

顾文郁 编译

现代光电测试技术

XIANDAI GUANGDIAN

CESHI JISHU

上海科学技术文献出版社

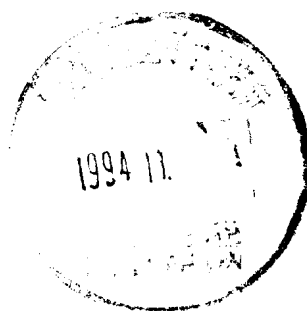
77

5

73.77
665

现代光电测试技术

顾文郁 编译



上海科学技术文献出版社

9410235

沪新登字301号

现代光电测试技术

顾文郁 编译

*

上海科学技术文献出版社出版发行
(上海市武康路2号 邮政编码 200031)

全国新华书店经销

上海科技文献出版社昆山联营厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印张 26 字数 649,000

1994年6月第1版 1994年6月第1次印刷

印数: 1—1,200

ISBN 7-5439-0263-X/T·284

定价: 35.00元

《科技新书目》297-265

序 言

随着现代科学技术的发展,无论从科研、设计、生产、管理角度去看,传统的测试方法已日趋不适应近代工业和科学技术提出的高精度、高效率、实时性和自动化的测试要求。在精密测试领域中与各门学科、各种新技术的相互渗透日见频繁,应用面也越来越宽,所以必须充实新的内容。光电子学和电子计算机技术的结合为新的测试方法开辟了一条新的途径。本书以有选择地介绍了一些发展比较成熟,技术比较先进而又有一定实用价值的测试技术。

现代光电测试技术主要介绍以光电子学为中心的精密测试,特别是光学与电子计算机相结合的最新测试方法。全书共分十章,主要论述以下四方面内容。

1. 基础部份。着重介绍一些近代发展起来的新技术,主要是干涉法,全息法,衍射法,莫尔等高线法,光扫描法及运算放大器的应用基础。

2. 传感器部份。主要介绍一些新型的激光,红外,光纤传感器;还着重叙述了电荷耦合器件(OCD)。这些都是现代测试技术中的重要组成部件。

3. 测量部份。这里主要叙述激光,红外,颜色的测量和信息处理,并且有选择的介绍一些常用的实用数据计算程序,供作对测量结果进行数据处理时参考。

4. 优化设计。利用电子计算机进行辅助设计。

本书内容比较先进,涉及到的知识面比较广泛。由于编者经验不足,水平所限,因此在取材和编写上会有不妥和错误之处,恳请读者指正。

编 译 者

1993年8月

目 录

1 光电测试理论基础	(1)
1.1 干涉测试技术.....	(1)
1.2 全息测试技术.....	(4)
1.3 衍射计量技术.....	(10)
1.4 莫尔等高线测试技术.....	(17)
1.5 光扫描计量技术.....	(19)
1.6 运算放大器应用基础.....	(26)
2 传感器技术	(37)
2.1 概述.....	(37)
2.2 光传感器的基本特性.....	(38)
2.3 光电倍增管.....	(40)
2.4 摄像管.....	(41)
2.5 辐射热传感器.....	(44)
2.6 热释电传感器.....	(44)
2.7 红外传感器.....	(45)
2.8 半导体色敏传感器.....	(47)
2.9 光纤传感器.....	(48)
2.10 带光纤的热图像监视传感器.....	(52)
2.11 光电倾斜传感器.....	(54)
2.12 测量火源距离的火焰传感器.....	(56)
2.13 高精度太阳传感器.....	(59)
2.14 激光雷达三维视觉传感器.....	(59)
2.15 传感器的信号处理.....	(60)
3 电荷耦合成像器件	(65)
3.1 电荷耦合器件(CCD).....	(65)
3.2 CCD 线阵像传感器.....	(67)
3.3 580×392 位面阵 CCD 摄像器件.....	(76)
3.4 混成红外 CCD.....	(83)
3.5 用于红外焦平面列阵的 CCD.....	(87)
3.6 用于紫外 CCD 成像的闪光技术.....	(92)
3.7 μ PD6148GCCD 取样保持器.....	(99)
3.8 CCD 器件输出信号的模-数处理技术.....	(101)
3.9 CCD 在微光摄像中的应用.....	(103)

3.10	COD 固体摄像阵列的军事应用	(109)
3.11	COD 在天文学中的应用	(113)
4	红外检测	(119)
4.1	概述	(119)
4.2	热释电线列阵红外探测器	(120)
4.3	红外瞬变敏感技术	(125)
4.4	快速红外扫描技术	(130)
4.5	傅立叶变换光谱仪	(132)
4.6	长距离红外发射和接收	(136)
4.7	红外搜索跟踪系统的信号处理	(147)
4.8	热红外图像的图像处理技术	(156)
5	激光检测	(163)
5.1	概述	(163)
5.2	物性测量	(166)
5.3	轴类产品尺寸的自动测量	(174)
5.4	纺织品疵病的在线检测	(179)
5.5	片状材料疵病在线检测	(184)
5.6	激光超声无损检测	(193)
5.7	全色激光寻址液晶投影显示技术	(198)
5.8	相干光学雷达	(201)
6	颜色及其测量	(204)
6.1	概述	(204)
6.2	颜色	(204)
6.3	颜色表示方法	(207)
6.4	颜色的测量	(218)
6.5	自动色度色差计	(226)
6.6	联机颜色判别装置	(232)
6.7	在线颜色自动鉴别技术	(237)
7	数据采集与处理	(243)
7.1	模拟信号离散化的基本方法	(243)
7.2	数据转换	(250)
7.3	数据压缩方法	(257)
7.4	自适应噪声消除系统	(259)
7.5	振动信号的采集与处理	(265)
7.6	动态数据采集系统	(270)
7.7	实时系统的数据快速传递	(272)
7.8	数字图像采集系统	(275)
8	光电子信息处理系统	(280)
8.1	概述	(280)

