

超临界压力下航空煤油圆管流动和传热的数值研究*

李勋锋¹, 仲峰泉², 范学军², 淮秀兰¹, 蔡军¹

(1. 中国科学院工程热物理研究所, 北京 100190; 2. 中国科学院力学研究所, 北京 100190)

摘要: 对超临界压力下大庆 RP-3 航空煤油在小管道内的流动、传热过程进行了数值研究。湍流模拟采用了 RNG $k-\varepsilon$ 两方程模型和 Wolfstein 一方程模型结合的两层模型; 同时, 采用煤油的 10 组分替代模型以及 NIST Supertrapp 程序库对大庆 3 号航空煤油的热物理和输运特性进行了确定。圆管传热的计算条件为: 入口压力 4 MPa, 入口温度 300 K, 质量流量范围: 0.06 ~ 0.12 kg/s, 壁面热流密度范围: 300 ~ 700 kW/m²。计算结果显示, 煤油的流动和传热特性比水、二氧化碳等简单化合物复杂得多。在超临界压力下, 煤油的吸热升温导致其热物理特性以及流动特性均发生剧烈变化, 其中, 雷诺数沿管道方向上升了至少一个量级, 而普朗特数下降了一个量级。在加热开始段, 煤油的对流传热系数迅速上升; 当壁面温度超过其拟临界温度后, 对流传热系数略有所回落; 随着煤油温度的进一步上升, 传热系数又得到明显增强。计算表明, 煤油对流换热特性的变化与煤油复杂的高温热物理特性以及湍流流动在近壁区的增强和抑止有关。

关键词: 超临界态⁺; 煤油; 传热; 数值计算;

中图分类号: V233.5 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2010) 04-0467-06

Numerical study of convective heat transfer of aviation kerosene flows in pipe at supercritical pressure

LI Xun-feng¹, ZHONG Feng-quan², FAN Xue-jun², HUAI Xiu-lan¹, CAI Jun¹

(1. Inst. of Engineering Thermophysics, Academia Sinica, Beijing 100190, China

2. Inst. of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100190, China)

Abstract: Flow and heat transfer characteristics of China No. 3 aviation kerosene in a heated tube and under supercritical pressure were investigated numerically. A two-layer turbulent model, consisting of RNG $k-\varepsilon$ model and Wolfstein one-equation model, was used for the simulation of turbulence. A 10-species kerosene surrogate model and NIST Supertrapp software were applied to obtain thermophysical and transport properties of the Daqing No. 3 kerosene at varied temperature. Flow conditions of the current study were listed as following: the inlet pressure was 4 MPa; the inlet temperature was 300 K; the mass flows were set from 0.06 to 0.12 kg/s; the wall heat flux was varied from 300 to 700 kW/m². Results showed that the kerosene thermophysical and flow properties change significantly as the fuel temperature increases along the tube length, of which Reynolds number increases by at least one magnitude and Prandtl number decreases by one magnitude. The heat transfer coefficient increases at the beginning section of the tube, then it decreases slightly as the wall temperature approaches the pseudo-critical temperature, and after that, the heat transfer coefficient rises again, indicating heat transfer enhancement. The current study indicated that the variation in the heat transfer properties can attribute to the complicated thermophysical characteristics of the supercritical kerosene and the change in the turbulence intensity in the near wall region.

Key words: Supercritical state⁺; Kerosene; Heat transfer; Numerical calculation

1 引言

超临界流体的对流传热在航空、航天、核反应堆

等领域的冷却系统中有着广泛的应用^[1,2]。由于在临界点附近, 流体的热物理特性发生剧烈变化, 从而导致超临界压力下的对流传热特性与常规流体有显

* 收稿日期: 2009-05-21; 修订日期: 2009-09-07。

基金项目: 国家自然科学基金 (10742003)。

作者简介: 李勋锋 (1978—), 男, 博士, 研究领域为传热传质等。E-mail: lixunfeng@mail.etp.ac.cn

著区别。目前较详细的关于超临界态传热的研究主要是针对水^[4]和二氧化碳^[5,6]等简单物质,而对于含有上百种碳氢化合物组分的航空煤油相关的超临界态传热研究则较少。

