

现代光测力学

戴福隆 方萃长 刘先龙
金观昌 刘宝琛 蔺书田 编著



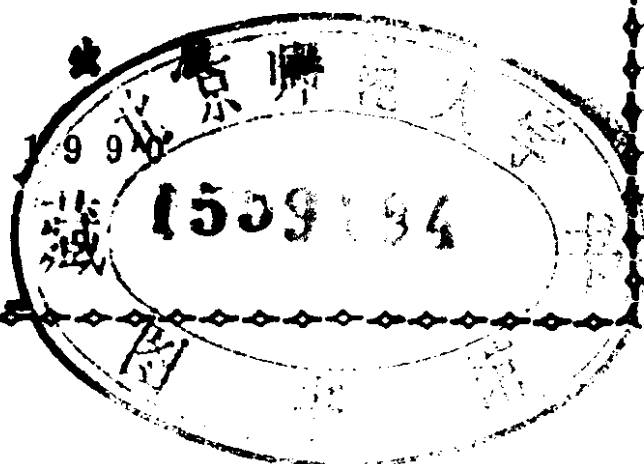
科学出版社

现代光测力学

戴福隆 方萃长 刘先龙 编著
金观昌 刘宝琛 蔺书田

J41/39/21

科学出版社



内 容 简 介

本书主要介绍现代光学在固体力学实验方面的研究和应用, 包括全息干涉、全息光弹性、激光散光法、散斑干涉法、云纹法和云纹干涉法等, 是一本既反映国外最新进展又反映国内目前的水平和工作的较系统的著作。

本书可作为高等学校力学专业高年级和研究生的教材, 也可供有关固体力学、机械强度及工程结构方面的技术人员、研究人员、教学人员参考。

现 代 光 测 力 学

戴福隆 方萃长 刘先龙 编著
金观昌 刘宝琛 蔺书田

责任编辑 朴玉芬 李成香

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码: 100707

中国科学院科技印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1990年10月第 一 版 开本: 850×1168 1/32

1990年10月第一次印刷 印张: 14 1/4

印数: 0001—1 100 字数: 370 000

ISBN7-03-001623-8/O·324

定价: 17.10元

前 言

光测力学 (Photomechanics) 这一术语是由杜瑞利 (A. J. Durelli) 1965 年在《光测力学导论》一书中最早提出的。顾名思义, 光测力学是用光学的方法和技术进行力学测量的一门实验科学。它是在经典光测弹性 (简称光弹性) 力学的基础上扩充和发展起来的, 正如实验力学是在实验应力分析的基础上扩展起来的一样。因此, 光测力学也和实验力学一样, 是以测量固体的应力、应变、位移为其主要研究对象的。当然, 这并不排斥某些光测力学方法也可以在流体力学实验中获得有效的应用。

经典的光测弹性力学是以 1816 年布儒斯特 (D. Brewster) 发现某些透明的、光学各向同性的固体受力时具有暂时双折射效应这一性能为开端的。1841 年纽曼 (F. E. Neumann) 建立了以主应变形式表达的应变光性定律。1852 年马克斯威尔 (C. Maxwell) 也独立地建立了主应力和主折射率之间的定量关系, 即应力-光性定律。纽曼和马克斯威尔为光测弹性力学奠定了理论基础。1920 年以后, 柯克 (E. G. Coker) 进行了大量的研究工作, 发表了一系列开创性的论文。后来经柯克和菲隆 (L. N. G. Filon) 整理汇编为《光测弹性力学》一书, 于 1931 年出版。这是一本从理论和实验上都作了系统论述的最早的光测力学著作, 它标志着光测力学这一学科的形成。1938 年由赫腾尼 (M. Hetenyi) 发展起来的冻结应力切片法为三维光弹性应力分析建立了基础。1939 年威勒 (R. Weller) 首次提出用散光法分析三维光弹性模型内部的应力, 为三维光弹性应力分析开辟了一个具有发展潜力的途径。当前, 光测弹性力学已获得很大发展, 并已广泛而有效地应用于各个生产领域, 成为工程设计、强度分析的重要方法之一。

