

差分干涉仪及在传热学研究中的应用

束 继 祖

(中国科学院力学研究所)

摘 要

从原理上讨论了, 渥拉斯顿棱镜差分干涉仪的特点、光路布置, 以及在自然对流研究中的应用。给出了由差分干涉图计算热边界层温度分布的数学过程。实验表示, 测量误差不大于4%。

一、前 言

用光学干涉术研究热对流现象不但可显示流动情况, 对干涉图进行计算可获得流场中的密度或温度分布。采用差分干涉术可直接得到加热面的热传导率。光学干涉计量的原理, 在于把沿不同路径上传播的两束光, 在折射率场 $n(x, y, z)$ 中所经历的光程进行比较。A、B 两点的光程定义为:

$$L = \int_A^B n(x, y, z) ds \quad (1)$$

式中 ds 为光线传播轨迹几何微元长度。双光束干涉, 通常是由分束器把光分成两束在不同空间传播的光束, 再用合光器把它们合在一起, 以达到干涉的目的(图1)。设入射光的座标为 y 。被分裂后的两束光的座标分别为 $y \pm \frac{d}{2}$ 。 d 为光束分离距。干涉后在干涉图上所标志的光程差 ΔL , 在光折射不大的情况下, 可表示为

$$\Delta L = \int_{z_1}^{z_2} n\left(x, y + \frac{d}{2}, z\right) dz - \int_{z_1}^{z_2} n\left(x, y - \frac{d}{2}, z\right) dz \quad (2)$$

z 为光线传播方向。双光束干涉仪通常是按以下两种分光形式, 而被分成两大类型。对于分离距 d 与实验场尺寸 D 之比 $d/D > 1$ 的情况, 两相干涉光束之一就在实验场外的折射率均匀场 $n = n_\infty$ 中传播, 形成所谓的“参考光束”; 穿过实验场的那束光即为“测试光束”。这样(2)式可写成

$$\Delta L = \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_\infty] dz \quad (3)$$

这类干涉仪以 Mach-Zehnder (简称 M-Z) 干涉仪为代表。

若采用 $d/D < 1$ 的方式分光, 即让两相干涉光束同时穿过实验场, 它们仅分开一个不大的距离, 即 d 为一小量。将(2)式按台劳级数展开, 只取其线性项, 光程差 ΔL 表示为

本文曾于1986年在扬州举行的中国工程热物理学会传热传质学学术会议上宣读。

$$\Delta L = d \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} dz \quad (4)$$

显然,这类干涉仪测量的是折射率梯度量,因而命名为差分干涉仪.在传热学研究中,如热对流场,如能确定流场中当地的温度梯度(大小与方向),无疑是最理想的.本文将对差分干涉仪的原理及其应用作一全面的介绍,以自然对流实验作为应用例子来说明差分干涉仪的特点.

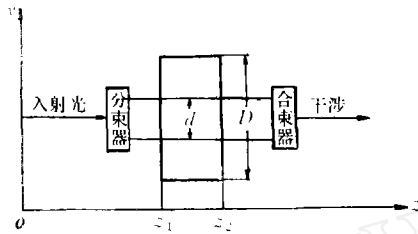


图1 双光束干涉仪原理图

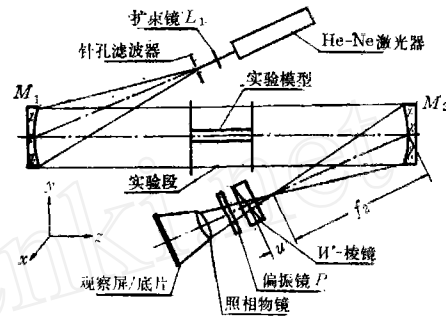


图2 Wollaston 棱镜差分干涉仪光路图

二、Wollaston 棱镜差分干涉仪

目前最为流行的为单 Wollaston 棱镜(以下简称 W-棱镜)差分干涉仪^[1].它的光路原理如图 2 所示.由光源 He-Ne 激光器输出的线偏振光经扩束镜 L_1 扩束后,经针孔滤波器,投射到反射镜(或透镜) M_1 上,产生一束平行光穿过实验场.反射镜(或透镜) M_2 ,把光束会聚在 W-棱镜上.光线射入 W-棱镜后,被分裂成两束偏振方向相互垂直的平面偏振光.其分裂角 ε ,在棱镜楔角 α 不大的情况下,表示为

$$\varepsilon = 2\alpha(n_e - n_o) \quad (5)$$

式中 n_e 和 n_o 分别为组成 W-棱镜的双折射晶体的两个折射率.

