

气膜冷却对激波与边界层相互作用影响的数值模拟^{*}

侯伟涛, 乔渭阳, 罗华龄

(西北工业大学 动力与能源学院, 陕西 西安 710072)

摘 要: 针对跨声速平面叶栅中气膜冷却对流场的影响, 采用数值模拟的方法, 分析了激波和边界层的相互作用及引入气膜冷却之后三者之间的影响。结果表明, 由于激波形成的逆压力梯度导致边界层出现分离现象, 在引入冷却射流以后被部分抑制, 流场细节显示在原分离处新形成了两个方向相反的分离旋涡。保持冷却条件不变, 随着孔间距的减小, 边界层分离现象被抑制的效果更加明显, 平面叶栅热力损失系数逐渐减小。当孔径和孔间距之比达到 0.67 时, 相对于没有引入气膜冷却的情况, 热力损失系数降低了 13%。冷气流量对射流和主流相互作用流场影响显著, 冷气出口局部超声速区域显著增大流场损失, 降低冷却效果。

关键词: 气膜冷却; 激波; 边界层; 相互作用; 数值仿真

中图分类号: V231.1 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2009) 05-0555-06

Numerical simulation of effects of film-cooling on interaction between shock wave and boundary layer

HOU Wei-tao QIAO Wei-yang LUO Hua-ling

(School of Power and Energy, Northwestern Polytechnical Univ., Xi'an 710072, China)

Abstract In order to understand the influence of the film cooling to transonic plane cascade flow field, the interaction between shock wave and boundary layer and the effect of the film cooling have been analyzed. The results indicate that the anti-pressure gradient formed by the shock wave results in the boundary layer separation. After the film cooling is adopted, the separation is partly restrained. The detail of the flow field shows that there form two separate vortexes. When the cooling condition has no change, as the hole spacing decrease, the boundary layer separation is restrained more clearly and the thermodynamic loss coefficient decrease gradually. When the ratio of the hole diameter to the hole-spacing is 0.67, the loss coefficient decrease about 13% relative to the condition without film-cooling. The mass flow rate of the film cooling has important effect on the flow field of the interaction between the cooling and the main flow.

Key words Film-cooling; Shock wave; Boundary layer; Interaction; Numerical simulation

1 引 言

不断提高推重比, 降低耗油率是航空发动机的发展趋势, 这种趋势要求更高的燃气温度, 更大的燃气流量和更小的发动机截面面积。限制流通面积而增大燃气流量的条件必然决定了流道中当地马赫数的增加, 导向叶片出口气流马赫数大于 0.8 小于 1.0 的高亚声速涡轮和大于 1.0 的跨声速涡轮已处于实际应用中。为了提供更大的做功能力需要不断提高涡轮进口燃气温度, 在紧挨燃烧室出口的一级高压涡轮

导向器通常需要采取冷却措施来保证其安全可靠工作寿命, 气膜冷却是其中十分常见而有效的一种。

Ito 等人^[1,2]的实验结果指出, 在不可压缩流动中叶片吸力面或压力面的单排冷却射流会增大或减小叶栅总压损失。可以看出, 我们对其中的流动机理并没有完全理解。Giovanna Giuseppe 等人^[3]对叶片表面全气膜覆盖的情况进行实验研究的结论指出, 冷却射流没有改变压力面边界层的行为, 但由于较高的加速状态抑制了转捩, 其仍然保持层流状态直到尾缘, 然而射流和主流掺混导致了损失增大。虽然目前已

^{*} 收稿日期: 2008-10-13 修订日期: 2009-05-14

作者简介: 侯伟涛 (1985—), 男, 博士生。研究领域为高压涡轮气膜冷却。E-mail: mailhouweita@gmail.com

经有很多研究人员发表了气膜冷却对跨声速涡轮总体性能的影响^[4~6]。但我们对高马赫数流动和气膜冷却之间相互作用的细节了解还非常有限。

Ligrani PM 等人^[7]在对跨声速流动气膜冷却研究中将跨声速涡轮级中的激波系分为两类,一类是位于导向叶片尾缘的燕尾形激波系,第二类是气膜孔出口附近冷却射流和主流相互作用可能形成的激波系。第一类激波遇到相邻叶片及下游动叶排将发生反射或被吸收,形成更复杂的激波系。通过激波造成的逆压力梯度会对流场产生影响,如激波和表面边界层的相互作用引起边界层增厚甚至引起分离,这都会增大损失影响涡轮性能。

