

跨声速涡轮平面叶栅密度场的测量*

李静美 邓素卿⁺ 胡金铭

中国科学院力学研究所, 北京 100080

⁺中国科学院工程热物理研究所, 北京 100080

摘要 在入口马赫数 $M_1=0.4$ 、雷诺数 $Re_b=7\times 10^5$ 来流条件下的激波风洞中,用激光差分干涉仪获得了跨声速涡轮平面叶栅流场干涉图,利用叶栅流场的周期性条件,给出相应的密度场定量结果。并与用 S_1 流面流函数矩阵解的计算结果做了比较,规律基本一致。

关键词 涡轮叶栅;激光差分干涉仪;密度场

中图分类号 V211.6

0 引言

跨声速涡轮流动的复杂性,在于其流场中既有亚声速区,又有超声速区,还存在有形状、位置及数目均属待定的激波。激波与叶面边界层的相互干扰往往使边界层分离。鉴于此,要发展准确的计算方法,需要详细了解其流动规律。光学干涉术是满足这一要求的重要手段,它不干扰被测流场,能得到全场信息,不但能由其干涉图上的条纹分布给出的密度梯度定性地观察流场,而且对于二维叶栅流场,只要取得相互垂直的两个方向的干涉图,互相提供基准,就能得到全场定量的密度值。然而由于种种原因,目前国外发表的文献中,给出一般干涉图较多,定量结果较少,国内几乎没有。

激光差分干涉法的主要优点是光路比较简单,不怕震动。本文研究并解决了获得清晰干涉图和由干涉条纹判读得到密度数值的技术问题。用激光差分干涉仪,在激波风洞中,测量了跨声速涡轮平面叶栅的密度场,并与用文献[1]的 S_1 流面流函数矩阵解计算的结果做了比较,测量结果与计算值基本相符。

1 实验设备和测试技术

实验是在图1所示的激波管叶栅风洞中完成的。实验时间20ms。由内径为150mm的激波管提供高温高压气体,经圆变方的过渡段进入实验段。在激波管中间和激波管末端与过渡段之间均有铝膜隔开。实验段可安装4~6个叶片,设备原理见文献[2]。本实验为4个叶片,入口马赫数 $M_1=0.40$,入口气流角 $\beta=66^\circ$,叶片弦长 $b=58.86\text{mm}$,来流总压 $P_0=2\times 10^5\text{Pa}$,来流雷诺数 $Re_b=7\times 10^5$ 。

叶栅实验用的光学观察窗比较复杂,光学玻璃除承受风洞内、外压差外,还要固定叶片及承受实验过程中叶片上的气动载荷。本实验观察窗用Ks玻璃制成,先将材料加工成毛坯,由超声波打安装孔,最后精磨平面。为了提高安装精度和避免安装应力,观察窗口与叶片设计成一体结构,实验前整体固定到实验段中去,详见文献[3]。

* 国家自然科学基金资助项目

收稿日期:1996-04-27

实验光路系统见图2,光源用红宝石激光器,波长 $\lambda = 6943 \text{ \AA}$,脉冲宽度为50ns,单个光脉

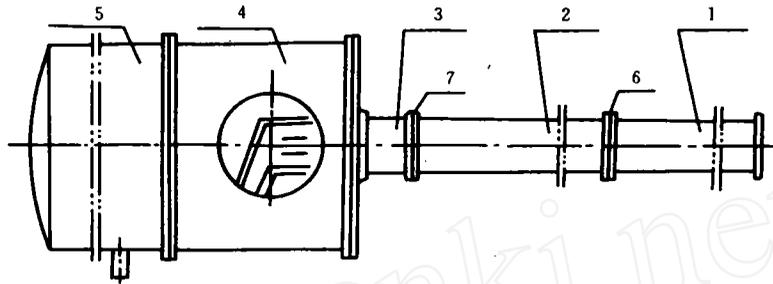


图1 激波风洞示意图

1 驱动段 2 被驱动段 3 过渡段 4 实验段 5 真空罐 6,7 铝膜

Fig. 1 Shock Tunnel Configuration

1 driving section 2 driven section 3 transition section 4 test section 5 tank 6,7 diaphragms

