

文章编号:1000-6893(2004)04-0339-04

阵列射流冲击冷却局部对流换热特性的数值计算与实验研究

张靖周¹, 李永康², 谭晓茗¹, 李立国¹

(1. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016)

(2. 中国燃气涡轮研究院 科技部, 四川 新都 561000)

Numerical Computation and Experimental Investigation on Local Convective Heat Transfer Characteristics for Jet Array Impingement

ZHANG Jing-zhou¹, LI Yong-kang², TAN Xiao-ming¹, LI Li-guo¹

(1. College of Energy and Power, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

(2. Department of Science and Technology, China Gas Turbine Establishment, Xindu 610500, China)

摘要: 运用数值计算的方法对具有初始横流的阵列射流在不同的排列方式、不同的冲击间距和不同的横流/射流质量流量比下的流动换热进行了三维数值研究,并采用热色液晶测试技术对阵列射流冲击的冷却表面温度分布进行了试验研究,获得了每一股射流的冲击冷却局部对流换热系数分布的特征。研究结果表明本文的计算结果与实验特征是基本吻合的。

关键词: 射流冲击; 数值计算; 热显示; 液晶

中图分类号: V231.3; V211.3 **文献标识码:** A

Abstract: Three-dimensional numerical computation of flow and temperature field for jet array impingement is conducted to investigate the effects of the impingement space, the impinging hole arrangement and the initial crossflow on heat transfer characteristics. A high-resolution liquid crystal thermography technique is used for the experimental study on jet array impingement to map out the temperature distribution on the target surface. The qualitative and quantitative results are obtained and analyzed, which indicate that the agreement of present calculation and experimental data is reasonable.

Key words: jet impingement; numerical calculation; thermal visualization; liquid crystal

射流冲击是一种极其有效的强化局部传热或传质的方法。由于射流冲击靶面所形成的在冲击靶面上流动的边界层薄,表面传热系数比常规的对流换热要高出几倍甚至一个量级^[1],因此冲击冷却在现代燃气涡轮发动机的热端部件(诸如涡轮叶片、火焰筒和涡轮机匣等)的强化冷却中被广泛采用。对于涡轮叶片的弦中区而言,由于冲击前缘的射流沿内部冲击管表面向尾缘流动形成横流作用,因此,对于涡轮叶片弦中区的冲击冷却必须考虑这一横流的影响。尽管针对有初始横流作用影响时的阵列射流的流动换热特性已开展了大量的研究^[2~5],但对其局部换热特性的研究仍不够充分。本文运用数值计算的方法对具有初始横流的阵列射流在不同的排列方式、不同的冲击间距和不同的横流/射流质量流量比下的流动换热进行了三维数值研究,并利用热色液晶的测试技

术进行了热像显示试验。获得了每一股射流的冲击冷却局部对流换热系数分布的特征。

1 试验方法

图1为试验模型示意图。射流冲击板上的冲击孔为7×10阵列,孔径为2.4mm,排列方式有叉排和顺排两种,沿流向和展向的孔间距与孔径之比(x_n/d , y_n/d)均为6.67;通过调整橡胶垫片的厚度,可以得到射流冲击间距与孔径之比(z/d)的变化范围在1~3之间。

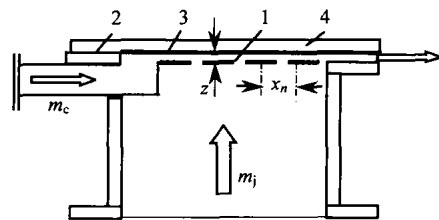


图1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of experiment apparatus

收稿日期:2003-07-11; 修订日期:2004-02-17
基金项目:国家自然科学基金(50276028)资助项目

射流和初始横流由两股各自独立的管路系统供给,横流与射流质量流量比(m_c/m_j)可以在一定范围内调整,流量用孔板流量计测量。

冲击靶板 用有机玻璃制成,内侧敷设复合的电热液晶膜。液晶颜色随着温度的升高逐渐呈现红、黄、蓝、紫的变化。其中蓝色的等温线由于带宽窄、灵敏度高而用作温度的指示,其标定温度为42。热色液晶呈现的热图像用定点相机拍摄。