8.2	自动检测中的图像处理和判读	(282)
8.3	图像空域平滑处理方法	(289)
8.4	实时图像分割算法	(302)
8.5	数字图像处理系统的伪彩色处理器	(307)
8.6	指纹图像的纹线细化处理方法	(314)
8.7	微机图像跟踪系统	(321)
8.8	彩色图像智能处理系统	(324)
9	实用数据计算程序设计	(328)
9.1	通用子程序	(328)
9.2	线性频率转换电压	(339)
9.3	可变电压控制 HSO 脉冲发生器	(342)
9.4	频率检测器	(346)
9.5	平方律检测器	(348)
9.6	高速可编程控制器	(351)
9.7	二维高速馈送操作控制	(355)
9.8	使用高速输出部件驱动步进电机	(360)
9.9	数字滤波器	(365)
9.10	智能超声测距仪	(370)
9.11	信号处理中数字到模拟输出的平滑	(375)
10	电子光学的计算机辅助设计	(381)
10.1	概述	(381)
10.2	理论基础	(382)
10.3	程序设计	(387)
10.4	二次积累检测的最佳参量设计	(396)
10.5	电子光学系统的最优化设计	(398)

1 光电测试理论基础

1.1 干涉测试技术

干涉测试技术是以光波干涉原理为基础进行测试的,与一般光学成像技术相比,具有更高的灵敏度和测量精度。干涉测试一般都是非接触的,它不会给被测件带来表面损伤和附加误差。

测试过程中,干涉仪以干涉条纹来获取被测件的信息。因为干涉条纹是光程差相同点联成的轨迹,而光程差 δ 是干涉仪两支光路光程之差,即:

$$\delta = \sum_{i=1}^N n_i l_i - \sum_{j=1}^M n_j l_j \quad (1-1)$$

其中 n_i, n_j 分别为干涉仪两支光路介质折射率; l_i, l_j 分别为干涉仪两支光路的几何路程差。若把被测件放入干涉仪的一支光路中,干涉仪的光程差将随被测件的位置与形状而变化,因此干涉条纹也将随之变化。测量干涉条纹的变化量,不仅可测量 l 或 n ,而且还可以间接获得与 n, l 有关的各种几何量和物理量。由于光波波长极短,计测当量很小,因此,测量的高精度和灵敏度以及对外界影响的高度敏感,这些都是干涉仪的特点。干涉仪的应用范围十分广泛,既能定位或测量从百分之几 μm 到数百 m 的长度,也可以测量折射率、角度、光洁度、平直度、气体含量、光学材料缺陷或光组象质等。

产生可观察的光干涉条件是:

- (1) 两光束振动的方向必须是平行的;
- (2) 在单一光源的情况下,用单一光源(如热光源)和分束器,这是经常采用的方法;
- (3) 用两个频率相同且其时间相干性足够好的分立光源,例如采用两台 He-Ne 激光器。

1.1.1 相干振动

设由两个点光源,它们发出平行、单色的光振动,若这两个光源照明同一平面,按照这两个光振动频率的异同,从理论上说,可以出现两种现象:如果频率不同但相差很小,则将发生“拍”现象;若两个光源频率相同,由于它们的传播速度相同,则在空间的某一给定点的位相差不随时间而变化,而只与考察点的位置有关。在观察平面上的某一区域,两振动的位相相同,因而其振幅相加,出现光强极大值。而在观察平面的另一些区域,两振动的位相相反,因而振幅相减,出现光强的极小值,则称这两个光源所发出的单色振动是相干的,它们产生干涉,在观察屏上可以看到干涉条纹。若设两光源的起始位相相同,则观察平面任一点上的合成光强为:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi \delta}{\lambda} \quad (1-2)$$

式中 I_1, I_2 是两相干光源的光强; δ 为观察面上任一点的光程差; λ 为光源波长。光程差 δ 等于波长整数倍的区域,得到光强极大,称为亮纹。光程等于半波长的奇数倍的区域,对应着

光强极小值,称为暗纹。若 m 为任意整数,则对应于亮纹时,

$$\delta = m\lambda \quad (1-3)$$

对应于暗纹时:

$$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (1-4)$$

只要 m 变化 1,就从一个条纹过渡到下一个条纹。比值 δ/λ 称为干涉级。亮纹对应着干涉级的整数,而暗纹则对应于一个整数加 $\frac{1}{2}$ 。

设 I_{\max} 为亮纹的光强, I_{\min} 为暗纹的光强,则条纹的对比度可定义为

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1-5)$$

如果 I_{\min} 为零,即暗纹全黑,则条纹的对比度最大, $\gamma = 1$ 。若 $I_{\max} = I_{\min}$, $\gamma = 0$,即条纹对比度为零。

