

文章编号:1000-8055(2011)06-1301-09

短周期风洞叶栅瞬态换热实验数据处理

朱惠人, 成文娟, 李红才

(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072)

摘 要: 对短周期风洞中叶栅瞬态换热实验的几种数据处理方法进行了研究,并确定了各方法的适用条件,对后续的实验具有指导意义. 如果实验段流动建立稳态的时间同实验时间相比可以忽略,则传热系数可以按常数处理,否则应计算传热系数随时间变化的曲线;在叶片导热满足一维半无限大假设的条件下,脉冲响应法具有高效、快速的特点;直接进行二维非稳态热分析的方法限制条件最少,可用来处理所有情况的换热实验数据和验证其他方法的准确性.

关 键 词: 短周期风洞; 瞬态换热实验; 脉冲响应法; 瞬态热分析; 传热系数

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Data processing of blade's transient heat transfer experiment in short duration wind tunnel

ZHU Hui-ren, CHENG Wen-juan, LI Hong-cai

(School of Power and Energy,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: Four data processing methods of blade's transient heat transfer experiment in short duration wind tunnel were studied in this paper, and the applicability of the methods were determined, showing guiding significance for the future experiments. If the time period of establishing steady flow in test section is negligible compared to the experimental time, the heat transfer coefficient can be treated as a constant, otherwise varying heat transfer coefficient curve versus time should be considered. The impulse response method based on one-dimensional and semi-infinite assumption is effective. The method of two-dimensional transient thermal analysis with least restrictive conditions can be used to handle all cases of heat transfer experimental data and verify the accuracy of other methods.

Key words: short duration wind tunnel; transient heat transfer experiment; impulse response method; transient thermal analysis; heat transfer coefficient

随着航空发动机涡轮前燃气温度的不断提高,涡轮叶片表面的冷却问题受到了广泛关注. 如果预测的叶片温度超出实际温度 10°C , 叶片寿命将会减半, 因此准确预测出传热系数和叶片温度有助于延长叶片寿命. 目前公开发表的文献中, 国外在这一领域做了大量的研究工作, Bolchoz 等人^[1]研究了跨声速叶栅通道中叶片表面的传热系

数和气膜冷却效率随吹风比的变化规律. Carullo 等人^[2]研究了跨声速叶栅通道中自由流湍流度和出口雷诺数对叶片表面换热的影响. Gregory 等人^[3]对 C3X 叶片表面压力和传热系数做了详细的数值模拟研究. Nealy 等人^[4]对 C3X 和 Mark II 叶片在跨声速工况下的传热系数进行了详细的实验研究. Giel 等人^[5]对跨声速涡轮叶栅通道中

收稿日期: 2010-06-17; 修订日期: 2010-08-26

作者简介: 朱惠人(1958—), 男, 陕西西安人, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事航空发动机高温部件强化传热及气膜冷却技术研究.

动叶的换热做了预测. Drost 等人^[6]采用液晶可视化技术研究了平板及涡轮叶片上的气膜冷却. Abhari 和 Epstein^[7]在气膜冷却条件下对一压比为 4:1 的单级跨声速涡轮转子叶片表面进行了非稳态换热实验研究, 国内对于叶片表面换热的研究主要是在低速叶栅风洞中进行的, 向安定等^[8]对涡轮叶片表面不同区域气膜孔流量系数的研究和朱惠人等^[9]针对不同孔位置进行的叶片表面气膜冷却换热研究等, 梁卫颖等^[10]对涡轮静叶表面全气膜冷却换热进行了实验研究.

雷诺数是影响叶片外换热主要因素, 因此叶栅换热实验必须保证雷诺数相似. 对于跨声速涡轮叶片来说, 流体的可压缩性也是一个重要因素, 即叶栅出口马赫数也会影响叶片表面传热系数分布. 低速叶栅风洞可以保证雷诺数相似, 但无法保证马赫数相似, 因此得到的换热实验结果同实际情况往往存在一定的偏差. 西北工业大学的短周期跨声速叶栅传热风洞的雷诺数和马赫数模拟范围涵盖典型涡轮叶片的工作状态, 并且可独立调节. 本文的主要工作是基于该风洞研究叶栅瞬态换热实验中的数据处理方法, 并对各种方法进行比较, 为该风洞中后续实验的数据处理提供理论依据.