使用电热液晶膜作为冲击冷却的靶面,在同一加热功率下,液晶显示的等温线所包围的冷却面积的大小,可用来反映各排射流孔的相对冷却效果。根据文献[3],冲击靶面的对流换热系数定义为

$$q = h[(1 - \alpha)(T_s - T_j) + \alpha(T_s - T_c)] \quad (1)$$

式中: T_s 为冲击靶面的温度; T_j, T_c 分别为射流和横流的温度的参考温度; α 为温度加权因子。

由于试验中保持横流和射流温度一致,电热液晶膜背面的散热很小。因此,冲击靶面的对流换热系数可以表示为

$$h = \frac{IV}{A(T_s - T_j)} \quad (2)$$

式中: IV 为电热液晶膜的加热功率; A 为电热液晶膜的面积。

2 数学方法

在笛卡尔直角坐标系(x, y, z)中,记各自对应的速度分量为 u, v, w 。三维流动的稳态、不可压、常物性流动的时均输运守恒方程为

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}(u) + \frac{\partial}{\partial y}(v) + \frac{\partial}{\partial z}(w) \right] = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} \right) \right] + S \quad (3)$$

式中: ρ 为流体的密度; μ 和 S 分别表示变量所对应的有效扩散系数和源项^[6]。

采用常用的区域湍流模化方法,在核心区采用标准的 $k-\epsilon$ 模型,在近壁区采用低雷诺数2方程模型^[7]。在流动方程的数值离散中,采用非交错网格设置,即将所有的速度变量均存储于同一节点上,且速度节点安置在压力控制体的角点上(见图2)。将式(3)在控制体上积分,得到的方程离散型式为

$$A_P P = A_E E + A_W W + A_N N + A_S S + A_T T + A_D D + S_C \quad (4)$$

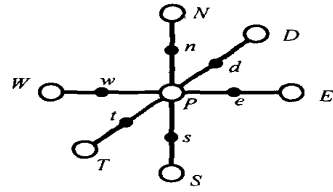


图2 有限控制体示意图

Fig. 2 Schematic of Finite Control Volume

采用非交错网格需要对SIMPLE算法进行必要的修正。根据假设的压力场求解离散的动量方程获得速度场,压力场通过连续性方程不断地加以修正直到满足连续性和动量守恒的要求^[8]。

由SIMPLE算法的思想,可根据连续性方程得到压力修正方程的离散形式:

$$A_{PP} P = A_{EP} E + A_{WP} W + A_{NP} N + A_{SP} S + A_{TP} T + A_{DP} D + m_P \quad (5)$$

式中: m_P 为有限控制体的残余质量源。用上标*表示前次的计算值,其形式为

$$m_P = [(u^*)_e - (u^*)_w] y z + [(v^*)_n - (v^*)_s] x z + [(w^*)_d - (w^*)_t] x y \quad (6)$$

在式(6)的计算中,控制体界面的速度应改造如下,以截面 e 为例

$$u_e^* = \bar{u}_e^* + (Bp_x^*)_e (Bp_x^*)_e \quad (7)$$

式中: B 是压力离散方程中的相关系数; $\bar{u}_e^* = 0.5(u_P^* + u_E^*)$,为原有的平均值; $(Bp_x^*)_e = B_e(p_E^* - p_P^*)/x$,是压力梯度的一个网格间距的差分; $(Bp_x^*)_e = 0.5[(Bp_x^*)_P + (Bp_x^*)_E]$,是压力梯度的两个网格间距的差分。

在改进的控制体界面速度中包含了压力梯度的一个网格间距和两个网格间距差分的差值。当出现压力振荡时,这个差值很大,可以有效地加以抑制;当没有压力振荡时,这一差值很小。