云纹法 (Moiré Method) 是另一个比较成熟的光测力学方

法“云纹”一词来源于两层重叠的丝绸所显现的明暗相间的条纹图案。将两块明暗相间的、较密的格栅重叠在一起,当其中的一块有了变形或位移时,两组格栅之间产生几何图形的干涉而形成云纹条纹。根据条纹的多少和疏密便可确定变形格栅的位移和应变。云纹现象虽然早已被人们看到,但直到1945年才由托伦纳(D. Tollenaar)作出定量的几何分析,并于1948年由威勒和谢帕德(B. Shepard)首先用于位移测量;1952年由卡哲(J. K. Kaczer)和克罗帕(F. Kroupa)首次用来确定应变。1954年丹特(M. Dantu)用位移分量解释云纹图,把云纹条纹和弹性理论联系起来,在用云纹法进行应变分析方面作出了贡献。50年代至60年代期间,经过杜瑞利、波斯特(D. Post)、谢莫瑞拉(C. Sciammarella)等人的努力,云纹法已日趋完善,并有了日益广泛的应用。这一方法不仅可用于面内位移和应变测量,还可以测量面外位移和斜率;不仅可用于强度、刚度和振动分析,还可用于生物力学和医学。1970年,杜瑞利和帕克斯(V. J. Parks)对云纹法的理论、技术和应用进行了系统和全面的总结,发表在《云纹应变分析》一书中。

近20年来,以激光技术为基础的现代光学的发展大大促进了光测力学的发展,扩展了光测力学的研究领域和应用领域,并开始形成了以现代光学方法在力学测量中的应用为其主要研究内容的现代光测力学领域。

全息干涉法是现代光学的一个重要内容,也是现代光测力学的主要方法之一。1948年盖伯(D. Gabor)在他的“一种新的显微镜原理”一文中阐述了利用双光束干涉法获得全息图的原理,这种全息图记录了物光光波波前的振幅和位相,并可通过波前再现技术显现原物件逼真的三维像,简称两步成像法。但是,由于当时没有相干光源,这种方法还不可能实现。直到1960年激光器的出现为全息照相提供了具有很好相干性的光源,全息照相才可能成为现实。1962年利思(E. N. Leith)利用激光器获得了第一张成功的全息图。1965年鲍威尔(P. L. Powell)和斯蒂森(K. •

A. Stetson) 用两次曝光记录物体变形和变形后的物光波前,并同时再现,使变形前后的物光波前相干涉以获得反映物体位移的干涉条纹,首次将全息干涉法应用于力学测量.此后,索利德(J. E. Sollid),布赖尔斯(J. D. Briers)等人相继对全息干涉法测量三维位移场给出了测量和定量分析方法.由于全息干涉法具有高灵敏度、非接触和全场测量的优点,它已成为振动分析、无损检测和三维位移场测量的有效手段.

全息干涉法可以通过测量物体变形前后物光光程的变化获取位移信息,同样它也可以通过测量透明材料受力前后折射率的变化来获取应力信息.1968年富尔涅(M. E. Fourny)和哈万列辛(J. D. Hovanesian)将全息干涉法用于透明材料模型的应力测量中,不仅获得了反映主应力差值的等差线干涉条纹,还获得了反映主应力和的等和线干涉条纹.由此,便可以很方便地解得主应力,避免了普通光弹性切力差法的繁琐观测和计算,为光弹性应力分析提供了一个新的方法——全息光弹性法.目前,用这一方法求解平面应力问题已日趋成熟,三维应力分析的全息光弹性法也已取得成功,并获得初步应用.