来自实验场中,相距为 d 的两束光 A 和 B ,在 d 满足等式

$$d = \varepsilon f_2 = 2f_2\alpha(n_e - n_o) \quad (6)$$

的条件下,是可能产生干涉的. f_2 为反射镜 M_2 的焦距.光线 A 由 W-棱镜分成两束偏振面相正交的光束 A^\ominus 和 A^\oplus (符号 \ominus 和 \oplus 分别表示,其偏振面垂直和平行于图面).

B 光束进入 W-棱镜相对于光束 A 来说,相差 ε 角度方位,而被分裂成 B^\ominus 和 B^\oplus 两部分.光束 B^\ominus 和 A^\ominus 在空间上是一致的(图 3).同理,与光束 A 相离为 $-d$ 的光束 C ,被 W-棱镜分束后,形成又一对在空间一致的光束 c^\ominus 和 A^\ominus .以此类推,通过全场的光线都能形成一对空间一致的光线对,这是产生干涉的必要条件.在目前这个特定的条件下,它们是不会干涉的.因为它们的偏振面是正交的.借助于偏振片(检偏镜) P ,就能实现干涉现象.

干涉图中的背景条纹是以沿着光轴移动 W-棱镜来实现的.以 u 表示 W-棱镜中心

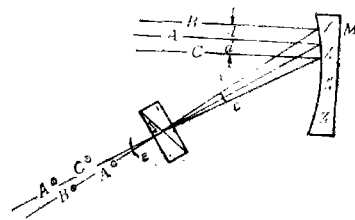


图3 W-棱镜分光与合光原理示意图

到 M_2 焦面的距离(图 2)。两相干光束在 W -棱镜中产生的相位差 $\Delta\varphi$ 为

$$(\Delta\varphi/2\pi)_u = (\varepsilon/\lambda)(u/f_2)y \quad (7)$$

式中 λ 为光源的光波长。背景条纹是一簇平行 x 轴的等距条纹。干涉条纹的级数是 y 的线函数。背景干涉条纹的间距 S , 由下式给出

$$S = \lambda f_2/\varepsilon u \quad (8)$$

干涉条纹的飘移量标志着通过实验场中 $y + d/2$ 和 $y - d/2$ 上两光束所经历的光程差。其一阶近似值写成相位关系式为:

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\Delta s}{s} = \frac{d}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} dz \quad (9)$$

即表示了条纹相对飘移量 $\Delta s/s$ 正比于折射率在 y 方向上的梯度值, 且折射率梯度 $\partial n/\partial y$ 与背景条纹方向垂直。由此可得出, 非均匀场中干涉条纹的飘移量正比于垂直背景条纹方向上的折射率梯度值。对于气体介质来说, 折射率与密度的关系是由 Gladstone-Dale 公式相联系的。即

$$n - 1 = k\rho \quad (10)$$

式中 ρ 为气体密度, k 为常数。这样, 式 (9) 可写成

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\Delta s}{s} = \frac{d \cdot k}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial \rho(x, y, z)}{\partial y} dz \quad (11)$$

三、实验应用

下面以自然对流现象作为一个实例, 说明差分干涉仪的特点。图 4 为一典型的沿竖直平板的自然对流干涉图。处于热边界层外的干涉条纹为一簇等距未扰动的平行条纹, 代表着等温的环境温度场 T_∞ 。干涉条纹的飘移量正比于热边界层中当地的密度或温度梯度值。对二维流场来说, 在可忽略光的折射的情况下, 式 (11) 可写成

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{dk}{\lambda} Z_L \frac{\partial \rho(x, y)}{\partial y} \quad (12)$$

