

研究论文

基于低 Reynolds 数 $k-\varepsilon$ 模型的超临界流体 对流换热的快速计算模型

毛宇飞, 郭烈锦, 白博峰

(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 陕西 西安 710049)

摘要: 基于边界层理论, 针对管内变物性湍流流动, 建立了一种简单的数值模型, 对超临界压力下水在直管内的湍流强制对流换热进行了数值研究。计算结果与实验数据比较表明, 该数值模型不仅能正确地反映超临界工况下压力、质量流速和壁面热通量等参数对传热系数的影响, 而且整个计算过程简洁而高效; 计算中分别应用了两种均由 Jones 和 Launder 提出的低 Reynolds 数 $k-\varepsilon$ 湍流模型 (JL 模型), 发现 JL1 模型 ($c_1=1.55$) 适用于常物性管流, 但在模拟超临界工况时计算值比实验值偏低很多; JL2 模型 ($c_1=1.45$) 明显高估了常物性管流的传热系数, 但在模拟超临界工况时在大部分参数范围内有着良好的预测精度。

关键词: 超临界; 对流换热; 变物性; 低 Reynolds 数 $k-\varepsilon$ 模型

中图分类号: TK 124

文献标识码: A

文章编号: 0438-1157 (2010) 02-0281-08

Calculation model for convective heat transfer of supercritical fluids by low Reynolds number $k-\varepsilon$ model

MAO Yufei, GUO Liejin, BAI Bofeng

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong
University, Xi'an 710049, Shaanxi, China)

Abstract: Based on the boundary layer theory, a new simple numerical model is proposed by taking into account the effect of variable physical properties. Numerical simulations are carried out to investigate the turbulent convective heat transfer of water in tubes at the supercritical pressure (SCP). The comparison of the simulation with experiment data shows that the proposed model gives correct results about the effects of pressure, mass flux and wall heat flux on the heat transfer for variable-property flow at the SCP and saves considerable computation time. Two low Reynolds number $k-\varepsilon$ turbulence models by Jones and Launder (JL) to predict heat transfer of water at the SCP are evaluated. The JL1 model ($c_1 = 1.55$) agrees well with the constant-property flow but greatly underestimates the heat transfer coefficient under the SCP condition. The JL2 model ($c_1 = 1.45$) significantly overestimates the heat transfer coefficient for the constant-property flow, but it exhibits a good prediction in a wide range of parameters under the SCP condition.

Key words: supercritical; convective heat transfer; variable-property; low Reynolds number $k-\varepsilon$ model

2009-07-03 收到初稿, 2009-09-16 收到修改稿。

联系人及第一作者: 毛宇飞 (1979-), 男, 博士研究生。

基金项目: 国家自然科学基金重点项目 (50536020); 国家自然科学基金创新群体项目 (50821604)。

Received date: 2009-07-03.

Corresponding author: MAO Yufei, yfmao@stu.xjtu.edu.cn

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (50536020, 50821604).

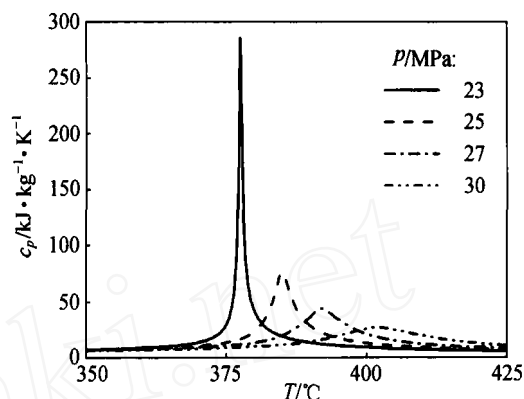
引 言

随着应用领域不断拓展和技术不断进步^[1-2], 超临界压力下流体在管内湍流对流换热规律的研究越来越受到工程传热界的重视。超临界(压力)流体传热实验通常在高温高压的条件下进行, 故实验成本一般较高, 同时鉴于超临界压力下流体始终处于单相状态, 相应流动传热问题的模化较为简单, 因此许多学者对超临界压力流体管内对流换热特性进行了数值模拟^[3-10]。数值模拟的精度在很大程度上取决于计算中所选用的湍流模型, 现有的各种湍流模型都有各自的适用范围, 对各类问题预测性能都优良的模型目前还没有, 一些学者^[6-10]分别对各类湍流模型进行了考察, 以求能找到适用于模拟超临界变物性工况的湍流模型, 但不同学者得出的结论并不一致。超临界压力下流体的传热具有特殊性, 其根本原因是流体的物性在拟临界点附近随温度变化很大, 于是流动过程和传热过程是相互耦合的, 在数值模拟过程中各控制方程需联立求解, 且每个迭代层次都要更新物性, 因此计算工作量通常很大。