1 实验装置及实验方法

本文所讨论的短周期风洞为跨声速叶栅传热风洞, 可进行无气膜孔和有气膜孔叶片的换热实验研究. 该风洞高压气源容积为 140 m^3 , 有效工作时间大于 5 s. 图 1 为风洞实验原理图, 实验段上游装有大开角扩散段和稳压舱, 用于保证进入实验段气流的均匀性. 叶栅雷诺数和马赫数通过保证叶栅进、出口压力实现, 叶栅进、出口压力通过

上游的手动节流阀、下游的手动蝶阀和引射器共同调节. 当实验段出口压力高于大气压时, 关闭引射器, 根据实验状态设置合适的调压阀开度, 并通过开大节流阀提高实验段进口压力、关小蝶阀提高实验段出口压力获得合适的雷诺数和马赫数; 当实验段出口压力低于大气压时, 蝶阀全开, 叶栅出口压力通过引射器控制, 风洞的引射器系统由 16 根可单独开关的喷嘴组成, 引射气体取自调压阀后, 因此调压阀后压力即为引射压力, 提高引射压力或增加打开的引射喷管根数均可降低叶栅后压力, 叶栅入口压力通过节流阀调节. 该风洞实验段主要参数如下: 入口湍流度 $<2\%$, 入口压力范围 $0.20 \times 10^5 \sim 3.50 \times 10^5\text{ Pa}$, 流量范围 $1.0 \sim 20\text{ kg/s}$, 基于叶栅弦长的进口雷诺数 Re 范围 $1.0 \times 10^5 \sim 16.0 \times 10^5$, 出口马赫数 Ma 范围 $0 \sim 1.6$.

风洞的实验状态是通过一台工控机监视和控制的, 典型的实验过程为: 首先根据实验状态设置合适的调压阀开度、节流阀开度、蝶阀开度 (或打开的引射喷管根数), 打开起安全作用的电动阀, 然后发送实验开始信号, 快速阀打开, 并通知测试系统进行数据采集, 待气控阀完全打开后, 实验段已达到要求的实验状态, 但随着实验进行, 气源压力不断下降, 此时控制程序通过不断开大调压阀开度保持调压后压力不随气源压力下降而改变. 停止实验时, 由控制程序发送结束信号关闭气控阀并通知测试系统停止数据采集, 如果实验过程中出现异常情况, 安全控制程序会紧急停止实验以确保安全, 有关该风洞原理的更多信息请参考文献[11].

实验段通道截面形状为 $700\text{ mm} \times 120\text{ mm}$ 的矩形, 实验叶栅由 8 个直叶片组成, 中间 2 个叶片为实验叶片, 由环氧树脂加工而成, 用于换热测量,

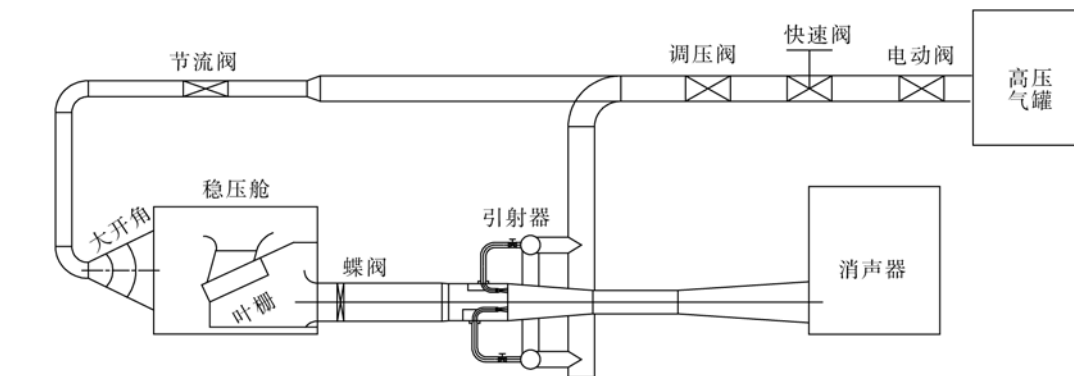


图 1 短周期跨声速叶栅传热风洞实验原理图

Fig. 1 Experimental scheme of the short duration transonic wind tunnel

其余全是钢制叶片,以达到均匀流场的作用.本文所进行的实验是在其中一个环氧树脂叶片表面布置了12路直径为0.1mm的热电偶,其中1~6路分布在吸力面,7~12路分布在压力面,热电偶的引线镶嵌到叶片表面,使其不干扰叶片外部的流场.图2为布置热电偶后的环氧树脂叶片吸力面照片,由于叶高中部大部分区域沿高度方向温差很小,即叶片导热是二维的,因此热电偶并不是完全布置在叶高的中间位置,而是在中间位置附近依次错开一定高度,以减小热电偶对叶片表面的影响.实验段入口布置有一个直径0.1mm的热电偶测量主流总温.

为了进行换热实验,叶片表面和主流之间需要有一定的温差,本文采用的是给叶片加热的方式.实验之前引一股加热气流从实验段下方通到实验段内给叶片加热,气流温度通过可调功率的电加热器控制,加热过程中叶片温度由测试系统监控,待叶片温度稳定后即可进行实验.

图3为风洞实验数据采集系统原理图(图中



图2 热电偶布置示意图

Fig. 2 Arrangement of thermocouples

VXI(VMEbus eXtensions for Instrument)是一种开放标准的模块化仪器总线规范;PCI(peripheral component interconnect)周边元件扩展接口),热电偶输出的电压信号通过测试系统放大和调理后由安装在一台工控机上的数据采集软件自动记录,该测试系统的最高采样频率为100 kHz,本文实验使用的采样频率为10 kHz.

