

“十二五”重点图书

➡ 高等学校规划教材

现代光学 (第二版)

Modern Optics

刘继芳 忽满利 编著



西安电子科技大学出版社
<http://www.xduph.com>

内 容 简 介

本书详尽地讲解了现代光学的数学物理基础,较为全面地讨论了现代光学的主要应用和新发展。全书共分7章,前3章为现代光学的基本理论基础,在介绍了傅里叶分析方法、线性系统理论和光的衍射理论之后,应用上述理论分析了透镜的傅里叶变换特性和光学成像系统的线性特性;第4、5章较为详细地讨论了现代光学的三个重要应用——光学全息和数字全息、激光散斑以及光信息处理技术;第6、7章介绍了现代光学应用的新发展:广义傅里叶变换、小波变换及其光学实现方法。

本书可作为电子科学与技术、光信息科学与技术、光学、物理学以及应用物理等本科专业“现代光学”、“信息光学”课程的教材,也可作为光学工程、物理电子学、光学、物理学等专业研究生“现代光学”课程的教材,亦可作为相关专业教师、科技人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

现代光学/刘继芳,忽满利编著. —2版. —西安:西安电子科技大学出版社,2012.9

高等学校规划教材

ISBN 978-7-5606-2895-0

I. ①现… II. ①刘… ②忽… III. ①光学—高等学校—教材 IV. ①O43

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2012)第 173036 号

策划编辑 李惠萍 云立实

责任编辑 南 景

出版发行 西安电子科技大学出版社(西安市太白南路2号)

电 话 (029)88242885 88201467 邮 编 710071

网 址 www.xduph.com 电子邮箱 xdupfxb001@163.com

经 销 新华书店

印刷单位 陕西华沐印刷科技有限责任公司

版 次 2012年9月第2版 2012年11月第3次印刷

开 本 787毫米×1092毫米 1/16 印张 14

字 数 324千字

印 数 5001~8000册

定 价 24.00元

ISBN 978-7-5606-2895-0/O·0138

XDUP 3187002-3

* * * 如有印装问题可调换 * * *

本社图书封面为激光防伪覆膜,谨防盗版。

第 二 版 前 言

《现代光学》自 2004 年由西安电子科技大学出版社出版以来，受到了兄弟院校师生的厚爱，特别是 2006 年授权台湾新文京开发出版股份有限公司出版。

根据使用者的反馈意见以及现代光学的新发展，编者对第一版内容进行了修订。本次修订，基本保留了第一版的体系和风格，改正了一些明显存在的错误，适当增加了现代光学的新进展，如数字全息和激光散斑。

本教材由西安电子科技大学刘继芳修订第 1~3 章并统编全稿，西北大学忽满利修订第 4~7 章。由于编者水平有限，书中存在错漏在所难免，请广大读者指正。

编 者

2012 年 6 月

第一版前言

本书为光学工程、物理电子学、光学、物理学等专业研究生和光信息科学与技术、电子科学与技术等专业高年级本科生而编写。

傅里叶分析方法和线性系统理论的引入使古老的光学焕发了新的青春。随着激光的问世,光学全息、光学信息处理技术迅速发展,原来认为纯粹由电子计算机完成的各种信息处理运算均可由光学系统迅速完成。为了适应相关专业研究生和高年级本科生教学的需要,编者在长期为研究生讲授“现代光学”、为高年级本科生讲授“傅里叶光学”的基础上编写了这本教材。

本教材较系统、全面地反映了现代光学的理论基础和应用基础。主要内容分为三大部分:第一部分为现代光学的数理基础,主要阐述光波场的数学描述、空间频率的概念、傅里叶分析法和线性系统理论、光的衍射理论,并将其用于研究光学系统成像性质和频率特性;第二部分为现代光学的应用,主要讨论光学全息技术和光学信息处理技术;第三部分为现代光学的新进展,主要讲述广义傅里叶变换、小波变换和光学实现方法,以及光学小波变换在信号检测技术中的应用。

本教材各章节的编排以及章节内容的安排既注重知识之间的有机联系,又考虑各自的独立性,并配有习题,便于读者自学,也便于教师根据不同授课对象、对课程的不同要求以及学时数的多少选取适当的讲授内容。