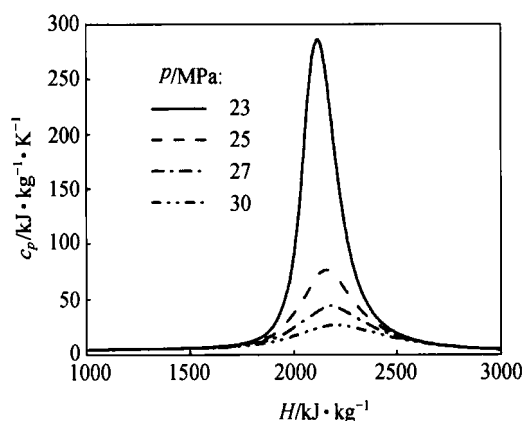
本文基于边界层理论, 通过引入合理的假设, 对管内变物性湍流强制对流换热问题及相应的控制方程组进行简化, 从而建立一种简单而有效的数值计算模型, 并对超临界压力下水在直管内的湍流强制对流换热特性进行数值模拟, 模拟结果与已发表的实验数据进行比较, 考察压力、壁面热流密度和质量流速等参数对传热系数的影响, 评估传统低 Reynolds 数 $k-\epsilon$ 湍流模型在变物性条件下的适用性。

1 物理问题及其简化

图 1 (a)、(b) 分别显示了超临界压力下水的比定压热容随温度和焓值的变化特性。由图 1 (a) 可知, 在临界压力以上, 不同压力时都存在一个比定压热容最大的点, 该点通常称为拟临界点, 它对应的温度称为拟临界温度, 随着压力的升高, 拟临界温度也逐渐升高, 而比定压热容的峰值逐渐减小; 由图 1 (b) 可知, 不同超临界压力下, 比定压热容在大致相同的焓值区间内(约为 1800~2500 $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$) 增幅较快, 故特将该区域称为拟临界区域。流体的其他热物性, 如密度(见图 2)、黏性系数和热导率等, 在跨越拟临界点时也将发生



(a) isobaric specific heat versus temperature



(b) isobaric specific heat versus specific enthalpy

图 1 超临界压力下水的比定压热容的变化特性

Fig. 1 Isobaric specific heat of water at supercritical pressures

剧烈变化, 且压力越接近临界压力, 物性变化越剧烈, 流体物性在拟临界区域内的剧烈变化将对流体的流动和传热过程产生重大影响。

目前, 对于超临界压力下管内对流换热问题, 若建立二维或三维数学模型计算时, 流场的求解仍大多采用常规的 SIMPLE 系列算法, 即认为速度的变化仅与压力的变化有关。然而, 超临界压力下流体的密度在拟临界点附近随温度变化很大(如图 2 所示), 此时, 严格来说流动应作为可压缩流动处理, 即速度的变化不仅因为压力的变化而致, 也由于密度的变化所造成。因此, 密度变化越剧烈, 常规 SIMPLE 系列算法的适用性就越差。由于变物性问题的特殊性和复杂性, 如何对常规 SIMPLE 系列算法进行改进使之适用于超临界工况至今仍未得到解决, 本文的目标不在该算法的改进, 而是通过建立简化的数值模型, 在求解流场时绕开 SIMPLE 系列算法, 从而得到针对变物性对流换热问题的一种快速计算方法。

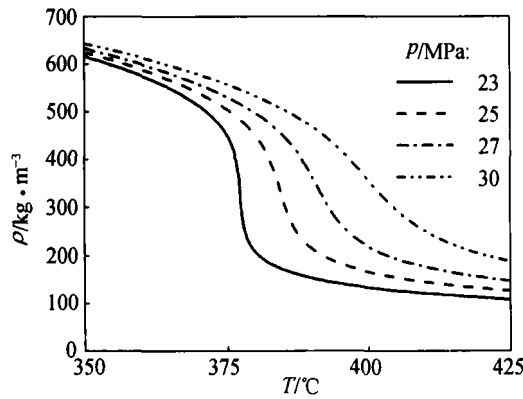


图 2 超临界压力下水的密度随温度的变化
Fig. 2 Variation of density of water with temperature at supercritical pressures

本文以超临界压力下水在直管内的湍流强制对流换热问题为研究对象。工程实际中，对于正常的超临界传热工况（即非传热恶化工况），浮力效应和加速效应一般可以忽略，于是假设该问题可按边界层型问题处理，并认为流动近似充分发展，忽略径向流动，从而将直管内的对流换热简化为一维问题考虑。如图 3 所示，工质流经一直管，管壁为均匀热流密度边界条件，对于某一超临界工况，在压力 p 、质量流速 G 、壁面热通量 q_w 及管径 d 给定的条件下，要求计算一定焓值区间内 ($H_{in} \sim H_{out}$) 不同主流焓值 H_b 所对应的传热系数。

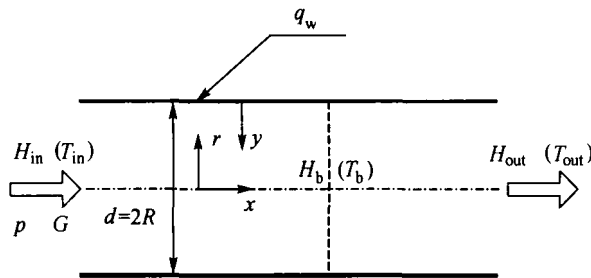


图 3 物理模型
Fig. 3 Physical model

2 数值模型及方法

2.1 控制方程

对于直管内湍流强制对流换热问题，根据边界层理论，通过数量级分析，并忽略径向流动，从而将管内对流换热作为一维导热型问题来求解。动量方程和能量方程简化为：

轴向速度 u 方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial r} \right] + \left(-\frac{dp}{dx} \right) = 0 \quad (1)$$

