

超临界压力 CO₂ 在水平圆管内 流动传热数值分析*

闫晨帅 徐进良†

(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)

(2019 年 10 月 8 日收到; 2019 年 10 月 31 日收到修改稿)

采用 SST $k-\omega$ 低雷诺数湍流模型对加热条件下超临界压力 CO₂ 在内径 $d_i = 22.14$ mm, 加热长度 $L_h = 2440$ mm 水平圆管内三维稳态流动与传热特性进行了数值计算. 通过超临界 CO₂ 在水平圆管内的流动传热实验数据验证了数值模型的可靠性和准确性. 首先, 研究了超临界压力 CO₂ 在水平圆管内的流动传热特点, 基于超临界 CO₂ 在类临界温度 T_{pc} 处发生类液-类气“相变”的假设, 揭示了水平圆管顶母线和底母线区域不同的流动传热行为. 然后, 分析了热流密度 q_w 和质量流速 G 对水平圆管内超临界压力 CO₂ 流动换热的影响, 通过获取流体域内的物性分布、速度分布和湍流分布等详细信息, 重点解释了不同热流密度 q_w 和质量流速 G 下顶母线内壁温度 $T_{w,i}$ 分布产生差异的传热机理, 分析结果确定了类气膜厚度 δ 、类气膜性质、轴向速度 u 和湍动能 k 是影响顶母线壁温分布差异的主要因素. 研究结果可以为超临界压力 CO₂ 换热装置的优化设计和安全运行提供理论指导.

关键词: 超临界 CO₂, 水平流动, 传热, 数值模拟

PACS: 44.05.+e, 44.15.+a, 44.27.+g

DOI: 10.7498/aps.69.20191513

1 引言

作为一种新型动力循环技术, 超临界 CO₂ (supercritical carbon dioxide, S-CO₂) 布雷顿循环在核能、太阳能、化石能源和地热能等领域具有广阔的应用前景^[1-4]. S-CO₂ 流动传热是 S-CO₂ 布雷顿循环的关键技术之一, 充分地了解并掌握 S-CO₂ 传热机理对于换热装置设计和安全稳定运行是至关重要的. 自 20 世纪 50 年代以来, 各国学者对 S-CO₂ 传热进行了大量的实验和数值分析, 但主要围绕 S-CO₂ 在垂直圆管内向上和向下流动传热进行研究^[5-11]. 然而, 相对于垂直管内的流动传热, 加热条件下 S-CO₂ 在水平管内垂直方向会受

到重力和浮升力的双重作用, 发生流动分层现象, 这将引起圆管顶部和底部不同的传热行为, 使得 S-CO₂ 在水平管内的流动传热特性更为复杂.

Adebiyi 和 Hall^[12] 对水平圆管内 S-CO₂ 流动传热进行了实验研究, 通过观察管壁温度变化趋势发现在圆管底部的传热能力较强, 而顶部的传热能力有所弱化, 这与 Pidaparti 等^[13] 和 Chu 与 Laurien^[14] 的研究结果是一致的. Wang 等^[15] 实验研究了 S-CO₂ 在水平圆管内的对流传热特性, 通过采用浮升力准则数 Gr/Re_0^2 和流动加速准则数 K_v 对实验数据进行分析认为, 在高热流密度和低质量流速下, 传热恶化与浮升力效应影响有关, 而流动加速效应可以忽略不计. Tanimizu 和 Sadr^[16] 采用 Bu_C , Bu_j 和 Bu_p 三个浮升力准则参数预测了水平圆管

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFB0601801) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2018ZD02, 2019QN017) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjl@ncepu.edu.cn

内浮升力效应对 S-CO₂ 流动换热的影响, 虽然研究结果显示浮升力准则数的大小和变化趋势与传热变化关联性较小, 但 Tanimizu 和 Sadr 仍认为浮升力效应存在并且对流动传热具有重要影响. Kim 等^[17] 实验研究也发现浮升力准则数 (Bu_C 和 Bu_j) 的变化趋势与传热变化的关联性并不确切, 虽然 Kim 等同样认为浮升力效应存在, 但是由于 Kim 等引入了流动加速准则数 q^+ 并发现其与传热变化关联性较好, 认为流动加速与传热变化密切相关, 浮升力效应可能对于流动传热影响极小.

综上所述, 现有研究主要通过实验方法分析加热条件下 S-CO₂ 在水平圆管内的流动传热特性, 而且各学者对 S-CO₂ 在水平圆管内流动传热发生变化原因的意见并不一致. 此外, 由于实验方法仅能测量表观数据, 不能获得流体域内部详细的参数分布, 因此采用数值模拟的方法, 对 S-CO₂ 在水平圆管内流动传热机理进行进一步研究是十分必要的. 鉴于此, 本文主要包括以下研究内容. 首先, 通过 S-CO₂ 在水平圆管内流动传热实验数据验证数值模型的可靠性和准确性, 并建立拓展计算工况, 分析水平圆管内 S-CO₂ 在恒定热流密度加热条件下的流动传热特点. 然后, 分析热流密度 q_w 和质量流速 G 对 S-CO₂ 在水平圆管内流动传热的影响, 通过获得流体域详细的温度分布、物性分布和流场分布等信息, 揭示不同热流密度 q_w 和质量流速 G 条件下 S-CO₂ 在水平圆管内流动传热机理及管壁温度 $T_{w,i}$ 产生差异的原因. 研究结果可以为 S-CO₂ 布雷顿循环换热装置设计和安全稳定运行提供理论参考.

2 物理模型与数值方法

2.1 几何模型

水平圆管的计算几何模型见图 1. 计算域包括入口绝热段和加热段两部分, 入口绝热段长度 $L_{ad} = 1220$ mm, 以确保加热段入口处的工质已处于充分发展状态; 加热段长度 $L_h = 2440$ mm, 是研究 S-CO₂ 流动传热特性的主要部分, 圆管内径 $d_i = 22.14$ mm. 计算过程中忽略圆管壁厚, 圆管周向角度定义为 φ , $\varphi = 0^\circ$ 的位置定义为顶母线, $\varphi = 180^\circ$ 的位置定义为底母线.

