

文章编号: 1000-8055(2004) 03-0361-05

# 水滴形叉排扰流柱阵列矩形通道内 流动和换热数值模拟

杨成凤, 张靖周, 谭晓茗

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016)

**摘要:** 运用数值计算的方法对具有水滴形叉排扰流柱阵列矩形通道内的流动和换热过程进行了三维数值研究, 获得了通道内流场、压力场以及壁面对流换热的基本特征, 并与具有相同截面积的圆柱形扰流柱进行了对比分析。研究表明: 在本文研究的范围内, 与圆柱形扰流柱相比, 水滴形扰流的强化换热效果约下降约 15%, 但流动阻力却下降了近 50%。

**关键词:** 航空、航天推进系统; 强化传热; 对流换热; 扰流柱; 数值计算

中图分类号: V 231. 3; V 211. 3

文献标识码: A

## Numerical Simulation of Flow and Heat Transfer in Rectangular Channel with Staggered Arrays of Droplet-Type Pin Fins

YANG Cheng-feng, ZHANG Jing-zhou, TAN Xiao-ming

(College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

**Abstract:** Three-dimensional numerical computation of flow and heat transfer in rectangular channel with staggered arrays of droplet-type pin fins is conducted to investigate the effects of the shape of pin fins on flow and heat transfer characteristics. As a conventional enhanced heat transfer method, the rectangular channel with staggered arrays of column-type pin fins with the same cross-areas to droplet-type pin fins is also considered. Both type pin fins have the same cross-areas. The velocity fields, pressure fields in the channel and local convective heat transfer coefficients on the wall are obtained. The results indicate that in the present research range of Re number and constructional parameters, the enhanced heat transfer capability of droplet-type pin fins about 15% less than that of the conventional column-type pin fins, and the pressure drop of droplet-type pin fins is only about 50% of the conventional column-type pin fins.

**Key words:** aerospace propulsion system; enhanced heat transfer; convective heat transfer; pin fins; numerical calculation

扰流柱或肋化壁面因其固有的强化传热和结构特征在涡轮叶片的冷却结构, 特别是在涡轮叶

片尾缘的冷却结构中起着十分重要的作用。众所周知, 涡轮叶片强化冷却效果的提高往往与流动

阻力和气动损失的增加联系在一起,国内外的研究人员已开展了许多研究工作以致力于优化扰流元的几何结构。至上世纪七、八十年代,针对圆柱形扰流柱开展了大量的研究工作,系统地研究了圆柱长径比、排列方式、端壁效应对流动传热性能的影响<sup>[1]</sup>;九十年代以来,为了满足发动机推重比提高对涡轮叶片的冷却要求,人们开始寻求换热效果好、流动阻力低的扰流柱结构,并考察复杂旋转环境下的扰流效应, Sparrow 等<sup>[2]</sup>、Grannis 等<sup>[3]</sup>对钻石形扰流元、Chyu 和 Natarajan<sup>[4]</sup>对方形扰流柱、Metzger 等<sup>[5]</sup>、Ota 等<sup>[6]</sup>和 Li 等<sup>[7]</sup>对椭圆形扰流柱进行了研究,这些研究帮助我们建立了一些异形扰流柱的流动传热基本概念,但有些物理特征并不清晰明确。譬如 Ota 等人对长短轴径比为 3 的椭圆形扰流柱的研究表明:与圆形扰流柱相比,换热可提高 20%,流阻却增加了近一倍;而 Li 等人对长短轴径比为 2 的椭圆形扰流柱的研究表明在换热增强的同时流阻仅为圆形扰流柱的 50%。可见人们对异形扰流元的认识还不够深入全面,对于具有水滴形状的扰流柱,研究就显得更少了。

本文运用数值计算的方法对具有水滴形叉排扰流柱阵列矩形通道内的流动和换热过程进行了数值模拟,并与具有相同截面积的圆柱形扰流柱进行了对比分析,以揭示水滴形扰流柱基本的物理特征。

## 1 控制方程

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:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial x} (\rho u \Phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \Phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w \Phi) \right] = \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma^\varphi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma^\varphi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma^\varphi \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] + S^\varphi \quad (1)$$

式中:  $\rho$  为流体的密度,  $\Gamma^\varphi$  和  $S^\varphi$  分别表示变量  $\varphi$  所对应的有效扩散系数和源项<sup>[8]</sup>。

本文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两方程模型<sup>[9]</sup>。

在高雷诺数区域中采用标准的  $k-\epsilon$  模型:

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \rho G_k - \rho \epsilon \quad (2)$$

$$\frac{D(\rho \epsilon)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \rho \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3)$$

式中:  $G_k$  为湍流动能生成率。湍流粘度为  $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \epsilon$ 。