由于激波的存在造成的激波和湍流边界层的相互作用及对其进行有效预测对当前空气动力学是一个很大的挑战, Doyle Knight 等^[8]和 Zheltovodov^[9]在两篇关于激波湍流边界层相互作用的综述文章中都指出,一般求解定常雷诺平均 N-S 方程 (RANS) 的方法,虽然对强激波边界层相互作用的预测和实验结果还存在较大的差别,但对于弱激波和中等强度的激波, RANS 方法已经可以比较精确的预测到表面压力和导热分布,并且能预测初步的分离位置。

本文对出口马赫数为 1.02 的跨声速平面叶栅中存在的弱激波 (最高马赫数 1.1~1.2) 和边界层相互作用及加入气膜冷却以后他们之间的相互影响做了数值模拟研究。

2 数值计算

2.1 研究对象和网格划分

本文采用的研究对象如图 1 所示,叶型和平面叶栅的主要几何参数如下:弦长 72 mm,轴向弦长 42.97 mm,栅距 54.07 mm,喉部尺寸 15.84 mm,安装角 51.92°。计算求解区域如图 2 所示,进口延伸段沿叶片前缘向前取一个弦长,出口延伸段沿叶片尾缘向后取两个弦长。基于平面叶栅的周期性,在栅距方向包含一个栅距范围,叶片展向包含一个孔间距大小。气膜孔为实际应用广泛的圆柱孔,孔径 1 mm,孔间距 4 mm,冷气入射角度定义为沿着流向气膜孔中心线和当地叶片表面切线方向。气膜孔定位按冷气出口中心位置,位于吸力面 40% 轴向弦长。

计算区域采用分块结构化网格划分,分为叶片通道,气膜孔,中间块三部分,各部分分别生成网格,然后通过交界面形式组合为一个整体,网格划分如图 3 所示。叶片周围采用 O 型网格划分,距离壁面第一

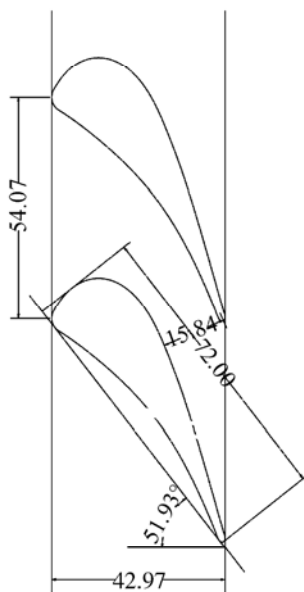


Fig 1 Linear HPT cascade

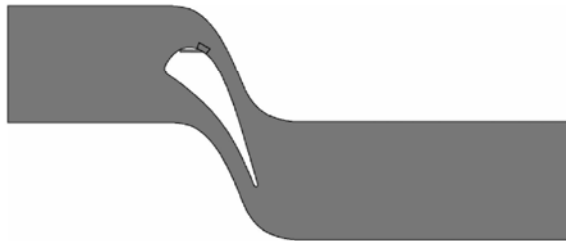


Fig 2 Computational domain

层网格厚度为 0.01 mm,以后各层网格厚度增长比例为 1.12。叶片展向高度为一个孔间距 4 mm,取 24 个节点。由于气膜孔位于展向中央,节点分布中间密,两边疏以精确求解孔周围流场。叶片通道网格节点数约 450 000,冷却孔节点数约 50 000,中间块节点数约 150 000,整个计算网格节点数 700 000 左右。

