

棒束子通道空泡份额及相界面浓度 分布特性实验研究

任佳星, 王若好, 王方东, 乔守旭*, 谭思超, 田瑞峰, 高璞珍
(哈尔滨工程大学 黑龙江省核动力装置性能与设备重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要: 棒束通道相态分布特性对反应堆内传热传质及流动阻力具有重要影响。本文对5×5棒束通道空气-水两相流开展实验研究, 采用四头电导探针测量了子通道内部空泡份额、相界面浓度、气泡直径、气泡速度等相界面参数的局部分布。结果表明, 气泡受横向作用力的影响, 在子通道内会形成两种典型分布, 随液相流速升高和气相流速降低, 轴峰分布逐渐转变为壁峰分布; 不同类型子通道空泡分布不均匀, 中心子通道受壁面影响较小, 气泡数量最多, 边通道和角通道几乎被液相占据; 本实验工况下, 现有的空泡份额和相界面浓度计算关系式预测性能良好, 平均最小误差分别为±18.2%与±12.2%。

关键词: 棒束通道; 子通道; 两相流; 电导探针; 相态分布; 相界面浓度

中图分类号: TL33 文献标志码: A 文章编号: 1000-6931(2024)S1-0033-11

doi: 10.7538/yzk.2024.youxian.0173

Experimental Study of Void Fraction and Interfacial Area Concentration Distribution Characteristics in Rod Bundle Subchannel

REN Jiaying, WANG Ruohao, WANG Fangdong, QIAO Shouxu*,

TAN Sichao, TIAN Ruifeng, GAO Puzhen

(Heilongjiang Provincial Key Laboratory of Nuclear Power System and Equipment,
Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: The gas-liquid two-phase flow widely exists in nuclear energy, chemical industry, petroleum engineering, and other industrial production fields. Two-phase flow will occur in pressurized water reactors during normal operation and accident conditions. The distribution of void fraction and interfacial area concentration in rod bundle channels has an important influence on the flow resistance, heat transfer, critical heat flux, and power distribution of the reactor. The complex geometric structure of rod bundle channels brings a great challenge to the local experimental measurement of two-phase flow. As a result, the existing database of the interfacial structure parameters in rod bundle channels is still insufficient, which greatly affects the accuracy of two-phase flow modeling. To clarify the transformation mechanism of the phase distribution in rod bundle subchannels and provide a database for future modeling, an experimental study of air-water two-phase flow in a 5×5 rod bundle channel was carried out in this paper. The four-sensor conductivity probe was used to measure the distribution of

收稿日期: 2024-03-20; 修回日期: 2024-05-24

基金项目: 中核集团“青年英才”项目; 国家自然科学基金(12275059)

* 通信作者: 乔守旭

local two-phase flow parameters (void fraction, interfacial area concentration, bubble diameter, and bubble velocity) across the test section at 36.5 hydraulic diameters. The results show that with the increase of liquid phase velocity and the decrease of gas phase velocity, the “axial peak” gradually changes to the “wall peak” under the influence of radial force. The transition boundary of phase distribution is obtained and has a relatively accurate classification effect. The non-uniform void fraction distribution over the cross-section is observed, bubbles tend to gather in the central subchannels which are less affected by the wall and have a higher mass velocity. For the overall cross-section, the decrease of liquid phase velocity and the increase of gas phase velocity exacerbate the non-uniformity of bubble distribution. In the experimental conditions of this paper, the established correlation of void fraction and interfacial area concentration exhibits strong predictive capability. The average minimum relative error is $\pm 18.2\%$ and $\pm 12.2\%$ respectively. The drift flux model for the rod bundle channels should take into account various phase distribution types to enhance the modeling of distribution parameters. Furthermore, it is imperative to validate the model using comprehensive void fraction distribution databases to enhance the accuracy of prediction outcomes. Because of the small size of the bubble flow, the interfacial area concentration correlation established based on the vertical circular pipe database can also be used for rod bundle channels, but the modified correlation considering the influence of the bundle geometry on the bubble is more accurate. This study can provide a reference for the closure of the two-fluid model in the reactor thermal-hydraulic analysis program.

Key words: rod bundle channel; subchannel; two-phase flow; conductivity probe; phase distribution; interfacial area concentration

在压水堆正常运行过冷沸腾及事故工况下,堆芯燃料组件内会产生气液两相流动。受流速、压力及局部效应的影响,气泡在子通道内会发生横向移动,导致空泡份额、相界面浓度等参数局部分布的变化,进而影响冷却剂流动阻力、燃料组件的传热特性及功率分布,与反应堆安全运行直接相关^[1]。因此,有必要对棒束通道相态分布特性及影响机制开展研究。

目前,对于两相流相态分布特性的研究主要集中于竖直升圆管通道, Mendez-Diaz 等^[2]和 Shen 等^[3]基于大量实验数据,明确了竖直升圆管的相态分布类型和转变规律,并提出了相态分布过渡准则式。燃料棒的遮挡限制了探针在流道内的移动,增大了实验测量的难度,现阶段针对棒束通道相态分布特性的研究仍不完善。为提高实验测量效率,基于棒束通道流场中心对称的假设,部分学者简化了探针测量点布置。Ren 等^[4]采用电导探针测量了中心子通道轴线上相界面参数的局部分布,研究了气液流速、定位格架和系统压力对相态分布特性的影响。Yang 等^[5]、Han 等^[6]和 Shen 等^[7]测量了棒束通道的 1/4 或 1/8 截面,获

得了部分子通道相界面参数的二维局部分布。在热工水力计算中往往需要获得相界面参数的一维分布,探针测点布置还要考虑截面平均值的准确性。根据本文及 Ren 等^[4]在子通道轴线上测量的径向分布实验数据,相界面结构参数并不完全呈中心对称分布,需要进一步加密测点以获得更为准确的截面平均值。

本文采用四头电导探针对棒束子通道相态分布特性开展实验研究,自主设计二维探针测量窗口,并优化探针布置方法,实现棒束通道全截面精细化测量,得出气液表观流速对相态分布特性的影响机制和棒束子通道相态分布转换边界,评估现有相界面参数计算关系式的预测性能,并验证实验数据的准确性。

1 实验系统

1.1 实验回路

棒束通道两相流实验系统如图 1 所示,由实验回路、5×5 棒束通道本体、电导探针测量系统及数据采集系统组成,分为气液两相支路。空气经减压阀、压力表、质量流量控制器进入气水混合

