

研究论文

重力对垂直相分离冷凝管内流型调控的影响

孙东亮¹, 徐进良², 陈奇成², 曹 桢²

(¹ 华北电力大学新能源电力系统国家重点实验室, 北京 102206;

² 华北电力大学低品位能源多相流与传热北京市重点实验室, 北京 102206)

摘要: 随着重力的降低, 冷凝换热性能急剧恶化, 特别在微重力条件下, 流型与传热极不协同, 所需的冷凝长度要比地面常规重力情况大一个数量级。基于非能动相分离概念的适用于不同重力条件的新型相分离冷凝管, 促进了流型与传热的协同, 极大强化了冷凝换热。在地面常规重力、小重力和微重力情况下, 数值研究了新型冷凝管内垂直上升的空气-水两相流型的调控过程。通过研究得出: 在三种不同重力条件下, 均呈现“气在壁面, 液在中心”的全新分布模式, 特别是在微重力情况下, 环隙区域内完全被气体占据, 液体完全在核心区域内流动; 重力越小, 调控后液膜厚度减小幅度越大, 特别在微重力条件下, 减薄到 1/32; 重力越小, 调控后薄液膜主导的冷凝换热提高幅度越大, 特别在微重力条件下, 调控后提高到 57.4 倍, 极大地强化了冷凝换热。总体来说, 重力越小, 流型调控过程越有利于强化冷凝换热。

关键词: 流型调控; 冷凝换热; 重力

DOI: 10.3969/j.issn.0438-1157.2013.09.016

中图分类号: TK 124

文献标志码: A

文章编号: 0438-1157 (2013) 09-3189-09

Influence of gravity on flow pattern modulation in vertical phase separation condenser tube

SUN Dongliang¹, XU Jinliang², CHEN Qicheng², CAO Zhen²

(¹ State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System with Renewable Energy Sources, North China Electric Power University, Beijing 102206, China; ² Beijing Key Laboratory of Multi-Phase Flow and Heat Transfer of Low-Grade Energy, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

Abstract: The condenser performance deteriorates sharply with the reduction of gravity. An order of magnitude increase in tube length is required to achieve complete condensation in a tube under microgravity as compared with a tube under normal gravity. The phase distribution and heat transfer are not coordinated under microgravity so that the heat transfer is deteriorated. The new phase separation condenser tube proposed using the passive phase separation concept to modulate flow patterns and enhance heat transfer is suitable for different gravities. This paper focuses on the numerical simulation of the air-water flow pattern modulation process in the vertical phase separation condenser tube under normal gravity, low gravity and microgravity. Three conclusions could be drawn. (1) The phase distributions of “gas near the tube wall and liquid in the tube core” are obtained under the three gravitational conditions. Under microgravity, the annular region is completely occupied by the gas and almost all liquid flows in the core region. (2) Smaller

2013-02-03 收到初稿, 2013-03-08 收到修改稿。

联系人: 徐进良。第一作者: 孙东亮 (1977—), 男, 副教授。

基金项目: 国家自然科学基金青年项目 (51106049); 国家自然科学基金国际合作项目 (51210011); 国家重点基础研究发展计划项目 (2011CB710703); 北京市自然科学基金项目 (3112022); 河北省自然科学基金项目 (E2011502057)。

Received date: 2013-02-03.

Corresponding author: Prof. XU Jinliang, xjl@ncepu.edu.cn

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (51106049, 51210011), the National Basic Research Program of China (2011CB710703), the Natural Science Foundation of Beijing (3112022) and the Natural Science Foundation of Hebei Province (E2011502057).

gravity makes the liquid film thickness much less by the flow pattern modulation. Under microgravity, the thickness is decreased to $1/32$. (3) Smaller gravity enhances the condensation heat transfer dominated by the thin liquid film more greatly by the flow pattern modulation. Under microgravity, the condensation heat transfer is enhanced 57.4 times. In general, the flow pattern modulation is more helpful to enhance the condensation heat transfer at smaller gravity.

Key words: flow pattern modulation; condensation heat transfer; gravity

引 言

冷凝换热过程不仅广泛出现在地面常重力条件下的众多工业过程,而且随着航天事业的快速发展,冷凝换热在空间微重力条件下也有很多重要应用。通常冷凝传热系数远远小于过冷沸腾传热系数^[1],这导致冷凝器体积过大而无法满足实际需要。对于水冷冷凝器,通常制冷剂侧的冷凝热阻是整个换热过程的主要热阻。Swiki 等^[2]提供的某冷凝器的数据表明,氟里昂冷凝热阻占总热阻的 82.4%,冷却水侧热阻占总热阻的 17%,管壁热阻仅占总热阻的 0.6%,因此强化制冷剂侧的冷凝传热能够大幅提高冷凝器的换热性能。