2.2 控制方程

本文数值计算模型包括连续性方程、动量方程

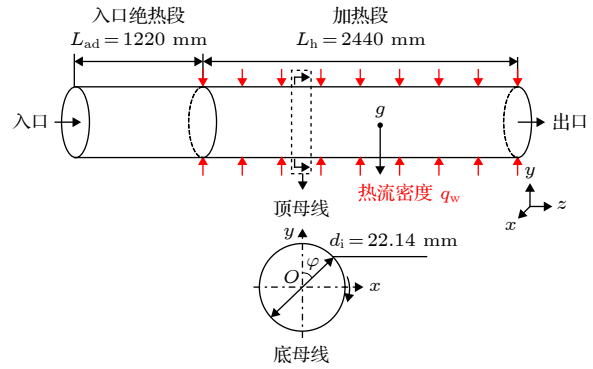


图 1 几何模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the geometric model.

和能量方程, 并采用以下表示形式对上述方程进行描述.

连续性方程:

$$\partial(\rho \tilde{u}_i) / \partial x_i = 0, \quad (1)$$

动量方程:

$$\partial(\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j) / \partial x_j = -\partial \bar{p} / \partial x_i + \partial (\tau_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) / \partial x_j + \rho g_i, \quad (2)$$

(2) 式中,

$$\tau_{ij} = \mu [(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) - 2\delta_{ij} / 3 \cdot \partial u_k / \partial x_k],$$

能量方程:

$$\partial(\rho \tilde{u}_i \tilde{h}) / \partial x_i = \partial \left[\mu \left(\frac{1}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_i} \right] / \partial x_i. \quad (3)$$

(1)–(3) 式中, u , ρ , μ 和 h 分别表示工质的速度、密度、黏度和焓值.

选择合适的湍流模型对 S-CO₂ 流动传热数值计算结果的准确性至关重要. 对于超临界流体流动换热计算, Wang 等^[18] 的计算结果显示, 采用 SST $k-\omega$ 低雷诺数湍流模型能够得到比其它湍流模型更准确的计算结果. 因此, 本文采用 SST $k-\omega$ 低雷诺数湍流模型进行数值计算. SST $k-\omega$ 湍流模型简述如下.

k 输运方程:

$$\partial(\rho \tilde{u}_i k) / \partial x_i = \partial \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] / \partial x_j + G_k - Y_k, \quad (4)$$

ω 输运方程:

$$\partial(\rho \tilde{u}_i \omega) / \partial x_i = \partial \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] / \partial x_j + G_\omega - Y_\omega + D_\omega, \quad (5)$$

(4) 和 (5) 式中的函数项和常数项详见文献 [19].

2.3 网格划分及计算方法

计算域网格由 ANSYS ICEM 软件生成, 采用结构化六面体网格, 圆管横截面采用 O 型网格划分. 由于 S-CO₂ 物性变化剧烈, 在圆管近壁区域流动换热情况极其复杂, 因此在流体域近壁面处对网格进行局部加密, 并始终保持第一层网格无量纲高度 $y^+ < 1$. 为检验计算网格独立性, 图 2 比较了不同网格总节点数时, 水平圆管顶母线内壁温度 $T_{w,i}$ 沿圆管轴向 z/d 的分布情况. 由图 2 可以看出, 当网格总节点数大于 269.7 万时, 计算结果随节点总数的增加已无明显偏差. 因此, 计算网格总节点数最终确定为 269.7 万个.

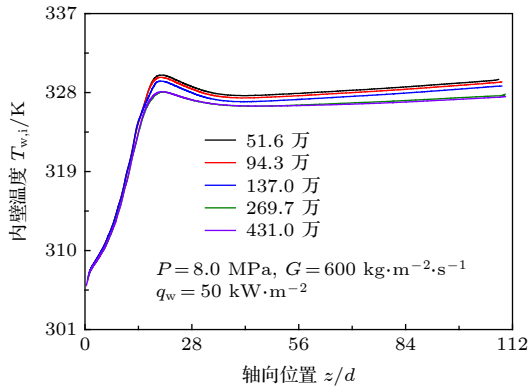


图 2 网格无关性验证

Fig. 2. Verification for grid independence.

采用 ANSYS Fluent 15.0 计算水平圆管内 S-CO₂ 三维稳态流动传热的情况. 入口设置为质量流速入口, 出口设置为压力出口, 入口绝热段管壁设置为绝热边界, 加热段管壁设置为均匀热流密度且为无滑移剪切力边界条件. 控制方程采用有限体积法进行离散, 采用二阶迎风差分方法以提高计算精度, 压力-速度耦合方程应用 SIMPLEC 算法求解. 采用 NIST 实际气体模型以准确反映超临界流体物性变化对流动传热的影响.

3 计算结果及分析

3.1 S-CO₂ 热物性

图 3 为 S-CO₂ 在不同运行压力下物性参数 (定压比热 c_p 、密度 ρ 、黏度 μ 和导热系数 λ) 随温度的变化曲线. 由图 3 可以看出, 不同压力下 S-CO₂ 物性参数随温度的变化趋势是相似的, 对于给

定超临界压力, c_p 总是存在一个极大值, c_p 极大值对应温度定义为类临界温度 T_{pc} , 随着温度的升高, 密度、导热系数和黏度会大大降低, 特别是在类临界温度 T_{pc} 附近. Holman 等^[20] 对垂直加热管环内超临界 R12 湍流传热进行了可视化实验研究, 在近壁区域发现了类似于蒸汽的迹象, Holman 等认为产生这一现象的原因可能是由于近壁区剧烈的密度梯度导致的, 即使流体在超临界状态下不存在亚临界状态时的气-液界面, 通过“类沸腾”命名这一行为也是合理的. Banuti^[21] 认为, 在 T_{pc} 附近超临界流体热物性的剧烈变化类似于典型的亚临界蒸发行为, 并基于“类沸腾”的概念对超临界流体在 T_{pc} 附近的变化行为进行了详细的理论说明. 因此, 为了便于分析, 本文将温度低于 T_{pc} 的工质状态定义为类液相, 温度高于 T_{pc} 的工质状态定义为类气相, T_{pc} 视为类气-类液的“相变”温度.

需要说明的是, 与亚临界条件下相变过程以及相界面分界气-液相的现象不同, S-CO₂ 在 T_{pc} 附近“类相变”过程是连续的, 而且超临界状态下 CO₂ 的表面张力 σ 为零^[22]. 对于传统的亚临界气-液两相流传热数值计算问题, 引入的多相流计算模型需考虑相界面的表面张力效应^[23-24]. 显然, 亚临界气-液两相流传热计算模型并不适用于 S-CO₂. 因此, S-CO₂ 流动传热数值模拟属于单相流体流动传热的计算范畴, 引入两相流计算模型并跟踪“相界面”运动对传热的影响是难以实现的.