方程中的常数取为:

$$C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0$$

$$C_{\epsilon 1} = 1.22, \quad C_{\epsilon 2} = 1.44, \quad C_{\epsilon 3} = 1.92$$

在低雷诺数区域中,为提高  $k-\epsilon$  模型的有效性, Launder 和 Sharma 把一些特殊的经验衰减函数引入到  $\mu_t$  和  $\epsilon$  的方程中。令  $\tilde{\epsilon} = \epsilon - D$ , 有:

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \rho G_k - \rho (\tilde{\epsilon} + D) \quad (4)$$

$$\frac{D(\rho \tilde{\epsilon})}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} f_1 \rho \frac{\tilde{\epsilon}}{k} G_k - C_{\epsilon 2} f_2 \rho \frac{\tilde{\epsilon}^2}{k} + E \quad (5)$$

式中的  $D$  项和  $E$  项是为了考虑壁面对近壁区域湍流流动的影响而引入的附加项。

$$\left. \begin{aligned} D &= 2\nu \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{k}{\partial x_j} \right) \right]^2 \\ E &= 2\mu \mu_t \left[ \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l} \right]^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

将低雷诺数衰减函数  $f_\mu$  引入湍流粘度表达式:

$$\left. \begin{aligned} \mu_t &= \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\tilde{\epsilon}} \\ f_\mu &= \exp \left[ \frac{-3.4}{(1 + Re_t/50)^2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

湍流模型中的系数取为:

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= 1.0 \\ f_2 &= 1 - 0.3 \exp(-Re_t^2) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

## 2 计算域和边界条件

图 1 为水滴形叉排扰流柱阵列矩形通道的结构和网格划分示意图。通道长度为 60 mm, 宽 26 mm, 高 10 mm。水滴形扰流柱型线坐标为(单位 mm):

$$\begin{aligned} &(0, 0), \quad (0.3, 1.006\ 128) \\ &(0.5, 1.258\ 482), \quad (1.2, 1.855\ 426) \\ &(2.0, 2.177\ 523), \quad (3.5, 2.288\ 463) \\ &(5.5, 1.770\ 471), \quad (7.5, 0.840\ 454) \end{aligned}$$

(8.6, 0.218 861) , (8.76, 0)  
水滴形扰流柱流向和展向间距均为 13 mm。  
在流固耦合面(扰流柱与流体接触面)附近的区域采用结构化网格, 网格划分细密, 在其他区域采用非均匀网格, 网格划分稀疏。

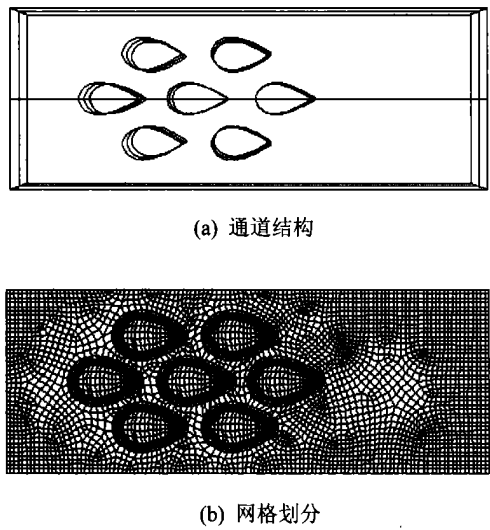


图 1 水滴形扰流柱阵列矩形通道的结构和网格划分示意图  
Fig. 1 The construction and grid dividing for flow channel with staggered arrays of droplet-type pin fins

进口边界: 给定入口速度和温度, 进口的湍流动能和湍流动能耗散率取为

$$K_{in} = 0.03u_{in}^2 \quad \epsilon_n = \frac{K_{in}}{0.005l} \quad (9)$$

式中,  $l$  为管道入口的当量直径。  
上下加热壁面边界: 速度为无滑移条件, 热边界为恒热流边界条件。  
两侧壁面边界: 速度为无滑移条件, 热边界为绝热边界条件。

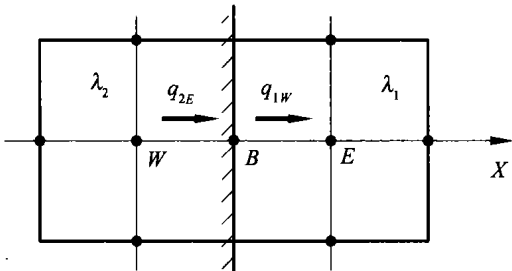


图 2 流—固交界面上能量平衡  
Fig. 2 Energy banlance at fluid–solid interface

出口边界: 局部单向化处理, 出口法向速度应满足总体流量守恒, 压力给定环境大气压力。流固耦合界面的传热计算方法如下, 以 WEST 边界为例:

$$q_{2E} = - \lambda_2 \left. \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right|_W = - \lambda_2 \frac{\Theta_B - \Theta_W}{x_B - x_W} \quad (10)$$

$$q_{1W} = - \lambda_1 \left. \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right|_W = - \lambda_1 \frac{\Theta_E - \Theta_B}{x_E - x_B} \quad (11)$$