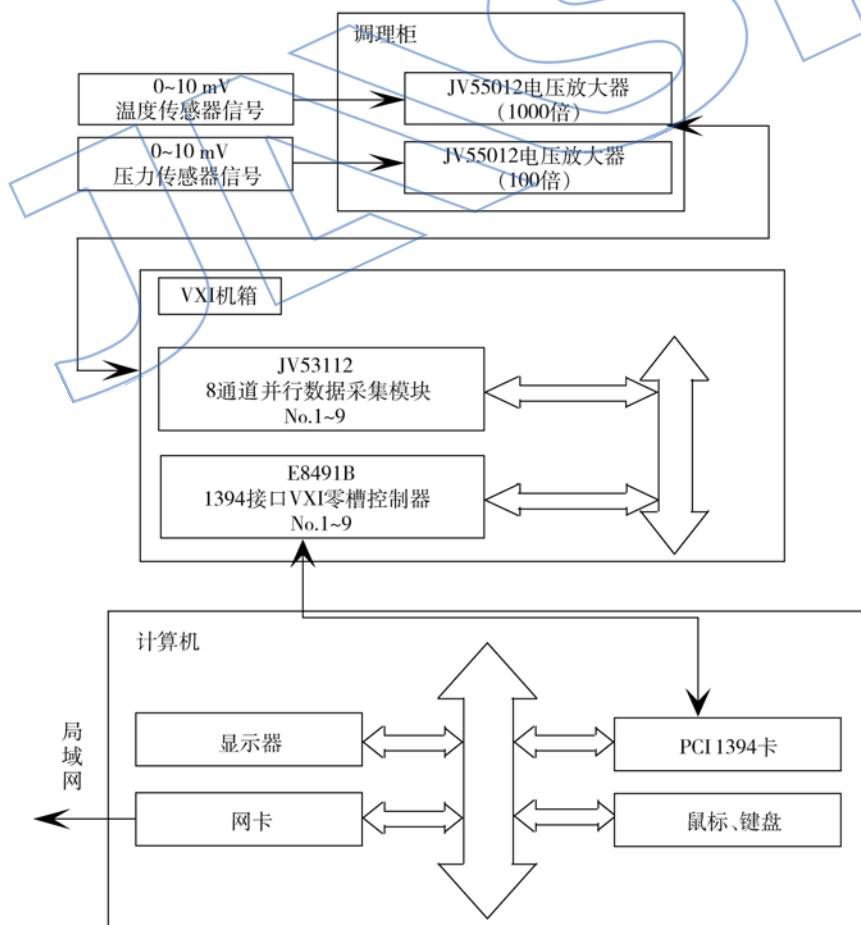


图3 实验数据采集系统原理图

Fig. 3 Scheme of experimental data acquisition system

2 实验数据处理方法介绍

短周期风洞中所进行的实验是流动状态稳定条件下的瞬态换热实验,一次实验时间约为8 s. 本文讨论不带气膜孔叶片表面传热系数的数据处理方法,实验过程中测量的是叶片壁温,需要求解的是叶片表面传热系数. 整个叶片在实验前被加热到一个均匀的初始温度,内部没有导热存在,实验开始后叶片外表面的对流传热会逐渐影响叶片内部,并且叶片内部垂直于叶片表面方向的温度梯度远大于平行于叶片表面方向的温度梯度,因此叶片的导热呈现出典型的一维特性,表面热扰动的穿透深度为 $x = (16at)^{1/2}$, 本文所使用材料的热扩散率 $a = 5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, 若取 $t = 5 \text{ s}$, 则对应的穿透深度为 $x = 6.3 \text{ mm}$, 在穿透深度小于叶片半厚度的情况下可把叶片当成一维半无限大物体处理. 下面为本文要讨论的4种处理方法.

方法1 假设实验过程中传热系数不变

不考虑实验段流动稳定建立过程,认为叶片表面各点传热系数在整个实验过程中保持不变,叶片导热按一维半无限大理论处理,数学描述为

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \\ t=0, \quad T(x,0) &= T_0 \\ t>0, \quad x=0, \quad \frac{\partial T(0,t)}{\partial x} &= \frac{h}{\lambda} \cdot [T(0,t) - T_g] \\ t>0, \quad x \rightarrow \infty, \quad \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $a = \frac{\lambda}{\rho c}$; λ, ρ, c 分别为叶片材料的导热系数、密度和比热容, h 为叶片表面传热系数, T_g 为主流总温. 将式(1)的分析解(具体推导见文献[12])应用到叶片表面得

$$\frac{T_w - T_0}{T_g - T_0} = 1 - \exp\left(\frac{h^2 t}{\rho c k}\right) \operatorname{erfc}\left[h \sqrt{\frac{t}{\rho c k}}\right] \quad (2)$$

其中 T_w 为叶片壁温, erfc 为余补误差函数. 如果主流总温随时间变化,则可将其表示为一系列阶跃函数的叠加,即

$$T_g = T_{g,0} \cdot u(0) + \sum_{i=1}^n (T_{g,i} - T_{g,i-1}) \cdot u(t_i) \quad (3)$$

式中 t_i 为采样时刻,然后应用式(2)计算. 这种方法计算时只需要知道实验过程中一个时刻的壁温

T_w 即可,为了减小随机误差,可以将几个不同时刻壁温计算的传热系数取平均值.

