

文章编号:0559-9350(2009)06-0696-07

圆形弯管气液两相流数值模拟

高忠信, 邓杰, 葛新峰

(中国水利水电科学研究院 水力机电研究所, 北京 100038)

摘要:采用双流体模型建立了基于贴体坐标和有限体积法的气液两相湍流全三维计算模型,模拟了180度圆形弯管内气液两相流动。模型中连续相(水)采用了考虑分散相(气泡)分布影响的 $\kappa-\epsilon$ 两方程的湍流模型;分散相采用代数湍流模型。模型将分散相按气泡分组,可以考虑不同尺寸气泡对流动的影响,提高了计算精度。在两种来流条件下,对180度圆弯管内部三维两相湍流进行了模拟,计算中将气泡按大小分为两组,通过数值模拟获得了弯管内部三维两相湍流的压力、速度和气泡体积率分布等数据。气泡体积率分布的计算结果与实测结果吻合良好。

关键词:气液两相流;双流体;湍流;数值模拟;改进的 $k-\epsilon$ 模型

中图分类号:TV142

文献标识码:A

1 研究背景

自然界中许多工程问题可以归结为两相流问题。两相流一直是流体力学的研究重点和难点。水力机械内部也广泛存在两相流问题。混流式水轮机在部分负荷下运行时,尾水管内部会产生不稳定流,出现呈螺旋状摆动的涡带,造成低频压力脉动,出现功率摆动、噪声、空蚀和机组与厂房振动现象,给水电站运行带来极大危害。尽管人们对水力机械中的这一流动现象早有认识,但由于问题的复杂性,对其流动机理研究不足。尾水管涡带流的本质是气液两相流动,要掌握和理解尾水管的流动规律,就必须对气液两相流进行研究。气液两相流由于在流动区域内存在着相间分界面和相间转化,所以研究这一流动非常困难。目前使用比较多的是混合模型和双流体模型。混合模型认为两相物质充分混合构成了一种新的物质充满整个流场。这一模型反映了分散相对流体相的影响,但由于做了无滑移即相间动力平衡的假定,其分散相的动量方程和能量方程均不存在,各相的变量通过质量守恒方程即扩散方程来联系。该模型的优点是比较简单,但许多两相流本身具有的流动特点无法考虑。双流体模型的基本观点是把分散相作为可与流体相相互渗透与作用的拟流体。与流体一样有自身的输送性质,因而有自身的连续方程、动量方程、能量方程及湍流方程,并且有自身的黏性、导热及扩散系数。双流体模型的优点是可以全面考虑分散相的湍流输运,在欧拉坐标系下,可以用统一的方法处理分散相项和流体相。这种模型可应用于较稠密的悬浮流,与各种湍流模型结合有广阔的应用前景。近年来在两相流或多相流的数值模拟中,双流体模型正在得到越来越多的应用。Spalding^[1]提出了其数值解法。

Gosman^[2]等提出了气液两相三维湍流数值模拟模型,对搅拌器中的气液两相三维湍流进行了模拟计算,计算中使用了单相流的 $\kappa-\epsilon$ 两方程湍流模型,计算结果与实测结果存在一定差距。Issa^[3]建立了一个气液两相三维数值模拟模型,对T形管内部两相分离流的流动情况进行了研究,其计算区域为矩形区域,连续相(水)采用考虑分散相(气泡)分布影响的 $\kappa-\epsilon$ 两方程湍流模型,分散相(气泡)采用代数湍流模型。速度分布和气相分离率计算结果与实测结果基本一致,但由于受到实测数据的限制,计算与

收稿日期:2008-08-06

基金项目:国家自然科学基金(90410019)

作者简介:高忠信(1961—),男,河北人,教授级高级工程师,主要从事水力机械、计算水力学专业研究。E-mail:gaozhx@iwhr.com

实测气泡体积率的分布情况没有进行详细比较。Wu^[4]建立了基于贴体坐标的气液两相三维数值模拟模型,对一旋转的管道的气液两相湍流进行了研究,连续相采用考虑柯氏力影响,但不考虑气泡分布影响的 $\kappa-\varepsilon$ 两方程湍流模型,计算获得的压力和气泡分布情况与实测结果基本一致。两相湍流计算中,湍流模型对计算精度有重要影响,近年取得了不少研究进展^[5-8],我国学者周力行、倪浩清等在该方面进行了研究^[9-10]。