冲能量大于100mJ。激光器发出的光经扩速镜L,反射镜M₁和球面镜M₂后,变成平行光束,通过叶栅密度不均匀的流场,产生了光程差。再经M₃、M₄反射镜重新聚焦,渥拉斯顿棱镜W将入射光分成偏振面互相垂直的偏振光,偏振片将所分离光改变偏振方向,相隔距离为d的两束光产生了干涉,照相记录干涉图形。其中M₂的焦距为1.5m,棱镜角3°。延时器保证激光器在实验段中流动建立后开始工作。

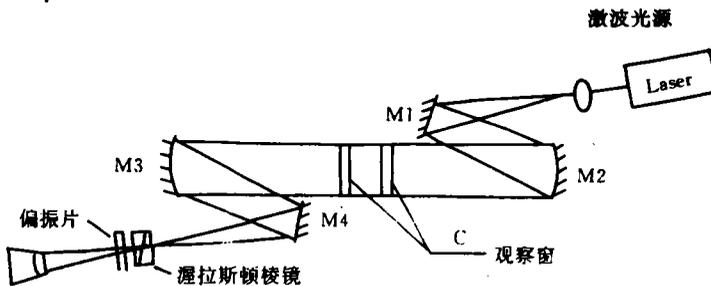


图2 光学系统

Fig. 2 Optical system M₁,M₄ reflector M₂,M₃ collimating mirror

2 测量原理

对于有限条纹,均匀场的干涉条纹是等间距的平行条纹。不均匀场使条纹产生位移,条纹的位移量 $\frac{\Delta s}{s}$ 与垂直于条纹方向的密度梯度成正比。定量关系为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial D} = \frac{\lambda \Delta s}{d k b s}$$

其中激光波长 $\lambda = 6943 \text{ \AA}$,差分干涉距离 $d = 1.74 \text{ mm}$,风洞宽度 $b = 55 \text{ mm}$,Gladstone-Dale 常数 $k = 0.225 \times 10^{-3} \text{ m/kg}$ 。条纹距离 s 从均匀的干涉图得到,条纹位移 Δs 用显微阅读器读出条纹位置后求出。

对于一维的场,只要已知流场中某一位置的密度 ρ ,可以积分得到密度场:

$$\rho(L) = \int \frac{\partial \rho}{\partial L} dL + \rho_0$$

对于二维的场,积分计算所用的初值 ρ 不是一个点,而是一个剖面,对于垂直的或水平的流场干涉图分别有以下关系:

$$\rho(x, y = c) = \int \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \rho_0(y)$$

$$\rho(x = c, y) = \int \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \rho_0(x)$$

对于平面叶栅来说,进口参数 $\rho(y)$ 可由测得的激波速度和栅前总、静压计算得到。假若光学窗口足够大,相应于该初值的0条纹显示的流场中,只需一张垂直条纹流场干涉图即可得到整场的密度分布 $\rho(x, y)$ 。鉴于技术上的困难,目前还不能做到这一点。加上跨声速涡轮叶栅流动密度梯度较大,干涉图中没有等间距的平行条纹区,0条纹的初位置不能直观地确定。本文发展了一种方法,利用叶栅流场的周期性条件,由两张条纹方向相互垂直的干涉图,相互提供初值,唯一确定栅前的密度分布,从而解决了这一问题。所谓周期性条件,即在不同通道中,对应位置的参数相同,在一个栅距内栅前的密度剖面所对应的平均密度值满足已知进口参数,具体做法见文献[4]。

3 实验结果和讨论

由激光差分干涉仪在来流马赫数 $M_1 = 0.40$,来流雷诺数 $Re_{ch} = 7 \times 10^5$ 下得到的平面涡轮叶栅流场干涉图见图3。由图3可以清楚地