装置,去离子水历经水泵和电磁流量计后与空气混合,在气水混合装置内形成均匀的空气-水两相流。两相混合物通过实验本体后进入气水分离器,空气进入大气,去离子水回到水箱完成循环,实验在常温常压条件((20.0±0.5) °C, 0.1 MPa)下进行。液相流量通过电磁流量计(量程 90.5 m³/h, 不确定度 0.3%)测量,气相流量采用一体式质量流量控制器(量程 30SLM, 不确定度 1.5%)调节并测量,局部压力和压降采用差压变送器(量程 50 kPa, 精度 0.075 级)测量。

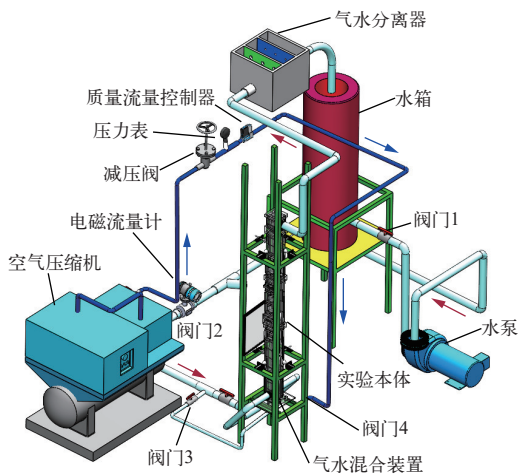


图1 棒束通道两相流实验系统图
Fig. 1 Schematic diagram of two-phase flow experimental system in rod bundle channel

1.2 测量设备

电导探针利用空气和水导电率不同的原理实现相界面参数的测量,气泡经过探针时,由于空气的导电率远低于水,会形成电压阶跃信号,结合探针几何参数与相邻信号的时间间隔即可获得相界面参数的时间平均值。

相界面浓度(a_i)是影响气液两相之间传热传质的重要参数, Ishii 和 Kataoka^[8] 基于统计学方法推导出基于时间平均的相界面浓度计算公式:

$$\bar{a}_i^t = \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N \left(\frac{1}{|\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}_i|} \right)_j \quad (1)$$

式中: T 为测量时间; \mathbf{v}_i 和 \mathbf{n}_i 分别为第 j 个界面的界面速度和界面单位法向量; N 为时间间隔 T 内通过的相界面数。

如图2所示,本文采用自制的微型四头电导探针测量相界面参数,该探针由4根外径为0.25 mm的不锈钢针以四边形方式紧密组合而成,测量面

积约为0.2 mm×0.2 mm,上下游探针之间的距离约为1.5 mm,探针尖端最小尺寸为50 μm,对气泡上游界面的侵入效应很小。

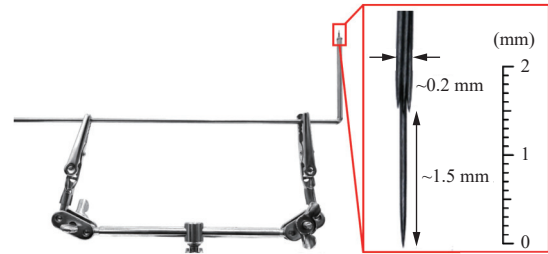


图2 四头电导探针
Fig. 2 Four-sensor conductivity probe

2 实验工况及测量方法

2.1 实验工况

本文选取12个泡状流工况开展实验,在距入口36.5 D_H 处通过四头电导探针测量空泡份额(α)、相界面浓度(a_i)、气泡平均索特直径(D_{sm})及气泡速度(v_g)等参数的径向分布。具体工况列于表1。表1中, j_f 、 $j_{g,atm}$ 及 $j_{g,loc}$ 分别为水的表观流速、大气压及当地压力下空气的表观流速。图3示出了实验工况在棒束通道流型图中的分布,所选工况都位于泡状流区域,在相同的液相流速下,随气相流速的增大逐渐接近帽状流区域,工况3位于泡状流与帽状流转换边界附近。

表1 实验工况

Table 1 Measurement condition

工况	j_f /(m/s)	$j_{g,atm}$ /(m/s)	$j_{g,loc}$ /(m/s)
1	0.30	0.03	0.023
2	0.30	0.05	0.039
3	0.30	0.07	0.054
4	0.50	0.03	0.023
5	0.50	0.05	0.038
6	0.50	0.07	0.053
7	0.70	0.03	0.022
8	0.70	0.05	0.037
9	0.70	0.07	0.053
10	1.00	0.03	0.021
11	1.00	0.05	0.036
12	1.00	0.07	0.050

2.2 测量方法

电导探针可以测量流道内相界面参数的局部分布,但在热工水力计算中往往需要参数的截面

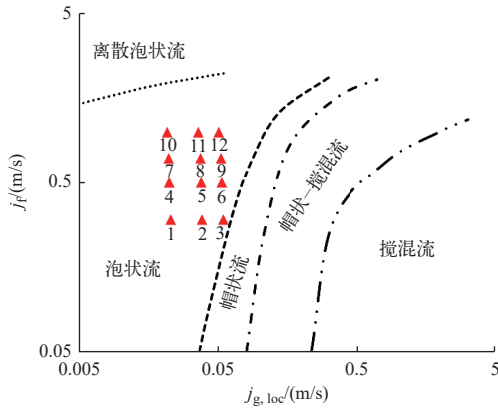


图3 竖直上升棒束通道两相流型图
Fig. 3 Flow pattern of vertical-up two-phase flow in rod bundle channels

平均值,这就要求对通道截面进行合理划分并均匀布置测量点。现有的实验研究大多仅测量流道的部分区域,以部分子通道的平均值代替截面平均值,增大了测量误差。如图4所示,本文在5×5棒束通道截面内均匀布置包含全部子通道的66个测量点,并且在中心子通道轴线(图中标红)上均匀布置64个测点进行加密测量,相邻两测点间隔1mm,从而获得子通道内部的相界面参数径向分布。