温度 T 方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \frac{\rho}{\rho_b} \frac{c_p}{c_{pb}} \frac{u}{u_m} \frac{4q_w}{d} = 0 \quad (2)$$

认为流动截面上的轴向压降梯度为定值，定义下列量纲 1 量

$$\eta = \frac{r}{R}, U = \frac{\mu_b u}{(-dp/dx)R^2}, \Theta = \frac{T_w - T}{q_w d / \lambda_b} \quad (3)$$

对式 (1) 量纲 1 化得到量纲 1 轴向速度 U 方程

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\mu}{\mu_b} \left(1 + \frac{\mu_t}{\mu} \right) \frac{\partial U}{\partial \eta} \right] + 1 = 0 \quad (4)$$

Darcy 摩擦阻力系数 f 与截面上工质的主流平均量纲 1 流速 U_m 存在如下关系

$$f Re_b = \left(-\frac{dp}{dx} \right) \frac{2d}{\rho_b u_m^2} \frac{\rho_b u_m d}{\mu_b} = \frac{8}{U_m} \quad (5)$$

对式 (2) 量纲 1 化得到量纲 1 过余温度 Θ 方程

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\lambda}{\lambda_b} \left(1 + \frac{\mu_t}{\mu} \frac{Pr}{Pr_t} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right] + \frac{\rho}{\rho_b} \frac{c_p}{c_{pb}} \frac{U}{U_m} = 0 \quad (6)$$

Nusselt 数与截面上工质的主流平均量纲 1 过余温度 Θ_b 存在如下关系

$$Nu_b = \frac{hd}{\lambda_b} = \frac{q_w}{T_w - T_b} \frac{d}{\lambda_b} = \frac{1}{\Theta_b} \quad (7)$$

迭代计算过程中，一轮计算完后得到相应的量纲 1 过余温度场 $\Theta(I)$ 和 Θ_b ，则

$$T(I) = T_b + \frac{q_w d [\Theta_b - \Theta(I)]}{\lambda_b} \quad (8)$$

根据式 (8) 计算得到的真实温度场 $T(I)$ 来更新物性，直至收敛。

2.2 湍流模型

$k-\epsilon$ 两方程湍流模型在工程计算中得到了广泛应用，它一般可分为高 Reynolds 数 $k-\epsilon$ 模型和低 Reynolds 数 $k-\epsilon$ 模型。采用高 Re $k-\epsilon$ 模型时，近壁区内的流动不进行求解，而采用壁面函数法处理，即直接采用半经验公式将壁面上的物理量与湍流核心区内的求解变量联系起来，故不能对近壁区内的流动进行“细致”的研究。为了得到黏性底层和过渡层内的“真实”流场信息，本文在计算中采用低 Re $k-\epsilon$ 模型。同样基于边界层理论，Jones 等^[11-12]提出的低 Re $k-\epsilon$ 方程可简化为

湍动能 k 方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho \epsilon - 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 = 0 \quad (9)$$

耗散率 ϵ 方程

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + \left[c_1 f_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - c_2 f_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + 2 \frac{\mu \mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right)^2 \right] = 0 \quad (10)$$

对 $k-\epsilon$ 方程也作量纲 1 化处理, 定义

$$K = \frac{k}{u_m^2}, E = \frac{R^2 \rho_b \epsilon}{\mu_b u_m^2} \quad (11)$$

对式 (9) 量纲 1 化得到量纲 1 湍动能 K 方程

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\mu}{\mu_b} \left(1 + \frac{\mu}{\mu} \frac{1}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial \eta} \right] + \frac{\mu}{\mu_b} \frac{\mu}{\mu} \left[\frac{\partial (U/U_m)}{\partial \eta} \right]^2 - \frac{\rho}{\rho_b} E - 2 \frac{\mu}{\mu_b} \left(\frac{\partial \sqrt{K}}{\partial \eta} \right)^2 = 0 \quad (12)$$

对式 (10) 量纲 1 化得到量纲 1 耗散率 E 方程

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta \frac{\mu}{\mu_b} \left(1 + \frac{\mu}{\mu} \frac{1}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial \eta} \right] + c_1 f_1 \frac{E}{K} \frac{\mu}{\mu_b} \frac{\mu}{\mu} \left[\frac{\partial (U/U_m)}{\partial \eta} \right]^2 - c_2 f_2 \frac{\rho}{\rho_b} \frac{E^2}{K} + 2 \frac{\rho_b}{\rho} \left(\frac{\mu}{\mu_b} \right)^2 \frac{\mu}{\mu} \left[\frac{\partial^2 (U/U_m)}{\partial \eta^2} \right]^2 = 0 \quad (13)$$

湍流 Reynolds 数 Re_t 的计算表达式为

$$Re_t = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon} = \frac{\rho}{\rho_b} \frac{\mu_b}{\mu} \left(\frac{Re_b}{2} \right)^2 \frac{K^2}{E} \quad (14)$$

