

用 CFD 方法评价低压过冷沸腾相间传递模型^①

霍飞鹏^{②*} 陈 纲** 丁炜堃** 王 捷*

(* 清华大学核能与新能源技术研究院先进核能技术协同创新中心 北京 100084)

(** 国家核电技术有限公司北京软件技术中心,国家能源核电软件重点实验室 北京 102209)

摘要 针对低压过冷流动沸腾两相流问题,基于两流体模型,引入相间质量、动量和能量等相间传递模型建立了低压过冷沸腾三维数值计算模型。经过分析,相间传递模型简化为气泡平均直径、相间作用力和相间传热等模型。采用该数值模型,通过计算流体力学(CFD)方法对过冷沸腾试验进行计算发现,空泡份额分布、气相和液相的平均表观速度与试验值较为符合。计算结果表明,不同的气泡平均直径模型与相间作用力模型对计算结果影响较大,不同传热模型对计算结果影响较小。

关键词 低压过冷沸腾, 相间传递模型, 计算流体力学(CFD)

0 引言

AP1000、CAP1400、APR1400 等第三代压水堆采用堆内熔融物滞留(in-vessel retention, IVR)策略应对严重事故, 压力容器外部流道冷却(external reactor vessel cooling, ERVC)是其应对事故的最重要的措施。ERVC 本质上是一个低压高热流密度过冷沸腾的两相流问题。本文采用计算流体力学(computational fluid dynamics, CFD)方法, 基于两流体模型, 引入相间质量、动量和能量等相间传输模型建立了适合 AP1000ERVC 工况的低压过冷沸腾两相流三维数值计算模型, 并通过对相关试验进行计算来分析、评价相间传递模型的适用性。

1 IVR 的物理过程

以 AP1000 为例^[1], 实施堆内熔融物滞留(IVR)的物理过程如图 1 所示。当反应堆发生严重事故时出现堆芯熔毁, 熔融物首先沉积在反应堆压

力容器(reactor pressure vessel, RPV)下封头, 此时按照核电厂的严重事故响应序列, 堆腔中充满了水, 安全壳内压力降为常压; 堆腔中的水从堆坑底部流入 RPV 和保温层构成的间隙, 在 RPV 外壁上发生过冷沸腾并汽化, 汽水两相混合物与堆坑中冷却水的密度差驱动冷却水从堆坑底部不断补充到环形流道间隙, 形成自然循环。水蒸气在安全壳内壁冷凝流回堆坑, 一段时间后堆坑内的冷却水接近常压下饱和

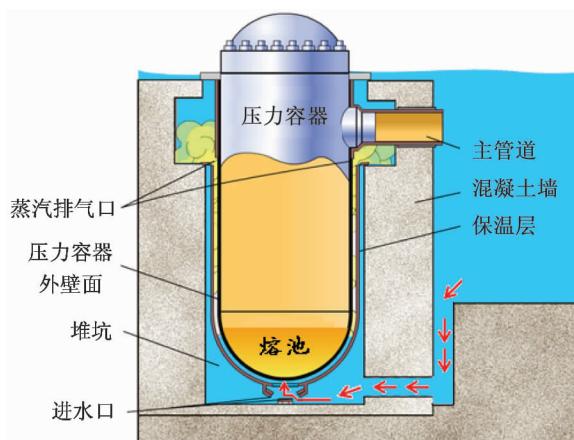


图 1 AP1000ERVC 示意图

① 国家科技重大专项(2013ZX06004-008, 2011ZX06901-019)资助项目。

② 男, 1988 年生, 博士生; 研究方向: 核科学与技术专业; 联系人, E-mail: huo05@126.com
(收稿日期: 2015-04-28)

状态。冷却水在环形流道间隙吸收堆芯熔融物的热量发生过冷沸腾这一过程就是压力容器外部流道冷却(ERVC)策略。如果 ERVC 能够成功实施,并且能够带走堆芯熔融物的衰变热,那么堆芯熔融物可以被控制在压力容器内,实现非能动控制严重事故后果的目标。

2 数学模型

2.1 两流体模型

体积分数守恒方程为

$$\alpha_f + \alpha_g = 1 \quad (1)$$

质量守恒方程为

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k v_k) = \Gamma_k \quad (2)$$

动量守恒方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_k \rho_k v_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k v_k v_k) &= -\nabla(\alpha_k p_k) \\ &+ \nabla \cdot [\alpha_k (\tau_k + \tau_k^T)] + \alpha_k \rho_k g_k + M_k \end{aligned} \quad (3)$$

$$M_k = v_{ik} \Gamma_k + p_{ik} \nabla \alpha_k + M_{ik} - \nabla \alpha_k \cdot \tau_{ik} \quad (4)$$

能量守恒方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \left[\alpha_k \rho_k \left(e_k + \frac{v_k^2}{2} \right) \right]}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\alpha_k \rho_k \left(e_k + \frac{v_k^2}{2} \right) v_k \right] \\ = -\nabla \cdot [\alpha_k (q_k + q_k^T)] + \nabla \cdot (\alpha_k \Pi_k \cdot v_k) \\ + \alpha_k \rho_k g_k \cdot v_k + E_k \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_k = \Gamma_k \left(h_{ik} + v_{ik} v_k - \frac{v_k^2}{2} \right) + a_i q_{ik} - p_{ik} \frac{\partial \alpha_k}{\partial t} \\ + M_{ik} v_{ik} - \nabla \alpha_k \cdot \tau_{ik} \cdot v_{ik} + W_{ik}^T \end{aligned} \quad (6)$$

其中,下标 f 和 g 分别代表液相和气相, k 代表两相中的某一相; α 为体积分数, Γ_k 为 k 相因相变产生的质量源项; τ_k 为 k 相切应力张量; τ_k^T 为 k 相雷诺应力; v_{ik} 为相界面中 k 相速度; τ_{ik} 为相界面中 k 相切应力张量; p_{ik} 为相界面中 k 相的压力; M_k 为相界面对 k 相的动量源项; M_{ik} 为相间作用力; e_k 为 k 相内能; q_k 为 k 相传热热流密度; q_k^T 为 k 相湍流产生的热流率; Π_k 为 k 相压力张量和切应力张量之和; E_k 为相界面对 k 相的能量源项; h_{ik} 为相界面中 k 相的比焓; q_{ik} 为相界面与 k 相的热流密度; W_{ik}^T 为相界面

中 k 相湍流作用做的功。

过冷沸腾两相流中主流液体通常未饱和,可以假设相界面上的压力、切向应力与液相一致,相界面的比焓与同侧的相一致,相界面的速度与气泡速度一致。 W_{ik}^T 与 E_k 中的其他项相比太小,忽略记为 0^[2]。因此可以将相界面动量、能量源项进行简化,进而得到两流体模型基本控制方程组(1)~(6)。方程组中除了相界面质量源项 Γ_k 、相间作用力 M_{ik} 、相界面热流密度 q_{ik} 之外的项均为方程组的自变量如速度、压力、温度、体积分数,或者结合状态方程和本构方程由自变量表达的项。因此需要引入基于充分试验或理论研究的经验或半经验关系式构建相间质量传输模型、相间作用力模型、相界面热流密度模型,将 Γ_k 、 M_{ik} 、 q_{ik} 表示成流场自变量的函数,从而封闭整个两流体模型基本控制方程组。