本文在前人工作的基础上,建立了基于贴体坐标和有限体积法的气液两相湍流双流体计算模型。连续相采用考虑分散相分布影响的 $\kappa-\varepsilon$ 两方程湍流模型,分散相采用代数湍流模型。计算对象为有实测数据的 180 度圆形弯管^[11]。在两种来流条件下,对该弯管内部三维两相湍流进行了模拟计算,计算中,将气泡按大小分为两组,加大了计算的复杂性,能更好地反映不同大小气泡的特性,提高计算精度。通过数值模拟获得了弯管内部三维两相湍流的压力、速度和气泡体积率分布等数据。

2 基本方程

双流体模型中,液相和气相的流动分别用一组流体运动守恒方程描述,其中包含了相间相互作用项。液相与气相共存于流动域中,各占一定的体积率。在直角坐标系中,基本方程如下。

(1)连续方程

$$\frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_l u_{li}}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha_g \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_g u_{gi}}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

(2)动量方程

$$\frac{\partial \alpha_l \rho_l u_{li}}{\partial t} + u_{ij} \frac{\partial \alpha_l \rho_l u_{li}}{\partial x_j} = -\alpha_l \frac{\partial p_l}{\partial x_i} + \alpha_l \rho_l G + \alpha_l \mu_l^{\text{eff}} \left[\frac{\partial u_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{ji}}{\partial x_j} \right] - \frac{2}{3} \alpha_l \rho_l \frac{\partial k_l}{\partial x_j} \delta_{ij} + S_{ij} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \alpha_g \rho_g u_{gi}}{\partial t} + u_{ij} \frac{\partial \alpha_g \rho_g u_{gi}}{\partial x_j} = -\alpha_g \frac{\partial p_g}{\partial x_i} + \alpha_g \rho_g G + \alpha_g \mu_g^{\text{eff}} \left[\frac{\partial u_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{ji}}{\partial x_j} \right] - \frac{2}{3} \alpha_g \rho_g \frac{\partial k_g}{\partial x_j} \delta_{ij} + S_{gi} \quad (4)$$

式中:下标 l 表示液相;下标 g 表示气相;下标 i, j 表示坐标方向; p 为压力; u 为速度分量; ρ 为密度; G 为重力加速度分量; α 为体积分数; μ^{eff} 为等效黏性系数; k 为水体的湍流动能; S_i 为相间作用力。

假定: $p_l = p_g = p, S_l = -S_g, \alpha_l + \alpha_g = 1$ 。在仅考虑阻力、虚拟质量力和升力的情况下: $S_g = S_g^d + S_g^m + S_g^l$, 阻力计算公式如下:

$$S_g^d = (3 \alpha_g^2 4 D) \rho_l C_D | \mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g | (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g) \quad (5)$$

其中, D 为气泡直径, C_D 为阻力系数,是气泡 Reynolds 数 Re_p 的函数,采用 Ishii 提出的公式^[12]:

$$C_D = (24 Re_p)(1 + 0.1 Re_p^{0.75}) \quad (6)$$

升力 S_g^l 和虚拟质量力 S_g^m 采用 Drew^[13] 提出的模型,计算公式如下:

$$S_g^l = C_L \alpha_g \rho_l (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g) \times (\Delta \times \mathbf{u}_l) \quad (7)$$

$$S_g^m = C_{vm} \alpha_g \rho_l \left(\frac{D \mathbf{u}_l}{Dt} - \frac{D \mathbf{u}_g}{Dt} \right) \quad (8)$$

