

COMMUNICATION & CONTROL
通信与控制系列教程

FIBER OPTIC INTERFEROMIC MEASUREMENT

光纤干涉测量技术

■ 孟 克 主编

4.3
5

哈尔滨工程大学出版社

90108856

TH744.3
M265-
2004



通信与控制系列教程

光纤干涉测量技术

Fiber Optic Interferometric Measurement

孟 克 主编

哈尔滨工程大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

光纤干涉测量技术/孟克主编. —哈尔滨: 哈尔滨
工程大学出版社, 2004
ISBN 7-81073-570-5

I. 光… II. 孟… III. 光导纤维-干涉测量法
IV. 04-34

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 029652 号

内 容 简 介

光纤干涉测量是光纤传感中最敏感、测量精度最高的一种,有着广泛的应用。本书力图对这项技术作比较系统深入的介绍,并且反映国内外在该领域中研究的最新成果。

全书共分 7 章,包括绪论、光纤干涉测量的理论基础、干涉型光纤传感器原理、光纤干涉测量、光纤光栅传感器、光纤传感阵列、光纤干涉测量数字信号处理的研究。

本书可作为高等院校测量技术及仪器、通信工程、电子科学与技术专业的研究生和本科生的教材,也可供有关科研人员、工程技术人员及教师参考。

哈 尔 滨 工 程 大 学 出 版 社 出 版 发 行
哈 尔 滨 市 南 通 大 街 145 号 哈 工 程 大 学 11 号 楼
发 行 部 电 话: (0451)82519328 邮 编: 150001
新 华 书 店 经 销
哈 尔 滨 工 程 大 学 印 刷 厂 印 刷

*

开本 787mm×1 092mm 1/16 印张 14.5 字数 349 千字

2004 年 7 月第 1 版 2004 年 7 月第 1 次印刷

印数: 1—1 000 册

定价: 19.00 元

前言

自从 20 世纪 60 年代,英籍华人物理学家高锟发明光纤导光以来,光纤技术得到很大发展。在激光和光通信技术日益进步的背景下,光纤传感技术和理论在世界各国科学家的共同努力下迅速发展起来。

光纤传感器以光学理论为基础,将非光量转换成光量进行测量。以光纤作为信息传递的媒介,传感器及其元器件具有一系列其他传感器无法比拟的优点:不受电磁场的干扰,能应用在强电磁场的场合,轻巧,耐腐蚀,可与计算机相连等。

光纤传感器有多种调制方式:光强调制,偏振调制,相位调制,频率调制,波长调制等。其中,尤以光相位调制,即光的干涉测量的灵敏度和精度最高,应用比较广泛,但实现起来也比较难。采用这项技术,相位测量的分辨率已达到 10^{-7} 弧度,相应于 10^{-14} 米的位移,或相当于原子核的大小,属于世界上精度最高的测量技术之一。这也是光纤干涉测量日益受到人们青睐的主要原因。

为了使读者对这门技术有较系统的了解,本书对光纤干涉测量的理论和实践作了较为详细和深入的讨论。

全书共分 7 章。第 1 章是绪言。第 2 章是光纤干涉测量的概述和理论基础。第 3 章介绍几种光纤干涉仪。第 4 章按使用的光纤干涉仪分类,介绍多种检测实例,并着重于原理分析。第 5 章介绍光纤光栅传感器的特征及其应用。第 6 章说明光纤传感器建网的方法以及复用技术。第 7 章为光纤干涉测量信号的数字处理和分析。

注意到在实践中部分相干光的大量存在和多种干涉手段的使用,因而介绍了部分相干理论和多种光纤干涉仪,其中包括白光干涉仪。

对于同一个被测对象,时常有多种检测方法,本书对此亦给予了关注,如水听器、陀螺仪以及磁场、电流等。

光纤光栅传感器是当前研究的热点,与 3S 系统有紧密的联系,应用前景广阔,故专门开辟一章,阐述其原理与应用。

随着光纤干涉测量技术的发展,传感器组成的阵列已比较广泛,对此在第 6 章作一介绍。

此外,随着计算机的迅速发展和数字信号处理机(DSP)的广泛应用,光纤干涉测量的信号处理已日益成为检测中不可缺少的一环。为此,本书对传感器的信号处理理论和应用研究作了一定介绍。尤其强调对光纤干涉输入的微弱信号的处理方法:相关分析和混沌模型分析,并给出软件相关分析的实例。

