

光学信息处理 与全息技术

秦法顺 王正秋 李兴毅 主编



河南大学出版社

内 容 提 要

光学信息处理与全息技术

秦法顺 王正秋 李兴毅 主编

河南大学出版社

主 编 秦法顺 王正秋 李兴毅

责任编辑 姜伟林

内 容 简 介

光学信息处理和全息技术是现代光学的重要分支。本书以干涉和衍射的理论为基础,结合数学中的傅里叶变换,全面地介绍了光学信息处理和全息学的基础理论和基本技术,并对其在各个领域中的应用作了广泛的介绍。

全书共分十章:第一至四章是物理和数学基础知识;第五至七章是光学信息处理的基本理论和应用举例;第八至十章是全息技术的理论、方法和应用。

本书数学推导简明,物理图象清晰,内容丰富新颖,可作为高等师范院校物理专业高年级的选修课教材,还可供从事光学信息处理、光学全息等方面的工作人员参考。

河南大学出版社

河南大学出版社

前 言

本书共十章。第一章介绍描述波动的基本概念和基本知识。第二章阐述书中常用的数学知识,强调其与光学现象的联系,为后面熟练地应用做好准备。第三、四章分别阐述了光的衍射理论和透镜的傅里叶变换性质,为光学信息处理奠定基础。第五、六、七章介绍了光学信息处理的基本原理,并通过介绍国内外一些简明而有成效的典型实验加深对原理的理解。第八、九、十章介绍了全息术在三维显示方面的理论 and 应用,系统地阐明了制作全息图的一般问题。

全书在理论体系、内容安排和文学叙述中力求遵循循序渐进理论联系实际、内容丰富新颖、物理图象清晰的原则,也力求符合教学特点,可作为高等师范院校物理专业高年级的选修课教材,也可供从事光学信息处理、光学全息等方面的工作人员参考。

在编写过程中,作者吸收了国内外许多专家学者的研究成果;河南师范大学物理系的领导、同志给予了大力支持和帮助,在此一并致谢。

本书由秦法顺、王正秋、李兴毅同志主编。绪言、第一、二章由河南师范大学秦法顺同志执笔;第三、四章由河南大学王正秋同志执笔;第五章由河南大学王顺才同志执笔;第六、十章由洛阳大学杨延欣同志执笔;第七章由河南师范大学张现周和魏山成同志执笔;第八、九章由河南师范大学李兴毅同志执笔,最后由秦法顺和王正秋同志统稿。薛晓舟教授在百忙中审阅了全书,付出了辛勤劳动,表示感谢。

由于我们水平有限、时间又较仓促,书中存在问题在所难免,恳请广大师生和读者不吝指正,感激不尽。

编 者

1994年4月于河南

考试范围

目 录

绪 言

第一章 现代光学的基本概念 (4)

§ 1-1 波动的数学描述 (4)

§ 1-2 定态光波的复振幅 (10)

§ 1-3 平面波和球面波的复振幅 (12)

§ 1-4 波前的复振幅分布 (16)

§ 1-5 两束平行光的干涉 (18)

§ 1-6 球面波向平面波的过渡 (22)

习题 (26)

第二章 现代光学的数理基础 (29)

§ 2-1 几种常用函数 (29)

§ 2-2 卷积和相关 (34)

§ 2-3 脉冲函数及其性质 (41)

§ 2-4 傅里叶级数和空间频谱 (44)

§ 2-5 傅里叶变换及其性质 (49)

§ 2-6 可分离变量函数的傅里叶变换 (56)

附录2-1 常用傅里叶变换对 (60)

习题 (60)

第三章 光波衍射与光学变换 (62)

§ 3-1 光波衍射和惠更斯—菲涅耳原理 (62)

§ 3-2 菲涅耳—基尔霍夫衍射公式和衍射巴俾涅原理 (65)

§ 3-3 衍射系统与衍射屏函数 (68)

§ 3-4 菲涅耳衍射和夫琅和费衍射 (71)

§ 3-5 夫琅和费衍射的运算 (73)

习题 (81)

