

不同射流角下等离子体激励对平板 气膜冷却影响的数值研究

李国占, 刘华坪, 陈 浮, 李林熹, 宋彦萍
(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 采用大涡模拟(LES)方法对有/无等离子体激励条件下不同射流角时的平板气膜冷却流场进行了对比研究。结果表明:随着射流角的增大,冷却射流对主流的穿透率与气膜孔下游回流区的范围增大,发卡涡的强度及其抬升射流的能力增强并远离壁面,导致气膜冷却效率降低,但射流角为 90° 时部分低能冷却流体会进入回流区引起气膜冷却效率升高,故气膜冷却效率在射流角为 35° 时最大,在射流角为 60° 时最小;等离子体激励削弱了冷却射流对主流的穿透率,其下拉诱导作用也使得发卡涡头部受到的库塔-儒科夫斯基升力以及水平涡腿间的相互诱导力减小,抑制了发卡涡的发展并促使其破碎为近壁条带结构,从而提高了气膜冷却效率,且射流角越小,上述作用效果越明显,当射流角为 35° 时中心线气膜冷却效率提高了55%。

关 键 词: 大涡模拟 (LES); 等离子体激励; 气膜冷却; 射流角; 肾形涡; 发卡涡; 冷却效率

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Numerical analysis of flat plate film cooling characteristics at various streamwise angles based on plasma actuation

LI Guozhan, LIU Huaping, CHEN Fu, LI Linxi, SONG Yanping

(School of Energy Science and Engineering,

Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Large eddy simulations (LES) were carried out to numerically investigate the effects of streamwise angles on the film cooling performance with and without plasma actuation. Results showed that as the streamwise angle increased, the coolant penetrated deeper into the crossflow, thus the reverse flow region downstream the jet grew in size, and the strength and the lift-off effect of the hairpin vortex increased, resulting in a reduction of film cooling efficiency, but at 90° angle the film cooling efficiency slightly increased since some cold fluid was entrained into its wake. As a result, the film cooling efficiency was the highest at 35° angle and the lowest at 60° angle. Due to the downward momentum of plasma actuation, the penetration of the jet into the crossflow was depressed, the Kutta-Zhoukowski lift acted by the crossflow and on the head of the hairpin vortex was reduced, and the strength of the mutual induction between the feet of the hairpin vortex was decreased. Accordingly, the evolution and the lift-off effect of the hairpin vortex were suppressed, thus the film cooling efficiency was enhanced and these impacts were more significant at smaller streamwise angle. At the 35° angle the centerline film cooling efficiency increased by 55% at most.

收稿日期: 2016-01-22

基金项目: 国家自然科学基金(51306042)

作者简介: 李国占(1990—),男,博士生,主要从事燃气轮机气膜冷却技术研究。

引用格式: 李国占,刘华坪,陈浮,等.不同射流角下等离子体激励对平板气膜冷却影响的数值研究[J].航空动力学报,2017,32(9):2088-2094. LI Guozhan, LIU Huaping, CHEN Fu, et al. Numerical analysis of flat plate film cooling characteristics at various streamwise angles based on plasma actuation[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(9): 2088-2094.

Key words: large eddy simulation (LES); plasma actuation; film cooling; streamwise angle; counter-rotating vortex pair; hairpin vortex; cooling efficiency

气膜冷却技术是航空燃气涡轮中重要的冷却措施,现代航空发动机中高达 20% (25% 的压气机进口流量被用于冷却燃气涡轮的高温部件。如果气膜冷却效率提高,冷却空气的需求量将会减少,那么发动机的整体性能就会提高^[1]。射流角是影响气膜冷却效率的重要因素之一,而且涡轮叶栅中叶片表面离散孔的倾斜角因受叶片结构限制而存在较大的变化。因此,开展如何利用等离子体流动控制技术改善不同射流角下气膜冷却效率方面的研究工作就具有较为重要的意义。

为更深入认识射流角对气膜冷却流动结构及冷却效率的影响规律,国内外学者对不同射流角下的气膜冷却流动问题进行了大量的研究。Kohli 和 Bogard^[2]实验研究发现射流角较大时气膜孔附近冷却射流的扩散速度加快导致气膜冷却效率降低。后来,刘捷等^[3]实验研究了射流角对气膜冷却效率的影响,结果表明,吹风比为 1 时,90°射流角的中心线方向冷却效率变化趋势与 30°和 60°射流角不同。最近,Yuen 等^[4-5]采用液晶测温技术对不同射流角时的平板单孔气膜冷却效率进行了一系列的实验研究,并进一步研究了顺列和错列孔排对气膜冷却效率的影响。郭婷婷等^[6]则对 3 种射流角下的气膜冷却流场进行了数值研究,发现气膜孔下游的吹离现象随着射流角的减小而减弱。张玲等^[7]也对不同射流角下的气膜冷却流动进行了数值研究,结果表明吹风比为 1 时气膜冷却效率在射流角为 10°时最大,而在射流角为 70°时最小。Wegner 等^[8]则采用大涡模拟研究了射流角对气膜冷却流场的影响,结果表明射流角通过改变流场中的旋涡结构与二次流动以影响冷、热气流的掺混。由此可见,探索与发展不同射流角下均具有更高效的气膜冷却技术显得尤为重要。

