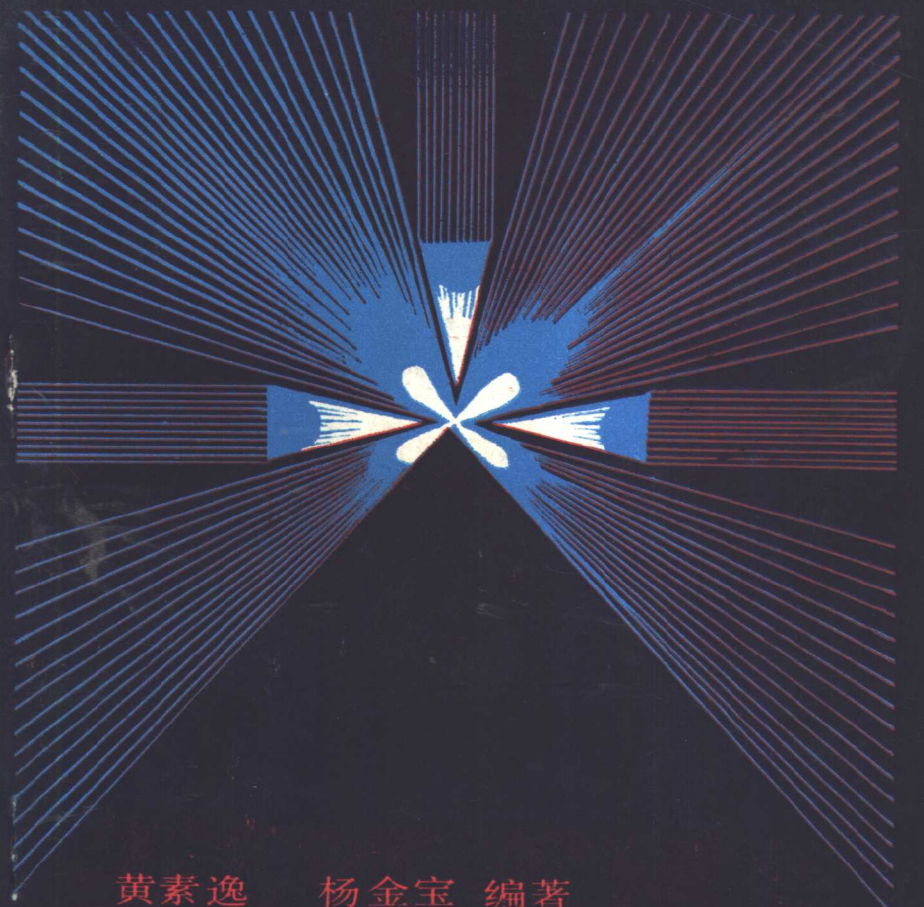




黄素逸 杨金宝 编著

热物理量的光测

华中工学院出版社

热物理量的光测

黄素逸 杨金宝 编著

华中工学院出版社

热物理量的光测

黄素逸 杨登宝 编著

责任编辑 常江南

华中工学院出版社出版

(武昌喻家山)

新华书店湖北发行所发行

湖北省丹江口市印刷一厂印刷

*

开本: 787×1092 毫米 $1/32$ 印张: 6.875 字数: 140,000

1985年11月第一版 1985年11月第一次印刷

印数: 1—2,000册

统一书号: 15255—042 定价: 1.55元

内 容 提 要

热物理量的光学测量是近几年来发展起来的一门全新的测试技术。由于光学测量是一种非接触的、实时的、快速的、直观的测量方法，因此近年来已广泛地应用于温度场、速度场、浓度场、密度场、颗粒度、空泡率等方面的测量，成为热物理量测量的重要手段。

本书对光测的光学基础进行了简要介绍，在此基础上着重阐述了光测中最重要的全息干涉术的原理、数据整理方法，并列举了许多应用实例。对其它光测方法及其应用也作了一些介绍。

本书可供能源、动力、热工、化工、制冷、测量等部门工作的科学工作者、工程技术人员以及有关专业的研究生和大学生参考。

11-21/107

前 言

热物理量的光学测量是近几年发展起来的一门全新的测试技术。它是利用热物理量所引起的光学性质的变化来度量出该物理量，或者更广泛地说是用光学方法来测量热物理量。

用光学方法来测量几何量，如长度、平行度、表面的光洁度、角度等早已为人们熟知，并在工业和科学研究中得到了广泛的运用。本世纪六十年代激光问世后，几何量的光测跨进了一个更精确的阶段，即从一维或二维的测量扩展到三维空间的测量；从轮廓表面的选点测量发展到整个表面的测量；从静态尺寸的测量扩展到动态尺寸的测量；从光洁面测量发展到粗糙面、柔软面和生物体的测量。