本着与时俱进的精神,本书力图反映光纤干涉测量的新成就,新方法。内容完全来自国内外的最新研究成果,其中水声信号的 DSPI 检测、偏振干涉检测及相关分析是作者的一些研究心得。

在编写本书时,研究生陈建英、田金超、潘玉衡、李艳昌、安翠珍等,在翻译整理资料方面做了不少工作,在此谨致谢意。

苑立波教授审阅了全书,并提出许多宝贵的意见和建议,在此也致以衷心的感谢。

作者

2004 年 3 月

目 录

第1章 绪 言	1
第2章 光纤干涉测量的理论基础	3
2.1 引 言	3
2.2 光的经典本质是光频电磁波	3
2.3 光的量子本质是光子流	5
2.3.1 光子的能量 E	5
2.3.2 光子的质量 m	6
2.3.3 光子的动量 p	6
2.3.4 偏振态	6
2.3.5 光子简并度 $\bar{n}$	7
2.4 光的干涉	7
2.5 相干光	10
2.6 光的非单色性对干涉条纹的影响	12
2.7 光源的大小对干涉条纹的影响	14
2.8 光程	17
2.9 薄膜干涉	17
2.9.1 等厚条纹	17
2.9.2 等倾干涉	19
2.10 部分相干理论	21
2.10.1 实多色场的复值表示	22
2.10.2 时间相干性、自相干函数与复自相干度	22
2.10.3 空间相干性、互相干性函数和复相干度	27
2.10.4 准单色条件、互强度和复相干因子	31
2.10.5 准单色光的传播和衍射	34
第3章 干涉型光纤传感器原理	40
3.1 引 言	40
3.1.1 光纤传感器光学测量的基本原理	40
3.1.2 光辐射的频谱特性	41
3.1.3 电光转换特性(光源的稳定性)	41
3.1.4 环境特性	41
3.2 相位调制传感技术	41
3.3 一般调制原理及方式	42
3.4 光纤相位调制机理	43
3.4.1 应力应变效应	44
3.4.2 温度效应	45

3.4.3 光纤相位调制的干涉测量	45
3.5 微分干涉仪	50
3.5.1 相位压缩原理	50
3.5.2 微分干涉仪的结构	52
3.6 全保偏光纤迈克尔逊干涉仪	53
3.7 三光束光纤干涉仪	55
3.8 全光纤白光干涉仪	58
3.8.1 宽带光谱光源系统	59
3.8.2 窄带光谱光源系统	59
3.8.3 梳状光谱光源系统	60
3.9 相位解调技术	60
3.9.1 主动零差检测(Active Homodyne)	61
3.9.2 外差检测(Heterodyne)	62
第4章 光纤干涉测量	65
4.1 引言	65
4.2 迈克尔逊(Michelson)干涉位移传感器	65
4.3 马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)干涉测量	67
4.3.1 静态磁场传感仪	67
4.3.2 数字式光纤温度传感器	69
4.3.3 直流电压传感器	73
4.3.4 3×3耦合器组成的光纤水听器	74
4.3.5 水声信号的光纤 DSPI 检测	79
4.3.6 水声信号的偏振干涉检测	84
4.3.7 天然气管道和油库的压力智能检测系统	87
4.4 萨格纳克(Sagnac)干涉测量	89
4.4.1 一种 Sagnac 电流传感器	89
4.4.2 光纤陀螺仪	91
4.4.3 组合晶体光纤陀螺	95
4.4.4 天然气管道泄漏检测定位系统	97
4.5 法布里-帕罗(Fabry-Perot)干涉测量	99
4.5.1 应变传感器	99
4.5.2 温度传感器	102
4.5.3 双干涉式微位移测量	106
4.5.4 声发射传感器	109
4.5.5 加速度传感器	113
4.5.6 F-P 微弱磁场传感器	116
4.6 杨氏干涉激光谱线线宽的测量	119
4.7 速度干涉仪测量光纤长度	120
第5章 光纤光栅传感器	123
5.1 引言	123