方法2 用壁温计算表面热流密度

本文所讨论的短周期风洞没有快速切换阀门,实验段流动建立需要一定的时间. 图4为实验过程中记录的不同位置的压力曲线,从图上可以看出,第1 s时气控阀开始动作,到第3 s时叶栅前达到稳定状态,即流动建立时间约为2 s.

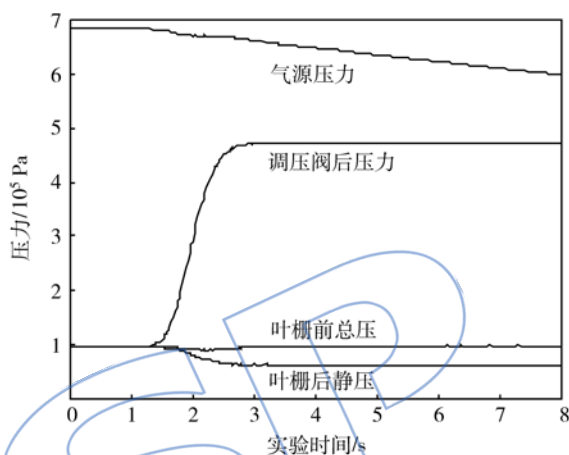


图4 实验过程中的压力曲线

Fig. 4 Pressure curves in the experiment

在流动建立过程中叶片表面传热系数从0逐渐增加到稳定状态时的数值,由于整个实验过程不过几秒钟,如果把叶片表面传热系数按常数处理会带来一定的误差.

方法2就是根据实验过程中记录的壁温随时间变化的曲线计算出随时间变化的热流密度. 该方法的依据仍然为一维半无限大导热理论,导热微分方程、初始条件和 $x \rightarrow \infty$ 处的边界条件同式(1), $x=0$ 处的边界条件变为

$$\begin{aligned} t>0, \quad x=0, \\ T(0,t) &= T_w(t) \end{aligned} \quad (4)$$

将导热微分方程和边界条件对 t 做拉氏变换得

$$\begin{aligned} \bar{T}'' - \frac{s}{a} \cdot \bar{T} &= 0 \\ x=0, \quad \bar{T} &= T_w(s) \\ x \rightarrow \infty, \quad \bar{T}' &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

式(5)的解为

$$\bar{T} = T_w(s) e^{-x\sqrt{s/a}} \quad (6)$$

以 $\equiv$ 表示拉氏变换原函数和象函数的关系, 因为

$$f(x,t) = \frac{x}{2\sqrt{a\pi}} t^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{x^2}{4at}} \equiv e^{-x\sqrt{s/a}} \quad (7)$$

根据拉氏变换的卷积性质得

$$T(x, t) = T_w(t) * f(x, t) =$$

$$\int_0^t T_w(\tau) \frac{x}{2\sqrt{a\pi}} (t-\tau)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{x^2}{4a(t-\tau)}} d\tau \quad (8)$$

若取 $T_w(t) - T_0 = t \cdot u(t)$, 则上述积分结果为

$$T(x, t) - T_0 = \left[t + \frac{x^2}{2a} \right] \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2\sqrt{at}} \right] - x \sqrt{\frac{t}{a\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4at}} \quad (9)$$

于是任一 x 处的热流密度为

$$q(x, t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 2\lambda \sqrt{\frac{t}{a\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4at}} - \frac{\lambda x}{a} \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2\sqrt{at}} \right] \quad (10)$$

将式(10)应用于壁面得

$$q_w(t) = 2\lambda \sqrt{\frac{t}{a\pi}} \quad (11)$$

实验中测量的壁温随时间变化的函数可用一系列斜坡函数的叠加表示

$$T_w(t) - T_{w,0} = \sum_{i=1}^n \frac{T_{w,i} - T_{w,i-1}}{t_i - t_{i-1}} [(t - t_{i-1})u(t_{i-1}) - (t - t_i)u(t_i)] \quad (12)$$

将式(12)代入式(11)得

$$q_w(t) = \frac{2\lambda}{\sqrt{a\pi}} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{T_{w,i} - T_{w,i-1}}{\sqrt{t - t_i} + \sqrt{t - t_{i-1}}} \quad (13)$$

即通过测量的壁温就可求出表面热流密度,如果实验采用相等的采样间隔,则式(13)就同文献[13]中的公式相同。

方法3 脉冲响应法

方法3的假设条件同方法2完全相同,用傅里叶定律将式(1)的导热微分方程变形为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\rho c} \frac{\partial q}{\partial x} \quad (14)$$