条纹对比度是衡量干涉仪质量的重要指标,在干涉测试技术中,要保证测试的精度,其先决条件是干涉条纹必须有好的对比度。

1.1.2 相干性

“相干性”这个词是指光学上两列或两列以上光线相遇时能否产生相互干涉而言的。所谓空间相干性,是指在不同的两个空间点在同一时刻辐射场的相关性。如果在波前的任何两个选定点之间的位相差是恒定的,则认为该光束是空间相干的。由波面上这两点来的辐射在空间某处会合,就会形成干涉;时间相干性是指在同一空间点上,由同一光源分割出来的两光振动之间的位相差与时间无关的性质。因此,上述两列光振动必须是属于同一辐射元在同一时刻所发射的,只是经过一定的时间延迟,经过不同的路程在不同时刻到达同一空间点上,才能在这一空间点上观察到干涉效应。

若用 I_1 和 I_2 分别代表两光路的光强度,当两列光束相遇时,在检测器上的合成光强用 I_{12} 表示,则

$$I_{12} = I_1 + I_2 + 2|\gamma_{12}|(I_1 I_2)^{\frac{1}{2}} \cos\phi_{12} \quad (1-6)$$

式中 $2|\gamma_{12}|(I_1 I_2)^{\frac{1}{2}} \cos\phi_{12}$ 称为“相干强度”,其中 $|\gamma_{12}|$ 称为“相干因子”或“相干度”,而 ϕ_{12} 是两光束之间的位相差。 $|\gamma_{12}|$ 是一实数,且 $1 \geq |\gamma_{12}| \geq 0$,当两光束完全相干时, $|\gamma_{12}| = 1$,当两光束完全不相干(非相干)时 $|\gamma_{12}| = 0$ 。对非相干光,干涉度为零,位相差失去意义。

对相干光路而言,位相差 ϕ_{12} 提供计量所需的信息。例如,测量长度的双光路干涉仪, ϕ_{12} 则表示干涉仪两臂光程之差。 ϕ_{12} 在一定程度上还与光路中的介质折射率以及所用光的波长有关,人们正是利用位相差 ϕ_{12} 提供的这些被计量值的信息来达到精密计测的目的。

对相干计量技术而言,位相的绝对值通常并不重要,重要的是干涉场的位相差变化,即条纹图形变化,也就是记录下被测表面的干涉等高线。

对双光路相干系统而言,干涉条纹的图形从式(1-6)知由位相角 ϕ_{12} 决定。当 $\phi_{12} = 2n\pi$ 时,出现亮条纹,这里 n 是整数。当 $\phi_{12} = (2n+1)\pi$ 时,出现暗条纹。条纹的对比度 K 为:

$$K = \frac{I_{12}(\max) - I_{12}(\min)}{I_{12}(\max) + I_{12}(\min)} = \frac{2|\gamma_{12}|(I_1 I_2)^{\frac{1}{2}}}{(I_1 + I_2)} \quad (1-7)$$

由式(1-7)知,当 $|\gamma_{12}| = 1$,两相干光路的光强 $I_1 = I_2$ 时,才能获得对比度为100% ($K = 1$)

的最佳条纹,暗条纹最黑而亮条纹的光强是平均光强($I_1 + I_2$)的两倍。

1.1.8 干涉条纹的间隔与形状

在讨论条纹的间隔与形状时,可先假定光源是个光点。在呈现条纹的干涉场上,一般情况下,条纹的间隔与形状取决于像点 L_1 、 L_2 和出射窗(干涉场) B 的相对位置。来自出瞳对应点 L_1 、 L_2 的两条相干光线会聚在场点 P 上,其夹角 ω 称为干涉光线的会聚角(见图1—1)。令干涉场垂直于图面。现于考察场上某点 P 。假设会聚在 P 点的两条干涉光线位于图平面内。在 P 点邻近很小区域内,和这两条干涉光线相对应的波阵面 v_1 、 v_2 可认为是平的。波阵面的交线通过 P 点并与图面垂直,即位于干涉场 B 上。沿着交线程差不变,这说明该交线就是干涉条纹在 P 点的切线。条纹在 P 点的法线则和图面重合,并且也位于 B 面内。 PB 就是该点条纹的法线方向。沿 PB 方向,和 P 点相距 ds 处的程差增量以 $d\delta$ 表示。