再生冷却是目前公认的超燃冲压发动机有效的热防护方式之一^[7,8]。碳氢燃料(航空煤油)在注入燃烧室燃烧之前,将作为冷却剂去吸收气动加热和燃烧施于机体的热量。由于煤油的工作压力超过了其临界压力(≥ 2.2 MPa),当煤油吸热升温后,将不再出现液、气两相区,而是从过压液态直接进入超临界态,继续升温后进入热裂解状态^[9]。因此,煤油的热物理特性将发生剧烈变化,从而导致其流动、传热特性也发生很大变化。过去很多基于常规流体如水、氮气等作为研究对象获得的传热经验公式,如 Dittus-Boelter 公式^[10], Sieder-Tate^[11]公式,已不再适用。因此,针对超临界态航空煤油的传热研究很有必要。由于碳氢燃料自身组分的复杂,目前国内外关于其超临界态传热的相关研究较少,而且以实验测量和理论分析为主。其中绝大多数研究是针对火箭喷管冷却的大热流工况(壁面热流密度为 $5 \sim 50$ MW/m²)^[1,12]。而针对飞行马赫数 $6 \sim 7$ 的超燃冲压发动机的再生冷却系统的工况(壁面热流密度为 $0.2 \sim 2$ MW/m²)^[13]进行的超临界态煤油传热研究,则相对较少。

本文将采用 FLUENT6.3 流体计算软件结合大庆 RP-3 航空煤油的替代模型,数值研究超临界压力下航空煤油的流动及传热过程。其中,湍流模拟采用 RNG $k-\varepsilon$ 两方程模型,在近壁区采用增强壁面处理方法;对于航空煤油热物理特性和输运特性的模拟则采用了 10 组分的煤油替代模型^[14]。本文在不考虑重力影响的条件下,计算了二维轴对称圆管内煤油的流动和传热过程,给出了流动雷诺数、煤油温度、壁面温度以及对流传热系数等参数沿管道的分布。本文的研究将有助于了解超临界态碳氢燃料的传热特性和机理,为再生冷却系统的设计提供参考。

2 计算方法

本文对 Navier-Stokes 方程采用有限体积法离散求解,湍流模型采用了 RNG $k-\varepsilon$ 两方程模型^[15];同时,由于壁面附近流动的雷诺数较低,因此壁面附近采用了适于低雷诺数流动的 Wolfstein 一方程模型^[16],即增强壁面处理法。在不考虑重力的影响下,本文对超临界压力下 RP-3 航空煤油的二维轴对称管道流动和传热进行了数值计算。

2.1 控制方程

(1) 连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

(2) 动量方程

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_e \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_e \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (2)$$

(3) 能量方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i C_p T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_e \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \left[\mu_e \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_e \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (3)$$

(4) RNG $k-\varepsilon$ 湍流方程

湍动能 k 方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a_k \mu_e \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (4)$$

湍动能耗散率 ε 方程

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a_\varepsilon \mu_e \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\varepsilon} G_k \frac{\varepsilon}{k} + C_{3\varepsilon} G_b \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (5)$$

式中 $\mu_e = \mu \left(1 + \sqrt{\frac{C_\mu k}{\mu \sqrt{\varepsilon}}} \right)^2$, $K_e = a C_\mu \mu_e$; a_k, a_ε, a 的值由下式获得

$$\left| \frac{a - 1.3929}{a_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{a - 2.3929}{a_0 - 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_e} \quad (6)$$

计算 a_k, a_ε, a 值时,对应的 a_0 分别取 $1.0, 1.0, \frac{1}{Pr}$;式(6)可以很好地适用于 Pr 从 $10^{-2} \sim 10^3$ 范围,考虑了热物性变化的影响。RNG $k-\varepsilon$ 湍流方程中, R_ε 项是区别于标准 $k-\varepsilon$ 方程的主要特点,反应了主流时均应变率。