对叶片表面应用式(14),把壁温和表面热流密度分别看作输入、输出信号,叶片材料按常物性处理,这是一个线性时不变系统,因此叶片表面热流密度可表示为系统的脉冲响应函数和壁温的卷积

$$q_w(t) = h(t) * T_w(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) T_w(t - \tau) d\tau \quad (15)$$

脉冲响应函数 $h(t)$ 可以通过已知解析解的 $q_w(t)$ 和 $T_w(t)$ 反卷积求得. 例如对于阶跃表面热流函数 $q_w(t) = u(t)$, 对应的壁温函数为

$$T_w(t) = \frac{2}{\sqrt{\rho c \lambda}} \sqrt{\frac{t}{\pi}} \quad (16)$$

求出 $h(t)$ 后,对于任意的壁温随时间变化的函数都可用式(15)计算出对应的表面热流密度随时间变化的函数. 当壁温和表面热流密度均为离散信号时,式(15)变为

$$q_w[n] = h[n] * T_w[n] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} h[n-k] T_w[k] \quad (17)$$

快速傅里叶变换(FFT)的存在使式(17)的卷积运算速度很快,在 Matlab 中,式(17)可以直接调用信号处理工具箱中的函数 `fftfilt` (该函数使用了 FFT 技术)完成. 这种处理方法称为脉冲响应法,关于该方法的更多信息请参考文献[14].

方法4 瞬态热分析法

前3种处理方法均要求叶片导热满足一维半无限大假设,但是由于实验叶片尾缘处很薄,前缘处曲率半径较小,并且叶片表面不同位置传热系数差别很大,导致实验过程中叶片表面沿流动方向存在温度梯度,因此半无限大假设和一维导热假设都不能很好地满足. 方法4采用有限元法直接求解实验叶片中间截面二维瞬态温度场,由计算结果可以获得叶片表面热流密度. 该方法不需要一维导热假设,也不要求均匀的初始温度,但是要求实验叶片表面布置较多的温度测点,使其能较好地反映叶片表面的温度分布,因为瞬态热分析使用的叶片外表面边界条件要通过测点温度插值获得。

方法2~4都是先计算出叶片表面热流密度流 q_w (本文实验中的 q_w 的正方向为叶片表面内法线方向,因为主流温度比壁温低,所以本文计算出的 q_w 为负值)随时间变化的曲线,再根据表面传热系数的定义

$$h = \frac{q_w}{T_g - T_w} \quad (18)$$

求得表面传热系数随时间变化的曲线。

需要说明的是,由于短周期风洞实验过程中气源压力下降很快,因此气源气体经历的是一个多变过程,实验过程中叶栅前气流温度不断下降,根据风洞测得的数据无法得到叶片表面的恢复温度,因此本实验计算传热系数时使用主流总温代

替壁面恢复温度。

3 几种数据处理方法的比较

由于短周期风洞瞬态换热实验的时间仅几秒钟,而实验过程中叶片壁温有较大变化,主流温度在风洞开启过程中变化很大,为了捕捉快速的温度变化,不但需要热电偶有较短的响应时间,还需要采集系统有很高的采样频率,高采样频率带来的一个问题就是系统容易受到干扰,本文实验使用的采样频率为 10 kHz。为了减小干扰,测试系统设计时专门布置了高质量的地线系统,并采用了高精度净化电源和很好的屏蔽措施,但这并没有完全消除干扰,下面将介绍如何通过软件的方法减小干扰信号的影响。

为了研究主流热电偶响应时间对测试主流温度值的影响,实验段入口位置除了直径 0.1 mm 的热电偶用于实验外,还布置了 0.2 mm 和 0.3 mm 的热电偶进行对比,热电偶参考端温度为室温。

将采样信号进行傅里叶变换能更好地对干扰信号进行分析,图 5 为短周期风洞在一次常压状态调试过程中由测试系统记录的主流 0.2 mm 热电偶输出电压(放大 1000 倍后)信号的对数功率谱,可见干扰信号中既有随机干扰,也有市电线路干扰。

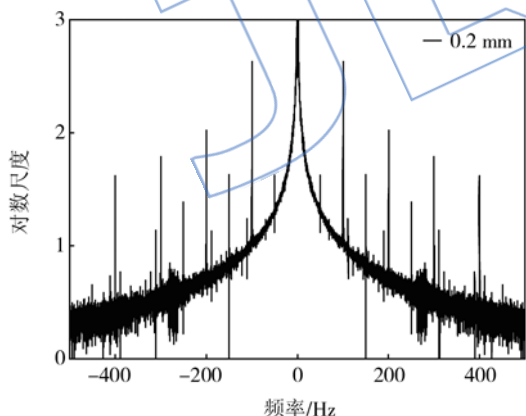


图 5 热电偶采样信号的对数功率谱

Fig. 5 Log scale power spectrum of thermocouples

针对干扰信号的特点,专门编写了去除干扰信号的滤波程序。经过处理后的电压信号就可以转换为温度值,考虑到热电偶的差异性,实验中使用的热电偶都进行了标定。图 6 为由滤波后电压信号计算的主流总温,可见干扰信号已经基本消除了。从图中还可以看出,在风洞开启的 1~3 s 期间,主流总温有一个很高的峰值,这是因为