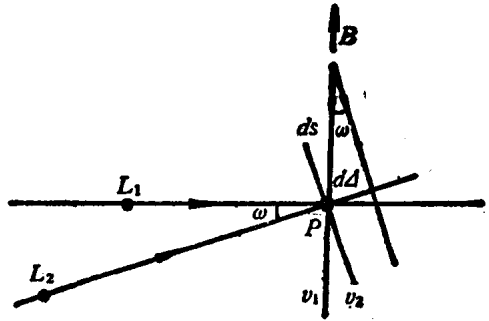


图 1—1 条纹间隔的推导

$$\frac{d\delta}{ds} = \frac{d\Delta}{ds} = \omega \quad (1-8)$$

相邻两条纹程差相差一个光波波长 λ 。其间距称为条纹的间隔,常用 e 表示,则

$$e = \frac{\lambda}{\frac{d\delta}{ds}} = \frac{\lambda}{\omega} \quad (1-9)$$

因此可得出如下结论:场上各点的条纹方向均垂直于两干涉光线所构成的平面;条纹间隔和波长 λ 成正比,与干涉光线会聚角 ω 成反比。事实上,这个结论是有前提的,只有满足上述假设的场点才能适用,将它推广到整个干涉场,严格说来是不充分的。因为条纹的切线必定位于干涉场上。对于不满足上述假设的场点,例如图 1—1 中不处于图面上的场点来说,会聚于该点的两干涉光线所构成的平面,其法线就不在干涉场上。然而此法线和该点条纹切线的夹角很小,两者相差无几,上述结论仍然是有意义的。任何改变条纹间隔的机构,其光学原理都是让一个出射光瞳移动,从而使会聚角发生变化。当两个出射光瞳重合,会聚角等于零,条纹间隔趋于无穷大,干涉场亮度变得一片均匀。在平行于干涉场的一个平面内,一个出射光瞳绕另一出瞳作圆周运动时,条纹方向随之同步旋转,而条纹间隔始终保持不变。

当 P 是干涉仪象方空间内的一点,其程差表达式为

$$\delta(P) = A + L_2P - L_1P$$

$L_2P - L_1P$ 为常数 k 时, P 点运动轨迹便是数量场 δ 的等量面。这是一个以 L_1 和 L_2 为焦点, L_1L_2 为轴线的回转双曲面。随着 k 值不同,在像方空间内形成了一簇双曲面,它们被干涉场平面 B 相截后所得的交线就是干涉条纹。 B 和 L_1 、 L_2 相对位置不同,条纹亦异,但有以下三种典型情况:

1. 干涉场平行于 L_1 、 L_2 的连线时,会聚角保持常值,等于

$$\omega_0 = \frac{L_1L_2}{l} = \frac{a}{l} \quad (1-10)$$

其中 l 是 L_1, L_2 到干涉场平面 B 的距离, 场上呈现出等距直条纹, 如图 1—2(a) 所示。

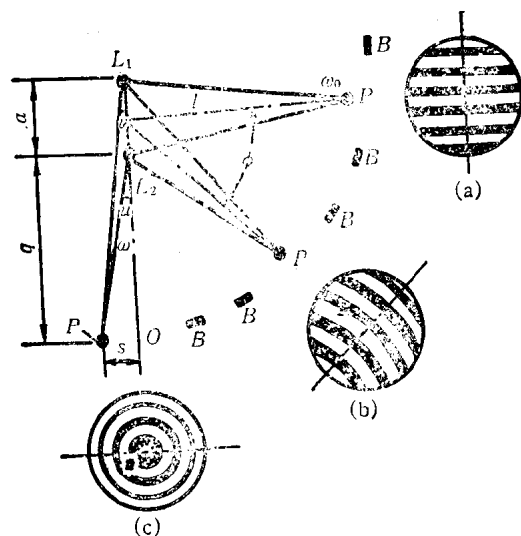


图 1—2 条纹形状的三种典型情况

2. 干涉场垂直于 L_1, L_2 , 如图 1—2(c) 所示。因 L_1, L_2 是对称轴, 呈现出同心圆条纹。场中心 O 点的会聚角等于零。和场心相距为 s 的 P 点, 其会聚角为:

$$\omega = u - v = \frac{s}{q} - \frac{s}{a+q} = \frac{a}{q(a+q)} \cdot s \quad (1-11)$$

式中符号 u, v, a, q 的含义见图示。由式(1—10)、(1—11)知, 条纹间隔与其对场心的距离成反比, 圆条纹的分布一定是中间稀疏边缘稠密的。从场心移到 P 点的程差增量为:

$$d\delta = \int_0^s \frac{d\delta}{ds} ds = \int_0^s \omega ds = \frac{a}{q(a+q)} \int_0^s s ds = \frac{as^2}{2(a+q)q} \sim \frac{as^2}{2q^2} \quad (1-12)$$

3. 干涉场安置在和 L_1, L_2 线夹角 ϕ 的方向上, 如图 1—2(b) 所示。其条纹形状及间隔可从以下推理得到。干涉场从图 1—2 中(a)的位置连续地变到(c)的位置, 条纹形状由直线逐渐地变成圆形, 其间无突变现象。所以, 这种情况下的条纹形状必定是略为弯曲的, 间隔也不相等, 并且条纹弯向稀疏一边。

综上所述, 一个实际的干涉测试系统必须具有三个主要组成部分:

1. 相干光源——光源必须具有良好的空间相干性。
2. 光学系统——系统的位相差必须与其位置、形状或折射率有关。
3. 检测系统——检测系统的灵敏度应随空间的频谱分布而变化。

一个理想的干涉测试系统应该具有很高的灵敏度, 而且灵敏度与在测量过程中任何非测量的变动无关。一般在干涉测试系统中采用“抗干扰性”原则, 获得光束的空间与时间上的匹配, 使误差最小, 保证干涉测试系统在高灵敏度的基础上获得高精度。

