

超声速流体密度场的全息干涉测量

清华大学 黄国亮** 邬敏贤 北京师范大学 黄婉云
中国科学院工程热物理研究所 程家纲 李建一

【摘要】 介绍一种基于全息干涉计量原理、应用数字图像处理系统,精确测量风洞超声速叶栅流场中流体密度分布的新方法。整个测量过程中测量仪器对流场没有机械扰动,还具有测量精度高、数据获取、处理方便,能同时获得流体全场信息等优点。给出了用该方法所获得的超声速叶栅流场的全场密度分布结果。

关键词: 全息干涉计量 超声速叶栅 数字图像处理

1 工作原理

1.1 双曝光全息干涉计量方法

用同一张干板对流场静态物光波和超声速状态物光波依次作全息记录,获得流场的双曝光全息图;然后用参考光再现,获得再现流场,其强度分布可简写成^[1]:

$$I_{(x,y)} \propto 1 + \cos[\Delta\varphi_{(x,y)}] \quad (1)$$

式中 $\Delta\varphi_{(x,y)} = \varphi_{2(x,y)} - \varphi_{1(x,y)}$ 为超声速状态物光波与静态物光波的位相差。再现干涉条纹分布:暗条纹 $\Delta\varphi_{(x,y)} = (2m+1)\pi$,明条纹 $\Delta\varphi_{(x,y)} = 2m\pi$ 式中 $m = 0, 1, \dots$ 为条纹级数。

1.2 再现干涉条纹与流场等密度线

流体密度与其折射率的对应关系式为: $n_{(x,y)} - 1 = k\rho_{(x,y)}$, 式中 $n_{(x,y)}$ 为折射率, $\rho_{(x,y)}$ 为流体密度, k 为常数。对于空气流场,用红宝石激光($\lambda = 694.3\text{nm}$)记录流场,则 $k = 0.225\text{cm}^3/\text{g}$ 。

设风洞试验段纵向尺寸为 l ,则超声速状态与静态物光波的位相差为:

$$\Delta\varphi_{(x,y)} = [n_{x,y} - n_o]l2\pi/\lambda \quad (2)$$

流体密度与再现流场干涉条纹级数的对应关系为:

暗条纹 $kl[\rho_{(x,y)} - \rho_o] = (m + 1/2)\lambda \quad (3)$

明条纹 $kl[\rho_{(x,y)} - \rho_o] = m\lambda \quad (4)$

与条纹间隔相对应的密度差为 $\Delta\rho = \lambda/(kl)$ 。实验中 $l = 44\text{cm}$,则: $\Delta\rho = 7.0131 \times 10^{-3} (\text{kg}/\text{m}^3)$ 。可看出,流场再现干涉条纹与流体等密度线是对应的。因此,对流场干涉条纹进行级次标定后,即可实现对流体相对密度的标定;有了流体入、出射端的密度,就能计算出流体全场的密度分布。

2 实验方法及技术

图 1 是流场测量的双曝光全息记录系统, 图中 W_1 、 W_2 为测试段入、出射窗口, H 为全息记录干板。分速镜 S 透射 80% 的能量作为物光, 反射 20% 的能量作为参考光。风洞试验段内叶栅的叶片弦长 129.5mm, 高度 5.25mm, 相邻叶片间对称位置的间距为 90mm。实验工况: 来流马赫数 $Ma = 1.3$, 来流密度 $\rho_{\lambda} = 0.97\text{kg}/\text{m}^3$, 出射流密度 $\rho_{\text{出}} = 1.24\text{kg}/\text{m}^3$, 实验段尺寸 $0.86 \times 0.22 \times 0.22\text{m}^3$, 来流与叶栅夹角 $\theta = 32.2^\circ$ 。用同一张干板对流场静态物光波和超声速状态物光波依次作全息记录, 获得流场的双曝光全息图; 然后用参考光再现, 并通过 CCD 将再现干涉条纹图输入计算机 (VAX-11/750) 作数字图像处理。实验表明, 用全息干涉方法获取超声速流场信息的主要技术在于:

(1) 保证风洞清洁, 选择均匀性质量非常高的风洞窗口透明材料; (2) 选择流场超声速状态的最佳记录时间 (吹风稳定后 3~5 分钟内); (3) 改善风洞结构, 尽量避免气流在实验段出口附近反射迂回; (4) 合理控制全息记录板的曝光量, 显影温度和显影时间; (5) 再现过程中保持衍射场中叶片形状、大小沿衍射方向不变。