作为一种新型主动流动控制技术,介质阻挡放电 (DBD) 等离子体流动控制技术为进一步提高气膜冷却效率提供了一种思路和方法。DBD 等离子体流动控制技术已在边界层减阻、压气机扩稳、翼型增升和流动分离控制等方面取得了较好的效果^[9-10],同时具有质量轻、体积小、能量消耗少、反应快与无移动部件等优点。基于此,Roy 和 Wang^[11-12]提出了利用 DBD 等离子体气动激励来提高气膜冷却效率的概念,并采用数值方法研究了等离子体气动激励对平板气膜冷却效率的影

响。国内空军工程大学进一步研究了来流速度、激励器位置、激励器数目等因素对等离子体激励改善气膜冷却效果的影响^[13-14]。

但在公开的文献中,目前还鲜有关于不同射流角下等离子体气动激励对平板气膜冷却流场结构及其演化规律影响方面的研究。有鉴于此,本文采用大涡模拟方法分别对射流角为 35°,60°和 90°时等离子体气动激励下的平板气膜冷却三维流场进行数值模拟,分析速度、温度、气膜冷却效率以及大尺度旋涡结构等参数的变化规律,以揭示等离子体与流场中大尺度旋涡结构相互作用而影响冷、热气流掺混的物理机制,从而为 DBD 等离子体流动控制技术应用用于气膜冷却提供理论基础。

1 唯象模型与控制方程

图 1 为 DBD 等离子体激励器示意图,当在两个电极上施加高频高压交流电 (AC) 时埋置电极上方绝缘介质表面附近就会产生非热等离子体,忽略带电粒子间的相互碰撞,而只考虑激励器的电场力。采用 Shyy 等^[15]提出的唯象模型模拟激励器对流场所施加的电场力,假设电场力仅作用在如图 2 所示的三角形区域 OAB 内,电场强度随着距 O 点距离的增大而线性减小,O 点电场强度 $E_0 = V_0/l$, V_0 和 $l = 0.25\text{ mm}$ 分别为两电极间的最大电压和距离,三角形 OAB 内电场强度为 $E = E_0 - k_1x - k_2z$,则 x 和 z 方向电场强度为

$$E_x = Ek_2/\sqrt{k_1^2 + k_2^2}, E_z = Ek_1/\sqrt{k_1^2 + k_2^2} \tag{1}$$

式中 $k_1 = (E_0 - E_b)/b$ 和 $k_2 = (E_0 - E_b)/a$, E_b 为电场强度的击穿阈值^[15]。因此, x 和 z 方向电场力分别为

$$F_{e_x} = \rho_e e E_x f \Delta t, F_{e_z} = \rho_e e E_z f \Delta t \tag{2}$$

式中电子数密度 $\rho_e = 10^{17}/\text{m}^3$, 电源频率 $f = 6\text{ kHz}$,交流电源一个激励周期内等离子体的作用时间 $\Delta t = 67\text{ }\mu\text{s}$, e 为元电荷,上述公式参数的详细说明见文献^[15]。

因为等离子体内部粒子间的反应时间尺度远远小于流场的时间尺度,所以将时均处理后的电场力作为定常体积力源项加入到动量方程中,以模拟等离子体对气膜冷却流场的影响。亚格子模型采用文献^[16]中给出的 WMMLES (wall-modeled large eddy simulation) 模型,对各流场瞬时