2.2 相间质量传输模型

相界面质量传输是伴随着蒸发或冷凝的能量传输过程进行的,因此相界面质量源项可以表达为

$$-\Gamma_g = \Gamma_f = \frac{hs_{if}a_i(T_{sat} - T_f)}{h_{fg}} \quad (7)$$

其中, hs_{if} 为相界面与液相对流换热系数,将在 2.4 节中讨论; T_f 为液相温度; h_{fg} 为相变潜热; a_i 为相界面浓度,物理意义为单位体积中两相交界面的面积,如式

$$a_i = \frac{\pi d_B^2}{V} = \frac{\pi d_B^2 V_B}{V_B V} = \frac{6\alpha}{d_B} \quad (8)$$

所示。其中, V 为单位体积的流体, V_B 为气泡体积, d_B 为气泡的平均直径。在流动过冷沸腾中,气泡的尺寸分布范围很大。目前用计算流体力学(CFD)方法计算低压过冷沸腾有两种常用气泡平均直径模型:一种是气泡直径为定常数值,一种是气泡直径与当地过冷度呈线性关系。张鹏^[3]计算竖直圆管内的绝热离散气-液两相流采用的气泡直径为 2.5 mm。Končar^[4]在计算 KAERI 实验时采用的气泡直径为 2 mm。

Anglart^[5]认为气泡直径与当地过冷度 ΔT_{sub} ($\Delta T_{sub} = T_{SAT} - T_f$) 呈线性关系。Končar 和 Mavko^[6]在 Kurul 的模型的基础上给出了低压情况下的模型:

$$d_B = \begin{cases} \frac{d_{B,1}(\Delta T_{\text{sub}} - \Delta T_{\text{sub},2}) + d_{B,2}(\Delta T_{\text{sub},1} - \Delta T_{\text{sub}})}{\Delta T_{\text{sub},1} - \Delta T_{\text{sub},2}} & \Delta T_{\text{sub},2} \leq \Delta T_{\text{sub}} \leq \Delta T_{\text{sub},1} \\ d_{B,1}, & \Delta T_{\text{sub}} > \Delta T_{\text{sub},1} \\ d_{B,2}, & \Delta T_{\text{sub}} < \Delta T_{\text{sub},2} \end{cases} \quad (9)$$

其中 $d_{B,1}$ 、 $d_{B,2}$ 分别为 1 mm、3.8 mm; $\Delta T_{\text{sub},1}$ 、 $\Delta T_{\text{sub},2}$ 分别为 5 K、-2 K。

2.3 相间作用力模型

在两相流理论研究中, 常把相间作用力拆分成 5 个部分, 分别建立模型:

$$M_{ik} = M_g^D + M_g^V + M_g^L + M_g^W + M_g^T \quad (10)$$

拖曳力

$$M_g^D = - \left(\alpha_g \frac{A_g}{V_B} \right) \frac{C_D}{2} \rho_g |v_r| \quad (11)$$

是定常流动的主要相间作用力, 是由于相对流动气泡受到的拖曳力。其中, $v_r = v_g - v_f$, A_g 为气泡在流动方向投影的横截面积, C_D 为拖曳力系数。Ishii 和 Zuber^[7] 给出的 C_D 按照三种气泡形态: 球形气泡形态、变形气泡形态、搅浑流气泡形态和弹状流气泡形态。Grace^[8] 研究了空气-水两相流中液相流过单个气泡的作用力, 进而提出 C_D 模型。Schiller 和 Naumann^[9] 由球形气泡的行为得出 C_D 模型。

虚拟质量力 M_g^V 是指非定常流动中, 液相速度变化引起气泡速度的变化。在定常流动中, 该力可以忽略不计。在本文中, 只考虑稳态情况, 故该力不考虑。

升力 M_g^L 是气泡在垂直于相对运动速度方向的速度梯度产生的力。升力的作用是将气泡推向流速比较低的区域。Drew 和 Lahey^[10] 提出的升力表达式为

$$M_g^L = - \alpha_g C_L \rho_f v_r \times (\nabla \times v_f) \quad (12)$$

Tomiyama^[11] 根据试验数据拟合出升力系数的关系式。Saffman^[12] 在气泡雷诺数较小范围内提出了升力系数模型。Legendre^[13] 由单个气泡推导出升力系数模型, 适用于球形气泡的流型。

壁面润滑力 M_g^W 的作用是阻止壁面附近的气泡接触壁面, Antal 等^[14] 提出的壁面润滑力模型

$$M_g^W = \frac{\alpha_g \rho_f |v_r|^2}{d_B} \left[\max \left(C_{w1} + C_{w2} \left(\frac{d_B}{y_w} \right), 0 \right) \right] \mathbf{n}_w \quad (13)$$

得到了广泛采用。其中 y_w 为距离壁面的垂直距离, \mathbf{n}_w 为壁面单位法向量, 在处理低压工况时, Končar^[15] 采用 C_{w1} 和 C_{w2} 分别为 -0.04 和 0.08。Antal 采用的 C_{w1} 和 C_{w2} 分别为 -0.2 和 0.147。

湍流扩散力 M_g^T 描述的是液相湍流对气泡扩散的作用, Burns 等^[16] 认为湍流扩散力是由相间作用力的无规则脉动导致的, 并基于 Favre 平均推导出:

$$M_g^T = - C_{TD} \frac{\mu_{f1}}{\sigma_{f1}} \left(\frac{\nabla \alpha_g}{\alpha_g} - \frac{\nabla (1 - \alpha_g)}{1 - \alpha_g} \right) \quad (14)$$

$$C_{TD} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_g \rho_f}{d_B} |v_g - v_f| \quad (15)$$

其中 μ_{f1} 为液相湍动粘度, σ_{f1} 为液相湍流施密特数, C_{TD} 为湍流扩散力系数。

Lopez 提出了下式:

$$M_g^T = - C_{TD} \rho_f \kappa_f \nabla \alpha_g \quad (16)$$

该式被广泛运用在过冷沸腾中。通常应用在泡状流中, C_{TD} 一般取 0.1^[17]。

2.4 相界面热流密度模型

相界面热流密度包括两部分: 相界面与气相间的传热热流密度, 相界面与液相间的传热热流密度。在过冷沸腾中, 近似认为气相几乎不存在过热, 即气相温度 T_g 等于饱和温度 T_{SAT} :

$$T_g \approx T_{SAT} \quad (17)$$

相界面与液相间的热流密度表示为

$$q_{if} = h s_{if} (T_{SAT} - T_f) \quad (18)$$

$$h s_{if} = \frac{k_f}{d_B} N u_f \quad (19)$$

其中 k_f 为液相导热系数, $N u_f$ 为液相努赛尔数。Ranz 和 Marshall^[18] 给出了不可压牛顿流体中 $N u_f$ 和气泡雷诺数 $R e_B$ 以及液相普朗特数 $P r_f$ 的关系式。Hughmark^[19] 将前者的适用性拓展至更高气泡雷诺数。