2.2 近壁处理和网格要求

RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型适用于较高雷诺数流动,因此在近壁区域内的低雷诺数流动需要采用壁面处理方法进行计算。本文采用了两层模型对壁面流动进行模拟,在两层模型中,认为近壁流动分为粘性影响区和完全湍流区,根据到壁面的距离 y 定义的雷诺数 Re_y 来区分这两个区域。

$$Re_y = \frac{\sqrt{k} y}{\nu} \quad (7)$$

式中 k 为湍动能, y 是流体区域内离壁面的垂直距离, ν 是流体的运动粘度。

当 $Re_y > 200$ (完全湍流区) 时, 采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流方程求解, 当 $Re_y < 200$ (粘性影响近壁区) 时, 采用 Wolfstein 的一方程模型求解。

计算中需要控制第一层网格点到壁面的距离, 即所对应的 Δy^+ 值应小于或等于 1。 Δy^+ 值计算如下

$$\Delta y^+ = \frac{\Delta y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (8)$$

式中 Δy 为第一层网格点到壁面距离的二分之一, τ_w 为壁面切应力, ν 为流体运动粘度, ρ 为流体密度。

由于沿流动方向, 煤油的温度不断升高, 其密度、运动粘度等参数迅速减小, 从而导致壁面特征长度

$\nu / \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ 显著减小。因此, 在计算第一层网格大小时, 将根据 $\Delta y^+ \leq 1$ 的要求确定最小的网格 Δy 值, 以保证沿流动方向对应的 Δy^+ 值均 ≤ 1 , 同时需要在粘性影响层 ($Re_y < 200$) 范围内至少划分 10 层网格, 以保证对该层内流场进行精确计算。

2.3 控制方程的求解

按不可压缩、变物性条件对控制方程进行求解。采用有限体积法对控制方程进行离散, 对流项采用了二阶迎风差分格式, 扩散项采用了具有二阶精度的中心差分格式; 压力-速度耦合求解采用了 SIMPLEC 算法, 时间推进采用了隐式 Gauss-Seidel 方法。控制方程中所有变量的时间、空间离散均具有二阶精度。超临界压力下流体的密度、比热、热导率、粘度作为温度、压力的函数, 可以通过调用 NIST Supertrapp^[7] 提供的子程序进行确定。

3 超临界态煤油热物理和输运特性

本文以大庆 RP-3 航空煤油为研究对象, RP-3 航空煤油热物性参数的确定采用了文献 [14] 提出的 10 组分替代模型, 同时, 根据广义状态对应法则原理^[8], 使用 NIST Supertrapp 软件^[7] 对 RP-3 煤油的热物性参数进行了计算。根据 10 组分模型的计算结果, RP-3 煤油的临界温度为 660 K, 临界压力为 2.4 MPa, 而实验测量 RP-3 航空煤油的临界温度为 646 K, 临界压力为 2.4 MPa^[9], 因此 10 组分模型计算结果具有较高精度。图 1 给出了计算所得 4 MPa 下 RP-3 航空煤油的主要参数随温度的变化, 该压力下对应的拟临界温度约为 720 K。作为比较, 水在超临界压力 24.5 MPa 下的热物性随温度的变化如图 2 所示^[20]。

比较超临界压力下 RP-3 航空煤油与水的物性,

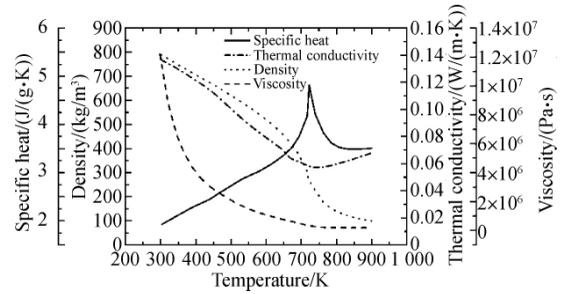


Fig. 1 Thermophysical properties of RP-3 kerosene at a supercritical pressure of 4 MPa

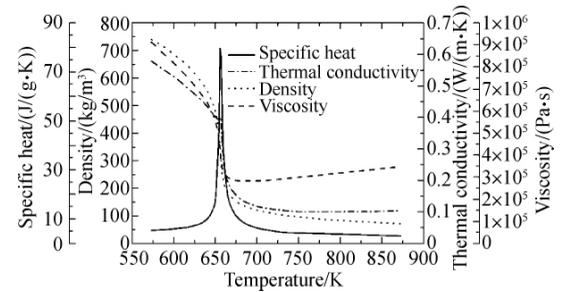


Fig. 2 Thermophysical properties of water at a supercritical pressure of 24.5 MPa

