

文章编号: 1000-8055 (2004) 02-0184-07

变物性与热辐射对发汗冷却过程的影响规律研究

姜培学, 余磊, 任泽霏
(清华大学 热能工程系, 北京 100084)

摘要: 采用两层 $k-\epsilon$ 湍流模型对高温条件下有发汗冷却时的矩形槽道内湍流流动和换热进行了数值模拟。计算结果表明: 随着冷却气体流量的增加, 在发汗冷却壁面附近主流气体的温度梯度大大减小, 壁面温度、局部对流换热系数都迅速下降; 变物性条件下同时考虑热辐射时数值计算得到的平均 St 相对值 (St/St_0) 随修正注入率 F/S_{t0} 的变化比已知的常物性条件下的值小; 随着高温气体温度的上升, 变物性和热辐射对与高温流体接触的表面温度有较大影响, 热辐射对壁面温度的影响比变物性更大, 而对流换热系数所受的影响不大; 当主流为高温气体 (如: 2500 K)、而壁面温度较低时 (如: 800 K) 热辐射的影响不大, 发汗冷却效果仍然很明显。

关键词: 航空、航天推进系统; 发汗冷却; 数值模拟; 湍流; 变物性; 热辐射

中图分类号: TK121

文献标识码: A

Influence of Variable Thermophysical Properties and Thermal Radiation on Convection Heat Transfer in Transpiration Cooling

JIAN G Pei-xue, YU Lei, REN Ze-pei
(Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The two-layer $k-\epsilon$ model was used to calculate the turbulent flow and heat transfer characteristics in a rectangular channel with transpiration cooling. The calculated results showed that increasing cooling flow rate greatly reduced the wall temperature, the local convection heat transfer coefficient and the temperature gradient in the main flow near the transpiration cooling wall. The changes of the ratio of St/St_0 for various values of the modified blowing ratio F/S_{t0} for variable thermophysical properties with consideration of thermal radiation were less than the changes for constant properties. Increases of the main flow temperature increased the effect of the variable properties and thermal radiation. The influence of thermal radiation on the wall temperature was stronger than the influence of variable thermophysical properties. The influence of the variable properties and thermal radiation on the convection heat transfer coefficient was small. When the main flow temperature was high (e.g. 2500 K) and the wall temperature was low (e.g. 800 K), the effect of the thermal radiation was not strong and the transpiration cooling effect was still obvious.

Key words: aerospace propulsion system; transpiration cooling; numerical simulation;

收稿日期: 2003- 05- 08; **修订日期:** 2003- 07- 20

基金项目: 国家杰出青年科学研究基金 (50025617)

作者简介: 姜培学 (1964-), 男, 山东烟台人, 清华大学热能工程系教授, 博士生导师, 主要从事传热与传质研究

turbulence; variable thermophysical properties; thermal radiation

发汗冷却技术可以用于高温燃气轮机叶片的冷却、超高音速飞行器发动机燃烧室壁面的热防护、液氢/液氧火箭发动机推力室的冷却, 以及重返大气层时航天器前端等高温部件的冷却。高温、高压、高速的燃气流产生了巨大的对流热流和辐射热流, 并传向壁面, 在火箭发动机推力室的喉部附近, 热流密度更是高达 $10 \sim 160 \text{ MW/m}^2$ [1]。在所有对超高热流密度壁面的冷却方法中, 发汗冷却是最有效的冷却方法之一, 其最大冷却能力可达 $6 \times 10^7 \sim 1.4 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ [2]。文献 [3] 的研究结果表明, 如果设计合理, 发汗冷却所需要的冷却剂的量只占总流量的 2% 左右。

近年来随着航空航天等高技术的迅速发展, 计算流体力学与传热学的不断发展和完善以及各种微加工技术的突破, 发汗冷却技术的研究得到了更多的关注和发展。在数值计算方面, 尽管所选用的数学模型和计算方法不尽相同, 但是各种数值模拟的基本结论是一致的 [4~9], 即发汗冷却能够显著地减少主流气体与壁面的换热量, 而比冲和推力系数的损失很小。