水平圆管内主流工质温度 T_b 定义:

$$T_b = \frac{\int_A \rho u c_p T dA}{\int_A \rho u c_p dA}, \quad (6)$$

对流传热系数 h 定义:

$$h = q_w / (T_{w,i} - T_b), \quad (7)$$

主流焓值 i_b 定义:

$$i_b = \frac{\int_A \rho u i dA}{\int_A \rho u dA}. \quad (8)$$

(6)–(8) 式中, ρ 为当地流体密度, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$; u 为当地流体速度, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$; T 为当地流体温度, K ; A 为水平圆管流体域横截面面积, m^2 ; q_w 为壁面热流密度, $\text{kW}\cdot\text{m}^{-2}$; i 为流体当地焓值, $\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$.

3.2 计算模型验证

为了验证本文所采用计算方法和湍流模型的可靠性与准确性, 本文基于 Adebisi 和 Hall^[12] 的

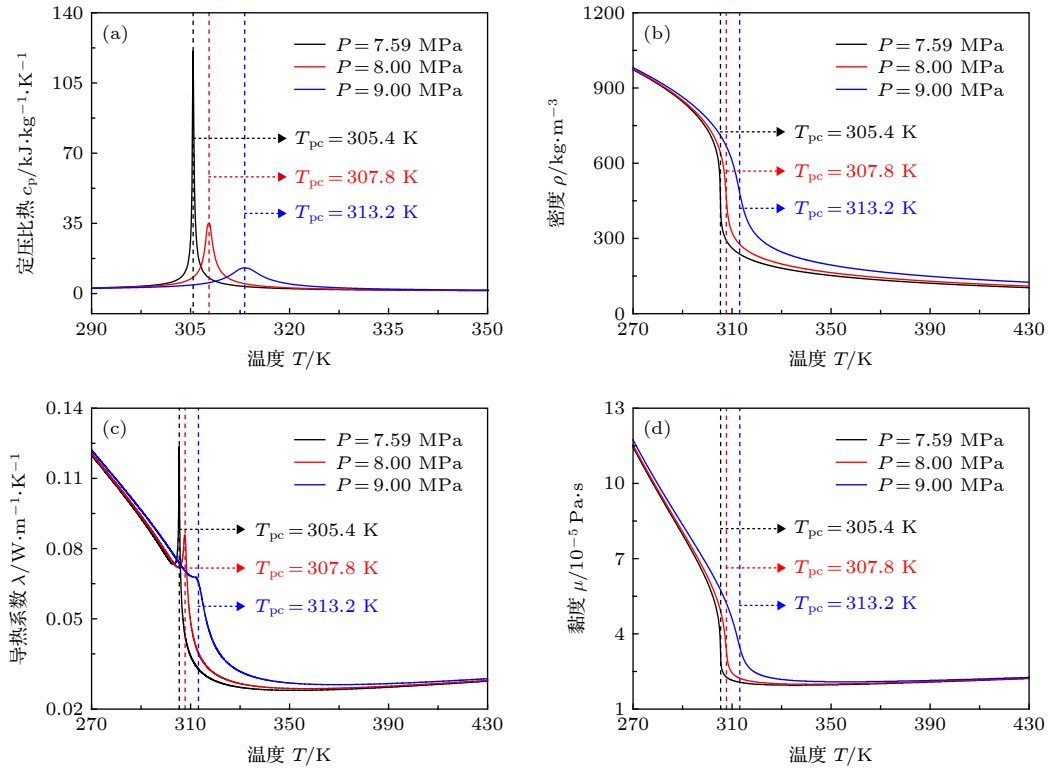


图 3 不同压力下, S-CO₂ 热物性曲线 (a) 定压比热 c_p ; (b) 密度 ρ ; (c) 导热系数 λ ; (d) 黏度 μ

Fig. 3. Thermophysical properties of S-CO₂ under different pressures: (a) Specific heat at constant pressure c_p ; (b) density ρ ; (c) thermal conductivity λ ; (d) viscosity μ .

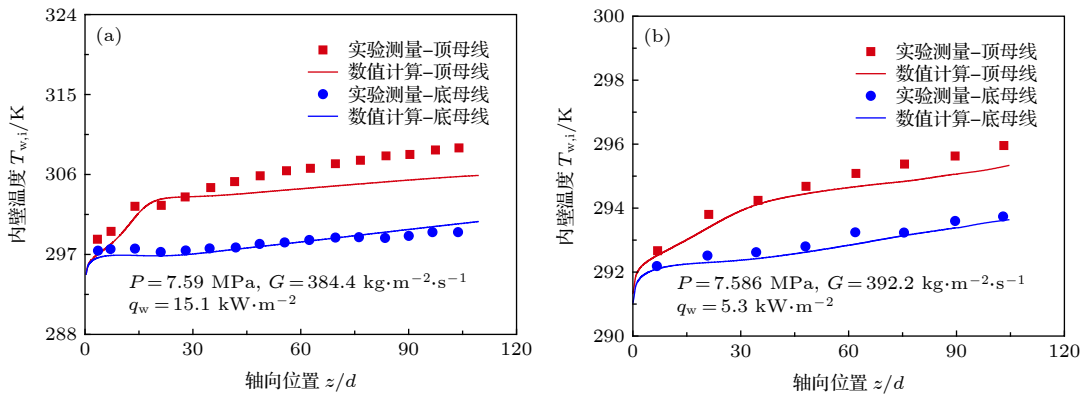


图 4 数值预测壁温与 Adebiji 和 Hall^[12] 实验数据比较

Fig. 4. Comparison of wall temperature predicted by simulation against experimental data by Adebiji and Hall^[12].

实验工况运行参数对水平圆管内 S-CO₂ 流动传热进行了数值模拟. 水平管内径为 22.14 mm, 均匀加热. 图 4 对模拟计算值与实验测量结果进行了比较, 受计算模型理想假设、几何模型简化以及实验测量误差等因素的影响, 计算值与实验值之间存在一定的偏差, 但是两者沿轴向变化趋势总体上保持一致. 图 4(a) 和图 4(b) 中计算最大偏差值分别是 1.0% 和 0.3%, 说明计算结果与实验数据吻合良好.