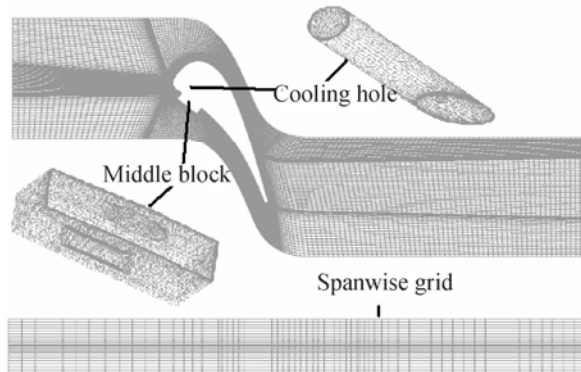


Fig 3 Computational mesh

2.2 边界条件

叶片之间的流通面为周期性边界,叶片展向上下表面也为周期性边界;叶片和冷却孔等壁面为无滑移

无渗透绝热表面;上游进口条件给定截面平均总温总压和来流湍流强度。来流方向垂直于进口截面;下游出口条件给定超声速边界条件;冷却孔进口条件给定质量流量边界。冷却孔和中间块、中间块和主通道之间采用交界面连接。设计状态下,平面叶栅进口总温 440 K,总压 162 kPa,来流湍流强度给定 1%;冷气静温 287 K。

2.3 数值方法

研究采用商用 CFD 软件,求解定常三维粘性雷诺平均 (RANS) 方程的方法,湍流模型选用基于 $k-\omega$ 的 SST 两方程模型,计算中采用自动壁面处理方法,对近壁面流动模拟处理方法从低雷诺数形式光滑过渡到壁面函数形式,对壁面无因次距离 Y^+ 的要求较为宽松,只要小于 200 均可以接受,而计算结果显示各状态 Y^+ 均小于 10。对控制方程的求解采用基于单元中心的有限体积法,耦合隐式格式的时间推进算法,对流项的空间离散采用二阶迎风差分格式,对气体参数采用变比热计算,分子粘性系数和导热系数均由 Sutherland 公式给定,两个公式分别为

$$\frac{\mu}{\mu_0} \approx \left| \frac{T}{T_0} \right|^{1.5} \left| \frac{T_0 + T_s}{T + T_s} \right| \quad (1)$$

$$\frac{k}{k_0} \approx \left| \frac{T}{T_0} \right|^{1.5} \left| \frac{T_0 + T_s}{T + T_s} \right|$$

式中 T_0 为 273.16 K, T_s 为萨瑟兰常数,对粘性系数公式取 124,导热系数公式取 194, μ_0 为一个大气压时气体的动力粘性系数取 1.7161×10^{-5} (Pa·s), k_0 取 0.024 15 W/(m·K)。

3 计算结果分析

为明确吸力面冷气入射和主流相互作用的流场细节,本文对位于吸力面 40% 轴向弦长,和叶片表面当地切线方向成 30° 角冷气入射,冷气流量与进口主流流量比例为 1% 情况和没有采用气膜冷却情况下的流场进行了对比分析。

对平面叶栅性能评价采用热力损失系数,其定义为

$$\zeta_{th} = 1 - \frac{\left| 1 + \left| \frac{g_c}{g_m} \right| \left| h_{T2} \right| 1 - \left| \frac{p_{s2}}{p_{T2}} \right|^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right|}{h_{T1} \left| 1 - \left| \frac{p_{s2}}{p_{T1}} \right|^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right| + \left| \frac{g_c}{g_m} \right| h_{T1} \left| 1 - \left| \frac{p_{s2}}{p_{Tc}} \right|^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right|} \quad (2)$$

式中 $\gamma = (k-1)/k$, k 为比热比, g_c , g_m 分别为冷气流量和进口主流流量,对没有采用冷却情况的冷气流量

为 0, p , h 分别表示压力和焓值,下标 s , t 分别表示静态值和滞止状态值,1, 2 分别表示平面叶栅入口和出口截面。

结果显示,当前状态下,加入冷气前叶栅热力损失系数为 0.073 4,加入冷气之后热力损失系数略有增大,达到 0.074 6。相对于无冷气入射的情况,增大 1.6%。