到目前为止, 对发汗冷却过程的流动和传热特性的研究还不够全面, 研究中所使用的湍流模型各不相同, 研究结果还需要进一步验证, 数理模型尚需要进一步完善。文献 [9] 利用 PHOENICS 3.3 数值计算软件, 采用两层 $k-\epsilon$ 二方程湍流模型, 对常物性条件下发汗冷却过程中换热与流动特性进行了数值模拟研究。计算结果表明: 发汗冷却使得边界层显著增厚, 壁面摩擦阻力系数大为减小, 主流气体垂直壁面方向的速度增大; 随着冷却气体流量的增加, 壁面温度和局部对流换热系数都大大下降。所得到的对流换热计算结果与已有关系式符合得很好, 注入率在 2% 以内时二者的偏差小于 10%。

本文在文献 [9] 的研究基础上, 对变物性与热辐射对发汗冷却过程的影响规律开展数值模拟研究。

1 数学物理模型与计算方法

物理模型及坐标系如图 1 所示。高温气体水平流过平行流道。假设进口速度均匀为 V_i , 温度均匀为 T_i ; 主流流动是二维稳态常物性湍流流动。冷却剂从位于下表面上的多孔壁面以均匀的速度 V_0 、初始温度 T_0 流经多孔壁面进入主流区,

对壁面进行发汗冷却; 冷却剂的出口速度为 V_c (x), 温度为 T_c (x)。其他各壁面的边界条件为绝热或保持恒温。假设多孔结构壁面内每个局部的固体颗粒和流体温度相同 (处于热平衡状态), 主流气体传给多孔壁面的热量就等于冷却剂焓值的增加。

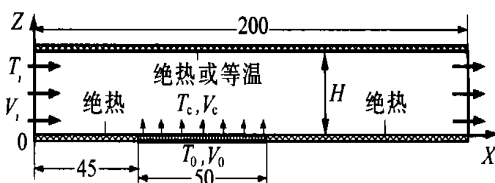


图 1 水平槽道发汗冷却的物理模型及坐标系

Fig. 1 Physical model of horizontal channel with transpiration cooling

湍流数值计算中采用的数学模型通常有标准的高 Re 数 $k-\epsilon$ 二方程模型、两层 $k-\epsilon$ 模型及低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型等。对于二维稳态湍流流动, 基本微分方程组如下 [10]:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U U_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \times \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \rho \overline{u_i u_j} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j H) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_j h}) + U_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \quad (3)$$

对于高 Re 数 $k-\epsilon$ 二方程模型 [10, 11], 补充的关系式和方程如下:

$$\overline{u_i u_j} = - \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \nu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \delta_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (4)$$

$$u_j T' = - \frac{\nu_t}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6)$$

$$\frac{\partial (\rho U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho \nu_t}{\alpha_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \rho \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon \quad (7)$$

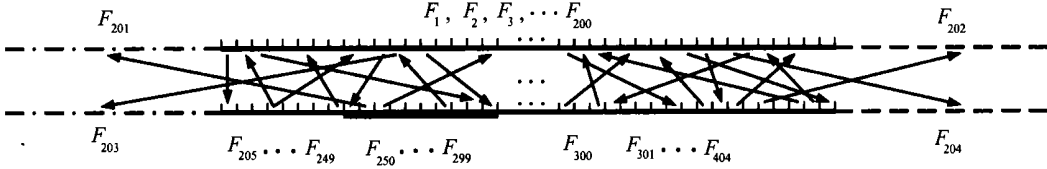


图2 发汗冷却矩形槽道的辐射换热网络模型

Fig. 2 Thermal radiation network model for rectangular channel with transpiration cooling

$$\frac{\partial (\rho U_i \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho v_t}{\alpha} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \frac{\epsilon}{K} \times \rho v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{K} \quad (8)$$