3.3 传热特性

本节以计算工况 $P = 8.0 \text{ MPa}$, $G = 600 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $q_w = 40 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ 为例, 主要分析了加热条件下水平圆管内 S-CO₂ 典型的流动传热特点. 图 5 给出了 S-CO₂ 在水平圆管内流动换热过程中顶母线与底母线轴向内壁温度 $T_{w,i}$ 和对流换热系数 h 、周向类气膜厚度 δ 分布的典型结果. 其中, 图 5(b) 中类气膜厚度 δ 周向分布曲线对应图 5(a) 中主流焓值 $i_b = 244.8 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ 处的圆管横截面.

需要说明的是, 为了便于分析, 以圆管横截面内工质当地温度 $T = T_{pc}$ 所处位置表征稳态时类液相与类气相的“界面”, 气-液“界面”至圆管内壁的径向距离定义为类气膜厚度 δ .

由图 5(a) 可以看出, 在加热条件下, 水平圆管加热段入口区域顶母线壁温 $T_{w,i}$ 剧烈升高, 而底母线壁温变化则比较缓和. 随着加热的不断进行, 顶母线壁温变化也逐渐趋于稳定, 但是顶母线内壁温度 $T_{w,i}$ 明显高于底母线, 并形成较大的壁温差值. 此外, 不难发现, 顶母线与底母线换热系数

h 的相对大小则与壁温分布呈相反的变化趋势. 由图 5(b) 可以看出, 水平圆管内类气膜厚度 δ 沿周向是非均匀分布的, 顶母线处类气膜厚度 δ 最大, 底母线处类气膜厚度 δ 最小甚至为零.

图 6 和图 7 分别显示了水平圆管特征横截面内 S-CO₂ 矢量速度与温度分布情况, 特征截面 A, B 和 C 的选取详见图 5(a). 其中, $i_{b,A} = 241.1 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$, $i_{b,B} = 244.8 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ 和 $i_{b,C} = 251.8 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$. 由图 6 可以看出, 随着加热的不断进行, 圆管近壁区工质密度减小甚至发生类相变, 近壁区域密度低、

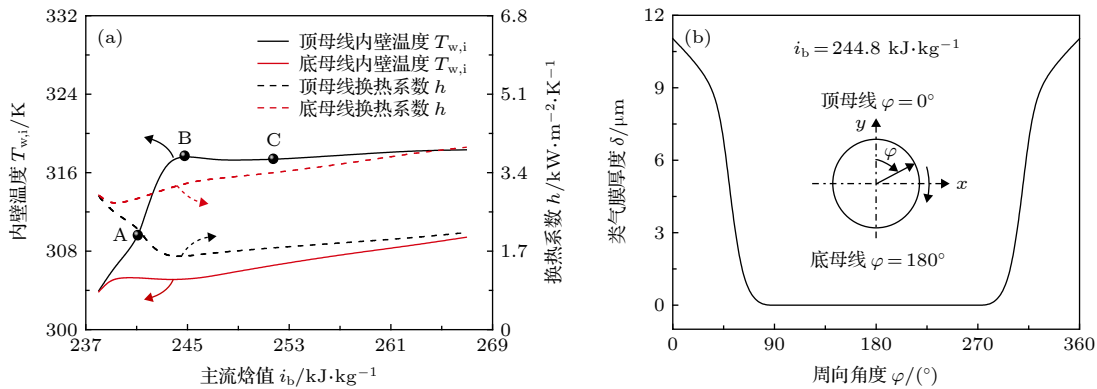


图 5 水平圆管内 S-CO₂ 传热特性典型曲线 (a) 顶母线与底母线内壁温 $T_{w,i}$ 和传热系数 h 轴向分布; (b) 类气膜厚度 δ 周向分布
Fig. 5. Typical curves of heat transfer characteristics for S-CO₂ in horizontal tube: (a) Axial distribution of inner wall temperature and heat transfer coefficient at top generatrix and bottom generatrix; (b) circumferential distribution of vapor-like film thickness.

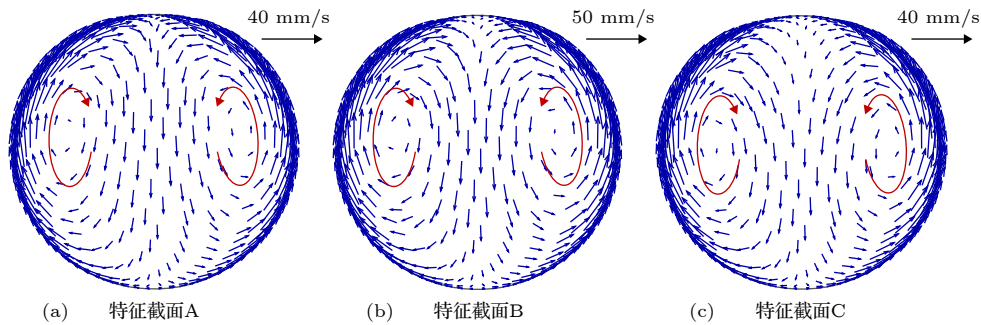


图 6 特征横截面内矢量速度分布

Fig. 6. Vector velocity distribution in the characteristic cross-sections.

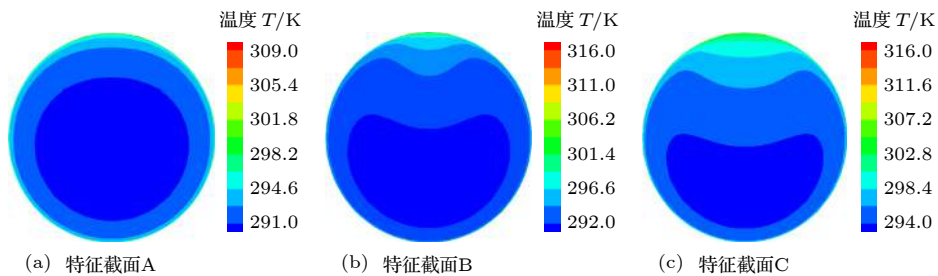


图 7 特征横截面内温度分布

Fig. 7. Temperature distribution in the characteristic cross-sections.

传热能力差的工质受浮升力的影响沿管壁向顶母线区域流动, 圆管核心区域密度高、传热能力强的工质受重力影响向底母线区域流动, 横截面内由此形成二次流. 此外, 对比图 6(a)—(c) 可以看出, 在传热阶段 A → B, 二次流速度整体有所增加, 表明近壁区类气工质将迅速汇聚至顶母线区域形成高温、低密度、传热能力弱的类气膜, 严重抑制了顶母线区域管壁热量向主流工质的传递; 在传热阶段 B → C, 二次流速度逐渐减小, 主要原因是在加热段下游区域, 近壁区工质密度与主流核心工质密度差异逐渐减小. 二次流的形成使得圆管横截面内发生流体温度和类气-类液分层现象, 而且横截面内工质的“热力学干度”沿着工质流动方向呈逐渐增加的趋势, 详见图 7. 不难发现, 以上现象与亚临界条件下水平圆管内气-液两相流动出现的现象是

相似的^[25].