5.1.1 Bragg 光纤光栅传感器	123
5.1.2 “3S”系统的物理描述	125
5.1.3 “3S”系统的体系结构与技术难点	125
5.2 Bragg 光纤光栅传感器	126
5.2.1 Bragg 光纤光栅的应变特性	126
5.2.2 压力传感器	129
5.2.3 电压传感器	132
5.2.4 电流传感器	135
5.2.5 温度传感器	137
5.3 长周期光纤光栅的磁场传感器(仿真)	139
5.4 应变和温度的同时测量	143
5.5 光纤光栅传感器复用技术	146
第 6 章 光纤传感阵列	150
6.1 引 言	150
6.1.1 OFSA 结构与组阵原理	150
6.1.2 传输系统参数估算	152
6.1.3 系统实例	153
6.2 全保偏光纤水听器阵列	153
6.3 高速列车实时追踪的光纤光栅压力传感系统	155
6.4 有源波、空分复用光纤光栅传感网络	157
第 7 章 光纤干涉测量数字信号的处理和分析	161
7.1 引 言	161
7.2 确定性信号的数字式处理和分析	161
7.2.1 离散傅里叶变换	162
7.2.2 数字信号处理中存在的问题及其解决方法	168
7.2.3 快速傅里叶变换(FFT)	175
7.3 随机信号的处理与分析	186
7.3.1 均值、均方值、方差	188
7.3.2 概率密度函数	189
7.3.3 相关	191
7.3.4 功率谱密度函数(功率谱)	199
7.3.5 相干函数(凝聚函数)	205
7.3.6 倒频谱	205
7.3.7 地下水管泄漏的相关检测	206
7.4 弱信号检测的混沌模型及应用	210
7.5 波长扫描干涉仪测距的信号处理	215
7.5.1 系统结构及测量原理	215
7.5.2 干涉信号处理	215
7.6 最小二乘相位解包络方法	220
7.6.1 引 言	220

7.6.2 最小二乘法解相基本原理	221
7.6.3 实验与讨论	222
参考文献	224

第1章 绪 言

光纤传感器是20世纪70年代中期发展起来的一种新型传感器。它是激光技术和光纤通信技术发展的产物。近年来,由于半导体激光器和低损耗光纤的出现,使光纤测量技术得到了迅猛发展。

传感器(Sensor, Transducer)是完成信息获取(检测)、传输和转换的器件。光纤传感器(Optical Fibre Sensor)则是以光纤作为功能材料的传感器。经典的传感器完成的是从非电量到电量的转换,而光纤传感器完成的是从非光量到光量的转换。光纤传感器与普通的传感器相比,它们的区别是,光纤传感器以光作感知信息的载体,而不是电;用光纤传送信息,而不是导线。

光纤传感具有光纤和光学测量的特点:

- 灵敏度高。其原因是光测量以光波长为计量单位。例如,相位变化 10^{-6} rad 用现代手段可以检测到,则它对应的被测量位移的大小是 $(10^{-3} \sim 10^{-4})$ nm。
- 抗电磁干扰。其原因有二:光纤的主要材质是 SiO_2 , 是良好的绝缘体;光波与无线电波不在一个频段上,光波的波长远小于无线电波,其最长的波长小于等于 1 mm。光纤传感器可用在高压供电系统的测试,也可用在大容量电机的测试。
- 耐腐蚀, 阻燃。光路有可挠曲性,便于与计算机连接。结构简单,体积小,质量小,耗电少。

光纤传感器的基本原理包含多种调制技术,其中有强度调制、频率调制、波长调制、偏振调制和相位调制。在这众多的调制方法中,这里选择介绍相位调制,即干涉型的光纤传感器,主要是因为这种测量具有极高的灵敏度和很高的精度。

从历史上看,光干涉仪广泛应用于高分辨率的实验室测量装置。但是,一般的光干涉仪是以自由空间作光路,因此造成以下缺点而限制了它的应用:干涉仪体积大,易受空气、环境、温度、声波及振动的影响,使测量不稳定,准确度低,调整也较困难。

干涉型光纤传感器以光纤作光路,减少了干涉仪器的长臂安装和校准的困难,容易实现小型化,并且易于用中长光纤的方法使干涉光路对环境参数的响应灵敏度增加。其结果使传统的光学干涉仪从实验室走出来,成为有高机械强度和精密灵活的生产现场使用的仪表。因此相位调制是光纤传感器中最基本的传感技术,最灵敏,要求也较高,可测量的最小相位变