其不同之处主要有: (1) RP-3 航空煤油的比热在拟临界温度前随温度的上升持续升高, 经过拟临界点的极大值后, 比热值仍较大; 而水的定压比热仅在拟临界温度点出现极大值, 而在拟临界温度前后基本保持不变。(2) RP-3 煤油的热导率在拟临界温度前, 随着温度的升高近似地线性降低, 在拟临界点位置处却无剧烈变化; (3) RP-3 煤油的动力粘度在临界温度之前下降较快, 但在拟临界点处却无剧烈变化。以上提到的煤油与水等简单流体的差异, 主要原因在于煤油是几百上千种碳氢化合物的混合物。可以想象, 超临界态煤油的对流传热特性将更为复杂。

4 超临界态流体的传热特性以及计算方法验证

为了验证数值计算方法, 首先对超临界水的流动传热特性进行计算, 并与文献 [4] 中的实验数据进行了对比。

计算条件为超临界水在竖直管内流动, 管道内径 $\Phi = 7.5$ mm, 入口段 1.0 m 内不加热, 使水进入加热段的流动为充分发展管流。加热段壁面为均匀热流条件。由于计算模型及边界条件为轴对称, 因此采用二维轴对称计算。计算入口压力为 24.5 MPa, 在该压力下, 水的拟临界温度为 655 K (水的临界温度为

647 K), 入口质量流率 $G = 1260 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 。基于以上条件分别计算了壁面热流密度 $q = 233 \text{ kW}/\text{m}^2$ 和 $q = 698 \text{ kW}/\text{m}^2$ 时的情况。

首先研究了网格对计算结果的影响,并选择了一组网格无关的计算结果进行分析。将本文计算的两种不同热流密度下的对流传热系数以及壁温分布与文献[4]中的实验数据进行比较,如图3,图4所示。通过对流传热系数的比较,可以看出,计算结果很好地反应出超临界流动的传热强化现象,表现出与实验测量的一致性。从图4可以看出,壁温的计算值与实验测量的差异小于10 K,这说明数值计算具有较好的精度。

5 超临界态航空煤油流动与传热特性

本文计算了水平圆管内大庆 RP-3 航空煤油的超临界态流动和传热,由于所研究的水平圆管的内径和壁面热流密度相对较小,同时为了探讨超临界煤油管内流动的基本传热特性,计算中不考虑浮升力的影响。计算条件如下:

圆管内径 $\Phi = 12.0 \text{ mm}$; 入口段 1.0 m 不加热,使得进入加热段的煤油为充分发展管流,加热段长 4.5 m。

入口压力 $p = 4 \text{ MPa}$, 入口温度 $T = 300 \text{ K}$; 质量流量分别为 0.06, 0.08, 0.1, 0.12 kg/s。

根据文献[21]研究的超燃冲压发动机的壁面热流分布,本文计算所采用的壁面热流 $q_w(x)$ 沿轴向分布如图5所示,平均热流为 $550 \text{ kW}/\text{m}^2$ 。

5.1 流动与传热特性

在进行分析前,首先进行了网格无关性的研究。改变径向网格数为 40, 50, 60, 轴向网格数为 500, 1000, 2000 进行计算,结果表明以上几组网格对于换

热系数最大差异约为 1%, 因此可以认为计算结果与网格无关,最终取 50×1000 网格下的计算结果进行分析。

图6为质量流量 $m = 0.1 \text{ kg}/\text{s}$ 时加热段煤油温度、壁面温度以及对流传热系数沿轴向的分布。计算结果表明,在加热初始段 ($0 < x < 2.5 \text{ m}$), 随着雷诺数的增大,传热系数沿流动方向增加。当壁面温度高于 720 K 时(对应 $x = 2.5 \text{ m}$ 处), 虽然雷诺数继续增加,但煤油对流传热系数开始出现回落,即传热出现相对恶化; 在 $x = 3.0 \text{ m}$ 后煤油传热系数又有明显的上升,出现传热强化现象。煤油传热系数的这一变化趋势与有关的实验[14]相吻合。本文计算发现的传热强化所对应的壁温约为 780 K, 略大于煤油的拟临界温度。煤油的传热过程比水的传热要明显复杂,这主要是由于煤油的多组分影响,其不同成分所对应的临界温度和拟临界温度均有很大差异。

