

竖直环管内低压水过冷沸腾数值模拟

陈二锋, 厉彦忠, 王斯民

(西安交通大学能源与动力工程学院, 710049, 西安)

摘要: 采用 Unal 机理模型修正高压工况下气泡脱离直径的 Tolubinsky 关系式, 并以基于有限元的有限容积法的 CFX5.7 为基本框架, 通过添加用户程序实现了低压环管内水过冷沸腾的数值模拟. 针对 Lee 的实验工况分析了过冷沸腾网格无关性的依据, 研究了非曳力包括升力、湍流耗散力、壁面润滑力对径向空泡份额分布的影响, 验证了模型在宽广工况范围内的适用性. 计算表明: 当进口过冷度及质量流速较小时, 会在出口截面近壁面区域形成空泡份额的峰值, 而进口过冷度或质量流速较大时则不会在出口截面近壁面区域形成空泡份额的峰值, 这一点是与实验结果相一致的; 液相流速的预测值与实验值较为接近, 而气相流速预测值在加热面附近与实验值偏差较大.

关键词: 气泡脱离直径; 过冷沸腾; 空泡份额; 数值模拟

中图分类号: TL333 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2008)07-0855-05

Numerical Simulation of Subcooled Boiling Water in Vertical Concentric Annulus under Low Pressure

CHEN Erfeng, LI Yanzhong, WANG Simin

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Adopted a modified bubble departure diameter correlation based on the Unal mechanism model, a numerical simulation of subcooled boiling water under low pressure was performed on the computational fluid dynamics code CFX5.7 with user defined FORTRAN program. The water boiling flow experiments under low pressure in a vertical concentric annulus from reference were adopted to validate the modified model of bubble departure diameter. Moreover, the examination of grid independence was discussed, and the influences of the non-drag force on the radial void fraction distribution force were investigated, including lift force, turbulent dispersion force and wall lubrication force. The simulation results indicate that the models are endowed with a preferable applicability for broad test conditions. Especially, the peak void fraction at near-wall region occurs in low liquid subcooling and low mass flux, contrariwise, the peak void fraction in near-wall region never appears, which is in accordance with the experimental data. The predicted profiles of liquid velocity are close to the experimental data, but obviously differ from the prediction of vapor velocity in the near-wall region.

Keywords: bubble departure diameter; subcooled boiling; void fraction; numerical simulation

沸腾传热及气液两相流动现象在石油、化工、动力、制冷、冶金以及原子能等工业中普遍存在, 因流动结构形式及传热机理的复杂性使其一直是研究的热点问题. 其中过冷沸腾同时存在着气泡热力学与

动力学不平衡, 到目前为止仍有许多现象、规律未被充分认识, 是沸腾传热及两相流动研究中的难点.

随着计算机技术、数值方法和多相流模型的发展, 过冷沸腾的多维理论分析得以开展, 其中应用最

广泛的方法就是采用两流体模型进行数值模拟. Kurul 等人最早提出了过冷沸腾壁面热流的分配模型(RPI 模型),并建立了过冷沸腾数值计算的两流体模型^[1]. Basu 等人在此基础上采用两流体模型来分析过冷沸腾,并对模型进行了修正和改进,取得了较好的效果^[2-4]. 然而,这些模型多是基于高压工况下水过冷沸腾模型基础上发展起来的,在低压下很难保证模型在宽广工况范围内的适用性. 研究表明:低压工况下气泡脱离直径比高压工况下大,并且气泡脱离直径也是管路内两相参数预测的一个重要影响因素^[4-5]. 本文采用机理模型 Unal 公式^[6]修正高压工况下气泡脱离直径的 Tolubinsky 关系式^[7],建立了适合于低压工况下过冷沸腾数值计算的气泡脱离直径关系式,并以基于有限元的有限容积法的 CFX5.7 为基本框架,通过添加用户程序实现了低压环管内水过冷沸腾的数值模拟. 模型有效性采用 Lee^[8]的竖直环管内过冷流动沸腾气水两相流局部参数的实验数据进行验证.

