

双排叉排孔气膜冷却特性研究 (二) 绝热有效温比

西安交通大学 张鸣远 陈学俊 美国 Drexel 大学 邹福康
中国科学院工程热物理研究所 葛绍岩 徐靖中 美国 Temple 大学 陈时钧

【摘要】 本文介绍双排叉排孔气膜冷却绝热有效温比 η 的测量结果和数值计算。根据 η 沿主流和横向的变化,特别是在近孔区的分布规律分析了前后排孔二次射流的不同流动特点。数值计算采用求解椭圆方程的三维差分程序,吹风比 M 等于0.6。

一、实验结果

不同 M 数下 η 相对于 X/D 的变化示于图1。

在靠近气膜孔的区域里($X/D < 11.63$), η 沿横向变化较大,在远离气膜孔的区域里($X/D > 16.58$), η 沿横向分布渐趋均匀。这是由于随着 X/D 的增大,相邻孔的二次射流不断向横向扩展和相互融合,逐渐连接起来,对壁面冷却作用趋于均匀。与文献[1]的观察相同,最大有效温比 η_{max} 出现在后排孔中心线上($Z/D = 0$)。最小有效温比 η_{min} 当 $M = 0.2, 0.4$ 时在 $Z/D = 0.75$,随着 M 增大,向 $Z/D = 1.5$ 方向移动。这意味着来自前后排孔的二次气流对壁面的“冷却”作用存在差异。后排孔的气流“冷却”作用较强,而且随着 M 增大,横向影响范围加宽。

仔细观察 η 在近孔区的变化,可以发现:(1) $M = 0.2$ 时, $Z/D = 0.75$ 处 η 先增加,在 $Z/D = 4.3$ 处达到极值,然后逐渐减少,其它横向位置上 η 单纯单调减少。 $M = 0.4$ 时,这一现象更加显著, η 直到 $X/D = 11.63$ 才达到极值。(2) $M = 0.6$ 时,除 $Z/D = 0.75$ 外, $Z/D = 1.125$ 和0处 η 也出现先增后减变化。(3) $M = 0.8$ 和1.0时,所有横向位置上 η 都出现先增后减变化,但程度有所不同, $Z/D = 0$ 和0.375处, η 在 $X/D = 4.3$ 处即达到极值。而