式中 Z_L 为实验模型沿光轴 Z 方向上的尺度。

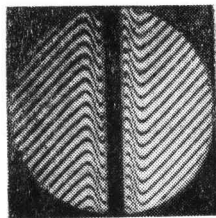


图 4 沿竖直平板自然对流干涉图

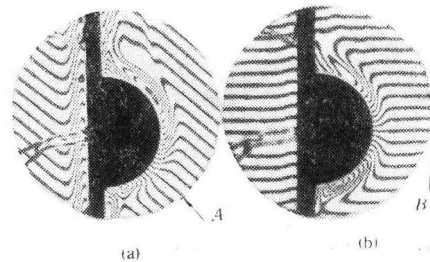


图 5 沿平板-圆柱模型的自然对流干涉图
(a) 倾斜背景条纹 (b) 水平背景条纹
(干涉条纹 A 、 B 分别表示当地的温度梯度方向)

差分干涉图中条纹飘移量是正比于垂直背景条纹方向上的密度或温度梯度值。为了

测得各方向上的密度或温度梯度值,经常采用改变背景条纹方向的方法.图 5 为沿竖直平板-半圆柱模型的自然对流干涉图.图 5(a) 中背景条纹与竖直平板成 45° . 图中的条纹 A , 即使在热对流场中也不产生飘移,表示在这个位置上的温度梯度在条纹 A 法线上的分量为零,说明该处的温度梯度方向与条纹 A 是一致的.将条纹 A 向模型方向延长,它恰好通过半圆柱的圆心.旋转 W -棱镜,使背景条纹处于水平(见图 5(b)),图中条纹 B 也不产生飘移,说明该处的温度梯度方向与条纹 B 一致.同样可以证明它是径向的.

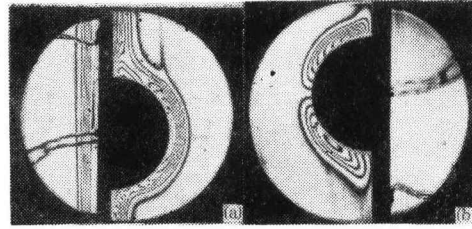


图 6 沿平板-圆柱模型自然对流无限条纹宽度干涉图.

- (a) 干涉条纹为 $\partial T/\partial y = \text{常数}$ 的等值线;
(b) 干涉条纹为 $\partial T/\partial x = \text{常数}$ 的等值线.

同 $M-Z$ 干涉仪一样,差分干涉仪也可调整到条纹无限宽的干涉状态.但 W -棱镜差分干涉仪通常具有两个不同测量值的无限条纹宽度干涉场.对同一个流场,将获得绝然不同的干涉图案,如图 6 所示.因为差分干涉仪测量的是梯度值.测量的是那个方向上的梯度值? 决定于是在什么背景条纹方向上,实现无限条纹宽度干涉场的.图 6(a) 中的干涉条纹表征的是 $\partial T/\partial y = \text{常数}$ 的等值线;图 6(b) 中的干涉条纹表征的是 $\partial T/\partial x = \text{常数}$ 的等值线.

四、差分干涉图的计算方法

差分干涉仪的特征在于两相干光束,在空间只分离一个不大的距离 d , 同时穿过实验场.只要流场中某点上的物理参数是已知,以该点为计算起点,采用步进的方法是可以算出整个流场的物理量分布的.

差分干涉图的计算基础为 (11) 式.式中密度项为之维空间函数.在一般情况下,解这个方程是很困难的.近年来把计算机层析法应用于三维流场干涉图的计算^[2]取得了很大的进展.为了简便,选用沿竖直加热平板自然对流干涉图(图 4)为实例.这是个二维问题,在温差不大的情况下,其计算公式为 (12) 式.因为从干涉图中量测到的量只是间断点上的一些不连续的数值,即 i 点上所对应的测量值为 $(\Delta s_i/s)$. 实际的计算公式为

$$\frac{\Delta s_i}{s} = \frac{dk}{\lambda} Z_L \frac{\partial \rho_i}{\partial y} \quad (13)$$

Δs_i 应在垂直条纹方向 ξ 上量取. (13) 式有如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial y} (\rho_i) = \frac{\lambda}{d Z_L k s \cos \theta} (\Delta s_i) \quad (14)$$

式中 s 为未扰动场中(背景)条纹宽度; θ 为背景条纹与壁面的夹角(图 7). 逐点求得密度梯度值,就可得到在热边界层中的分布曲线,将其对 y 积分,就得到密度差值 $\Delta \rho_i$. 第 i 点上的密度值为:

$$\rho_i = \rho_\infty \pm \sum_{i=1}^i \Delta \rho_i \quad (15)$$

ρ_∞ 为环境介质密度值.在大气情况下,它是由实验时记录下的大气温度 T_∞ 和压力 P_∞ , 由气体状态方程计算来的.式中符号,对热壁边界层取“-”;冷壁边界层取“+”.边界