图7给出了雷诺数及普朗特数沿轴向的分布。从图中可以看出,由于煤油热物理特性的变化,雷诺数呈现出剧烈的上升,从入口的仅 10^4 到最大值约 1.1×10^5 , 增加了一个量级,而普朗特数则下降了近一个量级。这些参数的显著变化反映了煤油流动、传热的复杂性以及数值计算的相对难度。

5.2 传热机理的初步探讨

图8为近壁处粘性底层内的定压比热 C_p 分布云图。图8同时给出了粘性底层厚度 ($y^+ = 5$) 沿轴向的变化。煤油在超临界压力下物性(密度、动力粘度等)的剧烈变化,导致沿流动方向粘性底层厚度的迅速变薄。同时,在粘性底层内,煤油的热物理特性(如 C_p) 也存在着剧烈变化和较复杂的分布。因此,煤油在粘性底层内热物性参数的变化,使得近壁区的流动和对流传热变得复杂。

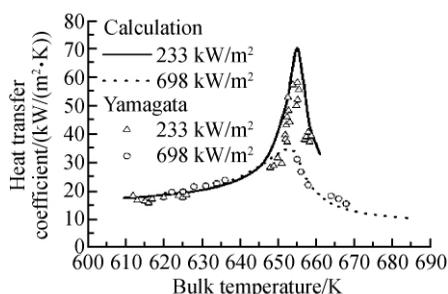


Fig. 3 Comparison for heat transfer coefficient

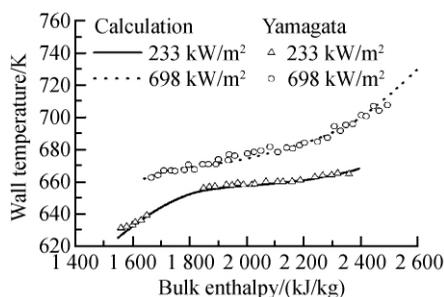


Fig. 4 Comparison for wall temperature

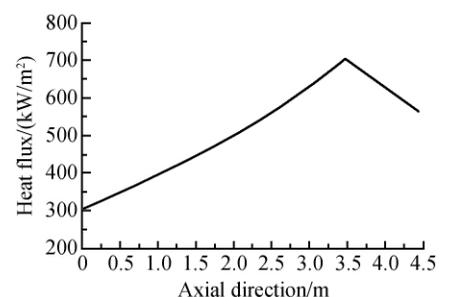


Fig. 5 Distribution of wall heat flux

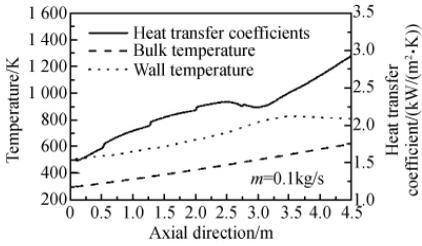


Fig. 6 Distribution of fuel/wall temperature and heat transfer coefficient

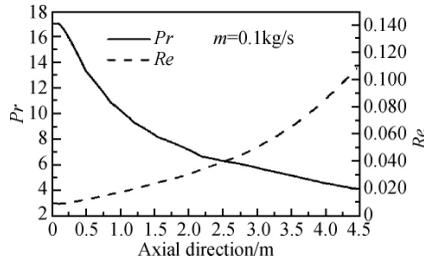


Fig. 7 Distribution of Prandtl number and Reynolds number

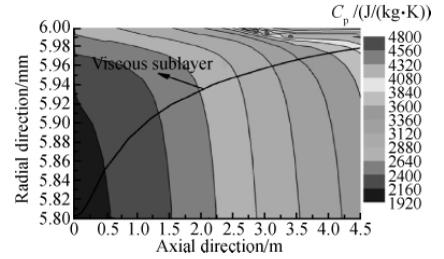


Fig. 8 Distribution of specific heat capacity in the near-wall region

图 9 给出了流向不同位置湍动能 k 在近壁区的分布。从图中可见,在加热的初始段 ($0 < x < 2.5$ m) 随着雷诺数的增大,湍动能逐渐增大;但到了 $x = 3$ m (如图所示) 湍动能反而减小,对应传热相对恶化的区域。随着温度的进一步上升,湍动能 k 又重新增大,到 $x = 4.5$ m 处,湍动能达到最大分布,这与传热出现强化现象相一致,说明湍流的增强有助于对流传热。需要说明的是,本文的结果仅仅显示了传热特性与湍流流动存在着联系。关于超临界态煤油湍流流动机理,需要今后做详细、深入的研究。