实验前整个风洞中均处于常压状态,风洞打开时高压气体瞬间进入风洞导致了气体压缩,实验段流动稳定后主流总温等于气源温度。对比三个主流热电偶的温度曲线,可见 0.3 mm 的热电偶反应明显滞后,0.2 mm 的热电偶响应速度同 0.1 mm 的热电偶相当,但是 0.1 mm 的热电偶峰值更高,这说明实验中采用 0.1 mm 的热电偶能满足实验要求。

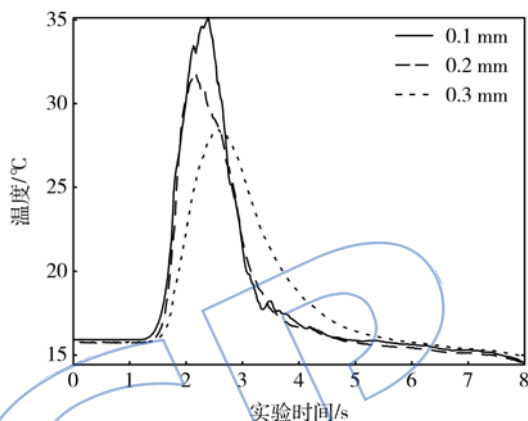


图 6 滤波后热电偶温度曲线

Fig. 6 Filtered thermocouple temperature curves

对测试信号进行预处理后,就可以使用前面介绍的方法计算叶片表面传热系数。

图 7 为一次换热实验中主流总温和壁温的变化曲线,图中给出了吸力面相对弧长 10%, 41% 和 75% 三个测点的壁温曲线,其他测点的温度变化曲线与此类似。

图 7 和图 6 中主流温度变化趋势并不相同,是因为:图 7 为换热实验,实验前叶栅处在温度较高的加热气流中,图 6 是状态调试,开始时为常温;图 7 是降压(实验段要求叶栅出口压力低于大气压)实验,实验开始后,实验段气体首先由于引射器的抽吸作用膨胀导致温度降低,稳压舱内温度较低的气体流到实验段也使温度降低,但引射器的抽吸作用居主导地位,实验状态压力越低,温度下降就越快,图 6 是常压实验,实验段气体没有膨胀过程,因此温度未出现降低趋势;当风洞打开时快速阀后被压缩气体流到实验段时,实验段入口温度升高,这一点图 7 和图 6 是一致的,但是在极限状态(实验段能达到的最低压力)降压实验中,这个温度升高的趋势也是没有的。从上述对比中,可以看出短周期风洞启动过程的流动是非常复杂的。

分别用第 2 节中的 4 种方法对图 7 的数据进

行了处理. 其中方法1~3均使用一维半无限大导热理论, 计算每个测点表面传热系数时只需要使用该点温度值和主流总温. 方法4由于要求解瞬态温度场, 因此必须整体求解, 图8为计算使用的有限元网格, 由于每个采样时刻一个载荷步的计算量太大, 计算使用的实际载荷步长为0.01 s, 外边界温度边界条件通过所有测点壁温插值得到.

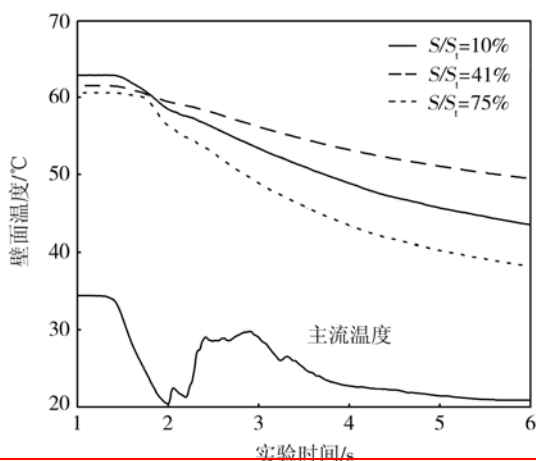


图7 主流和壁面温度变化曲线

Fig. 7 Mainstream and wall temperature curves

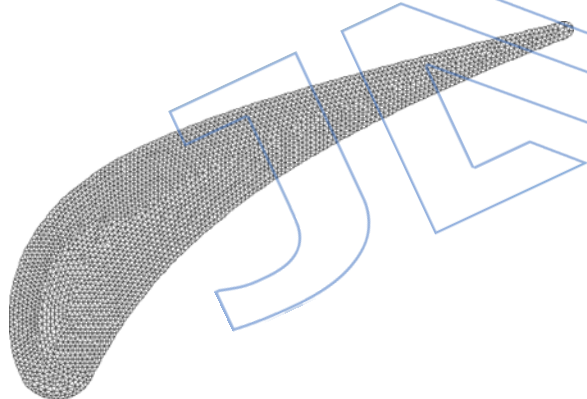


图8 计算用的有限元网格

Fig. 8 Finite element mesh for computation

图9给出了几种方法计算的无量纲表面传热系数随时间的变化曲线, 由于各测点的趋势类似, 图中只给出了吸力面相对弧长10%, 41%和75%位置测点的计算结果. 方法2和方法3计算的曲线几乎完全重合, 说明两种方法从原理上是相同的, 不过由于方法3使用了快速傅里叶变换作为计算工具, 计算速度大大提高. 方法2和3的曲线同方法4在气流稳定的开始阶段差别很小, 曲线后半段有一些差别, 这是因为时间增加导致一些测点的一维半无限大假设条件被破坏. 方法1的曲线并不是瞬时传热系数曲线, 而更接近于从风