Launder 和 Spalding 于 1974 年提出的高 Re 数湍流 $k-\epsilon$ 二方程模型^[12]被广泛地应用于很多复杂条件下的流动情况。模型以对湍流动能和扩散率的传输方程进行求解为基础, 而粘性耗散率 ϵ 在很长时间内被认为在近壁面区不需要额外的源项。但实际上对壁面附近的流动, Re 趋向于零, 标准的 $k-\epsilon$ 模型已经不能适用。Rodi 等人在标准 $k-\epsilon$ 二方程模型的基础上在近壁面区引入 $k-l$ 一方程湍流模型, 从而组成两层 $k-\epsilon$ 湍流模型^[13, 14]:

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (9)$$

$$v_t = C_\mu k^{1/2} l_v \quad (10)$$

其中:

$$l_\epsilon = \frac{C_l y_n}{1 + 5.3/R_k}$$

$$l_v = C_l y_n \left[1 - \exp \left(- \frac{R_k}{A} \right) \right]$$

$$C_l = \frac{0.41}{C_\mu^{3/4}}, \quad R_k = \frac{y_n k^{1/2}}{v}, \quad A = 50.5$$

y_n 指的是最小壁面距离。

另外也可以采用适用于粘性底层的低 Re 数 $k-\epsilon$ 模型^[15], 但是因为低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型在近壁面

区域对粘性耗散率 ϵ 采用单独的方程求解, 而 ϵ 在近壁面区随离壁面距离的变化很大, 因此需要大量的数值迭代计算; 而且本文所采用的 PHOENICS 3.3 在使用低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型时计算稳定性很差。文献 [9] 对分别采用高 Re 数 $k-\epsilon$ 二方程湍流模型和两层 $k-\epsilon$ 湍流模型的数值计算结果进行了对比和分析, 结果表明: 两层 $k-\epsilon$ 湍流模型可以用于发汗冷却的数值模拟, 即: 在远离壁面的充分发展湍流区采用标准的高雷诺数模型, 而在近壁面粘性起主导作用的边界层采用一方程湍流模型求解, 二者的接合点在 $R_k = 350$ 处。本文沿用文献 [9] 所采用的两层 $k-\epsilon$ 湍流模型。

在温度不高 ($T \leq 300^\circ\text{C}$) 时, 气体物性随温度变化不大, 对计算结果的影响也不大。为了考察高温气体的变物性对发汗冷却的影响, 在已查知的空气物性表中选择了 $T = 250 \text{ K} \sim 2500 \text{ K}$ 范围内的物性数据, 进行拟和得到变物性拟和公式。

为了计算高温条件下多孔壁面区的净辐射换热量, 对图 2 所示的实验狭长矩形流道采用二维封闭空腔中灰表面间的辐射换热模型。为了使矩形流道形成辐射闭合空腔, 设想实验段左右两侧为无限大的上下平板 F_{201} , F_{202} , F_{203} , F_{204} , 实验段左右两侧均为绝热, 因此这四个表面的温度与邻近壁面单元 (F_1 , F_{200} , F_{205} , F_{404}) 温度相等, 黑度也相同。

各微元面上有效辐射的计算方程组为:

$$\begin{cases} \left(X_{1,1} - \frac{1}{1 - \epsilon_1} \right) J_1 + X_{1,2} J_2 + X_{1,3} J_3 + \cdots + X_{1,n} J_n = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 - 1} \sigma_b T_1^4 \\ X_{2,1} J_1 + \left(X_{2,2} - \frac{1}{1 - \epsilon_2} \right) J_2 + X_{2,3} J_3 + \cdots + X_{2,n} J_n = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 - 1} \sigma_b T_2^4 \\ X_{3,1} J_1 + X_{3,2} J_2 + \left(X_{3,3} - \frac{1}{1 - \epsilon_3} \right) J_3 + \cdots + X_{3,n} J_n = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_3 - 1} \sigma_b T_3^4 \\ \vdots \\ X_{n,1} J_1 + X_{n,2} J_2 + X_{n,3} J_3 + \cdots + \left(X_{n,n} - \frac{1}{1 - \epsilon_n} \right) J_n = \frac{\epsilon_n}{\epsilon_n - 1} \sigma_b T_n^4 \end{cases} \quad n = 404 \quad (11)$$