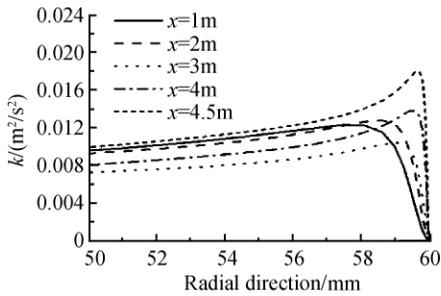


Fig. 9 Distribution of turbulent kinetic energy in the nearwall region

5.3 质量流量的影响

根据实验的结果^[22],RP-3 航空煤油在温度高于约 820 ~ 850K 后将出现明显的热裂解反应,因此在改变不同质量流量时,仅取壁面温度低于 850K 之前的部分进行分析。

图 10 为不同质量流量条件下,对流传热系数随油温的变化,图 11 为对流传热系数随壁面温度的变化。对于不同的质量流量,对流传热系数的变化规律基本相同。首先是入口段传热系数沿着流动方向开始增大,在壁面温度高于拟临界温度后,传热系数稍微回落,然后又开始显著增加,出现传热强化。不同质量流量下,传热强化对应的煤油温度随质量流量的增大有上升趋势,而传热强化对应的壁温随质量流量

的变化相对较小,均在 750 ~ 780 K 范围内,略高于煤油的拟临界温度。

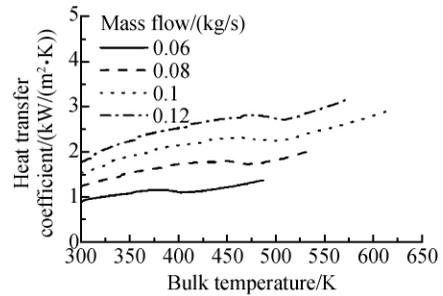


Fig. 10 Distribution of specific heat capacity in the nearwall region

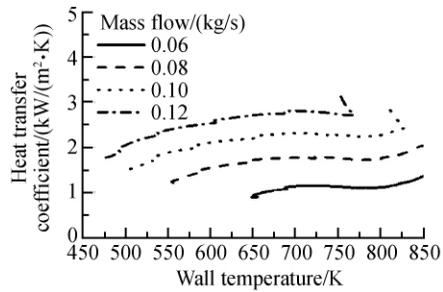


Fig. 11 Distribution of turbulent kinetic energy in the near-wall region

6 结论

本文采用了 RNG $k-\epsilon$ 两方程模型和 Wolfstein 一方程模型的双层模型,结合煤油的高温热物理特性数据,数值研究了煤油在水平圆管内的流动和传热过程,得到了以下主要结论:

(1) 由于在超临界压力下,煤油热物性的剧烈变化,使得其流动和对流传热比水等简单物质复杂的多。沿煤油流动方向,传热系数整体上升,但在壁面温度接近拟临界温度时,传热系数略有所下降,但很

快又出现明显的传热强化。

(2) 超临界态煤油出现传热强化和相对恶化主要是由于近壁区煤油热物性的显著变化以及近壁湍流强度的变化。

(3) 在不同的质量流量条件下,煤油的传热均出现(1)提到的传热强化。传热强化所对应的煤油温度随质量流量的增加而上升,但强化所对应的壁温随质量流量的影响则很小,均出现在壁温为750~780K之间。