层中的温度分布,是假设自然对流是在等压情况下进行的,由状态方程换算后得:

$$T_i = P_\infty / R \cdot \rho_i \quad (16)$$

式中 R 为理想气体常数。

图 8 表示了,热边界层中某一截面 ($x = \text{常数}$) 上 $\partial\rho_i/\partial y$ 、 ρ_i 和 T_i 的分布曲线。计算是按照图 4 所给出的干涉图进行的。实验情况: $T_\infty = 301.1\text{K}$ 。加热壁面温度 T_w , 用热电偶测得为 339.3K ; 从干涉图中计算得到的壁温 $T_w = 338.1\text{K}$ 。

以上的计算是按照 w -棱镜差分干涉仪的特点进行分析的,不完全适合于其他类型的差分干涉仪。计算也只限于干涉条纹连续飘移的流场。若流场中出现突变的间断面(如超音速流场中的激波面),就应用插值法来处理。

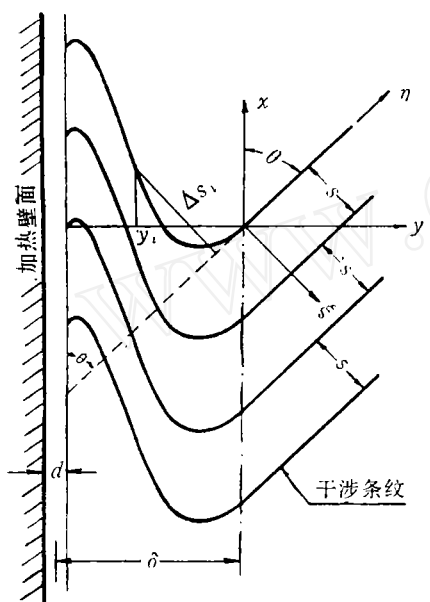


图 7 干涉条纹坐标关系图

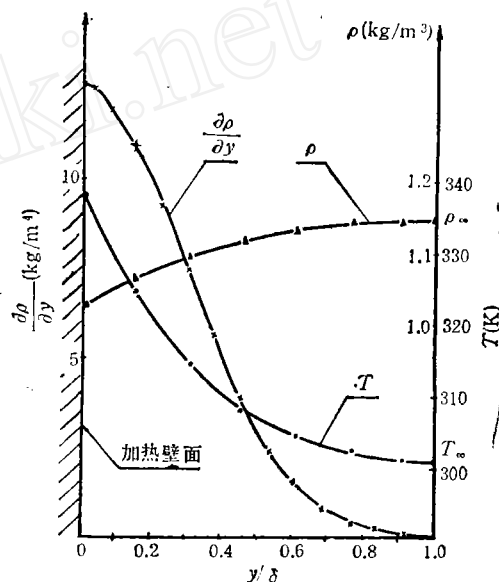


图 8 热边界中的密度梯度、密度和温度的分布曲线

五、结 论

W -棱镜差分干涉仪的结构简单,与 $M-Z$ 干涉仪相比较,具有如下的特点:

1. 在整个光路系统中,只有一个干涉元件体,抗震性能良好;
2. 易于调整,毋需高精度的调节机构;
3. 敏感于流场中的密度或温度的梯度值,特别有利于传热场的研究。

参 考 文 献

- [1] 束继祖、李华煜、刘方、胡金铭:“单渥拉斯顿棱镜激光差分干涉仪”,力学与实践,4,(1982),pp. 44—49
- [2] S. Y. Cha and C. M. Vest:“Computer Tomography of Strongly Refracting Objects”. SPIE 358—Application of Mathematics in Modern Optics, (1982).

DIFFERENTIAL INTERFEROMETER AND APPLIED TO HEAT-TRANSFER RESEARCH

Shu Jizu

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

The properties and optical arrangement of the differential interferometer with a Wollaston prism are discussed in principle. The natural convection is investigated. A mathematical procedure to estimate the temperature distribution of the heat boundary layer from a differential interferogram is also presented.

www.cnki.net