早在 1916 年, Nusselt 就提出液膜导热热阻是蒸汽膜状冷凝传热过程中最大的热阻。许多研究表明管内传热与流型之间存在着内在联系,它们之间联系的纽带就是液膜厚度。Wang 等^[3]研究了水平管内流型与传热之间的关系,分析得出传热效果最好的是环状流,然后是半环状流和波环状流,传热效果最差的是间歇流、弹状流和泡状流。Kim 等^[4]研究了矩形微通道内流型与传热之间的关系,也得到了相似的结论。微重力与地面常规重力条件下冷凝过程具有显著的区别,在微重力条件下,重力效应几乎为零,在表面张力的作用下呈现出贴壁的轴对称流型,较厚的液膜会恶化制冷剂蒸气与管壁间的换热,大大降低冷凝传热系数。Delil^[4]对常重力条件和零重力条件下氨的冷凝过程进行了计算,流动方向垂直向下,结果表明冷凝长度随着重力的下降而增长,零重力条件下的冷凝长度约是常重力条件下的 11 倍。Da Riva 等^[5]计算了水平管内不同制冷剂的冷凝过程,零重力条件下的冷凝长度约是常重力条件下的 15~30 倍。总体来说,微重力条件下流型与传热极不协同,所需的冷凝长度要比地面大一个数量级,因此急需调控两相流型,实现流型与传热的协同,最终达到减薄液膜厚度的目的。

强化管内冷凝换热主要有两种有效的方法。第一种是各种类型低肋管,如内螺纹管^[6]、人字形内肋管^[7]、交叉沟槽管^[8]和交错内肋管^[9]等。这些低肋管强化冷凝换热的机理是:①增加了换热面积;②利用内壁面微细结构引起旋转流动,破坏边界层的发展,促进近壁区和主流区内液体的交混;③内壁面微细结构上产生的表面张力促使液膜变薄。对于这类强化管,由于无法排走附着在强化管壁面的冷凝液体,因此无法从根本上实现流型与传热的协同,继而冷凝效果将受到一定限制。第二种是采用非能动结构调控两相流型,实现流型与传热的协同,从而起到强化冷凝换热的作用。基于这种思想, Peng 等^[10-11]提出了一种新型的冷凝器设计方法,通过在流程转换之间设置气液分离装置来排除积聚在壁面上的冷凝液体,从而从根本上舍弃了低传热流型,始终维持高传热流型,进而获得较高的传热系数。这种装置需要依靠重力来实现气相和液相的分离,因此在微重力条件下其应用受到了限制。目前仍缺少一种适用于不同重力环境,特别是微重力环境下的流型调控方法,实现流型与传热的协同,因此迫切需要开发面向不同重力条件的冷凝传热强化的新原理与新方法。

作者所在课题组基于非能动相分离概念提出了相分离冷凝管^[12-13],管内悬空插入了一单层柱状金属丝网,由于表面张力作用金属丝网具有“通液阻气”的作用,实现了与传统冷凝管完全相反的相分布,形成了全新的“气在管壁,液在中心”的分布模式,流型与传热达到了协同,大幅减薄了液膜厚度,极大强化了冷凝换热。新型冷凝管的流型调控过程仅依靠表面张力完成,因此完全适用于不同重力条件。为了深入研究这种新型冷凝管内在的流型调控机理,本文对 3 种不同重力条件下 [地面常规重力 ($g_0 = 9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$), 小重力 ($10^{-1} g_0 = 0.981 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$) 和微重力 ($10^{-3} g_0 = 0.00981 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$)] 垂直上升的空气-水两相流型调控过程进行

数值研究。

1 相分离冷凝管结构

图1为相分离冷凝管结构,一单层柱状金属丝网悬空插入圆管中心,将圆管分为光管区域($L_b=500$ mm)和流型调控区域(当 $g=g_0$ 时 $L_m=1000$ mm;当 $g=10^{-1}g_0$ 和 $10^{-3}g_0$ 时 $L_m=350$ mm),其中流型调控区域包括环隙区域和核心区域。圆管直径为15.7 mm,核心区域直径为10.36 mm,环隙区域内外径之差为2.6 mm,金属丝的宽度为0.086 mm,网孔宽度为0.075 mm。本文主要针对光管区域和流型调控区域的流动参数进行分析比较。

2 物理模型

本文研究了3种不同重力条件下相分离冷凝管内垂直上升的空气-水两相流动过程。重力值分别取为地面常规重力(g_0),小重力($10^{-1}g_0$)和微

重力($10^{-3}g_0$)3种,重力方向向下。地面实验结果表明,当水的表观速度(J_l)为 $0.0574\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$,空气的表观速度(J_g)为 $0.0459\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,空气-水呈现弹状流型。本文仅针对这一流动工况进行数值分析,该工况下水的Reynolds数(Re_l)和空气的Reynolds数(Re_g)可通过式(1)计算得出

$$Re_l = \frac{J_l \rho_l D}{\mu_l}, \quad Re_g = \frac{J_g \rho_g D}{\mu_g} \quad (1)$$

其中, $Re_l \approx 900$, $Re_g \approx 50$ 。由于水和空气Reynolds数均小于2000,因此本文所研究问题为不可压缩层流非稳态两相流动问题。该流动工况下物理结构和流动结构均为二维轴对称结构,因此计算选为二维轴对称坐标系($r-x$),坐标原点定在圆管进口中心处,计算区域如图2所示。

