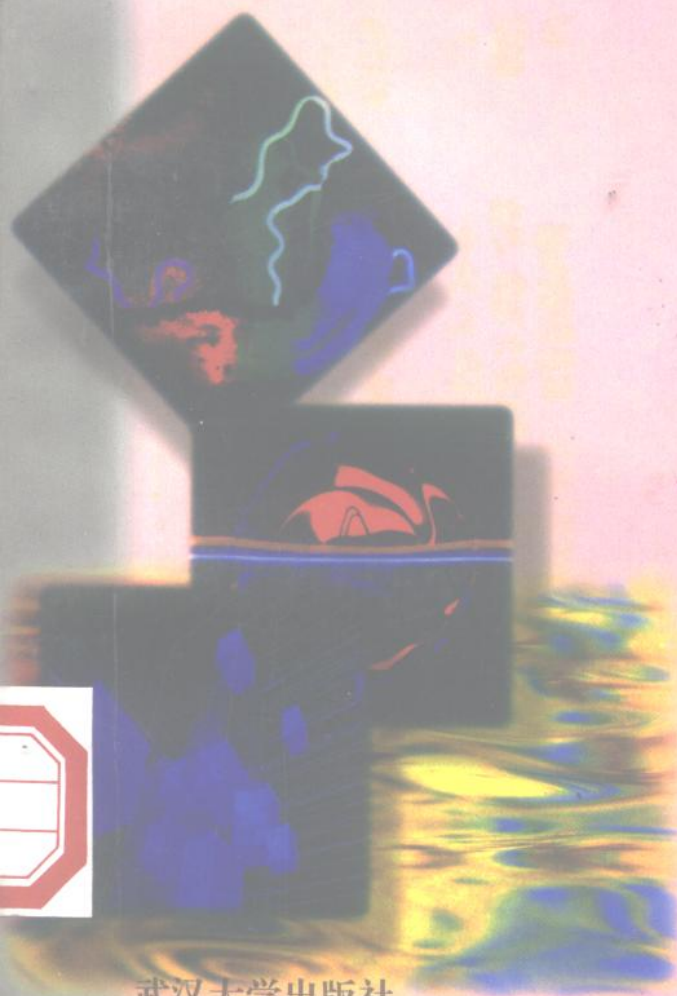


● 武汉大学本科生系列教材
● 赵江南 李吉星 韩再瑛 编

基础物理教程

(下)

(光及光电子学部分)



武汉大学出版社

基础物理教程(下)

(光及光电子学部分)

赵江南 李吉星 韩再瑛 编



武汉大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

基础物理教程(下)/赵江南,李吉星,韩再瑛编. —武汉:
武汉大学出版社, 1997. 9

ISBN 7-307-02470-5

- I 基…
- II ①赵… ②李… ③韩…
- III 物理学…教材
- IV O4

武汉大学出版社出版

(430072 武昌 珞珈山)

湖北科学技术出版社黄冈印刷厂印刷

(436100 湖北省黄冈市宝塔大道 85 号)

新华书店湖北发行所发行

1997 年 9 月第 1 版 1997 年 9 月第 1 次印刷

开本:850×1168 1/32 印张:10.25

字数:261 千字 印数:1—2000

ISBN 7-307-02470-5/O · 185 定价:11.50 元

本书如有印装质量问题,请寄承印厂调换

内 容 简 介

本书内容包含光与光电子学部分,系统地阐述了物理光学、信息光学和光电子学的基本内容,也对几何光学作了必要的描述。全书从基本概念、原理、方法出发,适当拓展光学知识范围,而又不过分地增加难度,并对光电子学领域的一些最新研究成果和发展方向作了介绍。