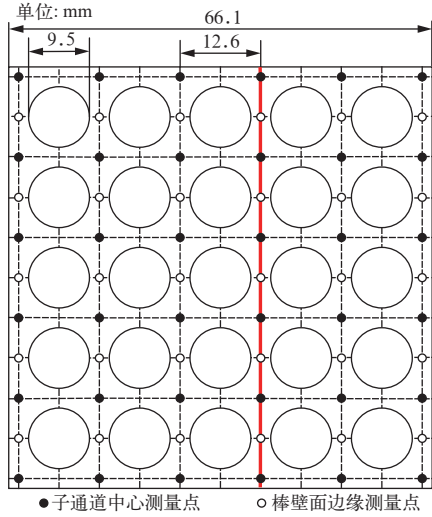


图4 探针测量网格
Fig. 4 Measurement mesh of conductivity probe

由于棒束结构的复杂性,在国内外研究中并没有得出统一适用的截面平均方法。Paranjape^[9]提出基于实验测量值拟合分布函数求积分的方法曾被众多学者采用,Liu等^[10]和Ren等^[11]均采用了此方法。但此方法需要预先判定轴峰型和壁峰

型分布,存在较大的主观性,且在两种分布之间存在模糊的过渡区,影响了测量的精度。为解决上述问题,Han等^[6]以1/8子通道作为分析单元进行面积划分,获得了面积加权的相界面参数截面平均计算关系式:

$$\langle f \rangle = \frac{\sum (f_{c,i} A_{c,i} + f_{e,i} A_{e,i})}{A_{total}} \quad (2)$$

式中: $\langle f \rangle$ 为相界面参数的截面平均值; f_c 为子通道中心处测量值; f_e 为棒束面边缘处测量值; A_c 和 A_e 分别为该点的加权面积; A_{total} 为通道总面积。结合本文实验段几何参数,将各测点的面积加权值列于表2。

表2 测点面积加权值
Table 2 Weighted value of measuring point area

子通道类型	A_c/mm^2	A_e/mm^2
中心子通道	15.53	36.17
边通道	12.65	32.73
角通道	9.37	33.64

为验证电导探针的测量精度,如图5所示,将气体流量计与电导探针测量的气泡速度截面平均值进行对比。其中, $\langle av_g \rangle$ 表示基于空泡份额加权的气泡速度截面平均值, $\langle j_{g,loc} \rangle$ 表示气体流量计在测量截面当地压力下测量的平均气相速度。经对比发现,由于截面平均方法在棒束面边缘处测点的权重较大,壁峰型工况的测量值偏大,但几乎所有工况的测点均在±30%误差线以内,平均误差为17.8%,说明了探针测量结果的合理性。

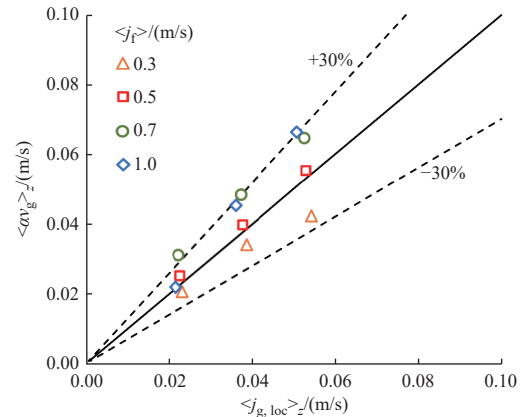


图5 流量计及电导探针测量速度对比
Fig. 5 Comparison of gas-phase velocity measured by flow meter and conductivity probe

3 结果与分析

棒束通道内部被划分为多个子通道, 气液两相在子通道内部流动并与相邻通道存在交混, 因此棒束通道相界面分布较常规圆管通道更为复杂。本文基于四头电导探针测量的相界面参数径向分布数据, 结合气泡在子通道内受到的横向力, 分析气液表观流速对相态分布特性的影响规律, 并将一维截面平均空泡份额和相界面浓度实验数据与典型计算关系式的预测值进行对比。

3.1 子通道内相界面参数局部分布

如图 6 所示, 以 4 根 1/4 燃料棒包围的中心子通道为例, 当气泡在流动过程中聚集在子通道中心, 空泡份额和相界面浓度在此取到局部峰值, 局部最小值出现在棒壁面附近, 称为轴峰分布。与之相反, 当空泡份额和相界面浓度的局部峰值出现在棒壁面附近, 局部最小值移动到子通道中心处, 称为壁峰分布。

本文获得了包含全部子通道的 66 个测量点

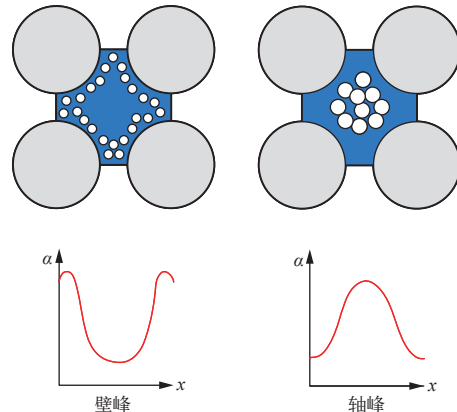


图 6 子通道内相态分布类型

Fig. 6 Phase distribution types in subchannel

的实验数据, 并采用 Han 等^[6]的计算公式, 进一步得到由于棒的遮挡未能实测的其余 30 个点的预测值, 通过二维插值获得了相界面浓度分布云图, 如图 7 所示。需要注意的是, 插值仅为了更直观地表示分布规律, 非测量点的数值不能代表该点的实际值。