湍流动力黏性系数 μ_t 的计算表达式为

$$\frac{\mu_t}{\mu} = \frac{c_\mu f_\mu \rho k^2}{\mu \epsilon} = c_\mu f_\mu \frac{\rho}{\rho_b} \frac{\mu_b}{\mu} \left(\frac{Re_b}{2} \right)^2 \frac{K^2}{E} \quad (15)$$

Jones 等^[11-12] 分别于 1972 年和 1973 年提出的低 Re $k-\epsilon$ 模型 (以下简称 JL 模型) 中系数的取值略有区别, JL1 模型^[11] 中 c_1 取 1.55, 而 JL2 模型^[12] 中 c_1 取 1.45, 其余系数完全一致 ($c_\mu = 0.09$, $c_2 = 2.0$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$), 这两个模型均是针对边界层型流动建立的。在 JL 模型中 f_1 取 1, f_2 和 f_μ 的计算式分别为

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-Re_t^2) \\ f_\mu = \exp[-2.5/(1 + Re_t/50)] \quad (16)$$

2.3 边界条件和数值方法

将动量方程、能量方程及 $k-\epsilon$ 方程作量纲 1 化处理有两大优点: ① 可以从中清楚地看出常物性问题与变物性问题的区别; ② 量纲 1 化得到的 U 方程、 K 方程、 E 方程及 Θ 方程, 它们的边界条件较为简单, 并且在形式上完全一致, 这给程序编制带来了极大方便。各控制方程的边界条件可统一写成如下形式

$$\eta = 0, \frac{\partial \phi}{\partial \eta} = 0; \eta = 1, \phi = 0 \quad (17)$$

U 方程、 K 方程、 E 方程及 Θ 方程构成了管内一维变物性湍流对流换热封闭数值模型, 它们由控制容积积分法离散。计算区域的离散采用区域离散法 B, 为了能有效地分辨管道内壁面附近处较大的速度梯度和温度梯度, 径向采用非均分网格, 沿管心向管壁定比加密。计算时为确保在黏性底层内

布置较多的节点, 规定与壁面相邻的第一个节点的量纲 1 距离 y^+ 必须小于 0.1。对于超临界压力下的单相变物性流动, 质量流速 (或 Re) 越高、物性变化越剧烈以及管径越大, 得到精确计算结果所需的网格数就越多。经反复数值试验, 对于本文所有的计算工况, 相邻径向网格宽度之比取 1.08, 网格数取 200。

计算过程中物性的更新直接调用国际水和水蒸气性质协会 1995 年版科研用水物性源程序 (IAP-WS-95)^[13] 计算。由于存在物性的剧烈变化, 因此对所有求解变量和物性均采用了亚松弛处理。当所有的求解变量满足相邻两次迭代的相对偏差小于 10^{-6} 时, 认为数值解收敛。

3 计算结果与分析

3.1 常物性工况

先模拟常物性工况, 对数值模型和计算程序进行验证, 计算结果与经验关系式比较, 本文计算工况的 Re 较大, 故选用 Petukhov 关系式^[14]

$$Nu = \frac{(f/8) Re Pr}{1.07 + 12.7 (f/8)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (18)$$

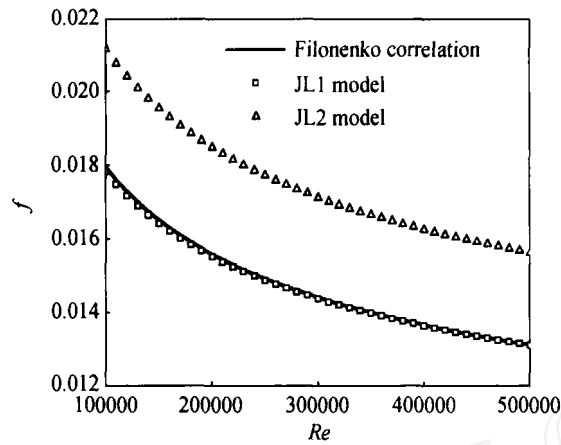
式 (18) 的适用范围是 $Re = 10^4 \sim 5 \times 10^6$, $Pr = 0.5 \sim 2000$ 。Darcy 摩擦阻力系数 f 采用 Filonenko 关系式计算