其中, C_L 为升力系数,取值 0.25。 C_{vm} 为虚拟质量系数,取值 0.5。

3 湍流模型

连续相也即液相,湍动能 k 及耗散率 ε 方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_l \rho_l u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_l \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \alpha_l P_k - \alpha_l \rho_l \varepsilon + \alpha_l S_k \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_i \rho_i u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_i \left(\mu_i + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \alpha_i C_1 P_k \frac{\varepsilon}{k} - \alpha_i \rho_i C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (10)$$

其中, $\mu_t = C_\mu \rho_i k^2 / \varepsilon$

P_k 为湍动能 k 的生成项, 由下式确定

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (11)$$

这里为了简化起见省略了表示液相的下角标。

S_k, S_ε 为附加源项^[3]。其它常数的取值参见文献^[3]。

连续相的等效黏性系数, $\mu_i^{ef} = \mu_i + \mu_t$ 。

对于分散相也即气泡相, 采用代数模型, 类似于湍流的混合长度理论。 C_i 为反映气泡随水脉动速度运动的响应系数^[3]:

$$C_i = 1 - \exp(-t_p^2 / t_p) \quad (12)$$

式中: t_p 是气泡随水脉动速度响应时间, 按下式计算:

$$t_p = (P A_D)(1 + 0.5 \rho_l / \rho_g) \quad (13)$$

t_p 的物理意义是两相间速度滑移减小到其初始值的 $P e$ 所需的时间, 它表示颗粒追随连续体的能力, t_p 越小, 颗粒的追随性越好。 t_i 是连续相的脉动时间。 A_D 是相间动量变化影响系数, 这里仅考虑了主要的阻力。 t_i 和 A_D 的计算公式如下:

$$t_i = 0.4 \kappa \varepsilon \quad (14)$$

$$A_D = 3/4 (\rho_l C_D | \mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g |) / (\rho_g D) \quad (15)$$

μ_g^{ef} 为分散相的等效黏性系数:

$$\mu_g^{ef} = \mu_g + C_{\mu g} \mu_t \quad (16)$$

κ_g 为分散相的湍流动能, 计算方法见文献^[14]。

4 数值方法^[15]

4.1 方程的变换 以上的基本方程可表示成统一的形式:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \phi)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (17)$$

其中: Γ_ϕ 为扩散系数, S_ϕ 为源项, ϕ 为广义变量。

引入变换函数 $\xi_j = \xi_j(x, y, z)$ ($j=1, 2, 3$ ξ, η, ζ), 将上述方程转换到计算空间 $\xi_j = (\xi, \eta, \zeta) = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ 可表示成:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho \phi J) + \frac{\partial}{\partial \xi_j}(\alpha \rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left(\alpha \Gamma_\phi J q_{j\bar{i}} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_i} \right) + S_\phi J \quad (18)$$

这里, $U_j = (j=1, 2, 3 U, V, W)$ 为反变速度:

$$\begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix}$$

J 为雅可比矩阵:

$$J = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(\xi, \eta, \zeta)} = \begin{bmatrix} x_\xi & y_\xi & z_\xi \\ x_\eta & y_\eta & z_\eta \\ x_\zeta & y_\zeta & z_\zeta \end{bmatrix}$$

q_{ij} 定义为:

$$q_{ij} = \frac{\partial \xi_i}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \xi_j}{\partial x_j}$$

4.2 数值方法 对方程(18)使用有限体积法和交错网格系统进行离散,其中扩散项和源项采用二阶中心差分格式,对流项采用混合格式(Hybrid Scheme)。基于 SIMPLE 算法从流体相和气体相的连续方程出发导出压力修正方程。方程离散后,可写成下面形式:

$$A_p \phi = \sum_{NB} A_{NB} \phi_{NB} + S_\phi \quad (19)$$

这里 A 表示由于对流与扩散产生的函数, \sum_{NB} 表示 P 点周围节点的和, S_ϕ 为相应的源项。

5 计算区域和边界条件

为了验证以上数值方法的可行性,对如图 1 所示的 180 度圆形弯管内的气液两相流动进行了计算。圆形管的尺寸为:半径 2.54cm,180 度拐弯半径 5.08cm。进、出口方向延长 45.72cm。计算区域和网格划分如图 1 所示。