图 4 给出了加入冷气入射前后,叶片通道展向中间截面马赫数分布情况。

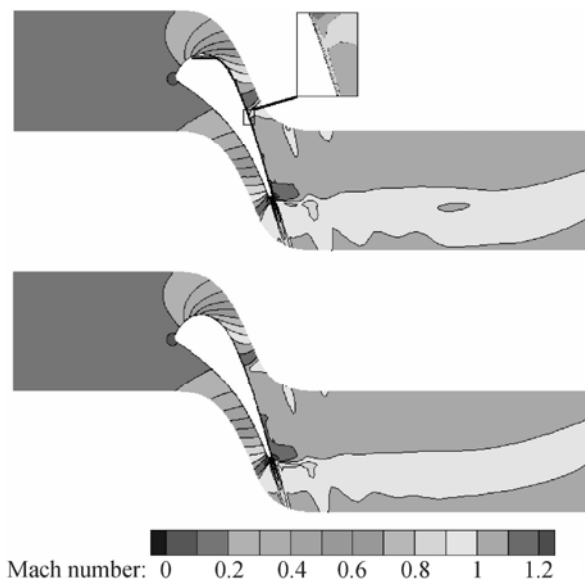


Fig 4 Comparison for the Mach number

从图 4 可以看出,叶片尾缘处明显的两道燕尾形激波,其中一支打到相邻叶片吸力面上。上图为有冷气入射的情况,下图为无冷气入射的情况。由于激波造成的压力升高,下图中激波后吸力面边界层遭遇逆压力梯度发生分离,且下游边界层明显增厚。而对上图中有冷气入射的情况,虽然激波后边界层同样明显增厚,但分离现象消失,这是由于冷却射流的引入向边界层中注入一股能量,抵抗了激波造成的逆压力梯度,边界层分离的消失对减小叶栅损失有益。这里只给出了通过冷却孔中心截面即展向中间截面流动情况。这表明,加入冷气入射以后,有可能完全抑制激波和边界层相互作用造成的分离。

为进一步揭示冷却射流与激波边界层相互作用的流场细节。图 5 给出了有冷气入射和无冷气入射情况下叶片吸力面极限流线的分布情况。

图 5 显示,以上提到的无冷却射流情况下,由于激波和边界层的相互作用造成的边界层分离明显反映在表面极限流线分布中。而对于有冷气入射情况,激波位置下游吸力面极限流线展向中间位置流线连

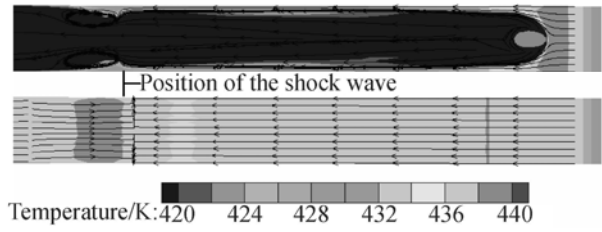


Fig 5 Comparison of the surface stream line of the suction side with and without film-cooling

续,表明边界层分离现象消失,和图 4中给出的展向中间位置中间位置马赫数分布情况分析结果一致,而两端却出现了两个方向相反的旋涡。这表明在当前气膜孔孔径和孔间距及冷却流量情况下,冷却射流并没有完全抑制住激波边界层相互作用形成的边界层分离。并且从图 5中还可以看出,由于这两个分离旋涡的存在,当地叶片表面温度明显高于其它区域,这种情况有可能将在叶片表面形成局部热斑,影响叶片寿命。

为更清晰的看出这两个分离旋涡区的存在,图 6给出了流场中某速度等值面及其表面温度分布。同样可以看出由于分离区域的存在造成的局部高温。

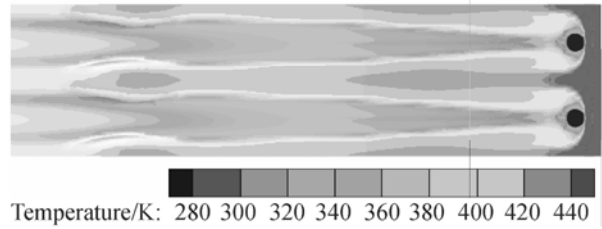


Fig 6 Contour of temperature on velocity iso-plane($v= 50\text{ m /s}$)