用光学方法测温也早已应用于工业界。这就是：测量气体发射或吸收辐射能的光谱法；利用黑体辐射定律来测量不透明表面温度的光测高温法（近年来发展起来的红外热象仪就是这种方法的最新发展，这种红外热象仪配有采用光导纤维技术制成的光导纤维探头，可以深入到物体或装置内部测量温度）；测量一种介质的折射率或测量折射率在空间的变化来推算温度场的所谓折射率法（全息术的发展使这种方法扩大了它的应用范围，获得了新的生命力）。

光学测温的优点如下：（1）它是非接触测量，对被测温度场不会带来热干扰；（2）它是实时测量，它所测量的正是被测对象在该时刻的温度，几乎没有滞后时间；（3）它能迅速记录瞬变温度场的全过程；（4）由于其直观性它

是对许多问题进行定性分析的有力手段。

由于以上这些优点，对于常规测温手段无法使用的特殊场合，如对沸腾或凝结时汽泡周围的温度场，有化学反应时的温度场，以及溶解、燃烧时的温度场的测量等，光学方法都十分有效。因此光学方法特别适用于科学研究，尤其是基础研究。

光学测温的缺点是，设备复杂，调节技术要求高，整理数据较为麻烦，这样就限制了它的使用范围。

值得注意的是，光学方法绝不会使常规的电的或其它的测量方法变得多余。每一测量方法都各有其应用范围和优缺点，它们是互相补充的，究竟采用何种方法合适，必须视具体研究对象来确定。

近年来光学测量方法迅速地应用于其它常用热工量的测量，如速度场、浓度场、密度场的测量，以及表面张力、空泡率、颗粒度、晶核、汽蚀的测定等。光学测量方法已成为测量热物理量的重要手段。

应当指出的是，光学方法可以直观地显示现象，因此要想直观地、定性地对现象进行观察，以便得到清晰、准确的物理概念，从而提出描写测量过程的数学物理模型，光学测量方法便是一种得力的工具。

本书着重介绍热物理量的光测中最重要的全息干涉术的原理，以及其实施和数据整理的方法，对其它光测方法及应用范围和实例也作了一些介绍。

目 录

前 言

第一篇 光学基础..... (1)

第一章 几何光学的基本原理及其应用..... (1)

1-1 光的反射和折射..... (1)

1-2 气体的折射率..... (6)

1-3 透镜成象..... (9)

1-4 光阑和象差..... (13)

第二章 光干涉的基本原理..... (24)

2-1 光波..... (24)

2-2 光波的叠加..... (27)

2-3 光的干涉现象和相干条件..... (33)

2-4 相干光的产生..... (35)

2-5 干涉现象的应用..... (45)

第三章 光的衍射..... (48)

3-1 光的衍射现象和惠更斯原理..... (48)

3-2 菲涅耳衍射..... (53)

3-3 夫琅和费衍射..... (59)

3-4 平面衍射光栅..... (66)

第二篇 应用实践..... (72)

第四章 全息干涉术的基本原理..... (72)

4-1 信息光学和相干光的计量技术..... (72)

4-2 全息照相技术..... (75)

4-3 全息成象系统理论..... (80)

4-4 全息干涉的计量方法..... (87)

4-5 全息干涉法测量温度场的基本原理..... (92)

第五章 全息干涉术的实施..... (97)

5-1 实验装置..... (97)

5-2 光源..... (99)

5-3 光学系统的稳定性..... (102)

5-4 光线的品质..... (107)

5-5 实验技术..... (110)

第六章 全息干涉图的分析 and 实验数据的整理..... (117)

6-1 热边界层的若干光学性质..... (117)

6-2 干涉图的计算..... (127)

6-3 干涉条纹的测量和温度曲线函数的选择..... (137)

第七章 全息干涉术在热工测量中的应用..... (140)

7-1 用全息术测量温度场..... (140)

7-2 用双激光干涉仪同时测量温度场和浓度场... (154)