由于编者水平有限,书中错误和缺点在所难免,敬请读者不吝指正。

刘继芳
2004年6月

目 录

第 1 章 现代光学的数学物理基础	1
1.1 光波场的复振幅描述	1
1.1.1 从几何光学到波动光学	1
1.1.2 光波场的复振幅描述	3
1.1.3 光波场中任意平面上的复振幅及其空间频率的概念	5
1.2 二维傅里叶变换与频谱函数的概念	8
1.2.1 傅里叶级数与频谱	8
1.2.2 傅里叶变换与频谱函数	12
1.3 卷积与相关	16
1.3.1 卷积的定义、性质和计算	17
1.3.2 相关的定义、性质和计算	20
1.4 现代光学中常用的函数	23
1.5 连续函数信号的离散与抽样定理	33
1.6 光波场的部分相干理论简介	36
1.6.1 互相干函数和互相干度	36
1.6.2 准单色光的干涉和互强度	38
习题一	42
第 2 章 线性系统概论	45
2.1 线性系统的基本概念	45
2.2 线性系统分析方法	47
2.2.1 线性系统对基元函数的响应	47
2.2.2 线性系统的空间域和频率域分析方法	49
2.3 复合系统的传递函数	52
习题二	53
第 3 章 傅里叶光学基础	55
3.1 光波的标量衍射理论	55
3.1.1 光衍射的数理基础	55
3.1.2 基尔霍夫衍射公式	56
3.1.3 瑞利 - 索末菲衍射公式	60
3.1.4 非单色光的衍射	62
3.2 衍射问题的频率域分析	63
3.2.1 频谱的传播效应	64
3.2.2 衍射过程的频谱分析	65

3.3 基尔霍夫衍射公式的近似	66
3.3.1 基尔霍夫衍射公式的近似处理方法	66
3.3.2 菲涅耳及夫琅和费衍射的“系统”分析	68
3.3.3 夫琅和费衍射实例	69
3.3.4 菲涅耳衍射计算	74
3.4 透镜的变换特性	79
3.4.1 透镜的相位变换特性	79
3.4.2 透镜的傅里叶变换特性	81
3.5 光学成像系统的空间变换特性	84
3.5.1 正薄透镜的成像	84
3.5.2 一般光学系统的黑箱模型及线性特性	87
3.6 光学成像系统的频率特性及其传递函数	87
3.6.1 相干成像系统的频率特性和相干传递函数	89
3.6.2 非相干成像系统的频率特性和光学传递函数	91
3.7 实际光学系统的传递函数	96
3.8 相干成像和非相干成像的比较	99
习题三	103

第4章 光学全息、数字全息的原理及激光散斑

4.1 全息记录和再现过程的基本方程	106
4.1.1 基本公式	106
4.1.2 物像关系	107
4.1.3 再现像的放大率	109
4.1.4 全息图的分类	110
4.2 傅里叶变换全息图	110
4.2.1 标准傅里叶变换全息图	110
4.2.2 准傅里叶变换全息图	113
4.2.3 无透镜傅里叶变换全息图	114
4.3 像全息图	115
4.4 彩虹全息图	117
4.5 真彩色全息图	119
4.5.1 记录彩色全息的三基色激光器	119
4.5.2 真彩色全息记录材料	121
4.5.3 真彩色全息图的记录和再现	122
4.6 相位全息图	124
4.7 体积全息图	125
4.7.1 基元体全息图的光栅结构	125
4.7.2 基元体全息图的再现	127
4.8 计算全息图简介	129
4.9 数字全息简介	132
4.9.1 数字全息的记录	132
4.9.2 数字全息的再现算法	133
4.9.3 数字全息在光学显微中的应用	135

4.10 全息技术应用	136
4.10.1 全息光学元件	136
4.10.2 全息立体显示	139
4.10.3 全息干涉计量	140
4.11 激光散斑	143
4.11.1 散斑场的统计特性	143
4.11.2 激光散斑测量技术	146
习题四	151
第 5 章 光学信息处理	153
5.1 阿贝 - 波特实验、泽尼克相衬法和空间频率滤波	153
5.1.1 阿贝 - 波特实验与二元振幅滤波器	153
5.1.2 泽尼克相衬显微镜和相位滤波器	156
5.2 相干光学处理	157
5.2.1 基本相干光处理系统	157
5.2.2 相干光学处理的应用	164
5.3 非相干光处理	169
5.3.1 基于几何成像的非相干光处理	169
5.3.2 基于几何投影的非相干光处理	171
5.4 白光信息处理	172
5.4.1 白光信息处理系统的工作原理	172
5.4.2 白光信息处理的应用	174
5.5 非线性光学处理	176
5.6 实时光电混合处理技术	180
习题五	182
第 6 章 广义傅里叶变换及其光学实现	184
6.1 广义傅里叶变换的定义及性质	184
6.1.1 广义傅里叶变换的定义	184
6.1.2 广义傅里叶变换的基本性质和运算法则	185
6.1.3 广义傅里叶变换的本征函数	187
6.2 广义傅里叶变换的光学实现方法	187
6.2.1 实现广义傅里叶变换的第一类基本光学单元	187
6.2.2 实现广义傅里叶变换的第二类基本光学单元	189
6.3 基本光学单元的组合	190
习题六	194
第 7 章 光学小波变换	196
7.1 短时傅里叶变换和 Morlet 小波变换	196
7.1.1 短时傅里叶变换	197
7.1.2 伽伯变换	198
7.1.3 Morlet 小波变换	199

7.2 小波变换的一般定义和性质	200
7.2.1 小波变换的定义	200
7.2.2 逆变换和相容性条件	201
7.2.3 小波变换的空间—频率窗和处理过程的局部化	202
7.3 实现小波变换的光学系统	204
7.3.1 一维小波变换光学系统	204
7.3.2 二维小波变换光学系统	207
7.4 光学小波变换的应用	208
习题七	211
 参考文献	 213