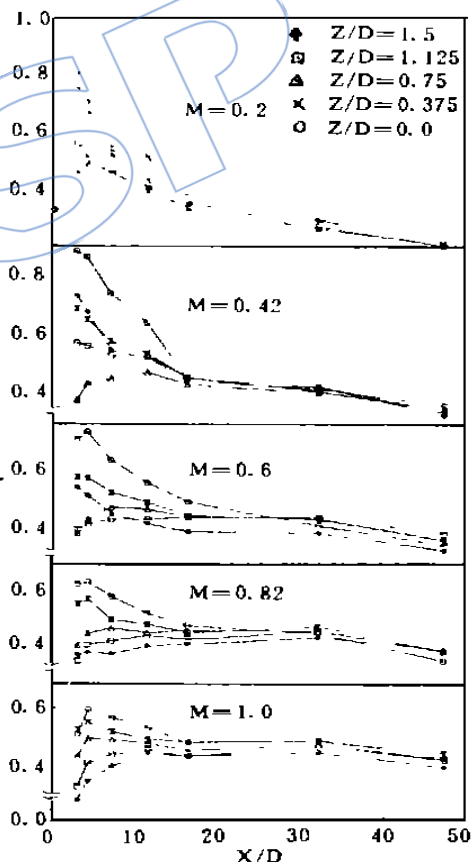


图1 局部有效温比分布图

$Z/D = 1.5$ 和 1.125 处, η 在 $X/D = 3.025$ 处有大幅度降低, 直到 $X/D = 11.63$ 才增加到极值。

η 在近孔区先升后降的变化与二次射流的脱壁及重新附壁过程相联系。当吹风比 M 增大, 二次气流动量足够大时, 射流便会脱离壁面进入主流。在其重新贴附壁面过程中, 对壁面冷却作用逐渐加强, 导致 η 回升。双排叉排孔情形下, 由于同排孔之间二次射流的相互作用, 后排孔有上推前排孔二次射流使其脱离壁面的趋势, 而前排孔的气流则竭力压迫后排孔气流使其贴附壁面^[2]。本实验中观察到的 η 在近孔区的变化规律则进一步告诉我们, 在 M 数较小时, 绝大部分二次气流都是贴壁流动的, 但仍有前排孔的部分气流受后排孔射流作用, 在 $Z/D = 0.75$ 处出现脱壁现象。随着 M 数加大, 前排孔气流在 $Z/D = 0.75$ 处的脱壁现象加剧, 脱壁距离加长, 并向 $Z/D = 1.5$ 方向发展。 $M \geq 0.6$, 在各横向位置气流都先后开始脱壁, 前排孔的二次气流则有着较长的脱壁距离; 后排孔的二次气流虽也脱离了壁面, 但很快即又返回到壁面上来。

双排叉排孔与单排孔气膜冷却效果的比较示于图 2 (双排叉排孔: $m = 0.20$, $P/D = 3$, $S/D = 2.5$, $U_\infty D/v_\infty = 0.48 \times 10^5$, $\delta^*/D = 0.078$, $D = 8\text{mm}$ 。单排孔文献 [3], $m = 0.504$, $P/D = 2$, $U_\infty D/v_\infty = 0.021 \sim 0.18 \times 10^5$, $D = 6\text{mm}$ 文献 [4]; $M = 0.50$, $P/D = 3$, $U_\infty D/v_\infty = 0.22 \times 10^5$, $\delta^*/D = 0.124$, $D = 11.8\text{mm}$)。为了在单位横向长度上尽可能得到相同的二次流量, 单排孔吹风比取 0.5 , 双排孔取 0.2 。比较证明, 孔间距为 $2D$ 的单排孔优于孔间距为 $3D$ 的单排孔, 而双排叉排孔则优于任何一种单排孔, 特别是在 $Z/D =$

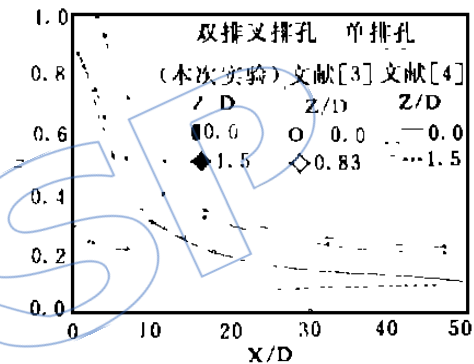


图 2 双排叉排孔与单排孔有效温比的比较

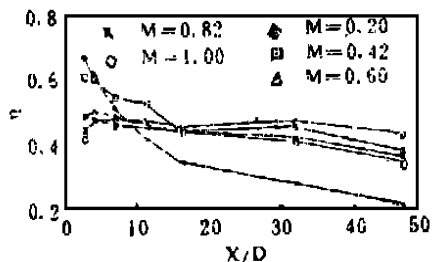
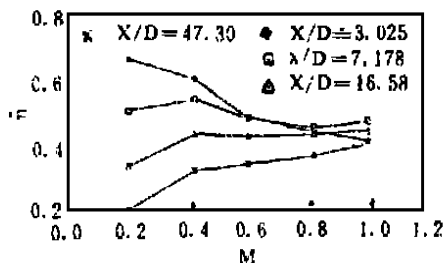
1.5 处, 由于前排孔的存在, η 分布有了极大的改善。双排叉排孔与单排孔相比, 在单位横向长度二次流流量相同的条件下, 由于相同长度上的气膜孔流通总面积更大, 二次流动量较小, 气流更加不易脱离壁面。此外, 由于双排孔相邻孔二次射流间的相互作用和融合, 主流更不易从射流之间或下部通过, 从而增强了对壁面的保护作用。由上述比较知, 孔间距愈小, 相邻孔二次射流间作用愈强, η 愈高。叉排法可以得到更小的孔间距 (孔间距为 $3D$ 的双排叉排孔与单排孔相应的孔间距应作 $1.5D$), 因而可以获得更高的冷却效果。