洞打开到时刻 t 的平均传热系数曲线, 由于风洞开启过程中传热系数是增大的, 因此方法1的曲线也是单调增加的, 但始终小于流动稳定后的传热系数, 随着时间增加, 方法1的计算误差减小.

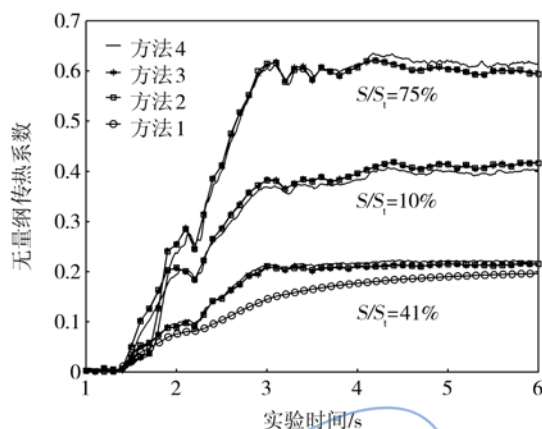


图9 叶片表面传热系数变化曲线

Fig. 9 Curves of blade surface heat transfer coefficient

几种方法中, 方法3的计算速度最快, 方法1, 2的速度相当, 方法4最慢. 从准确程度看, 方法1误差较大, 方法4的结果最可靠. 数据处理时使用第6 s前的实验数据, 而风洞是在第1 s打开的, 因此瞬态换热时间为5 s, 根据前面热穿透深度的计算, 叶片可以当成一维半无限大物体的条件是叶片半厚度大于6.3 mm, 对于图9中75%处的测点而言, 叶片的半厚度为4.5 mm, 不满足这个条件, 但是从方法3与方法4的对比结果看, 一维半无限大假设导致的误差不大. 对于方法4来说, 由于本文进行的实验叶片表面布置的温度的测点较少, 由这些测点插值出来的叶片外表面温度分布和实际情况会有差别, 也会带来计算误差.

4 实验误差分析

本文实验的误差来源主要有两个方面, 即叶片壁温测量的误差和实验状态的偏差.

1) 叶片表面温度通过布置在表面的热电偶测量, 热电偶的引线镶嵌在叶片中并用胶将其固定, 热电偶的测量端做成薄膜状以减小响应时间. 要保证热电偶引线不影响叶片表面, 热电偶测量端同叶片表面平齐并与叶片材料很好地接触有一定难度, 这些都会对表面传热系数产生影响.

2) 由于短周期跨声速叶栅传热风洞的实验状态是通过预先设定各阀门开度和射流器根数实现的, 而各阀门的开度会有一定的误差, 气源压力和环境压力在每次实验时也会有所不同, 这些因

素会导致实验状态产生偏差。

对影响传热系数的因素进行定量分析是比较复杂的,图10为叶栅出口雷诺数 $Re=2.0 \times 10^5$, 出口马赫数 $Ma=0.71$ 工况下(这里的工况参数为名义参数,实验时参数会略有不同,这也是实验误差的一部分,图10中标的是实验实际工况参数),两次实验计算的无量纲传热系数,这两次实验的 Re 和 Ma 非常接近,在能进行对比的10个测点中,差别较大的测点传热系数差别分别为13.8%,9.6%和5.7%,其他7个点的差别均小于4%。其他工况本文也做了一些重复性实验,这些实验综合了实验状态的误差和换热测量的误差,其中除个别点的传热系数差别较大外,大部分测点的差别都在10%以下。