1.2 全息测试技术

所谓全息就是在摄影底片上同时记录物体的振幅和位相的全部信息。全息术的特点是:

1. 三维性——能获得物体的三维信息，成立体像。
2. 不可撕毁性——取全息图的任何部分都可再现出原来的物体，仅成像的亮度减弱、分辨率降低而已。
3. 信息容量大，不怕油污、擦伤。
4. 光学系统简单——原理上无须透镜成像，是一种无透镜摄像方法。

全息测量是一种高精度计量方法，测量精度已达到波长级，即 $0.5 \sim 0.8 \mu\text{m}$ ，而测量灵敏度还要高一个数量级。另外，全息计量是一种全场计量，适合于迅速而准确地评价一个区域上尺寸的微小变化，如应变、位移、弯曲、扭转、振动等，因此，全息计量特别适合于质量控制、结构分析、振动分析、无损检验以及流体力学、热力学等方面的精密计量。尤其是对结构的应力分析意义更大。因为一般方法，如数值迭代法、保角变换法等，都有缺点和不够精确，而全息法恰好克服了这些方法的固有缺点。用全息干涉法可以对粗加工零件表面，如陶瓷、桥樑工程、水泥面以及生物工程方面进行精密测定。这是测试技术上的巨大进步，而其不足之处是测量范围小，变形量仅只几十 μm 。为此，在生产实践中，正在发展降低灵敏度而扩大测量范围的全息干涉方法。

对全息图的干涉可作如下解释。设再现的物体其原始位置的截面为 F (见图 1—3)，变化后位置为 F' ，在截面上有一点 P ，位置变化后移到 P' ，移动距离为 d ，从 OP (或 $O'P'$) 方向入射到物体的光束，经 P (或 P') 点反射后在 PQ (或 $P'Q'$) 方向上进行记录或观测。光线 OPQ 与 $O'P'Q'$ 在物体位置变化前后的传播方向上虽没有变化，但在传播距离上却不相同而产生光程差 Δ 。

$$\Delta = d(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \quad (1-13)$$

如果以 $\angle O'P'Q'$ 的二等分线 (夹角为 θ) 与 PP' 的夹角 ψ 表示，则式 (1—13) 可写成：

$$\Delta = 2d \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} = 2d \cos\theta \cos\psi \quad (1-14)$$

由于光程差 Δ 而形成干涉条纹，即

$$\Delta = N\lambda$$

即

$$d \cos\theta \cos\psi = N \left(\frac{\lambda}{2} \right) \quad (1-15)$$

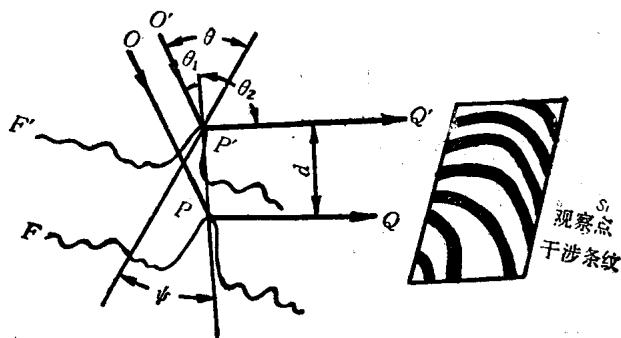


图 1—3 全息干涉图

下面就全息干涉计量的五种基本方法，即二次曝光法、实时法、时间平均法、闪频法、等高线法及位相外差法，依次作原理性介绍。

1.2.1 二次曝光法

在一张全息底片上进行二次曝光，以记录物体变形前后位置的方法。如图 1—4 所示，第一次曝光是记录原始物光波，物体位置为 O_{01} ，波阵面为 U_{01} 。相隔一段时间后，即物体在另一种状态时，物体位置为 O_{02} ，波阵面为 U_{02} 。在同一张底片 H 上进行第二次曝光，获得全息图。再现时，恢复记录时的波阵面，再现出 O_{01} 与 O_{02} 。由于 O'_{01} 与 O'_{02} 之间存在位相关系，在 O'_{02} 的重合处就出现干涉条纹。干涉条纹永久记录了物体位置 O 在二个状态下的位移或变化量。

设参考光束的复振幅为 U_R ，在同一感光乳胶上记录下二个物光波，其复振幅为 U_{01}, U_{02} ，全息图上的光强分布为：

$$I = |U_{01} + U_R|^2 + |U_{02} + U_R|^2 \\ = |U_{01}|^2 + |U_{02}|^2 + |U_R|^2 + U_R^*(U_{01} + U_{02}) + U_R(U_{01}^* + U_{02}^*) \quad (1-16)$$