为了从整体上把握 η 随 X/D 、 M 等参数的变化规律, 定义一个横向平均有效温比是必要的。

$$\eta\left(\frac{X}{D}\right) = \frac{1}{1.5} \int_{-1.5}^{1.5} \eta\left(\frac{X}{D}, \frac{Z}{D}\right) d\left(\frac{Z}{D}\right) \quad (1)$$

由图 3 可见, 当 M 数较小时 ($M = 0.2, 0.4$), 随 X/D 增加, η 单调减少。 $M = 0.2$ 时, $X/D = 3.025$ 处 $\eta = 0.67$; $X/D = 47.30$ 处 $\eta = 0.204$ 。当 $M \geq 0.6$ 时, 由于二次气流的脱壁效应, η 在近孔区, 先增加到某一极值, 然后逐渐减少。在远孔区, 当 M 从 0.2 增加到 0.4 时, η 增加较多, 但此后再继续增加 M , η 只是稍有增加。

图 4 表示 η 随 M 变化。当 $X/D = 3.025$ 时, M 增加导致 η 下降; $X/D > 16.58$ 时, M 增加 η 也增加。 $X/D = 7.178$ 处存在一最大 η , 出现在 $M = 0.3 \sim 0.5$ 之间。

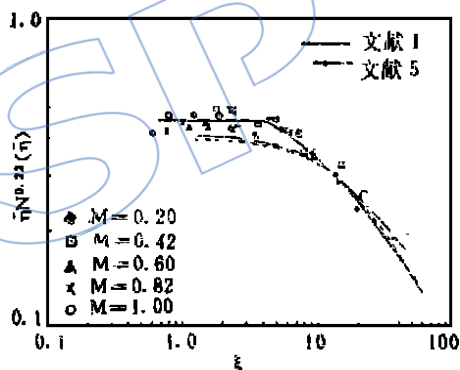
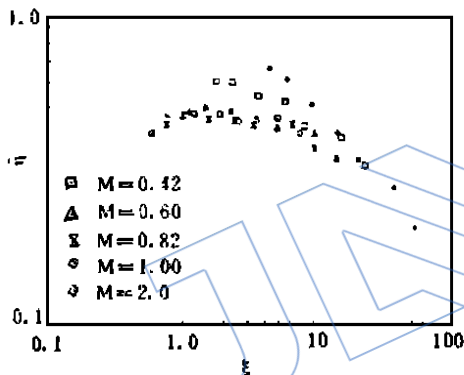
图 3 横向平均有效温比随 X/D 的变化图 4 横向平均有效温比随 M 的变化

文献 [1, 5] 报道, 双排叉排孔 η 可用二维气膜冷却参数 ξ 很好地加以整理。 η 随 ξ 变化示图 5 (a), ξ 定义如下:

$$\xi = \frac{X + 0.988D}{MS} \left(\frac{\mu_2}{\mu_\infty} Re_2 \right)^{-0.25} \quad (2)$$

式中 $Re_2 = \rho_2 U_2 S / \mu_2$, 等效缝槽高度 S 以下式计算,

$$S = 1 / 6\pi D \quad (3)$$

图 5 横向平均有效温比随 ξ 的变化

可以看出, 与文献 [1, 5] 不同的是 η 不仅是 ξ 的函数, 而且因 M 的不同而出现一定的离散。文献 [1, 5] 中主流方向测量范围分别为 $X/D \geq 7.11$ 和 $X/D \geq 5.7$, 本文最小 $X/D = 3.025$ 。由图 5a 可以看出, 数据的离散主要是由于紧靠气膜孔的几个测点的数据引起的。可以认为 η 不仅依赖于 ξ , 而且随 M 变化而变化正反映了近孔区有效温比变化的特点。给 η 乘以 $M^{0.22}$, 作 $M^{0.22}\eta \sim \xi$ 曲线, 则所有的数据点都比较好的集中在一条曲线上 (图 5b)。该曲线可表示为

$$M^{0.22}\eta = \begin{cases} 0.46 & \xi \leq 5 \\ 0.61(1 + 0.10\xi)^{-0.8} & \xi > 5 \end{cases} \quad (4)$$