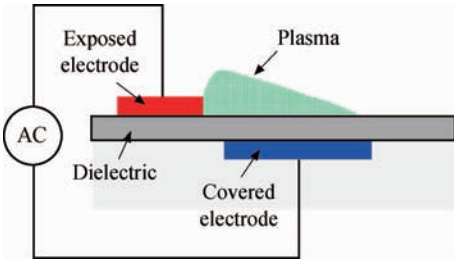


图 1 等离子体激励器示意图

Fig. 1 Schematic of DBD plasma actuator

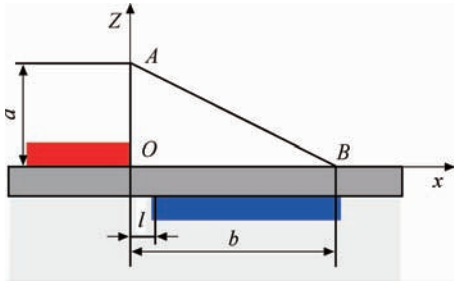


图 2 唯象模型示意图

Fig. 2 Schematic map of phenomenological plasma model

变量在网格尺度上进行区域平均,则引入等离子体激励后的大涡模拟控制方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j) = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij}) - \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + F_{e_i} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{E}) &= - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \bar{u}_j + \\ \frac{\partial}{\partial x_j} u_i (\sigma_{ij} - \tau_{ij}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \frac{\rho \nu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

式中 F_{e_i} 为体积力源项,表示 DBD 等离子体激励器对流场所施加的电场力。黏性应力为 $\sigma_{ij} = [\mu(\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i)] - 2/3 \delta_{ij} \mu(\partial \bar{u}_k / \partial x_k)$, 亚格子应力为 $\tau_{ij} = \rho \bar{u}_i \bar{u}_j - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$ 。亚格子涡黏系数为 $\nu_{sgs} = \min[(kd_w)^2, (C_{smag} \Delta)^2] \cdot S \cdot \{1 - \exp[-(y^+ / 25)^3]\}$, 上述参数的详细说明见文献[16]。

2 数值求解方法

基于 Fluent 的 UDF(user-defined functions) 函数将等离子体诱导的体积力作为源项加入到动量方程中,并采用商业软件 Fluent 对引入等离子体后的 Navier-Stokes 方程进行求解。压力-速度耦合方程的求解采用 Couple 方法,各物理量应用

2 阶迎风格式,时间项差分格式为 2 阶隐式格式,时间步长为 10^{-5} s,计算达到准稳态后进行统计平均,将主流通过计算域的时间 $\Delta T = 0.357/20 = 0.017$ s 作为一个周期,统计平均时长为 $5 \times \Delta T$ 。

3 物理模型与边界条件

图 3(a)给出了计算域示意图与边界条件设置方式,坐标原点位于气膜孔出口的尾缘, x 轴、 y 轴和 z 轴分别表示计算域的流向、展向和法向。为与实验数据[2]进行对比,气膜孔的直径取为 $d=12.5$ mm,长度为 $5.2d$,与主流流向夹角为 α ,本文中射流角 α 分别为 $35^\circ, 60^\circ$ 和 90° 。高度 $a=0.025d$ 、宽度 $b=0.5d$ 的 DBD 等离子体激励器(见图 2)布置在气膜孔下游 $x/d=0$ 处。图 3(b)给出了计算域的网格示意图,计算域全场采用结构化网格,对平板与气膜孔表面附近的网格进行加密,壁面第 1 层网格 $y^+ < 1$ 。

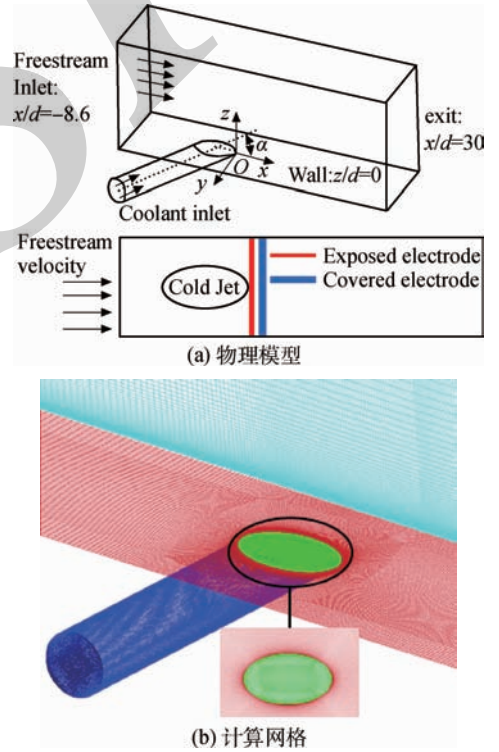


图 3 物理模型与网格示意图

Fig. 3 Schematic map of physical model and mesh

主流通道左边界为速度入口条件,来流速度 $U_\infty = 20$ m/s,边界层厚度 $\delta/d = 1$,温度 $T_\infty = 298$ K, ρ_∞ 为主流密度。主流通道右边界为压力出口条件,其展向设为周期性边界,平板与气膜孔表面为绝热无滑移壁面,气膜孔入口为均匀速度入口条件,射流温度 $T_j = 188$ K, ρ_j 为射流密度,其中密度比为 $\rho_j / \rho_\infty = 1.6$,吹风比 $M = 1$ 。