化为 10^{-7} rad。例如,对于真空中的光波长 $\lambda_0 = 0.83 \mu\text{m}$ 的光波,光程差 $\Delta = n_0 L = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \Delta\varphi$
$$= \frac{0.83 \times 10^{-6}}{2\pi} \times 10^{-7} \text{ m} = 1.3 \times 10^{-14} \text{ m}$$
,这相当于一个原子核的大小。可见,高精度的长度检测要用相位调制。

干涉型光纤传感器具有以下的特点:

- 有很高的检测灵敏度。可对温度为 10^{-6} rad/(m · °C)、压力为 10 rad/(m · Pa)、应变为 10^{-7} 、轴向应变为 11.4 rad/(m · μE) 进行检测。

如果检测系统可以检测 μrad (一般是这个数量级)的相位移,则每米光纤的检测灵敏度

可达到对温度为 10^{-8}°C 、对压力为 10^{-7}Pa 、对应变为 $10^{-7}\mu\epsilon$ 。

- 动态测量范围大,可达 10^{10} 。
- 探头形式多样,适用于不同的测试环境,响应速度也快。

相位调制一般与干涉测量技术并用。图 1.1.1 构成相位调制的干涉型光纤传感器,安装有极长的传感光纤,以提高仪器的灵敏度。

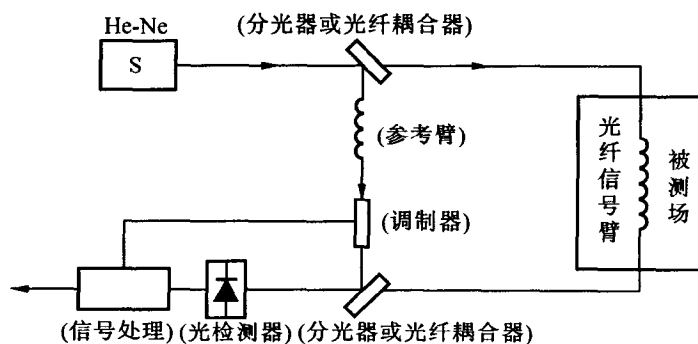


图 1.1.1 相位调制干涉型光纤传感器的基本结构

应用干涉测量的原理,光纤传感器可应用在测量精度很高的场合。例如,光纤水听器,代替原来的声纳、光纤加速度传感器、光纤温度传感器、光纤陀螺仪等。

第2章 光纤干涉测量的理论基础

2.1 引言

自从1802年,托马斯·杨(Thomas Young)首先用实验方法研究光的干涉现象以来,对光干涉的现象、本质及其应用的研究已有二百多年的历史。随着研究的不断深入,光干涉技术在物理量的测量方面有了很大的发展。本节把后续章节所必需的基本光学原理及基础知识作一介绍。现代干涉仪及其应用,都是建立在这些基础光学知识上的。

2.2 光的经典本质是光频电磁波

1860年,麦克斯韦(Maxwell)建立了经典电磁理论,把光学现象和电磁现象联系起来,指出光也是一种电磁波,即光频范围内的电磁波,从而产生了光的电磁理论。光的电磁理论是光电子学的重要基础之一。电磁理论的出发点,是反映电磁场普遍规律的方程组:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.1)$$

及媒质方程:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \\ \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.2)$$

式中 $\mathbf{E}$ ——电场强度矢量;

$\mathbf{D}$ ——电位移强度矢量;

$\mathbf{H}$ ——磁场强度矢量;

$\mathbf{B}$ ——磁感应强度矢量;

ρ ——自由电荷密度;

$\mathbf{J}$ ——自由电荷电流密度;

ϵ ——介电常数(电容率);

μ ——磁导率;

σ ——电导率;

ϵ_0, μ_0 ——真空中的介电常数和磁导率,且

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2) \text{ (F/m)}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{s}^2/\text{C}^2 \quad (\text{H/m})$$

