_r = 0;\quad v_z = C;\quad K = \lambda \overline{u}^2;\quad \epsilon = c_d k^{3/2}/\alpha D$$

通常取 $\lambda = 0.03$, $\alpha = 0.005$, $\overline{u}$ 为进口平均速度, D 为进口直径.

3) 出口

$$\sigma_n = 0,\quad \frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0$$

4) 壁面

采用壁面函数法[6] 计算近壁网格上的各物理量.

2 数值解法

对上述数学模型, 采用有限元方法[7~8] 对图 1 所示区域的气体流场进行计算. 由式(7), (10), (11) 和 (12) 所生成的是未知量的非线性方程组, 用 Newton-Raphson 迭代法求解, 收敛判据是 $\max(\delta u, \delta v, \delta p, \delta k, \delta \epsilon) \le 10^{-4}$, 线性化的方程组求解中采用了著名的波前法.

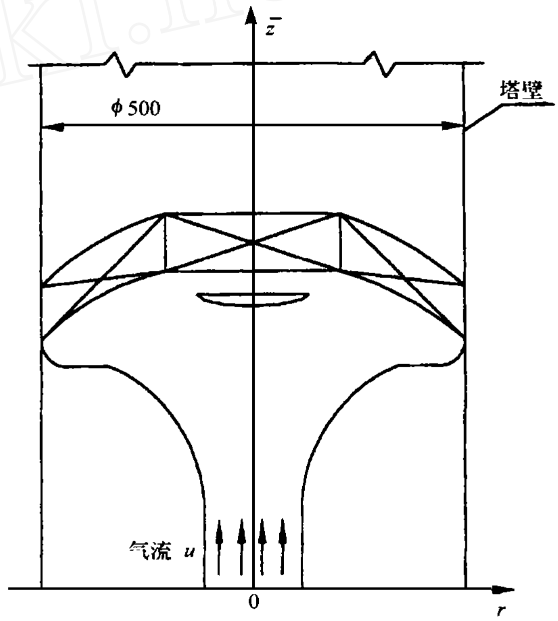

图 1　分布器计算区域示意

Fig. 1　Computational domain

3 计算结果与讨论

图 2 为轴径向气体分布器流场矢量图 气流由进气管流入, 经有孔的挡板分流, 在弯道处形成回流区, 气流穿过上部分流器后, 垂直向上, 且分布较均匀. 图 3 和图 4 分别为空塔气速 $u = 2.0$ m/s 和 $u = 3.0$ m/s 时, 不同塔截面的轴向速度 U_z 分布与相同工况下应用热线风速仪进行实测的结果比较 从图中可见, 计算值与实验值误差很小, 且速度越大, 速度分布越均匀; 图 4 比图 3 的速度分布的均匀度得到明显的改善, 不均匀度系数从 0.30 降至 0.15, 这一点数值计算和实验的结果一致.