为了衡量 DBD 等离子体气动激励的激励强度,本文定义了无量纲参数 D_c 。表征电场力与惯性力之比, D_c 的定义为: $D_c = \frac{\rho_e e E_0 d}{\rho_\infty U_\infty^2}$ 。

4 数值方法验证

在进行气膜冷却流动数值计算之前,对单个等离子体激励器在平板上诱导的流场进行了数值模拟,图 4 给出了来流速度为 $U_{ref}=5\text{ m/s}$ 时激励器诱导的平板流场的流向速度分布,图中纵坐标 z 表示距离平板壁面的法向高度,横坐标 u 表示流向速度,可见等离子体诱导周围流体向激励器的右侧流动而形成一股“壁面射流”,这与实验^[17]观察到的现象一致,且下游的流向速度沿壁面法向的分布与文献[15]中的数据吻合较好,表明本文所采用的唯象模型有效地反应了等离子体对其周围流体的诱导效果。

可以看出网格数 N 为 400×10^6 与 500×10^6 时数值结果与实验数据吻合较好,表明本文的数值方法是可行的,后续计算中网格数为 400×10^6 。

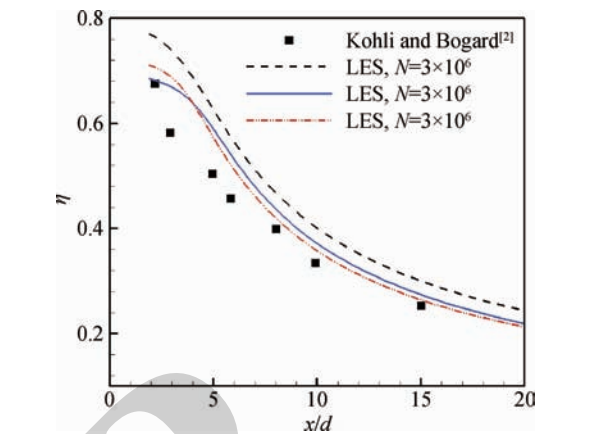


图 5 LES 结果与实验数据^[2]对比
Fig. 5 Comparison between LES and experimental^[2] results

5 结果与讨论

图 6 给出了不同射流角时对称面上的时均无量纲法向速度 v/u_∞ 分布。由图可知,随着射流角的增大,冷却射流出口的初始法向速度增大,使得冷却射流的整体刚性增强,从而导致冷却射流穿入主流的深度增加,加剧了冷、热气流之间的掺混。当施加等离子体气动激励,冷却射流在等离子体的下拉诱导作用下其出口最大法向速度移向尾缘,这在一定程度上减小了冷却射流迎风面上的法向速度,削弱了迎风面上冷、热气流之间的剪切作用,抑制了两股气流在迎风面上的掺混。此外,射流角为 60° 时气膜孔下游的法向速度最大。

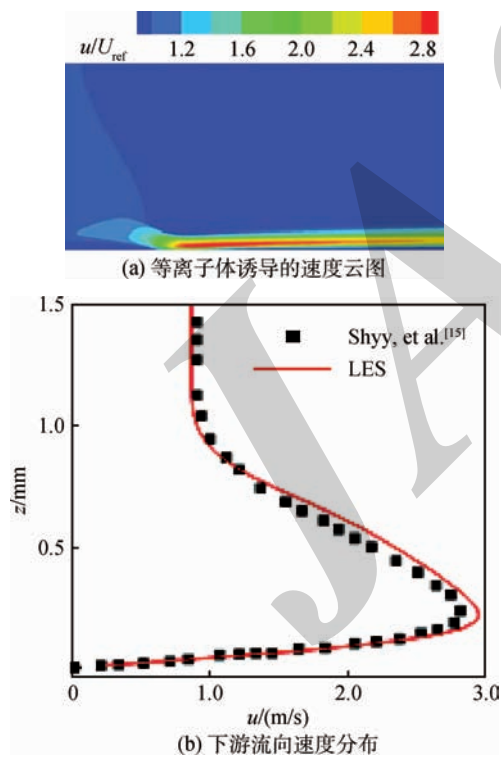


图 4 等离子体诱导的平板流动的流向速度分布
Fig. 4 Streamwise velocity distribution induced by plasma over a flat plate

本文还对不同网格数下,吹风比 $M=0.5$ 时的平板气膜冷却流场进行了数值模拟,并与 Kohli 和 Bogard^[2] 在相同条件下得到的实验数据进行了对比。图 5 中纵坐标 $\eta = (T_\infty - T)/(T_\infty - T_j)$ 表示气膜冷却效率,其中 T 为混合流体的温度,横坐标 x/d 表示无量纲流向坐标,从图中