忽略展向两侧壁的影响,可以选取展向的对称面作为计算域的边界,则计算域的边界条件可以按以下4种形式处理:

进口边界 给定射流孔入口和横流入口的速度和温度($T_{in} = 300\text{K}$),进口的湍流动能和湍流动能耗散率取为:

$$K_{in} = 0.03 u_{in}^2, \quad \epsilon_{in} = K_{in}/0.005 l \quad (8)$$

式中: l 为射流或横流入口的当量直径。

对称边界 沿展向的速度分量为零,其它参数沿展向的一阶导数为零。

固体边界 速度为无滑移条件,射流冲击板为绝热条件,冲击靶面为恒热流边界条件,热流密度为 $6000\text{W}/\text{m}^2$ 。

出口条件 所有参数沿流向一阶导数为零。

3 结果与分析

图 3 为在初始横流与冲击射流质量流量比 $m_c/m_j=0.18$, $m_c+m_j=0.0215\text{kg}/\text{s}$ 时,采用热色液晶显示技术获得的不同冲击间距与孔径之比阵列冲击射流冷却的靶面温度热像图片。图 4 为相同的条件下计算得到的冲击靶面的温度分布。

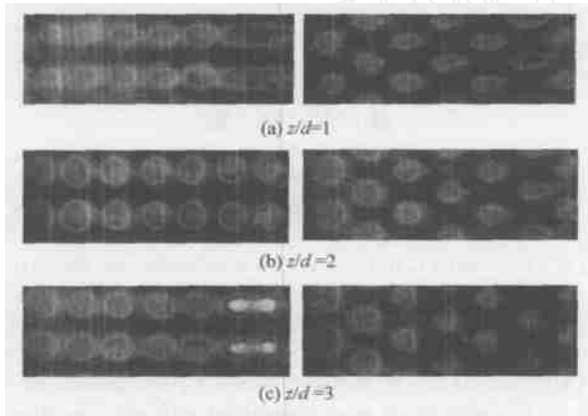


图 3 有初始横流冲击靶面的温度分布热色液晶显示
Fig. 3 Temperature visualization on target surface

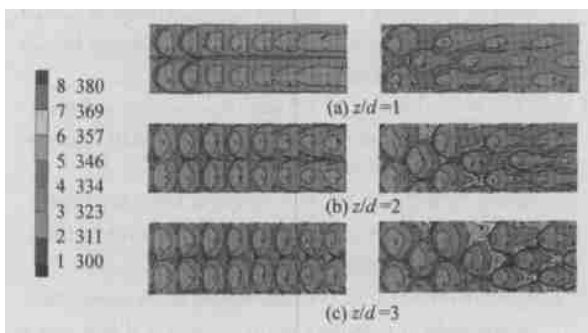


图 4 有初始横流冲击靶面的温度分布计算结果
Fig. 4 Calculation results of temperature distribution on target surface

可以看出计算结果与实验所揭示出的特征是基本吻合的:在不同的冲击间距与孔径之比下,无论是否存在初始横流,顺排孔的冷却效果均要好于叉排孔,沿流动下游这一差别尤为明显;对于顺排射流孔,当 $z/d=1$ 时,壁面较低温度区域的面积沿流动下游逐渐增大,而当 $z/d=3$ 时,壁面较低温度区域的面积沿流动下游却呈现逐渐减小的趋势;对于叉排射流孔,当 $z/d=1$ 时,温度分布呈现十分明显的蝌蚪形状,壁面较低温度

区域的面积沿流动下游逐渐增大,当 $z/d=2$ 时,壁面较低温度区域的面积在第 3 或 4 排射流孔处出现极小值;而当 $z/d=3$ 时,壁面较低温度区域的面积沿流动下游也呈现逐渐减小的趋势。

