

正交双物光全息有限角层析技术 重建燃烧器温度场*

是度芳 肖旭东 陈韶华 王 荣 钟志有
(华中理工大学物理系, 武汉 430074)

摘 要 提出了正交双物光全息干涉有限角层析(CT)技术, 可以从正交两个方向同时获取物场信息, 并采用循环代数迭代松弛算法重建了燃烧器热气流的一个层面温度场, 得到了满意的测量精度。重建温度与四个热电偶同时测得的温度基本相符。

关键词 正交双物光全息, 有限角CT, 重建温度场。

1 引 言

光学层析技术是一项崭新的无干扰的测量诊断技术, 在热物理量测量、等离子体诊断、光纤折射率场测试等方面显示了极大的优越性^[1~5], 尤其在场分布测量方面, 几乎是其它方法无可取代的。但到目前为止, 各种光学层析技术在实际应用方面都有其局限性, 例如光束偏转法^[1]需要测量对象进行旋转和移动扫描, 它能应用于稳态场, 但不能适用于瞬态场的测量。全息层析技术能进行物理量的瞬态测量^[2,3], 采用卷积反投影算法具有较高的重建精度。但是该算法需要实现180°的投影扫描, 其光路十分复杂, 文献[2]采用72面抛物镜组成36路物光, 文献[3]采用24路物光, 代价昂贵且调整技术要求高; 由于光束太多引起的杂散光所带来的噪声显然是严重的。鉴于上述原因, 这两种方法的实用性受到了一定的限制。

目前, 从光学层析技术的实用性考虑, 正在向有限角层析技术方向发展。根据上述, 针对煤燃烧国家重点实验室提供的测量对象, 经过模拟运算, 提出了一套正交双物光全息有限角层析技术, 测量了长方形喷口燃烧器温度场, 并得到了满意的测量结果。

2 正交双物光全息光路系统

煤燃烧国家重点实验室提供的燃烧器其喷口为长方形截面, 大小为 $1.6 \times 1.8 \text{ cm}^2$ 。要求测量喷出的热气流或火焰之温度场, 本文采用有限角光学层析技术, 安排一个双物光全息光路, 为了得到合理的光路系统, 对一任意双高斯函数

$$f(x, y) = -2 \{ \exp [8(x - 0.5)^2 - 25(y - 0.28)^2] + 4 \exp [-8(x - 0.5)^2 - 25(y - 0.72)^2] \} \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1994年8月15日; 收到修改稿日期: 1994年12月19日

进行不同视角方向投影的模拟运算,模拟运算重建区域为 $1 \times 1 \text{ cm}^2$,并将该区域划分成 15×15 个网格。方向角采样数为 13,径向(扫描)采样间隔为 0.04 cm ,采用循环代数迭代松弛法重建算法^[6],模拟运算结果见表 1。

Table 1. The reconstructed results for double Gaussian function

view angles	number of iterations	maximun error %	averagem error %
0~30°	89	21.5	7.8
0~60°	31	9.3	2.4
0~90°	25	6.1	1.5
0~45°	8	3.2	0.80
90°~135°	8	3.2	0.80
20~35°	31	11.9	3.5
110~125°	31	11.9	3.5
0~30°	13	2.9	0.84
90~120°	13	2.9	0.84
0~180°	9	1.5	0.35

模拟运算的结果表明:建立在互相垂直的视角方向上获得的投影数据进行重建图像,无论是重建精度还是重建速度都是令人满意的,依据这一论点,设计了如图 1 所示的正交双物光全息光路系统,在实验系统中,两路参考光束为扩散束,在物光中各插入一块位相光栅和一块毛玻璃。自制的位相光栅其衍射束夹角为 9° ,在 ± 5 级范围内的 11 束衍射束其光强相差不超过 30%。在图 1 光路中利用这 11 束衍射束产生的平行光束,可以在 $\pm 45^\circ$ 范围内形成对物场的投影。这就保证了再现物光场时,可在 90° 范围内以任意步距角都能拍摄到清晰的全息干涉图。

3 实 验

在拍摄燃烧器喷口热气流多方向全息干涉图时,将长方形喷口的正交对称轴与正交物光路基本重合。采用 100 mW He-Ne 激光作为相干光源,在分束镜 22 和 23 处,物参光强之比为 4:1,在干板处物参光强之比约为 1:2.5。采用双曝光方法记录热气流全息图,两次曝光时间均为 $1/8 \text{ s}$ 。

再现光路及干涉条纹处理系统见图 2,干涉条纹处理系统由圆形导轨、CCD 摄像机、CA-P530 图像卡、80486 微机组成,并由相关软件支持。圆形导轨与物场中心重合,CCD 摄像机可沿导轨和径向移动,这一结构保证了拍摄多方向干涉条纹图时步距角(即投影角距)相等和各方向拍摄的干涉图放大倍率一致。