由能量平衡有:

$$\frac{\lambda_2}{x_B - x_W} (\Theta_B - \Theta_W) = \frac{\lambda_1}{x_E - x_B} (\Theta_E - \Theta_B) \quad (12)$$

记:

$$BW = \frac{\lambda_2}{x_B - x_W}$$

$$BE = \frac{\lambda_1}{x_E - x_B}$$

$$BB = BW + BE$$

则:

$$\Theta_B = \frac{BE \cdot \Theta_E + BW \cdot \Theta_W}{BB}$$

3 结果与分析

图 3 为进口速度为 20 m/s (进口雷诺数  $Re = u_{in}H / \nu = 1.275 \times 10^4$ ,  $u_{in}$  为进口速度,  $H$  为通道高度) 时, 圆柱扰流柱和水滴扰流柱通道中央截面的

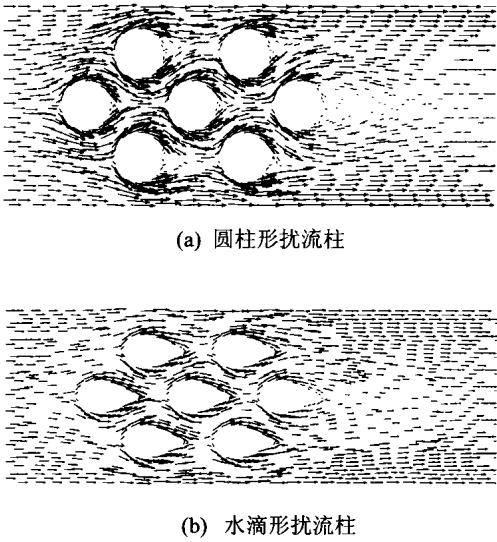


图 3 扰流柱通道中央截面的速度矢量分布  
Fig. 3 Velocity vector distribution on the middle plane of pin fins channel

速度矢量分布,其中圆柱扰流柱的直径为 6 mm,截面积与水滴形扰流柱的相同。可以看到,对比两种不同形状的扰流柱,两者的共同之处体现在,在扰流柱前的驻点处,速度逐渐降低滞止,在扰流柱之间的流道中,流体的速度明显增加。对于圆柱形扰流柱,扰流柱尾迹中的涡结构非常明显,特别是在最后一排扰流柱尾缘;而对于水滴形扰流柱,在扰流柱尾部区域,流体仍与扰流柱接触,几乎不发生分离及涡的脱落。这些特征反映了水滴形扰流柱的基本流动特征。根据上述特征,可以预测气流流经水滴形扰流柱通道的压降将小于圆柱形扰流柱通道。

图 4 为进口速度为 20 m/s 时的通道中部截面压力分布。



图 4 扰流柱通道中尖截面的相对压力分布

Fig.4 Relative pressure distribution on the middle plane of pin fins channel

可以看到,在扰流柱前缘,由于速度滞止造成在驻点局部区域出现相对较高的静压值;气流经过扰流柱排后再通过一段光滑通道恢复至出口环境压力,因此在后排扰流柱区域大都出现相对低的静压分布。比较两种不同扰流柱通道,对于圆柱形扰流柱,通道进出口压差约为 1 434 Pa;对于水滴形扰流柱,通道进出口压差约为 681 Pa。当进口速度从 20 m/s 提高到 40 m/s 时,进口雷诺数从  $1.275 \times 10^4$  增加到  $2.55 \times 10^4$ ,圆柱形扰流柱通道进出口压差约为 5 544 Pa;水滴形扰流柱通道进出口压差约为 2 648 Pa。比较发现,在两种不同的进口速度下,水滴形扰流柱通道的进出口压力降仅为圆柱形扰流柱通道的 50%。造成这种差异的原因主要有二:其一,由于扰流柱的截面积相

等,水滴形扰流柱对流通面积的阻塞要小于圆柱形扰流柱;其二,由于水滴形扰流柱的型线接近于流线,扰流柱尾部区域几乎不发生流动分离及涡的脱落。

若引进压力损失系数  $C_P = (P_{in} - P_{out}) / (\rho_{in} u_{in}^2 / 2)$  来表示流动损失,其中  $P_{in}$  和  $P_{out}$  分别为通道进口和出口的平均压力,则当进口雷诺数为  $1.275 \times 10^4$  时,圆柱形扰流柱通道的压力损失系数为 6.09,水滴形扰流柱通道的压力损失系数为 2.89;当进口雷诺数为  $2.55 \times 10^4$  时,圆柱形扰流柱通道的压力损失系数为 5.89,水滴形扰流柱通道的压力损失系数为 2.81。随着进口雷诺数的提高,压力损失系数呈现一定的下降趋势,这与以往的研究结果是一致的<sup>[10]</sup>。