式中*表示共轭复数。

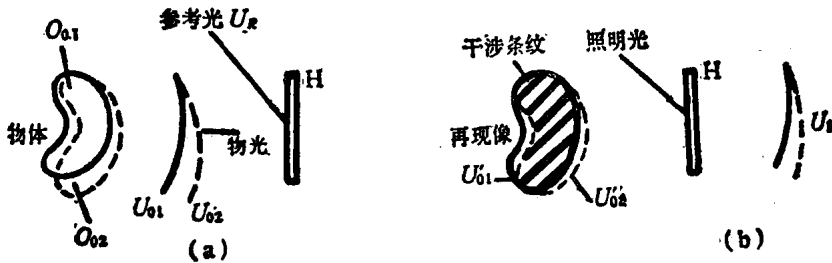


图 1—4 二次曝光法

(a) 记录 (b) 再现

底片经二次曝光，在底片线性段作显影处理后得到全息图，然后用参考光束 U_R 来照明全息图，再现波前用 U_i 表示，式由(1—16)知

$$U_i \propto (U_{01} + U_{02}) \quad (1-17)$$

式(1—15)、(1—16)所示的 $(U_{01} + U_{02})$ 是复振幅之和，它表示再现像是二个相应物体场 U_{01} 及 U_{02} 的矢量和。而二个物体场的复振幅为

$$\begin{cases} U_{01} = A_0 \exp i\phi_{01} \\ U_{02} = A_0 \exp i\phi_{02} \end{cases} \quad (1-18)$$

式中 ϕ_{01}, ϕ_{02} 是物体位置或形状产生的位相。

再现像中的光强分布用 I_i 表示，把式(1—18)代入式(1—17)，得

$$I_i = |U_i|^2 \propto 2|A_0|^2 \{1 + \cos(\phi_{02} - \phi_{01})\} \quad (1-19)$$

说明再现像上光强是物体光强 $|A_0|^2$ 经物体位移后产生的位相差来调制，形成干涉条纹。为使公式简化，设物体位移仅沿 Z 轴方向。当照明光与物表面法线的夹角为 θ_R ，再现像的观察角 θ_V ，则再现像的光强可写成：

$$I_i = 2|A_0|^2 \{1 + \cos[Z(\cos\theta_R + \cos\theta_V)]\}$$

利用三角恒等式 $\cos^2 \frac{1}{2}\alpha = (1 + \cos\alpha)/2$ ，则二次曝光全息图再现像上干涉条纹的方程式可写成

$$\bar{I}_1 \propto 4 |A_0|^2 \cos^2 \frac{1}{2} [Z(\cos\theta_R + \cos\theta_V)] \quad (1-20)$$

当物体位移仅沿 Z 轴方向时, 干涉条纹是一组基本平行的条纹, 总位移量 Z 为:

$$Z = \frac{N\lambda}{(\cos\theta_R + \cos\theta_V)} \quad (1-21)$$

1.2.2 实时法

实时法是使全息图的再现像与实际物体相重叠, 如果物体位置或形状有变化, 在重叠处就会出现干涉条纹。当物体 O_1 (见图 1—5) 在初始状态的波面 Σ_1 记录在一张全息图上。显像后, 把这张全息图放回原来摄影的位置上, 并用原来参考光照明全息图, 产生再现波 Σ_1' , 物体变位后的位置是 O_2 , 其波前为 Σ_2 , Σ_1' 与 Σ_2 产生干涉条纹。

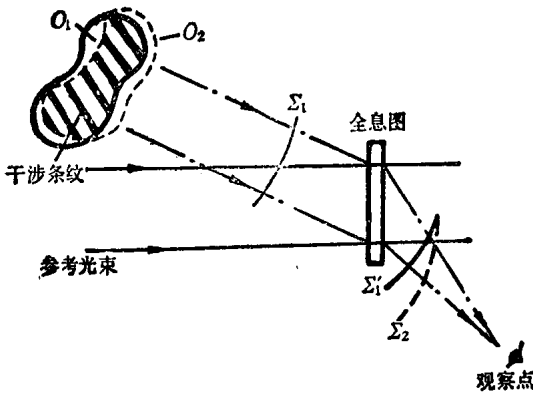


图 1—5 实时法

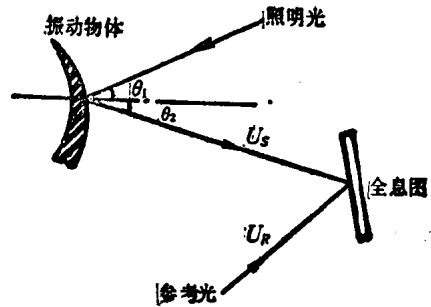


图 1—6 时间平均法

实时法全息干涉计量提供了研究物体运动变化的一个途径。在用作生产线上检验时, 使工件与标准物的全息图再现像比较, 可以节省大量检验时间。但对振动分析由于条纹对比度及灵敏度都下降, 不及时间平均法。另外, 底片必须严格复原, 进行原位处理, 否则复位精度不高, 同时乳胶收缩产生少量附加条纹, 影响精度。但实时法使用方便, 节省测试时间, 因此, 仍有实用价值, 特别适合于测试透明物体中的一些现象。

1.2.3 时间平均法

时间平均法主要用于振动物体的全息测量。因为振动物体的全息图可以想象为无数重叠着的全息照片。全息图的再现像是所有像的总效果之间的干涉; 是波前的矢量和。由于动态物体各个状态在底片上的曝光量是以平均时间来计算的 (见图 1—6), 因此叫时间平均法。