参考文献:

- [1] 胡志宏,陈听宽,罗毓珊等. 超临界压力下煤油传热特性试验研究[J]. 西安交通大学学报, 1999, 33(9).
- [2] Yang J, Oka Y, Ishiwatari Y, et al. Numerical investigation of heat transfer in upward flows of supercritical water in circular tubes and tight fuel rod bundles[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2007, 237(4): 420~430.
- [3] Bazargan M, Fraser D, Chatoorgan V. Effect of buoyancy on heat transfer in supercritical water flow in a horizontal round tube[J]. *Journal of Heat Transfer*, 2005, 127: 897~902.
- [4] Yamagata K, Nishikawa K, Hasegawa S, et al. Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes[J]. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1972, 15(12): 2575~2593.
- [5] Pioro I L, Duffey R B. Experimental heat transfer in supercritical carbon dioxide flowing inside channels (survey)[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2005, 235(8): 913~924.
- [6] Huai X L, Koyama S, Zhao T S. An experimental study of flow and heat transfer of supercritical carbon dioxide in multi-port mini channels under cooling conditions[J]. *Chemical Engineering Science*, 2005, 60(12).
- [7] 符全军,燕珂,杜宗罡等. 吸热型碳氢燃料研究进展[J]. 火箭推进, 2005, 31(5): 32~36.
- [8] 蒋劲,张若凌,乐嘉陵. 超燃冲压发动机再生冷却热结构设计的计算工具[J]. 实验流体力学, 2006, 30(3).
- [9] Fan X J, Yu G, Li J G, et al. Combustion and ignition of thermal cracked kerosene in supersonic model combustors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2007, 23(2): 317~324.
- [10] Dittus F W, Boelter L M K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 1985, 12(1): 3~22.
- [11] Sieder E N, Tate G E. Heat transfer and pressure drop of liquid in tubes[J]. *Industrial & Engineering Chemistry*, 1936, 28(2): 1429~1436.
- [12] Linne D L, Meyer M L, Edwards T, et al. Evaluation of heat transfer and thermal stability of supercritical JP-7 Fuel[R]. AIAA 97-3041.
- [13] 郑力铭,孙冰. 超燃冲压发动机二维热环境数值模拟[J]. 航空动力学报, 2007, 22(5): 823~828.
- [14] Zhong F Q, Fan X J, Yu G, et al. Heat transfer of aviation kerosene at supercritical conditions[R]. AIAA 2008-4615.
- [15] Yakhot V, Orszag S A. Renormalization group analysis of turbulence: I. basic theory[J]. *Journal of Scientific Computing*, 1986, 1(1): 1~51.
- [16] Wolfstein M. The Velocity and temperature distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1969, 12(2): 301~318.
- [17] Ely J F, Huber M L. NIST standard reference database 4-NIST thermophysical properties of hydrocarbon mixtures[M]. National Institute of Standards, Gaithersburg, MD, 1990.
- [18] 范学军,俞刚. 大庆 RP-3 航空煤油热物性分析[J]. 推进技术, 2006, 27(2): 187~192. (FAN Xue-jun, YU Gang. Analysis of thermophysical properties of Daqing RP-3 aviation kerosene[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2006, 27(2): 187~192.)
- [19] 孙青梅,米镇涛,张香文. 吸热型碳氢燃料 RP-3 仿 JP-7 临界性质(t_c, p_c)的测定[J]. 燃料化学学报, 2006, 34(4): 466~470.
- [20] Roelofs F. CFD analyses of heat transfer to supercritical water flowing vertically upward in a tube[R]. NRG, 21353/04. 60811/P.
- [21] 郑力铭,孙冰. 超燃冲压发动机二维热环境数值模拟[J]. 航空动力学报, 2007, 22(5): 823~828.
- [22] Fan X J, Yu G, Li J G, et al. Effects of entry conditions on cracked kerosene fueled supersonic combustor performance[J]. *Combustion Science and Technology*, 2007, 179(10): 2199~2217.

(编辑:姚懿巧)