7-3 全息干涉术的其它应用	(164)
第八章 其它热物理量光测技术的介绍	(170)
8-1 光学观察和流场显示	(170)
8-2 纹影仪	(173)
8-3 阴影仪	(186)
8-4 高速摄影	(195)
8-5 激光多普勒测速技术	(200)
主要符号表	(210)
参考文献	(211)

第一篇 光学基础

第一章 几何光学的基本原理及其应用

1-1 光的反射和折射

几何光学以光的直线传播为基础,讨论光的一些基本现象和光通过光学系统的成像原理以及它们的应用。虽然几何光学没有涉及到光的本性问题,但是只要所讨论的问题涉及的几何尺寸远大于光的波长,几何光学都能获得与实际情况基本相符的结果,加上几何光学简便直观,所以迄今它仍是研究光在透明介质中的传播问题的得力的工具。

光在同一密度的均匀介质中,其传播速度是一定的,在不同的均匀介质中传播速度不同。光在真空中的传播速度最大,真空中的光速 $c = 2.9979250 \times 10^8$ [米/秒]。

当光线由一介质进入另一介质时,光线在两个介质的分界面上被分成反射光线和折射光线(图 1-1),实验证明:入射光线 AB 、分界面的 B 点的法线 NB 和反射光线 BC ,三者在同一个平面内;反射光线和入射光线分居法线两侧,入射角等于反射角,即有 $\angle \alpha = \angle \beta$ 。

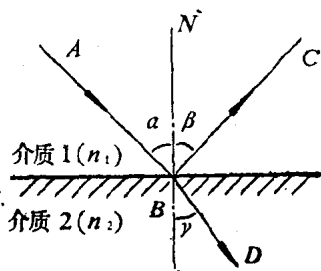


图 1-1

折射光线遵循如下的折射定律：

①入射光线 AB 、分界面的 B 点的法线 NB 和折射光线 BD ，三者在同一平面内，折射光线和入射光线分居法线的两侧；

②入射角 α 的正弦与折射角 γ 的正弦之比是一个常数，它取决于两介质的光学性质和光的波长，与角 α 和 γ 的大小无关，即

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1-1)$$

式中，常数 n_1 和 n_2 分别为两介质的绝对折射率，

绝对折射率的定义是，

$$n_1 = \frac{c}{v_1}, \quad (1-2)$$

$$n_2 = \frac{c}{v_2},$$

其中， c 为光在真空中的速度； v_1 和 v_2 分别为光在第一种介质和第二种介质中的速度。

绝对折射率又简称折射率。显然光在某种介质里的传播速度越大，这种介质的折射率就越小。各种物质的折射率可在有关的手册中查到。

当光线由光密介质进入光疏介质时，由于 $n_1 > n_2$ ，折射角 γ 总是大于入射角 α （图1-2）。 $\gamma = 90^\circ$ 时的入射角 α_c 就是给定情况下的最大入射角，当入射角超过 α_c 时，光线就不能进入分界面的另一侧，而会按反射定律全部返回原介质中。这种完全返回原介质的反射就称为全反射。最大的入射角 α_c 称为临界角。临界角 α_c 的数值取决于光密介质和光疏介

质的折射率之比，即

$$\alpha_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (1-3)$$

全反射除造成神奇的海市蜃楼现象外，在光测中还应用很广，简单举例如下。

1. 全反射棱镜

借助光在棱镜中的全反射来改变光的前进方向，这在光学器件和仪器中用得很多。全反射棱镜较平面反射镜优越，首先就在于当发生全反射时，光能完全返回原介质；而镀铝或镀其它介质膜的