由于计算模型是二维的, 在 x 方向上取微元 dx , 则根据两个母线平行的无限长窄条的角系数公式^[16]:

$$X_{dF1, dF2} = \frac{\cos \Phi_1 \cos \Phi_2}{2} \quad (12)$$

可以求得各个母线平行的无限长微元面间的角系数值:

$$X_{i,j} (i, j = 1, 2, \dots, 200, 205, 206, \dots, 404)$$

Φ 为微元面法线与微元面间连线的夹角。

因为上下表面左右两侧假设为无限长平板, 发汗冷却段与之相比面积很小, 因此上(下)表面单元面积相对于下(上)表面左右两侧无限长平板的角系数可认为相等, 且两侧相对平板间的角系数约为 0.5。那么:

$$\begin{cases} X_{i,203} = X_{i,204} = \frac{1 - \sum_{j=205}^{404} X_{i,j}}{2} \\ i = 1, 2, \dots, 200 \\ \\ X_{i,201} = X_{i,202} = \frac{1 - \sum_{j=1}^{200} X_{i,j}}{2} \\ i = 205, 206, \dots, 404 \\ \\ \begin{cases} X_{201,203} = X_{203,201} = 0.5 \\ X_{202,204} = X_{204,202} = 0.5 \end{cases} \end{cases}$$

其余角系数为零。

假设: 除了发汗冷却多孔壁面之外其他各表面材料相同, 黑度为 $\epsilon = 0.2$ ($i = 1, 2, \dots, 249, 300, 301, \dots, 404$); 而发汗冷却多孔壁面的黑度为 $\epsilon = 0.8$ 或 0.4 ($j = 250, 251, \dots, 299$)。

利用 Doolittle 分解法对 404×404 的系数矩阵进行 LU 分解, 然后直接求解不同微元温度 T_i 所对应的有效辐射 J_i , 再通过下式求解各微元表面的净辐射热流密度 (吸热为负, 放热为正):

$$q_{ri} = \frac{E_{bi} - J_i}{(1 - \epsilon)/\epsilon} \quad (i = 1, 2, \dots, 404) \quad (13)$$

在数值计算中各绝热边界条件的壁面温度 ($T_i, i = 1, 2, \dots, 200, 205, 206, \dots, 404$) 等于邻近壁面第一个网格的流体温度; 而对扩展区域, 假设:

$$T_{201} = T_1, \quad T_{202} = T_{200}$$

$$T_{203} = T_{205}, \quad T_{204} = T_{404}$$

计算过程如下: 首先给出发汗冷却多孔表面及冷却气体入流温度初值 (二者相等), 作为边界条件对主流区流动与换热进行求解, 得到全场温

度值后, 计算出各个壁面单元的净辐射换热量, 并代入多孔表面的能量方程求解, 得到下一步迭代计算的发汗冷却多孔表面温度, 直至收敛。

在横坐标为 x 的截面处取发汗冷却壁面的微小单元面积 $\Delta A(x)$, 将求得的多孔壁表面净辐射热流密度 q_{ri} ($i = 250, 251, 252, \dots, 299$) 代入能量平衡式:

$$Q(x) = \lambda_f \frac{T_1(x) - T_w(x)}{\delta} \Delta A(x) - q_r(x) \times$$

$$\Delta A(x) = c_p \Delta M^\circ(x) [T_c(x) - T_0] \quad (14)$$

式中, $T_1(x)$, $T_w(x)$ 分别表示在横坐标为 x 的截面处, 紧靠壁面的第一个节点温度及壁面温度; δ 是第一个节点中心离壁面距离; $\Delta M^\circ(x)$ 是这一微小通道的冷却剂质量流量。因为假设局部热平衡, 所以有 $T_w(x) = T_c(x)$, 故:

$$T_w(x) = T_c(x) = \frac{\lambda T_1(x)/\delta + c_p \rho V_c T_0 - q_r(x)}{\lambda/\delta + c_p \rho V_c} \quad (15)$$

在不考虑热辐射时, 壁面上的能量守恒关系为:

$$Q(x) = \lambda_f \frac{T_1(x) - T_w(x)}{\delta} \Delta A(x) = c_p \Delta M^\circ(x) [T_c(x) - T_0] \quad (16)$$

$$T_w(x) = T_c(x) = \frac{\lambda T_1(x)/\delta + c_p \rho V_c T_0}{\lambda/\delta + c_p \rho V_c} \quad (17)$$