以上的分析可以看出,当前状态下,冷气入射部分抑制了由于激波形成的逆压梯度导致的边界层分离,加入冷气入射以后热力损失系数并没有和想象中的那样增大很多,说明冷气入射造成的冷气 and 主流的掺混损失和部分抑制边界层分离降低的分离损失量级相当。所以如果冷气入射能够完全抑制边界层的分离,则有可能引入冷气入射在达到冷却效果的同时,还有降低损失提高性能的效果。对此本文进行了进一步的研究。

在平面叶栅设计状态下,气膜孔直径保持 1 mm 不变,冷气进口条件冷气质量流量同样保持不变,改变相邻气膜孔之间的距离,即改变参数孔径和间距之比 R , R 定义为

$$R = \frac{D}{L} \tag{3}$$

式中 D 为气膜孔直径, L 为相邻孔间距。

表 1给出了不同 R 条件下,热力损失系数比较,损失系数的定义同上。

Table 1 Compare of the loss coefficient in different hole-spacing

R	Loss coefficient
0(Without film-cooling)	0.0734
0.25	0.0746
0.33	0.0759
0.5	0.0702
0.67	0.0639

从表 1中可以看出,随着孔间距的减小,除了 0.33时的情况,损失系数相应减小。当 R 达到 0.5时,损失系数已经小于无冷气入射的情况。孔间距进一步减小, R 为 0.67时,损失系数相对与没有冷气入射的情况降低了 13%,效果明显。

图 7给出了不同孔间距情况下吸力面极限流线分布情况。

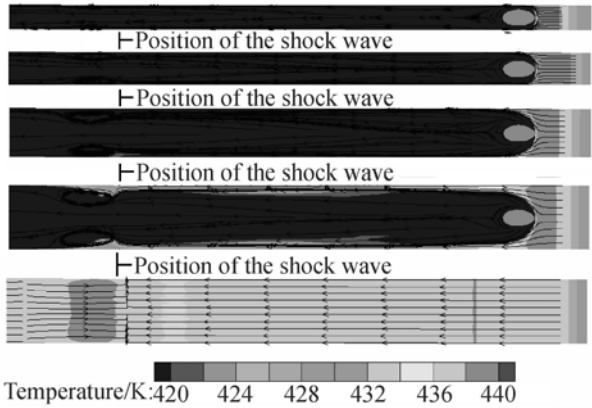


Fig 7 Comparison of the surface stream line of the suction side in different hole-spacing

从图 7可以看出,吸力面极限流线最大的差别在于激波位置后冷却射流和边界层分离相互作用形成的两个旋涡的大小。随着孔间距的减小,分离旋涡尺度逐渐减小,而即使 R 达到 0.67,即孔径为 1 mm,孔间距只有 1.5 mm 情况下,分离旋涡依然存在。但小旋涡的存在可能造成的叶片表面局部过热现象消失,气膜冷却效果提高。

为了清晰的表示出冷却射流和主流之间的相互作用,图 8给出了气膜孔下游不同位置处垂直于叶片表面截面上涡量大小的分布,其中图 8(b)中从左向

右 5 幅图片分别对应 (a) 中自上游向下游的 5 个截面。涡量定义为

$$\omega_x = \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z}, \omega_y = \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x}, \omega_z = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$$
$$|\Omega| = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2} \quad (4)$$