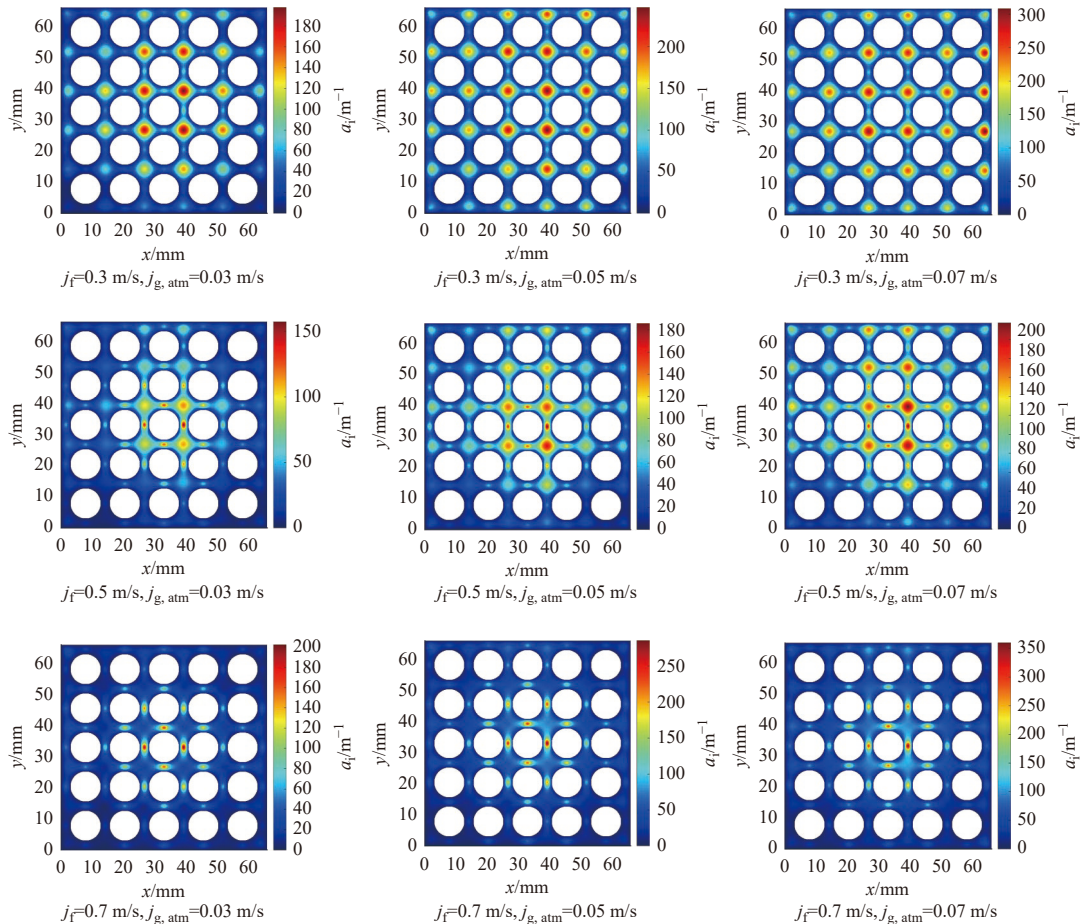


图 7 相界面浓度分布云图

Fig. 7 Contour plots of interfacial area concentration distribution

如图7所示,随着气相流速升高,截面整体上相界面浓度增大,低液相流速($j_l=0.3$ m/s)及高液相流速($j_l=0.7$ m/s)工况的局部峰值增大,但未发现相态分布的改变。当 $j_l=0.5$ m/s时,随着气相流速的升高,气泡受横向升力作用,相态分布逐渐从壁峰向轴峰过渡。升力与液相速度的径向梯度、气液相对速度及气泡尺寸有关。当液相流速较高时,气泡的体积较小且近似呈球形,受液相速度梯度影响,升力指向棒壁面。当气相流速升高时,若液相引起的湍流导致的气泡破裂小于气泡随机碰撞及尾流夹带造成的气泡聚合,气泡尺寸增大,在壁面(润滑)力的作用下驱使气泡远离壁面向子通道中心移动,使得气泡逐渐过渡为轴峰型分布。

为了进一步明确子通道内相界面参数的详细

分布,给出了 $j_{g,atm}=0.05$ m/s时,中心子通道轴线上相界面参数的径向分布。如图8a、b所示,随着液相流速的增大, $j_l=0.5$ m/s时,子通道中心处峰值有所下降,空泡在同一子通道内形成双峰,说明气泡在指向壁面的升力作用下,分别从子通道中心向两侧的棒壁面附近聚集,最终在棒壁面边缘处汇合,形成稳定的壁峰分布。如图8c所示,随着液相流速的增大,液相湍流导致的气泡破裂大于其余两种相互作用机制导致的气泡聚合,气泡尺寸有所下降,原本位于子通道中心的大尺寸气泡逐渐减少至基本消失。如图8d所示,由于棒壁面附近流道狭窄,气泡受到的摩擦阻力大,速度相对较低,气泡速度的局部峰值在受壁面影响最小的子通道中心处出现。

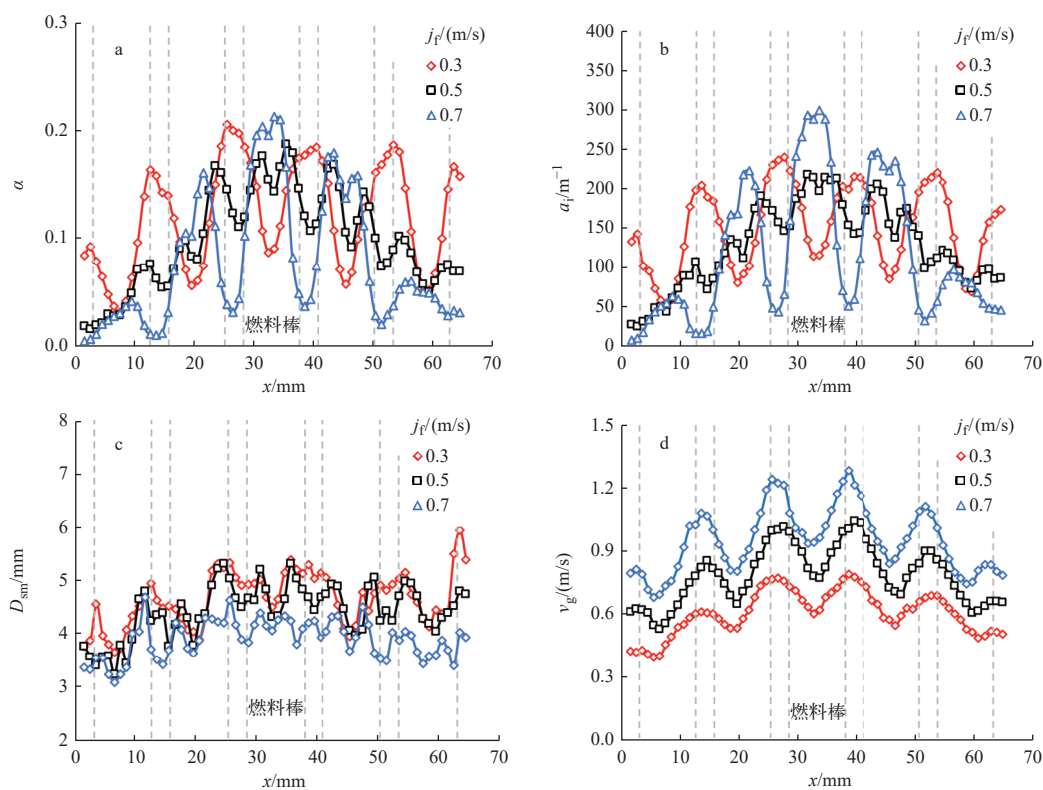


图8 不同液相表观流速下相界面参数径向分布对比

Fig. 8 Comparison of radial distribution of interfacial parameters under different superficial liquid velocities