本书可作为非物理类专业,尤其是电子信息类专业、计算机类专业、自动控制及仪器仪表等理工科专业学生的物理教材,也可兼作普通高等学校师生的教学参考书。

目 录

引 言 光及光电子学简介	1
第一章 光波及其数学描述	3
§ 1.1 光波与光场	3
§ 1.2 光的复振幅描述	6
§ 1.3 波前	7
§ 1.4 光的横波性及其偏振态	10
习题	16
第二章 光的干涉	17
§ 2.1 波的叠加和波的干涉	17
§ 2.2 分波前干涉装置 光场的空间相干性	21
§ 2.3 分振幅干涉装置 光场的时间相干性	31
§ 2.4 多光束干涉 法布里 - 珀罗干涉仪	44
习题	51
第三章 光的衍射	56
§ 3.1 惠更斯 - 菲涅耳原理	57
§ 3.2 菲涅耳圆孔和圆屏衍射	59
§ 3.3 夫琅和费单缝衍射	68
§ 3.4 光学仪器的像分辨本领	73
§ 3.5 多缝夫琅和费衍射	78
§ 3.6 衍射光栅	84
习题	92

第四章 傅里叶光学	97
§ 4.1 数学预备	98
§ 4.2 衍射系统理论	103
§ 4.3 正弦光栅的衍射	109
§ 4.4 阿贝成像原理	117
§ 4.5 空间滤波和信息处理	121
§ 4.6 光学图像处理系统	125
习题	131
第五章 全息光学	135
§ 5.1 全息照相的获得与特点	135
§ 5.2 全息照相基本原理	137
§ 5.3 全息术的应用	142
§ 5.4 计算全息	144
习题	147
第六章 光的量子现象 激光	149
§ 6.1 热辐射现象	149
§ 6.2 光的波粒二象性	154
§ 6.3 玻尔假说和能级结构	159
§ 6.4 激光的产生	164
§ 6.5 谐振腔的作用	169
§ 6.6 激光器的类型和激光的应用	176
习题	178
第七章 光和物质的相互作用	181
§ 7.1 光在各向同性介质表面的折射和反射	181
§ 7.2 光在各向异性介质中的传播	197

§ 7.3	偏振光	207
§ 7.4	光的吸收、色散和散射	214
	习题	221
第八章 光的调制及探测		227
§ 8.1	激光调制原理	227
§ 8.2	电光调制	233
§ 8.3	其他调制方法	243
§ 8.4	光的探测	245
	习题	251
第九章 现代光电子技术		253
§ 9.1	光电池	253
§ 9.2	红外探测器	257
§ 9.3	像管	258
§ 9.4	摄像管	264
§ 9.5	电荷耦合器件 CCD	271
§ 9.6	液晶显示	276
§ 9.7	激光唱机与唱碟	281
§ 9.8	光纤通信	293
§ 9.9	静止图像通信	301
第十章 几何光学基础		304
§ 10.1	几何光学基本定律	304
§ 10.2	费马原理	307
§ 10.3	光度学基本概念	311
	习题	317
附录		319

引 言

光及光电子学简介

光学经过几百甚至上千年的发展和完善，现已成为一门比较成熟的学科，究其发展历史及发展的各个环节，可以发现其认识的艰巨性。光学在发展过程中有两个并立的学说，那就是牛顿的微粒说——光是按惯性定律沿直线飞行的微粒流，它能很好地解释光的直线传播、反射和折射定律，还有惠更斯的波动说——光是一种在特殊弹性媒质中传播的机械波，它也能解释常见的光现象，如反射和折射现象，但惠更斯认为光是纵波，必须在一种称之为“以太”的弹性媒质中传播，“以太”必须具备极小的密度和极大的弹性模量。而这种物质是不可能存在的。19世纪60年代，麦克斯韦发表了著名的电磁理论，预言了电磁波的存在，并指出光是一种电磁现象。随后发现的光电效应——粒子性，光的干涉、衍射——波动性，使得人们不得不接受这样一个事实，光是波粒二象性的统一体，在特定的条件下，有时波动性占优势，有时粒子性占优势。