图 8 显示了水平圆管特征截面内轴向速度 u 沿径向的分布情况. 由图 8 可以看出, S-CO₂ 在水平圆管内顶母线至底母线的轴向速度 u 相对于圆管中心呈不对称分布, 顶母线区域轴向速度 u 低于底母线, 因此顶母线处工质沿轴向转移来自于管壁热量的能力比底母线是更差的. 此外, 一个有趣的现象是, 随着主流焓值 i_b 的增加, 在发生壁温飞升的传热阶段 A → B, 顶母线附近工质轴向速度 u 总体逐渐减小, 而在传热阶段 B → C, 轴向速度 u 逐渐增大; 然而底母线附近工质轴向速度 u 则随主流焓值 i_b 整体总是逐渐增加的. 因此, 顶母线较厚的类气膜厚度 δ 和较低的轴向速度 u 是顶母线壁温 $T_{w,i}$ 高于底母线的重要原因.

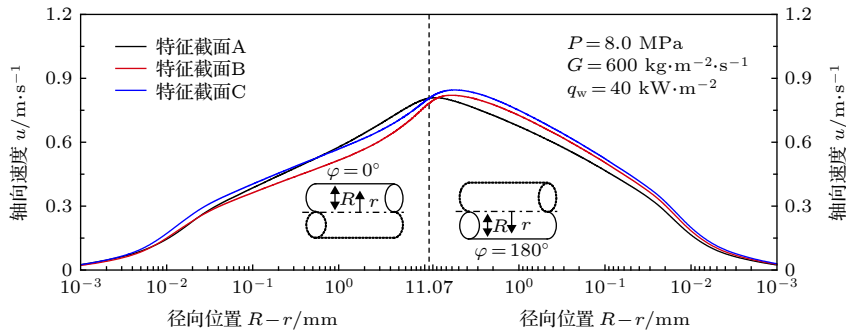


图 8 水平圆管内 S-CO₂ 轴向速度沿径向分布

Fig. 8. Radial distribution of axial velocity for S-CO₂ in horizontal tube.

3.4 热流密度对传热的影响

在保持压力 $P = 9$ MPa 和质量流速 $G = 500$ kg·m⁻²·s⁻¹ 不变条件下, 分别采用 $q_w = 30, 50$ 和 70 kW·m⁻² 评价热流密度对水平圆管内 S-CO₂ 流动换热的影响. 需要说明的是, 3.3 节中的计算结果显示顶母线壁温变化特征比底母线更为显著, 因此本文主要通过分析顶母线附近的物性分布和流场分布的特点, 探究热流密度和质量流速对传热流动的影响及原因. 此外, 为了定量地说明圆管横截面内二次流对传热的影响, 本文引入二次流动能参数 K_e 以表征二次流强度的大小^[26–28], 其表达式为

$$K_e = \frac{1}{A_C} \int_{A_C} (v^2 + w^2) dA_C, \quad (9)$$

(9) 式中, v 和 w 分别表示圆管横截面内沿 x 与

y 方向的速度分量.

图 9 展示了不同热流密度 q_w 条件下顶母线壁温 $T_{w,i}$ 及二次流强度 K_e 随主流焓值 i_b 的分布曲线. 由图 9(a) 可以看出, 随着热流密度 q_w 的增加, 顶母线壁温 $T_{w,i}$ 明显升高, 特别是加热段入口区域的壁温增加幅度逐渐剧烈, 但是在加热段下游区域, 壁温均体现出比较缓和的变化趋势. 图 9(b) 显示热流密度 q_w 越大, 二次流强度 K_e 总体水平越高, 说明横截面内将有更多的低密度工质沿管壁流动至顶母线附近. 而且, 不同热流密度条件下加热段入口区域 K_e 均先显著升高, 然后逐渐减小并呈较小幅度的变化水平. 综合图 9(a) 和图 9(b) 可以看出, 圆管横截面二次流强度 K_e 大小对管壁温度变化具有重要影响.

选取图 9(a) 中热流密度 $q_w = 30$ kW·m⁻² 和 $q_w = 70$ kW·m⁻² 工况下特征截面 A 和 A' ($i_{b,A} =$

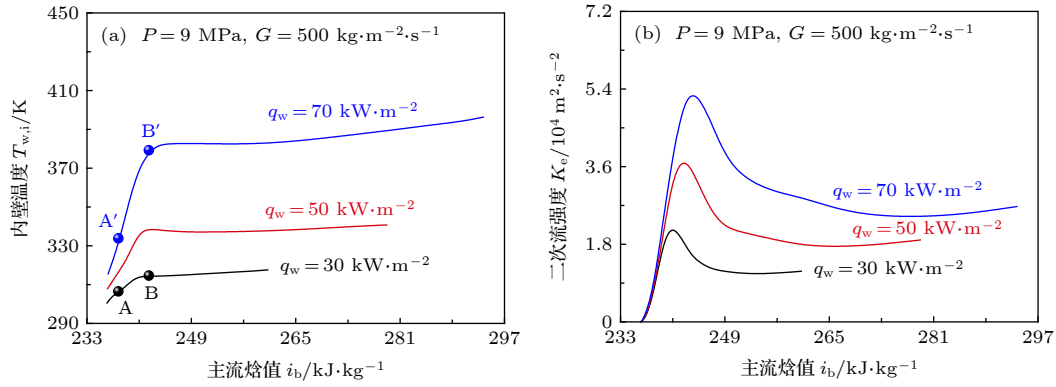


图 9 热流密度 q_w 对壁温和二次流强度的影响

Fig. 9. Influences of heat flux on wall temperature and second flow intensity.