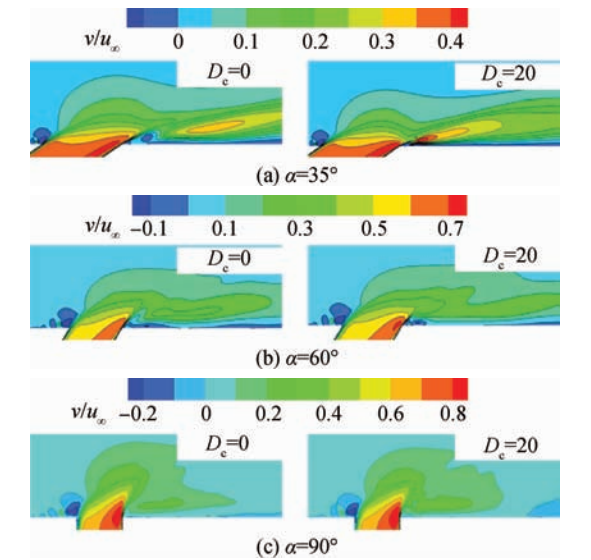


图 6 对称面上的时均无量纲法向速度分布
Fig. 6 Time-averaged dimensionless normal velocity distribution in symmetric plane

图 7 给出了不同射流角时气膜孔下游横截面上的时均流线与温度分布。由图可知,气膜孔出口的两侧边界层因冷却射流与主流之间的剪切作用发生卷起而形成小尺度旋涡。同时,冷却射流与主流之间的剪切作用以及边界层内的涡量促使小尺度旋涡向下游流动的过程中发展成肾形涡,随后肾形涡卷吸其两侧高温主流至射流底部,冷却射流被抬离壁面,肾形涡的强度随之减小、影响范围随之扩大,从而导致射流核心区内的温度升高、范围扩大。随着射流角的增大,气膜孔两侧旋涡及其下游肾形涡的尺度增大,加剧了冷却射流与高温主流之间的掺混,导致射流核心区内的温度升高、范围扩大,尤其射流角为 60° 时气膜孔下游的法向速度最大使得冷却射流距壁面最远,导致壁面温度最高。当施加等离子体气动激励,由于等离子体的下拉诱导作用冷却射流在气膜孔出口更加贴近壁面,使得气膜孔两侧旋涡的尺度减小,下游肾形涡的强度及其抬升冷却射流的能力减弱,其影响范围也有所缩小,从而减少了冷、热气流之间的掺混,从图中可看出射流低温核心区更靠近壁面,且射流角越小,上述作用效果越明显。此外,射流角为 90° 时,在气膜孔下游 $x/d=4$ 处,肾形涡诱导其下方壁面附近形成与其旋转方向相反的壁面涡,壁面涡不仅抑制肾形涡将高温主流卷向壁面,而且提高了冷却射流的展向扩张能力,有利于冷却气膜覆盖壁面。

图 8 给出了气膜孔附近及其下游温度着色的时均三维流线分布。由图可知,射流角增大,冷却

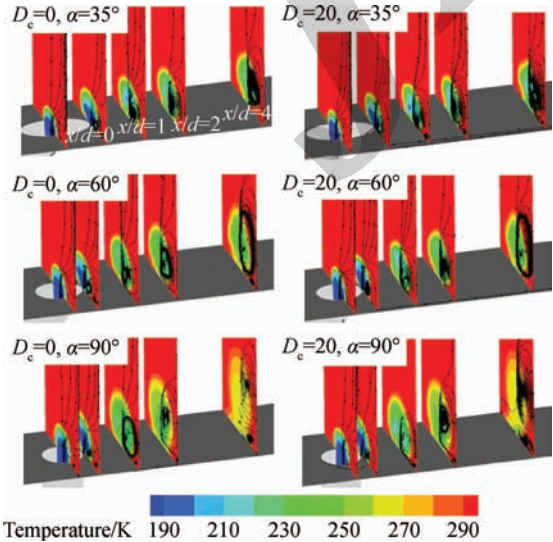


图 7 气膜孔下游横截面上的时均流线与温度分布
Fig. 7 Contours of time-averaged streamlines and temperature distribution in the cross-sections downstream of film hole