第1章 现代光学的数学物理基础

光波是电磁波，可由电矢量 E 和磁矢量 H 来描述，它们服从电磁场的基本理论和规律，并通过麦克斯韦方程组相互联系。由于引起生理视觉效应、光化学效应以及探测器对光频段电磁波的响应主要是电矢量 E ，因此通常把电矢量 E 称为光矢量，把电矢量 E 随时间的变化称为光振动。

一般来说，光波需要用时间、空间的矢量函数来描述。但是在很多实际应用场合，光波在各向同性介质中传播，不同偏振的光波具有相同的传播特性。因此，可采用标量波近似处理。如果所讨论的光波为平面偏振光波，则光波的电矢量可用同一直角坐标分量来表示，光波电矢量任何时刻都相互平行或反向平行，这无疑可用标量波处理；如果所讨论的光波场是非偏振光波，则光波场中任一点的电矢量都无规则地迅速变化，在有限的探测时间内，不表现特定方向的振动优势，这种情况用标量波近似处理也有效。更多的情况是接近满足上述条件，可近似用标量波处理。

1.1 光波场的复振幅描述

1.1.1 从几何光学到波动光学

几何光学是波动光学在波长趋于零的极限情况下的近似。几何光学以费马原理(可导出光的直线传播规律、反射和折射定律)为基础，采用数学中的几何方法，研究成像光学仪器的设计、像差计算与消除和成像质量改善的问题。几何光学在处理成像问题上比较简单、精确，是设计各种光学仪器的基础，因而得到广泛应用。

现在我们从几何光学过渡到波动光学。首先由费马原理知道，光从给定点 P 到 Q 将沿着两点之间的光程为极值的路线传播，即

$$\delta \int_P^Q n(x, y, z) ds = 0 \quad (1.1-1)$$

式中： $n(x, y, z)$ 为折射率。费马原理与经典力学中的哈密顿变分原理相似。按照经典力学中的哈密顿原理，质点在时间 t_1 和 t_2 之间的轨迹满足：

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = 0 \quad (1.1-2)$$

式中： L 为拉格朗日函数，它是广义坐标和广义速度的函数，而积分是在时间上进行的。与之相比，费马原理是在空间变量上进行积分的。注意到无限小弧长 ds 可写为

$$ds = [(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2]^{\frac{1}{2}} = dz[1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (1.1-3)$$

式中：“·”表示对 z 的微商。将 s 换成 z ，式(1.1-1)可改写为

$$\delta \int_p^Q n(x, y, z) [1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2]^{\frac{1}{2}} dz = 0 \quad (1.1-4)$$

由式(1.1-4)与式(1.1-2)，可以给出相应的光学拉格朗日函数定义：

$$L(x, y, \dot{x}, \dot{y}, z) = n(x, y, z) [1 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (1.1-5)$$

此处， z 可假定起着与拉格朗日力学中的时间相同的作用。与经典力学中的情况类似，我们同样能够引入哈密顿量。根据经典力学中广义动量 p 和 q 的定义：

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}}, \quad q = \frac{\partial L}{\partial \dot{y}} \quad (1.1-6)$$

将式(1.1-5)中的 L 值代入得

$$p = n \frac{dx}{ds}, \quad q = n \frac{dy}{ds} \quad (1.1-7)$$

这里， p 和 q 称为光线的方向余弦。应用光学拉格朗日函数 L 和光线的方向余弦 p 、 q ，可以定义光学哈密顿函数 H ：

$$H = p\dot{x} + q\dot{y} - L(x, y, \dot{x}, \dot{y}, z) \quad (1.1-8)$$

进一步可以将光学哈密顿函数写为

$$H = -[n^2(x, y, z) - p^2 - q^2]^{\frac{1}{2}} \quad (1.1-9)$$

现在借助经典力学过渡到量子力学的方法来说明几何光学如何过渡到波动光学。经典力学是作为量子力学在德布罗意波长趋于零的极限情况下得到的。量子力学方程可由各经典方程通过将经典理论的各变量用相应的各线性算符代替而得到。例如，经典动量在量子力学中用相应的动量算符代替，对于 x 分量，动量算符为

$$p_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \quad (1.1-10)$$

式中： $\hbar = h/(2\pi)$ ， h 是普朗克常数。类似地，在从几何光学过渡到波动光学中，利用式(1.1-7)同样可写出相应的动量算符为

$$p = \frac{\kappa}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad q = \frac{\kappa}{i} \frac{\partial}{\partial y} \quad (1.1-11)$$

式中： κ 为一未知常数，相当于量子力学中的 $\hbar$ 。 p 和 q 是两个无量纲量，所以 κ 必须具有长度的量纲。此外，在量子力学中，能量相当于算符 $i\hbar \partial/\partial t$ ；而在波动光学中，它对应为 $i\kappa \partial/\partial z$ 。应用光学哈密顿量，可以写出相应的薛定谔方程：

$$H\Psi = i\kappa \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad \text{或} \quad HH\Psi = i\kappa \frac{\partial}{\partial z} H\Psi = -\kappa^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$$