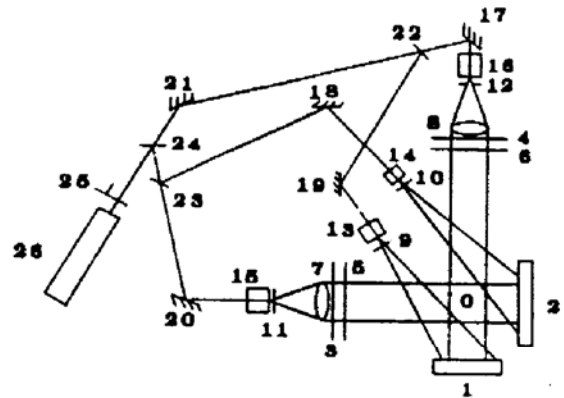


Fig. 1 Orthographic holographic interferometric system

0: object, 1~2: hologram, 3~4: phase grating, 5~6: ground glass, 7~8: colimating lens, 9~12: apeature, 13~16: focusing lens, 17~21: reflector, 22~24: beam splitter, 25: shutter, 26: He-Ne laser

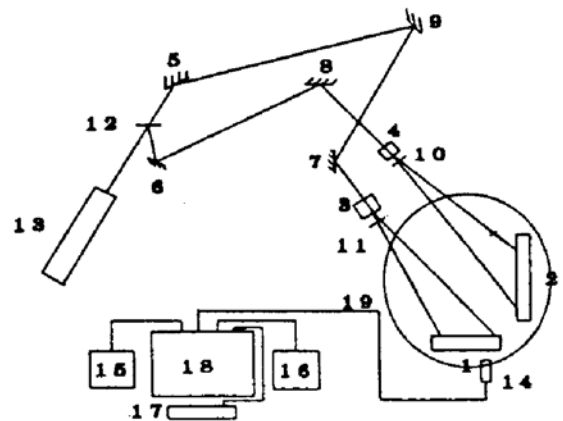


Fig. 2 The system of fringes reappearing and image processing

1~2: respeared hologram, 3~4: focusing lens, 5~9: reflectors, 10~11: apeatures, 12: beam splitter, 13: He-Ne laser, 14: CCD camera, 15: monitor, 16~18: computer, 19: circular guide

投影视角的大小和物场与毛玻璃及干板间的距离有关。因此达不到第二节理论分析值 90° 。本实验中, 拍摄干涉条纹图时的步距角为 1° , 在两块全息干板上各在 17° 和 16° 范围内用 CCD 摄像机共拍摄到 35 幅清晰的干涉条纹图, 存贮在计算机内待处理。图 3 为用照相机同时拍摄的干涉条纹图, 其方位角分别为 0° 、 5° 、 90° 、 95° 。

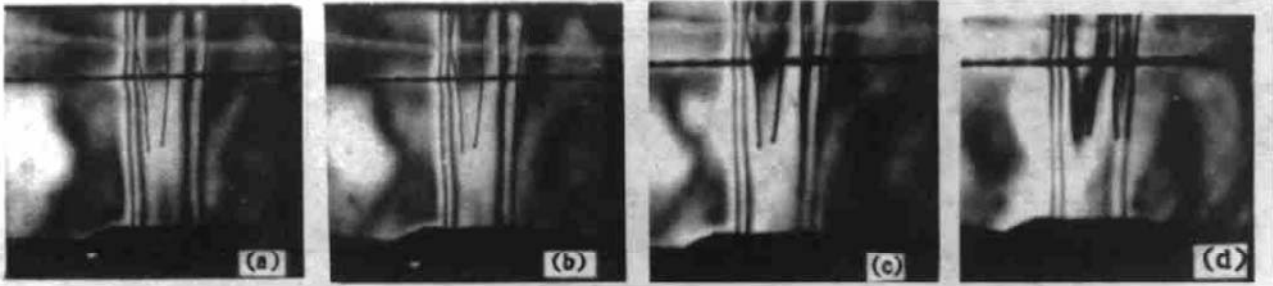


Fig. 3 The holographic interferogram at viewangles of (a) 0° , (b) 5° , (c) 90° and (d) 95°

在离喷口 1.7 cm 处放置了四个热电偶测量温度, 以便与重建温度进行比较。

干涉条纹处理系统能对每一幅干涉图定标, 图像平滑、去噪声、图像灰度变换、二值化处理、干涉条纹细化处理等, 以便对干涉条纹进行判读, 拟合出干涉条纹分布曲线。

4 重建折射率场和温度场

如图 4 所示, θ 方向投影所得到的位相分布 $\varphi(l, \theta)$ 是一积分量, 可用 Radon 变换表示

$$\varphi(l, \theta) = \lambda N(l, \theta) = \iint \Delta n(x, y) \delta(l - x \cos \theta - y \sin \theta) dx dy \quad (2)$$