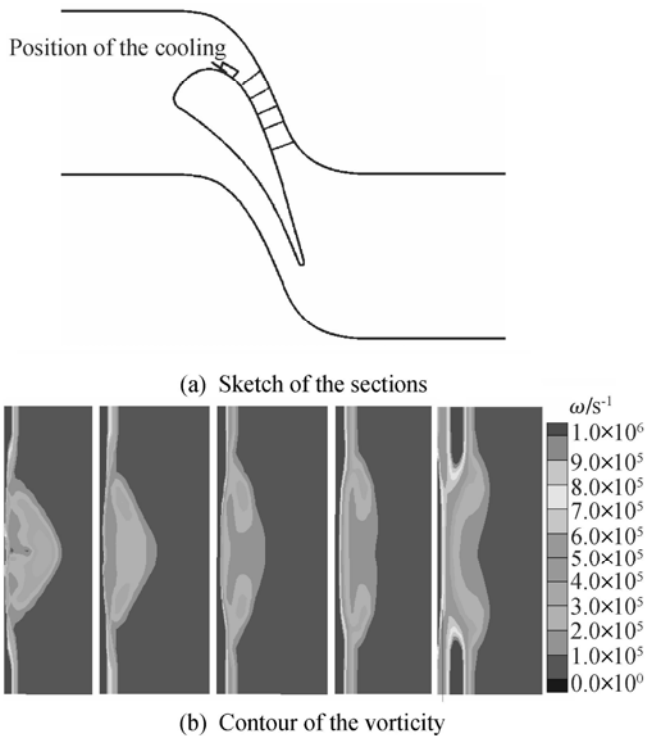


Fig 8 Contour of the vorticity in Streamwise direction (from left to right)

从图 8 可以看出冷却射流和主流相互作用形成的旋涡发展过程,随着流动向下游发展,射流对主流的影响范围在叶片展向方向增大,而对主流的渗透范围减小。其中最后一个截面位于激波后边界层分离位置,可以看出展向中间位置涡量小,两端各有一个大的涡量区域,这对应于图中所示的两个分离旋涡。

图 9 给出了不同孔径和孔间距比值条件下叶片展向相邻气膜孔中间截面叶片表面等熵马赫数分布,横坐标为轴向弦长比例,纵坐标为等熵马赫数。等熵马赫数根据平面叶栅进口总压和当地静压定义。

图 9 显示,引入气膜冷却以后,叶片压力面静压分布基本没有变化,吸力面压力分布受到冷却射流和主流相互作用影响,气膜孔附近局部压力发生波动,由于气膜孔径保持不变,随着孔间距的减小,叶片表面压力收到冷却射流影响效果增大。并且激波略有增强,流场细节显示,波前最高马赫数从 1.13 增大至 1.16。

以上的分析均针对冷气流量一定的情况,为明确冷气流量比例对射流和主流相互作用的影响,本文进

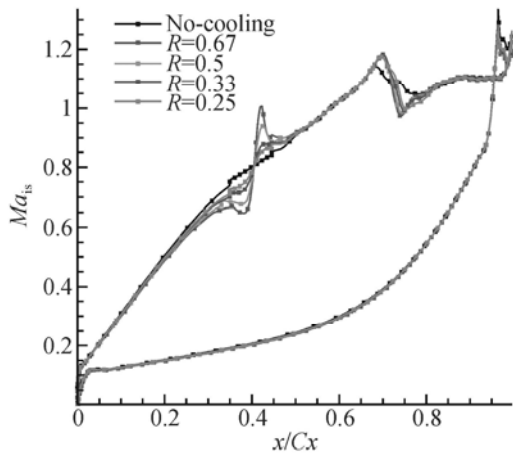


Fig 9 Isentropic Mach number of the blade surface

一步研究了在 R 为 0.25 时,即孔径为 1 mm,孔间距为 4 mm 情况下,各种冷气流量的条件。

表 2 给出了不同冷气流量比例条件下热力损失系数比较,损失系数的定义同上。

Table 2 Comparison of the loss coefficient in different cooling mass flow

Coolant flow rates	Coolant flow / (kg / s)	Main flow / (kg / s)	Loss coefficient
0	0	0.01856	0.0734
0.5	9.0×10^{-5}	0.01845	0.0751
1.0	1.8×10^{-4}	0.01837	0.0746
1.5	2.7×10^{-4}	0.01831	0.0761