2.1 控制方程

对于两相流问题运动界面追踪技术^[14]可准确地表示相界面位置、形状和表面张力。在运动界面追踪技术中VOF方法^[15]得到了最广泛的使用,因此

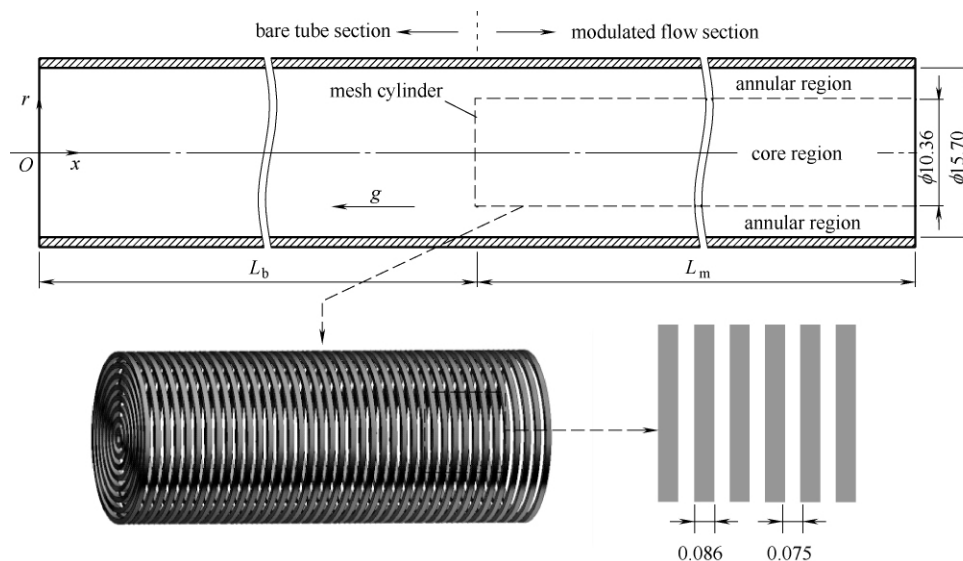


图1 垂直相分离冷凝管结构

Fig 1 Configuration of vertical phase separation condenser tube

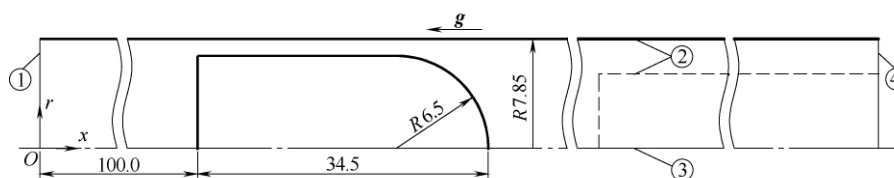


图2 边界条件和气泡初始形状、尺寸和位置

Fig 2 Boundary conditions and initial bubble shape, size and position

- ① velocity-inlet boundary condition; ② wall boundary condition;
- ③ axis boundary condition; ④ pressure-outlet boundary condition

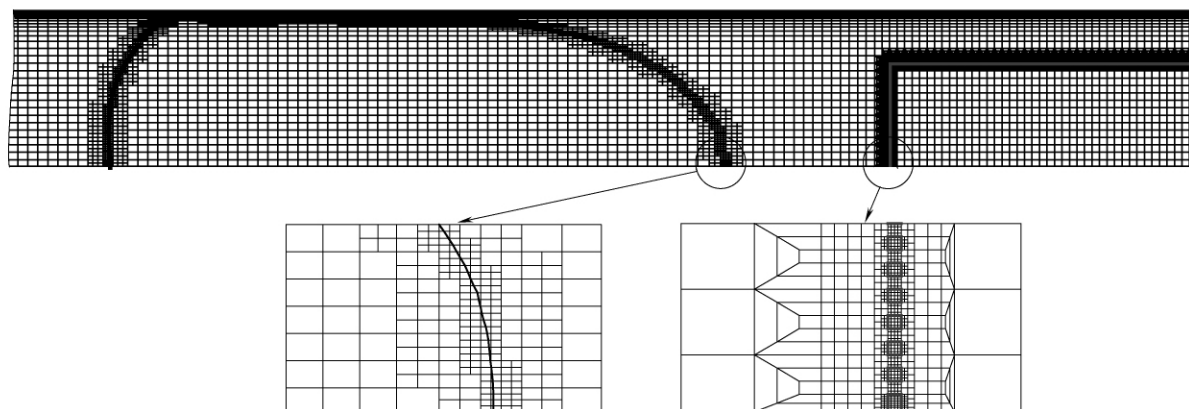


图 3 垂直相分离冷凝管跨尺度网格系统

Fig. 3 Multiscale grid system of vertical phase separation condenser tube

本文将基于 FLUENT 中的 VOF 方法展开数值研究。VOF 方法引入了体积分数 α 的概念, 在每个控制体内所有相的体积分数之和等于 1, 即

$$\alpha_g + \alpha_l = 1 \quad (2)$$

当采用 VOF 方法求解时, 整个区域仅需一套控制方程。气相体积分数 α_g 的控制方程为

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \alpha_g) = 0 \quad (3)$$

连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4)$$

动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \rho \mathbf{g} + F_{\text{vol}} \quad (5)$$

其中

$$\rho = \rho_l \alpha_l + \rho_g \alpha_g \quad (6)$$

$$\mu = \mu_l \alpha_l + \mu_g \alpha_g \quad (7)$$

表面张力为表面力, 通过 CSF (continuum surface force) 模型^[16]将表面力转化为体积力

$$F_{\text{vol}} = \sigma \frac{\alpha_l \rho_l \kappa_l \nabla \alpha_l + \alpha_g \rho_g \kappa_g \nabla \alpha_g}{0.5(\rho_l + \rho_g)} \quad (8)$$