图 5 为在进口雷诺数为  $2.55 \times 10^4$  时,两种扰流柱通道恒热流加热壁面的局部对流换热系数分布(扰流柱的导热系数取为  $\lambda = 100 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ )。壁面局部对流换热系数定义为  $h = q / (T_w - T_{in})$ ,式中  $T_{in}$  为通道气流进口温度。



图 5 扰流柱通道壁面对流换热导数分布

Fig.5 Convective heat transfer coefficient distribution on the wall of pin fins channel

从壁面局部对流换热系数的分布上看,换热效果明显优于无扰流柱通道,特别是在扰流柱周围以及前两排扰流柱尾迹区,由于流通截面的减小以及驻点、上游尾迹区的影响使换热明显增强。最后一排扰流柱尾迹区仍可以看出换热系数的增加,但是由于流体的温升等因素的影响强化效果不那么明显。比较两种不同形状的扰流柱,圆柱形扰流柱排段的对流换热系数主要集中在  $252 \sim 380 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$  范围内,水滴形扰流柱排段的对流

换热系数主要集中在  $220\sim 308\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$  范围内。水滴形扰流柱排段的平均对流换热系数约低于圆柱形扰流柱排段平均对流换热系数约 15%。当进口雷诺数为  $1.275\times 10^4$  时, 圆柱形扰流柱排段的对流换热系数主要集中在  $167\sim 224\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$  范围内, 水滴形扰流柱排段的对流换热系数主要集中在  $145\sim 190\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$  范围内, 水滴形扰流柱排段的平均对流换热系数约低于圆柱形扰流柱排段平均对流换热系数 15%。

综合比较分析, 水滴形扰流柱的强化换热效果虽逊于圆柱形扰流柱的换热效果, 平均对流换热系数大约降低了 15%, 但其阻力却几乎是后者的一半, 水滴形扰流柱为实现高效低阻的冷却方式提供了可能。

4 结 论

本文运用数值计算的方法对具有水滴形叉排扰流柱阵列矩形通道内的流动和换热过程进行了数值模拟, 并与具有相同截面积的圆柱形扰流柱进行了对比分析, 研究结果表明:

(1) 对于圆柱形扰流柱, 扰流柱尾迹中的涡结构非常明显, 特别是在最后一排扰流柱尾缘; 而对于水滴型扰流柱, 在扰流柱尾部区域, 流体仍与扰流柱接触, 几乎不发生分离及涡的脱落。这些特征反映了水滴形扰流柱的基本流动特征。

(2) 水滴形扰流柱的强化换热效果虽逊于圆柱形扰流柱的换热效果, 但其阻力却几乎是后者的一半, 水滴形扰流柱为实现高效低阻的冷却方式提供了可能。

参考文献:

[1] 顾维藻. 强化传热[M]. 北京: 科学出版社, 1992.

[2] Sparrow E M et al. Pressure Drop Characteristics of Heat Exchangers Consisting of Array of Diamond-Shaped Pin Fins [J]. International Journal of Heat and Mass Tranfer, 1991, 34: 589- 600.

[3] Grannis V B, ea al. Numerical Simulation of Fluid Flow Through an Array of Diamond-Shaped Pin Fins[J]. Numerical Heat Transfer, 1991, 19: 381- 403.

[4] Chyu M K, Hsing Y C, Natarajan V. Convective Heat Transfer of Cubic arrays in a Narrow Channel[J]. Journal of Turbomachinery, 1998, 120: 362- 367.

[5] Metzger D E, Fan C S, Haley S W. Effects of Pin Shape and Array Orientation on Heat Transfer and Pressure Loss in Pin Fin Arrays[J]. ASME Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 1984, 106: 252- 257.

[6] Ota T, et al. Heat Transfer and Flow Around an Elliptic Cylinder[J]. International Journal of Heat and Mass Tranfer, 1984, 27: 1771- 1779.

[7] Li Q L, et al. Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics in Rectangular Channel with Elliptic Pin Fins[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1998, 19: 245- 250.

[8] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1992.

[9] 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.

[10] 朱惠人, 许都纯. 不同直径及形状的短扰流柱群的流阻及换热[J]. 航空动力学报, 2002, 17(2): 246- 249.

ZHU Hui-ren, XU Du-chun. Heat Transfer and Pressure Drop of Short Pin-Fin Array with Different Diameter and Shape. Journal of Aerospace Power, 2002, 17(2): 246- 249.