

物理光学

天津大学 清华大学

曲林杰 廖延彪

李 昱 张庆瑞

国 院 工 业 出 版 社



全国

物理

物 理 光 学

天津大学 清华大学

国防工业出版社出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第 074 号

解放军第七二二六工厂印刷 内部发行

*

787×1092¹/₁₆ 印张 24¹/₂ 581 千字

1980 年 8 月第一版 1980 年 8 月第一次印刷 印数 1-5,000 册

统一书号: N15034 (四教 36) 定价 2.50 元

内 容 简 介

本书从光的电磁理论出发讨论光在传播过程中所发生的各种现象的规律及其应用。全书基本内容包括：绪论，光波的基本性质，双光束干涉，多光束干涉，光的衍射，光的吸收、色散和散射，晶体光学，电光效应和磁光效应等七章。此外还有两个附录：傅里叶光学对衍射问题的处理，结晶学基本知识。

本书是高等学校工科激光专业统编教材之一，也可供其他有关专业师生及科技人员参考。

前 言

本书是高等学校工科激光专业的统编教材之一。

本书从电磁理论出发讨论了光的反射、折射、干涉、衍射、偏振等经典的波动光学内容。对光的吸收、色散和散射等现象，也从经典理论的角度作了简要的说明。为了适应激光技术发展的需要，我们把晶体光学和电光效应的内容作了较多的扩充。由于同样的理由，在“衍射”一章中我们写进了标量衍射理论。两个附录分别介绍了傅里叶光学对衍射问题的处理和结晶学基本知识。前者是对衍射问题的深入和引伸，并为读者研究傅里叶光学提供一些入门的知识；后者则是对晶体光学及电光效应两章的必要补充。在编写过程中，我们始终注意了努力对各种光学原理在现代光学技术特别是激光技术中的应用作出反映。

本书是按 120 学时编排的，打星号部分为选修内容，两个附录则是参考内容。由于各校教学计划略有不同，在使用本教材时，可以根据具体情况有所侧重，有所取舍。

本书由曲林杰（天津大学）主编。第一、二、三、四、五章由廖延彪（清华大学）编写，第六章由李昱（天津大学）曲林杰合编，第七章及附录Ⅱ由李昱编写，附录Ⅰ及第四章中的标量衍射理论部分由张庆瑞（清华大学）编写。

西北电讯工程学院过已吉、石顺祥、朱卧兰同志对本书基本章节作了全面的审阅。北京工业学院、成都电讯工程学院、华中工学院的同志参加了本书的审稿会，其中部分同志还参与了习题的选编工作。在此向他们一并表示感谢。

由于编者水平有限，不妥之处在所难免，欢迎使用本书的师生和读者提出批评和指正。

编 者

1979.12.

目 录

绪 论	(1)
第一章 光波的基本性质	(5)
§ 1-1 电磁场基本方程	(5)
§ 1-1-1 麦克斯韦方程	(5)
§ 1-1-2 物质方程	(6)
§ 1-1-3 电磁场的能量定律	(6)
§ 1-1-4 波动方程	(7)
§ 1-2 标量波	(7)
§ 1-2-1 平面波	(7)
§ 1-2-2 球面波	(10)
§ 1-2-3 谐波	(10)
§ 1-2-4 相速度和群速度	(12)
§ 1-3 矢量波	(15)
§ 1-3-1 一般的电磁平面波	(15)
§ 1-3-2 谐电磁平面波	(17)
§ 1-3-3 椭圆偏振光各参量之间的关系	(20)
* § 1-4 复杂波的傅里叶分析	(23)
§ 1-4-1 傅里叶级数和傅里叶变换	(23)
§ 1-4-2 三种波的傅里叶变换	(27)
§ 1-5 平面波的反射和折射	(21)
§ 1-5-1 边界条件	(31)
§ 1-5-2 反射定律和折射定律	(34)
§ 1-5-3 菲涅耳公式	(36)
§ 1-5-4 反射率和透射率	(40)
§ 1-5-5 反射和折射时的偏振	(45)
§ 1-5-6 在垂直入射和掠入射情况下反射光的相位跃变	(47)
§ 1-5-7 线偏振光入射角不为零或 $\pi/2$ 时反射光振动面的旋转	(50)
§ 1-5-8 全反射	(50)
* § 1-6 多普勒效应	(56)
第二章 双光束的干涉	(68)
§ 2-1 两束光的干涉	(68)
§ 2-1-1 两束光的干涉现象	(68)
§ 2-1-2 两束光干涉的光强公式	(69)
§ 2-1-3 光程差和位相差	(70)