Shen等^[3]认为在竖直上升圆管两相流中气液两相雷诺数是影响相态分布特性的主要因素,本文根据探针在子通道轴线上的测量数据对115个工况下的相态分布类型进行划分,得到了棒束子通道相态分布转换边界,如图9a所示。随着液相流速的增大,液相湍流导致的破裂效应逐渐增强,

无法形成较大的气泡,在 $j_l=0.8$ m/s时,泡状流范围内全部为壁峰分布,只有当进一步增加气相流速到达帽状流区域才能克服湍流作用,在子通道中心形成较大的帽状气泡。图9b为现有实验数据与本文转换边界的对比,除部分过渡型分布外,绝大多数情况下都能准确地分类。

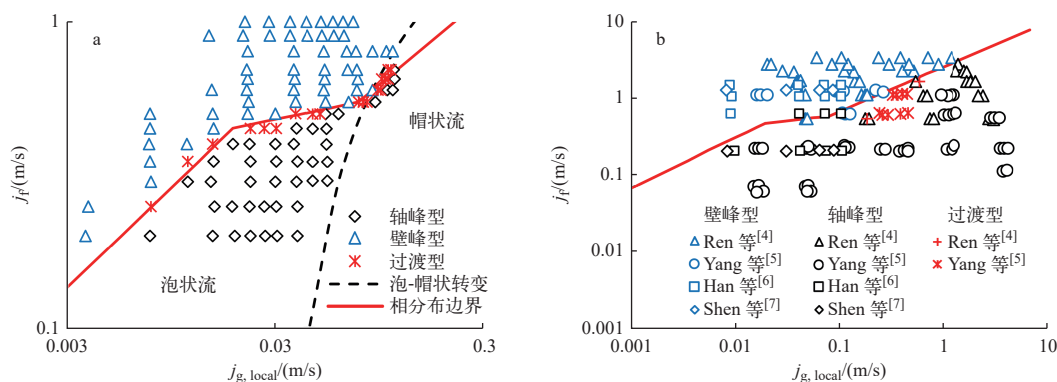


图9 棒束通道相态分布转换边界

Fig. 9 Transition boundary of phase distribution in rod bundle channels

3.2 棒束通道空泡分布特性

子通道内部的流体在压力梯度、非均匀流道截面的影响下发生横流, 在相邻子通道间形成交混, 产生的空泡漂移是影响子通道间流动交换的主要因素。图 10 对比了不同气液流速下子通道

空泡份额平均值的分布, 图中横纵坐标代表子通道中心点在流道截面的位置, 中间位置处 4×4 区域表示不受外流道壁面影响的中心子通道, 外流道四周交点位置表示角通道, 其余方块表示边通道。