光学就是研究光的传播和它与物质相互作用问题的学科，其应用非常广泛。更重要的是，光学或者光电子学对人类今后的发展将起多大的作用？很多人认为将来是计算机的时代，要在现有基础上提高计算机或电子计算机的运行速度和存贮容量已相当困难，唯一有效的途径是从根本上改变计算机的本质，使计算机对电信号的处理变为对光信号的处理，这样才能大规模提高运算速度和容量。事实上，有关光处理的器件早已问世，如光卡（类似

于磁卡的一种信用卡)、激光唱机(CD)、激光影像机、光纤、光缆、光雷达、光通讯等。作为先进计算机的代表——相干光学计算机也已诞生,并在不断完善之中,可以说信息光学方兴未艾。

现在大家都知道光是电磁波,而人能感受到的电磁波其波长仅限于 $\lambda=4000\sim 7600\text{\AA}$ 之间,称之为可见光。可见光范围内不同波长的光引起不同的颜色感觉,如下表(单位为 $\text{\AA}$):

7600 6300 6000 5700 5000 4500 4300 4000

红	橙	黄	绿	青	蓝	紫
---	---	---	---	---	---	---

$$1\text{\AA}=10^{-10}\text{m}$$

由于颜色是随波长连续变化的,故颜色的区分和界线会受到主观因素的影响。

对电磁波,我们可以如下划分:

宇宙线	γ 射线	X射线	紫外光	可见光	红外光	雷达电视	无线电广播	长波	脉冲扰动
-----	-------------	-----	-----	-----	-----	------	-------	----	------

波长由短到长,频率由高到低。

任何波长的电磁波在真空中的传播速度都是相同的,用 c 表示, $c=299792458\text{m/s}\simeq 3\times 10^8\text{m/s}$ 。

第一章 光波及其数学描述

波动是自然界中相当普遍的一类运动形式,在各个领域中无处不在。尽管各种波动的具体形态各异,其间却存在非常明显的共性,可以说它们的基本概念、原理都是相同的。但光波作为特定波段内的电磁波,其波长从宏观尺度来看非常小,加之光波的发射源是微观客体,故使它带有自己的特点。光波的特点集中地反映在研究和应用它的实验装置和仪器上,对这些仪器装置的设计及工作状态的调节,必须非常仔细,非常认真,否则,实验将无法完成,并可能出现相反的结果。光学是一门实验科学,其难点就在这里。

§ 1.1 光波与光场

一、波动概述

在力学教程中,大家都知道振动在空间的传播形成波动。波动中每点的物理状态随时间作周期性变化,而在每一瞬间波场中各点物理状态的空间分布也呈一定的周期性,所以波动具有时空双重周期性。此外,伴随着波动,还有能量的传输,这样才构成严格意义下的波动——时空周期性和能量传输。

波动可分为三种:

标量波:波场中物理状态可用标量场描述,如密度波,温度波。

矢量波:波场中物理状态可用矢量场描述,如电磁波。

张量波:波场中物理状态可用张量场描述,如弹性波,引力波。

波动的几何描述采用波阵面和波射线。波阵面又叫等相面，它是扰动的位相相等的各点的轨迹，通常为三维空间里的曲面族。能量传播的路线叫波射线，注意波阵面和波射线不一定正交。

波阵面为球面的波叫球面波，如同心光束；波阵面为平面的波叫平面波，如平行光束。任何形状的波面都可看做是点源的集合，并且任何复杂的波场都可分成为由若干球面波和平面波的组合。

二、光波

光波是极高频率的电磁波，是交变电磁场的传播。光波来源于光振动，而光振动就是传播着的电场强度和磁场强度随时间的变化。光波的传播与变化服从电磁场的麦克斯韦方程组，并可由此导出波动方程。一般来说，光波中电场和磁场是同样重要的，但在光与物质相互作用的过程中，我们发现，电场强度矢量起着直接的主导作用，磁场强度矢量的作用通常可以忽略，原因在于光波的磁作用力远小于电作用力。所以在本书以后的讨论中，就把光波的电场强度矢量称为光矢量，不再考虑磁场强度矢量的作用。