图 5 为湍流粘度在分布器内的分布图, 湍流粘度

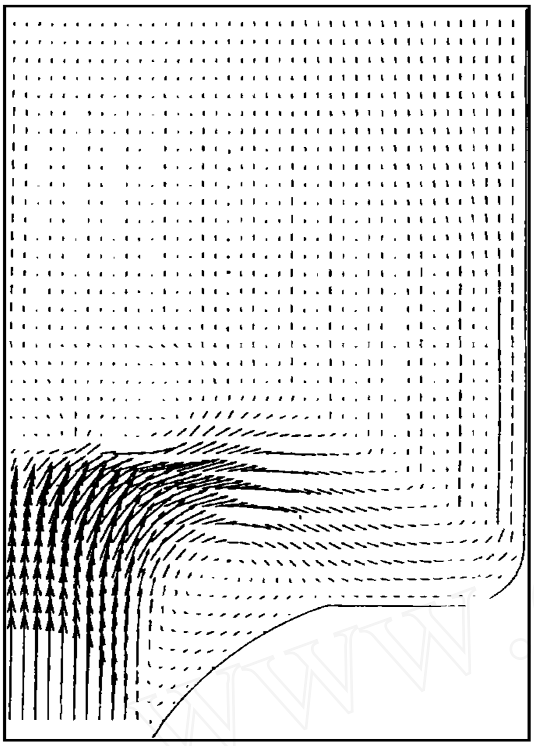

图 2　分布器流场矢量图

Fig. 2　Vectogram of velocity

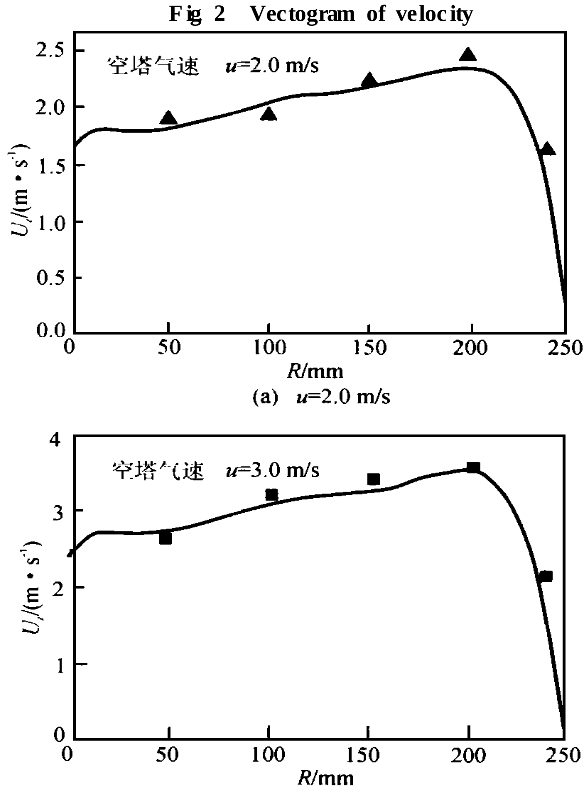

图 3　H = 200 mm 时轴向速度计算值与实验值比较

Fig. 3　Comparison of measured and predicted radial velocity at H = 200 mm

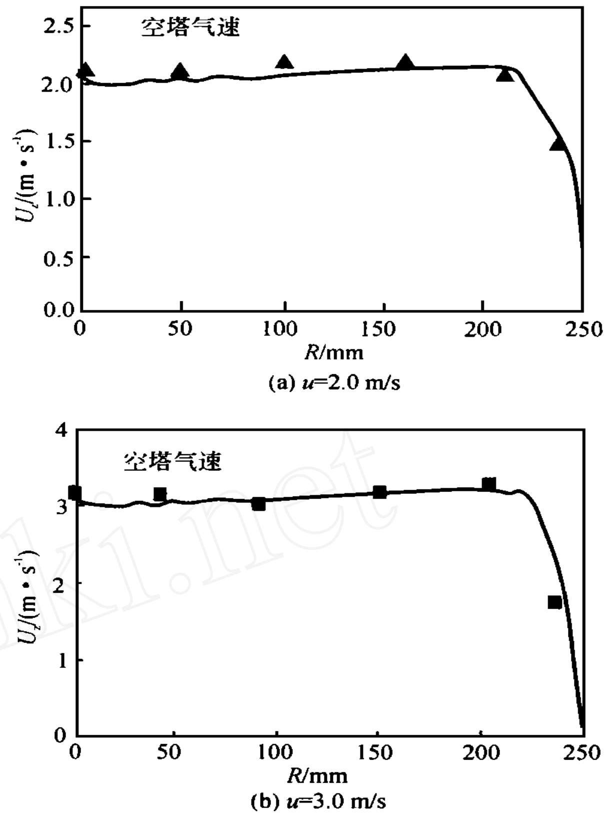

图 4　H = 400 mm 时轴向速度计算值与实验值比较

Fig. 4　Comparison of measured and predicted radial velocity at H = 400 mm

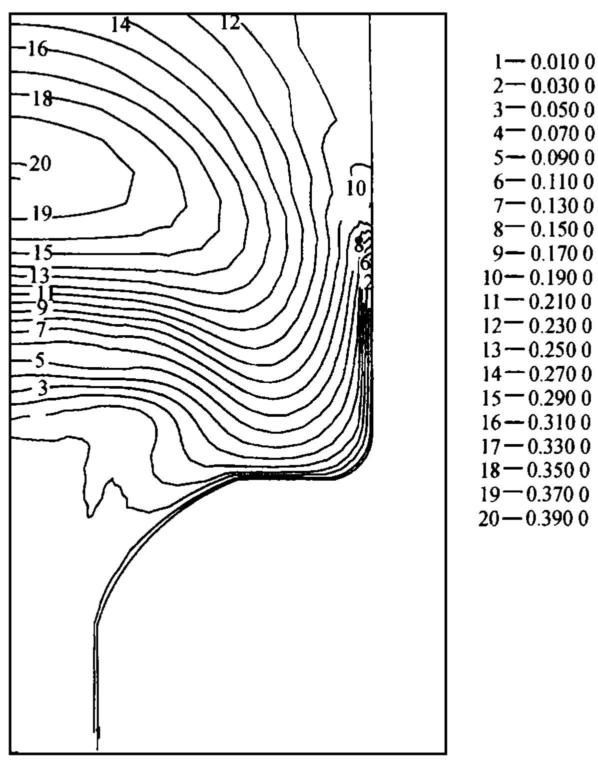

图 5　湍流粘度在分布器内的分布

Fig. 5　Turbulent viscosity contour

的大值主要发生在弯道处和上部分流器内, 而这些区域恰好是流态变化复杂、涡旋活动剧烈的强湍流区. 这表明, 分布器内湍流粘度和流体状态的变化程度密切相关, 分布器能量耗散的多少直接与弯道的形状和上部分流器的阻力降有关.

4　结　语

本文采用 K-ϵ 两方程湍流模型, 用迎风有限元法对轴径向气体分布器的湍流时均流场进行了数值模拟, 模拟结果与实验值吻合良好. 此模拟方法能反映分布器的基本流动特性, 为优化分布器的结构参数, 预测分布器的速度场及能量耗散提供依据.

参考文献:

[1] 董谊仁. 填料塔进气结构及其设计[J]. 化工设计, 1993, 3: 1- 8.

[2] Muir L A, Briens C L. Low pressure drop gas distributors for packed distilation columns[J]. Can J Chem Eng, 1986, 64(6): 1027- 1032.

[3] 潘国昌, 杨伯极, 郭庆丰. 填料塔进料气体分布器的研究[J]. 炼油设计. 1995, 25(2): 28- 32.

[4] Launder B E, Spalding D B. The numerical computation of turbulent flows[J]. Comput Meth Appl Mech Eng, 1974, 3: 269- 289.

[5] Hoghes T J R. Finite elements in fliuds[M]. John Willey & Sons, 1982. 47- 65.

[6] JaeaerM, Dhatt G. An extended K-ϵ finite element model [J]. Int J Numer Methods Fluids, 1992, 14: 325- 1345.