1 过冷沸腾两流体模型

1.1 相间热质传递

根据 RPI 模型^[1],通过固体壁面传递给流体的总热通量 Q_{tot} 分为 3 部分:对流传热 Q_F 、激冷传热 Q_Q 及蒸发传热 Q_E ,分别按照以下公式计算

$$Q_F = (1 - A_{\text{bub}}) S_t \rho_l u_{\text{pl}} (T_w - T_1) \quad (1)$$

$$Q_Q = A_{\text{bub}} 2f(\tau_Q \lambda \rho_l c_{\text{pl}} / \pi)^{0.5} (T_w - T_1) \quad (2)$$

$$Q_E = N_a f \pi d_{\text{bw}}^3 \rho_g H_{\text{lg}} / 6 \quad (3)$$

式中:下标 l、g 分别表示液相和气相; $A_{\text{bub}} = \min(\pi N_a d_{\text{bw}}^2, 1)$; $N_a = (185(T_w - T_1))^{1.805}$ 为汽化核心密度; $\tau_Q = 0.8/f$ 为气泡等待周期; $f = (4g(\rho_l - \rho_g) / (3d_{\text{bw}} \rho_l))^{0.5}$ 为气泡脱离频率; S_t 为局部斯坦顿数; c_{pl} 为液相比定压热容; λ 为液相导热系数; H_{lg} 为汽化潜热; d_{bw} 为气泡脱离直径; T_w 为壁面温度; T_1 为近壁面流体温度.

单位加热面上液体汽化的传质速率由下式确定

$$m_g = N_a f \pi d_{\text{bw}}^3 \rho_g / 6 \quad (4)$$

在液体主流区,从壁面脱离的气泡逐渐被冷凝,其传质速率、传热速率根据热相变模型^[4]分别为

$$\dot{m}_l = \max(h_{\text{lg}} (T_{\text{sat}} - T_1) A_{\text{lg}} / H_{\text{lg}}, 0) \quad (5)$$

$$Q_{\text{lg}} = \dot{m}_l H_{\text{lg}} \quad (6)$$

式中: h_{lg} 为气液相间传热系数,由 Ranz & Marshall 公式确定; $A_{\text{lg}} = 6\alpha/d_b$, 其中 d_b 为气泡直径, α 为空泡份额.

1.2 相间动量传递

过冷沸腾气液两相间的动量传输通常表示为界面力的形式,包括曳力 F_D 和非曳力(包括升力 F_L 、湍流耗散力 F_{TD} 及壁面润滑力 F_w). 两相间总的作用力 F_{lg} 为以上各力之和

$$F_{\text{lg}} = F_D + F_L + F_{\text{TD}} + F_w \quad (7)$$

式(7)右侧中的各项分别按照文献^[4]推荐的公式计算,在此不再赘述. 气泡直径与相间热质传递及动量传递密切相关,在此认为气泡直径与液体过冷度成线性关系,取参考液体过冷度 $\Delta T_0 = 13 \text{ K}$ 、 $\Delta T_1 = -5 \text{ K}$,相应的气泡直径 $d_0 = 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}$ 、 $d_1 = 5 \times 10^{-3} \text{ m}$ ^[4,8].

1.3 气泡脱离直径

气泡脱离直径通常采用建立在高压水沸腾实验数据基础上的 Tolubinsky 关系式^[7]来描述

$$d_{\text{bw}} = \min(0.6 \exp(-\Delta T_{\text{sub}}/45), 1.4) \quad (8)$$

低压过冷沸腾实验表明,低压下气泡脱离直径相对较大, Tolubinsky 关系式已难以保证其在低压下的适用性^[4-5]. 本文采用机理模型 Unal 公式修正高压工况下气泡脱离直径的 Tolubinsky 关系式. Unal 机理模型考虑了压力、进口过冷度、热流密度、液体流速、壁面材料等对气泡脱离直径的影响,但模型本身应只适用于进口段气泡脱离直径的预测^[6]. 假定低压下气泡脱离直径随过冷度的变化与高压下具有相类似的规律,即

$$d_{\text{bw}} = C \exp(-\Delta T_{\text{sub}}/45) \quad (9)$$

同时,在进口段气泡脱离直径可根据 Unal 公式进行计算,联立式(9)可求得系数 C ,即

$$C \exp(-\Delta T_{\text{sub0}}/45) = \frac{2.42 \times 10^{-5} p^{0.709} a}{(b\phi)^{0.5}} \quad (10)$$

式中: a 、 b 的详细表达式见文献^[6]; 在低压过冷沸腾数值计算中,取修正系数 $\phi = 1$.