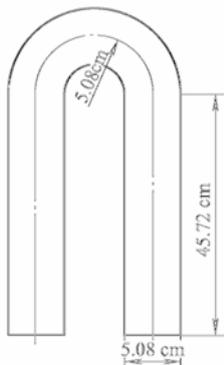


图 1 弯管的几何尺寸,计算区域及网格划分



图 2 几何位置示意

在计算域的进口处,给定各方向的速度分量。即: $u_i = u_g = 0; v_i = v_g = 0; w_i = w_g = w_{in}$ 。

湍动能 k 和湍动能的耗散率 ϵ 分别由下列经验公式给定: $k_{in} = 0.005(u_{in}^2 + v_{in}^2 + w_{in}^2)$; $\epsilon_{in} = C_{\mu} \rho_i k_{in}^{2/3} \mu_i$ 。

对两种来流条件进行计算,具体数据根据实测给出^[11],见表 1。

表 1 进口条件

	进口流速 m/s	气泡体积率	气泡直径 mm	
c-1	4	0.30	0.7(89%)	3.0(11%)
c-2	10.6	0.42	1.0(86%)	2.1(14%)

6 计算结果

图 3—4 分别给出了 c—1 条件下不同角度断面(0、90、180 度)、中间对称面水体(液相)和气泡(气相)的流速分布情况,断面的具体位置见图 2。图 5 给出了 c—1 条件下中间对称面液相和气相的流线分布。从中间对称面的液相和气相流速的分布可以看出,拐弯处在离心力的作用下,水体和气泡都有向外的流动趋势,但水体向外流动的趋向更加明显。这是由于水体的比重远大于气泡,所以水体所受到的离心力也远大于气泡。从不同拐弯角度断面的液相和气相流速的分布也可以看出这一流动趋势的三维变化情况,90 度断面上水体和气泡的流动导致上下各形成了一个涡,水体流动形成的涡大于气泡流动形成的涡。由于水体和气泡受离心力的作用向外运动,遇到外壁后水体和气泡沿壁面回流形成了如计算显示的二次流。水体所受到的离心力大于气泡,故水体形成的涡流强于气泡。这一运动使得水体充满管道外侧,而气泡则占据管道内侧。从进口到出口中间对称面水体和气泡的流线分布可以清楚的看出,水体在离心力作用下逐步向外壁移动,弯道后沿管壁外侧流出,气泡则沿靠近管壁内侧处流动。