2.5 边界条件

低压过冷流动沸腾两相流三维数值计算模型本质上是一个微分方程组, 对微分方程组求解需要一定的边界条件及初始条件。过冷沸腾问题中较为复

杂的是传热边界条件,除此之外的其他边界条件及初始条件可以按照单相流的方法处理,这里不赘述。Kurul 和 Podowski^[20]创立了壁面热流分配模型(RPI 模型),该模型在过冷沸腾 CFD 模拟研究中应用成熟、研究充分。樊普^[21]、李松蔚^[22]、王成龙^[23]、Zhang^[24]等专家学者对此模型都进行了仿真验证。

RPI 模型中,壁面热流密度分为 3 部分,如式

$$q_w = q_f + q_e + q_q \quad (20)$$

所示,其中 q_f 为壁面与液相单相对流换热热流密度, q_e 为壁面上液相蒸发带走的热流密度, q_q 为气泡脱离壁面液相填补进来的骤冷热流密度。

q_f 表达式为

$$q_f = h_f A_f (T_w - T_f) \quad (21)$$

h_f 为液相与壁面对流换热系数, T_w 为壁温, A_f 为壁面上液相占的面积比例, $A_f = 1 - A_g$, A_g 为壁面上气相占的面积比例,式为

$$A_g = N \pi d_{Bw}^2 \quad (22)$$

其中 N 为壁面单位面积的气泡成核密度,采用 Lemmert 和 Chawla^[25]提出的关系式。 d_{Bw} 为气泡脱离直径,采用 Unal^[26]提出的模型。

q_e 表达式为

$$q_e = G_e h_{fg} = \frac{\pi}{6} d_{Bw}^3 \rho_g h_{fg} f N \quad (23)$$

G_e 为单位时间蒸发的液相质量, f 为气泡脱离壁面的频率,采用 Cole^[27]提出的关系式。

q_q 表达式为

$$q_q = h_q A_f (T_w - T_f) \quad (24)$$

h_q 为壁面骤冷对流换热系数,采用 Del Valle 和 Kenning 的模型^[28]。

3 过冷沸腾三维数值计算模型验证

3.1 过冷沸腾实验

Lee 等^[29]对低压下竖直环形通道内壁加热过冷沸腾流动工况进行了试验(下称 Lee 试验),并对空泡份额、气泡直径等参数沿径向分布进行了测量。如图 2,试验加热内管外半径 $R_i = 9.5\text{mm}$,外管内半径 $R_o = 18.75\text{mm}$ 。加热段长度为 1.67m ,加热段的前后管道长度分别为 0.28m 和 0.61m 。空泡份额、气泡直径等局部参数测量水平面位于距离加热段出口 0.06m 处,即距离加热段入口 1.61m 处。

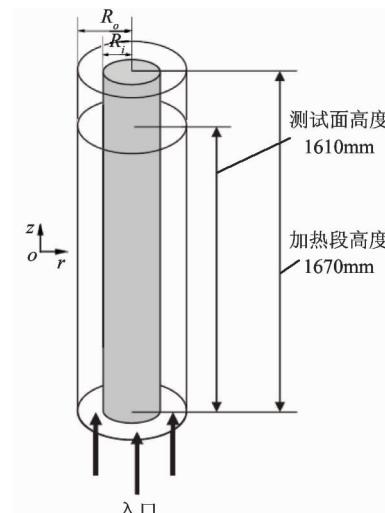


图 2 Lee 试验示意图

试验获得了不同进口过冷度、流速、热流密度和压力下,空泡份额在测试面上沿径向的分布。试验所研究的两相流流型与 AP1000ERVC 的流型相近。根据 AP1000ERVC 对应的 ULPV-V 实验^[30]的工况参数如表 1 所示,71°CCHF 工况下入口压力 0.16MPa ,入口过冷度 13.4K ,因此选取了表 1 中的 3 个实验工况进行模拟计算。

表 1 Lee 试验值工况^[31]

工况	入口压力(MPa)	热流密度(kW/m ²)	质量流速(kg/m ² s)	加热段入口温度(K)	加热段入口过冷度(K)
试验工况 1	0.1302	114.8	477.0	368.75	11.5
试验工况 2	0.1405	169.7	475.9	368.95	13.6
试验工况 3	0.1592	220.2	1054.9	373.35	13.0
ULPV-V 71°	0.1601	平均 325	428.1	373.15	13.4
ULPV-V 83°	0.1601	平均 423	486.8	373.15	13.4

3.2 计算结果

3.2.1 网格及计算设置

由于试验管道是环形管道,中心对称,所以计算域选取 1/6 的扇形棱柱。经过网格敏感性分析,可以得出轴向网格和周向网格精度均对计算结果影响不大,径向网格的精度对计算结果影响大。最终采用 50(径向)×12(周向)×90(轴向),径向和周向均分轴向在测试面附近加密的均分网格。

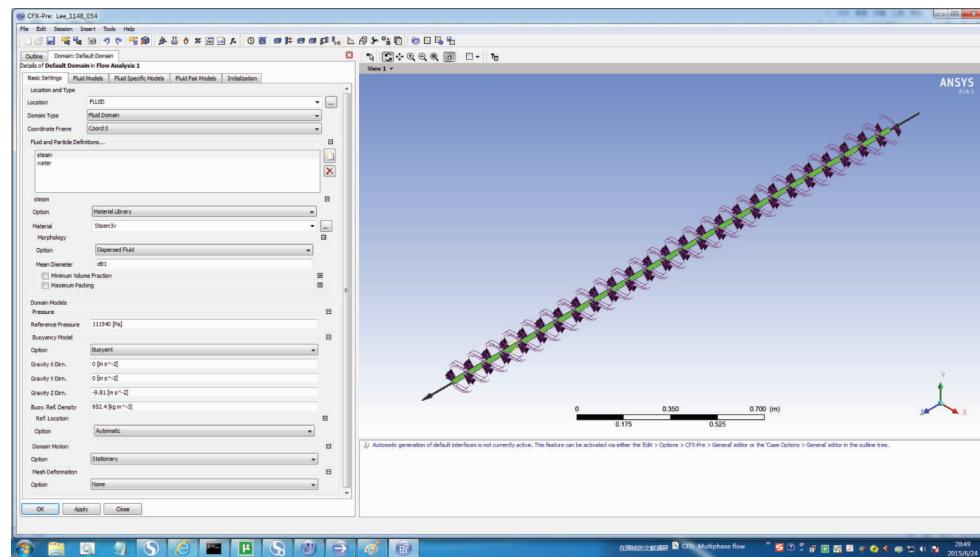


图 3 ANSYS CFX14.5 软件前处理设置界面

3.2.2 计算结果与试验值对比

表 2 为 3 个工况的计算值与试验值对比。采用的数值模型为第 2 节中总结的三维低压过冷流动沸腾数值模型,气泡相间作用力、相界面热流密度等模型按照 3.3 节中的分析结果选取。可以看到,计算值与试验值较为符合。在测试面空泡份额平均值计