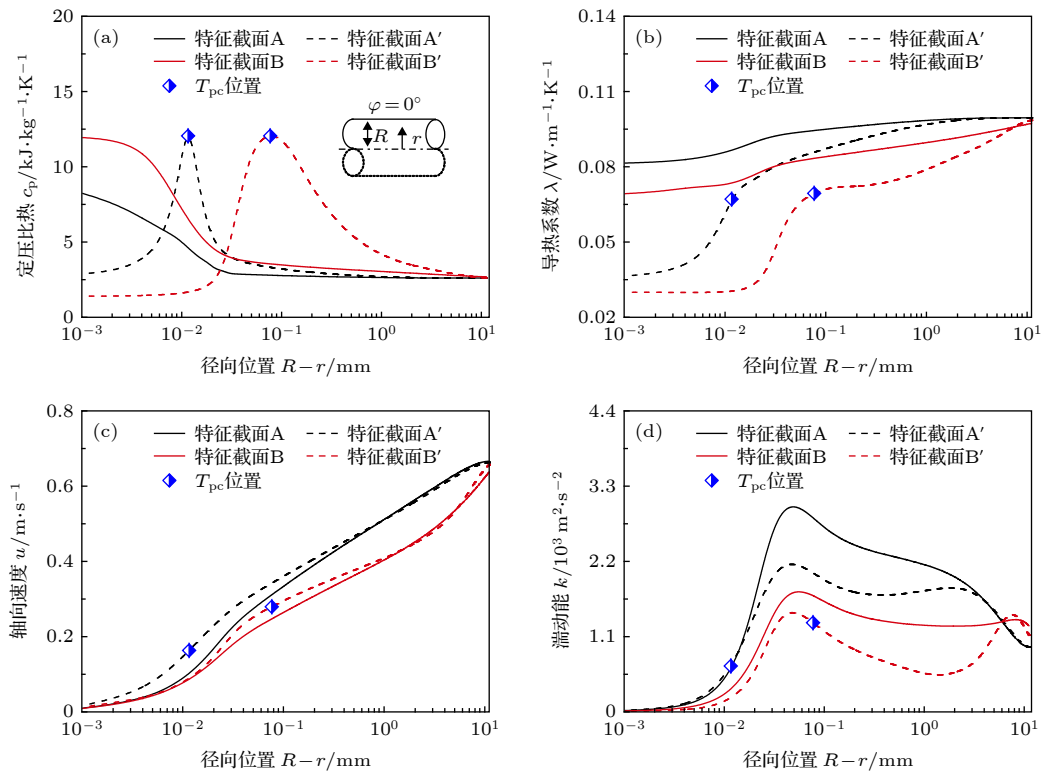


图 10 不同热流密度时, 水平圆管特征截面内热物性、轴向速度和湍动能沿径向分布曲线 (a) 定压比热 c_p ; (b) 导热系数 λ ; (c) 轴向速度 u ; (d) 湍动能 k

Fig. 10. Radial distribution curves of thermophysical properties in the characteristic cross-sections under different heat flux: (a) Specific heat at constant pressure c_p ; (b) thermal conductivity λ ; (c) axial velocity u ; (d) turbulent kinetic energy k .

$i_{b,A'} = 236.8 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$), B 和 B' ($i_{b,B} = i_{b,B'} = 242.3 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$) 分析 S-CO₂ 在不同热流密度加热条件下水平圆管内流动换热差异的原因. 图 10 显示了不同热流密度 q_w 下, 特征截面内热物性 (包括定压比热 c_p 和导热系数 λ)、轴向速度 u 和湍动能 k 沿径向分布情况. 由图 10(a) 和图 10(b) 可以看出, 热流密度 ($q_w = 30 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$) 较低时, 顶母线区域仍为密度较大的类液工质, 并未形成类气膜, 因此近壁区定压比热 c_p 和导热系数 λ 处于较高水平.

然而, 当 $q_w = 70 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ 时, 顶母线区域聚集了大量低密度类气工质并形成类气膜, 并且随着加热的进行, 类气膜逐渐增厚, 大物性变化区域逐渐远离管壁, 近壁区域表征类气膜性质的定压比热 c_p 和导热系数 λ 均较小, 弱化了近壁区类气膜的吸热能力和导热能力. 图 10(c) 显示在等焓特征截面处, 相对于低热流密度, 高热流密度时顶母线区域近壁工质在局部热加速效应作用下轴向速度 u 略大, 这有利于 S-CO₂ 沿轴向及时输运转移来自

管壁的热量. 由图 10(d) 可以看出, 高热流密度条件下顶母线区域类气膜内部及主流核心工质的湍动能 k 整体上总是较小的, 这对于管壁热量在径向向主流核心工质传递是具有抑制作用的.

综上所述可以看出, 在高热流密度条件下, 除了施加到管壁的热量增加导致管壁温度较高这一影响因素外, 顶母线区域类气膜的形成和增厚以及类气膜内部及主流核心工质较小的湍动能 k 将进一步削弱圆管壁面热量向主流工质的扩散, 这是较高热

流密度条件下加热段入口区域壁温增加幅度更剧烈且管壁温度总体更高的重要原因.

3.5 质量流速对传热的影响

图 11 展示了不同质量流速 G 条件下顶母线壁温 $T_{w,i}$ 及二次流强度 K_e 随主流焓值 i_b 的分布曲线. 由图 11(a) 可以看出, 随着质量流速 G 的增加, 顶母线壁温 $T_{w,i}$ 显著降低, 加热段入口区域的壁温增加幅度明显减小, 说明较高的质量流速可以

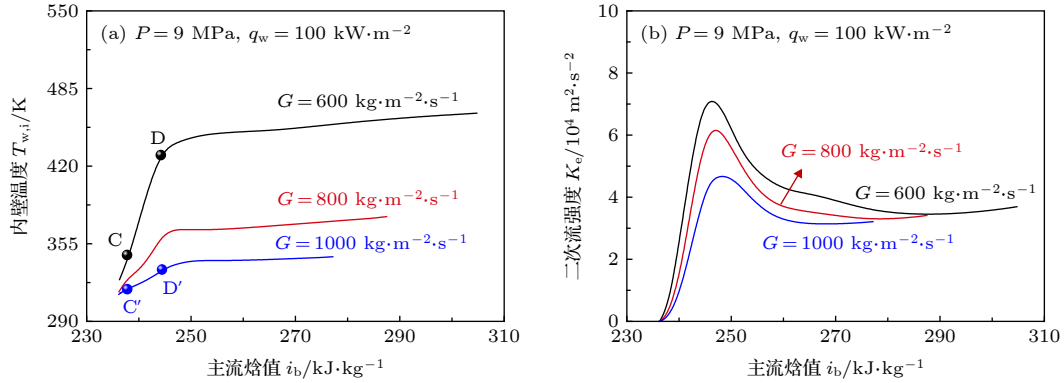


图 11 质量流速 G 对壁温和二次流强度的影响

Fig. 11. Effects of mass flux on wall temperature and second flow intensity.