$$f = (1.82 \lg Re - 1.64)^{-2} \quad (19)$$

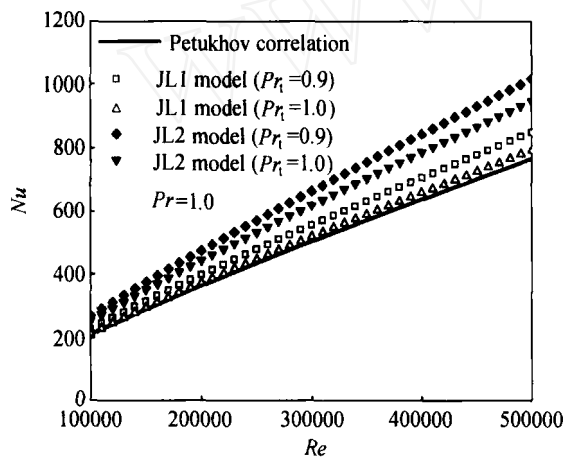
应用 JL 低 Re $k-\epsilon$ 模型对常物性工况 ($Re = 10^5 \sim 5 \times 10^5$, $Pr = 1$) 进行数值模拟, 计算结果如图 4 所示。图 4 (a) 给出了摩擦阻力系数的模拟结果, 由图可知, 应用 JL1 模型的模拟结果与 Filonenko 关系式吻合极好, 相对偏差在 -1% 以内; 而应用 JL2 模型的模拟结果要比 Filonenko 关系式计算值偏高 18% 左右。图 4 (b) 给出了 Nu 的模拟结果, 由图可知, Nu 的模拟结果受到湍流 Prandtl 数 Pr_t 取值的影响, 计算中 Pr_t 一般取 $0.9 \sim 1$ 间的常数, Pr_t 越小, 计算得到的 Nu 越大; Pr_t 取 1 时, 应用 JL1 模型的模拟结果与 Petukhov 关系式间的相对偏差在 3% 左右, 当 Pr_t 取 0.9 时, 偏差增大到 8% 左右; 应用 JL2 模型的模拟结果与 Petukhov 关系式间的相对偏差较大, Pr_t 取 1 时, 偏差在 22% 左右, 当 Pr_t 取 0.9 时, 偏差已在 30% 以上。常物性工况模拟结果表明, JL1 模型适用于常物性管流, 而 JL2 模型不适用。

3.2 超临界工况

3.2.1 一个典型的超临界工况 图 5 给出了一个



(a) Darcy friction factor versus Reynolds number



(b) Nusselt number versus Reynolds number

图 4 常物性工况模拟结果

Fig. 4 Comparison of simulation with empirical correlations for constant-property flow

典型超临界工况 ($d = 10 \text{ mm}$, $p = 24.5 \text{ MPa}$, $G = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $q_w = 465 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$) 的模拟结果。由图可知, 在拟临界区域内, 传热得到强化, 并且存在一个最大传热系数, 超临界压力下传热系数 h 随工质温度的变化特性与比定压热容随温度的变化特性 (见图 1) 极为相似, 故传热强化现象可由比定压热容在拟临界区域内急剧增大来解释。模拟结果与 Yamagata 等^[15] 的实验数据进行比较表明, 适用于常物性管流的 JL1 模型在拟临界区域内的计算结果要比实验数据明显偏低, 而 JL2 模型的模拟结果与实验数据相对吻合较好, 且 Pr_1 取 0.9 时的预测精度要优于 Pr_1 取 1 时的。在后面的计算中, 湍流模型采用 JL2 $k-\epsilon$ 模型, Pr_1 取 0.9。

3.2.2 压力对传热的影响 在管径、质量流速和壁面热通量一定的条件下 ($d = 10 \text{ mm}$, $G = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $q_w = 465 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$), 模拟压力对

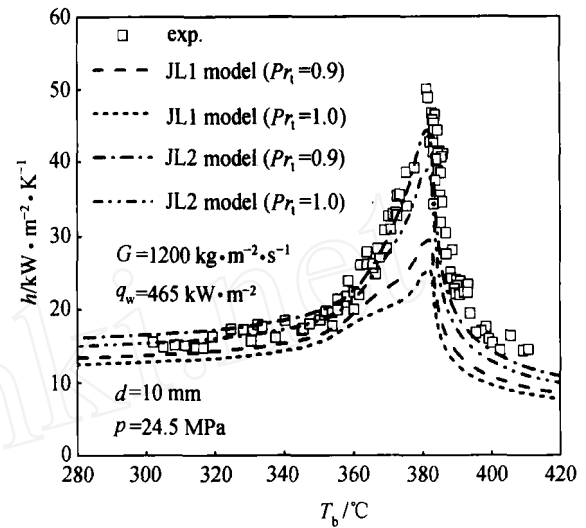


图 5 典型超临界工况的模拟结果

Fig. 5 Comparison of simulation with experimental data for typical supercritical heat transfer

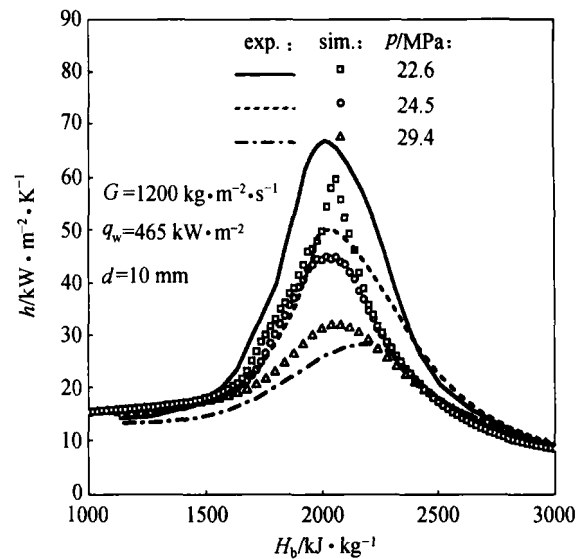


图 6 超临界压力下压力对传热系数的影响

Fig. 6 Effect of pressure on heat transfer coefficients at supercritical pressures