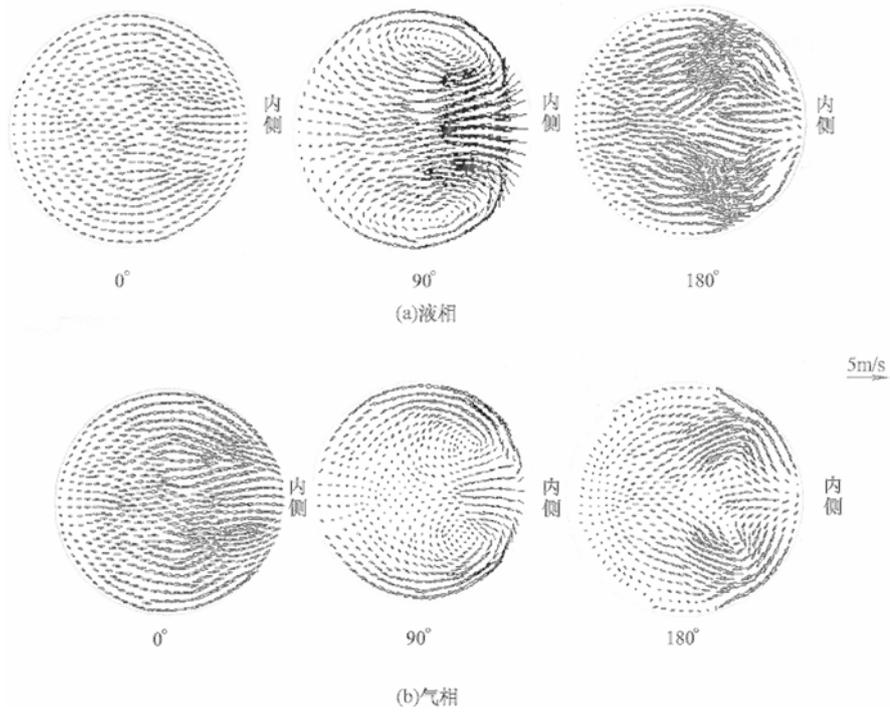


图3 不同断面液相和气相的流速分布

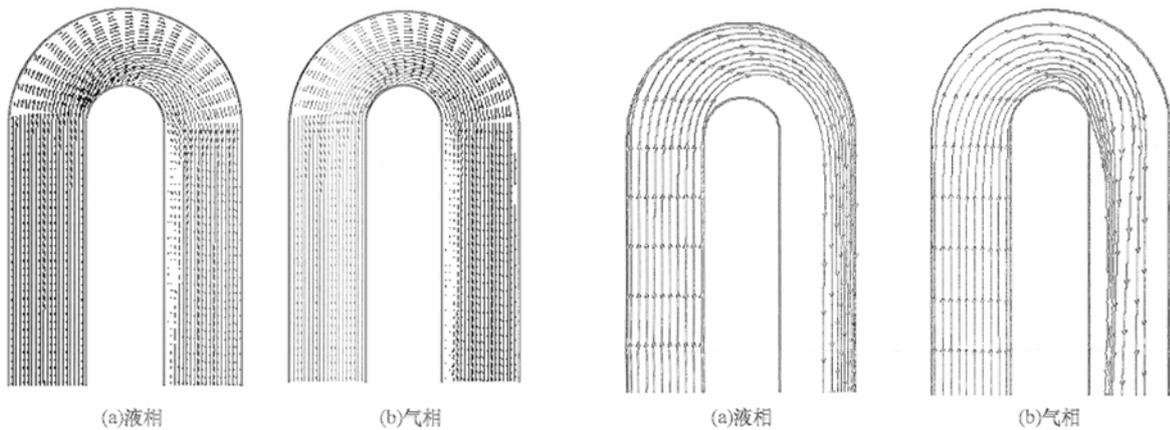


图4 对称面($y=0$)液相和气相的流速分布

图5 对称面($y=0$)液相和气相的流线分布

图6分别给出了c-1条件下不同角度断面(0、90、180度)、中间对称面含气率的分布情况。弯管内壁的含气率从进口到出口逐渐增加。比重比气泡大的水被甩到了外边。另外,计算结果还表明直径大的气泡较直径小的气泡更靠近内壁。这一计算结果符合气泡在水流中的运动规律。

为了了解不同流速对含气率分布的影响,图7给出了c-2条件下3个不同角度断面(0、90、180度)和中间对称面含气率的分布,与c-1相应图形比较。从中可以看出:由于c-2入口流速大于c-1,弯道处离心力明显比c-1大,气液分离的状况比c-1要好。为了节省篇幅没有给出c-2条件下的全部计算结果。

图8分别给出了入流条件c-1和c-2条件下,弯管出口断面处沿不同角度含气率分布计算结果与实际测量结果比较。从中可以看出,计算结果与实测结果吻合良好,说明该计算模型能够正确反映弯管内部三维汽液两相流的特征。