式中 $\Delta n(x, y) = n(x, y) - n_0$, n_0 为均匀背景折射率, $N(l, \theta)$ 为 θ 投影方向得到的干涉条纹分布。对于有限角层析, 无法通过 Radon 反变换直接用卷积反投算法^[2]来重建折射率场 $\Delta n(x, y)$, 只能采用代数迭代重建技术。

使用网格法, 把物场区域划分为 K 个像元, 第 k 个像元中的折射率差为 $\Delta n_k(x, y)$, $k = 1, 2, \dots, K$, 第 j 个投影数据为 $\varphi_j(l, \theta)$, $j = 1, 2, \dots, J$, $J = M \times N$, 其中 M 为投影数, N 为一定投影方向上沿 l 的径向采样数。于是有

$$\sum \Delta n_k(x, y) A_{jk} = \varphi_j(l, \theta) \quad (3)$$

式中 A_{jk} 为第 j 束投影路径在第 k 个像元中的长度。 $J > K$, (3) 式为一超定方程。根据折射率的先验知识, 给定一个初始折射率场 $\Delta n_k^{(0)}$ 。采用文献[6]所介绍的循环代数迭代松弛算法来重建折射率场

$$\Delta n_k^{(i)} = \Delta n_k^{(i-1)} - C \frac{A_{jk} \Delta n_k^{(i-1)} - \varphi_j}{A_{jk} \cdot A_{jk}} \quad (4)$$

式中 $A_{jk} = (A_{j1}, A_{j2}, \dots, A_{jK})^T$, C 即为松弛因子, 一般限定在 $0 < C < 2$ 。对于一定的网格划分和一定的投影数, 为了选择最佳的径向采样密度, 对(1)式表示的双高斯函数作了模拟运算, 重建区域亦为 $1 \times 1 \text{ cm}^2$, 投影数为 13, 网格划分为 11×11 , 迭代次数为 7, 运算结果列于表 2。从表 2 可知, 当投影数据数为网格数的 3 倍左右时, 能得到最佳的重建质量。

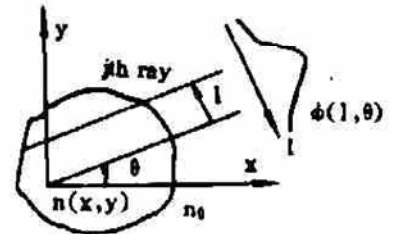


Fig. 4 Projection for optical tomography

Table 2. The reconstructed results with various sampling density for duple Gaussian function

radial interval	maximum error	average error(%)	number of projection ($m \times N$)
0.01	3.1	0.65	1380
0.02	1.99	0.418	696
0.03	1.44	0.36	464
0.04	0.96	0.227	350
0.05	1.17	0.34	280
0.06	2.66	0.76	238
0.07	3.31	0.84	202
0.08	3.81	0.86	180
0.09	3.99	0.898	160
0.10	14.25	2.78	144
0.11	16.59	5.15	132

依据这一结论,对低于热电偶测量点 2 mm 处,即在喷口上方 $z = 1.5$ cm 处层面进行了处理,将 1.6×1.8 cm² 之喷口截面(即物场区)按 0.12×0.12 cm² 一个像元划分成网格,利用实验中得到的 35 幅干涉图,在 $z = 1.5$ cm 同一高度处的截面上,对每一幅干涉图进行图像处理得到该截面之位相分布,径向采样间距为 $\Delta l = 0.1$ cm,由此得到一组 $\varphi_j(l, \theta)$ 。运用上述算法,即可重建出该截面之折射率场。通过 Gladstone-Dale 公式^[7]即可将折射率场转换为温度场,图 5 为 $z = 1.5$ cm 处层面温度场的三维曲线和等温度图。