第四章	透镜的傅里叶变换性质	(83)
§ 4-1	薄透镜的相位变换函数	(83)
§ 4-2	全息透镜的衍射	(88)
§ 4-3	透镜的傅里叶变换性质	(91)
§ 4-4	透镜孔径对傅里叶变换的影响	(99)
	习题	(101)
第五章	阿贝成象原理与相衬显微镜	(103)
§ 5-1	阿贝成象原理	(103)
§ 5-2	空间滤波 阿贝一波特实验	(106)
§ 5-3	泽尼克衬比方法	(110)
§ 5-4	暗场法与纹影法	(113)
第六章	相干光图象处理	(119)
§ 6-1	相干光图象处理系统的理论分析	(119)
§ 6-2	正交栅线滤波	(122)
§ 6-3	光学图象的加减法	(128)
§ 6-4	光学图象的微分处理	(131)
§ 6-5	光学图象识别—匹配滤波器	(133)
	习题	(135)
第七章	光学图象的彩色编码和白光处理	(136)
§ 7-1	方向滤波法实现假彩色编码	(136)
§ 7-2	黑白图片的等密度假彩色编码	(138)
§ 7-3	相位调制假彩色编码	(141)
§ 7-4	彩色透明片的存贮	(144)
第八章	全息术的基本原理	(149)
§ 8-1	全息学的成象原理	(149)
§ 8-2	全息记录和再现的数学描述	(153)
§ 8-3	全息图的类型	(156)
§ 8-4	全息图的成象特性	(160)
§ 8-5	常用的全息记录介质	(167)
§ 8-6	全息底版的冲洗	(172)

习题	(176)
第九章 基本全息显示	(178)
§ 9-1 菲涅耳全息图	(178)
§ 9-2 体积全息图	(185)
§ 9-3 彩虹全息	(191)
§ 9-4 傅里叶变换全息	(196)
§ 9-5 相位全息图	(199)
习题	(202)
第十章 全息显示的应用	(204)
§ 10-1 合成全息—准三维显示	(204)
§ 10-2 肖像全息	(207)
§ 10-3 彩色全息	(209)
§ 10-4 彩虹全息图的假彩色编码	(211)
§ 10-5 模压全息	(214)
习题	(219)
参考文献	(220)

绪 言

光学信息处理与全息技术是现代光学中非常活跃的分支。目前,它们已经渗透到许多科学技术领域,并获得越来越广泛的应用。现在这个领域的内容,不仅限于利用光学现象的信息处理、信息的光学记录和显示以及与此密切相关的全息技术等内容,而且还涉及到使用电子计算机的图象处理和光学计算机等。

对于诸如图象、照片等二维分布图象的处理,当然可以通过扫描作成时间序列信号,再抽样成数字序列信号,而后由模拟计算机或数字计算机进行处理。最后,再将计算结果还原成原来的二维空间分布图象。然而,这种处理方式要经过大量的运算,其间的转换也十分麻烦。利用信息光学的手段对二维分布图象进行处理时,不必对图象进行扫描和抽样,而是利用光的透射、干涉、衍射及色散等光学原理,对二维图象直接进行运算,达到提取、识别、改善或对有用信息加彩,这种技术称为光学信息处理。由于在光学信息处理中,许多信息为并行处理,而且是对图象直接进行运算,不必再经过对图象的扫描和抽样,再者,信息的输入和输出皆以图象形式进行,所以也不需要像计算机处理那样进行图象还原,这都使处理过程大大简化。

全息照相不同于普通照相,它是一种利用激光完全地记录和重现物光波的崭新技术。一个物光波包括振幅和相位两部分。普通照相是直接记录物光波,而我们使用的感光材料只对投射在它上面的光强起反应,所以在普通照相的图片中,相位信息丢失了,图象也失去了立体感。全息照相是借助一束参考光,记录物光波与参考光的干涉图样,称为全息图。在全息图中记录了物光波的振

幅和相位,在以后的任何时刻,只要用参考光照射全息图,即可从全息图再现出物光波,使人惊奇的是再现的物光波,从各方面看恰如原来的物光波从未受过干扰而传播着,迎着光束的观察者看到好象原来的物体仍然放在那里,并且具有观察真实物体一样的光学特性,其中包括三维特性和一切正常的视差特性。

下面简要回顾它们发展的历史:1873年阿贝(E. Abbe)在显微镜成象原理的论述中,首先提出了频谱和两次衍射成象的概念,并用傅里叶变换来阐明显微镜成象的机制。波特(A. B. Porter)在1906年以一系列实验证实了阿贝成象原理。1935年泽尼克(F. Zernike)提出相衬显微镜的概念,并获得了诺贝尔奖金。1946年法国人杜斐克(P. M. Duffieux)首先运用傅里叶变换的处理方法分析光学系统并发表了他的重要著作《傅里叶变换及其在光学中的应用》。这是将通讯理论引入光学系统的开端,从此开拓了一种新的成象理论。1948年伽伯(J. D. Gabor)提出全息术原理,物理学家第一次精确地拍摄了物体的立体象。在50年代,爱里斯(P. Elias)及其同事提出光学和通讯理论规则之间的初级变换。以后,马里卡(A. Marechal)在光学处理中成功地应用相干空间滤波技术,以提高照片的质量,从而预见了光学处理在未来的发展。梅曼(T. H. Maiman)1960年发明了一种崭新的光源——激光器。它的出现震动了几乎整个科学技术界,光学的各个领域从此获得了新的生命。光学处理以应用于综合孔径雷达为标志,达到了一个新顶点。范德—拉格(Vander-Lugt)全息空间滤波器和拉曼—波恩(Lohman-Brown)计算机产生空间滤波器的发明成为光学处理应用于图象识别的重要基石。在发展电子学或相干光学和非相干光学系统间的实时联接元件中,又出现了许多新的成果。在70年代,电子数字计算机和光学模拟处理机联合以形成混合处理机的设想也被提了出来。