三、光场

有光波存在的区域就有光场。光波的传播引起了光场中各点的光扰动，并伴有能量在光场中的传播。

光波是横波，在空间传播的电磁波可写成如下形式：

$$\begin{cases} E(p, t) = E_0(p) \cos[\omega t - \varphi(p)] \end{cases} \quad (1.1.1)$$

$$\begin{cases} H(p, t) = H_0(p) \cos[\omega t - \varphi(p)] \end{cases} \quad (1.1.2)$$

E 、 H 分别是电场和磁场强度矢量， E_0 和 H_0 为它们的振幅分布， p 是场点位置。显然可把(1.1.1)式中的 $E(p, t)$ 看成是光矢量。

在一定的条件下，仅需考虑光波中振动矢量的某一分量，这样矢量波可作标量波处理。一般来说，光场中的标量光波可表示成：

$$U(p, t) = A(p) \cos[\omega t - \varphi(p)] \quad (1.1.3)$$

同样, p 代表场点, 函数 $A(p)$ 反映振幅的空间分布, $\varphi(p)$ 反映位相的空间分布。我们把 $U(p, t)$ 称为波函数, 式(1.1.3)称为波函数方程。

对平面波, 波函数 $U(p, t)$ 具有下列特性:

(1) $A(p)$ 是常数, 与场点 p 无关, $A(p) = a$ (a 为常数)。

(2) 位相是直角坐标的线性函数, 即

$$\varphi(p) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0 = k_x x + k_y y + k_z z + \varphi_0 \quad (1.1.4)$$

式中, 矢量 $\mathbf{k} = k_x \mathbf{i} + k_y \mathbf{j} + k_z \mathbf{k}$, 称为波矢, 大小为 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 为波长, 它的方向代表波的传播方向; r 是场点 p 的矢径; φ_0 为坐标原点的初位相。

对球面波, 波函数 $U(p, t)$ 具有下列特性:

(1) $A(p) = \frac{a}{r}$, r 是场点到振源的距离, a 为常数, 这是由能量守恒所决定的。

(2) 位相为 $\varphi(p) = kr + \varphi_0$ (1.1.5)

波矢 $\mathbf{k}$ 与矢径 $\mathbf{r}$ 方向一致。

例 1 如图 1-1 所示, 一平面简谐波沿 x 方向传播, 波长为 λ , 设 $x=0$ 点的位相为 $\varphi_0 = 0$ 。①写出沿 x 方向波的位相分布 $\varphi(x)$; ②写出沿 r 方向波的位相分布 $\varphi(r)$ 。

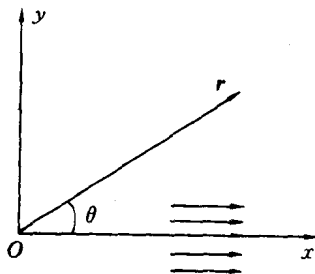


图 1-1

解 ① $\varphi(x) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0$

$$= kx = \frac{2\pi}{\lambda} x$$

② $\varphi(r) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0$

$$= k\mathbf{i} \cdot \mathbf{r} = kr \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda} r \cos \theta$$

§ 1.2 光的复振幅描述

一、一般形式

我们知道波函数

$$U(p, t) = A(p) \cos[\omega t - \varphi(p)]$$

实际上是一波动方程, ω 为波源的频率, 仅表示一频率为 ω 的单色光波在空间的传播。这种用余弦(或正弦)表示的波函数在数学运算上极为繁杂, 为此用复数运算来代替这些三角运算。