即

$$(n^2 - p^2 - q^2)\Psi = -\kappa^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \quad (1.1-12)$$

应用式(1.1-11)，式(1.1-12)变为

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial z^2} \right) \Psi + \frac{n^2}{\kappa^2} \Psi = 0 \quad (1.1-13)$$

式中： Ψ 为波函数。式(1.1-13)与标量波动方程式 $\nabla^2 \Psi + k_0^2 n^2 \Psi = 0$ 比较，能够看出 $\kappa = \lambda_0/(2\pi)$ ，其中 λ_0 是真空中波长。这样我们就由几何光学过渡到波动光学。

另一方面,量子力学中有测不准关系,注意到 p 为光线的方向余弦,这里有类似的结果 $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2 = \lambda_0/(4\pi)$ 。这可以解释为:如果 Δx 是波前的空间线度,如宽度为 d 的狭缝,光束将由于衍射而发散,其发散角度由 $\Delta x \Delta p \geq \hbar/(4\pi d)$ 决定。如果 α 是衍射光线与 z 轴的夹角,则 $p = n \sin \alpha$, 当 α 很小且 $n=1$ 时,进一步得到 $\Delta \alpha \geq \lambda_0/(4\pi d)$ 。这一结果与应用衍射理论得到的结果一致。现在就不难理解几何光学是作为量子论在 $\hbar \rightarrow 0$ 的极限这一事实,因为随着 $\hbar \rightarrow 0$ (或 $\lambda_0 \rightarrow 0$), $\Delta \alpha \rightarrow 0$, 衍射不存在,这是几何光学精确适用的极限。如果这一条件不满足,就需要采用波动光学理论来解决问题。

以下主要讨论定态光波场。满足如下性质的光波场称为定态光波场:

- (1) 光波场中各点的光振动为相同时间频率的简谐振动;
- (2) 光波场中各点光振动的振幅不随时间变化,在空间形成稳定分布。

定态光波场可用实值标量函数表示为

$$u(x, y, z; t) = u(x, y, z) \cos[2\pi\nu t - \varphi(x, y, z)] \quad (1.1-14)$$

式中: (x, y, z) 为空间一点 P 的位置坐标; ν 为光波的时间频率; $u(x, y, z)$ 为光波的振幅; $\varphi(x, y, z)$ 为光波在 P 点的初相。 ν 为常量的光波称为单色光波。虽然理想的单色光波并不存在,但是研究单色光具有实际意义,它是研究准单色光和复色光波的基础。

1.1.2 光波场的复振幅描述

为了数学运算方便,通常把光波场用复指数函数表示为

$$u(x, y, z; t) = \operatorname{Re}\{u(x, y, z)e^{-i[2\pi\nu t - \varphi(x, y, z)]}\} \quad (1.1-15)$$

为简单起见,通常又把取其实际部的符号 $\operatorname{Re}\{\}$ 略去,简写为

$$u(x, y, z; t) = u(x, y, z)e^{-i[2\pi\nu t - \varphi(x, y, z)]} \quad (1.1-16)$$

对于单色光波,式(1.1-16)中的时间因子 $e^{-i2\pi\nu t}$ 不随空间位置变化,在研究光振动的空间分布时,可将其略去。由此可引入光波复振幅的概念,定义光波的复振幅为

$$U(x, y, z) \textcircled{1} = u(x, y, z)e^{i\varphi(x, y, z)} \quad (1.1-17)$$

显然,复振幅是以振幅为模,初相为辐角的复指数函数,用来描述光波的振幅和相位随空间位置坐标的变化关系。光强随空间位置坐标的变化关系可用复振幅表示为

$$I(x, y, z) = U(x, y, z)U^*(x, y, z) \quad (1.1-18)$$

式中: U^* 为 U 的复共轭。复振幅的引入,大大方便了光学问题的研究。

光波的最基本形式是平面波、球面波和柱面波。任何复杂光波都能用这些基本光波的组合表示,以下简单讨论这些基本光波的复振幅表示。

1. 平面波

平面波的特点是:在各向同性介质中,光波场相位间隔为 2π 的等相面是垂直于传播方向的一组等间距平面,场中各点的振幅为一常量。

如图 1.1-1 所示,设平面光波沿 z 轴方向传播,观察点 P 的矢径为 r ,坐标为 (x, y, z) ,光波在坐标原点的初相为 φ_0 ,则 P 点的初相为

$$\varphi(x, y, z) = \frac{2\pi}{\lambda}z + \varphi_0 = kz + \varphi_0 \quad (1.1-19)$$