算软件采用商用 CFD 软件 ANSYS CFX 14.5。软件操作界面见图 3。在计算设置方面,选择气相为离散相,液相为连续相,工质选取基于 IAP-Ws-IF97 的真实水和水蒸气热物性的 Steam3v1 配对。气相湍流模型选择零方程模型,液相湍流模型选择 k-epsilon 模型。对表面张力系数编写以液相温度为自变量的函数关系。

算上误差较小。计算结果表明,采用 CFD 方法对低压过冷流动沸腾两相流宏观参数如空泡份额、气相液相表观速度的平均值预测较为准确。另外,热流密度较高的工况 3 计算准确度最高,表明将三维数值模拟计算方法用于模拟 AP1000ERVC 工况有一定可行性。

表 2 Lee 试验值^[31]与计算值对比

	测试面平均空泡份额			测试面平均气相表观速度(m/s)			测试面平均液相表观速度(m/s)		
	试验值	计算值	误差	试验值	计算值	误差	试验值	计算值	误差
工况 1	0.0438	0.042791	2.30%	0.03007	0.035019	-16.46%	0.5067	0.50818	-0.29%
工况 2	0.1082	0.10098	6.67%	0.08209	0.082456	-0.45%	0.4985	0.50463	-1.23%
工况 3	0.0842	0.080405	4.51%	0.10845	0.10584	2.41%	1.0813	1.13485	-4.95%

3.3 气泡平均直径、相间传热及相间作用力模型讨论

ANSYS CFX 14.5 提供了相界面热流密度模型

的 Ranz Marshall 模型、Hughmark 模型,拖曳力的 Ishii-Zuber 模型、Grace 模型、Schiller-Naumann 模型,升力的 Tomiyama 模型、Saffman 模型、Legendre 模

型,以及壁面润滑力模型(需要用户输入壁面润滑系数),湍流扩散力模型(需要用户输入湍流扩散系数)。

气泡平均直径模型、气泡脱离直径模型需要用户编写导入。

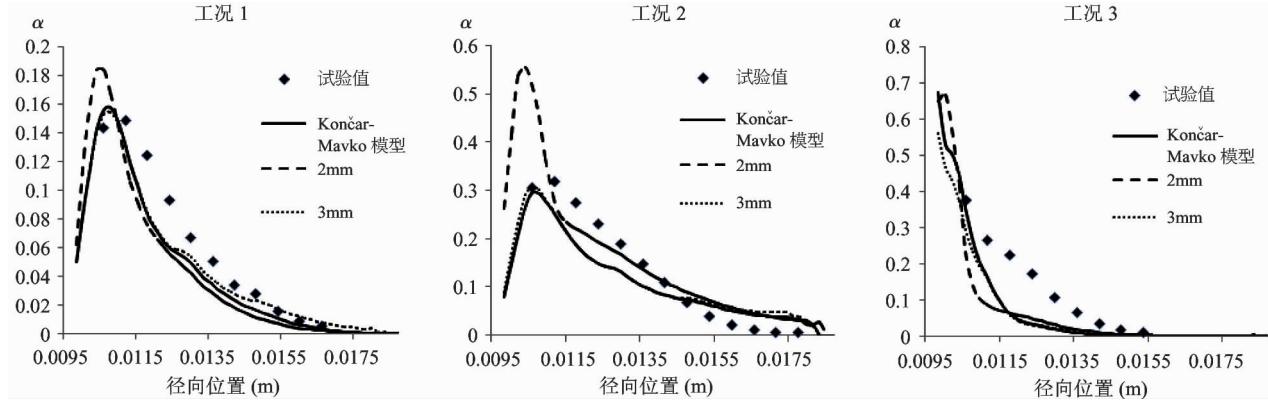


图 4 不同气泡平均直径模型计算结果与试验值对比

工况 1 中气泡直径为 Končar-Mavko 模型、2mm 和 3mm 时,计算值与试验值较接近;工况 2 中,气泡平均直径为 Končar-Mavko 模型、3mm 的计算结果与试验值较为相符,2mm 的计算结果与试验值误差较大;工况 3 中,气泡平均直径为 Končar-Mavko 模型、2mm 和 3mm 的计算结果与试验值差距都较大。计算结果表明,随着热流密度升高,气泡平均直径逐渐增大。在热流密度较高的工况下,适用于泡状流的气泡平均直径随过冷度线性变化的模型不再适用。这表明,在较高热流密度工况下流型有可能演化为比泡状流更复杂的弹状流、搅混流。Taitel 和 Dukler^[32]提出了泡状流向搅混流或弹状流过渡的关系式,如式

$$\frac{J_f}{J_g} = 2.34 - 1.07 \frac{[g(\rho_f - \rho_g)\sigma]^{1/4}}{J_g \rho_f^{1/2}} \quad (25)$$

所示,其中 J_f, J_g 分别为液相和气相的平均表观速度。气相、液相的密度和表面张力系数等也取自于流道截面的平均结果。对应的流型图如图 5 所示。然而本章中 3 个实验工况在测试面上平均空泡份额均低于 0.3,而且按照 Taitel 和 Dukler 流型图所示,3 个工况计算值与试验值均处于泡状流流型。

3.3.1 气泡平均直径模型对计算结果的影响

气泡平均直径分别选取气泡平均直径随过冷度线性分布的 Končar-Mavko 模型、2mm 和 3mm 进行计算,得到测试面上空泡份额沿径向分布图,如图 4 所示。

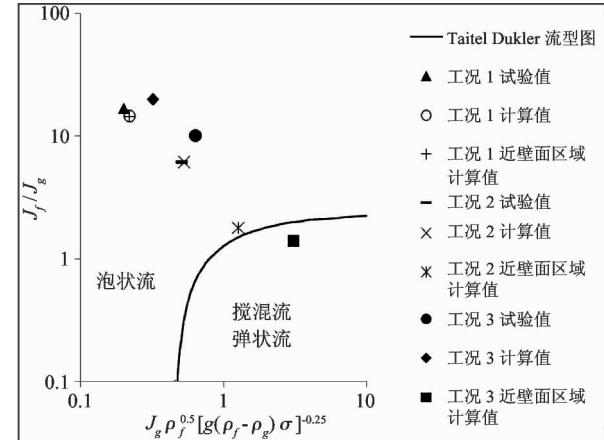


图 5 Taitel Dukler 流型图

流型图、流型过渡准则的研究以及应用通常基于绝热流动等两相在流动截面上分布较为均匀的情况^[33]。壁面加热的过冷沸腾与绝热流动相比,由于壁面附近的流体受到较高的热流密度加热,远离壁面的主流接收到的热流密度较小,因此相变以及气泡的行为在加热壁面附近较为剧烈,远离加热壁面的主流区域的流场更接近于单相流工况。图 6 为工况 1 测试面空泡份额的分布,图 7 为工况 3 轴向-径向平面空泡份额的分布(为更好显示,将轴向尺度缩到 1/100),可见加热壁面附近,空泡份额最高,形成近似气泡层的区域。随着远离加热壁面,空泡份