[7] Elkaim D, Reggio M, Camarero R. Simulating two-dimensional turbulent flow by using the K-ϵ model and the vorticity-stream function formulation [J]. Int J Numer Methods Fluids, 1992, 14: 961- 980.

[8] Fan Yurun, CrochetM J. High-order finite element methods for steady viscoelastic flows[J]. J Non-Newt Fluid Mech, 1995, 57: 283- 311.

[9] Brooks A N, Hughes T J R. Streamline upwind/petrov-galerkin formulation for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations [J]. Comput Meth Appl Mech Eng, 1982, 32: 199- 259.

NUMERICAL SIMULATION OF GASUFLOW FIELD IN AN GAS DISTRIBUTOR

ZHANGLU Hong[1], LI Xin-gang[1], JIANG Bin[1], YU Guo-cong[1], FAN Yu-run[2]

(1. Chemical Engineering Research Center, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

2. Department of Mechanics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: The 2-D axisymmetric gas flow field with a central air core in an AR (axial-radial) gas distributor was simulated by using a K-ϵ turbulent model. The problem is complicated in geometry and boundary conditions. In this case the finite element method is often employed. The comparison between the numerical predictions and experimental data shows that the physics of the flow is correctly simulated.

Keywords: packed tower; gas distributor; turbulence; flow field; numericial simulation