传热系数的影响, 计算结果如图 6 所示。由图可知, 拟临界区域内传热强化的程度随压力 p 的升高而逐渐减弱, 相应最大传热系数也逐渐减小, 这也正与超临界压力下比定压热容随压力和温度的变化特性类似。模拟结果与 Yamagata 等^[15] 的实验曲线进行比较表明, 当压力为 22.6 MPa 时, 拟临界区域内的预测值比实验值明显偏低, 这说明当压力非常接近临界压力 (22.064 MPa) 时, JL2 湍流模型的适用性较差; 当压力为 24.5 MPa 时, 预测值与实验值相对吻合较好, 在高焓值区, 预测值略低于实验值; 当压力为 29.4 MPa 时, 在焓值低于

2200 kJ · kg⁻¹ 的区域, 预测值要略高于实验值。

3.2.3 壁面热通量对传热的影响 在管径、压力和流速一定的条件下 ($d=10\text{ mm}$, $p=24.5\text{ MPa}$, $G=1200\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), 模拟壁面热通量对传热系数的影响, 计算结果如图 7 所示。由图可知, 在拟临界区域外的低焓值区和高焓值区, 壁面热通量对传热系数的影响不大; 但在拟临界区域内, 随着热通量的增大, 传热强化作用逐渐削弱, 相应最大传热系数也逐渐减小。模拟结果与 Yamagata 等^[15] 的实验曲线进行比较表明, 对于低热通量 ($q_w = 233\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$) 和中等热通量 ($q_w = 465\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$) 工况, 预测值与实验值吻合良好; 但当热通量较高时 ($q_w = 698\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$), 拟临界区域内的预测值要比实验值偏低很多。

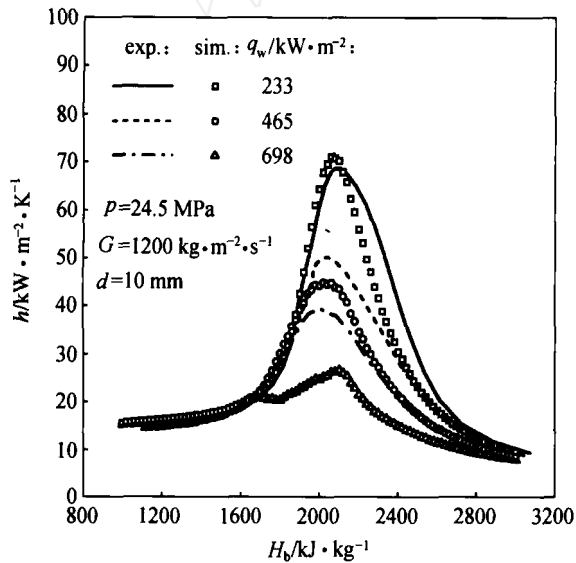


图 7 超临界压力下壁面热通量对传热系数的影响
Fig. 7 Effect of wall heat flux on heat transfer coefficients at supercritical pressures

图 8 给出了 Yamagata 等^[15] 的另外一个实验段 ($d=7.5\text{ mm}$) 在不同热通量工况下壁温的模拟结果, 可以看出, 计算值与实验数据吻合良好 (包括高热通量工况)。本文计算模型的预测精度要略优于 Yang 等^[9] 采用的计算模型 (采用 STAR-CD 软件, 二维控制方程, 湍流模型应用 Hassid-Poreh 双层 $k-\epsilon$ 模型和标准高 $Re\ k-\epsilon$ 模型)。

本文计算模型在模拟两种不同管径 ($d=10\text{ mm}$ 和 $d=7.5\text{ mm}$) 实验段的高热通量工况 ($q_w = 698\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$) 时表现出了不同的预测性能 (图 7 和图 8), 其原因一方面可能是由于管径对传热的影响, 另一方面则可能是由于实验数据本身存在着一定的不确定度。由图 8 可知, 工质的主流温度

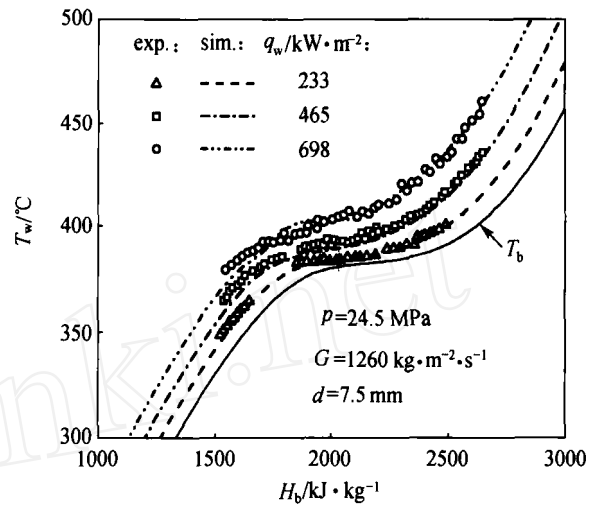


图 8 超临界压力下壁面热通量对壁温的影响
Fig. 8 Effect of wall heat flux on wall temperature at supercritical pressures