在绝大多数的光学问题中,遇到的媒质是电介质,于是

$$\begin{cases} \rho = 0 \\ \mathbf{J} = 0 \\ \mu = 1 \end{cases}$$

因此方程(2.2.1)与方程(2.2.2)变为

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.3)$$

和

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (2.2.4)$$

式中, $\nabla = x_0 \frac{\partial}{\partial x} + y_0 \frac{\partial}{\partial y} + z_0 \frac{\partial}{\partial z}$ ——汉密尔顿(Hamilton)算符, x_0, y_0, z_0 为 x, y, z 轴单位矢量。从方程(2.2.3)和方程(2.2.4)出发,经过标准的矢量运算,可以得电磁场运动方程

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.2.5)$$

式中, $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ——拉普拉斯算符。与机械波、声波波动方程相比较:

$$\nabla^2(\quad) - \frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\quad) = 0$$

可知,式(2.2.5)实质上是电磁波动方程,而且电磁波的传播速度为

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0}} \quad (2.2.6)$$

在真空中 $\epsilon = \epsilon_0$, 并用 c 代替 v , 则

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (2.2.7)$$

代人 μ_0, ϵ_0 的值得

$$c = 2.997\,94 \times 10^8 \text{ m/s}$$

此值与实验值非常相近。麦克斯韦以此为据,提出光的电磁理论,并且预言“光是光频电磁波”。

由式(2.2.7)知

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c}{n} \quad (2.2.8)$$

介质折射率

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.2.9)$$

可见,因为 $\epsilon_r > 1$,所以总有 $v < c$ 。研究表明:(a) n 为实数,对应“透明介质”;(b) n 为复数, $n = n' + jk$ 对应“非透明介质”,式中虚部描述介质对光的吸收损耗,且 $n = n(\nu)$ 是频率 ν 的函数。因此不同频率的电磁波具有不同的传播速度,称为介质的色散效应。真空中光波长 λ_0 、光频率 ν 和光速 c 之间的基本关系是

$$c = \lambda_0 \nu \quad (2.2.10)$$

介质中

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{1}{n} \left(\frac{c}{\nu} \right) = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.2.11)$$

可见,频率不变,波长变短。

2.3 光的量子本质是光子流

麦克斯韦的电磁理论在解决光与物质相互作用(如黑体辐射)的问题,如解释光电效应时,却完全失败了。这表明,在一定的范围和条件下,认为光是光频电磁波才是正确的。而当这个范围和条件不成立时,仍然认为光是电磁波就不正确了。

20世纪初,普朗克建立了光的量子理论。光不仅是一种电磁波动,而且是一种粒子,即光是由一份一份的光量子——光子组成的,光是以速度 c 运动的光子流。

光子亦可理解为电磁场能量子,和其他基本粒子一样,具有能量、动量和质量。它的粒子属性和波动属性有内在的密切联系。粒子属性包括能量、动量、质量,波动属性包括频率、波长和偏振。

2.3.1 光子的能量 E

$$E = h\nu \quad (\text{J}) \quad (2.3.1)$$

式中 h ——普朗克常数;

ν ——光频。

可见,频率愈高,能量愈大。如, $\nu_1 = 3 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ($\lambda_1 = 1 \mu\text{m}$), $\nu_2 = 3 \times 10^{10} \text{ Hz}$ ($\lambda_2 = 1 \text{ cm}$), E 相差 1 万倍。

在无线电波段,量子性不明显,主要表现为波动性;在光频段,量子性很明显。能量单位焦耳与电子伏(eV)的换算关系为

$$1 \text{ J} = 0.624 2 \times 10^{19} \text{ eV} \quad (2.3.2)$$

则光子能量 $E = 0.624 2 \times 10^{19} h \text{ eV}$,按照光波频率和光子能量标尺,电磁波谱又可有另一种表示,如表 2.3.1。

表 2.3.1 用光子量子能量区分的电磁波谱

辐射类型	频率 /Hz	波长	量子能量 /eV
无线电波	$< 10^9$	$> 300 \text{ mm}$	$< 0.000 004$
微波	$10^9 \sim 10^{12}$	$(300 \sim 1) \text{ mm}$	$0.000 004 \sim 0.004$

表 2.3.1(续)