2 算例及敏感性分析

2.1 算例描述

模型有效性采用 Lee^[8]的竖直环管内过冷流动沸腾气水两相流局部参数的实验数据进行验证. 本文选取 6 组压力、质量流速及入口过冷度跨度范围较大的实验工况(见表 1)用于计算分析. 为分析方便,将前 3 组工况定义为低过冷度工况,后 3 组为高过冷度工况. 图 1 为计算区域截面示意图,实验加热段内管外径为 19mm,外管内径为 37.5mm. 计算

表 1 Lee^[8]的实验工况

实验工况	入口压力 p/MPa	加热功率 $q/\text{kW}\cdot\text{m}^{-2}$	质量流速 $G/\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	入口温度 T/K	入口过冷度 $\Delta T_{\text{sub0}}/\text{K}$	截面平均空 泡份额 $\alpha_m/\%$
1	0.130	114.8	476.96	95.6	11.5	3.99
2	0.142	152.3	474.00	96.6	13.4	8.16
3	0.137	197.2	714.40	94.9	13.8	7.24
4	0.143	251.5	1 059.20	92.1	17.9	3.20
5	0.115	169.8	478.14	83.9	19.6	2.51
6	0.121	232.6	718.16	84.0	21.2	2.99

区域为 60° 的环形管路,其中进口水力稳定段长 0.33 m,用来消除入口效应对流场计算的影响. 计算加热段长 1.67 m,测试截面位置距进口 1.94 m, 以下所提测试面参数即为此高度截面处参数.

2.2 计算方法

计算采用 CFX5.7 为基本框架,通过添加用户程序实现低压环管内水过冷沸腾的数值模拟. 用户程序主要用来实施加热面上 RPI 模型及主流区热相变模型,前者主要通过加热壁面各节点的控制方程添加源项实现,后者则可通过相间热质传递实现. 由于低压下饱和温度随管路压力变化较大,如 2 m 左右的竖直上升管路其饱和温度约下降 4 K 左右,因此在用户程序中考虑了饱和温度及潜热随管路内压力的变化. 计算中液相水作为连续相、蒸汽作为弥散相;入口处的速度及温度指定为均匀分布,出口选择压力边界;管道壁面气相为滑移边界条件,液相为无滑移边界条件;液相湍流采用 $k-\epsilon$ 模型,并引入 Sato 关于气泡尾涡所引起的附加黏度^[4]. 通常当连续性方程及能量方程残差均小于 1.0×10^{-5} 时,认为计算收敛.

2.3 网格无关性验证

过冷沸腾由于其局部加热的特性使得近壁面参数实际上是与网格相关的. 当近壁面处网格尺度(需保证 $y^+>11.06$) 越小时,由于壁面热流作用于该近壁面处网格,使得其局部参数如液相温度、空泡份额会略微增大,因此不能用近壁面参数去验证模型的网格无关性. 在此,采用沿轴向长度的截面平均

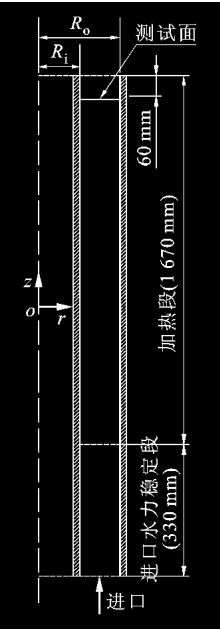


图 1 计算区域截面示意图

空泡份额作为网格无关性考核的依据. 图 2 展示了工况 1 在 7 套网格尺度(如 $12\times 8\times 50$, 12 、 8 、 50 分别对应径向、周向、轴向节点数)下截面平均空泡份额随轴向长度 L 的变化曲线. 可以看出,7 组曲线基本相一致,满足网格无关性要求. 以下计算中均采用 $12\times 8\times 50$ 网格.