发汗冷却段的热流密度和局部对流换热系数可由下式求得:

$$q_w(x) = c_p \frac{\Delta M^\circ(x)}{\Delta A(x)} [T_c(x) - T_0] \quad (18)$$

$$h_x = \frac{q_w(x)}{T_f(x) - T_w(x)} \quad (19)$$

经迭代计算后, 可得到不同冷却剂注入率下槽道内的温度场、速度场、局部对流换热系数及摩擦阻力系数等。

计算区域的网格划分为: x 方向 (流向) 采用 200 个网格, z 方向 (高度方向) 采用 40 个对称非均匀网格, 近壁面区密集, 槽道中心区稀疏。经验证, 计算所采用的网格已不会对计算结果产生影响。

2 计算结果与讨论

为了研究变物性和热辐射对发汗冷却换热过程的影响, 对主流气体进口温度分别为 300°C 和 2500 K 的工况进行了模拟计算, 并考虑了多孔壁

面黑度的影响。数值计算的基本参数取值如下:

主流气体入口:

$$T_i = 300^{\circ}\text{C 或 } 2500\text{ K}$$

$$V_i = 16.602 \sim 373.7\text{ m/s}$$

$$Re_i = 5000 \sim 10000$$

定义注入率:

$$F = \frac{\rho_0 V_0}{\rho N_i}, \quad F = 0.1\% \sim 3.0\%$$

冷却气体入口: $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$, 速度为 V_0

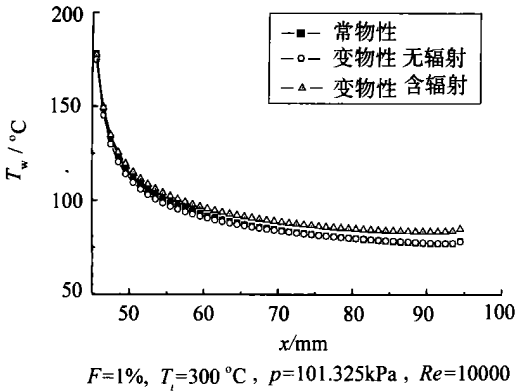


图 3 发汗冷却段壁面温度沿流向的变化

Fig 3 Local wall temperature with transpiration cooling along the flow direction

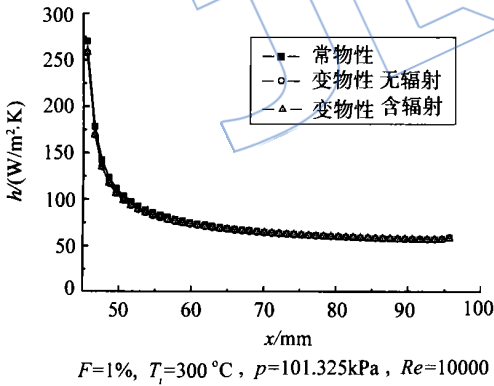


图 4 发汗冷却壁面局部对流换热系数沿流向的变化

Fig 4 Local convection heat transfer coefficient with transpiration cooling along the flow direction

图 3、图 4 分别示出了在除了发汗冷却多孔壁面之外其他各表面均为绝热边界条件下, $T_i = 300^{\circ}\text{C}$, $p_i = 101.325\text{ kPa}$, $Re = 10000$, $F = 1\%$ 时发汗冷却实验段的壁面温度和局部对流换热系数沿流向的变化情况。结果表明, 变物性和热辐射对于 $T = 300^{\circ}\text{C}$ 的流体流动和换热几乎没什么影响, 壁面温度和主流气体截面平均温度略有上升,