§ 2-1-4	极值光强的条件和条纹间距	(72)
§ 2-1-5	干涉条纹的光强分布和条纹的可见度	(72)
§ 2-1-6	原子发光的特点和获得相干光的方法	(73)
§ 2-2	双缝干涉	(76)
§ 2-2-1	双缝干涉的光程差和位相差	(76)
§ 2-2-2	亮暗条纹的位置	(77)
§ 2-3	驻波	(78)
§ 2-4	薄板的干涉	(80)
§ 2-4-1	点光源的干涉	(80)
§ 2-4-2	使用扩展光源时干涉条纹的定域	(82)
§ 2-4-3	等倾干涉	(83)
§ 2-4-4	等厚干涉	(87)
§ 2-5	迈克耳逊干涉仪及其他干涉仪	(93)
§ 2-5-1	迈克耳逊干涉仪	(93)
§ 2-5-2	干涉测长仪	(95)
§ 2-5-3	特外曼-格林干涉仪	(96)
§ 2-5-4	其它干涉装置	(98)
§ 2-6	光源的相干性	(99)
§ 2-6-1	相干长度和时间相干性	(99)
§ 2-6-2	相干时间和谱线宽度间的关系	(101)
§ 2-6-3	空间相干性	(103)
§ 2-6-4	光源尺寸对干涉效应的影响	(106)
第三章	多光束干涉	(112)
§ 3-1	平行板的多光束干涉条纹	(112)
§ 3-1-1	多束相干光的获得	(112)
§ 3-1-2	多光束干涉的强度分布	(113)
§ 3-1-3	干涉条纹的特点	(117)
§ 3-2	法布里-珀罗干涉仪	(118)
§ 3-2-1	干涉仪的结构	(118)
§ 3-2-2	法布里-珀罗干涉仪的特性	(119)
§ 3-2-3	法布里-珀罗干涉仪应用举例	(124)
§ 3-3	单层光学膜	(126)
§ 3-3-1	光学膜的作用	(126)
§ 3-3-2	单层膜的反射率	(127)
§ 3-4	多层光学膜	(131)
§ 3-4-1	$\lambda/4$ 膜系多层高反射膜	(131)
§ 3-4-2	干涉滤光片	(136)
§ 3-4-3	冷光镜	(138)

§ 3-4-4 偏振薄膜·····	(139)
§ 3-4-5 光学膜的制备及测量·····	(140)
第四章 光的衍射 ·····	(146)
§ 4-1 惠更斯-菲涅耳原理·····	(146)
§ 4-1-1 衍射现象的主要特点·····	(146)
§ 4-1-2 惠更斯-菲涅耳原理·····	(147)
* § 4-2 标量衍射理论基础·····	(150)
§ 4-2-1 数学预备知识·····	(150)
§ 4-2-2 平面屏幕衍射的基尔霍夫理论·····	(152)
§ 4-2-3 平面屏幕衍射的瑞利——索末菲理论·····	(156)
§ 4-3 夫琅和菲单缝衍射·····	(158)
§ 4-3-1 衍射光强的计算·····	(158)
§ 4-3-2 对光强分布公式的分析·····	(161)
§ 4-3-3 巴俾涅定理·····	(163)
§ 4-4 夫琅和菲圆孔衍射·····	(164)
§ 4-4-1 衍射光强的计算·····	(164)
§ 4-4-2 理想光学系统的分辨本领·····	(167)
§ 4-5 夫琅和菲双缝和多缝衍射·····	(172)
§ 4-5-1 双缝的干涉和衍射·····	(172)
§ 4-5-2 多缝的干涉和衍射·····	(175)
§ 4-6 衍射光栅·····	(179)
§ 4-6-1 平面衍射光栅·····	(179)
§ 4-6-2 炫耀光栅·····	(184)
§ 4-6-3 光栅摄谱仪·····	(186)
§ 4-6-4 光栅和法布里-珀罗干涉仪分光性能的比较·····	(188)
§ 4-6-5 超声光栅·····	(189)
§ 4-7 菲涅耳衍射·····	(194)
§ 4-7-1 圆孔衍射·····	(194)
§ 4-7-2 圆屏衍射·····	(199)
§ 4-7-3 直边衍射·····	(200)
§ 4-7-4 波带片·····	(203)
§ 4-8 全息照相·····	(206)
§ 4-8-1 什么是全息照相·····	(206)
§ 4-8-2 全息照相的基本原理·····	(207)
§ 4-8-3 全息照相的特点和应用举例·····	(217)
第五章 光的吸收、色散和散射 ·····	(222)
§ 5-1 光和物质相互作用的经典理论·····	(222)
§ 5-1-1 麦克斯韦电磁理论的困难·····	(222)