T_b 在拟临界区域内随焓值的变化很小, 特别是拟临界点附近 (对应拟临界焓值约为 $2145.5\text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$)。在超临界传热实验中, 壁面热通量及不同管道截面处对应的流体温度是根据进出口测得的工质温度/焓值推算得到, 当工质的入口或出口温度处于拟临界点附近时, 微小的温度测量误差可能会导致较大的焓值计算误差, 进而导致较大的传热系数计算误差, 因此拟临界区域内的传热实验数据往往具有一定的随机性和分散性, 并表现为根据某一实验段数据得到的经验换热关系式往往无法直接推广至其他实验段。

3.2.4 质量流速对传热的影响 在管径、压力和壁面热通量一定的条件下 ($d=12\text{ mm}$, $p=25\text{ MPa}$, $q_w=400\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$), 模拟质量流速对传热系数的影响, 计算结果如图 9 所示。由图可知, 质量流速越大, 即强制对流作用越强, 传热效果越好, 相应最大传热系数也越大。模拟结果与文献 [5] 实验数据进行比较表明, 在焓值低于 $2100\text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ 的区域, 预测值略高于实验值; 在焓值低于 $2100\text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ 的区域, 预测值与实验值吻合良好。

3.2.5 水平管超临界工况 以上的计算工况均是针对垂直圆管, 对于水平圆管内超临界传热工况, 若浮力的影响可以忽略, 也可采用本文的数值模型来模拟, 对文献 [16] 一组水平管实验工况 ($d=6.3\text{ mm}$, $p=24.4\text{ MPa}$, $G=662\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $q_w=195\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$) 的模拟结果如图 10 所示, 可见计算值与实验数据吻合良好。

由图 5~图 10 可以看出, 本文的数值模型能

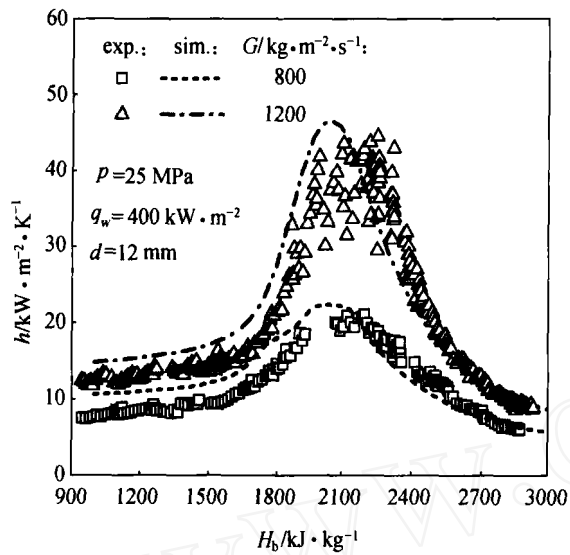


图9 超临界压力下质量流速对传热系数的影响

Fig. 9 Effect of mass flux on heat transfer coefficients at supercritical pressures

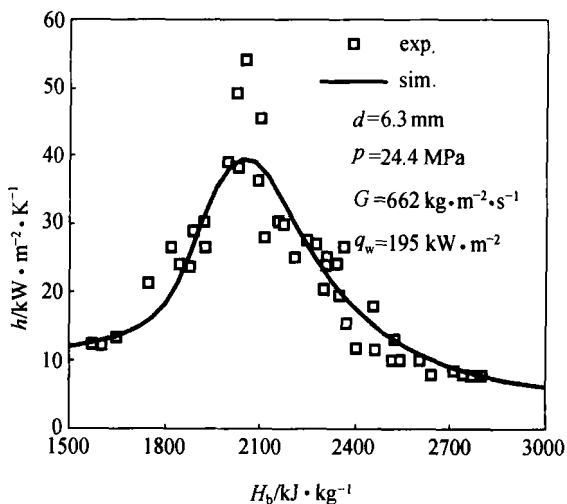


图10 水平管超临界工况模拟结果

Fig. 10 Comparison of simulation with experimental data for supercritical buoyancy-unaffected horizontal flows

正确地反映超临界工况下压力、质量流速和壁面热通量等参数对传热系数的影响, 湍流模型采用 JL2 $k-\epsilon$ 模型得到的模拟结果在大部分参数范围内与实验数据符合良好, 其预测精度与一些学者^[3,8,10]采用二维数值模型模拟的精度相当, 而计算工作量大大减少。经大量计算发现, 以水为工质, 对于正常的超临界传热工况, 当满足 $p/p_c > 1.05$ (p_c 为临界压力) 和 $q/G < 0.4 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ 时, 本文计算模型 (应用 JL2 湍流模型) 与相关实验数据的相对偏差基本在 $\pm 20\%$ 范围内, 且压力越远离临界压力、热通量相对越低, 预测精度越高。然而, 对于压力非常接近临界压力和壁面热通量较高的工况, 预测值

与实验值之间的偏差相对较大, 这一方面是由于本文引入的边界层型流动假设所致, 但更重要的原因是湍流模型本身引起的。现有的湍流模型 (包括 JL 模型) 几乎都是基于常物性流动发展起来的, 其中的一些经验常数是否适用于变物性流动有待商榷。压力越接近临界压力, 拟临界区域内流体物性变化越剧烈, 而壁面热通量越高, 边界层内 (特别是黏性底层内) 的温度梯度越大, 物性变化也就越剧烈, 于是传统的湍流模型在这两种情况下的适用性就越差。