数字图像处理技术应用于干涉计量, 不仅可以改善干涉条纹图的质量, 而且在条纹图的平移、分割、区域提取、比例缩放, 以及条纹的细化跟踪等方面具有很好的灵活性^[2]。利用 VAX-11/750 所支持的 C600 图像处理系统, 结合我们编写的一些应用程序, 即可根据需要对原始干涉条纹图作数字图像处理。其主要步骤如下: 首先对原始干涉条纹图作增强、去噪声处理, 改善图像质量; 然后对不同纵向干涉条纹图中相应感兴趣区作局域光强平均分析, 研究其平均光强沿光波衍射方向的变化趋势, 从而判定感兴趣区内条纹级数的极值特性; 再对干涉条纹作细化跟踪处理, 将流场干涉条纹细化成干涉线; 最后标定出流场的条纹级次分布和密度分布。

3 结果及分析

图 2 为叶栅第三槽道流场的再现干涉条纹图, 从图中可以看出激波区的结构仍比较模糊。



图 2 再现干涉条纹图

图 3 是从不同纵向位置拍摄的再现流场局部干涉条纹图, 其中图 (a)、(b) 依次对应叶片头部上、下方的激波区, 图 3 (c) 对应叶片腰部的入型激波区。结合图 2、图 3 可以看出, 利用

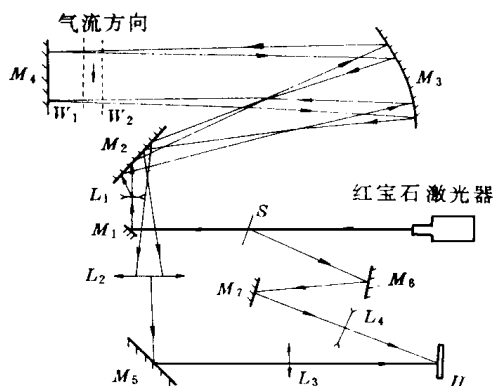


图 1 全息记录系统

再现流场不同纵向位置的干涉条纹图, 可以更加详尽地获取流体的全场信息。

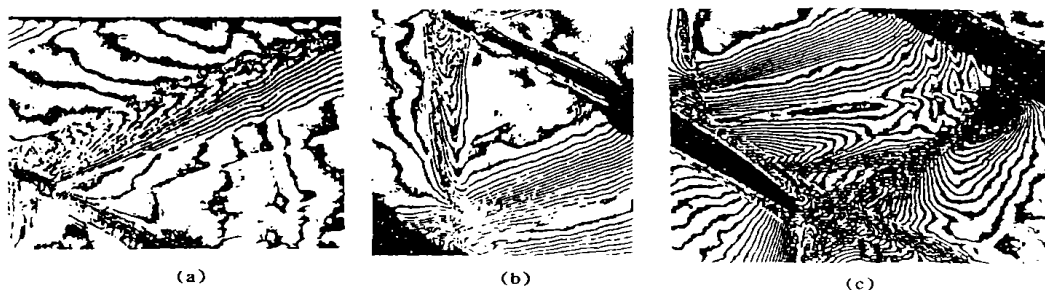


图 3 再现流场局部干涉条纹图

应用局域平均光强判别条纹级数极值的方法^[3], 对图 4 (同图 2) 中 A - F 等六个区域进行条纹级数的极值分析, 获得其极值分布结果为: 区域 A、B 为极大值区, 区域 C、D、E、F 为极小值区。在条纹级数极大值区, 内层条纹的级数高于外层条纹的级次; 相反, 在极小值区, 内层条纹的级次则低于外层条纹的级次。

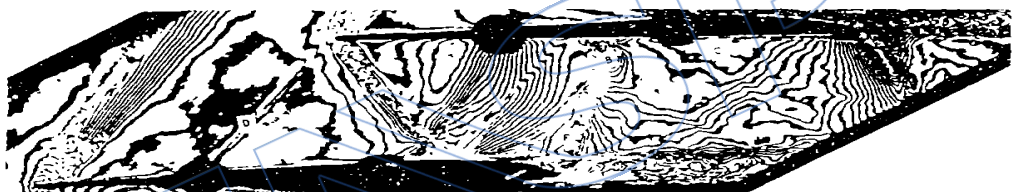


图 4 用于条纹级数极值分析的区域

进一步利用数字图像处理技术, 细化图 2、图 3 中干涉条纹, 然后在数字化图型板上采取每隔两条条纹跟踪一次的方式, 在同一张图纸上输出细化后的结果 (图 5)。