用一束激光照射物体粗糙表面,在其前方会产生一空间散斑场,这个物理现象早已被人们发现.在全息照相中,散斑现象作为噪声降低了全息图的质量,是一个不利因素.1968年阿其伯德(E. Archbold)和艾那斯(A. E. Ennos)最先提出利用散斑现象测量物体表面的位移,并对散斑计量方法的理论作出了贡献.在此后的十几年内,散斑测量方法在实验力学领域有了很大发展.林德茨(J. A. Leendertz)用双光束散斑干涉法测量面内位移;姜复本(F. P. Chiang)对单光束散斑照相法作出了完整的理论分析,并提出了多孔径记录散斑的方法;洪友仁(Y. Y. Hung)用错位散斑干涉法获得了位移导数场;富尔涅用散光散斑干涉法获得了透明物体内部的位移场.此外,福尔诺(C. Forno)还提出用非相干光照明的白光散斑法测量面内位移场.由于散斑测量方法具有设备简单、非接触测量、全场记录,并有较高灵敏度等优点,它

已成为实验应力分析的一个新的重要手段，在无损检测、振动分析、应力测量、断裂力学等方面获得了有效的应用。

现代光学和实验力学的结合不仅使光测力学产生了新的研究和应用领域，而且使传统的光测力学方法有了新的发展。激光技术在散光光弹性方法中的应用，使散光光弹性法获得新的生命力，并取得新的进展。目前，激光散光光弹性法已成为解决三维应力分析问题的一个有效手段。傅里叶光学在光测力学领域的应用使传统的光测力学方法增添了新的理论和技术，并取得了新的突破。例如，用傅里叶光学信息处理系统分析云纹图案，使云纹法的灵敏度大为提高，并在测量方法上有了创新。

近几年来，由于高密度光栅技术的发展和應用，又为现代光测力学开拓了一个新的研究领域。波斯特等人将栅线密度高达600—2400线/毫米的位相型光栅复制在试件表面，并用双光束干涉光路系统测取试件表面的面内位移场和应变场，其灵敏度达到波长量级，比传统的云纹法提高30—120倍。虽然这个方法和传统云纹法有某些相似之处，而被命名为云纹干涉法，但严格地说，它的基本理论和方法与云纹法并不属一个体系。相反，倒是和散斑干涉法、全息干涉法在本质上有相通之处，因而理应单列一章予以介绍。

当前，现代光测力学的发展有两个显著特点：第一个特点是现代光学的最新成果不断地为光测力学提供并注入新的血液，使现代光测力学不断获得新的活力，不断开拓新的研究和应用领域。几乎可以说，现代光学的每一个重大进展都为光测力学的发展提供了新的动力。同样，光测力学也为现代光学的发展提供了一块肥沃的土壤。由此可见，正是光学和力学这两门学科的交叉和结合才为光测力学开拓了广阔的发展前景。第二个特点是各种光测力学方法之间的互相渗透和结合。全息干涉法和光弹性法结合产生了全息光弹性法；将云纹的概念运用于全息干涉法位移测量产生了全息云纹干涉法；散光法和散斑干涉法相结合产生了散光散斑干涉。这种结合和渗透的目的在于发挥不同方法的优点和

长处,弥补各自的缺点和不足.

本书的主要内容为近 20 年 来 在光测力学领域中出现的新方法、新技术,其中也包括了作者的若干研究成果.个别专题由于系统性和延续性的要求,对传统的方法也作了必要的阐述.

作者们认为,本书的读者已具备固体力学的基本知识,但对物理光学了解不多,因而在第一章中较系统而简要地介绍了物理光学的有关基础知识,而对弹性力学的有关理论则未叙述.第二章和第三章为全息照相原理和实验技术及其在位移测量振动分析中的应用;第四章和第五章为全息光弹性法和激光散光光弹性法;第六章为散斑测量;第七章和第八章为云纹法和云纹干涉法.

本书可作为高等学校力学专业高年级学生和研究生的教材,可供有关固体力学、机械强度、工程结构方面的技术人员、研究人员、教学人员参考,也可供光学专业有关人员参考.

本书的前言、第四章、第八章由戴福隆撰写;第一章由蔺书田、刘先龙撰写;第二章、第三章由金观昌撰写;第五章由刘先龙撰写;第六章由刘宝琛撰写;第七章由方萃长撰写.全书由戴福隆主编和统校.

由于作者们的水平有限,书中难免会有不少缺点和错误,恳切希望读者批评指正.