壁面热流略有下降, 对流换热系数几乎不变。

图 5、图 6 分别示出了在除了发汗冷却多孔壁面之外其他各表面均为绝热边界条件下, $T_i = 2500\text{ K}$, $p_i = 101.325\text{ kPa}$, $Re = 10000$, $F = 1\%$ 时发汗冷却实验段的壁面温度和局部对流换热系数沿流向的变化。可以看出, 变物性和热辐射对与高温流体接触的表面温度有较大影响, 热辐射对壁面温度的影响比变物性更大; 而对流换热系数所受的影响不大。另外, 多孔壁面的黑度从 0.8 降为 0.4 时对发汗冷却的影响并不十分强烈, 壁面温度仍是较高。这说明在上下壁面离的很近的狭长流道中, 存在高温强热辐射时, 发汗冷却的效果并不十分明显。其原因是发汗冷却主要通过使流动和热边界层增厚而使换热减弱, 但并不能阻止辐射热量传递到发汗冷却壁面。

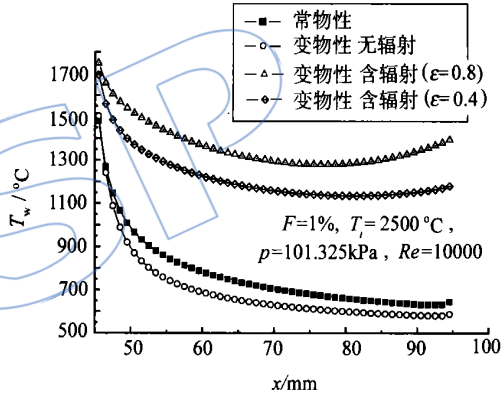


图 5 发汗冷却段壁面温度沿流向的变化

Fig 5 Local wall temperature with transpiration cooling along the flow direction

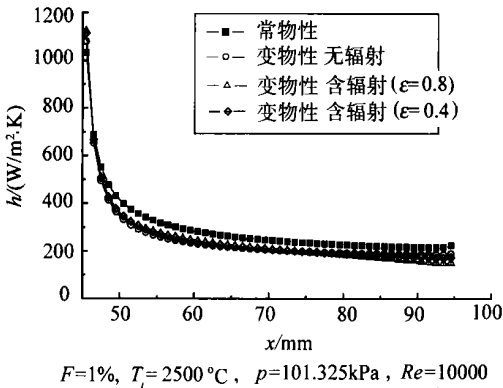


图 6 发汗冷却壁面局部对流换热系数沿流向的变化

Fig 6 Local convection heat transfer coefficient with transpiration cooling along the flow direction

图 7 示出了在常物性、变物性和变物性含热

辐射情况下的平均对流换热系数随注入率的变化。可以看出, 由于冷却剂的注入, 高温气体与壁面间的对流换热大为减弱; 注入率越大, 发汗冷却效果越好; 变物性与热辐射对对流换热系数的影响不大。

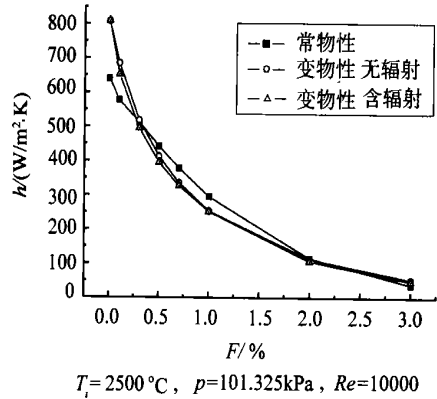


图 7 平均对流换热系数随注入率的变化

Fig 7 Variation of average convection heat transfer coefficient with blowing ratio

对常物性流体, Kays 和 Crawford 提出了如下 St 与注入率 F 的关联式^[17]:

$$\frac{St}{St_0} = \frac{F/St_0}{\exp(F/St_0) - 1} \quad (20)$$

式中, St_0 表示没有发汗冷却的光滑表面上的斯坦登准则数。常物性条件下数值计算得到的平均 St 相对值随修正注入率 F/St_0 的变化与式 (20) 很好地吻合^[9]。