§ 5-1-2 谐振子的自由振动	(223)
§ 5-1-3 谐振子的阻尼振动	(225)
§ 5-1-4 谐振子的受迫振动	(227)
§ 5-1-5 折射率和极化率	(228)
§ 5-2 光的吸收	(230)
§ 5-2-1 一般吸收和选择吸收	(230)
§ 5-2-2 气体的吸收	(233)
§ 5-2-3 固体和液体的吸收	(233)
§ 5-3 光的色散	(234)
§ 5-3-1 正常色散	(234)
§ 5-3-2 反常色散	(236)
§ 5-3-3 色散现象的解释	(237)
§ 5-4 光的散射	(238)
§ 5-4-1 光的散射现象	(238)
§ 5-4-2 分子散射的特点	(239)
§ 5-4-3 米氏散射的特点	(242)
第六章 晶体光学	(244)
§ 6-1 光学各向异性性质	(244)
§ 6-1-1 张量	(244)
§ 6-1-2 各向异性媒质的介电张量	(247)
§ 6-2 单色平面电磁波在各向异性晶体中的结构	(249)
§ 6-2-1 各向异性晶体中的电磁场方程	(249)
§ 6-2-2 单色平面电磁波在晶体中的结构	(252)
§ 6-3 晶体光学特性的几何表示	(257)
§ 6-3-1 折射率椭球 (光率体)	(257)
§ 6-3-2 折射率曲面和波矢曲面	(267)
§ 6-3-3 射线曲面-波面	(271)
§ 6-4 平面光波在晶体表面上的反射和折射	(272)
§ 6-4-1 光在晶体中的双折射和双反射现象-惠更斯作图法	(272)
§ 6-4-2 光在各向异性媒质界面上的反射定律和折射定律	(274)
§ 6-4-3 斯涅耳作图法	(275)
§ 6-4-4 单轴晶体双折射的几个特例	(275)
* § 6-4-5 全反射	(277)
§ 6-5 偏振器和补偿器	(278)
§ 6-5-1 偏振器	(278)
§ 6-5-2 补偿器	(284)
§ 6-6 光通过由双折射片隔开的两个偏振器后的干涉	(286)
§ 6-6-1 平行光束垂直通过晶片	(286)

§ 6-6-2 会聚 (发散) 光束通过晶片	(290)
* § 6-7 晶体定向 主折射率测定色散 温度对折射率的影响	(296)
· § 6-7-1 晶体定向	(296)
· § 6-7-2 主折射率的测定	(297)
§ 6-7-3 色散	(299)
§ 6-8 旋光性	(301)
§ 6-8-1 旋光现象	(301)
§ 6-8-2 对旋光现象的解释	(302)
* § 6-8-3 石英晶体中的波面和光的振动形式	(304)
§ 6-8-4 旋光晶体的双折射	(305)
第七章 电光效应和磁光效应	(315)
§ 7-1 引言	(311)
§ 7-2 克尔效应	(312)
§ 7-3 线性电光效应-普克尔效应	(313)
§ 7-3-1 线性电光系数	(313)
§ 7-3-2 晶体对称性对电光张量对独立分量数目的限制	(314)
§ 7-4 电光晶体的纵向运用和横向运用	(320)
§ 7-4-1 KDP 类晶体的纵向运用和横向运用	(320)
§ 7-4-2 LiNbO ₃ 晶体的纵向运用和横向运用	(329)
§ 7-4-3 GaAs 类晶体 ($\bar{4}3m$ 点群) 的电光效应	(335)
§ 7-5 电光效应的应用	(338)
§ 7-5-1 电光调制	(338)
§ 7-5-2 电光偏转	(340)
§ 7-6 近轴电光延迟和近轴调制性能	(341)
§ 7-7 法拉弟效应及其应用	(347)
附录 I 傅里叶光学对衍射问题的处理	(350)
§ I-1 二维傅里叶变换	(350)
§ I-2 惠更斯-菲涅耳原理的进一步讨论	(356)
§ I-3 夫琅和菲衍射图样的例子	(361)
§ I-4 菲涅耳衍射图样的例子	(367)
附录 II 结晶学基本知识	(370)
§ II-1 晶体的格子构造	(370)
§ II-2 晶体的对称性	(372)
§ II-3 晶体的分类及其表示法	(373)
§ II-4 晶体的定向	(375)
§ II-5 晶体切割实例	(382)