射流对主流的阻抗作用增强,导致前缘卷起的马蹄涡的尺度增大,大部分温度较高的马蹄涡呈螺旋状向下游发展,还有部分流体会缠绕着冷却射流主体进入气膜孔下游的回流区。在气膜孔下游,回流区内流体在冷却射流的卷吸作用下垂直于壁面呈螺旋状进入射流主体,进一步提高了肾形涡的强度,同时射流角增大,冷却射流穿入主流的深度明显增加,回流区的范围扩大。当施加等离子体气动激励,等离子体的流向加速与动量注入效应使得回流区内绕流分离旋涡的尺度明显缩小、温度降低,抑制了该区域内的流体进入肾形涡,削弱了肾形涡的强度,从而提高了回流区内的气膜冷却效率,且射流角越小,上述作用效果越明显。此外,射流角为 90° 时,由于主流的加速流动以及低压回流区与上游主流的压差作用,部分冷却射流边界层流体会被卷向下游的尾迹区,从而降低了尾迹区内冷、热掺混流体的温度,提高了气膜冷却效率^[4]。同时,等离子体的流向加速作用将使得较低温度的掺混流体迅速被输运至下游,进一步提高了气膜冷却效率。

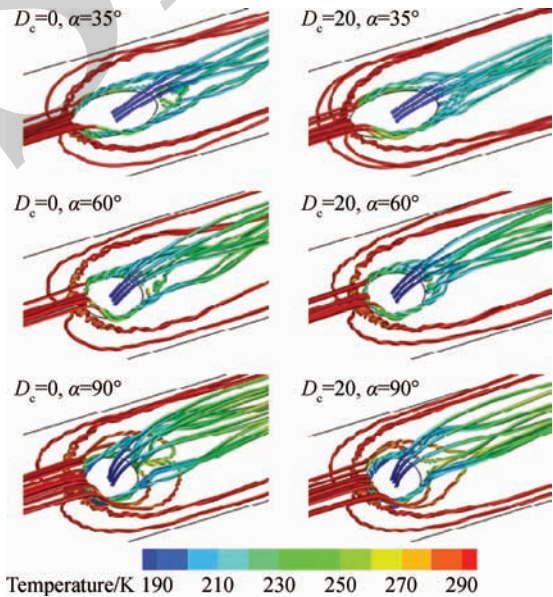


图 8 气膜孔附近及其下游温度着色的时均流线分布
Fig. 8 Time-averaged streamlines colored by temperature around and downstream of film hole

图 9 给出了不同射流角时用 Q 等值面识别的气膜冷却流场湍流结构,并用温度着色。由图可知,发卡涡是流场中主要的湍流结构,它从冷却射流背风侧顺序脱落形成一连串离散的大尺度旋涡结构。因为来流主流会对顺时针旋转的发卡涡头部施加一个朝向壁面外侧的库塔-儒科夫斯基升力,所以发卡涡头部向下游发展的过程中逐渐

远离壁面,同时发卡涡头部卷吸其周围的高温主流并与之发生掺混,从图中可以看出发卡涡头部的温度较高^[18]。发卡涡的水平涡腿距壁面较近并保持较低的温度,但水平涡腿之间的相互诱导作用会使其远离壁面,同时还会被上游的发卡涡头部抛向壁面外侧导致气膜冷却效率降低,这也是图 7 中肾形涡向下游发展过程中逐渐远离壁面的主要原因。当施加等离子体气动激励,虽然发卡涡在等离子体的下拉诱导与动量注入效应下也存在类似上抛的过程,但由于其发展受到等离子体的限制,仅持续较短的流向距离便破碎成小尺

度的近壁条带结构,与发卡涡相比,这些近壁条带结构减少了冷却射流与高温主流之间的掺混,从而提高了气膜冷却效率。射流角增大,冷却射流穿入主流的深度增加,冷、热气流之间的剪切作用增强,导致发卡涡头部的上抛程度增大,从而加剧了冷、热气流之间的掺混,降低了发卡涡头部下方的气膜冷却效率。同时,发卡涡也无法保持高度对称和完整的“发卡”结构,其向下游输运的距离明显缩短。此外,射流角增大,等离子体气动激励对发卡涡上抛的抑制作用减小,削弱了等离子体气动激励提高气膜冷却效率的效果。

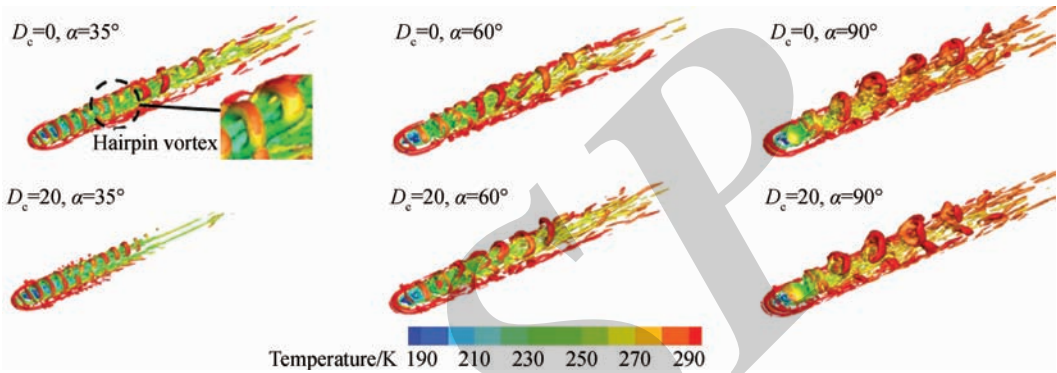


图 9 气膜冷却流场中温度着色的湍流结构

Fig. 9 Turbulence structures colored by temperature in the film cooling flow field