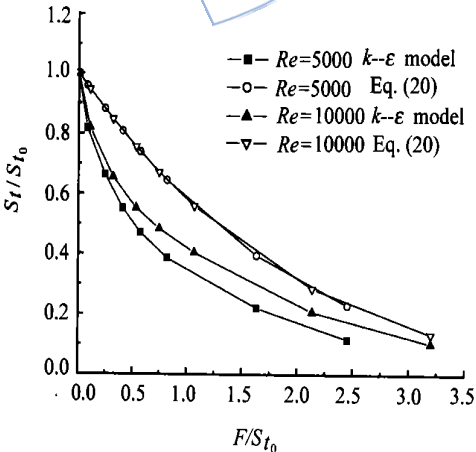


图 8 平均 St 相对值随 F/St_0 的变化曲线

Fig 8 Variation of average relative St with F/St_0

图 8 示出了两层 $k-\epsilon$ 模型对变物性条件下同时考虑热辐射时流体在 Re 为 5000 和 10000 时的平均 St 相对值随 F/St_0 的变化, 以及与关系式 (20) 的比较。从图中可以看出, 变物性条件下同时考虑热辐射时用 $k-\epsilon$ 模型计算得到的 St/St_0 比

由式 (20) 得到的计算值小, 这与 Kays 和 Crawford^[17] 所总结的变物性条件下 St/St_0 随修正注入率 F/St_0 的变化规律一致; 随着注入率的增大, St/St_0 下降很快, 冷却效果显著, 且 St/St_0 随注入率的变化与主流气体 Re 的关系不大。

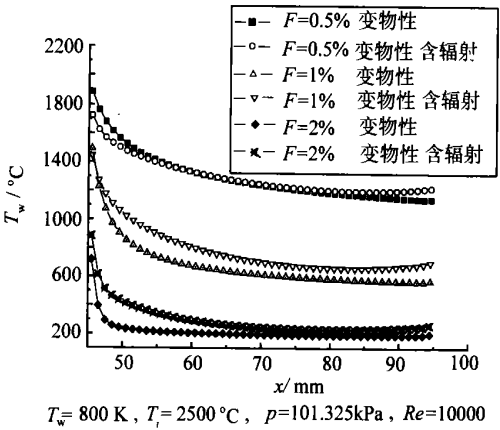


图 9 不同注入率下发汗冷却壁面温度的变化

Fig 9 Local wall temperature with transpiration cooling along the flow direction for different blowing ratios

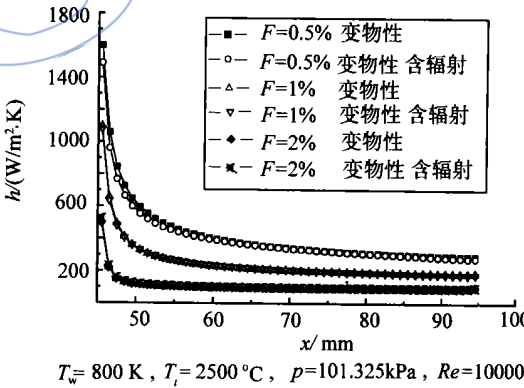


图 10 不同注入率下发汗冷却壁面局部对流换热系数的变化

Fig 10 Local convection heat transfer coefficient with transpiration cooling along the flow direction for different blowing ratios

在实际火箭发动机燃烧室的发汗冷却过程中, 主流气体温度很高, 而燃气侧的壁面温度一般不超过 800 K。利用两层 $k-\epsilon$ 模型对此工况进行了数值模拟, 研究热辐射和变物性对发汗冷却过程的影响, 即: 假设主流气体温度为 2500 K, 而上壁面由于采取某种冷却措施而保持在 800 K。图 9 和图 10 分别示出了 $Re = 10000$ 时, 注入率 F 分别为 0.5%, 1.0% 和 2.0% 时变物性无热辐射

及考虑热辐射时的发汗冷却壁面温度 T_w 和局部对流换热系数 h 的变化。假设发汗冷却多孔壁面的黑度为 0.8, 从图中可以看出, 热辐射使得壁面温度有所上升, 尤其在发汗冷却段的首末位置, 而对截面平均温度 T_f 和局部对流换热系数 h 的影响并不大。总之, 在壁面温度不很高、主流气体为非辐射的高温气体时, 发汗冷却是一种有效的冷却手段。当主流气体为高温辐射气体时, 发汗冷却的效果将有待进一步研究。