若振动物体以频率为 ω 和振幅为 A_0 , 沿 Z 轴方向运动, 则任意瞬时物体场的状态为

$$U_0 = A_0 \exp(irz \cos \omega t) \quad (1-22)$$

式中 r 是与照明方向和观察方向有关的系数。

全息图记录物体在一个振动周期 T 内的每个位置。因此, 取一个振动周期内的时间平均值, 就能得到再现像的正确状态。即

$$\bar{U} \propto \frac{1}{T} \int_0^T U_0 dt = \frac{A_0}{T} \int_0^T \exp(irz \cos \omega t) dt \quad (1-23)$$

此复振幅对应像的光强为:

$$\bar{I} = |\bar{U}|^2 \propto |A_0|^2 \left| \frac{1}{T} \int_0^T \exp(irz \cos \omega t) dt \right|^2 \quad (1-24)$$

按贝塞尔函数有:

$$\exp(ix \cos \theta) = T_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (i)^n J_n(x) \cos n \theta$$

当 $n=0$ 时, 式(1-24)可写成:

$$\bar{I} \propto |A_0|^2 J_0^2(rz) \quad (1-25)$$

式中 J_0 是零阶贝塞尔函数。

如果再现时照明光的入射角为 θ_R , 观察角为 θ_V , 则式(1-25)可表示为:

$$\bar{I} \propto |A_0|^2 J_0^2[z(\cos \theta_R + \cos \theta_V)] \quad (1-26)$$

表示再现光强贝塞尔函数的平方而变化。当 $z(\cos \theta_R + \cos \theta_V) = m \frac{\lambda}{2}$ 时 ($m=0, 1, 2, \dots$), 光强最大, 对应为亮条纹。而 $m=0$ 的点是亮度最大的点, 称为波节点。波节点表示没有振动。由波节点组成的亮度最大的线称节线。节线表示表面上这一区域不运动, 即不振动的部分。对应值的其他亮条纹, 由贝塞尔函数的特性, m 增大则亮度迅速减小。

1.2.4 闪频法

用全息图干涉法进行分析的另一种方法是闪频法。闪频法是用与物体振动同周期的闪频器来照明物体, 对振动的两个状态进行曝光。其光脉冲周期为 ω 时, 在曝光时间 T 内, 全息底片上的曝光量 $E_2(\xi)$ 为

$$\begin{aligned} E_2(\xi) &\simeq A_S A_R^* \exp[i(\phi_S - \phi_R)] T f x \left\{ \int_{-\frac{\omega}{2}}^{\frac{\omega}{2}} \exp[ika'(x) \cos 2\pi ft] dt \right. \\ &\quad \left. + \int_{\frac{1}{2T} - \frac{\omega}{2}}^{\frac{1}{2T}} \exp[ika'(x) \cos 2\pi ft] dt \right\} \\ &\simeq 2A_S A_R^* \exp[i(\phi_S - \phi_R)] T f \omega \cos[ka'(x)] \end{aligned} \quad (1-27)$$

再现点 x 的光强分布为:

$$I(x) \propto \cos^2[ka'(x)] \quad (1-28)$$

由此可见, 在被测物体像表面上将出现暗条纹, 这种条纹与时间平均法的条纹不同, 其高次条纹的对比度并不下降, 因而能测定振幅较大的物体。

闪频全息装置可如图 1-7 所示。振镜的频率受振荡器控制, 激光缩束后经振镜反射以后, 再经析光镜分为照明被物体测光物束和参考光束。振镜的振动使反射的激光形成闪频。移相器则用来调整位相差。振镜的最高频率为 10kHz。

闪频全息干涉法是一种对振动分析的有效方法, 特别适用于位相变动的振动分布以及大振幅振动的计量。

1.2.5 等高线法

等高线法是在一个固定平面上具有相同高度的各点的轨迹。利用等高线可以显示一个三维形状。在全息图中获得等高线的方法有三种:

1 二波长干涉法

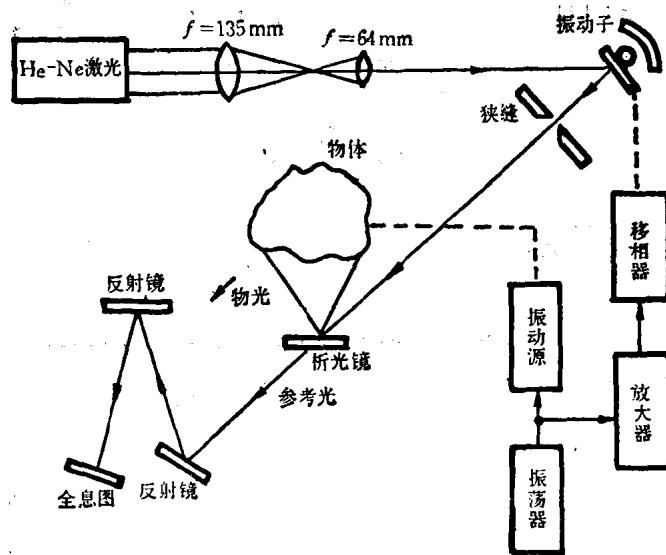


图 1-7 闪频全息装置示意图

用两种不同波长 λ_1 和 λ_2 同时拍摄全息图, 然后, 只使用其中一个波长 λ_1 来再现。再现出来的两个像的倍率是不同的。例如, 一个再现像的放大率为 1, 则另一个再现像的放大率就不再是 1, 而会有所变化。这两个放大率不等的像就相互干涉而产生等高线, 相邻干涉条纹的高度差为:

$$h = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (1-29)$$

从等高线的分布, 根据式(1-29)就可以精密地测定表面的形状。

2 双方向照明法

如图 1-8 所示, 用一与全息底板 H 基本平行但相差一个很小的角度 $\Delta\theta$ 的平行光 I_1 来照明物体, 作第一次曝光。然后, 取一 $\Delta\theta$ 的平行光 I_2 来照明物体, 进行第二次曝光。再现时则相当于 $\pm\Delta\theta$ 方向光线的杨氏实验, 获得杨氏干涉条纹, 其高度差为:

$$h = \frac{\lambda}{2\sin \Delta\theta} \quad (1-30)$$

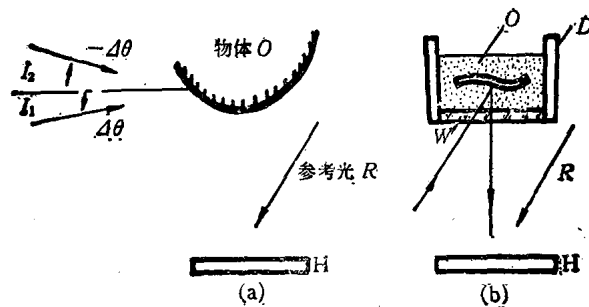


图 1-8 等高线的形成

3 浸液法

如图1—8(b)所示,把物体 O 放入有透明窗口 W 的液槽 D 中,当液槽内液体的折射率为 n_1 时进行全息摄影。然后改变液槽内折射率为 n_2 的液体,进行第二次曝光,在全息图的再现像中就出现等高线,其高度差为:

$$h = \frac{\lambda}{2(n_1 - n_2)} \quad (1-81)$$

1.3 衍射计量技术

1.3.1 计量原理

衍射计量的基本原理是利用夫朗和费衍射效应。夫朗和费衍射是一种远场衍射。图1—9是近场和远场衍射的原理示意图。图1—9(a)是近场衍射;近场衍射也称谓菲涅尔衍射。

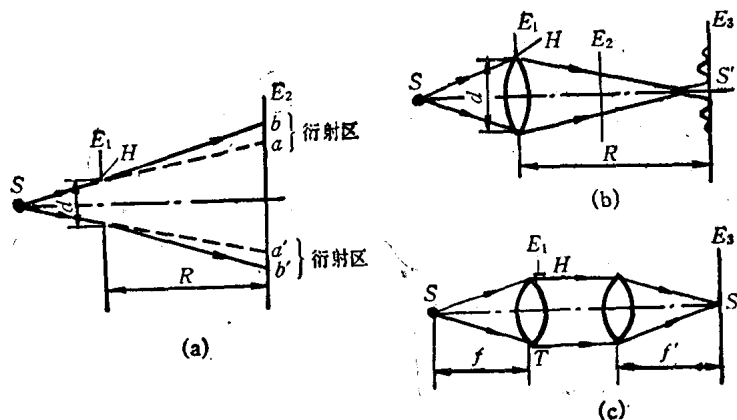


图1—9 近场和远场衍射原理图

(a) 近场衍射 (b) 远场衍射 (c) 远场衍射的基本装置

当光源 S 照明 E_1 平面上的一个小孔 H 时,在距离 R 的观察屏 E_2 上将看到孔 H 的阴影。按照几何学的观点,光线是直线前进的,光在孔 H 的边缘通过的方向应是 Sa 与 Sa' 。但实际上的阴影却扩大了,这是由于光在孔 H 的边缘上发生了衍射,光线向外曲折,因此,光的衍射区是 ab 与 $a'b'$ 。当 $R \leq \frac{d^2}{\lambda}$ 时称菲涅尔衍射。式中 R 是孔与屏之间的距离, d 是孔 H 的直径, λ 是入射光的波长。由于只能当 R 的值不大时才有可能在屏上观察到光的衍射,因此称菲涅尔衍射为近场衍射。

当观察屏 E_3 处在较远的位置上(见图1—9(b)),利用透镜才能观察到衍射现象的则称为远场衍射。按几何光学的观点,并设成像透镜是理想而没有像差时,点光源 S 在 E_3 上的像 S' 应成点像,但实际上点像扩大了,而且周围还分布着亮度不大的圆环。这就是夫朗和费衍射。只有当 $R \gg \frac{d^2}{\lambda}$ 时,才能明显看到衍射圆环。因此称夫朗和费衍射为远场衍射。

远场和近场是相对而言的,在图1—9(b)中的 E_2 平面(R 不大时)上也能观察到菲涅尔衍射。实际上,基本的远场衍射装置如图1—9(c)所示,即平行光照射 E_1 上的 H 孔时,远场衍射发生在无穷远,用透镜接收后,在透镜的焦点上就观察到十分清晰的远场衍射条纹。