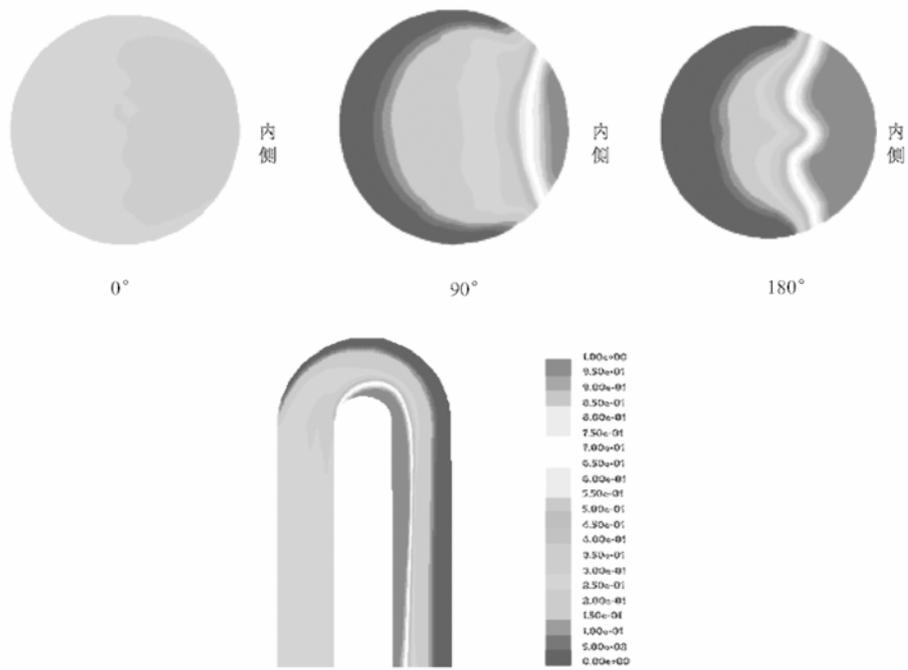


图6 不同特征面含气率分布(c-1)

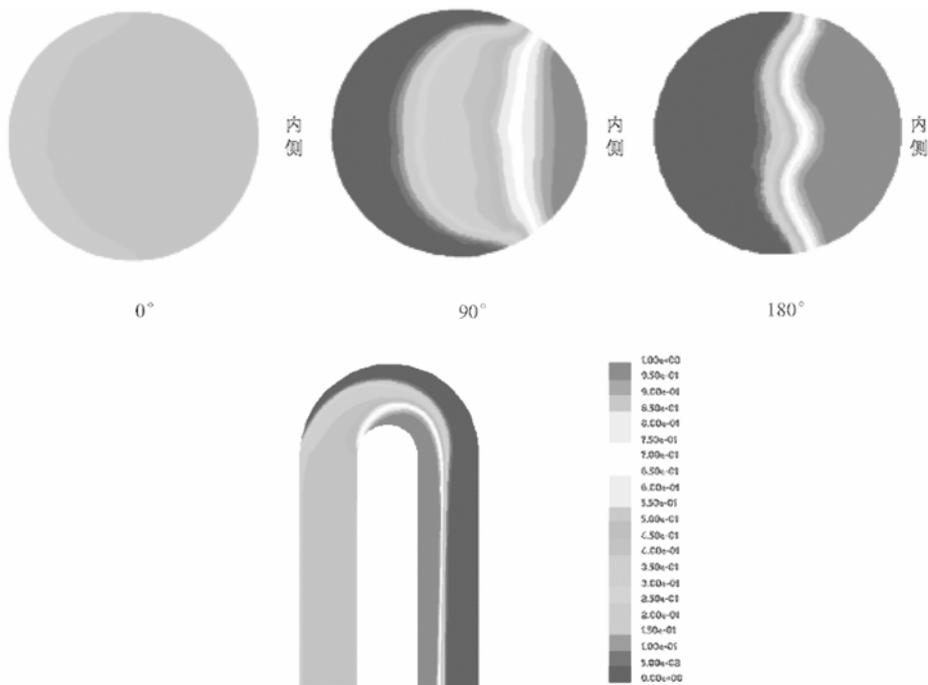


图7 不同特征面含气率分布(c-2)

7 总结

本文根据双流体模型的基本理论,建立了基于贴体坐标和有限体积法的气液两相湍流双流体计算模型,连续相采用了考虑分散相分布影响的 $\kappa-\varepsilon$ 两方程湍流模型,分散相采用代数湍流模型。在两种来流条件下,对有实测数据的 180 度圆弯管内部三维两相湍流进行了模拟,计算中将气泡按大小分为两组,加大了计算的复杂性,能更好地反映不同大小气泡的特性,提高计算精度。通过数值模拟获得了弯