2.4 非曳力影响分析

对于实验工况 1,非曳力的影响如图 3 所示. 从图中可以看出:不考虑非曳力时,由于气泡缺乏向管道中心运动的动力,气泡富集于管道壁面处,壁面处存在空泡份额的最大值,计算结果较差,无法得到满意的径向空泡份额分布;升力由壁面附近连续

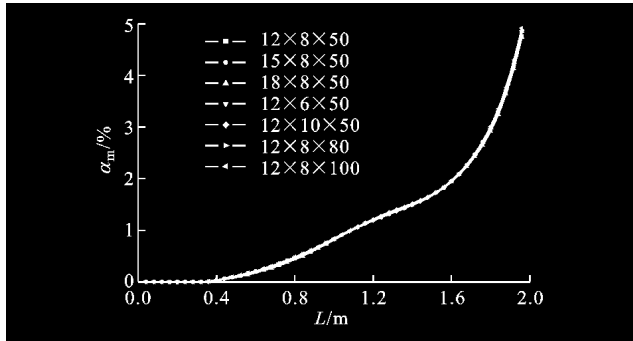


图 2 不同网格尺度截面平均空泡份额随轴向长度变化曲线

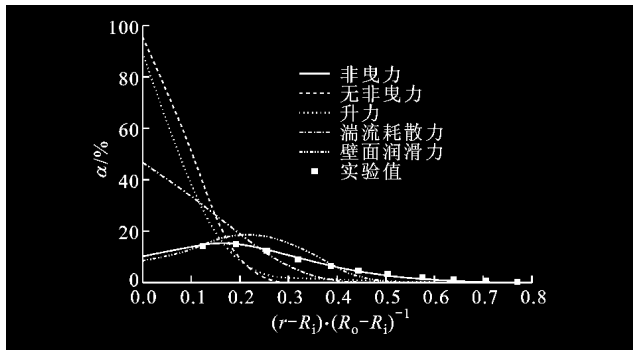


图 3 相间非曳力对径向空泡份额分布的影响

相的速度旋度引起,对径向空泡份额的影响较小,仅使近壁区的空泡份额有所降低;紊流耗散力使流动截面上各参数趋于一致,有展平径向空泡份额分布的趋势;壁面润滑力则具有推动气泡远离壁面的作用,它的增加使得计算结果能较好地反映空泡份额的径向分布特征,比较准确地预测近壁区域空泡份额的峰值.非曳力的引入使得径向空泡份额分布与实验结果相一致.

3 数值分析

在上述分析基础上,针对 Lee 实验工况进行数值研究.图 4、图 5 分别展示了工况 1 的空泡份额分布云图及液相温度分布云图.从图中可以看出:气相存在于加热面附近,并在出口截面近壁面区域形成空泡份额的峰值;液相温度在径向上从内侧加热面到外侧壁面存在较大的温度梯度,同时由于考虑到饱和温度沿环管高度逐渐降低,因此在加热面近壁面区域液相温度变化不大.

图 6、图 7 展示了低过冷度及高过冷度工况下测试面空泡份额的预测曲线及实验值.从图中可以看出:当过冷度及进口质量流速较小时上述模型能很好地预测测试截面的空泡份额分布,而当过冷度及进口质量流速增大时偏差会增大,但截面平均空泡份额仍在一个可接受的偏差范围内;另一方面,不同工况下所预测的空泡份额分布趋势基本与实验结果相一致,实验工况中当气泡从加热壁面脱离以后,会在近壁面区域产生聚合,从而形成更大的气泡,此时若过冷度及进口质量流速较小时,气泡的冷凝率较小,即会在出口截面近壁面区域形成空泡份额的峰值;当过冷度增大或进口质量流速增加时,前者可以增加气液相温差,后者则加大换热强度,使气泡的冷凝率较大,因此不会在出口截面近壁面区域形成空泡份额的峰值.上述模型较好地反映了这个趋势,对于工况 1、2,空泡份额预测曲线中明显存在一个空泡份额的峰值,其他工况则由于过冷度较大或进口质量流速较大而不会在近壁面区域形成空泡份额的峰值.