辐射类型	频率 /Hz	波长	量子能量 /eV
红外线	$10^{12} \sim 4.3 \times 10^{14}$	$(1\ 000 \sim 0.76)\ \mu\text{m}$	$0.004 \sim 1.7$
可见光	$4.3 \times 10^{14} \sim 5.7 \times 10^{14}$	$(0.76 \sim 0.38)\ \mu\text{m}$	$1.7 \sim 2.3$
紫外光	$5.7 \times 10^{14} \sim 10^{16}$	$(0.38 \sim 0.01)\ \mu\text{m}$	$2.3 \sim 40$
X 射线	$10^{16} \sim 10^{19}$	$(10 \sim 0.03)\ \text{nm}$	$40 \sim 4\ 000$
γ 射线	$> 10^{19}$	$< 0.03\ \text{nm}$	$> 4\ 000$

2.3.2 光子的质量 m

据 Einstein 相对论:

$$E = mc^2 \quad (2.3.3)$$

$$m = m_0 / \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (2.3.4)$$

由式(2.3.3)可见,光子的运动质量

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (2.3.5)$$

不同频率的光子质量不同,频率愈高,质量愈大。从式(2.3.5)可见,要使 m 保持有限,光子静止质量 m_0 必须为 0。这和光子以速度 c 运动的前提是一致的,因为不可能有静止的光子存在。

2.3.3 光子的动量 p

有质量 m 和运动速度 c 的粒子一定有动量,光子的动量为

$$p = |\mathbf{P}| = mc = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c} \quad (2.3.6)$$

由 $c = \lambda_0 \nu$ 知, $p = \frac{h}{\lambda_0}$, 因此光的波长减小,则光子的动量增大。考虑光子的运动方向,光子动量的矢量形式为

$$\mathbf{P} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{h}{2\pi} \mathbf{n}_0 = \hbar \mathbf{k} \quad (2.3.7)$$

式中, $\hbar = h/2\pi$; $k = |\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; k 在波动光学里称为单色波的波数, $\mathbf{k} = k\mathbf{n}_0$ 为单色波的波矢量:在波的前进方向上,单位距离产生的相位变化; $\mathbf{n}_0$ 是前进方向的单位矢量。可见,频率愈高或波长愈短的光波,其波数 k 愈大,相应的光子的动量愈大。

2.3.4 偏振态

光子具有两个独立的偏振态,有时称为两种内在自由度,对应于光波场振幅矢量的两个独立偏振方向。

2.3.5. 光子简并度 $\bar{n}$

与其他经典粒子一样,光子的运动状态完全由其坐标 (x, y, z) 和动量 (p_x, p_y, p_z) 确定。但光子作为微观粒子,与经典粒子的根本区别在于:光子的运动受量子力学的测不准关系制约。位置测得越准,动量就越测不准。如果限制光子的三维运动,则测不准关系为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \leq h^3$$

描述三维运动粒子运动状态的空间,称六维相空间。在六维相空间中,一个光子状态所占有的相空间元为 h^3 ,称为相格。相格是相空间中用任何实验所能区分的最小尺度。

光子的某一运动状态,只能定域在一个相格中,但不能确定它在相格内部的对应位置。

因此,处于同一相格内的光子具有相同的运动状态,或者说,同一相格中的光子是不可区分的。同一相格中(同一运动状态中)的光子平均数目,定义为光子简并度。一般光源发出的光,其光子简并度 $\bar{n} \ll 1$,而激光器发出的光,其光子简并度 $\bar{n} \gg 1$ 。这说明普通光源在很宽的频率范围以及全空间方位上发光,因而光分布在大量的光子状态中。即使光的总能量比较大,但平均到一个光子状态中的光子数目却微乎其微了。

相反,激光器只在特定的方向上和特定的频率上发光,因而光子分布在少数甚至单一的光子状态中。即使总的光能量不比普通光源大,但平均到一个光子状态中的光子数目却很巨大。

激光正是以这一特性,把光学和无线电波电子学紧密联系在一起,产生了现代光电子学。因为无线电也是量子(电磁场量子)简并度 $\bar{n} \gg 1$ 的,而一个电火花所发射的辐射却是 $\bar{n} \ll 1$ 的。