图 5 为根据靶面温度热像图(图 3)得到的各排射流孔等温线所包围的冷却面积的大小。图中纵坐标是相对值。该图可供认识上述的一些基本特征之参考。

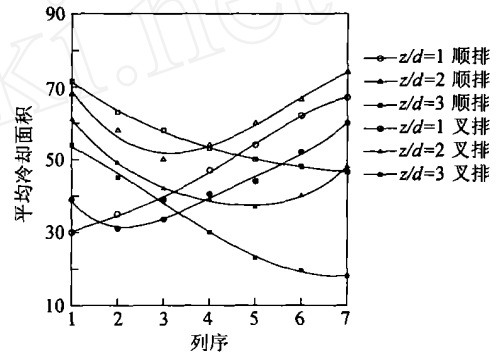


图 5 相对冷却面积分布
Fig. 5 Relative cooling area distribution

在不同的冲击间距与孔径之比下,顺排孔的冷却效果均要好于叉排孔的主要原因在于顺排的孔排之间的区域对于横流或前几排射流孔中喷射出的气流而言起到了分流的作用,使大部分的横向气流沿着孔排之间流动阻力最小的通道流过,削弱了它对后排各股射流的迎面影响。处在前面的射流,一方面对后面的射流带来了有限的横流作用,另一方面,它又遮挡了来自上游的迎面横流的影响,保护了射流冲击作用的发挥。而在叉排布置方式中,后排的射流恰好处于前排展向两射流孔中间,使其前缘和侧边受到上游横流和前排射流的影响较大。

图 6 为横流与射流质量流量比 $m_c/m_j=0.28$, $m_c+m_j=0.0215\text{kg}/\text{s}$ 时,在 $z/d=3$ 下计算得到的冲击靶面的温度分布。

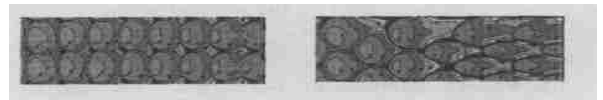


图 6 有初始横流冲击靶面的温度分布计算结果
Fig. 6 Calculation results of temperature distribution on target surface

可以看出,随着横流与射流质量流量之比增加,冲击靶面的冷却效果降低。

射流冲击在靶面上的冷却效果与射流和横流的相互作用有关,这种作用和初始横流与射流质量流量比、冲击间距比有非常密切的关系。在横

流与射流质量流量比不变的条件下,一方面小的冲击间距易保持大的射流速度,另一方面过小的冲击间距导致通道中横流的速度增加,易造成射流在横流的作用在发生偏转,从而影响了垂直冲击的效果。总体来看,横流对小冲击间距比流向下流的靶面对流换热有增强的作用,但对大冲击间距比流向下流的靶面对流换热有削弱的作用。图7为 $m_c/m_j = 0.18$ 、 $m_c + m_j = 0.0215\text{kg/s}$ 时,有初始横流的顺排射流孔通道流向截面速度矢量局部分布计算结果。可见,对于不同的冲击间距与孔径比,横流对射流的作用具有较大的差异,因此在初始横流的作用下,阵列射流的流动传热特性的变化非常复杂,无简单规律可循。比较发现,初始横流基本起到了与减小孔靶间距相类似的作用。

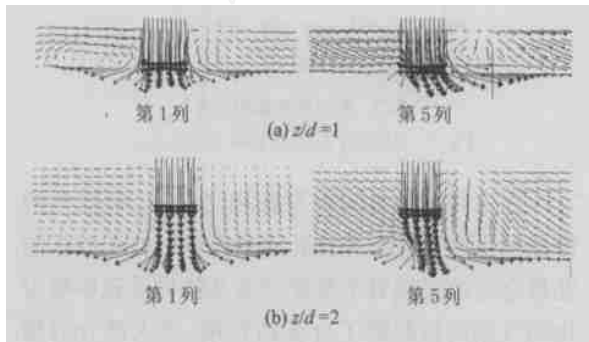


图7 通道流向截面速度矢量局部分布计算结果
Fig. 7 Calculation results of local velocity distributions

图8为 $m_c/m_j = 0.28$ 、 $m_c + m_j = 0.0215\text{kg/s}$ 时,在 $z/d = 1$ 下叉排冲击孔冲击靶面的局部对流换热系数分布的计算和实验测试结果。比较发现,计算结果与实验所揭示出的特征是基本吻合,局部对流换热系数的最大值达到 $520\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,沿流向下流的在较大的区域内也有 $260\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,而且横流对小冲击间距比流向下流的靶面对流换热有增强的作用。