根据欧拉公式, 复指数函数 $e^{i\varphi}$ 可写成:

$$e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi \quad (1.2.1)$$

又有

$$e^{-i\varphi} = \cos\varphi - i\sin\varphi \quad (1.2.2)$$

所以

$$\cos\varphi = \operatorname{Re}\{e^{i\varphi}\} \quad (1.2.3)$$

或

$$\cos\varphi = \operatorname{Re}\{e^{-i\varphi}\} \quad (1.2.4)$$

习惯上, 我们采用(1.2.4)式, 这样(1.1.3)可写成:

$$U(p, t) = \operatorname{Re}\{A(p)e^{-i[\omega t - \varphi(p)]}\} = \operatorname{Re}\{A(p)e^{i\varphi(p)}e^{-i\omega t}\}$$

可以看出, 复指数函数把由空间位置坐标 $p = p(x, y, z)$ 决定的位相部分和由时间决定的位相部分 ωt 分开了, 用复数表示(1.1.3)式, 即

$$\tilde{U}(p, t) = A(p)e^{i\varphi(p)}e^{-i\omega t} \quad (1.2.5)$$

在讨论单色波场中各点扰动的空间分布时, 时间因子 $e^{-i\omega t}$ 总是相同的, 常可略去不写, 这样仅存空间分布因子

$$\tilde{U}(p) = A(p)e^{i\varphi(p)} \quad (1.2.6)$$

$\tilde{U}(p)$ 称之为复振幅。显然 $\tilde{U}(p)$ 由两部分组成, 模 $A(p)$ 代表振幅

的空间分布,幅角 $\varphi(p)$ 代表位相在空间的分布。复振幅包含了我们所关心的模量和幅角,足以描述空间的光场分布。

二、复振幅运算

当两种单色光叠加时,有

$$\tilde{U}(p) = \tilde{U}_1(p) + \tilde{U}_2(p) \quad (1.2.7)$$

这在数学上是容易证明的,这个结论可以推广到多个单色光波的叠加,并且此结论还可进一步推广,对于光波场的线性运算,如加、减、积分和微分等,都可以直接利用复振幅计算,得出所需结果的复振幅。把此结论乘以 $e^{-i\omega t}$ 并取其实数部分,就得到结果的实数表达式。

利用复振幅可表示光的强度,任何波的强度都正比于振幅的平方,而大部分情况下只需要知道光强的相对分布,而非绝对值,故可令光强 I 等于振幅 $A(p)$ 的平方:

$$I(p) = [A(p)]^2$$

又 $A(p)$ 是复振幅 $\tilde{U}(p)$ 的模,故

$$I(p) = \tilde{U}^*(p) \tilde{U}(p) \quad (1.2.8)$$

式中 $\tilde{U}^*$ 是 $\tilde{U}$ 的复数共轭, (1.2.8) 式即为光强分布的求解公式。

§ 1.3 波 前

一、基本概念

波源在某时刻的振动经历某个时间间隔后传播到波源周围的一些点上,这些点联成的面称为波前,所以波前就是指某个等相面或波阵面。在研究光波时,可把波前认为波场中的任一曲面,而不一定是最前面的波面。

以后说到的波场中的记录介质、接收屏幕等平面,也可认为是

波前。实际上,我们关心的是某一特定波前上的复振幅分布。

如一平面波的传播方向在 x - z 平面内,与 z 轴成倾角 θ ,则它在波前 $z=0$ 面上的复振幅为

$$\tilde{U}(p) = \tilde{U}(x, y, z) = Ae^{i\varphi(x, y, z)} = A\exp[i\varphi(x, y, z)]$$