式 (4) 在图中以实线表示。

图 5b 中同时绘出文献 [1, 5] 的结果。本文的 η 值较高, 这可能是以下原因造成的: (1) 本实验中两排气膜孔相距 $2.5D$, 气膜孔倾斜角 30° ; 而文献 [1, 5] 两排孔相距 $2.6D$, 气膜孔倾斜角 35° ; (2) 本实验中 $\delta^*/D = 0.078$, 而文献 [1, 5] $\delta^*/D = 0.177$ 。文献报道 $M = 0.5$ 时, δ^*/D 减少 20% 可导致双排叉排孔 η 增加 10~20%^[2]。

二、数值计算

气膜冷却的数值计算方法得到了相当的发展。对单排孔冷却问题已进行了大量的工作^[6, 7], 双排孔计算的报道尚不多见。文献 [2] 仅在小吹风比下 ($M \leq 0.5$) 取得了一定的成功。本文试用求解椭圆方程的三维差分程序计算双排叉排孔的绝热有效温比。

(1) 数学模型 由于所研究的问题是常物性的稳定流动, 其时间平均偏微分控制方程可以张量形式书写如下:

$$\text{连续方程} \quad \partial(\rho u_i)/\partial x_i = 0 \quad (5)$$

$$\text{动量方程} \quad \partial(\rho u_i u_j)/\partial x_i = -\partial P/\partial x_j + \partial(\rho \overline{u_i u_j})/\partial x_i \quad (6)$$

$$\text{能量方程} \quad \partial(\rho u_i T)/\partial x_i = \partial(\rho \overline{u_i T})/\partial x_i \quad (7)$$

紊流应力 $-\rho \overline{u_i u_j}$ 和热通量 $-\rho \overline{u_i T}$ 表示如下

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) - 2/3 \rho k \delta_{ij} \quad (8)$$

$$-\rho \overline{u_i T} = (\mu_t / \sigma_T) (\partial T / \partial x_i) \quad (9)$$

式中 μ_t 是紊流粘性, σ_T 是紊流普朗特特性,

$$\mu_t = \rho c_\mu (K^2 / \epsilon) \quad (10)$$

K 和 ϵ 在流场中的分布由下述经验传输方程决定:

$$\frac{\partial(\rho u_{ik})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \epsilon \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho u_{ik})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (12)$$

(9) ~ (12) 式中有关常数值如下: $C_\mu = 0.09$, $\sigma_T = 0.9$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $C_{1\epsilon} = 1.44$, $C_{2\epsilon} = 1.92$ 。

计算中采用了文献 [9] 各向异性紊流粘性的假设。

(2) 边界条件和计算过程 计算区域如前篇文章图 2 阴影部分所示。其上下边界分别是上壁面和下壁面; 两侧面一通过前排孔中心, 另一通过后排孔中心; 进口边界位于前排孔中心上游 $6.25D$ 处; 出口边界位于后排孔中心下游 $37.25D$ 处。该区域长宽高分别为 0.368 米、 0.012 米和 0.058 米。网格点数为 $95 \times 16 \times 24$ 。

速度在 Z 方向的分量以及其它变量沿 Z 方向的梯度在两侧面上取为零。上下壁面为固体壁面, 其上速度为零。壁面函数用来联结层流底层和主流^[8]。气膜孔口二次流速度分布采用了均匀垂直分量和线性增加的主流分量^[10]。进口界面上根据二维边界层计算给出了充分发展的主流边界层速度分布。在出口界面上压力的二次导数取为零。计算主流速度为 106 米/秒, 吹风比 $M = 0.60$, 二次流与主流温差为 $19K$ 。