4 结论

(1) 基于边界层理论, 导出了直管内变物性流体湍流对流换热的一维量纲 1 控制方程组, 以此建立的数值计算模型对超临界传热工况的模拟结果表明, 该模型不仅能正确地反映超临界压力下流体的变物性对流换热规律, 且计算工作量要大大减少。

(2) JL1 低 Reynolds 数 $k-\epsilon$ 湍流模型适用于常物性管流, 但应用它来模拟超临界工况时发现在拟临界区域内计算值要比实验值偏低许多; JL2 低 Reynolds 数 $k-\epsilon$ 湍流模型在模拟常物性管流时, 传热系数的预测值明显高于经验关系式, 但应用它来模拟超临界工况时发现, 在大部分参数范围内, 传热系数的预测值与实验值吻合良好。

(3) 对于压力比较接近临界压力和壁面热通量相对较高的工况, 在拟临界区域内, 模拟结果与实验数据之间存在较大偏差, 表明物性变化越剧烈, 边界层型流动假设和传统湍流模型的适用性越差。

(4) 从工程计算的角度, 本文的计算模型具有较高的预测精度, 而且使用方便、计算简捷, 但该计算模型仅适用于边界层型流动。对于超临界工况下浮力影响不可忽略的有回流的复杂流动, 需要建立二维或三维的计算模型来模拟, 此时存在两个问题有待解决: 一是对常规的 SIMPLE 系列算法的改进, 在压力修正方程中需计入可压缩性即密度变化的影响; 二是对复杂湍流模型 (如 $k-\epsilon$ 模型) 的改进, 使之能适用于有回流的变物性流动。在这两个问题得到解决的基础上, 才能对超临界传热恶化工况进行准确的数值预测。

符号说明

c_p ——比定压热容, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

d ——管内径, m

E ——量纲 1 耗散率
 G ——质量流速, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
 h ——传热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
 H ——比焓, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
 k ——湍动能, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
 K ——量纲 1 湍动能
 Nu ——Nusselt 数
 p ——压力, Pa
 Pr ——Prandtl 数
 q ——热通量, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
 r ——径向坐标, m
 R ——管半径, m
 Re ——Reynolds 数
 T ——温度, K
 u ——流速, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
 Θ ——量纲 1 过余温度
 ϵ ——耗散率, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$
 η ——量纲 1 径向坐标
 λ ——热导率, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
 μ ——动力黏性系数, $\text{Pa} \cdot \text{s}$
 ρ ——密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$

下角标

b ——主流
 t ——湍流
 w ——壁面

References

- [1] Hauthal W H. Advances with supercritical fluids. *Chemosphere*, 2001, **43**: 123-135
- [2] Baranaev Y D, Kirillov P L, Poplavskii V M, Sharapov V N. Supercritical-pressure water nuclear reactors. *Atomic Energy*, 2004, **96** (4): 345-351
- [3] Koshizuka S, Takano N, Oka Y. Numerical analysis of deterioration phenomena in heat transfer to supercritical water. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1995, **38** (16): 3077-3084
- [4] Lee S H. Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a tube near the critical point [D]. Austin: the University of Texas, 1996
- [5] Xu Feng (徐峰). Study of water flow and heat transfer characteristics through pipes under supercritical pressure [D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2004
- [6] Dang C, Hihara E. In-tube cooling heat transfer of supercritical carbon dioxide (II): Comparison of numerical calculation with different turbulence models. *Int. J. Refrigeration*, 2004, **27**: 748-760
- [7] He S, Jiang P X, Xu Y J, Shi R F, Kim W S, Jackson J D. A computational study of convection heat transfer to CO_2 at supercritical pressures in a vertical mini tube. *Int. J. Thermal Sciences*, 2005, **44**: 521-530
- [8] Cheng X, Kuang B, Yang Y H. Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow channels. *Nuclear Engineering and Design*, 2007, **237**: 240-252
- [9] Yang J, Oka Y, Ishiwatari Y, Liu J, Yoo J. Numerical investigation of heat transfer in upward flows of supercritical water in circular tubes and tight fuel rod bundles. *Nuclear Engineering and Design*, 2007, **237**: 420-430
- [10] Sharabi M, Ambrosini W. Discussion of heat transfer phenomena in fluids at supercritical pressure with the aid of CFD models. *Annals of Nuclear Energy*, 2009, **36**: 60-71
- [11] Jones W P, Launder B E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972, **15**: 301-311
- [12] Jones W P, Launder B E. The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1973, **16**: 1193-1130
- [13] Wagner W, PruB A. The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2002, **31** (2): 387-535
- [14] Petukhov B S, Popov V N. Theoretical calculation of heat exchange and frictional resistance in turbulent flow in tubes of an incompressible fluid with variable physical properties. *High Temperature*, 1963, **1** (1): 69-83
- [15] Yamagata K, Nishikawa K, Hasegawa S, Fujii T, Yoshida S. Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972, **15**: 2575-2593
- [16] Bazargan M. Forced convection heat transfer to turbulent flow of supercritical water in a round horizontal tube [D]. Vancouver: the University of British Columbia, 2001