额也迅速减小,接近单相流液相。壁面的两相流传热流动特性对壁面的传热有重要的影响,对于过冷沸腾工况应考虑壁面附近流型的转变。

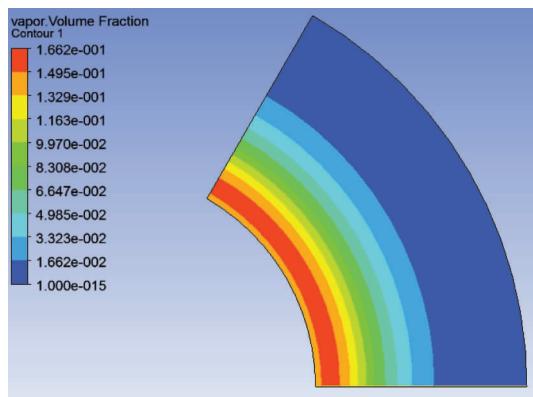


图 6 工况 1 测试面上空泡份额分布图

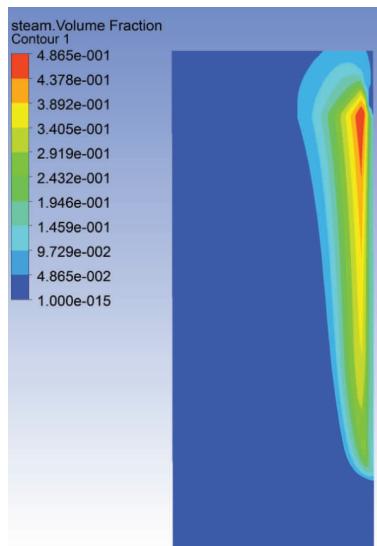


图 7 工况 3 轴向-径向平面上空泡份额分布图

从 3 个工况的计算结果看,气相和液相在横向截面上的速度很小,最大不超过轴向流速的 5%。因此加热壁面附近的流场类似于窄缝中的两相流现象。根据 Hibiki^[34]对窄缝通道中对流型过渡的研究,由泡状流转变为搅混流和弹状流的临界空泡份额 α_{cr} 为 0.196。结合 Spore 等^[35]对于泡状流过渡到弹状流、搅混流复杂流型时的气泡直径理论,对 2.2 节中的气泡平均直径模型进行改进,如式

$$d_B = \begin{cases} d_{B,K-M}, & \alpha_g < 0.196 \\ 2 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)}}, & \alpha_g \geq 0.196 \end{cases} \quad (26)$$

所示, y_{cr} 是近壁面气泡较为集中区域的厚度,即从主流区到加热壁面间空泡份额刚好达到 α_{cr} 的位置与加热壁面之间的距离。 $d_{B,K-M}$ 为 Končar-Mavko 模型,见式(9)。将改进模型应用在 3 个试验工况中重新计算。

计算结果见图 8。试验工况 1 的改进模型与 Končar-Mavko 模型计算结果一致,原因是流场中空泡份额没有达到 0.196,改进模型为 Končar-Mavko 模型;试验工况 2 改进模型在壁面附近的计算值没有 Končar-Mavko 模型准确,在空泡份额峰值之外的预测与试验值较为相符,原因可能是改进模型计算测试面上游的壁面附近气泡层出现流型转变,出现的搅混流或弹状流使得气相显著向流道中心扩散;试验工况 3 改进模型比 Končar-Mavko 模型准确,原因在于较高热流密度下,Končar-Mavko 模型下壁面附近的气泡大小仍然很小,随着与加热壁面的距离增大,气泡很快冷凝,导致空泡份额衰减很快,而改

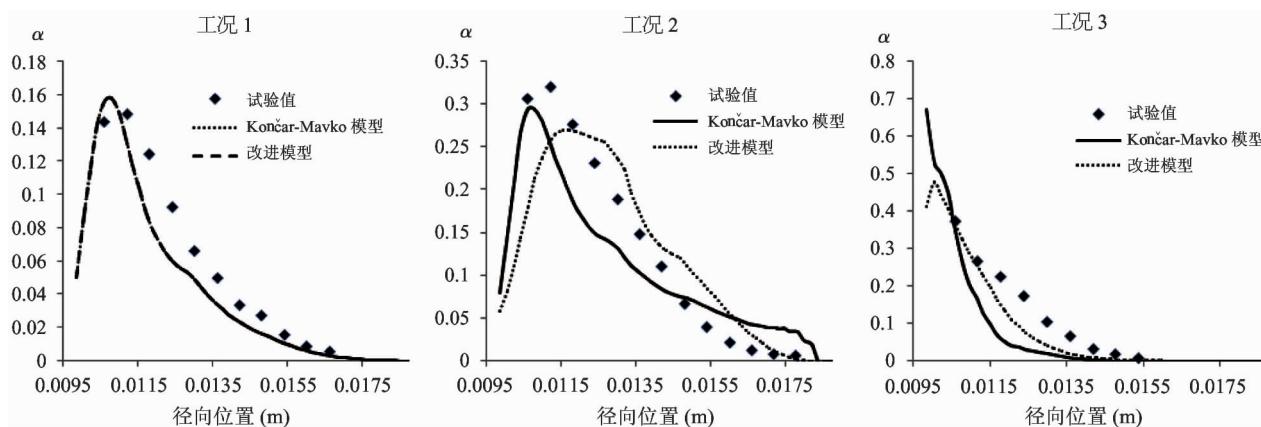


图 8 改进气泡模型与 Končar-Mavko 模型计算结果对比

进模型对壁面附近的气泡直径计算值较大,而且预测壁面附近气泡层的流型转变会使得气泡受到较大波动增大离开壁面附近气泡层向主流区迁移的可能性。

经过比较分析可知,改进的气泡模型总体上比 Končar-Mavko 模型更准确,尤其在较高热流密度的工况下。这里将改进的气泡模型的计算结果在整个测试面上做平均,以及在近壁面区域做平均,获得 Taitel 和 Dukler 流型图的结果,如图 5。3 个实验工况的整个测试面的平均值都对应着泡状流流型,而试验工况 3 的近壁面区域的气泡层平均值对应着搅混流、弹状流流型,与改进气泡模型的假设条件相符。

3.3.2 拖曳力模型对计算结果的影响

如图 9, Ishii-Zuber 模型在 3 个工况的计算中都和实验值最为接近。由于 Ishii-Zuber 模型包含了不同流型情况下的拖曳力系数,考虑了球形气泡流