式中 σ 为表面张力系数, κ 为界面曲率, 其表达式为

$$\kappa_l = -\kappa_g = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_l}{|\nabla \alpha_l|} \right) \quad (9)$$

2.2 边界条件和初始条件

图 2 显示了计算区域的边界条件, 其中进口为充分发展的速度边界条件

$$u_{\text{in}} = 2 \bar{u}_{\text{in}} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (10)$$

式中 \bar{u}_{in} 为管道进口截面平均速度, $\bar{u}_{\text{in}} = J_g + J_l = 0.1033 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。 $\alpha_{l,\text{in}} = 1$, $\alpha_{g,\text{in}} = 0$, 即流入进口的全部为液体。管道壁面和丝网表面为无滑移壁

面边界条件; 对称轴处为轴对称边界条件; 出口处为压力出口边界条件。

为了获得合理的初始速度场, 首先按照上述边界条件计算单相水的稳态流动过程。计算收敛后获得的稳态流场即为非稳态两相流动的初始速度场。根据地面实验结果, 在所研究的工况下气弹产生周期 (Δt_g) 为 0.483 s, 因此在计算中每隔 0.483 s 设置一个气泡。单个气泡体积为 $\pi R^2 J_g \Delta t_g = 4.3 \times 10^{-6} \text{ m}^3$, 其起始位置和初始形状如图 2 所示。

2.3 网格系统

由于管内插入了柱状金属丝网, 使得管内存在 3 种不同尺度的空间结构, 如光管区域和核心区域为常规尺度, 环隙区域为小尺度, 网孔处为微尺度。为此本文针对不同空间结构采用了不同尺度的网格系统, 如光管区域和核心区域网格尺度平均为 $375 \mu\text{m}$, 环隙区域网格尺度平均为 $100 \mu\text{m}$, 网孔处网格尺度平均为 $18.75 \mu\text{m}$, 不同尺度的网格通过 5:1 的网格过渡模式进行衔接, 最终生成跨尺度网格系统, 如图 3 所示。同时为了精确地捕捉相界面, 本文采用网格动态自适应技术对相界面处的网格进行二级加密, 相界面处的网格被细化了 16 倍。

2.4 数值方法

本文采用 VOF 方法中的几何重构方法 PLIC 对体积分数控制方程式(3)进行求解。连续性方程式(4)与动量方程式(5)通过 SIMPLE 算法进行耦合求解, 其时间方向采用一阶隐式格式。时间步长通过一指定的最大 Courant 数进行控制, 其定义为

$$Co = \frac{\Delta t}{\Delta x / |\mathbf{v}|} \quad (11)$$

式中 Δx 为网格尺寸, $|v|$ 为网格内流体的速度绝对值, Δt 为时间步长。在计算中设置最大 Courant 数为 0.25, 据此可以计算出每一步的时间步长。

3 结果及分析

3.1 数值结果验证

在地面常规重力条件下对相分离冷凝管内垂直上升的空气-水两相流动进行了实验测量。图 4 显示了在常规重力条件下气弹上升速度的实验结果和数值结果, 它们在光管区域和流型调控区域均吻合较好, 模拟结果仅略高于实验结果。同时图 4 显示了光管区域和流型调控区域内气弹形状和长度的实验结果和数值结果。在光管区域内实验测得的气弹长度为 34.0 mm, 计算获得的气弹长度为 33.0 mm; 在流型调控区域内实验测得的环形气弹长度为 49.0 mm, 计算获得的环形气弹长度为 49.7 mm, 均吻合较好。通过以上分析比较, 验证了本文所采用的物理模型和网格系统的正确性和可行性。

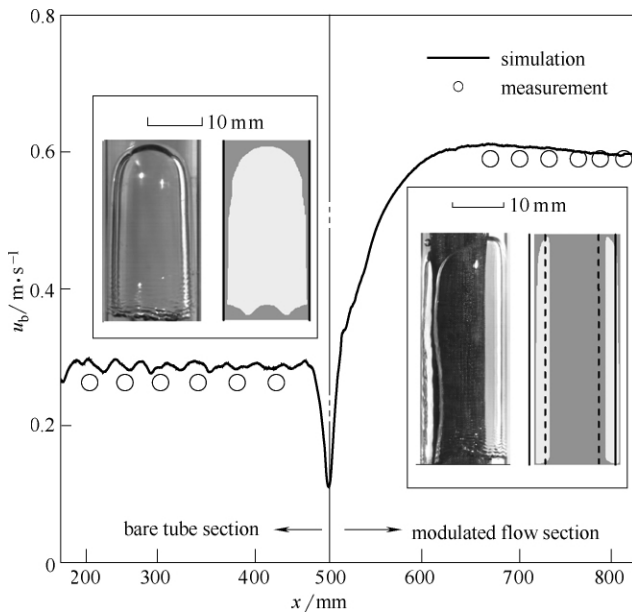


图 4 气弹上升速度与气弹形状和长度的数值结果与实验结果 ($g=g_0$)

Fig. 4 Simulation and measurement results of bubble traveling velocities and bubble shapes and lengths ($g=g_0$)