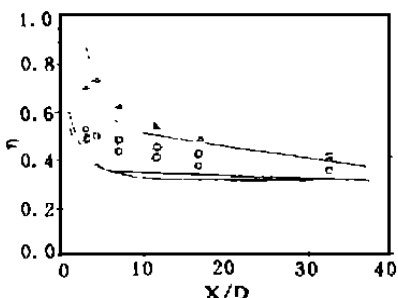


图 6 有效温比计算结果与实验数据的比较
($M = 0.60$)

计算采用 SIMPLE 法。使用交错网格。通过在控制容积上对原始的偏微分方程进行积分推导出所需的差分方程。对流项计算用混合方案 (中心差分和上风方案的组合)。差分方程求解用 TDMA (三对角矩阵算法)。一次迭代后, 如果速度的三个分量和温度的相对变化都小于 10^{-6} , 即认为计算已经收敛。计算用安装在美国匹兹堡的巨型计算机

CRAY- 进行, 共迭代 450 次, CPU 时间 60 分钟。

(3) 计算结果 如图 6 所示, $Z/D = 0$ 处计算与实验测量符合很好, 但在 $X/D < 4.3$ 时, 计算结果尚不能反映 η 先增后减的趋势。 $Z/D = 1.5$ 处, 远孔区符合较好, 近孔区偏差增大。横向平均值偏差较大。文献报导双排孔计算结果与实验吻合程度远不及单排孔^[2]。本文的计算偏差可能是因为: (1) 气膜孔口二次流出口流速分布及紊流特性值是任意给定的, 目前尚无实验资料可资参考; (2) 紊流扩散特性各向异性的假说中未能反映二次流喷射过程的影响^[2]; (3) 试用其它更合适的方法处理壁面与主流的联系也许会得到更好的结果。

三、结 论

(1) 双排叉排孔气膜冷却效果优于单排孔。

(2) $X/D > 16.58$ 时, η 横向分布趋于均匀; $X/D < 11.63$ 时, η 沿横向变化较大: η_{max} 在后排孔中心线上 ($Z/D = 0$), η_{min} 在 M 小时位于 $Z/D = 0.75$, M 增大 η_{min} 向 $Z/D = 1.5$ 方向移动。

(3) $M \leq 0.4$, $Z/D = 0.75$ 处 η 沿 X/D 分布即有先升后降现象出现。 $M \geq 0.6$, 各横向位置上均先后开始出现类似变化趋势, 但 $Z/D = 0.375$ 和 0 处, η 从 $X/D = 3.025$ 上升, 在 $X/D = 4.311$ 处达到极值; 而 $Z/D = 1.5$ 和 1.125 处 η 一直到 $X/D = 11.63$ 才增加到极值。这说明在小 M 数时, 来自前排孔的二次射流即在 $Z/D = 0.75$ 处脱壁。 $M \geq 0.6$, 前后排孔的二次射流都先后开始发生脱壁现象, 但后排孔射流很快即又贴壁流动, 而前排孔射流却有较长脱壁距离。

(4) $M \leq 0.4$, η 随 X/D 增大单调减少; $M \geq 0.6$, η 在近孔区沿 X/D 方向出现先增后减现象。 η 在近孔区 ($X/D < 4.311$) 随 M 增大而减小, 在远孔区 ($X/D > 16.58$) 则随 M 增大而增大。 $X/D = 7.178$ 处 η_{max} 出现在 $M = 0.3 \sim 0.5$ 之间。

(5) η 数据可用 ξ 和 M 来整理, 有下述公式成立:

$$M^{0.22}\eta = \begin{cases} 0.46 & \xi \leq 5 \\ 0.61(1 + 0.10\xi)^{-0.8} & \xi > 5 \end{cases} \quad (4)$$