图 8 ~ 图 11 展示了低过冷度及高过冷度工况下测试截面液相速度、气相速度的预测曲线及实验值.从图中可以看出,液相速度预测值与实验值较为接近,而气相速度预测值在加热面附近与实验值偏差较大(特别是工况 3 的平均偏差约为 13%).这是由于目前气液相间的动量传输模型还不完善,使得近壁区空泡份额较大的地方气相流速很大,并在相

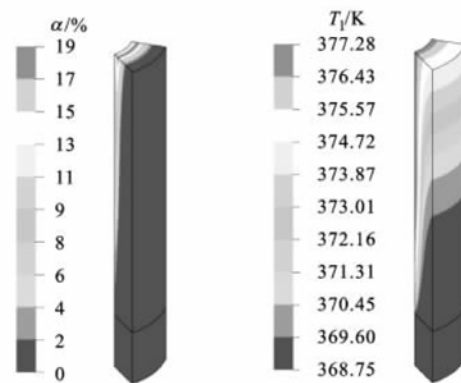


图 4 工况 1 空泡份额分布云图

图 5 工况 1 液相温度分布云图

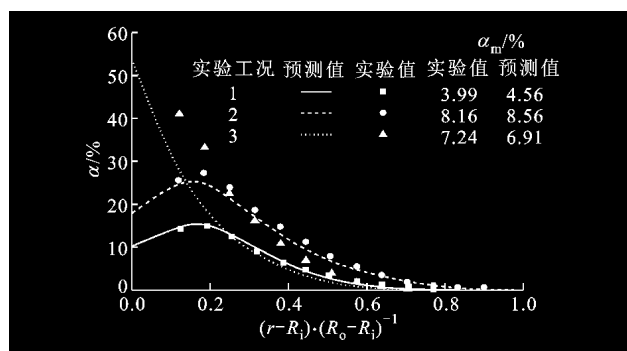


图 6 低过冷度下径向空泡份额的预测值与实验值

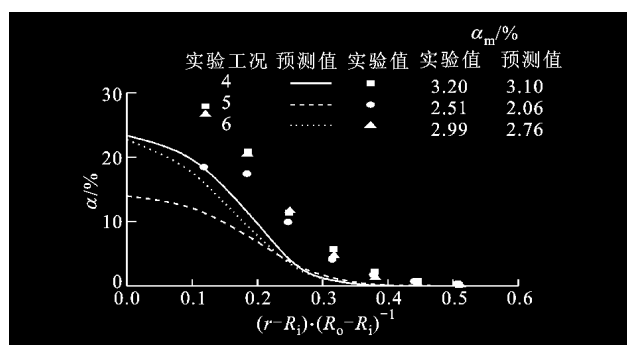


图 7 高过冷度下径向空泡份额的预测值与实验值

间曳力的作用下使得近壁面处液相流速预测值也略高于实验值.对于截面平均空泡份额较高的工况气液相流速偏差更为明显.事实上,由于气相密度很小,它的运动是伴随着液相湍流脉动而产生的,因此近壁区气相速度略高于液相流速,而不会出现类似于空泡份额分布的速度曲线,而在液体主流区,由于主流速度较大使得气泡向主流区域迁移,使得中心区域附近的气液相流速较大.