全息术的发展大致可以分为三个历史阶段。英国的伽伯在

1948年以后的几篇文章中首先提出全息学的原理,并且吸引了一些卓越的研究人员。到了60年代利恩(E. N. Leith)和乌帕特尼克思(J. Upatnieks)做了许多工作,加上激光器的出现,那时支持全息学的人们热情很高,而现实却远没有得到人们所期待的结果。当前的第三个阶段起源70年代中期,没有一个明确的起始日期,也没有一篇创新性的论文。本顿(S. A. Benton)的彩虹全息,克劳斯(L. Cross)的复合全息,都使全息技术向实用化前进了一步。1979年美国RCA公司为解决视频标准件的全息拷贝而提出模压全息技术,以后在美、日、英等国迅速发展,1981年日本举办了首届模压全息展览。目前许多国家都在利用模压全息技术组织商品生产。

全息技术有许多实际用途。它在军事演习中可以模拟真实目标,进行驾驶训练。医学上用X射线照片或CT断层照片制成360°合成全息图或纵向全息图,显示人体内部器官的病变。在科学教育方面,可以制作三维模型和三维挂图,开设全息展览馆和全息博物馆。印刷工业可以制作图书中的三维插图、全息邮票、全息贺年片、三维地图、信用卡和产品目录等。还可以用全息复制历史文物、制作全息首饰、全息肖像、全息风景挂图等。特别是全息在艺术上的应用更富有魅力,全息图能给出和原物大小一样、细节精美、逼真的三维图象,成为原物的最好替代物。全息图的大复制技术也正在成熟,已经走出实验室,正在走向大众化和商品化的阶段。同时,全息电影、全息电话和全息电视也被提了出来。可以预料,要不了多久全息摄影术将和今天的照相术一样普及,把人们的生活点缀得更加绚丽夺目、丰富多彩!

第一章 现代光学的基本概念

现代光学是从波动光学发展起来的,因此,这一章首先讨论处理波动现象所需要的数学方法,然后介绍球面波和平面波以及球面波向平面波过渡的知识.在讨论中,我们将广泛地利用波前概念、空间频率概念和复振幅分析方法.现代光学的一个重要特征就是将复杂的波场分解成一些简单成分——球面波和平面波,接着再将这些简单的波合成原来的波场.在分解和综合的过程中,要利用各种光学手段,对光学信息进行处理.所以,从各个角度熟悉和掌握球面波和平面波的特性对以后的学习是非常重要的.

§ 1-1 波动的数学描述

首先讨论一维波动的情况.设想有一个扰动,如图 1-1 中实线所示,能保持形状不变,并以恒定的速度 v 沿 z 轴的正方向传播.这样形成的波必定是位置坐标和时间坐标的函数,因而波函数可以写成

$$u = f(z, t). \quad (1-1)$$

波动在任意时刻(例如 $t = 0$)的形状,可以把时间取为那个时刻的值而得到.这时

$$u|_{t=0} = f(z, 0) = f(z) \quad (1-2)$$

代表 $t = 0$ 时刻波动的形状.就是图 1-1 中的实线,相当于在 $t = 0$ 时刻给波动拍下的一张照片.经过时间 t 后,波动传播一段距离 vt , 到达图 1-1 中的虚线位置.现在引入一个以速度 v 和波动一起运动的坐标系 s' . 在运动坐标系中, u 不再是时间的函数,其函数形式与(1-2)式相同,不过这里坐标是 z' , 而不再是 z , 即