(6) $M = 0.60$ 时 η 数值计算结果与实验测量相比, $Z/D = 0$ 处吻合很好; $Z/D = 1.5$ 处远孔区符合较好, 近孔区偏差增大。横向平均值有较大偏差。

参 考 文 献

- [1] M. Y. Jabbari et al, "Adiabatic Wall temperature and Heat Transfer Downstream of Injection through Two Rows of Holes," J. of Engineering for Power, Vol. 100, 1978, pp. 303-307.
- [2] G. Bergeles et al, "Double-Row Discrete-Hole Cooling: An Experimental and Numerical Study," J. of Engineering for Power, Vol. 102, 1980, pp. 499-503.
- [3] 葛绍岩等, 《气膜冷却》, 科学出版社, 1985 年。
- [4] R. J. Goldstein et al, "Film-Cooling Following Injection Through Inclined Circular Tubes," NASA CR-72612, 1969.
- [5] R. J. Goldstein et al, "Effect of Surface Roughness on Film Cooling Performance," J. of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 107, 1985, pp. 111-116.
- [6] A. O. Demuren et al, "Systematic Study of Film Cooling with Three Dimensional Calculation Procedure," ASME Paper 85-IGT-2, 1985.
- [7] B. Schonung et al, "Prediction of Film Cooling by a Row of holes with a Two-Dimensional Boundary-Layer Procedure," ASME Paper 87-GT-122, 1987.
- [8] G. Bergeles et al, "The Turbulent Jet in a Cross stream at Low Injection Rates, a Three-Dimensional Numerical Treatment," Numerical Heat Transfer, Vol. 1, 1978, pp. 217-242.
- [9] B. E. Launder et al, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, 1974, pp. 269-289.
- [10] A. O. Demuren et al, "Numerical Calculation of Steady Three-Dimensional Turbulent Jets in Cross Flow," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 37, 1983, pp. 309-328.

AN INVESTIGATION ON FILM-COOLING FROM TWO-STAGGERED ROWS OF HOLES — (1) HEAT TRANSFER COEFFICIENTS

Zhang Mingyuan, Chen Xuejun (*Xian Jiaotong University*)

Tsou Fu-Kang (*Drexel University, U. S. A.*)

Chen Shih-Jiuh (*Temple University, U. S. A.*)

Ge Shaoyan (*Engineering Thermophysics Institute, Chinese Academy of Sciences*)

ABSTRACT

The film-cooling performance downstream of injection from two-staggered rows of holes were investigated in a Ludwig tube wind tunnel. For the first time, heat transfer measurements were conducted in both streamwise and spanwise directions in a short duration flow facility. The details of wall temperature and heat transfer coefficient in region close to injection holes have been obtained.

AN INVESTIGATION ON FILM-COOLING FROM TWO-STAGGERED ROWS OF HOLES — (2) EFFECTIVENESS

Zhang Mingyuan, Chen Xuejun (*Xian Jiaotong University*)

Tsou Fu-Kang (*Drexel University, U. S. A.*)

Chen Shih-Jiuh (*Temple University, U. S. A.*)

Ge Shaoyan, Xu Jingzhong

(*Engineering Thermophysics Institute, Chinese Academy of Sciences*)

ABSTRACT

The experimental results and numerical computation of film-cooling effectiveness downstream of injection from two-staggered rows of holes are presented in this paper. On the basis of measured effectiveness in both streamwise and spanwise directions, especially in the region close to injection holes, the different heat transfer behaviors of the jets from upstream and downstream rows are analyzed. In the computation, a three-dimensional calculation procedure is used to solve the related elliptic equations and the results agree well with present measurements far downstream. The discrepancies are increased in the near-injection region.

PREDICTION FOR FLOW AND HEAT TRANSFER OF IMPINGEMENT IN A SEMICIRCULAR CLOSURE

Zhu Gujun, Qiu Xuguang, Chen Zhongjun

(*Beijing University of Aeronautics and Astronautics*)

ABSTRACT

Calculation for two dimensional flow and heat transfer of impingement in a semicircular closure has been completed with a Finite Element Method. It is found