戴福隆

1989年6月

目 录

前 言

第一章 物理光学基础..... (1)

§ 1.1 光波..... (1)

§ 1.2 光波的叠加..... (6)

§ 1.3 光波的干涉..... (10)

§ 1.4 光波产生干涉的条件..... (11)

§ 1.5 杨氏干涉实验..... (12)

§ 1.6 空间相干性..... (14)

§ 1.7 相干长度和相干时间..... (16)

§ 1.8 光的衍射, 惠更斯-菲涅耳原理, 基尔霍夫衍射
公式..... (18)

§ 1.9 菲涅耳衍射和夫琅和费衍射..... (20)

§ 1.10 狭缝衍射..... (25)

§ 1.11 矩形孔的远场衍射..... (32)

§ 1.12 圆孔的衍射..... (34)

§ 1.13 光的空间频率..... (37)

§ 1.14 傅里叶变换及其性质..... (40)

§ 1.15 透镜的傅里叶变换特性..... (48)

§ 1.16 空间滤波器及其应用..... (54)

§ 1.17 相干成像系统的频谱分析及其相干传递函数
(CTF)..... (62)

§ 1.18 非相干成像系统的频率响应及其光学传递函数
(OTF)..... (72)

§ 1.19 光学系统的分辨率..... (81)

§ 1.20 光的偏振..... (83)

参考文献..... (88)

第二章 全息照相原理及实验技术..... (89)

§ 2.1	前言	(89)
§ 2.2	全息照相原理和特点	(89)
§ 2.3	全息照相的分类	(92)
§ 2.4	全息照相的基本公式	(95)
§ 2.5	全息照相实验装置	(100)
§ 2.6	全息照相技术	(113)
	参考文献	(115)
第三章	全息干涉术用于变形和振动测量	(116)
§ 3.1	前言	(116)
§ 3.2	双曝光全息干涉测量	(117)
§ 3.3	单曝光(实时)全息干涉计量术	(119)
§ 3.4	夹层全息干涉术	(122)
§ 3.5	全息干涉条纹的定位	(125)
§ 3.6	条纹解释的几种方法	(129)
§ 3.7	三维位移场的定量分析	(133)
§ 3.8	位移场分析的应用	(142)
§ 3.9	全息无损检验及外差全息干涉术	(149)
§ 3.10	时间平均法和实时时间平均法全息振动分析	(152)
§ 3.11	频闪法全息振动分析	(163)
§ 3.12	参考光调制法测量振动相位	(167)
§ 3.13	动态全息照相及脉冲全息照相机	(171)
§ 3.14	双脉冲激光全息测振	(176)
§ 3.15	动态全息用于瞬态变形及应力波的传播测量	(177)
§ 3.16	旋转物体的振动测量	(181)
§ 3.17	全息干涉条纹的自动数据处理	(185)
	参考文献	(188)
第四章	全息光弹性法	(189)
§ 4.1	前言	(189)
§ 4.2	全息光弹性单曝光法	(190)
§ 4.3	全息光弹性双曝光法	(192)
§ 4.4	等和线与等差线的分离	(194)
§ 4.5	全息光弹性实时法	(203)
§ 4.6	图像全息光弹性	(205)

§ 4.7	等和线条纹级次的确定和补偿·····	(208)
§ 4.8	差载全息光弹性·····	(208)
§ 4.9	绝对光程差的测量·····	(211)
§ 4.10	平面问题应用实例·····	(214)
§ 4.11	三维全息光弹性法·····	(216)
§ 4.12	全息光弹法测定应力强度因子·····	(222)
§ 4.13	全息动态光弹性·····	(224)
	参考文献·····	(227)
第五章	激光散光光弹性法 ·····	(229)
§ 5.1	散光的性质·····	(229)
§ 5.2	平面偏振光入射·····	(231)
§ 5.3	圆偏振光入射·····	(232)
§ 5.4	应力与条纹的关系·····	(233)
§ 5.5	条纹序数的确定·····	(235)
§ 5.6	次主应力方向的确定·····	(236)
§ 5.7	散光法用于二维应力分析·····	(237)
§ 5.8	构件表面应力的测定·····	(239)
§ 5.9	受纯扭棱柱杆内应力的测定·····	(240)
§ 5.10	轴对称问题的应力测定·····	(243)
§ 5.11	一般三维问题的应力测定·····	(245)
§ 5.12	用自然光作为入射光·····	(246)
§ 5.13	激光散光光弹仪·····	(248)
	参考文献·····	(250)
第六章	散斑测量 ·····	(251)
§ 6.1	散斑场的基本性质·····	(252)
§ 6.2	散斑记录·····	(259)
§ 6.3	散斑分析·····	(262)
§ 6.4	散斑干涉在平面位移测量中的应用·····	(266)
§ 6.5	散斑干涉法测量离面位移·····	(270)
§ 6.6	散斑干涉测量物体振动·····	(273)
§ 6.7	散斑干涉法解三维应变和瞬态问题·····	(279)
§ 6.8	散斑多孔径的记录和分析·····	(283)