① 为了强调复振幅这一概念,全书用黑正体表示该函数。

式中: λ 为光波长; k 为波矢的大小。由于坐标原点选择的任意性, 总可使 $\varphi_0 = 0$, 因此, 沿 z 轴方向传播的平面波的复振幅可表示为

$$U(z) = u_0 e^{ikz} \quad (1.1-20)$$

可见, 相位函数 $\varphi(z) = kz$ 只随 z 变化, 与变量 x 、 y 无关。

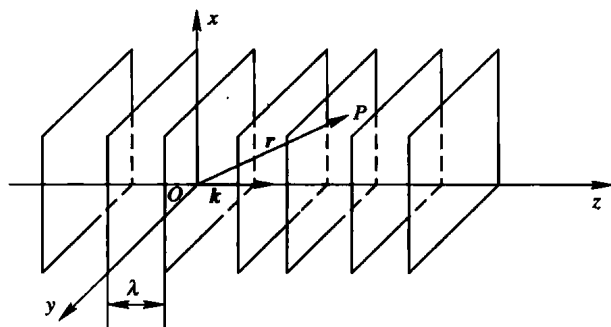


图 1.1-1 沿 z 轴传播的平面波

当平面波的传播方向不在 z 轴方向时, 用波矢 k 表示波的传播方向, 其方向余弦为 $\cos\alpha$ 、 $\cos\beta$ 、 $\cos\gamma$, 仍设观察点 P 的矢径为 r , 于是平面波的复振幅一般可表示为

$$U(r) = u_0 e^{ik \cdot r} = u_0 e^{ik(x \cos\alpha + y \cos\beta + z \cos\gamma)} \quad (1.1-21)$$

P 点的相位函数 $\varphi(x, y, z) = k(x \cos\alpha + y \cos\beta + z \cos\gamma)$ 为坐标变量的线性函数。

2. 球面波

点光源发出的光波为球面波, 其特征是: 相位间隔为 2π 的等相面是一组等间距同心球面, 光波场中各点的振幅与该点到球心的距离成反比。由于各种形状的光源都可以看做点光源的集合, 因此讨论球面波有实际意义。

若选择直角坐标系的原点与球面波中心重合, xOz 面内的波面线如图 1.1-2 所示。取 $\varphi_0 = 0$, $r = 1$ 处的振幅为 a_0 , 对于发散球面波, k 与 r 同向, $k \cdot r = kr$; 对于会聚球面波, k 与 r 反向, $k \cdot r = -kr$ 。所以球面波的复振幅为

$$U(r) = \frac{a_0}{r} e^{ik \cdot r} = \begin{cases} \frac{a_0}{r} e^{ikr} & (\text{发散}) \\ \frac{a_0}{r} e^{-ikr} & (\text{会聚}) \end{cases} \quad (1.1-22)$$

3. 柱面波

均匀无限长同步辐射的线光源发出的光波为柱面波。柱面波的特征是: 相位间隔为 2π 的等相面是一组等间距同轴柱面, 光波场中各点的振幅与该点到轴线的距离的平方根成反比。

如图 1.1-3 所示, 取线光源在一直角坐标轴上, 若

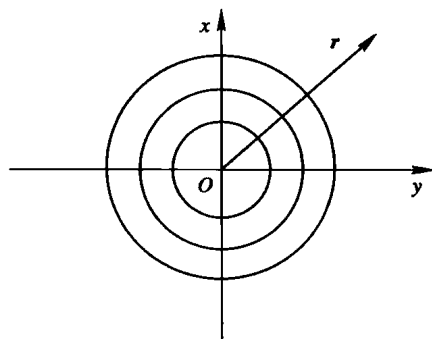


图 1.1-2 球面波示意图

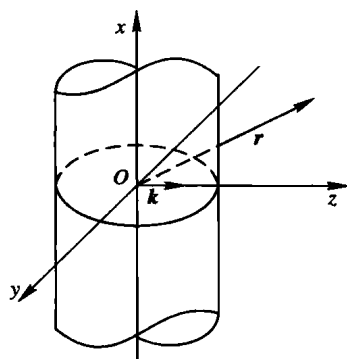


图 1.1-3 柱面波示意图

r 在 k 方向上的投影的大小为 ρ , 则柱面波的复振幅为

$$U(r) = \frac{a_0}{\sqrt{\rho}} e^{ik \cdot r} = \begin{cases} \frac{a_0}{\sqrt{\rho}} e^{ik\rho} & (\text{发散}) \\ \frac{a_0}{\sqrt{\rho}} e^{-ik\rho} & (\text{会聚}) \end{cases} \quad (1.1-23)$$

1.1.3 光波场中任意平面上的复振幅及其空间频率的概念

以上给出的光波复振幅都是三维分布形式。在光学问题中,一般选取光学系统的光轴与 z 轴重合,人们关心的是 z 取一系列常数的二维平面上的光波场分布,比如物面、像面和焦面上的光波场分布。

1. 平面光波场中任意平面上的复振幅

设观察面为 (x, y, z_1) 平面,由式(1.1-21)得到该平面上的复振幅为

$$U(x, y, z_1) = u_0 e^{ik \cdot r} = u_0 e^{ik(x \cos \alpha + y \cos \beta + z_1 \cos \gamma)} = u_0 e^{ikz_1 (1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta)^{1/2}} e^{ik(x \cos \alpha + y \cos \beta)}$$