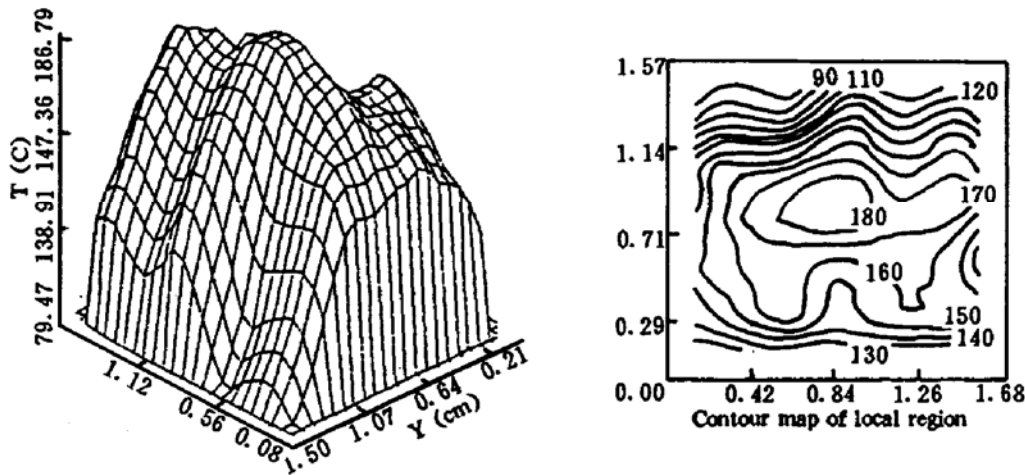


Fig. 5 Reconstructed temperature field

5 结论和分析

5.1 $z = 1.7$ cm 处层面内四个热电偶的位置分别为(0.24, 0, 36)、(0.84, 0.85)、(1.08, 1.09)、(1.68, 1.45),基本呈对角线分布。热电偶测量温度分别为 145 °C、188 °C、181 °C、90 °C。 $z = 1.5$ cm 处层面内同位置的四个重建温度分别为 151 °C、191 °C、183 °C、99 °C。两种温度比较所得相应的误差为 4%、1.6%、1.2%、9.1%。这一结果是相当令人满意的,也是正常的。首先,热电偶测量层面比重建层面高 2 mm,其温度必然比重建温度低。其次重建过程存在边缘效应:中间重建精度高,边缘重建精度低,测量结果与此符合。实验结果与文献[2]、[3]所述精度相当。由此可以得出结论:正交双物光路可以从两个方向获取物场信

息,这一光路系统具有很大优越性,配之以迭代重建技术,可以得到满意的重建程度。

5.2 重建温度场产生误差,其主要原因有

1) 重建算法的影响 代数迭代重建算法虽然有较高的重建精度,但是其重建精度受投影数据、视角范围和径向采样密度的影响是明显的,表1和表2清楚地说明了这一点。在所采用的实验条件和数据采集方法中,大约各产生1%和0.5%的误差。

2) 条纹截取误差的影响 对干涉图处理时,将干涉条纹拟合成多项式后进行连续采样。由图3干涉条纹照片可知,热气流场的干涉条纹较小。干涉条纹的多少决定着拟合多项式的精度。由此可知,在拟合曲线上所取的采样值必然存在误差。这是本文计算结果的主要误差源。判读至四分之一条纹所带来的误差约为1.5%。

3) 在实验过程中,全息干板的处理和定位,圆形导轨的中心定位及导轨刻线的精度等都会给实验结果带来误差。

4) 全息实验中必然伴有噪声,必然给干涉条纹的判读带来误差。

综上所述,各类误差的迭加给重建结果带来的综合误差约为3~4%,实验结果与这一分析是符合的。

参 考 文 献

- [1] G. W. Faris, R. L. Byer, Three-dimensional beam-deflection optical tomography of a supersonic jet. *Appl. Opt.*, 1988, 27(24): 5202~5212
- [2] R. Snydes, L. Hesselink, Measurement of mixing fluid flows with optical tomography. *Opt. Lett.*, 1988, 13(2): 87~89
- [3] Sato S, Kunmakara T, Measurement of temperature in a flame by holographic interferometry and CT technique. Prepe Book 24th Combust Symp (in Japan) 16 (1986)
- [4] P. Francois, I. Sasaki, M. J. Adame, Practical three-dimensional profiling of optical Fiber Preforms. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, QE-18(4): 524~535
- [5] J. Woisetschlager, Tomographic investigation of the Particle density distribution of sodium atoms in a glow discharge using resonance heterodyne holographic interferometry. *Phys. Lett.*, 1991, A152(): 42~44
- [6] 肖旭东, 是度芳, 王建林等, 循环代数迭代松弛法在全息层析技术测量三维温度场中的应用. *中国电机工程学报*, 1994, 14(2): 43~47
- [7] 朱德忠, 热物理激光测试技术. 北京: 科学出版社, 1990, 4

Orthographic Dual-Object Beam Holography Limited-View CT Technique Applied to Reconstruct Temperature Field for Burner

Shi Dufang Xiao Xudong Chen Shaohua Wang Rong Zhong Zhiyou

(Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, 430074)

(Received 15 August 1994; revised 19 December 1994)

Abstract In this paper, Orthographic dual-object beam holographic interferometry limited-view CT technique is suggested. Using this technique, object field informations simultaneously is obtained from orthogonal dual-directions. Temperature field of a cross section of thermal air flow for burner is reconstructed by circulating algebraic iterative relax method with satisfied reconstructed accuracy. Reconstructed temperatures is identical with the measured temperatures using four thermocouples.

Keywords Orthographic dual-object beam holography, limited-view CT, reconstruct temperature field.