§ 6.9	双光束散斑干涉位移测量	(291)
§ 6.10	散斑错位干涉法	(295)
§ 6.11	白光散斑测量	(303)
§ 6.12	散斑测量的范围和精度	(315)
	参考文献	(317)
第七章	应变分析的云纹法	(320)
§ 7.1	概述	(320)
§ 7.2	形成云纹的机理, 基本型和复合型云纹	(322)
§ 7.3	减型云纹和加型云纹	(326)
§ 7.4	表示任意二维位移场的云纹图	(331)
§ 7.5	条纹的倾角和间距	(334)
§ 7.6	应变与位移间的关系	(337)
§ 7.7	测定应变场的等节云纹法	(350)
§ 7.8	由位移场确定应变场的作图求导法	(354)
§ 7.9	条纹级数的确定	(355)
§ 7.10	测定应变场的异配云纹法	(363)
§ 7.11	测定应变场的正交参考栅云纹法	(369)
§ 7.12	从位移场确定应变场的错位微分法	(378)
§ 7.13	云纹的光学信息处理	(383)
§ 7.14	影子云纹法	(392)
§ 7.15	反射云纹法	(398)
	参考文献	(403)
第八章	云纹干涉法	(404)
§ 8.1	前言	(404)
§ 8.2	衍射光栅	(404)
§ 8.3	面内位移场	(409)
§ 8.4	三维位移场	(418)
§ 8.5	应变场	(423)
§ 8.6	三维位移导数场	(432)
§ 8.7	弯曲板的曲率场	(435)
	参考文献	(440)

第一章 物理光学基础

在物理光学中,主要应用光的波动理论和傅里叶变换方法研究有关光的传播、干涉、衍射、偏振、信息处理、成像等现象中的基本规律,因此本章主要介绍波动光学和傅里叶变换的一些基础知识.

§ 1.1 光波

光波与无线电波一样,都是电磁波,只是波长比无线电波短得多. 图 1.1 为电磁波谱图. 通常所说的光学区域或光学频谱,包括紫外线、可见光和红外线,波长范围从10埃(1埃= 10^{-8} 厘米)到1毫米. 可见光的波长范围从4000埃到7600埃.

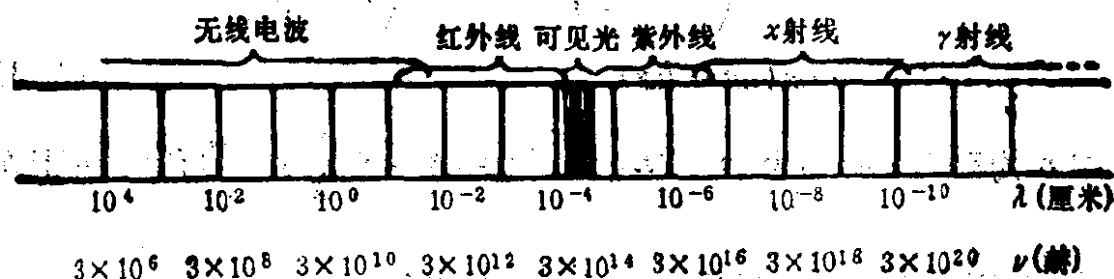


图1.1 电磁波谱图

电磁波是由周期性变化的电磁场在空间传播形成的,它是一种横波. 电磁场的电矢量 E 和磁矢量 B 垂直,它们又都与传播方向垂直. 在光与物质的作用中电矢量起主要作用,所以通常把电矢量 E 称为光矢量,把 E 振动称为光振动. 在讨论光的振动性质时,只考虑电矢量即可,而略去磁矢量 B .