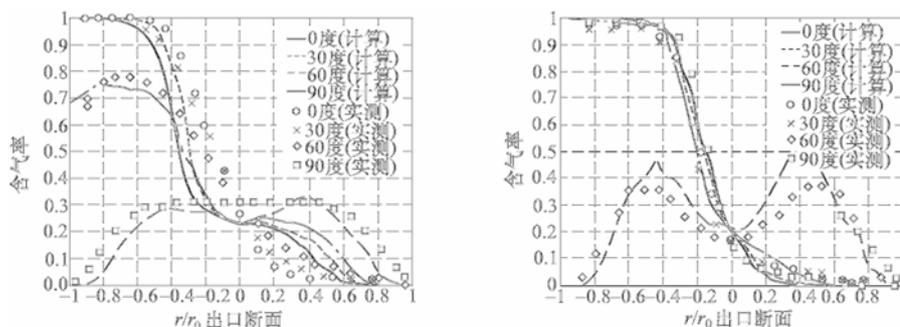


图8 弯管出口断面处不同角度含气率分布计算与实测结果比较

管内部三维两相湍流的压力、速度和气泡体积率分布等数据。气泡体积率分布的计算结果与实测结果进行了比较表明:计算结果与实测结果吻合良好,证明了模型的可行性,为下一步进行复杂的尾水管气液两相流数值模拟奠定了基础。

参 考 文 献:

- [1] Spalding D B. Numerical computation of multi-phase flow and heat transfer recent advances in numerical methods, in fluid Vol. 1[M]. Britain; Edited by Taylor and Morgan, 1980.139—167.
- [2] Gosman A D, Lekakou C, Poliss S, Issa R I, Looney M K. Multidimensional modeling of turbulent two-phase flows in stirred vessels[J]. AIChE J. , 1992, 38;1946—1956.
- [3] Issa R I, Oliveira. Numerical prediction of phase separation in two-phase flow through T-junctions[J]. Computers Fluids, 1994, 23(2);347—372.
- [4] Wu J C, Minemura K. Numerical prediction of turbulent bubbly two-phase flow in a rotating complicated duct[J]. Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 1999, 29;811—826.
- [5] Lee S J, Lahey R T, Jones O C. The prediction of two-phase turbulence and phase distribution using a $\kappa-\epsilon$ model[J]. Jpn. J. Multiphase Flow, 1989(3);335—368.
- [6] Lopez de Bertodano M, Lee S J, Lahey R T, Drew D A. The prediction of Two-phase Turbulence and Phase Distribution Using a Reynolds Stress Model[J]. ASME. J. Fluids Eng. , 1990,112;107-113.
- [7] Lopez de Bertodano M, Lahey R T, Jones O C. Phase distribution in bubbly two-phase flow in vertical ducts[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1994, 20;805—818.
- [8] Lee S J, Lahey R T, Jones O C. The prediction of Two-phase Turbulence and Phase Distribution Using a $\kappa-\epsilon$ Model [J]. Jpn. J. Multiphase Flow, 1989, (3);335—368.
- [9] 周力行. 湍流两相流动与燃烧的数值模拟[M]. 北京:清华大学出版社,1991.
- [10] 倪浩清,李福田. 泥沙冲淤问题的湍流两相模型[J]. 水利学报,2006,37(4);411—417.
- [11] Hoang K, Davis M R. Flow structure and pressure loss for two phase flow in return bends[J]. ASME. J. Fluids Eng. , 1984,106;30—37.
- [12] Ishii M, Zuber N. Drag coefficient and relative velocity in bubbly droplet or particulate flows[J]. AIChE J. , 1979,25;843—854.
- [13] Drew D A, Lahey R T. The Virtual mass and lift force on a sphere in rotating and inviscid flow[J]. Int. J. of Multiphase Flow,1987,(1);113—121.
- [14] Hinze J O. Turbulence[M]. McGraw Hill,1975.
- [15] 高忠信,周先进,张世雄,陆力. 水轮机固液两相三维紊流计算及磨损预估[J]. 水利学报,2002(9);37—43.

(下转 708 页)