令

$$U_0 = u_0 e^{ikz_1 (1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta)^{1/2}} \quad (1.1-24)$$

对于给定的观察面, z_1 为常量,则 U_0 也是与 x, y 无关的常量。显然 U_0 不影响该面上复振幅的相对分布。于是该观察面上的复振幅可简写为

$$U(x, y) = U_0 e^{ik(x \cos \alpha + y \cos \beta)} \quad (1.1-25)$$

考虑到参变量 z_1 取值的任意性,因此,式(1.1-25)就是与 z 轴垂直的任一平面上的光波场复振幅分布的一般形式。

2. 球面光波场中任意平面上的复振幅

这里以发散球面波为例讨论。如图 1.1-4 所示,点光源 $Q(x_0, y_0)$ 在 (x_0, y_0, z_0) 面内,观察点 $P(x, y)$ 在 (x, y, z_1) 面内,两平面间距离为 $d = z_1 - z_0$ 。 Q 到 P 的矢径为 r , z_0 到 P 的矢径为 r_0 , Q 到 z_1 的矢径为 r_1 , 这些矢径的长度分别为

$$\left. \begin{aligned} r &= [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + d^2]^{1/2} \\ r_0 &= (x^2 + y^2 + d^2)^{1/2} \\ r_1 &= (x_0^2 + y_0^2 + d^2)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-26)$$

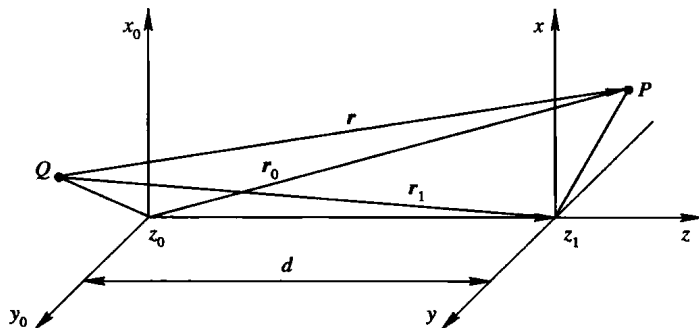


图 1.1-4 离轴发散球面波分析

根据式(1.1-22), 点光源 Q 发出的球面波在 (x, y, z_1) 面上的复振幅为

$$U(x, y) = \frac{a_0}{r} e^{ikr} \quad (1.1-27)$$

当该光波传播过程满足旁轴条件时, 点光源 Q 到 z 轴的距离和观察点 P 到 z 轴的距离都远小于光波传播距离 d , 亦即满足

$$(x_0^2 + y_0^2)^{1/2} \ll d, (x^2 + y^2)^{1/2} \ll d \quad (1.1-28)$$

可将 r_0 、 r_1 和 r 的表达式作泰勒展开, 取旁轴近似为

$$\left. \begin{aligned} r_0 &\approx d + \frac{x^2 + y^2}{2d} \\ r_1 &\approx d + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2d} \\ r &\approx d + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2d} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-29)$$

由于振幅随 r 的变化比较缓慢, 故振幅因子中的 r 可作近似: $r \approx d$, 于是得到旁轴近似条件下轴外点光源发出的球面波在 (x, y, z_1) 面上的复振幅分布的表达式为

$$U(x, y) = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2d}} = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{ik \left(\frac{x_0^2 + y_0^2}{2d} - \frac{x_0 x + y_0 y}{d} + \frac{x^2 + y^2}{2d} \right)} \quad (1.1-30)$$

如果点光源在 z 轴上, 则有 $x_0 + y_0 = 0$, 式(1.1-30)简化为

$$U(x, y) = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2d}} \quad (1.1-31)$$

由式(1.1-30)和式(1.1-31)可见, 在旁轴条件下, 球面波在任一平面上的复振幅分布函数的特征是相位因子中含有直角坐标变量的二次项, 因此将其相位因子称为二次型相位因子。

如果点光源 Q 满足远场条件, 即

$$x_0^2 + y_0^2 \ll \lambda d \quad (1.1-32)$$

则式(1.1-30)中的 $k(x_0^2 + y_0^2)/2d$ 项可以忽略, 得

$$U(x, y) = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2d}} e^{-i2\pi \left(\frac{x_0}{\lambda d} x + \frac{y_0}{\lambda d} y \right)} \quad (1.1-33)$$

如果观察点 P 的分布范围也都满足远场条件, 即

$$x^2 + y^2 \ll \lambda d \quad (1.1-34)$$

则式(1.1-33)中的 $k(x^2 + y^2)/(2d)$ 项也可以忽略, 于是式(1.1-30)进一步简化为

$$U(x, y) = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{-i2\pi \left(\frac{x_0}{\lambda d} x + \frac{y_0}{\lambda d} y \right)} \quad (1.1-35)$$