2.4 光的干涉

光的叠加原理表现在驻波现象和光的干涉。驻波是两列频率相同,振动方向相同,但传播方向相反的波叠加产生的。

驻波的特点是,在驻波中,波的强度在空间中有一个稳定的分布,有明显的波节和波腹。如同水波一样,光波也能产生驻波,但更一般的情况是在一定条件下形成光的干涉。

那么,什么是光的干涉呢?满足一定条件的两束光叠加时,在叠加区域光的强度或明暗有稳定的分布,这种现象叫光的干涉。本节将介绍干涉的条件和明暗条纹分布的规律。这些规律对于其他种类的波,如机械波、物质波也同样成立。

托马斯·杨在1801年做成功了一个判定光的性质的关键性实验——光的干涉实验。用 S_1 、 S_2 两个点光源,发出的光波在右方叠加,在叠加区放一白屏,就能看到白屏上有等距离明暗相间的条纹出现。这种现象只能由光是一种波动来解释,杨还由此测出了光的波长。

杨氏双缝干涉实验如图2.4.1所示,用双缝代替原二个点光源。其中, S 为一线光源,其长度方向与纸面垂直,发出单色光,波长 λ 。 G 为遮光屏,开有二条平行狭缝 S_1 和 S_2 , S_1 、 S_2 与光源 S 等远, S_1 与 S_2 距离为 d ; H 为白屏,与 G 平行,距离为 D , $D \gg d$, $D \approx 1\text{ m}$, $d \approx 10^{-4}\text{ m}$ 。由实验知,由光源 S 发出的光的波阵面同时到达 S_1 和 S_2 。通过 S_1 和 S_2 的光将发生衍射而叠加在一起。因为 S_1 和 S_2 是由 S 发出的同一波阵面的两部分,所以这种产生干涉的方法叫做分波阵面法。

下面利用叠加原理来分析双缝干涉实验中光的强度分布。

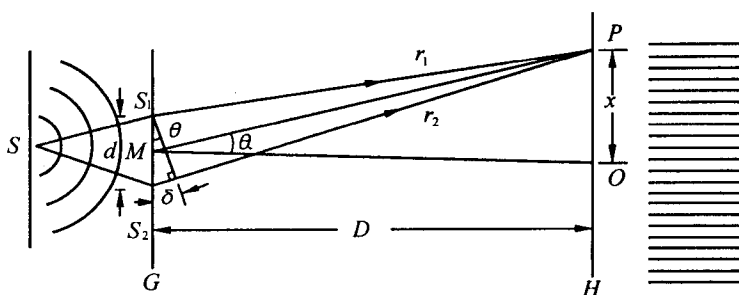


图 2.4.1 杨氏双缝干涉实验

由图 2.4.1 可知, S 与 S_1 、 S_2 等距, 因此 S_1 和 S_2 是两个同相波源。在 P 点处, 波程差为

$$\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta \quad (2.4.1)$$

式中 θ 为 P 点的角位移(很小)。

根据同方向振动叠加的规律, 当从 S_1 和 S_2 到 P 点时, 光的波程差

$$\delta = d \sin \theta = \pm k \lambda, k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.4.2)$$

亦即从 S_1 和 S_2 发出的光到达 P 点的相差为

$$\Delta \varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2k\pi, k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.4.3)$$

两束光在 P 点的合振幅最大, 因而光强大, 从而形成明亮条纹。这种合成振幅最大的相加称相长干涉。式(2.4.2) 给出明条纹中心的角位移 θ , 其中 k 称明条纹的级次。

$k = 0$ 的明条纹, 称零级明条纹或中央明条纹;

$k = 1$ 的明条纹, 称第 1 级明条纹;

$k = 2$ 的明条纹, 称第 2 级明条纹;

$\vdots$

当从 S_1 和 S_2 到 P 点的波程差为

$$\delta = d \sin \theta = \pm (2k - 1) \frac{\lambda}{2}, k = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4.4)$$

亦即 P 点两束光的相差为

$$\Delta \delta = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \pm (2k - 1)\pi, k = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4.5)$$