对于存在不均匀流动的气液两相流系统, 密

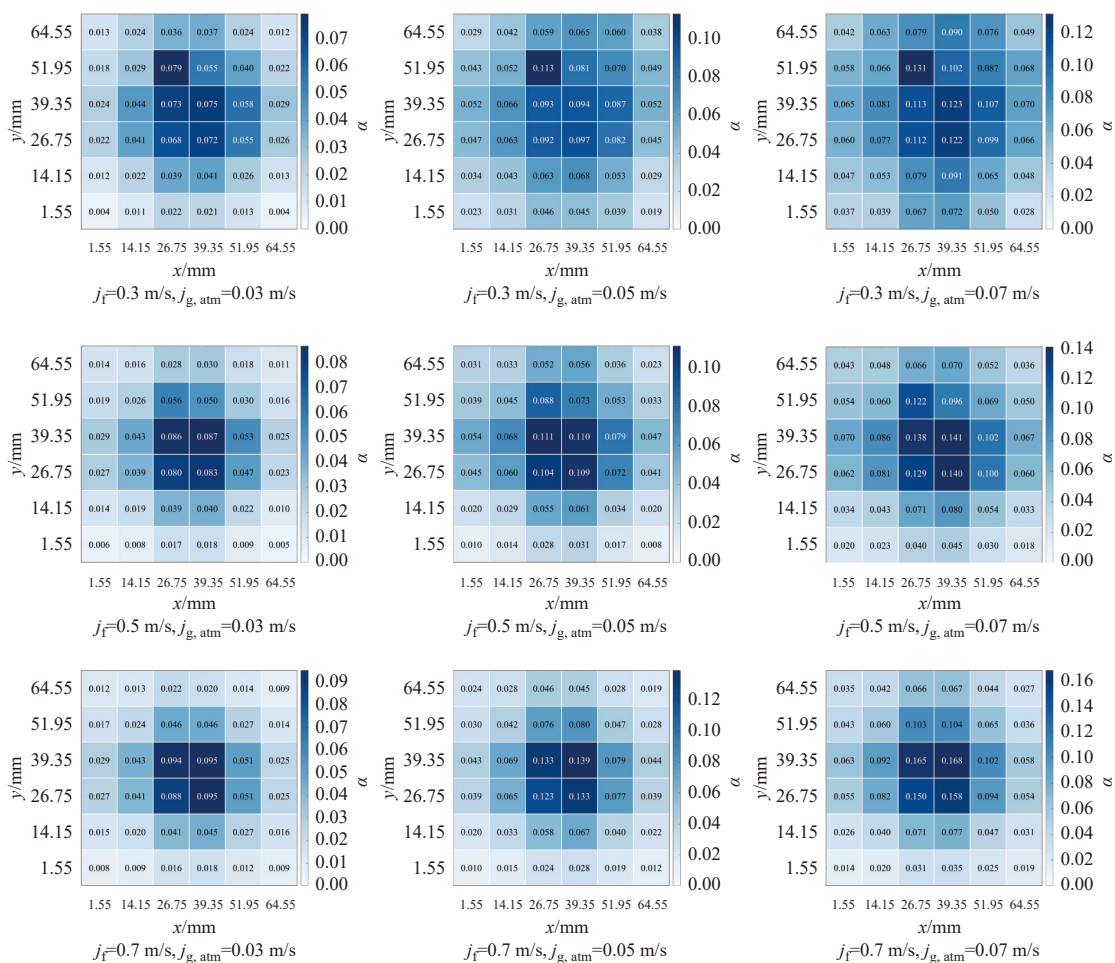


图 10 子通道平均空泡份额分布

Fig. 10 Subchannel average void fraction distribution

度较小的气相流体趋向于分布在较高质量流量及受壁面影响最小的开放区域内。对于棒束通道两相流,在流道截面上观察到了明显的空泡不均匀分布,气泡沿截面几何中心向四周逐渐减少,空泡倾向于分布在中心子通道内,由于受壁面影响较大,边通道和角通道内气泡较少。随着液相流速增大,边通道和角通道的气泡不断向中心子通道聚集,整体上加剧了空泡分布的不均匀性。相反地,随着气相流速的增大,中心子通道的气泡减少,气泡克服湍流作用向边角子通道移动,气相流速的增大有利于削弱横流导致的空泡分布不均匀。

3.3 截面平均参数与预测模型比较

为实现相界面参数的准确预测,研究人员针对不同流道建立了众多空泡份额和相界面浓度预测关系式,这些关系式需要大量的实验数据进行验证和优化。本文根据此前介绍的截面平均方法获得了空泡份额和相界面浓度的一维截面平均值,并与近年来建立的预测模型进行比较,误差计算公式如下:

$$R = \frac{\langle f \rangle_p - \langle f \rangle_m}{\langle f \rangle_m} \quad (3)$$

式中: $\langle f \rangle_p$ 为根据模型计算的参数预测值; $\langle f \rangle_m$ 为实验测量值。

由 Zuber 和 Findlay^[12] 建立的漂移流模型以其简洁、准确的特点成为目前预测空泡份额最常用的方法:

$$\frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \langle j \rangle + \langle \langle v_{gj} \rangle \rangle \quad (4)$$

其中: C_0 为由于径向的非均匀分布而引入的分布参数; $\langle \langle v_{gj} \rangle \rangle$ 为气液两相之间的漂移速度; $\langle j \rangle$ 为两相混合体积通量。

最初的漂移流模型基于竖直上升圆管的大量实验数据建立,直接应用于棒束结构的效果并不好。近年来,众多学者对漂移流模型进行了优化,使其应用于棒束通道并取得较好的预测结果,本文选用 Julia 等^[13]、Han 等^[14] 及 Hibiki 等^[15] 建立的适用于棒束通道的漂移流模型进行对比验证,上述模型的分布参数和漂移速度关系式列于表 3。表 3 中: ρ_f 为液相密度, kg/m^3 ; ρ_g 为气相密度, kg/m^3 ; Re_f 为液相雷诺数; Re_g 为气相雷诺数; L 为外流道边长, m ; D_H 为水力直径, m ; μ_f 为液相动力黏度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$; σ 为表面张力, N/m ; g 为重力加速度, m/s^2 。

空泡份额实验值与漂移流模型预测值的比

表 3 漂移流模型关系式

Table 3 Correlation of drift-flux model

学者	C_0 表达式	$\langle \langle v_{gj} \rangle \rangle$ 表达式
Julia 等 ^[13]	$C_0 = \left(1.05 - 0.05 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}}\right) \left(1 - \exp(-34.1 \langle \alpha \rangle^{0.925})\right)$	$\langle \langle v_{gj} \rangle \rangle = B_{sf} \sqrt{2} (g \sigma \Delta \rho / \rho_f^2)^{0.25} (1 - \langle \alpha \rangle)^{1.75}$ $B_{sf} = 1 - \frac{\sqrt{0.4 \sigma / (g \Delta \rho)}}{0.9 (\sqrt{2} p - d)}$
Han 等 ^[14]	$C_0 = C_{\infty} - (C_{\infty} - 1) \sqrt{\rho_g / \rho_f}$ $C_{\infty} = \begin{cases} C_{\infty, H} & Re_g \geq Re_{g, \text{crit}} \\ C_{\infty, L} & Re_g < Re_{g, \text{crit}} \end{cases}$ $Re_{g, \text{crit}} = 0.056 0 Re_f + 5 710 D_H$ $C_{\infty, L} = \left((C_{\infty, H} Re_{g, \text{crit}} - 1) / Re_{g, \text{crit}} \right) Re_g + 1$ $C_{\infty, H} = 1.10 + 3.03 \exp(-0.000 013 1 Re_f - 1.33 (Re_g / 1 000)^{0.510})$	$\langle \langle v_{gj} \rangle \rangle = \langle \langle v_{gj, B} \rangle \rangle \exp(-1.39 \langle j_g^+ \rangle) + \langle \langle v_{gj, P} \rangle \rangle (1 - \exp(-1.39 \langle j_g^+ \rangle))$ $\langle \langle v_{gj, B} \rangle \rangle = \sqrt{2} (\sigma g \Delta \rho / \rho_f^2)^{0.25} (1 - \langle \alpha \rangle)^{1.75}$ $\langle \langle v_{gj, P} \rangle \rangle = 0.001 9 \left(L / \sqrt{\frac{\sigma}{g \Delta \rho}} \right)^{0.81} (\rho_g / \rho_f)^{-0.157} N_{\mu_f}^{-0.562} (g \sigma \Delta \rho / \rho_f^2)^{0.25}$ $N_{\mu_f} = \mu_f / \sqrt{\sigma^3 \rho_f^2 / (g \Delta \rho)}$ $\langle j_g^+ \rangle = \langle j_g \rangle / (\sigma g \Delta \rho / \rho_f^2)^{0.25}$
Hibiki 等 ^[15]	$C_0 = 1.1 - 0.1 \sqrt{\rho_g / \rho_f}$	$\langle \langle v_{gj} \rangle \rangle = \langle \langle v_{gj}^+ \rangle \rangle (\sigma g \Delta \rho / \rho_f^2)^{0.25}$ $\langle \langle v_{gj}^+ \rangle \rangle = \sqrt{2} \left(1 - \langle \alpha_{\text{KLRB}} \rangle\right)^{1.75} \exp(-60.63 \langle \alpha_{\text{KLRB}} \rangle^{2.367}) + \langle \langle v_{gj, \text{KLIW}}^+ \rangle \rangle \left(1 - \exp(-60.63 \langle \alpha_{\text{KLRB}} \rangle^{2.367})\right)$ $\langle \alpha_{\text{KLRB}} \rangle = \langle j_g^+ \rangle / \left((1.1 - 0.1 \sqrt{\rho_g / \rho_f}) \langle j_g^+ \rangle + \langle \langle v_{gj, \text{KLIW}}^+ \rangle \rangle \right)$ $\langle \langle v_{gj, \text{KLIW}}^+ \rangle \rangle = 0.92 (\rho_g / \rho_f)^{-0.157}$