以上就是在不同近似条件下, 球面波在任一平面上的复振幅表达式。

3. 复振幅的空间频率描述

说到频率, 人们首先想到的是时间频率, 它表示特定波形在单位时间内重复的次数, 表明波在时间上的周期性。实际上, 波也具有空间周期性, 因此也可以定义空间频率, 用来表示特定波形在空间单位距离内重复的次数。与时间频率不同的是, 当我们引入空间频率的概念时, 为了同时表征波的传播方向, 一般把空间频率定义为矢量形式, 它在坐标轴

上有相应的空间频率分量,而且其分量可正可负,相应的周期也可正可负。

1) 平面波复振幅的空间频率表示

为了定量描述光波复振幅 $U(x, y)$ 的空间周期分布,引入了新物理量:空间频率 f 和空间周期 Λ ,它们在直角坐标系中对应的分量分别为 (ξ, η, ζ) 和 $(\Lambda_x, \Lambda_y, \Lambda_z)$,并把平面波在任一平面的复振幅分布表示式(1.1-25)改写为

$$U(x, y) = U_0 e^{ik(x \cos\alpha + y \cos\beta)} = U_0 e^{i2\pi(\frac{\cos\alpha}{\lambda}x + \frac{\cos\beta}{\lambda}y)} \quad (1.1-36)$$

与光波复指数表示式中随时间变化的因子 $e^{i2\pi\nu t}$ 比较可见,其空间频率的直角分量分别为

$$\xi = \frac{\cos\alpha}{\lambda}, \quad \eta = \frac{\cos\beta}{\lambda} \quad (1.1-37)$$

空间频率为

$$f = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \quad (1.1-38)$$

空间频率常用的单位是线每毫米(1/mm)。相应的空间周期分量分别为

$$\Lambda_x = \frac{\lambda}{\cos\alpha}, \quad \Lambda_y = \frac{\lambda}{\cos\beta} \quad (1.1-39)$$

空间周期为

$$\Lambda = \frac{1}{f} = \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \quad (1.1-40)$$

因此,观察平面 (x, y, z_1) 上平面波的复振幅可用空间频率表示为

$$U(x, y) = U_0 e^{i2\pi(\xi x + \eta y)} \quad (1.1-41)$$

由于 $\cos\alpha$ 和 $\cos\beta$ 是波矢量 k 相对于 x 轴和 y 轴的方向余弦,因此沿波矢量 k 方向的空间周期最小,且等于 λ 。空间频率的示意图如图 1.1-5 所示。图 1.1-5(a)为波矢量 k 取任意方向时的空间周期分量;图 1.1-5(b)为空间频率取负值的示意图。

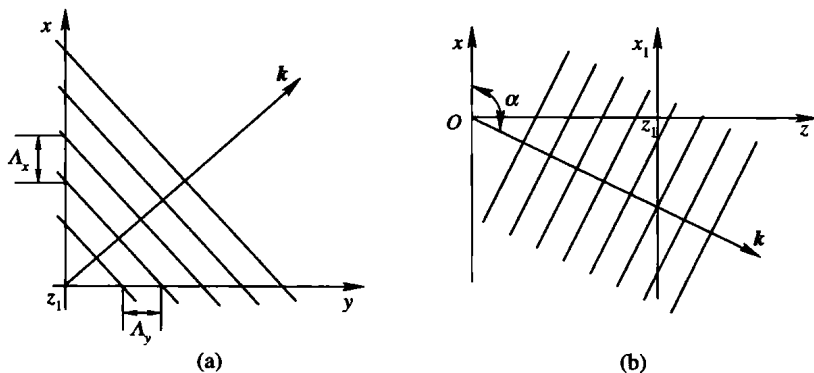


图 1.1-5 平面波的空间频率示意图

(a) k 为任意方向; (b) 空间频率分量 $\xi < 0$

2) 球面波复振幅的空间频率表示

对于球面波的复振幅,虽然其振幅 a_0/r 随空间位置坐标变化,但是它是单调变化的,无周期性可言,在一定的近似条件下,振幅 $a_0 e^{ikd}/d$ 为一常量,故无空间频率可言。对于相位,虽然在三维空间具有周期性,但在上述观察面上,即使在旁轴条件下,也含有空间坐标 (x, y) 的二次因子,如果要定义空间频率,空间频率也是随空间坐标变化的函数。

但是,当点光源的位置与观察点的分布范围都满足远场条件时,若令 r_1 对 $x(x_0)$ 轴和 $y(y_0)$ 轴的方向角分别为 α 和 β , 并注意到 r_1 是 Q 点到 z_1 点的矢径, 则有

$$\frac{x_0}{d} = -\cos\alpha, \quad \frac{y_0}{d} = -\cos\beta \quad (1.1-42)$$

代入式(1.1-35)得到球面波复振幅的空间频率表示式为

$$U(x, y) = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{i2\pi(\frac{\cos\alpha}{\lambda}x + \frac{\cos\beta}{\lambda}y)} = \frac{a_0}{d} e^{ikd} e^{i2\pi(\xi x + \eta y)} \quad (1.1-43)$$