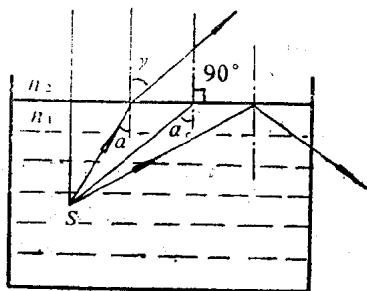


图1-2

平面镜反射时，有一定的光能在反射表面上被吸收。其次棱镜容易制成各种各样的组合反射

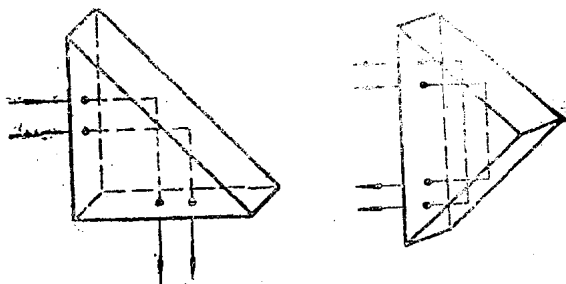


图1-3

面和满足高精度的要求。在大功率激光器的光路中由于不能用普通的镀铝平面镜作为反射镜，这时唯有采用全反射棱镜。图1-3是全反射的转向棱镜。

2. 测量介质的折射率

图1-4是利用全反射原理测量介质折射率的原理图。将被测介质（折射率为 n ）放在已知折射率为 n_g 的棱镜上， $n_g > n$ 。用散射光照射放在被测介质的 AB 面。

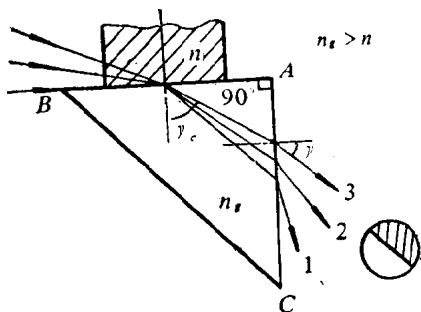


图1-4

因为 $n_g > n$ ，所以大于折射角 γ_c 的光线将不出现在棱镜中。这时如用望远镜在棱镜的另一侧 AC 观察，看到的视场将是半明半暗的，中间有明显的分界线。这一分界线和具有折射角 γ_c 的光线相对应。

由(1-1)式可知，光线3由 AB 面进入棱镜时有：

$$\frac{\sin 90^\circ}{\sin \gamma_c} = \frac{n_g}{n},$$

$$\therefore n = n_g \cdot \sin \gamma_c = n_g \cdot \sqrt{1 - \cos^2 \gamma_c}.$$

对 AC 面则有：

$$\frac{\sin (90^\circ - \gamma_c)}{\sin \gamma} = \frac{1}{n_g}, \quad (\text{空气的折射率为 } 1)$$

即

$$\cos \gamma_c = \frac{\sin \gamma}{n_g}.$$

代入 $n = n_g \cdot \sqrt{1 - \cos^2 \gamma_c}$ 得：

$$n = \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \gamma_c}. \quad (1-4)$$

测出 γ 角，即可由(1-4)式求得折射率 n 。注意此法所

能测出的最大 n 值都不能大于所用棱镜的折射率 n_g 。

3. 光导纤维

利用全反射可以将光从极细的玻璃纤维的一端传至另一端（见图1-5）。这种导光的光学纤维就称之为光导纤维。

下面我们来看看光导纤维的导光条件。设有一折射率为 n_g 的均匀、透明的玻璃柱，它的外层包有另一玻璃层，其折射率为 n_c ， $n_c < n_g$ 。柱的一端 A 在折射率为 n_a 的介质中。

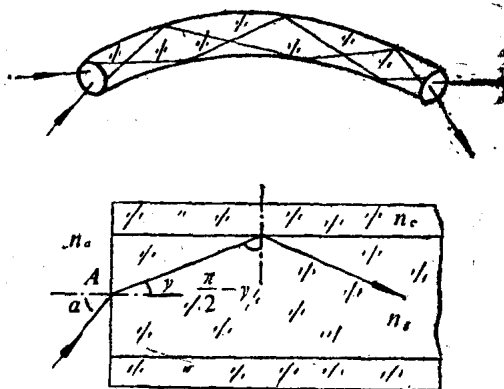


图1-5

如图1-5所示，只有当角 $(\pi/2 - \gamma)$ 大于由 n_c 和 n_g 决定的临界角时，才能在玻璃柱内产生全反射；因此也只有入射光线的入射角 α 小于某一入射角 α_0 时，光线才能产生全反射，从而把光从一端传至另一端。 α_0 和 n_a 、 n_g 、 n_c 有下列关系：

$$\alpha_0 = \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_a} \sqrt{n_g^2 - n_c^2} \right). \quad (1-5)$$

如果纤维不是直的而是弯曲得很厉害，以致于某些光线在弯曲处的内壁上的入射角小于临界角，则该光线将透过内壁漏掉，不能继续传播。不过，若弯曲的曲率半径比纤维直径大得多，则上述漏光并不严重。光导纤维现在已成为光通讯和光学窥视的基本组成部分。