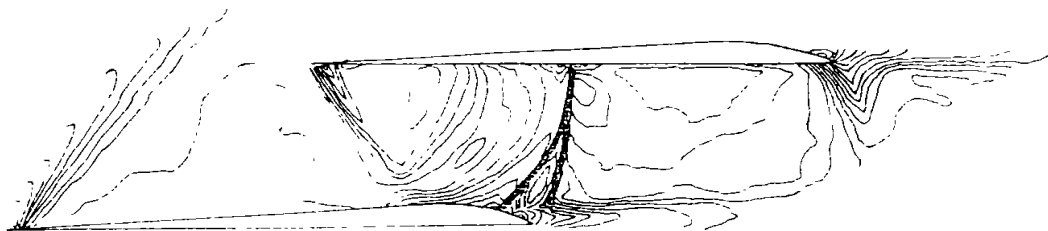


图 5 数字图象处理后的全场干涉条纹图

结合流体力学理论, 参照图 4 中条纹级数极值判定结论, 对图 5 进行全场条纹级数标定, 结果如图 6 所示。图中箭头代表条纹级数增加的方向, m 为向来流方向延伸最远的条纹的级数, 流场中级数为 $m + I$ 的条纹所对应的流体密度为: $\rho_{(I)} = (m + 3I) \cdot \Delta\rho = \rho_0 + 3I \cdot \Delta\rho$ 。式中 $\Delta\rho = 7.0131 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ 为条纹间隔所对应的密度差, ρ_0 为来流密度。在实验工况下, $\rho_0 = 0.970 \text{ kg/m}^3$, 则:

$$\rho_{(I)} = 0.970 + 0.021I \quad (5)$$

式 (5) 中 $I = -1, 0, 1, \dots, 14$ 。利用式 (5) 和图 6, 进一步获得流体全场的密度分布如图 7 所示。

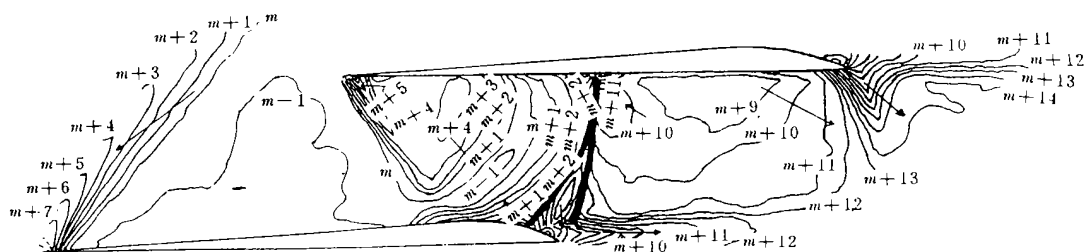


图 6 干涉条纹的级次标定结果

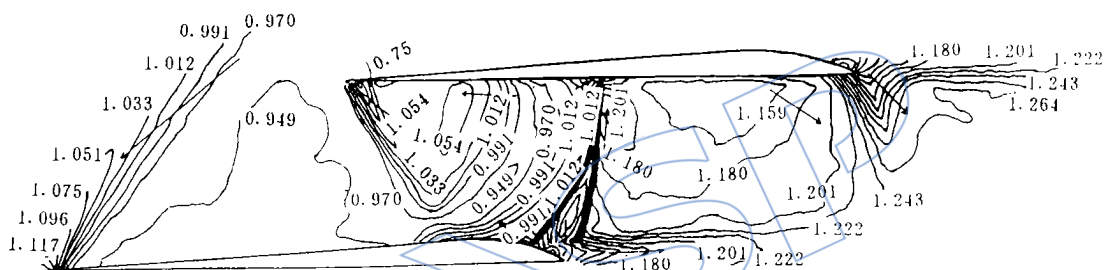


图 7 超声速叶栅流体的全场密度分布

综上所述, 本文借助数字图像处理技术, 应用全息干涉计量方法, 比较详尽地获得了超声速流体全场的密度分布, 这种测量方案具有以下优点: (1) 它是一种非接触测量方法, 能消除测量仪器对流场的机械扰动; (2) 它能同时获取流体全场的信息; (3) 它能精确测出流体全场 (包括突变区和缓变区) 的密度分布; (4) 应用数字图像处理技术, 不仅能改善干涉条纹图的质量、获得精确的测量结果, 而且测量数据分析、处理十分方便。但是, 本文的工作由于现有实验条件的限制, 流场的入型激波区结构仍不详尽, 因此, 有待进一步开展这项工作的研究。

参 考 文 献

- 1 于美文 光学全息及信息处理 北京: 国防工业出版社, 1984
- 2 周新伦等 数字图象处理 北京: 国防工业出版社, 1986
- 3 Huang et al Determination of Relative Orders of Infinite Fringe in Holographic Interferometry. 4th Int Conf Laser Interferometry, San Diego, U SA, 1991

(责任编辑 杨再荣)