从表 2 可以看出,引入气膜冷却以后,叶栅热力损失系数增大,随着冷气流量比例的增大,损失系数先略为减小后增大,这表明存在最佳的流量比例。

图 10 给出了不同冷气流量情况下吸力面温度分布及叶片表面极限流线。

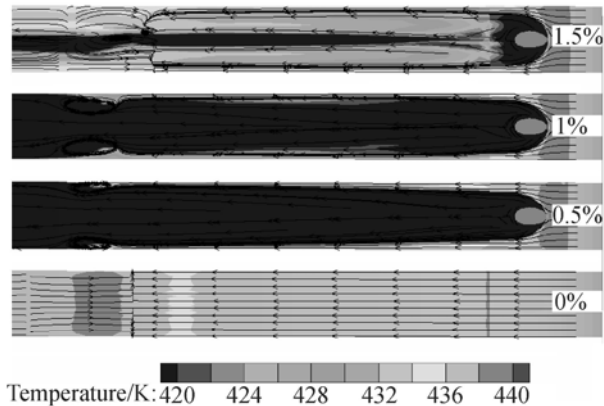


Fig 10 Comparison of the surface stream line of the suction side in different cooling mass flow rate

图 10可以看出,相对于没有引入气膜冷却时,冷气流量占主流流量比例分别为 0.5%、1%。冷却孔后叶片表面温度明显降低约 15°,而冷气比例达到 1.5%时,叶片表面温度分布显得不规则,冷却效果大大降低。从表面极限流线来看,随着冷气流量的增大,1%相对于 0.5%的情况,激波后冷气和分离边界层相互作用形成的两个分离旋涡增大,而冷气比例达到 1.5%时,冷气和分离边界层相互作用变得复杂,表面极限流线混乱,分离旋涡消失,当地流场十分复杂。

对冷气流量为 1.5%时流场细节的分析发现,相对于冷气流量较小的情况,之所以出现这种现象,是由于冷却孔出口处,冷气射流和主流相互作用出现了局部超声速区域,射流和主流相互作用发生显著变化。

4 结 论

激波边界层相互作用造成的边界层分离在引入吸力面气膜冷却之后,和冷却射流之间的作用使通道中局部流场发生变化。由于冷却射流的引入向边界层中注入一股能量,抵抗了激波造成的逆压力梯度,射流部分抑制了边界层分离,边界层分离的消失对减小叶栅损失有益。与此同时又形成了两个方向相反的分流旋涡,冷却射流和主流的掺混造成的损失与抑制部分边界层分离减小的损失量级相当。

随着孔径和孔间距比值的增大,分离旋涡逐渐减小。比值为 0.67时,相对与没有引入气膜冷却的情况,冷却射流在达到冷却目的的同时,热力损失系数降低了 13%。

冷气流量对射流和主流的相互作用影响明显,冷气出口出现局部超声区域将显著降低冷却效果,射流

对分离边界层的抑制作用消失,叶栅损失系数明显增大。

参考文献:

- [1] Ito S Film cooling and aerodynamic loss in a gas turbine cascade[D]. *Minnesota: University of Minnesota*, 1976
- [2] Ito S, Eckert E R, Goldstein R J. Aerodynamic loss in a gas turbine stage with film-cooling[J]. *ASME Journal of Engineering for Power*, 1980, 102: 964~ 970
- [3] Giovanna Barigozzi, Giuseppe Benzonzi, Antonio Perdicchi. Boundary layer and loss analysis in a film cooled vane[C]. *New Orleans USA: ASME Turboexpo 2001*, 2001
- [4] Rigby M J, Johnson A B, Oldfield M L G. Gas turbine rotor blade film cooling with and without simulated NGV shock waves and wakes[R]. *ASME 90-GT-78*
- [5] Abhari R S, Epstein A H. An experimental study of film cooling in a rotating transonic turbine[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 1994, 116: 63~ 70
- [6] Abhari R S. Impact of rotor-stator interaction on turbine film cooling[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 1996, 118: 123~ 133
- [7] Ligrani P M, Saumwever C, Schulz A. Shock wave-film cooling interactions in transonic flows[J]. *ASME Journal of Turbomachinery*, 2001, 123: 788~ 797
- [8] Doyle Knight Hong Yan, Panaras Argyris G. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2003, 39: 121~ 184
- [9] Zheltovodov A A. Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions[R]. *AIAA 2006-496*

(编辑: 梅 瑛)