3.2 流型调控过程分析

图 5 给出了地面常规重力条件下沿流动方向气弹的上升速度和不同区域气弹的形状。在地面常规重力条件下, 气弹受到的升浮力较大, 在光管区域内气弹上升速度较大, 约为 $0.286 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 远远

大于管道截面平均速度 $0.1033 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 因此在气弹尾部后端区域形成许多涡旋, 导致气弹尾部相界面产生较大的波动。气弹碰到金属丝网后, 由于表面张力作用气弹无法穿过金属丝网的网孔, 而将丝网底部区域包裹起来, 并由于气弹受到丝网的阻碍, 上升速度大幅下降, 最低降至 $0.111 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 接近于管道截面平均速度。随后气弹被液体推入环隙区域, 由于液体冲击气弹上升速度急剧提高, 然后逐渐趋于稳定, 变成拉长的环形气弹。在流型调控区域, 升浮力占主导地位, 大于管壁和丝网作用于环形气弹的阻力, 同时由于丝网的通液作用, 环形气弹上升速度远远高于管道截面平均速度, 上升速度高达 $0.597 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

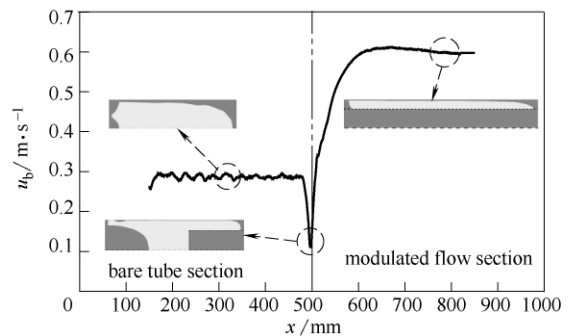


图 5 沿流动方向气弹的上升速度和不同区域气弹的形状 ($g=g_0$)

Fig. 5 Bubble traveling velocities along flow direction and bubble shapes at different sections ($g=g_0$)

图 6 显示了小重力条件下沿流动方向气弹的上升速度和不同区域气弹的形状。在小重力条件下, 气弹受到的升浮力较小, 在光管区域内气弹上升速度较低, 约为 $0.119 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 略高于管道截面平均速度, 因此气弹尾部后端区域未形成涡旋, 气弹尾部相界面相对稳定, 并向外突出。由于气弹上升速度较低, 气弹碰到金属丝网后, 速度仅略降低到 $0.114 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 同时由于表面张力作用气弹无法穿过金属丝网的网孔, 而将丝网底部区域包裹起来。随后气弹被液体推入环隙区域, 由于液体冲击气弹上升速度急剧提高, 然后逐渐趋于稳定, 变成拉长的环形气弹。在流型调控区域, 在小重力条件下, 升浮力仍大于管壁和丝网作用于环形气弹的阻力, 环形气弹上升速度高于管道截面平均速度, 约为 $0.195 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 但远远低于常重力条件下环形气弹的上升速度。

图 7 显示了微重力条件下沿流动方向气弹的上

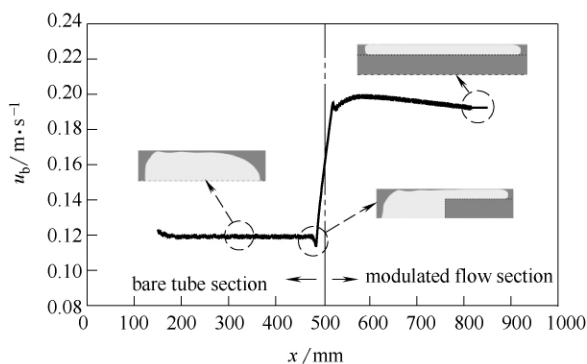


图 6 沿流动方向气弹的上升速度和不同区域气弹的形状 ($g=10^{-1}g_0$)

Fig. 6 Bubble traveling velocities along flow direction and bubble shapes at different sections ($g=10^{-1}g_0$)

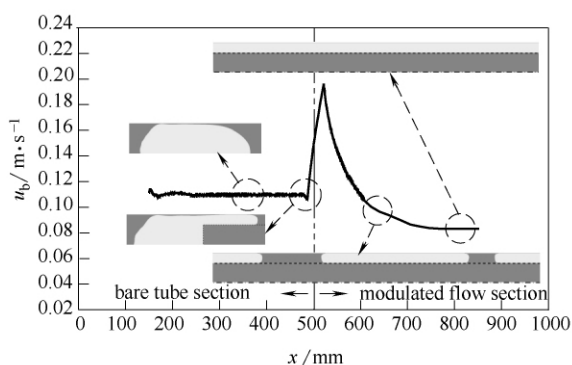


图 7 沿流动方向气弹的上升速度和不同区域气弹的形状 ($g=10^{-3}g_0$)

Fig. 7 Bubble traveling velocities along flow direction and bubble shapes at different sections ($g=10^{-3}g_0$)

升速度和不同区域气弹的形状。在微重力条件下, 气弹受到的升浮力几乎为零, 在光管区域内气弹上升速度几乎与管道截面平均速度相等, 约为 $0.110 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 因此气弹尾部后端区域未形成涡旋, 气弹尾部相界面稳定, 并较小重力情况相界面更加向外突出。气弹碰到金属丝网后, 由于表面张力作用气弹无法穿过金属丝网的网孔, 而将丝网底部区域