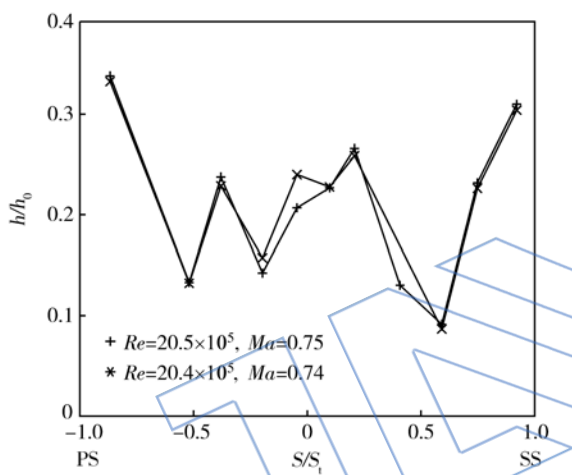


图10 两次相同工况下的传热系数对比

Fig. 10 Heat transfer coefficient distribution with the same condition

通过上述对比,对传热系数计算误差的大小就会有一个比较合理的估计,当然这种方法无法估计系统误差。

5 结 论

1) 用短周期跨声速叶栅传热风洞测量叶片表面传热系数,能够获得真实雷诺数和马赫数下叶片表面的传热系数分布,实验结果对叶片传热设计有重要意义。

2) 本文主要对比研究了短周期风洞叶栅换热实验中几种数据处理方法。瞬态热分析法不需要额外的假设条件,因此计算结果有更高的可信度,但实施起来比较复杂。一维半无限大假设基本符合实际情况,但是对于靠近叶片尾缘的地方,如

果叶片的半厚度比热穿透厚度小得多,则要对此方法进行修正。采用该假设的几种方法中:用壁温计算表面热流密度的方法和脉冲响应法几乎得出相同的计算结果,后者在数据量很大时有明显的优势;由于实验段稳定流动建立时间较长,将整个实验过程中传热系数按常数处理的方法计算结果误差较大。

3) 实验误差是无法避免的,本文所进行的实验主要是为了验证数据处理方法,因此布置的温度测点较少,并且有的测点在实验中损坏,这给判断叶片表面传热系数分布趋势带来困难。在后面的换热实验中,不论用哪种数据处理方法,布置温度测点时,在保证不对实验叶片造成较大影响的前提下,温度测点应尽量多,这样得到的实验结果才更可靠。

参考文献:

- [1] Bolchoz T, Nasir S, Reagle C, et al. An experimental investigation of showerhead film cooling performance in a transonic vane cascade at low and high freestream turbulence [R]. ASME Paper 2009-GT-59796, 2009.
- [2] Carullo J S, Nasir S, Cress R D, et al. The effects of freestream turbulence, turbulence length scale and exit Reynolds number on turbine blade heat transfer in a transonic vane cascade [R]. ASME Paper 2007-GT-27859, 2007.
- [3] Gregory M L, Anil K T, Michael C O. Heat transfer predictions of film cooled stationary turbine airfoils [R]. ASME Paper 2007-GT-27497, 2007.
- [4] Nealy D A, Mihelc M S, Hylton L D, et al. Measurements of heat transfer distribution over the surfaces of highly loaded turbine nozzle guide vanes [J]. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1984, 106(1): 149-158.
- [5] Giel P W, Van Fossen G J, Boyle R J, et al. Blade heat transfer measurements and predictions in a transonic turbine cascade [R]. ASME Paper 99-GT-125, 1999.
- [6] Drost U, Bolcs A, Hoffs A. Utilization of the transient liquid crystal technique for film cooling effectiveness and heat transfer investigations on a flat plate and a turbine airfoil [R]. ASME Paper 97-GT-26, 1997.
- [7] Abhari R S, Epstein A H. An experimental study of film cooling in a rotating transonic turbine [R]. ASME Paper 92-GT-201, 1992.
- [8] 向安定, 朱惠人, 刘松龄, 等. 涡轮导向叶片表面气膜孔流量系数的实验研究 [J]. 推进技术, 2003, 24(3): 216-218. XIANG Anding, ZHU Hui ren, LIU Song ling, et al. Discharge coefficient measurements for film cooling holes on blade surface in a turbine cascade [J]. Journal of Propulsion Technology, 2003, 24(3): 216-218. (in Chinese)

- [9] 朱惠人, 马兰, 许都纯, 等. 孔位对涡轮叶片表面气膜冷却传热系数的影响[J]. 推进技术, 2005, 26(4): 302-306.
ZHU Hui ren, MA Lan, XU Du chun, et al. Influences of position of hole-rows on film cooling heat transfer of turbine blade surface[J]. Journal of Propulsion Technology, 2005, 26(4): 302-306. (in Chinese)
- [10] 梁卫颖, 周雷声. 涡轮静叶表面全气膜冷却换热实验研究[J]. 燃气涡轮实验与研究, 2009, 22(3): 40-44.
LIANG Wei ying, ZHOU Lei sheng. Heat transfer experimental investigation on full film cooling of turbine vane surface[J]. Gas Turbine Experiment and Research, 2009, 22(3): 40-44. (in Chinese)
- [11] 朱彦伟. 短周期传热风洞气动特性模拟与控制方法研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2007.
ZHU Yan wei. Simulation and control of the high speed transient blade wind tunnel's pneumatic characteristics [D]. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2007. (in Chinese)
- [12] YAN Youyou, Michael O J. Uncertainties in transient heat transfer measurements with liquid crystal[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2002, 23(1): 29-35.
- [13] Oldfield M L G, Jones T V, Schultz D L, Online computer for transient turbine cascade instrumentation[J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 1978, 14(5): 738-749.
- [14] Oldfield M L G. Impulse response processing of transient heat transfer gauge signals[J]. Journal of Turbomachinery, 2008, 130(2): 021023(9 pages).