图 10 给出了不同射流角时平板中心线上的气膜冷却效率分布。由图可知,在气膜孔下游 $x/d < 2.5$ 范围内气膜冷却效率 $\eta_{a=90^\circ} > \eta_{a=35^\circ} > \eta_{a=60^\circ}$,而在 $x/d > 2.5$ 范围内气膜冷却效率 $\eta_{a=35^\circ} > \eta_{a=90^\circ} > \eta_{a=60^\circ}$,与预期 $\eta_{a=35^\circ} > \eta_{a=60^\circ} > \eta_{a=90^\circ}$ 的不同,这是因为射流角为 60° 时冷却射流穿入主流的阻力比 90° 射流角时的阻力大,同时还具有比 35° 时射流角时更大的初始法向动量,使得冷却射流在壁面附近保持了较大的法向速度^[7],如图 6 所示,导致 60° 冷却射流的附壁性最差,其气膜冷却效率最低。当射流角为 90° 时,如前面分析,在主流的加速流动以及低压回流区与上游主流的压差作用下部分冷却射流边界层流体会被卷向下游的尾迹区,从而降低了尾迹区内掺混流体的温度,使得该区域内的气膜冷却效率 $\eta_{a=90^\circ} > \eta_{a=35^\circ}$ 。当施加等离子体气动激励,等离子体对冷却射流的下拉诱导作用及其对边界层内流体的动量注入效应削弱了气膜孔下游发卡涡的强度及其抬升射流的能力,也使得气膜孔下游回流区的范围缩小,从而减少了冷、热气流的掺混,提高了气膜冷却效率,且射流角越小,上述作用效果越明显,当射流角为 35° 时,与无等离子体激励时相

比,平板中心线气膜冷却效率最大提高了 55%。此外,在等离子体气动激励作用下,距气膜孔较远的下游,射流角为 60° 和 90° 时的气膜冷却效率接近,且依然 $\eta_{a=90^\circ} > \eta_{a=60^\circ}$ 。

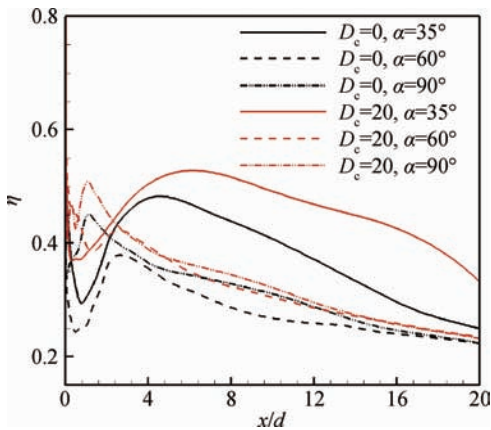


图 10 平板中心线上的气膜冷却效率分布

Fig. 10 Distribution of centerline film cooling efficiency of flat plate

6 结 论

本文将 DBD 等离子体流动控制技术引入到气膜冷却中,探讨了不同射流角下等离子体气动

激励对流场中大尺度旋涡结构以及气膜冷却效率的影响,主要得出以下结论:

1) 射流角为 60° 时气膜孔下游的法向速度较大导致其对冷却射流的抬升作用较强,而射流角为 90° 时,部分低能冷却流体进入尾迹区,引起冷却效率有所提高,故在气膜孔附近冷却效率 $\eta_{\mu=90^\circ} > \eta_{\mu=35^\circ} > \eta_{\mu=60^\circ}$,而在下游远场 $\eta_{\mu=35^\circ} > \eta_{\mu=90^\circ} > \eta_{\mu=60^\circ}$ 。

2) 在等离子体的下拉诱导作用下冷却射流穿入主流的深度减小,削弱了肾形涡的强度及其抬升射流的能力,提高了冷却气流的附壁效果。

3) 等离子体对回流区内流体的动量注入效应抑制了绕流分离旋涡的发展,减少了回流区内冷、热气流的掺混,同时这也阻碍了绕流分离旋涡进入肾形涡,进而削弱了肾形涡的强度。