包裹起来。由于气弹上升速度较低, 气弹碰到金属丝网后, 速度仅略降低到 $0.106 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。随后气弹被液体推入环隙区域, 同样由于液体冲击气弹上升速度急剧提高, 最高提高到 $0.196 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。随着气弹远离丝网底部区域, 气弹受到的液体冲击逐渐减弱, 气弹的升浮力又几乎为零, 因此管壁和丝网对环形气弹的阻力逐渐占据主导地位, 环形气弹上升速度逐渐降低, 最终低于管道截面平均速度, 降至 $0.083 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由于环形气弹速度的降低, 液桥处的液体经过丝网逐渐被排入核心区域, 液桥越来越短, 最终环形气弹相互溶并, 完全形成了气在环隙区域而液在核心区域的分布模式。

3.3 基于流型调控的强化换热机理分析

冷凝传热性能主要由薄液膜主导的冷凝换热决定。这里引入单位长度内薄液膜主导的冷凝换热量 (Q_c) 这一概念, 其定义为

$$Q_c = \pi D \beta \lambda_l \frac{T_w - T_{\text{sat}}}{\delta} \quad (12)$$

式中 δ 为液膜平均厚度, β 为一个周期长度内气弹所占比率, 定义为

$$\beta = \frac{L_g}{L_g + L_l} \quad (13)$$

其中, L_g 和 L_l 分别为气弹长度和液桥长度。对于等壁温冷凝传热问题, Q_c 主要由 δ 和 β 决定, 该值随着 δ 的减小而增大, 随着 β 的增大而增大。

图 8 显示了地面常规重力条件下气弹和液桥的长度。在光管区域气弹平均长度为 33.0 mm , 液桥平均长度为 71.0 mm , β_b 为 31.7% 。流型调控后气弹进入环隙区域, 变成拉长的环形气弹, 气弹长度增至 49.7 mm 。同时由于环形气弹上升速度大幅提高, 液桥长度也急剧增至 278.0 mm , 约是光管区域的 4 倍。经过流型调控后 β_m 降为 15.2% 。同时图 8 显示了地面常规重力条件下气弹的液膜厚度。光管区域内气弹平均液膜厚度 (δ_b) 约为 1.513

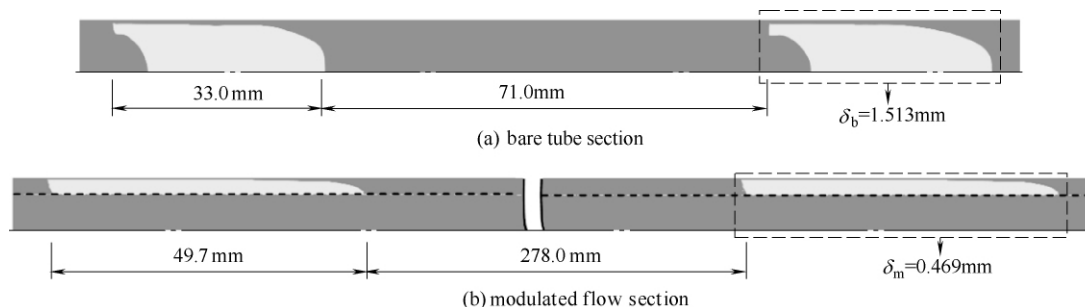
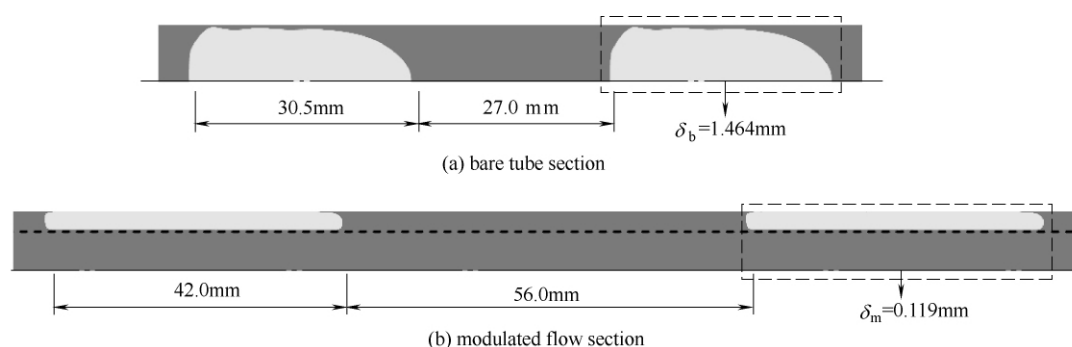
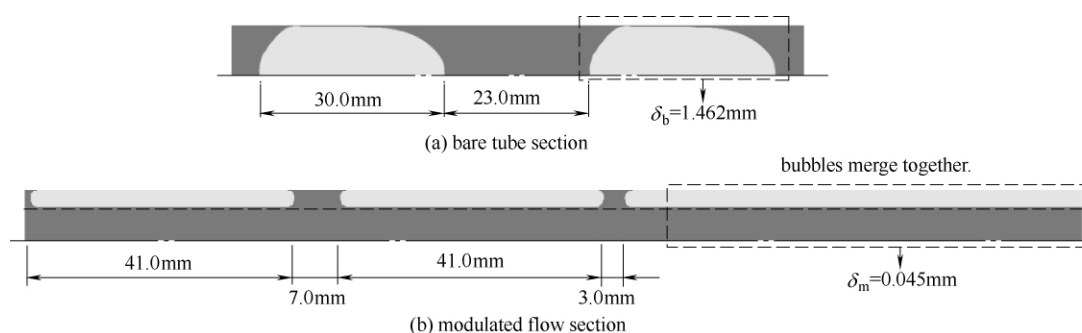