时, 叠加后的合振幅最小, 强度最小而形成暗纹。这种叠加称相消干涉。

式(2.4.4) 给出暗纹的中心角位移, 而 k 为暗纹的级次。波程差 δ 为其他值的各点, 光强介于最明和最暗之间。实验可见, 屏 H 上有稳定分布的明暗相间的条纹。中央——零级明纹; 两侧——对称分布较高级次的明暗相间的条纹。那么, 两明纹或暗纹间的距离 Δx 是多少? 进而光波长 λ 是多少? 若以 x 表示 P 点在屏 H 上的位置, 则由图 2.4.1 可得它与角位移的关系为 $x = D \tan \theta$ 。因当 θ 很小时, $\tan \theta \approx \sin \theta$, 故 $x \approx D \sin \theta$ 。

对于明纹, 由式(2.4.2)

$$\sin \theta = \pm \frac{k\lambda}{d}, k = 0, 1, 2, \dots$$

则明纹中心位置为

$$x = \pm k \frac{D}{d} \lambda, k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.4.6)$$

对于暗纹,由式(2.4.4)

$$\sin \theta = \pm (2k - 1) \frac{\lambda}{2d} \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

则暗纹中心位置为

$$x = \pm k(2k - 1) \frac{D}{2d} \lambda, k = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4.7)$$

由式(2.4.6)和式(2.4.7)可见,相邻明纹或暗纹间的距离都是

$$\Delta x = \frac{D}{d} \lambda \quad (2.4.8)$$

则由实验测得的 Δx 值及 D 、 d 的值,可求出光波长 λ 。若要更仔细地考虑屏 H 上的光强分布,则需要利用振动合成的规律。设 A 为光振动在 P 点的合振幅, A_1 、 A_2 分别表示单独由 S_1 和 S_2 在 P 点引起的光振动的振幅。因为两振动方向相同,所以有 $A = A_1 + A_2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta \varphi$, 式中 $\Delta \varphi$ 为两分振动的相差。由于光的强度正比于振幅的平方,因此在 P 点的光强

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi \quad (2.4.9)$$

为了表示条纹的明显程度,引入衬比度的概念。以 V 表示衬比度,则定义

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.4.10)$$

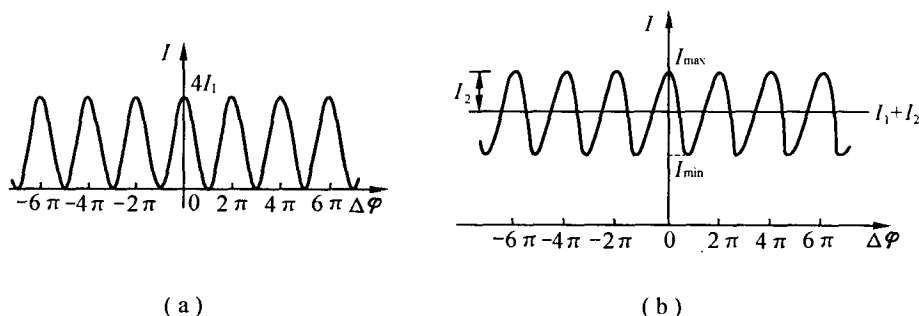


图 2.4.2 双缝干涉的分布

若 $I_1 = I_2$, 当 $\Delta \varphi = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ 时, 明纹最亮处的光强 $I = I_{\max} = 4I_1$; 当 $\Delta \varphi = \pm \pi, \pm 3\pi, \dots$ 时, 明纹最暗处的光强 $I = I_{\min} = 0$ 。这种情况下, $V = 1$, 条纹明暗对比鲜明, 如图 2.4.2(a)。若 $I_1 \neq I_2$, $I_{\min} \neq 0$, $V < 1$, 条纹明暗对比差, 如图 2.4.2(b)。为利于观测, 应力求使相干光在各处的光强相等。以上讨论的是单色光的双缝干涉。那么, 光源是白光又会怎样呢? 在中央处, 中央明纹的中部, 因各色光重合, 显示为白色。因为两明纹(或暗纹)的间距为 $\Delta x = \frac{D}{d} \lambda$, 所以对应不同的波长 $\lambda_1, \lambda_2, \dots$, 间距 $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots$ 也将不同, 即它们的极大值将错开, 而变为彩色, 并且各种颜色级次较高的条纹将发生重叠, 以致模糊一片, 分不清条纹。白光干涉条纹的这一特点, 在干涉测量中可用来判断是否出现了零级条纹。

例 2-1 用白光作光源观察双缝干涉。设缝间距为 d , 试求能观察到的清晰可见光谱的