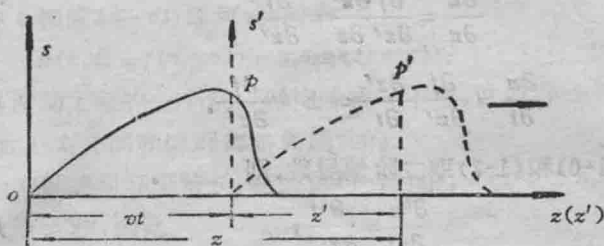


图 1-1

$$u = f(z'). \quad (1-3)$$

由图 1-1 看出, $z' = z - vt$, 于是用与固定坐标系 s 相联系的变数作自变量, 上面的方程应该写作

$$u = f(z - vt). \quad (1-4)$$

这个函数代表了一维波动函数的普遍形式. 具体地讲, 我们只要给 (1-2) 式选择一个形状, 再将其中的 z 换成 $(z - vt)$, 所得到的表达式就描述一个有既定形状以恒速 v 沿 z 轴运动着的波.

对沿 z 轴正方向传播的波, $u = f(z - vt)$, 经过 Δt 后, 波沿 z 轴运动 $v\Delta t$, 则

$$u = f[(z + v\Delta t) - v(t + \Delta t)] = f(z - vt).$$

对沿 z 轴负方向运动的波, $u = f(z + vt)$, 经过 Δt 后, 波沿 z 轴负方向传播 $v\Delta t$, 则

$$u = f[(z - v\Delta t) + v(t + \Delta t)] = f(z + vt). \quad (1-5)$$

由上面的两种情况可见, 波在运动中的确能够保持形状不变.

由公式 (1-4) 和 (1-5) 可以知道, 不管 f 是什么样的函数, 变量 z 和 t 在函数中一定作为一个整体出现, 即作为形式为 $(z \pm vt)$ 的单一的自变量出现.

利用上面的结果导出普遍形式的一维波动微分方程. 为此, 将公式 (1-4) 和 (1-5) 分别对 z 和 t 求偏导数, 并利用 $z' = z \pm vt$, 得

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial f}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial z} = \frac{\partial f}{\partial z'}, \quad (1-6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial t} = \pm v \frac{\partial f}{\partial z'}. \quad (1-7)$$

对公式(1-6)和(1-7)取二阶偏导数,则

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 f}{\partial z'^2}, \quad (1-8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\pm v \frac{\partial f}{\partial z'} \right) = \pm v \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) \\ &= \pm v \frac{\partial}{\partial z'} \left(\pm v \frac{\partial u}{\partial t} \right) = v^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z'^2}. \end{aligned} \quad (1-9)$$

将上面的两式结合起来,则得

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (1-10)$$

这就是一维的波动微分方程。根据微分方程的性质,如果两个不同的函数 u_1 和 u_2 分别是方程的解,那么 u_1 和 u_2 的线性组合便是它的普遍解,即

$$u = c_1 f_1(z - vt) + c_2 f_2(z + vt). \quad (1-11)$$

其中 c_1 和 c_2 是两个任意常数,两个函数都是二次可微的。很明显,公式(1-11)描写的是以同一速度沿 z 轴的正、负方向传播的两个波的和,但并不要求 f_1 和 f_2 有相同的形状。这就是波的叠加原理的数学意义。

任意复杂的波形都可以由简谐波的叠加合成,所以经常选取简谐波作为波方程的解。设简谐波为

$$u(z, t)|_{t=0} = f(z) = u_0 \sin kz. \quad (1-12)$$

其中 k 为一个正常数,称为传播常数, kz 的单位是弧度,正弦函数的变化范围是从 $+1$ 到 -1 ,所以 $f(z)$ 的最大值为 u_0 ,叫做波的振幅。为了把(1-12)式变成沿 z 的正方向传播的前进波,只要将

公式中的 z 换成 $(z - vt)$ 即可, 这时有

$$u(z, t) = f(z - vt) = u_0 \sin k(z - vt). \quad (1-13)$$

这显然是波动方程的一个解. 保持 z 或 t 不变, 就获得一个正弦扰动, 因此它对空间和时间都是周期性的.

因为空间周期等于波长, 在公式(1-13)中, z 改变 $\pm \lambda$, 就相当于相位改变 $\pm 2\pi$, 因此

$$u_0 \sin k[(z \pm \lambda) - vt] = u_0 \sin[k(z - vt) \pm 2\pi],$$

故有 $k\lambda = 2\pi$.

即

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1-14)$$

用完全类似的方法, 可以讨论时间的周期性. 时间周期 T 是一个完整波形通过一个固定点所需要的时间. 在公式(1-13)中, 时间改变一个周期 $\pm T$, 就等于相位改变 $\pm 2\pi$, 因此

$$u_0 \sin k[z - v(t \pm T)] = u_0 \sin[k(z - vt) \pm 2\pi],$$

故有 $kvT = 2\pi$.