图 8 气弹和液桥长度与液膜平均厚度 ($g=g_0$)

Fig. 8 Bubble and liquid plug lengths and average liquid film thickness ($g=g_0$)

图9 气弹和液桥长度与液膜平均厚度 ($g=10^{-1}g_0$)Fig 9 Bubble and liquid plug lengths and average liquid film thickness ($g=10^{-1}g_0$)图10 气弹和液桥长度与液膜平均厚度 ($g=10^{-3}g_0$)Fig 10 Bubble and liquid plug lengths and average liquid film thickness ($g=10^{-3}g_0$)

mm, 流型调控区域内环形气弹平均液膜厚度 (δ_m) 约为 0.469 mm, 减薄到了 1/3。因此, 调控后薄液膜主导的冷凝换热量 $Q_{c,m}$ 是调控前 $Q_{c,b}$ 的 1.55 倍。

图9显示了小重力条件下气弹和液桥的长度和气弹的液膜厚度。在光管区域气弹平均长度为 30.5 mm, 液桥平均长度为 27.0 mm, β_b 为 53.0%。流型调控后环形气弹长度增至 42.0 mm, 同时液桥长度也增至 56.0 mm。经过流型调控后 β_m 略降至 42.9%。在小重力条件下光管区域内 δ_b 约为 1.464 mm, 流型调控区域内 δ_m 约为 0.119 mm, 减薄到了 1/12。因此, 调控后 $Q_{c,m}$ 是调控前 $Q_{c,b}$ 的 9.96 倍, 大幅提高了管道的冷凝传热性能。

图10显示了微重力条件下气弹和液桥的长度和气弹的液膜厚度。光管区域气弹平均长度为 30.0 mm, 液桥平均长度为 23.0 mm, β_b 为 56.6%。流型调控后由于环形气弹速度的降低, 液桥处的液体经过丝网逐渐被排入核心区域, 液桥越来越短, 最终环形气弹相互溶并, 环隙区域完全被气体占据, 因此微重力条件下 β_m 提高至 100.0%。在微重力条件下光管区域内 δ_b 约为 1.462 mm, 流

型调控区域内 δ_m 约为 0.045 mm, 液膜厚度大幅减薄, 减薄到了 1/32。因此, 调控后 $Q_{c,m}$ 大幅提高, 约是调控前 $Q_{c,b}$ 的 57.4 倍。

4 结 论

本文在地面常规重力、小重力和微重力3种不同重力条件下, 数值研究了新型相分离冷凝管内垂直上升的空气-水两相流型的调控过程, 其中水的表观速度为 $0.0574 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 空气的表观速度为 $0.0459 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 得出了以下结论。

(1) 本文基于跨尺度网格系统和 VOF 方法模拟了气液两相流型的调控过程, 并通过实验结果验证了物理模型和网格系统的正确性和可行性。

(2) 在3种不同重力条件下, 流型调控后气弹均在环隙区域内流动, 而核心区域内均完全充满液体, 从而实现了与传统冷凝管完全相反的相分布, 均形成了全新的“气在管壁, 液在中心”的分布模式。特别是在微重力情况下, 环隙区域内完全被气体占据, 液体完全在核心区域内流动。

(3) 重力越小, 调控后液膜厚度减小幅度越大。在地面常规重力条件下, 调控后液膜厚度是调控前的 1/3; 在小重力条件下, 调控后液膜厚度减

薄到了 1/12；在微重力条件下，调控后液膜厚度大幅减薄，减薄到了 1/32。

(4) 重力越小，调控后薄液膜主导的冷凝换热增加幅度越大。在地面常规重力条件下，调控后薄液膜主导的冷凝换热量是调控前的 1.55 倍；在小重力条件下，调控后是调控前的 9.96 倍；在微重力条件下，调控后冷凝换热完全由薄液膜主导，冷凝换热量大幅提高，是调控前的 57.4 倍。

通过以上研究发现，重力越小，流型调控过程越有利于强化冷凝换热。这是因为随着重力的降低，升浮力减少，引起环隙区域内环形气弹上升速度的下降，这将有利于增加一个周期长度内气弹所占比率和减小液膜厚度，从而有利于提高冷凝换热性能。在后续研究工作中，将根据不同的重力条件，对相分离冷凝管结构进行不同的优化，如在地面常规重力条件下，结构优化的重点是尽量降低调控后环形气弹的上升速度，从而起到进一步强化冷凝换热的目的。本文仅针对某一流工况进行了研究，在后续工作中，需进一步研究不同流动工况下相分离冷凝管内的流型调控机理和冷凝强化机理。