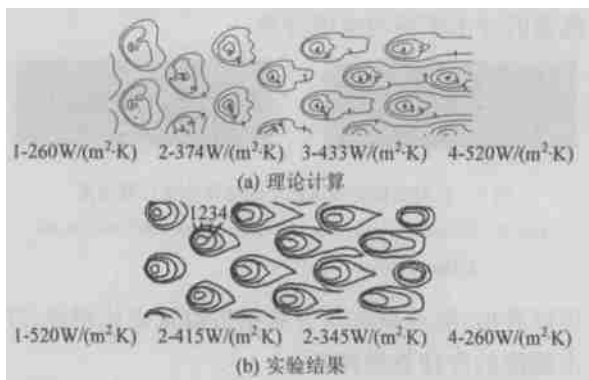


图8 冲击靶面局部对流换热系数分布
Fig. 8 Convective heat transfer coefficient distributions

4 结论

(1) 数值计算所得到的冲击靶面温度分布特征与实验所揭示出来的特征是基本吻合的。

(2) 在不同的冲击间距与孔径之比下,顺排孔的冷却效果均要好于叉排孔。

(3) 横流对小冲击间距比流向下流的靶面对流换热有增强的作用,但对大冲击间距比流向下流的靶面对流换热有削弱的作用。

(4) 对于不同的冲击间距与孔径比,横流对射流的作用具有较大的差异,因此在初始横流的作用下,阵列射流的流动传热特性的变化非常复杂,无简单规律可循。

参考文献

- [1] 顾维藻, 神家锐, 等. 强化传热[M]. 北京: 科学出版社, 1992. (Gu W Z, Shen J R, et al. Enhanced heat transfer[M]. Beijing: Science Publication, 1992.)
- [2] Florschuetz L W, Isoda Y. Flow distributions and discharge coefficient effects for jet array impingement with initial crossflow[J]. Journal of Engineering for Power, 1983, 105(3): 296 - 303.
- [3] Florschuetz L W, Metzger D E, Su C C. Heat transfer characteristics for jet array impingement with initial crossflow[R]. ASME Paper 83-GT-28, 1983.
- [4] Kim K, Camci C. Fluid dynamics and convective heat transfer in impinging jets through implementation of a high resolution liquid crystal technique[J]. International Journal of Turbo and Jet Engines, 1995, 12(1): 1 - 19.
- [5] Chen W B, Chang H P. 3-D numerical simulation of impinging jet cooling with initial crossflow[R]. ASME Paper 99-GT-256, 1999.
- [6] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1992. (Tao W Q. Numerical heat transfer[M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Publication, 1988.)
- [7] Launder B E, Sharma B I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc[J]. Letters in Heat and Mass Transfer, 1974(1): 131 - 134.
- [8] Zhang J Z, Li L G, Wu G C. Numerical calculation of 3-D turbulent flow in curvilinear coordinate system with nonstaggered grids[J]. Journal of Thermal Science, 1996, 5(3): 158 - 163.

作者简介:



张靖周(1964 -) 男,江苏东海,南京航空航天大学教授,博士,1986年本科毕业于清华大学内燃机专业,1989年于东南大学工程热物理专业获硕士学位,1992年于南京航空航天大学航空宇航推进理论与工程专业获博士学位,主要从事强化传热、红外隐身等方面的研究, E-mail: zhangjz@nuaa.edu.cn, 联系电话: 025-84893666。

(责任编辑: 刘振国)