由于光是电磁波,因此光振动必须满足波动方程

$$\nabla^2 E(x, y, z, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(x, y, z, t)}{\partial t^2}, \quad (1.1)$$

写成标量的形式为

$$\nabla^2 E(x, y, z, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(x, y, z, t)}{\partial t^2}, \quad (1.2)$$

式中 x, y, z 为空间坐标, t 为时间, c 为光波在真空中的速度, ∇^2 是拉普拉斯算子符号

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

对于不同形式的光波(如平面波、球面波等),除满足上面的波动方程外还必须满足它们特定的边界条件.

1. 平面光波

对于单色平面光波来说,其特征是在任一时刻它在某一平面上波的振幅和位相都是相同的.例如沿着 z 轴传播的平面波可以用下面的公式表示:

$$\begin{aligned} E &= a \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \\ &= a \cos(\omega t - kz), \end{aligned} \quad (1.3)$$

式中 a 为振幅;圆频率 $\omega = 2\pi\nu$; 时间频率 $\nu = \frac{v}{\lambda}$, v 为在介质中光的速度;周期 $T = \frac{1}{\nu}$; 波数 $k = 2\pi/\lambda$; λ 为波长.

为了运算方便起见,经常把波动公式写成复数形式 如式 (1.2) 可改写成

$$E = \operatorname{Re}\{a \exp[-i(\omega t - kz)]\},$$

式中 $i = \sqrt{-1}$, $\operatorname{Re}\{ \}$ 表示括号中复数的实数部分,在实际应用中,为简单起见,可以省去 $\operatorname{Re}\{ \}$ 而写成

$$E = a \exp[-i(\omega t - kz)]. \quad (1.4)$$

我们把 $\exp[-i\omega t]$ 称为时间位相因子, $\exp[ikz]$ 称为空间位相因子,而将振幅和空间位相因子的乘积

$$A = a \exp[ikz] \quad (1.5)$$

称为复振幅。在很多情况下我们不考虑光波随时间的变化,这样我们可以直接用复振幅表示光波,使计算更为简化。

式(1.3)和式(1.4)说明了光振动只和 z 有关,而和 x, y 无关,即垂直于 z 轴某平面上各点的振幅和位相是相同的。波的传播情形如图1.2所示。其中(a)图为垂直于 z 轴某平面上一点的