符 号 说 明

| | |
|-----------------------|--|
| D | 管道直径, m |
| g | 重力加速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ |
| g_0 | 地面常规重力, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ |
| J | 表观速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| L | 长度, m |
| p | 压力, Pa |
| Q_c | 单位长度内薄液膜主导的冷凝换热量, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$ |
| R | 管道半径, m |
| Re | Reynolds 数 |
| r | 半径, m |
| T_{sat} | 饱和温度, K |
| T_w | 壁面温度, K |
| t | 时间, s |
| u_b | 气泡上升速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| u_{in} | 进口速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| \bar{u}_{in} | 管道进口截面平均速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| \mathbf{v} | 速度矢量, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| α | 体积分数 |
| β | 一个周期长度内气弹所占比率 |
| δ | 液膜平均厚度, m |
| κ | 界面曲率, m^{-1} |

λ ——热导率, $\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

μ ——动力黏度, $\text{Pa} \cdot \text{s}$

ρ ——密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$

σ ——表面张力系数, $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$

References

- [1] Kim S M, Mudawar I. Theoretical model for annular flow condensation in rectangular micro-channels [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, 55: 958-970
- [2] Swiki A A, Joseph C D. On-site chiller testing [J]. *ASHRAE Journal*, 1990, 32: 54-60
- [3] Wang L L, Dang C B, Hihara E. Experimental study on condensation heat transfer and pressure drop of low GWP refrigerant HFO1234yf in a horizontal tube [J]. *International Journal of Refrigeration*, 2012, 35: 1418-1429
- [4] Delil A A M. On thermal-gravitational modeling, scaling and flow pattern mapping issues of two-phase heat transport systems [R]. Albuquerque, USA: National Aerospace Laboratory, 1998
- [5] Da Riva I, Sanz A. Condensation in ducts [J]. *Microgravity Science and Technology*, 1991, 4: 179-187
- [6] Sapali S N, Patil P A. Heat transfer during condensation of HFC-134a and R-404A inside of a horizontal smooth and micro-fin tube [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2010, 34: 1133-1141
- [7] Olivier J A, Liebenberg L, Thome J R, Meyer J P. Heat transfer, pressure drop, and flow pattern recognition during condensation inside smooth, helical micro-fin, and herringbone tubes [J]. *International Journal of Refrigeration*, 2007, 30: 609-623
- [8] Cavallini A, Del Col D, Doretti L, Longo G. A. Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes [J]. *International Journal of Refrigeration*, 2000, 23: 4-25
- [9] Muzzio A, Niro A, Arosio S. Heat transfer and pressure drop during evaporation and condensation of R22 inside 9.52 mm O.D. micro-fin tubes of different geometries [J]. *Enhanced Heat Transfer*, 1998, 5: 39-52
- [10] Wu D, Wang Z, Lu G, Peng X F. High-performance air cooling condenser with liquid-vapor separation [J]. *Heat Transfer Engineering*, 2010, 31: 973-980
- [11] Peng Xiaofeng (彭晓峰), Wu Di (吴迪), Lu Gui (路规), Wang Zhen (王珍), Huang Mei (黄梅). Air cooling condenser with liquid-vapor separation [P]: ZL, 200610113304.4. 2009-01-14
- [12] Chen H X, Xu J L, Wang W. An enhancement condensation pipe with inserted mesh cylinder [P]: US, PCT/CN2012/000274. 2012
- [13] Chen H X, Xu J L, Li Z J, et al. Flow pattern modulation in a horizontal tube by the passive phase separation concept [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2012,

- 45: 12-23
- [14] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundary [J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, **39**: 201-225
- [15] Araujo J D P, Miranda J M, Pinto A M F R, et al. Wide-ranging survey on the laminar flow of individual Taylor bubbles rising through stagnant Newtonian liquids [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2012, **43**: 131-148
- [16] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension [J]. *Journal of Computer Physics*, 1992, **100**: 335-354

信息与交流

新 书 介 绍

由中国科学院出版基金资助,中国科学院山西煤炭化学研究所李文研究员和白进博士撰写的《煤的灰化学》一书已正式出版。

全书共分为6章。第1章介绍了煤中矿物质的种类、热转化产物及相关的测定和表征方法;第2章阐述了矿物质和煤灰的关系,重点介绍了煤灰的化学组成、矿物组成及其反应;第3章是本书的重点,主要包括煤灰组成对熔融和粘温特性的影响、预测方法及二者的关系,典型煤种熔渣流体性质及调控机理,以及煤灰组成对灰沉积和结渣性的影响和预测;第4章介绍了矿物质和有机质的相互作用,讨论了矿物质对热转化过程的影响以及灰渣中残碳的形成机理和影响因素;第5章重点介绍了飞灰和灰渣的形成机理、物理化学性质及其资源化利用的相关技术和现状;第6章讨论了煤质和气化技术选择的关联性,以及依据灰化学理论,针对特定气化技术对所用煤种的调变方案。

本书是煤科学领域关于煤中无机组分热转化行为的学术专著,集中了作者团队多年来在该方向上的科研成果,极大地丰富了煤科学领域中灰化学的相关内容。本书不仅可为气化炉的设计和操作以及气化煤质的调变提供指导,而且对煤化工领域的科技人员和相关设计人员有参考价值,同时也可作为热能工程、化学工程、化学工艺师生的参考和教学用书。