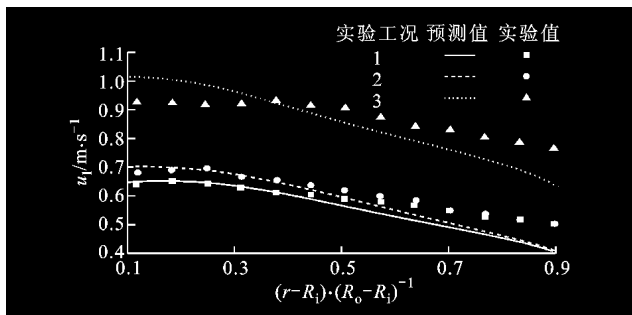


图8 低过冷度下液相流速的预测值与实验值

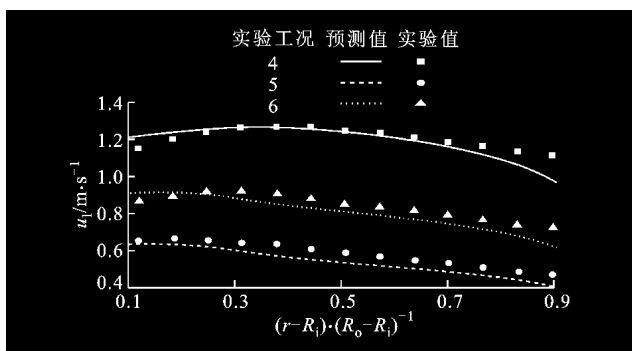


图9 高过冷度下液相流速的预测值与实验值

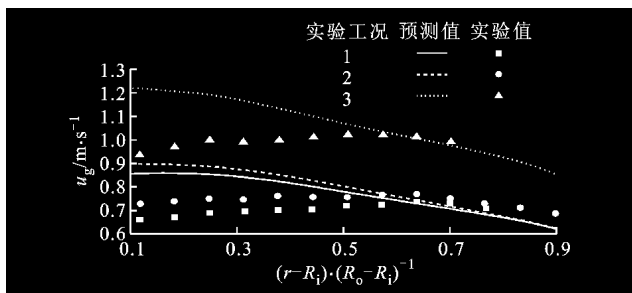


图10 低过冷度下气相流速的预测值与实验值

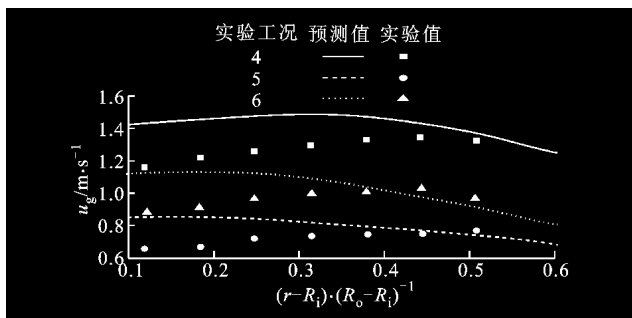


图11 高过冷度下气相流速的预测值与实验值

4 结 论

本文采用 Unal 机理模型修正高压工况下气泡

脱离直径的 Tolubinsky 关系式,通过添加用户程序实现了低压环管内水过冷沸腾的数值模拟,并针对 Lee 的实验工况进行了模型有效性验证。数值计算结果表明,该模型能较好地反映两相局部参数的变化规律。当过冷度及进口质量流速较小时,由于近壁面区域气泡的冷凝率较小,因此会在出口截面近壁面区域形成空泡份额的峰值,而在过冷度较大或进口质量流速较大时则不会存在这个峰值。对于液相流速,其预测值与实验值较为接近,而气相速度预测值在加热面附近与实验值偏差较大,还需进一步修正气液相间动量传输模型。

参考文献:

- [1] KURUL N, PODOWSKI M Z. On the modeling of multidimensional effects in boiling channels [C] // 27th National Heat Transfer Conference, Minneapolis, Minnesota, USA: ANS, 1991: 28-31.
- [2] BASU N, WARRIER G R, DHIR V K. Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling [J]. ASME Journal of Heat Transfer, 2002, 124(4): 717-728.
- [3] TU Jiyuan. On numerical modeling of low pressure subcooled boiling flows [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(6): 1197-1209.
- [4] KONCAR B, KLJENAK I. Modeling of local two-phase flow parameters in upward subcooled flow boiling at low pressure [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(6/7): 1499-1513.
- [5] ZEITOUN O, SHOUKRI M. Bubble behavior and mean diameter in subcooled flow boiling [J]. ASME Journal of Heat Transfer, 1996, 118(1): 110-116.
- [6] UNAL H C. Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m² [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, 19(5): 643-696.
- [7] KREPPER E, KONCAR B, EGOROV Y. CFD modeling of subcooled boiling-concept, validation and application to fuel assembly design [J]. Nuclear Engineering and Design, 2006, 237(7): 716-731.
- [8] LEE T H, PARK G C, LEE D J. Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2002, 28(8): 1351-1368.

(编辑 荆树蓉)