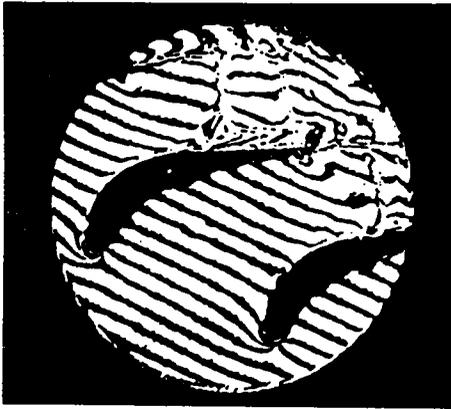


图3 垂直条纹的干涉图

Fig. 3 vertical-fringe interferogram

看到叶片尾缘后拖着一条细长的尾迹,通道中有激波。激波与叶背边界层相互作用,根部形成 λ 形,激波后边界层大大增厚、分离,然后再附产生再附波。

由测量原理中所述的方法,判读干涉照

片,将获得的数据送入计算机迭代得到叶栅通道的密度场。图4给出叶栅上游不同位置,密度沿垂直方向的变化 $\rho(y)$ 剖面。由图4密度剖面可以了解栅前(x)流场的发展过程,气流在大约0.3弦长处开始加速和减速,并逐渐形成周期性剖面。由密度场内插得到等密度线,假设总压为常值,则等密度线也即等马赫数线见图5。图5分别给出由垂直和水平条纹干涉图得到的结果。在叶盆和叶背上还标有由表面压力分布测量结果换算得到的马赫数分布^[5],可以看出叶盆表面附近,马赫数分布与流场中等马赫数线相符,而叶背表面附近流场

看到叶片尾缘后拖着一条细长的尾迹,通道中有激波。激波与叶背边界层相互作用,根部形成 λ 形,激波后边界层大大增厚、分离,然后再附产生再附波。

由测量原理中所述的方法,判读干涉照

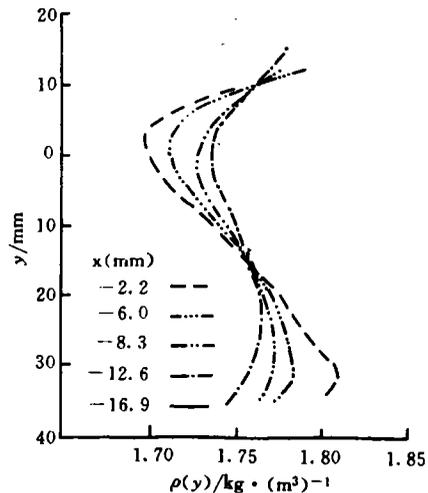


图4 入口流动的密度分布

Fig. 4 Density contour of inlet flow

中的马赫数比压力分布测量的马赫数低,另外,图3与图5上激波位置也不相同。这是由于干涉图中的条纹不够密,叶背表面附近,密度梯度很大,判读图形时的积分误差使密度偏大,速度偏小造成的。为了检验计算方法,用 S_1 流面流函数矩阵解^[1],计算了等马赫数线,见图6。由图6看出,计算值与测量结果规律大致相符,在叶背附近有较大的差别,主要是计算中没有考虑粘性效应,也没有考虑激波与边界层相互干扰使激波根部变成 λ 形,这个问题正好是目前跨声速涡轮流场计算中需要解决的。

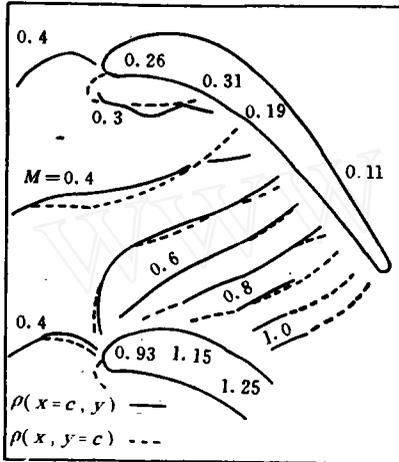


图5 涡轮通道中的等马赫数线

Fig. 5 Iso-Mach lines from density distribution

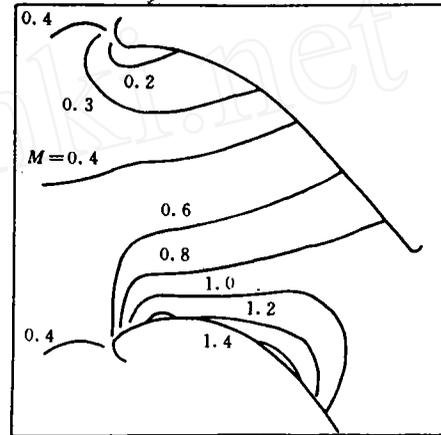


图6 由数值计算得到的等马赫数线

Fig. 6 Numerical calculation results

综上所述,在激波风洞中,成功地用激光干涉法得到涡轮平面叶栅流动图。发展了利用叶栅入口周期性条件,由两张条纹互相垂直的干涉图片确定密度初值的图片判读法。从而获得了涡轮平面叶栅流场的马赫数分布的定量结果,尽管目前测量技术和判读方法有待进一步提高,但方法本身是可行的,能满足研究跨声速涡轮流场的需要。