因

$$k_x = k\sin\theta, k_y = 0, k_z = k\cos\theta, \varphi_0 = 0$$

故

$$\tilde{U}(x, y, z) = A\exp[ik(x\sin\theta + z\cos\theta)]$$

又

$$z=0$$

$$\therefore \tilde{U}(x, y) = A\exp[ikx\sin\theta]$$

见图 1-2。

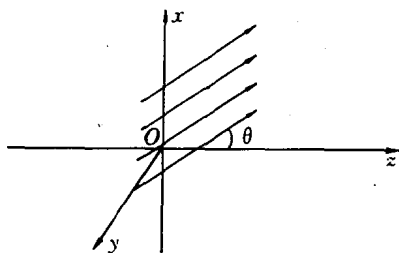


图 1-2 平面波

二、傍轴和远场条件

光学是一门实验科学,并不是任何情况下实验装置和光学仪器都能给出正确的实验结果。如图 1-3 所示, x - y 是物平面, x' - y' 是接收平面,两平面相距为 z ,在什么情况下,物平面上物点发出的球面光波可近似地在像平面上看成平面光波呢?

可以证明,当物点在坐标原点 O 时,像平面 $x'-y'$ 上场点 p 到 z 轴的距离

$$\rho = (x'^2 + y'^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$r = (z^2 + \rho^2)^{\frac{1}{2}}$$

当它们满足以下两式:

$$z^2 \gg \rho^2 \quad (1.3.1)$$

$$z \gg \frac{\rho^2}{\lambda} \quad (1.3.2)$$

时,球面波可看成是平面波,式(1.3.1)称为傍轴条件,式(1.3.2)称为远场条件,当光源不在 O 点时也可进行类似讨论,本书不作进一步研究。

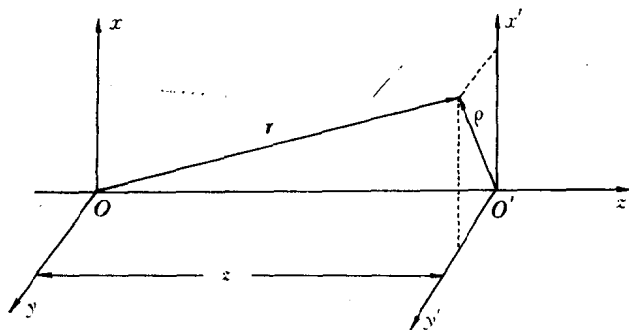


图 1-3 傍轴和远场条件

例 2 写出向 $Q(x_0, y_0, z_0)$ 点会聚的球面波的复振幅。

解 如图 1-4 所示,设场点为 $p(x, y, z)$,则源点 Q 与场点 P 的距离为

$$r = [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]^{\frac{1}{2}}$$

因为 Q 点是会聚中心,所以沿靠近点源方向考察,扰动位相逐点

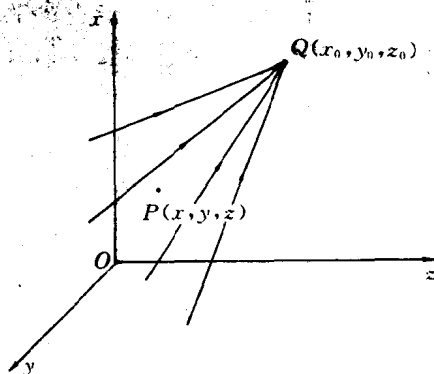


图 1-4

落后,即

$$\varphi(P) = \varphi(Q) + kr = \varphi_0 + kr$$

从而,这列球面波的复振幅为

$$\tilde{U}(P) = \frac{a}{r} e^{-i(kr + \varphi_0)}$$

其中 φ_0 为 Q 点的实际初位相。

§ 1.4 光的横波性及其偏振态

大家知道,可见光波是在特定波段的电磁波;电磁理论表明,电磁波是横波,所以光波也一定是横波。不过在物理学的发展过程中是用光的横波性来论证电磁波的横波性的。

横波一定存在偏振现象,光的偏振现象在自然界中是普遍存在的,可用很多方法来产生偏振光,偏振光也有很多的实际应用。

一、光的横波性及偏振现象

振动方向和传播方向垂直的波叫横波。如图 1-5 所示,将橡皮