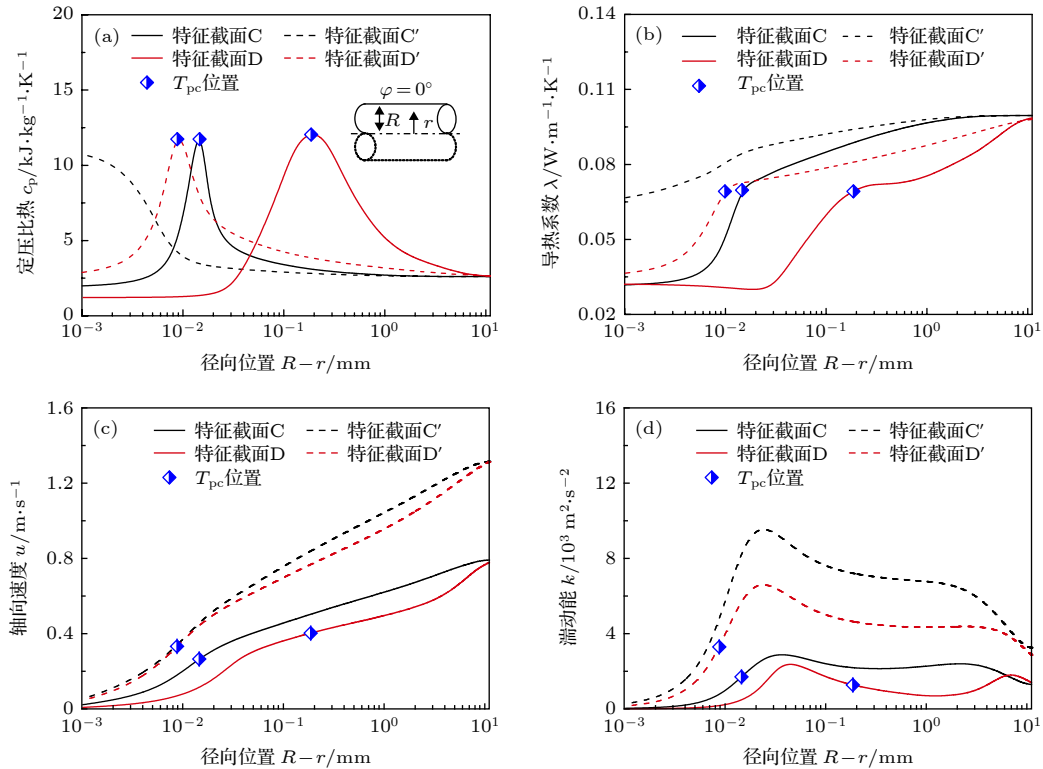


图 12 不同质量流速下, 水平圆管特征截面内热物性、轴向速度和湍动能沿径向分布曲线 (a) 定压比热 c_p ; (b) 导热系数 λ ; (c) 轴向速度 u ; (d) 湍动能 k

Fig. 12. Radial distribution curves of thermophysical properties in the characteristic cross-sections under different mass flux: (a) Specific heat at constant pressure c_p ; (b) thermal conductivity λ ; (c) axial velocity u ; (d) turbulent kinetic energy k .

有效地降低壁温并抑制加热段入口处的壁温飞升. 在加热段下游区域, 壁温同样表现出比较缓和的变化趋势. 图 11(b) 显示质量流速 G 越大, 二次流强度 K_e 总体水平越低, 而且指定质量流速 G 条件下二次流强度 K_e 变化趋势与图 9(b) 相似, 同样反映出圆管横截面二次流强度 K_e 大小与管壁温度变化的关系.

选取图 11(a) 中质量流速 $G = 600 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $G = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 工况下特征截面 C 和 C' ($\dot{q}_{b,C} = \dot{q}_{b,C'} = 238.4 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$), D 和 D' ($\dot{q}_{b,D} = \dot{q}_{b,D'} = 244.3 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$) 分析 S-CO₂ 在不同质量流速 G 条件下水平圆管内流动换热差异的原因. 图 12 显示了不同质量流速下, 特征截面内热物性、轴向速度 u 和湍动能 k 沿径向分布情况. 由图 12(a) 和图 12(b) 可以看出, 相对于高质量流速 ($G = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), 低质量流速 ($G = 600 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) 条件下, 顶母线区域更早地出现了类气膜并形成热阻较大的类气膜, 而且类气膜总是较厚的. 类气膜越厚, 大物性变化区域距离管壁越远, 近壁区类气膜性质越差. 由于类气膜不能及时有效地将管壁热量传递至主流核心区, 将导致类气温度升高, 气膜性质进一步变差. 综上所述可以看出, 顶母线区域类气膜的出现和增厚是低质量流速条件下壁温更高的主要原因之一.

图 12(c) 显示在等焓特征截面处, 相对于高质量流速, 低质量流速时顶母线区域工质轴向速度 u 总是较小的, 这不利于 S-CO₂ 沿轴向输运转移来自管壁的热量. 由图 12(d) 可以看出, 相对于高质量流速, 低质量流速时顶母线区域类气膜内部及主流核心工质的湍动能 k 整体上总是处于较低水平, 这将抑制管壁热量沿径向向主流核心工质的传递. 因此, 较低的轴向速度 u 和湍动能 k 水平是低质量流速条件下顶母线壁温更高的另一个主要原因.

4 结 论

1) SST $k-\omega$ 低雷诺数湍流模型能够比较可靠和准确地预测 S-CO₂ 在水平圆管内的流动换热情况.

2) 加热条件下, S-CO₂ 在水平圆管内的流动传热特点与亚临界压力下水平圆管内气-液两相流动传热现象是相似的. 热流密度 q_w 越高或质量流速 G 越小, 顶母线管壁温度 $T_{w,i}$ 则越高, 而且加热段入口区域管壁温度飞升幅度越剧烈.

3) 高热流密度 q_w 或低质量流速 G 条件下, 圆管横截面二次流强度 K_e 整体总是较大的, 反映出横截面内将有更多的低密度类气工质沿管壁流动至顶母线附近, 形成热阻较大的类气膜, 同时顶母线区域工质的湍动能 k 处于较低水平, 两者综合作用抑制了管壁热量沿径向向主流核心工质传递, 是管壁温度较高的主要影响因素.