又因 $kv = \omega$, 代入上式, 得

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (1-15)$$

通常将 ω 称作时间圆频率. 在光学中把常数 k 叫做空间圆频率. 比较 ω 和 k , 得到

$$\frac{\omega}{k} = v. \quad (1-16)$$

用 ω 和 k 表示(1-13)式, 则有

$$u(z, t) = u_0 \sin(kz - \omega t). \quad (1-17)$$

同理, 也可以用余弦写出沿 z 方向传播的波

$$u(z, t) = u_0 \cos(kz - \omega t),$$

或表示为下列形式

$$\begin{aligned} u(z, t) &= u_0 \cos(\omega t - kz) \\ &= u_0 \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \right] \\ &= u_0 \cos(2\pi ft - \varphi). \end{aligned} \quad (1-18)$$

其中 $\varphi = 2\pi \frac{z}{\lambda}$.

现代光学中普遍采用复数作为运算工具. 一个复数 $\bar{u}$, 可表示为

$$\bar{u} = V + jW. \quad (1-19)$$

其中 $j = \sqrt{-1}$ 叫做复数单位, 并且规定 $j^2 = -1$, $\text{Re}\{\bar{u}\} = V$, 叫做复数的实部. $\text{Im}\{\bar{u}\} = W$, 叫做复数的虚部.

用复数平面表示复数. 因为任何一个复数都可以由一个有序的实数对表示, 所以我们可以借用平面直角坐标系表示复数, 如图 1-2(a) 所示. $\bar{u} = V + jW$, 它的横坐标是 V , 纵坐标是 W . 用直角坐标表示复数的平面叫做复数平面, x 轴叫实轴, y 轴叫虚轴. 显然, 每一个复数在复数平面内只有一个对应点.

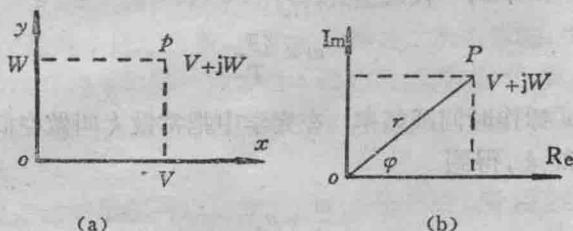


图 1-2

复数还可以用矢量表示. 在图 1-2(b)中, 联接 $\vec{OP}$ 作为一个矢量, 这个矢量与复数平面中的一个唯一的点对应, 所以可以用矢量表示复数. 这个矢量若用极坐标的矢径 r 和矢径与起始轴 (沿反时针方向转动) 的夹角 φ 表示, 则有

$$V = r \cos \varphi,$$

$$W = r \sin \varphi,$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{W}{V}.$$

将上面的关系代入(1-19)式,并应用尤拉公式

$$\cos \varphi + j \sin \varphi = e^{j\varphi}, \quad (1-20)$$

可得

$$\bar{u} = r(\cos \varphi + j \sin \varphi) = r e^{j\varphi}. \quad (1-21)$$

这就是复数的矢量表示法. 其中, r 叫做复数的模或绝对值, φ 叫做复数的幅角或周相, 它们的表示式分别为

$$r = |\bar{u}| = \sqrt{V^2 + W^2}, \quad (1-22)$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{W}{V}. \quad (1-23)$$

公式(1-21)中的实数部分和虚数部分如下

$$\operatorname{Re}\{\bar{u}\} = r \cos \varphi, \quad (1-24)$$

$$\operatorname{Im}\{\bar{u}\} = r \sin \varphi. \quad (1-25)$$

复数 $\bar{u}$ 的共轭复数用 $\bar{u}^*$ 表示, 由 $(-j)$ 代替公式中的 j 而获得, 于是 $\bar{u}$ 的共轭复数为

$$\bar{u}^* = V - jW = r e^{-j\varphi}. \quad (1-26)$$

于是又有下列关系式

$$\bar{u} + \bar{u}^* = 2V,$$

$$\bar{u} - \bar{u}^* = j2W,$$

$$\bar{u} \bar{u}^* = V^2 + W^2 = r^2 = |\bar{u}|^2.$$

任何一个物理量都具有实际的物理意义, 因而只能用实数表示物理现象. 可是, 在光学和电子学中却经常用复数表示物理量, 用复函数表示物理现象的变动过程. 因为每一个复函数都包括一个实数部分和一个虚数部分, 这两部分又都是实函数, 它们都有各自的物理意义. 例如公式(1-17)和(1-18)都表示简谐波方程. 若