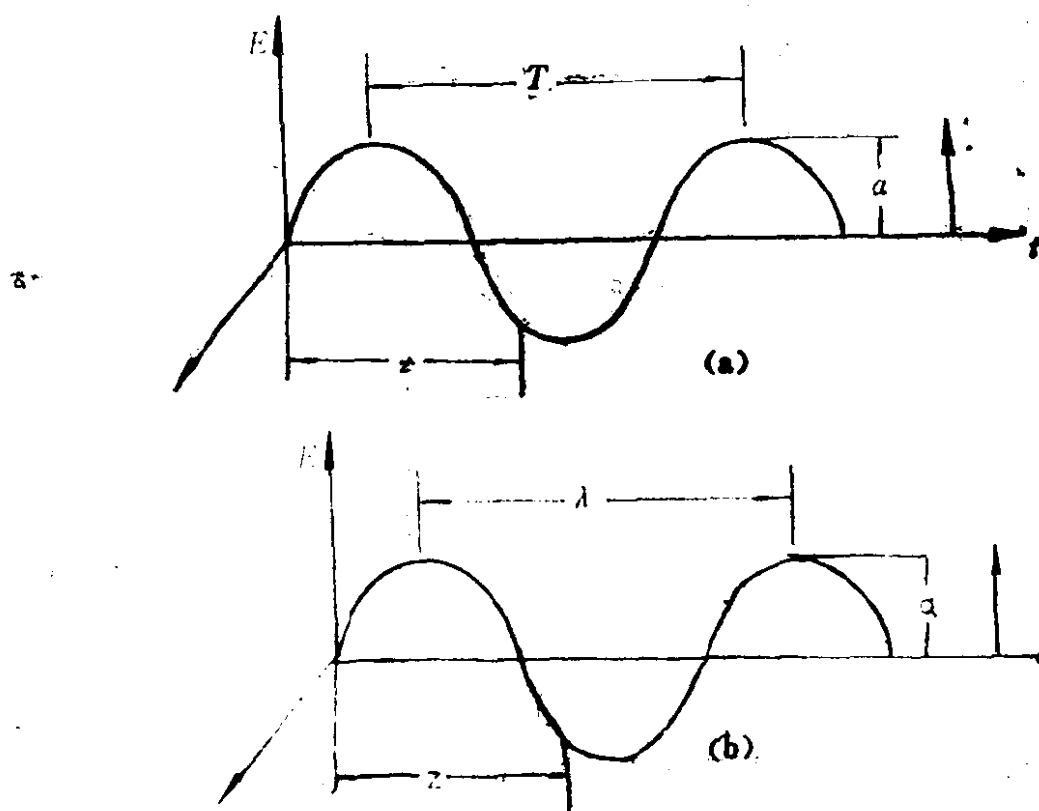


图1.2 平面单色光波的传播

振幅随时间的变化,(b)图则为在某一时刻沿 z 轴各垂直平面上振幅的大小。

图1.3为沿着 z 轴方向的等相位波阵面示意图。

在一般情况下光的传播方向是任意的。设一平面光波的波面为 Σ ,其传播方向(波面法线方向)的单位向量为 $\mathbf{n}$ (见图1.4), $\mathbf{n}$ 与坐标轴的夹角分别为 α, β, γ 。设波面 Σ 上任一点 P ,其坐标为 x, y, z ,距原点距离为 ρ ,则 ρ 在 $\mathbf{n}$ 上的投影为

$$\rho \cdot \mathbf{n} = x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma = r,$$

r 为原点至 Σ 面的垂直距离(如图1.4所示),根据(1.4)式, $\mathbf{n}$ 方向传播的平面光波可以写成

$$E = a \exp \{ -i[\omega t - k(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma)] \}$$