型、变形气泡流型、搅混流和弹状流等较多两相流流型,因此在低热流密度下的泡状流和高热流密度下的弹状流、搅混流等都较为适用。Schiller-Naumann 的拖曳力系数模型基于球形气泡流型推导而出。当热流密度升高时,气泡直径逐渐增大,由于气液两相之间的相互作用以及气泡之间的碰撞作用加剧导致气泡不可能以球形形式存在,因此 Schiller-Naumann 模型在 3 个工况中的计算值误差较大。Grace 的拖曳力系数模型基于空气-水两相流实验数据总结得到。空气-水两相流和过冷沸腾相比,最大的不同在于气泡不会由于周围的液相蒸发变大或者由于冷凝变小,因此对于热流密度较低的工况 1 和工况 2,蒸发或冷凝的程度较弱,因此可以近似空气-水两相流,计算结果较准,但在热流密度较高的工况 3 则误差偏大。因此采用 Ishii-Zuber 模型作为拖曳力模型。

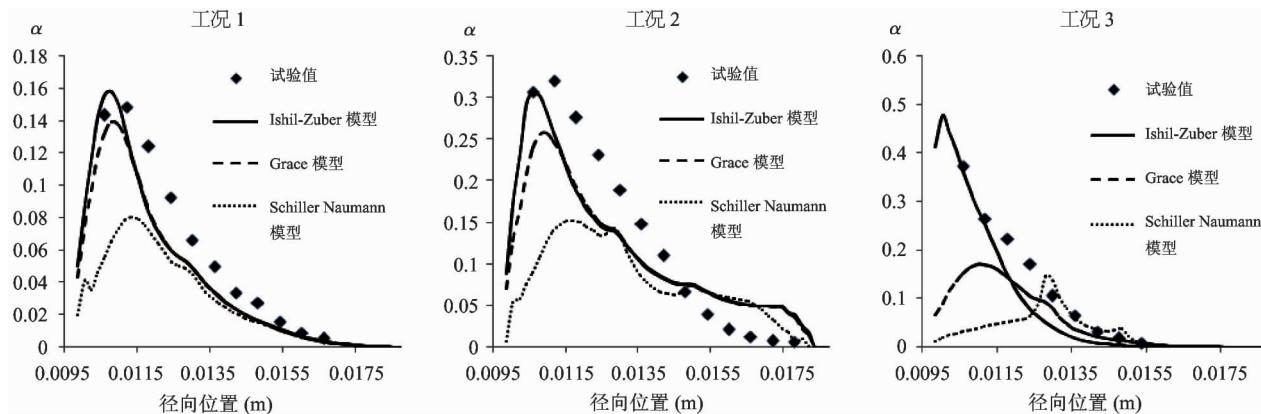


图 9 不同拖曳力模型计算结果与试验值对比

3.3.3 升力模型对计算结果的影响

如图 10,不同模型的计算结果区别不大,Legendre 模型与试验值相差稍大。低热流密度工况 Saffman 模型没有 Tomiyama 模型准确。Tomiyama 的升力系数模型根据试验数据拟合得到,覆盖不同流型,因此在 3 个工况的计算中较准。Saffman 的升力系数模型是基于较小气泡雷诺数 Re_B 试验数据得到,在 3 个工况中,气泡雷诺数 Re_B 均较小,在此范围内,Saffman 的升力系数模型有较好的适用性。

Legendre 的升力系数模型是由单个球形气泡流动推

导出。在工况 1 和工况 2 的计算中与试验值较为符合,在工况 3 中只在壁面附近和试验值偏差较大。原因在于气泡集中在加热壁面附近的气泡层,高热流密度工况下的气泡层内气泡之间的相互作用加剧,因此单个球形气泡推导出的模型会有一定误差,另外加热壁面附近空泡较为集中,升力的作用较为明显,因此升力的计算结果会对加热壁面附近的空泡份额分布产生影响。因此升力采用 Tomiyama 模型。

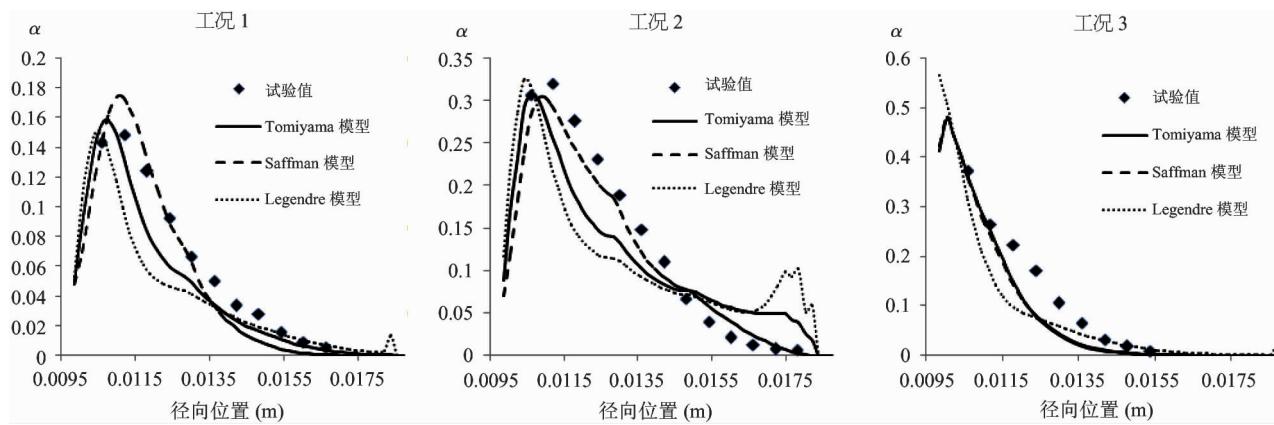


图 10 不同升力模型计算结果与试验值对比

3.3.4 壁面润滑力模型对计算结果的影响

Antal 壁面润滑力系数模型中的 C_{w1} 和 C_{w2} 分别为 -0.2 和 0.147, Končar 模型中的 C_{w1} 和 C_{w2} 分别为 -0.04 和 0.08, 按照式(13), 在较低的热流密度工况下, 如工况 1 和工况 2 中, Končar 模型计算得到的壁面润滑力大小要大于 Antal 模型计算得到的壁面润滑力。而壁面润滑力的物理含义是一种阻止壁面附近的气泡接触壁面的力。如图 11, 在工况 1 和工况 2 的计算结果中, 应用 Antal 模型气泡被阻止接触壁面的作用不强, 所以导致近壁面的空泡份额峰

值要高于 Končar 模型。但随着热流密度的增大, 在工况 3 中, Antal 模型近壁面的空泡份额峰值低于 Končar 模型, 原因在于随着热流密度升高, 气泡平均直径增大, Antal 模型中的 C_{w2} 系数要大于 Končar 模型, 使得热流密度升高时 Antal 模型计算得到的壁面润滑力增长快于 Končar 模型, 导致在热流密度较高的工况 3 中, 气泡被更强的壁面润滑力阻止接触壁面, 导致近壁面空泡份额峰值降低。因此壁面润滑力模型选择 Končar 模型。