4) 低质量流速 G 条件下, 顶母线附近的轴向速度 u 整体总是较小的, 这将降低 S-CO₂ 沿轴向输运转移来自顶母线管壁热量的能力, 是质量流速 G 较低时管壁温度较高的另一个重要影响因素.

参考文献

- [1] Dostal V 2004 *Ph.D. Dissertation* (Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology)
- [2] Al-Sulaiman F A, Atif M 2015 *Energy* **82** 61
- [3] Li M J, Zhu H H, Guo J Q, Wang K, Tao W Q 2017 *Appl. Therm. Eng.* **126** 255
- [4] Xu J L, Sun E H, Li M J, Liu H, Zhu B G 2018 *Energy* **157** 227
- [5] Kim H Y, Kim H R, Kang D J, Song J H, Bae Y Y 2008 *Nucl. Eng. Technol.* **40** 155
- [6] Kim D E, Kim M H 2010 *Nucl. Eng. Des.* **240** 3336
- [7] Li Z H, Jiang P X, Zhao C R, Zhang Y 2010 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **34** 1162
- [8] Kim D E, Kim M H 2011 *Int. J. Heat Fluid Flow* **32** 176
- [9] Jiang P X, Zhang Y, Xu Y J, Shi R F 2008 *Int. J. Therm. Sci.* **47** 998
- [10] Liu S H, Huang Y P, Wang J F, Leung L K H 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **117** 595
- [11] Zhu B G, Xu J L, Wu X M, Xie J, Li M J 2019 *Int. J. Therm. Sci.* **136** 254
- [12] Adebisi G A, Hall W B 1976 *Int. J. Heat Mass Transfer* **19** 715
- [13] Pidaparti S R, McFarland J A, Mikhaeil M M, Anderson M H, Ranjan D 2015 *Nucl. Eng. Radiat. Sci.* **1** 031001
- [14] Chu X, Laurien E 2016 *J. Supercrit. Fluids* **116** 172
- [15] Wang J H, Guo P C, Yan J G, Zhu F L, Luo X Q 2019 *Adv. Mech. Eng.* **11** 1687814019830804
- [16] Tanimizu K, Sadr R 2016 *Heat Mass Transfer* **52** 713
- [17] Kim T H, Kwon J G, Kim M H, Park H S 2018 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **92** 222
- [18] Wang K Z, Xu X X, Wu Y Y, Liu C, Dang C B 2015 *J. Supercrit. Fluids* **99** 112
- [19] Menter F R 1994 *AIAA J.* **32** 1598
- [20] Holman J P, Rea S N, Howard C E 1965 *Int. J. Heat Mass Transfer* **8** 1095
- [21] Banuti D T 2015 *J. Supercrit. Fluids* **98** 12
- [22] Han B X 2010 *Supercritical Fluid Science and Technology* (Beijing: China Petrochemical Press) p4 (in Chinese) [韩布兴 2010 超临界流体科学与技术(北京: 中国石化出版社) 第4页]
- [23] Yang Z, Peng X F, Ye P 2008 *Int. J. Heat Mass Transfer* **51** 1003
- [24] Da R E, Del C D 2012 *J. Heat Transfer* **134** 051019
- [25] Xu J J 2001 *Boiling Heat Transfer and Gas-liquid Two-phase Flow* (Beijing: Atomic Energy Press) pp16-19 (in Chinese)

[徐济鋈 2001 沸腾传热和气液两相流(北京: 原子能出版社) 第 16—19页]

- [26] Yang C Y, Xu J L, Wang X D, Zhang W 2013 *Int. J. Heat Mass Transfer* **64** 212
- [27] Wang X C, Xiang M J, Huo H J, Liu Q 2018 *Appl. Therm. Eng.* **141** 775

Eng. **141** 775

- [28] Yan C S, Z hu, B G, Yin S J, Sun E H, Xu J L, Liu H 2019 *Sci. Sin. Tech.* (in Chinese) [闫晨帅, 朱兵, 尹少军, 孙恩慧, 徐进良, 刘欢 2019 中国科学: 技术科学]

Numerical analysis on flow and heat transfer of supercritical CO₂ in horizontal tube*

Yan Chen-Shuai Xu Jin-Liang[†]

(Beijing Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer for Low Grade Energy,

North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

(Received 8 October 2019; revised manuscript received 31 October 2019)

Abstract

In the present study, the three-dimensional steady-state numerical simulation has been performed by using ANSYS Fluent15.0 with SST k - ω low Reynolds turbulence model to study flow and heat transfer characteristics for supercritical CO₂ in the horizontal straight tube with inner diameter $d_i = 22.14$ mm and heating length $L_h = 2440$ mm under heating condition. The reliability and accuracy of the numerical model was verified by the experimental data of flow and heat transfer of supercritical CO₂ in horizontal tube. Firstly, flow and heat transfer characteristics of supercritical CO₂ was studied in horizontal tube. Based on the assumption that the supercritical CO₂ will undergoes “phase transition” between liquid-like and vapor-like at pseudocritical temperature T_{pc} , the differences between top generatrix and bottom generatrix of horizontal tube at flow and heat transfer behaviors were revealed. The results show flow and heat transfer characteristics of supercritical CO₂ in horizontal tube are similar to those under subcritical pressure. Then, the influences of heat flux q_w and mass flux G on flow and heat transfer of supercritical CO₂ were analyzed. The higher heat flux q_w is or the smaller mass flux G is, the higher inner wall temperature $T_{w,i}$ at top generatrix is. The reasons for difference in the distribution of inner wall temperature $T_{w,i}$ at top generatrix under different heat flux q_w and mass flux G were explained by capturing detailed information about thermophysical properties distribution including specific heat at constant pressure c_p and thermal conductivity λ , axial velocity distribution and turbulent kinetic energy distribution in the fluid domain. It is observed that vapor-like film thickness δ , vapor-like film property characterized by specific heat at constant pressure c_p and thermal conductivity λ , axial velocity u and turbulent kinetic energy k are the main factors affecting the difference in inner wall temperature distribution at top generatrix. The present work can provide a theoretical guidance for design and safe operation of heat exchanger for supercritical CO₂ Brayton cycle.

Keywords: supercritical CO₂, horizontal flow, heat transfer, numerical simulation

PACS: 44.05.+e, 44.15.+a, 44.27.+g

DOI: 10.7498/aps.69.20191513

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFB0601801) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant Nos. 2018ZD02, 2019QN017).

[†] Corresponding author. E-mail: xjl@ncepu.edu.cn