3 结 论

(1) 对于发汗冷却过程, 随着冷却气体流量的增加, 发汗冷却使壁面温度、局部对流换热系数都迅速下降。变物性条件下同时考虑热辐射时数值计算得到的平均 St 相对值 (St/St_0) 比变物性条件下的值小。

(2) 随着高温气体温度的上升, 变物性和热辐射对与高温流体接触的表面温度有较大影响, 热辐射对壁面温度的影响比变物性更大; 而对流换热系数所受的影响不大。

(3) 对于狭长流道内的高温流体, 若一侧为绝热边界条件, 另一侧被发汗冷却, 则辐射热流密度很大, 影响不可忽略, 发汗冷却的效果不好。

(4) 在壁面温度不很高、主流气体为非辐射的高温气体时, 发汗冷却非常有效。

参考文献

- [1] 刘国球. 液体火箭发动机原理 [M]. 北京: 宇航出版社, 1993.
- [2] Yanovski L S. Physical Basis of Transpiration Cooling for Engines of Flying Apparatus [M]. Moscow: MAI Press, 1996.
- [3] 姜培学, 任泽需, 张左燊, 等. 液体火箭发动机推力室发汗冷却传热过程的数值模拟—(1) 数理模型 [J]. 推进技术, 1999, 20 (3): 1- 4; (2) 数值方法与计算结果 [J]. 推进技术, 1999, 20 (4): 17- 21.
- [4] Chen F, Bowman W J. Effect of Transpiration Cooling on Nozzle Heat Transfer [J]. J. Spacecraft, Engineering Notes, 1995, 33 (3): 453- 455.
- [5] Reddy N M. Transpiration Cooling Analysis at Hypersonic Mach Numbers by Using Navier-Stokes Equations [A]. 6th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference [C]. 1994: 20- 23.
- [6] Landis J A, Bowman W J. Numerical Study of a Transpiration Cooled Rocket Nozzle [A]. 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference [C]. 1996: 11- 15.
- [7] Yan W M, Tzeng P Y. Transport Phenomena of Developing Laminar Mixed Convection in Inclined Rectangular Ducts With Wall Transpiration [J]. Transactions of the ASME, 2001, 123: 121- 127.
- [8] 吴慧英, 程慧尔, 牛禄. 层板推力室发汗冷却的壁温特性 [A]. 中国工程热物理学会, 传热传质学学术会议论文集 (上) [C]. 1999: 31- 36.
- [9] 余磊, 姜培学, 任泽需. 发汗冷却过程中换热与流动特性的数值模拟 [J]. 清华大学学报, 2003, 43 (12): 1668- 1671.
- [10] Bellettre J, Bataille F, Lallemand A. A New Approach for the Study of Turbulent Boundary Layers with Blowing [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1999, 42: 2905- 2920.
- [11] Avelino M R, Su J, Silva Freire A P. An Analytical Near Wall Solution for the $k-\epsilon$ Model for Transpired Boundary Layer Flows [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1999, (42): 3085- 3096.
- [12] Launder B E, Spalding D B. The Numerical Computation of Turbulent Flows [J]. Comp. Math. in Appl. Mech. and Eng., 1974, 3: 269.
- [13] Rodi W. Experience with Two-Layer Models Combining the $k-\epsilon$ Model with a One-Equation Model Near the Wall [A]. AIAA-91-0216, 29th Aerospace Sciences Meeting [C]. January 7- 10, Reno, Nevada, USA, 1991.
- [14] Durbin P A, Medic G, Seo J M. Rough Wall Modification of Two-Layer $k-\epsilon$ [J]. Journal of Fluids Engineering, 2001, 123: 16- 21.
- [15] Lam C K G, Bremhorst K. A Modified form of the $k-\epsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence [J]. ASME J. Fluids Engineering, 1981, 103: 456.
- [16] 杨贤荣. 辐射换热角系数手册 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1982.
- [17] Kays W M, Crawford M E. Convective Heat and Mass Transfer [M]. (2d ed.) New York: McGraw-Hill, 1980.