作者曾用光导纤维测量过两相流动中泡状流的汽泡数。此时光线由光导纤维引入，由于材料折射率不同，如果介质为水和液态的R12，则光线不反射回来；当介质为蒸汽时，光线会产生全反射。因此根据反射回的信号的图形，可计算出有多少汽泡和汽泡停留时间的长短。用这个方法也可以判断流型，如环状流。

图1-6给出了这种方法的示意图，并给出了常用的水和制冷剂R12在液态和汽态时的折射率。

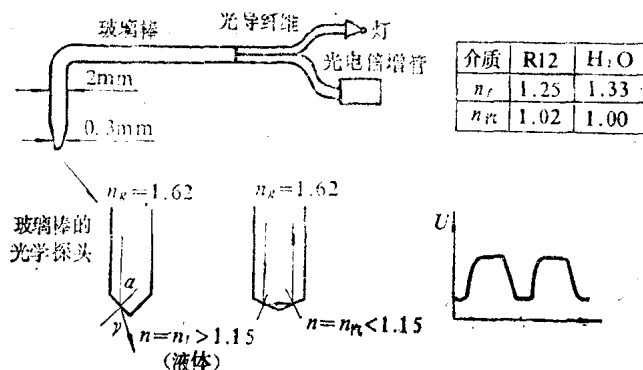


图1-6

1-2 气体的折射率

气体的折射率和气体的密度存在一定的函数关系，而气体的密度又与气体的压力、温度、浓度、成分以及流动的马赫数有关。因此测得气体的折射率在空间的分布，就可对气体的热力学状态参数的空间分布进行定性和定量的分析。

气体折射率变化可以根据光线的方向偏移和位相偏移来确定。过去常用如下方法，从不同角度来测量介质的折射率：

①纹影法——根据光线的偏转角来确定折射率的一阶导数，

②阴影法——根据光线的偏移来确定折射率的二阶导数，

③干涉法——根据光线的光程差来确定折射率。

自从激光问世以来，全息技术有了很大的发展。利用激光全息干涉法能根据光的振幅和位相的全部信息来确定折射率在空间的分布，这样既可获得定性的直观图形，又可进行定量的计算。

如前所述，气体的折射率是指真空中的光速和气体中的光速之比。由于气体的折射率接近于1，也就是说，气体中的光速略小于真空中的光速，因此气体的折射率可以写成：

$$n = 1 + \delta。$$

对标准状态下的空气， δ 值为0.000293，故空气的折射率 $n = 1.000293$ （光线的波长 $\lambda = 5893$ 埃）。对其它气体， δ 值的数量级约为 10^{-4} ，大大小于1。

δ 值的物理意义是光速或波长的相对变化率，即

$$n = \frac{c}{v} = \frac{v + \Delta v}{v} = 1 + \frac{\Delta v}{v} = 1 + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 1 + \delta。$$

由劳伦兹（Lorentz）-劳伦茨（Lorentz）公式，可知均匀透明介质的折射率是密度的函数，

$$\frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N}{M}， \quad (1-6)$$

式中, N 是分子折射率; M 为分子量。当折射率 $n \approx 1$ 时, 上述方程就简化为格拉斯东 (Gladstone) - 台尔 (Dale) 公式

$$\frac{n-1}{\rho} = k, \\ \rho = \frac{n-1}{k}。 \quad (1-7)$$

对于气体, 因为 $n \approx 1$, 所以 (1-7) 式是可行的。常数 k 叫做格拉斯东-台尔常数, 是特定气体的函数, 随波长稍有变化; ρ 是透明介质的密度。通常我们不直接采用 k , 而是用标准温度和标准压力下的折射率来表示:

$$k = \frac{n_0 - 1}{\rho_0},$$

式中, n_0 和 ρ_0 分别为标准状态下的折射率和密度。于是有:

$$n - 1 = \frac{\rho}{\rho_0} (n_0 - 1)。 \quad (1-8)$$

由 (1-7) 式可知, 当密度沿某一方向 y 变化时, 在 y 方向上密度变化的一阶导数和二阶导数分别为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{1}{k} \frac{\partial n}{\partial y}, \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = \frac{1}{k} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}。 \quad (1-10)$$

假定压力为常数, 则根据理想气体的状态方程

$$\rho = \frac{P}{RT},$$

$$\text{有 } \frac{\partial n}{\partial y} = -\frac{n_0 - 1}{T} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (1-11)$$