较如图 11 所示。3 种漂移流模型的预测值与实验值都符合较好, 在本实验条件下, Julia 等^[13]模型的预测效果最好, 平均误差为±18.2%。该模型参考了 Yun 等^[16]根据子通道局部详细空泡份额数据库建立的漂移速度关系式, 并进一步考虑了子通道尺寸的影响, 对于空泡份额较小的泡状流工况具有较高预测精度。Han 等^[14]考虑了相同混合体积通量下不同气液组合对于气泡行为的影响, 针对不同流型分别建立了漂移速度关系式。Hibiki 等^[15]认为选择合适的特征尺寸对于漂移流模型的准确性具有重要影响, 子通道尺寸与气泡直径相当, 尺寸较大的 Group II 气泡往往横跨多个子通道, 因此棒束通道当量水力直径不适合作为漂移流模型建模的特征尺寸, 而应选择外流道边长作为特征尺寸。虽然该模型对相间漂移速度进行了精细建模, 但仍沿用了早期的分

布参数预测公式, 一定程度上影响了该模型的预测精度, 导致预测值整体偏小。

相界面浓度影响气液两相之间的质量、动量和能量交换, 是确定两流体模型相间传递项的重要参数。相界面浓度计算关系式形式简洁, 被广泛应用于系统分析程序中, 众多学者对此进行了大量研究。对于竖直上升圆管等常规通道, Hibiki 等^[17]从相界面浓度输运和气泡相互作用理论出发, 推导了充分发展的泡状流条件下相界面浓度计算关系式。Shen 等^[18]采用分群思想, 分别计算 Group I (球形和变形气泡) 和 Group II (帽状、弹状等大尺寸气泡) 的相界面浓度, 基于气泡的流动阻力理论建立了 Group I 气泡的平均索特直径和相界面浓度计算关系式。Han 等^[19]考虑了不同尺寸气泡在子通道内部的相界面变形, 开发了适用于棒束通道的相界面浓度计算关系式, 并取得了较好的预测结果, 表 4 列出了上述计算关系式的具体形式。表 4 中: ε 为单位质量的能量耗散率, m^2/s^3 ; ν_f 为运动黏度, m^2/s 。将上述计算关系式的预测值与本文实验值进行对比, 如图 12 所示。Hibiki 等^[17]、Shen 等^[18]、Han 等^[19]的平均误差分别为 23.9%、12.7% 和 12.2%, 验证了本文实验数据的合理性。相比之下, 早期的 Hibiki 等^[17]计算关系式平均误差较大, 预测结果整体偏大, Han 等^[19]的预测平均误差与 Shen 等^[18]相近但预测结果整体偏低。由于 Group I 气泡尺寸较小, 相界面不易因燃料棒的存在产生畸变, 基于圆管等常规通道建立的计算关系式也能合理预测泡状流条件下棒束通道的相界面浓度。

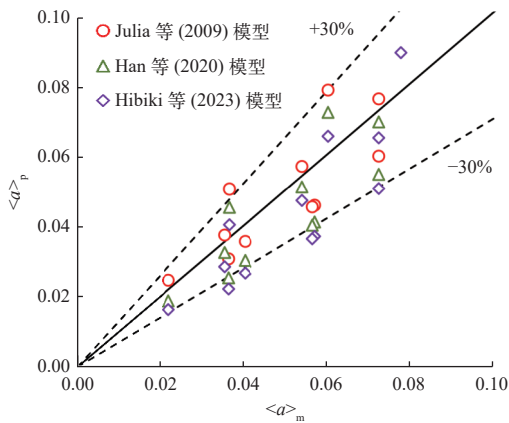


图 11 空泡份额实验值与漂移流模型预测值比较

Fig. 11 Comparison between experimental and predicted values of void fraction

表 4 相界面浓度计算关系式

Table 4 Interfacial area concentration correlations

学者	表达式
Hibiki 等 ^[17]	$\langle a_i \rangle = \frac{3.01g^{0.174}}{D_H^{0.335} \nu_f^{0.239}} \left(\frac{\sigma}{\Delta\rho} \right)^{-0.174} \langle \alpha \rangle \varepsilon^{0.0796}$
Shen 等 ^[18]	$\langle a_{i1} \rangle = 4.83 \langle \alpha_1 \rangle D_H^{-0.285} \left(\frac{\Delta\rho g}{\sigma} \right)^{0.3575} \left(\frac{\rho_f \langle j_f \rangle D_H}{\mu_f} \right)^{0.130} \left(\frac{\rho_f \langle j_g \rangle D_H}{\mu_g} \right)^{-0.0754}$
Han 等 ^[19]	$\langle a_{i1} \rangle = \begin{cases} 5.49 \langle \alpha_1 \rangle \left(\frac{\sigma}{\Delta\rho g} \right)^{-0.266} Re_f^{0.132} Re_g^{-0.0394} D_H^{-0.468} \langle j_f \rangle < \langle j_{f,FDB} \rangle \\ 9.12 \langle \alpha_1 \rangle \left(\frac{\sigma}{\Delta\rho g} \right)^{-0.5} \left(\frac{Re}{1000} \right)^{0.583} \langle j_f \rangle \geq \langle j_{f,FDB} \rangle \end{cases}$ $\langle j_{f,FDB} \rangle = \max \left(3.83 \frac{D_H^{0.429}}{\nu_f^{0.0714}} \left(\frac{\sigma}{\rho_f} \right)^{0.0893} \left(\frac{\Delta\rho g}{\rho_f} \right)^{0.446} - \langle j_g \rangle, 5.61 \frac{(\sigma \Delta\rho g)^{0.179} D_H^{0.0714}}{\nu_f^{0.0714} \rho_f^{0.357}} \langle j_g \rangle^{0.357} \right)$