参 考 文 献

- 1 华耀南,吴文权. S_1 流面跨声速流场流函数矩阵解. 工程热物理学报,1987,8(2)
- 2 李静美,赵润民,王吉南. 用短周期风洞进行涡轮叶片传热实验的初探. 航空动力学报,1987,2(1)
- 3 胡金铭,李静美,邓素卿. 用激光差分干涉法测量激波管叶栅风洞的流场. 中国科学院力学研究所报告,1988.
- 4 邓素卿,胡金铭,李静美. 叶栅流场激光差分干涉图的判读方法. 中国科学院工程热物理研究所报告,1988.
- 5 李静美,赵润民,胡金铭,邓素卿. 在激波风洞中进行的涡轮平面叶栅实验. 空气动力学学报,1989,7(4)

MEASUREMENT OF DENSITY DISTRIBUTION OF TRANSONIC TURBINE CASCADE FLOW BY LASER DIFFERENTIAL INTERFEROMETRY

Li Jingmei Den Suqing⁺ Hu Jinming

Institute of Mechanics Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080

⁺Institute of Engineering Thermophysics Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080

Abstract By making use of the laser differential interferometer, the flow field inter-

ferogram of turbine cascade in a shock tunnel is visualized, and its flow characteristics are demonstrated. The density field is obtained quantitatively with the aid of periodic conditions of cascade flow. The results are in quite good agreement with the numerical solution of Stream Function Equation on S_1 stream surface by means of the Direct Matrix Method. The inlet Mach number M_1 is 0.4, and inlet Reynolds number Re_b is 7×10^5 .

Key words turbine cascade; laser differential interferometer; density distribution

从“首届应变天平国际会议”看天平技术的发展动向

顾兴若

中国空气动力研究与发展中心, 绵阳 621000

1996年10月在美国NASA的兰利中心召开了“首届应变天平国际会议”。东西方15个国家的主要空气动力研究机构派代表参加了会议。大会交流了45篇论文, 这些论文的内容基本上代表了当代风洞天平、校准装置及模型姿态角测量等技术领域的最新成果。会议商定, “第二次应变天平国际会议”将于1999年在英国举行。

会议分成九个专题交流: (1) 设备综述; (2) 风洞天平设计; (3) 风洞天平应用; (4) 特种天平; (5) 测量、应变计与热效应; (6) 自动校准装置及技术; (7) 校准及数据处理; (8) 天平精度和不确定度分析; (9) 天平的有限元法分析与新技术。

从论文内容, 我们可以约略看出国际天平界当前最关心的技术问题和先进技术主要有以下几个方面:

1. 虽然目前的常规复合式天平结构都大同小异, 但仍在为解决灵敏度和刚度的矛盾, 特别是为提高天平轴向力元件的性能, 而寻求新的天平结构形式。如将轴向力的直立敏感梁, 由两端固支的双弯曲型变形, 通过一端附近开一与它垂直的槽来减少其刚度, 使变为悬臂梁变形结构, 可将灵敏度提高近一倍; 增加轴向力元件前后每组支撑挠性片的数量, 提高其灵敏度; 采用由四个构件焊接成的天平结构, 可将天平带斜劈的前后两个主梁的内部结构设计得更刚硬, 等等。

2. 与上述目的相同, 依靠计算机的帮助, 采用有限元方法对天平结构进行应力分析, 进而作优化设计, 这是一种必然趋势。目前的做法是先用常规计算方法设计, 然后用有限元法分析, 作尺寸修改。有限元法先是只包括梁元模型, 基于短弯曲梁和短扭转梁的基本应力和应变公式, 计算其应力和应变, 也分析天平结构构件的热膨胀。再对整个天平作实体元模型, 可分析应力集中、平面应力和热对应变电桥输出的影响。分析后, 需作较少的尺寸改变。但也有认为对常规天平用有限元优化是不可能的, 因对具有许多简化的复杂结构的离散作优化是太麻烦了,

(下转第49页)