4) 等离子体气动激励减小了发卡涡头部受到的库塔-儒科夫斯基升力以及水平涡腿间的相互诱导力,削弱了发卡涡抬升冷却射流的能力并促使其破碎成更小尺度的近壁条带结构,从而提高了气膜冷却效率。

5) 不同射流角下等离子体气动激励均能提高气膜孔下游的冷却效率,且射流角越小,上述作用效果越明显,当射流角为 35° 时中心线气膜冷却效率提高了 55%。

参考文献:

- [1] 史万里,葛宁.脉冲横向射流的大涡模拟[J].航空动力学报,2013,28(1):143-150.
SHI Waili, GE Ning. Large eddy simulation of inclined transverse jet with pulsation[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(1): 143-150. (in Chinese)
- [2] KOHLI A, BOGARD D G. Adiabatic effectiveness, thermal fields, and velocity fields for film cooling with large angle injection[J]. Journal of Turbomachinery, 1997, 119(2): 352-358.
- [3] 刘捷,韩振兴,刘建军,等.射流注入角对平板气膜冷却特性影响的实验研究[J].工程热物理学报,2007,28(3): 409-411.
LIU Jie, HAN Zhenxing, LIU Jianjun, et al. Experimental research on film cooling effectiveness and different injection angles[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2007, 28(3): 409-411. (in Chinese)
- [4] YUEN C H N, MARTINEZ-BOTAS R F. Film cooling characteristics of a single round hole at various streamwise angles in a crossflow: Part I effectiveness[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(2): 221-235.
- [5] YUEN C H N, MARTINEZ-BOTAS R F. Film cooling characteristics of rows of round holes at various streamwise angles in a crossflow: Part I effectiveness[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005, 48(23/24): 4995-5016.

- [6] 郭婷婷,金建国,李少华,等.不同出射角度对气膜冷却流场的影响[J].中国电机工程学报,2006,26(16):117-121.
GUO Tingting, JIN Jianguo, LI Shaohua, et al. A numerical simulation in film cooling flows with different injection angles[J]. Proceedings of the Chinese Society for Electrical Engineering, 2006, 26(16): 117-121. (in Chinese)
- [7] 张玲,胡博,董海瑞.入射角对气膜冷却效果影响的数值研究[J].动力工程学报,2011,31(12):916-921.
ZHANG Ling, HU Bo, DONG Hairui. Influence of injection angle on film cooling efficiency[J]. Journal of Chinese Society of Power Engineering, 2011, 31(12): 916-921. (in Chinese)
- [8] WEGNER B, HUAI Y, SADIKI A. Comparative study of turbulent mixing in jet in cross-flow configurations using LES[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2004, 25(5): 767-775.
- [9] MOREAU E. Airflow control by non-thermal plasma actuators[J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2007, 40(3): 605-636.
- [10] CORKE T C, POST M L, ORLOV D M. Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications [J]. Experiments in Fluids, 2009, 46(1): 1-26.
- [11] ROY S, WANG C C. Plasma actuated heat transfer[J]. Applied Physics Letter, 2008, 92(23): 231501. 1-231501. 3.
- [12] ROY S, WANG C C. Numerical investigation of three-dimensional plasma actuation[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2013, 27(3): 489-497.
- [13] 代胜吉,何立明,丁未,等.马蹄形等离子体激励器强化气膜冷却效率机理[J].航空动力学报,2013,28(9):1982-1987.
DAI Shengji, HE Liming, DING Wei. Mechanism of film cooling efficiency enhancement by horseshoe plasma actuation[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(9): 1982-1987. (in Chinese)
- [14] YU Jinlu, HE Liming, ZHU Yifei, et al. Numerical simulation of the effect of plasma aerodynamic actuation on improving film hole cooling performance[J]. Heat Mass Transfer, 2013, 49(6): 897-906.
- [15] SHYY W, JAYARAMAN B, ANDERSSON A. Modeling of glow discharge induced fluid dynamics[J]. Journal of Applied Physics, 2002, 92(11): 6434-6443.
- [16] SHUR M L, SPALART P R, STRELETS M K, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638-1649.
- [17] JUKES T N, CHOI K S, JOHNSON G A, et al. Turbulent boundary layer control for drag reduction using surface plasma[R]. AIAA-2004-2216, 2004.
- [18] 梁俊宇.涡轮叶片气膜冷却孔绕流的实验与数值模拟研究[D].河北保定:华北电力大学,2012.
LIANG Junyu. Numerical and experimental investigation of flow around the cooling hole for gas turbine blade[D]. Baoding Hebei: North China Electric Power University, 2012. (in Chinese)