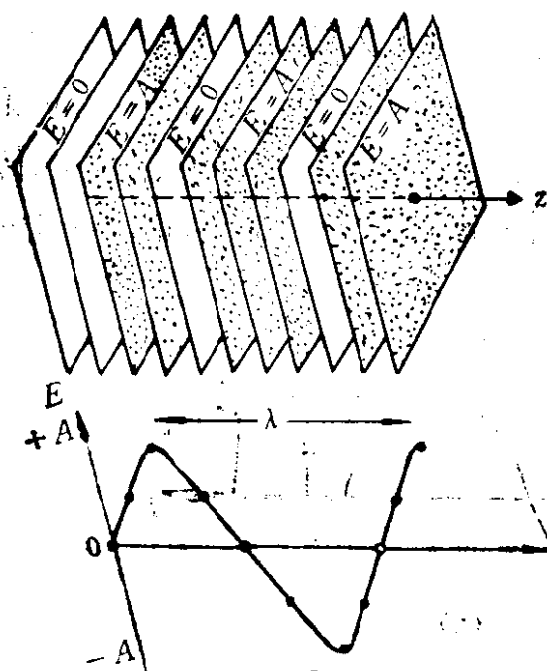


图1.3 平面单色光波等相位波阵面示意图

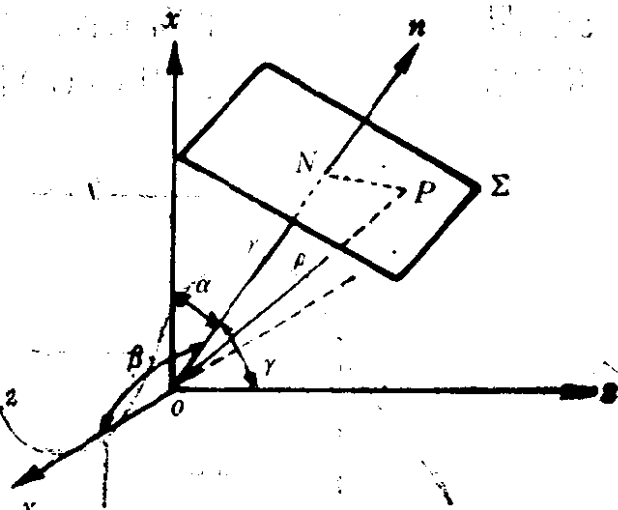


图1.4 任意方向传播的单色平面光波

$$= a \exp[-i(\omega t - kr)], \quad (1.6)$$

复振幅

$$A = a \exp[ikr].$$

这说明在距原点为 r 的 Σ 面上各点的位相与振幅均相等。

2. 球面光波

点光源发出的光波一般是以球面波的形式传播的。对于单色球面光波，其波面（或同相面）是以光源为中心的球面，光场中任一点的振幅与该点距光源的距离成反比。因此光场中任一点的光振动。根据公式(1.2)，其解可以写成

$$E = \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr),$$

或写成

$$E = \frac{a}{r} \exp[-i(\omega t - kr)], \quad (1.7)$$

复振幅

$$A = \frac{a}{r} \exp[ikr], \quad (1.8)$$

式中 r 为光场中某点与光源的距离。

图 1.5 为球面波波阵面示意图,它和平面波不同,振幅是随距离增大而逐渐减小的。球面波向外传播时,当 r 足够大,波阵面上的一个区域和平面波非常相似,正如地球上的阳光可以看成是平行光一样。

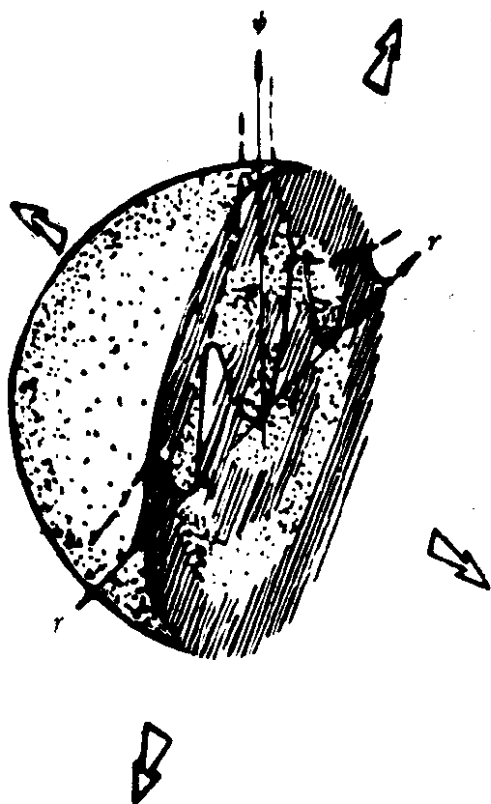


图1.5 球面光波的传播

3. 光强

在光传播的同时进行着能量的传播,在单色光场中的任一点平均能流密度 $\langle s \rangle$ 正比于该点光波振幅的平方,即

$$\langle s \rangle \propto a^2(x, y, z),$$

符号 $\langle \rangle$ 代表在远大于光振动周期的一段时间的平均值。在光学中,当只涉及比较同一媒介中各点的能量传播时,定义光强为

$$I(x, y, z) = a^2(x, y, z), \quad (1.9)$$

即只与该点的振幅有关,而与位相无关。在用复数进行计算时

$$I = A \cdot A^*, \quad (1.10)$$

A^* 为复振幅 A 的共轭复数。可以看出在平面波光场中各点的光强是一样的

$$I = a^2. \quad (1.11)$$

在球面波光场中,某点的光强为

$$I = \left(\frac{a}{r} \right)^2. \quad (1.12)$$