式中: $\xi = \frac{\cos\alpha}{\lambda}$; $\eta = \frac{\cos\beta}{\lambda}$ 。

可见,当允许作上述一系列近似后,任一平面上的复振幅 $U(x, y)$ 从球面波就变成观察面上限定范围内的、具有空间频率 (ξ, η) 的一系列平面波。如图 1.1-6 所示,这是来自远处点光源的光波,在一个小的观察范围可近似看做平面波。



图 1.1-6 点光源远处的光波

1.2 二维傅里叶变换与频谱函数的概念

人们把傅里叶分析的方法引入光学,研究光的传播、干涉和衍射等现象,使古老的光学焕发了新的青春,诞生了光学的新分支。

本节介绍傅里叶级数与频谱、傅里叶变换与频谱函数。

1.2.1 傅里叶级数与频谱

1. 傅里叶级数

一个函数系 $\{\varphi_n(x)\}$ 为 $\varphi_0(x), \varphi_1(x), \dots, \varphi_n(x), \dots$, 其中每一个函数都是定义在区间 $[a, b]$ 上的实函数或实变量的复值函数, 如果它们满足:

$$\begin{cases} \int_a^b \varphi_m(x) \varphi_n^*(x) dx = 0 & (m \neq n, m, n = 0, 1, 2, \dots) \\ \int_a^b |\varphi_m(x)|^2 dx = \int_a^b \varphi_m(x) \varphi_m^*(x) dx = \lambda_m > 1 & (m = 0, 1, 2, \dots) \end{cases} \quad (1.2-1)$$

则称函数系 $\{\varphi_n(x)\}$ 在区间 $[a, b]$ 上正交, 其中 $\varphi_n^*(x)$ 是 $\varphi_n(x)$ 的复共轭函数。

如果 $\lambda_m = 1$, 则函数系 $\{\varphi_n(x)\}$ 称为标准(归一化)正交函数系。

如果在正交函数系 $\{\varphi_n(x)\}$ 之外, 不存在函数 $\psi(x)$ ($\psi(x) \neq 0$, 且 $0 < \int_a^b |\psi(x)|^2 dx < \infty$)

使以下等式成立:

$$\int_a^b \psi^*(x) \varphi_n(x) dx = 0 \quad (n = 1, 2, \dots)$$

则此函数系称为完备的正交函数系。

在数学上可以把任意函数按上述正交函数系“正交函数展开”，这种方法可以方便地解决光学中的许多问题。现代光学中常用的正交函数系很多，如傅里叶光学中的三角函数系、复指数函数系，成像理论中的勒让德多项式、泽尼克多项式，光学数字计算中的沃尔什函数系等都是这类完备的正交函数系。

在三角函数系和复指数函数系展开得到的函数项级数，就是大家熟知的傅里叶级数。它是傅里叶和欧拉分别在18世纪末和19世纪初提出的。以 l 为周期的函数 $f(x)$ 满足狄里赫利条件，在区间 $[-l/2, l/2]$ 或 $[-l/2+a, l/2+a]$ (a 为任意实常数)上可展开为如下形式的傅里叶级数：

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega x + b_n \sin n\omega x) \quad (1.2-2)$$

式中： a_n 、 b_n 为傅里叶系数，分别为

$$\begin{cases} a_n = \frac{2}{l} \int_{-l/2}^{l/2} f(x) \cos n\omega x dx & (n = 0, 1, 2, \dots) \\ b_n = \frac{2}{l} \int_{-l/2}^{l/2} f(x) \sin n\omega x dx & (n = 1, 2, \dots) \end{cases} \quad (1.2-3)$$

式中： ω 为圆频率，它与周期 l 和频率 ξ 的关系为 $\omega = 2\pi/l = 2\pi\xi$ 。

同样，函数 $f(x)$ 也可以展开为复指数形式的傅里叶级数

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{in\omega x} = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (c_n e^{in\omega x} + c_{-n} e^{-in\omega x}) \quad (1.2-4)$$

式中： c_n 为复数形式的傅里叶系数，且

$$c_n = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} f(x) e^{-in\omega x} dx \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1.2-5)$$

复系数 c_n 与 a_n 、 b_n 之间的关系为

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{a_n - ib_n}{2} = |c_n| e^{i\Phi_n} \\ c_{-n} &= \frac{a_n + ib_n}{2} = |c_{-n}| e^{i\Phi_{-n}} \end{aligned}$$

式中： $|c_n|$ 和 $|c_{-n}|$ 为复系数 c_n 和 c_{-n} 的模，且

$$|c_n| = |c_{-n}| = \frac{1}{2} \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$$

Φ_n 和 Φ_{-n} 为复系数 c_n 和 c_{-n} 的幅角，且

$$\begin{aligned} \Phi_n &= \arctan\left(-\frac{b_n}{a_n}\right) \\ \Phi_{-n} &= \arctan\left(\frac{b_n}{a_n}\right) \end{aligned}$$

所以有 $\Phi_n = -\Phi_{-n}$ 。