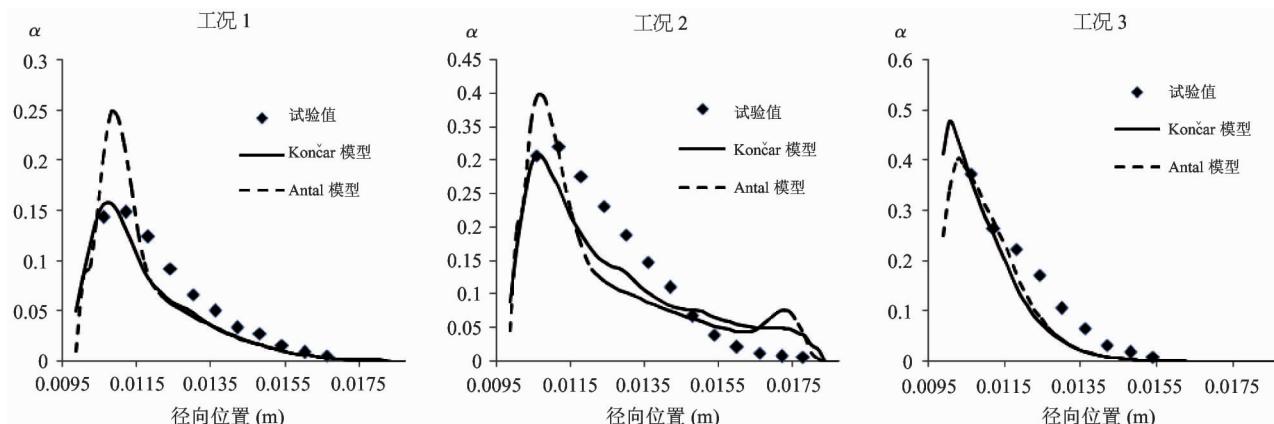


图 11 不同壁面润滑力模型计算结果与试验值对比

3.3.5 湍流扩散力模型对计算结果的影响

计算结果如图 12, Burns 模型 3 个工况的计算值都比试验值低, Lopez 模型计算壁面附近空泡份额峰值较为准确。湍流扩散力模型中 Burns 模型, 认为湍流扩散力是由相间作用力的无规则脉动导致

的, 并基于 Favre 平均推导得出, 其湍流扩散系数的取值没有进行研究分析。Lopez 模型基于试验数据, 湍流扩散系数对于泡状流一般取 0.1。因此湍流扩散力模型选择 Lopez 模型。

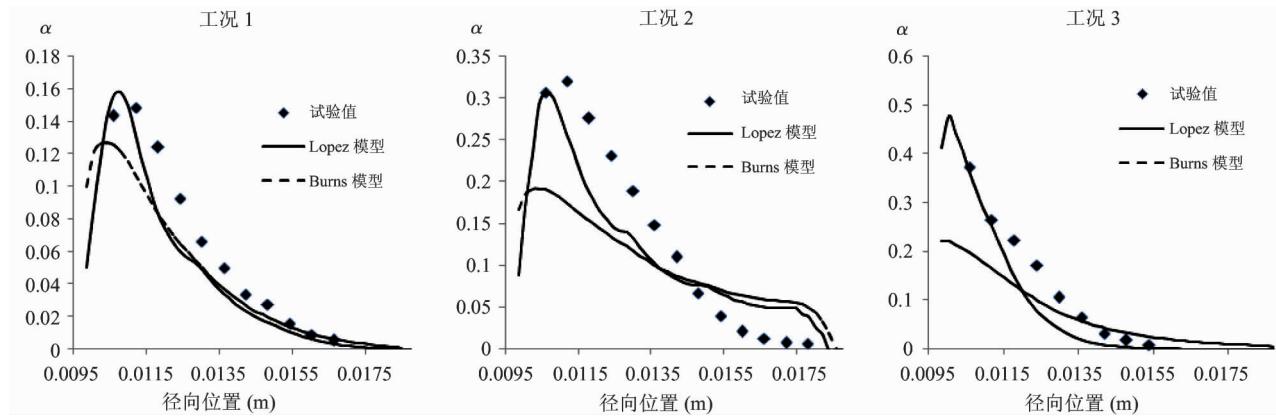


图 12 不同湍流扩散力模型计算结果与试验值对比

3.3.6 相界面热流密度模型对计算结果的影响

计算结果如图 13, 相界面热流密度模型的 Ranz-Marshall 模型和 Hughmark 模型在三个试验工况的计算中相差不大。原因在于, 在 3 个工况中, 气

泡雷诺数 Re_B 都处于较小范围, Hughmark 模型与 Ranz-Marshall 模型的较为近似, 两个模型的计算结果也相差不大。

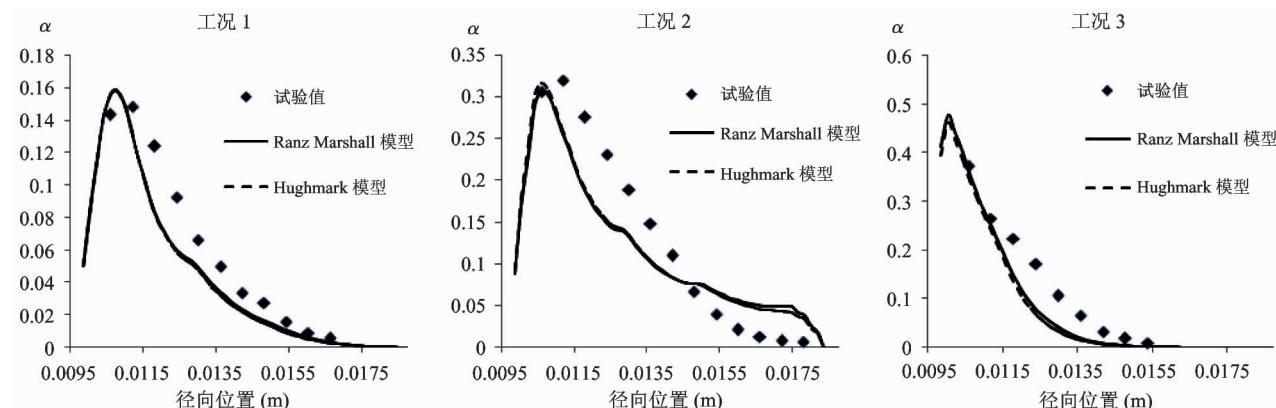


图 13 不同相界面热流密度模型计算结果与试验值对比

4 结 论

低压过冷沸腾三维数值计算模型基于两流体模型, 经过合理的简化后, 对整个方程组求解还需对相间作用力、相间传热和气泡直径进行模型封闭。本文研究总结了相关模型, 并通过计算验证进行评价选择。结论如下:

(1) 气泡平均直径对计算结果影响较大, 需采用考虑流型转变的气泡平均直径模型。在低热流密度工况下, 气泡平均直径随过冷度线性变化的 Končar-Mavko 模型模拟较为准确, 但在高热流密度

工况下并不准确, 原因在于高热流密度工况下加热壁面附近的流场可能出现比泡状流更为复杂的搅混流、弹状流模型, 对此本文对气泡直径模型进行了改进, 结果表明对高热流密度下的工况计算较准确。