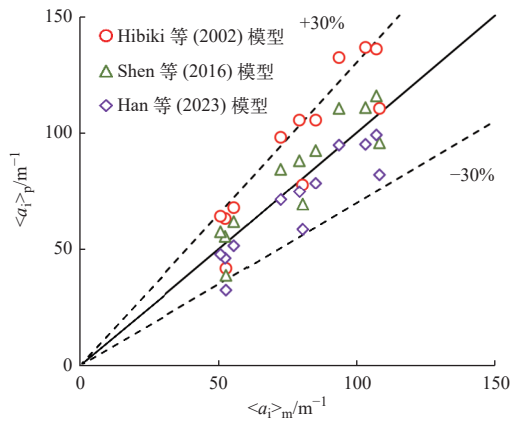


图 12 相界面浓度实验值与预测值对比

Fig. 12 Comparison between experimental and predicted values of interfacial area concentration

4 结论

本文对 5×5 棒束子通道两相流相界面参数的分布特性进行了实验研究, 得出如下主要结论。

1) 受升力、壁面(润滑)力等横向作用力影响, 气泡会在子通道内部形成轴峰和壁峰两种典型分布, 随液相流速的升高和气相流速的降低, 轴峰分布逐渐转变为壁峰分布, 在过渡过程中气泡随液相流速的升高由子通道中心向两侧逐渐移动, 最终与相邻子通道的气泡在棒壁面附近汇聚形成稳定的壁峰分布。

2) 棒束通道的复杂结构造成了流道截面内空泡份额的不均匀分布, 中心子通道受壁面影响最小, 气泡数量最多, 边通道及角通道几乎被液相占据, 液相流速的降低和气相流速的升高加剧了空泡分布的不均匀性。

3) 棒束通道的漂移流模型应考虑不同的相态分布类型从而优化分布参数的建模, 并采用空泡份额局部分布的精细化测量数据进行验证以达到更好的预测结果。由于泡状流的气泡尺寸较小, 相界面不会受子通道尺寸限制发生明显形变, 基于竖直向上圆管数据库建立的相界面浓度计算关系式也具有较好的预测精度。

参考文献:

[1] 潘良明, 朱隆祥, 万洁, 等. 轻水堆两相流机理研究的若干关键问题、现状与发展前沿[J]. *原子能科学技术*, 2022, 56(8): 1483-1498.
PAN Liangming, ZHU Longxiang, WAN Jie, et al. Challenge, state-of-art and future of two-phase flow in light-

water nuclear reactor[J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2022, 56(8): 1483-1498(in Chinese).

- [2] MENDEZ-DIAZ S, ZENIT R, CHIVA S, et al. A criterion for the transition from wall to core peak gas volume fraction distributions in bubbly flows[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2012, 43: 56-61.
- [3] SHEN X, MISHIMA K, NAKAMURA H. Two-phase phase distribution in a vertical large diameter pipe[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, 48(1): 211-225.
- [4] REN Q Y, PU Z, CHEN P, et al. Experimental study on the transition characteristics and criterion from wall-peak to core-peak phase distribution in vertical rod bundles[J]. *Frontiers in Energy Research*, 2021, 9: 663341.
- [5] YANG X, SCHLEGEL J P, LIU Y, et al. Measurement and modeling of two-phase flow parameters in scaled 8×8 BWR rod bundle[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2012, 34: 85-97.
- [6] HAN X, SHEN X, YAMAMOTO T, et al. Experimental study on local interfacial parameters in upward air-water bubbly flow in a vertical 6×6 rod bundle[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, 144: 118696.
- [7] SHEN X, MIWA S, XIAO Y, et al. Local measurements of upward air-water two-phase flows in a vertical 6×6 rod bundle[J]. *Experimental and Computational Multiphase Flow*, 2019, 1(3): 186-200.
- [8] KATAOKA I, ISHII M, SERIZAWA A. Local formulation and measurements of interfacial area concentration in two-phase flow[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1986, 12(4): 505-529.
- [9] PARANJAPE S. Two-phase flow interfacial structures in a rod bundle geometry[D]. US: Purdue University, 2009.
- [10] LIU H, PAN L M, HIBIKI T, et al. One-dimensional interfacial area transport for bubbly two-phase flow in vertical 5×5 rod bundle[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2018, 72: 257-273.
- [11] REN Q Y, PAN L M, PU Z, et al. Two-group phase distribution characteristics for air-water flow in 5×5 vertical rod bundle channel with mixing vane spacer grids[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 176: 121444.
- [12] ZUBER N, FINDLAY J A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1965, 87(4): 453-468.
- [13] JULIA J E, HIBIKI T, ISHII M, et al. Drift-flux model in a sub-channel of rod bundle geometry[J]. *International*

- Journal of Heat and Mass Transfer, 2009, 52(13/14): 3032-3041.
- [14] HAN X, SHEN X, YAMAMOTO T, et al. Drift-flux correlation for upward gas-liquid two-phase flow in vertical rod bundle flow channel[J]. [International Journal of Heat and Mass Transfer](#), 2020, 162: 120341.
- [15] HIBIKI T, TSUKAMOTO N. Drift-flux model for upward dispersed two-phase flows in a vertical rod bundle[J]. [Applied Thermal Engineering](#), 2023, 226: 120323.
- [16] YUN B J, PARK G C, JULIA J E, et al. Flow structure of subcooled boiling water flow in a subchannel of 3×3 rod bundles[J]. [Journal of Nuclear Science and Technology](#), 2008, 45(5): 402-422.
- [17] HIBIKI T, ISHII M. Interfacial area concentration of bubbly flow systems[J]. [Chemical Engineering Science](#), 2002, 57(18): 3967-3977.
- [18] SHEN X, DENG B. Development of interfacial area concentration correlations for small and large bubbles in gas-liquid two-phase flows[J]. [International Journal of Multiphase Flow](#), 2016, 87: 136-155.
- [19] HAN X, DUAN G, WANG J. Two-group bubble interfacial area concentration correlation for upward bubbly to churn flows in vertical rod bundle flow channels[J]. [International Journal of Heat and Mass Transfer](#), 2023, 202: 123742.