(2) 拖曳力对计算结果影响较大, 模型需选取覆盖流型较为全面的 Ishii-Zuber 模型。

(3) 升力模型需采用 Tomiyama 模型, 壁面润滑力模型采用 Končar 模型, 湍流扩散力模型采用 Lopez 模型。相间传热模型选用 Ranz Marshall 模型或者 Hughmark 模型。

本研究选取与 AP1000ERVC 相近的 3 个试验工况进行计算, 计算结果与试验值较为相符。本文

提出的低压过冷沸腾三维数值计算方法可以进行 AP1000ERVC 工况的计算。

参考文献

- [1] 林诚格. 非能动安全先进核电厂 AP1000 北京: 原子能出版社, 2008
- [2] Ishii M, Hibiki T. Thermo-fluid dynamics of two-phase flow. New York, USA: Springer, 2011. 187-196
- [3] 张鹏. 竖直圆管内气泡运动的大涡模拟研究. 原子能科学技术, 2012, 46: 225-230
- [4] Končar B, Tiselj I. Influence of near-wall modelling on boiling flow simulation. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, 240: 275-283
- [5] Anglart H, Nylund O. CFD application to prediction of void distribution in two-phase bubbly flows in rod bundles. *Nuclear Engineering and Design*, 1996, 163: 81-98
- [6] Končar B, Kljenak I, Mavko B. Modeling of local two-phase flow parameters in upward subcooled flow boiling at low pressure. *Int J Heat Mass Transfer*, 2004, 47: 1499-1513
- [7] Ishii M, Zuber N. Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. *AIChE J*, 1979, 25: 843-855
- [8] Clift R, Grace J R, Weber M E. Bubbles, drops, and particles. USA: Academic Press, 1978
- [9] Schiller L, Naumann Z. A drag coefficient correlation. *Vdi Zeitung*, 1935, 77(318): 51
- [10] Drew D A, Lahey J R T. The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining flow. *Int J Multiphase Flow*, 1987, 13: 113-121
- [11] Omiyama A. Struggle with computational bubble dynamics. *Multiphase Science and Technology*, 1998, 10: 369-405
- [12] Saffman P G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of fluid mechanics*, 1965, 22 (02): 385-400
- [13] Legendre D, Magnaudet J. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 368: 81-126
- [14] Antal S P, Lahey R T, Flaherty J E. Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow. *Int J Multiphase Flow*, 1991, 17: 635-652
- [15] Končar B, Mavko B. CFD simulation of subcooled flow boiling at low pressure. In: Proceedings of International Conference Nuclear Energy in Central Europe, Slovenia, 2001
- [16] Burns A D, Frank T, Hamill I, et al. The Favre averaged drag model for turbulent dispersion in Eulerian multi-phase flows. In: Proceedings of the 5th International Conference on Multiphase Flow, Yokohama, Japan, 2004. 1-8
- [17] Lopez B. Turbulent Bubbly Flow in a Triangular Duct: [Ph. D dissertation]. USA: Rensselaer Polytechnic Institute, 1991
- [18] Ranz W E, Marshall W R. Evaporation from drops. *Chem Eng Prog*, 1952, 48(3): 141-146
- [19] Hughmark G A. Holdup and mass transfer in bubble columns. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design And Development*, 1967, 6: 218-219
- [20] Kurul N, Podowski M Z. Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling. In: Proceedings of the 9th International Heat Transfer Conference, Jerusalem, Israel, 1990
- [21] 樊普, 贾斗南, 秋穗正. 低压下水欠热流动沸腾的两相 CFD 数值模拟研究. 原子能科学技术, 2011, 45 (4): 412-420
- [22] 李松蔚, 张虹, 姜胜耀等. 竖直环管内低压水过冷沸腾数值模拟研究. 核动力工程, 2014, 35(1): 46-51
- [23] 王成龙, 丛腾龙, 王泽勇等. 蒸汽发生器传热管一、二次侧耦合换热及管外过冷沸腾数值研究. 原子能科学技术, 2014, 48(4): 610-616
- [24] Zhang R, Cong T, Tian W, et al. CFD analysis on subcooled boiling phenomena in PWR coolant channel. *Progress in Nuclear Energy*, 2015(81): 254-263
- [25] Lemmert M, Chwala J M. Influence of Flow Velocity on Surface Boiling Heat Transfer Coefficient. New York and Washington D. C.: Academic Press and Hemisphere, 1977
- [26] 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/m^2 . *Int J Heat Mass Transfer*, 1976, 19: 643-649
- [27] Cole R. A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux. *AIChE Journal*, 1960, 6 (4): 533-538
- [28] Del Valle V H, Kenning D B R. Subcooled flow boiling

- at high heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1985, 28(10) : 1907-1920
- [29] Lee T H. Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus. *International Journal of Multiphase Flow*, 2002, 28:1351-1368
- [30] Dinh T, Tu J P, Theofanous T G. Limits of coolability in the AP1000-related ULPU-2400 Configuration V facility, CRSS-03106. USA: UCSB, 2003
- [31] Lee T H, Yun B J, Park G C, et al. Local interfacial structure of subcooled boiling flow in a heated annulus. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2008, 45(7) : 683-697
- [32] Taitel Y, Dukler A E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, 1976, 22(1) : 47-55
- [33] Hibiki T, Situ R, Mi Y, et al. Modeling of bubble-layer thickness for formulation of one-dimensional interfacial area transport equation in subcooled boiling two-phase flow. *Int J Heat Mass Transfer*, 2003, 46: 1409-1423
- [34] Hibiki T, Mishima K. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical narrow rectangular channels. *Nuclear Engineering and Design*, 2001, 203: 117-131
- [35] Spore J W, Jolly-Woodruff S J, Knight T K, et al. TRAC-PF1/Mod2 Vol. I: Theory Manual, NUREG/CR-5673. USA: Los Alamos National Laboratory, Nuclear Technology and Engineering Division, 1993

Evaluation of interfacial transfer models applied to subcooled boiling flow at low pressure by CFD methodology

Huo Feipeng*, Chen Gang**, Ding Weikun**, Wang Jie*

(* Institute of Nuclear and New Energy Technology, Collaborative Innovation Center of Advanced Nuclear Energy Technology, Tsinghua University, Beijing 100084)

(** State Nuclear Power Software Development Center, National Energy Key Laboratory of Nuclear Power Software, Beijing 102209)

Abstract

With the interfacial transfer models of mass, momentum and energy introduced, a three-dimensional numerical model was established based on the two-fluid model to predict subcooled boiling at low pressure. With analysis, the interfacial transfer models were simplified into the models of bubble mean diameter, interfacial force and interfacial heat transfer. An experiment on subcooled boiling flow was simulated and the simulation was calculated by the computational fluid dynamics (CFD) method with this established numerical model. The calculated distribution of the volume fraction and the superficial velocity of water and steam agreed well with the experiment. According to the results, the models of bubble mean diameter and interfacial force are sensitive to the calculation while the models of interfacial heat transfer are not sensitive.

Key words: subcooled boiling flow at low pressure, interfacial transfer model, computational fluid dynamics (CFD)