绪 论

在本书开始讨论具体的光学问题之前，让我们首先简短地回顾一下人类对光本性认识的发展史。人类对光的认识经历了许多曲折和弯路，它的发展史典型而又鲜明地反映了人类认识客观世界的逐渐接近真理的过程。

人类对光的研究，最初主要是试图回答象“人为什么能看见周围物体”这一类的问题。古希腊的一些哲学家认为，人的眼睛所以能识别物体，大概同手能触摸到物体有些相似。欧几里德 (Euclid) 就曾设想，人的眼睛能够向被看见的物体发射“视线”，视线碰到的东西才被我们看见，没有碰上的东西就看不见。后来，人们由实践经验觉察到这种看法不妥，因为在黑暗中看不到物体，既然视线是由人眼发射出来的，它怎么会在黑暗中消失？直到大约公元一世纪，人们终于认识到光是人体以外发生的现象，光线从物体表面发出，作用到人的眼睛便引起视觉。

约在公元前四世纪，我国先秦时代的《墨经》已经有了关于光学现象的科学记载。《墨经》中有八条是关于光学方面的，它记述了阴影的形成、反射的走向、传播的直进性以及平面镜和球面镜的映象成象等等。

从墨子以后，经历了漫长的时期，直到十七世纪上半叶，才弄清楚光的几何性质。1621年斯涅耳 (Snell) 从实验上发现了折射定律。1657年费马 (Fermat) 提出了著名的最小时间原理，由这个原理出发可以得出反射定律和折射定律。

十七世纪中叶，发现了现在称之为“牛顿环”的光的干涉现象，此外还发现了光的衍射、双折射等现象，这就促使人们去揭示光的本质。胡克 (Hooke) 第一个提出了光的波动理论，主张光是由快的振动所组成，它有非常大的传播速度。他认为，在均匀媒质中每个振动都将产生一个圆球，这个圆球将稳恒地向外扩大。波动理论在光的直进和偏振方面遇到了困难，这使牛顿 (Newton) 致力于发展光的微粒理论。1672年，他发表了关于光的本质的基本假说。他认为，光是由一种具有完全弹性的球形微粒组成，由光源发出，以高速作直线运动，而且只有在媒质发生变更的情况下才会有速度的变化，而速度的变化则用媒质对微粒的作用力来解释。牛顿以此为论据，阐明了光的直进现象、反射定律和折射定律。在解释光的反射和折射时，他认为光的传播速度决定于媒质的密度，媒质的密度愈大，光在其中传播的速度也愈大。然而在解释牛顿环现象时，微粒说却遇到了困难，牛顿不得不假定光线在牛顿环实验中能“发生容易的反射和容易的透射”。

惠更斯 (Huygens) 是微粒说的反对者，他改进和补充了波动说。他认为必须把光振动看作是在一种特殊的媒质——“以太”中传播的弹性振动，而这种特殊的媒质充满整个宇宙。惠更斯还提出了一个后来以他的名字命名的原理：光扰动所达到的以太的每一点，可以看作是一个新扰动的中心，各向外发射一个球面波，这些次波的包络面决定以后任何时刻的波阵面。借助这个原理，惠更斯成功地推导出反射定律和折射定律并解释了双折射现象。对不同媒质中光的传播速度，波动说得出了与微粒说相反的结论：在较密的媒质中光的速度比在较疏的媒质中为小。但是，惠更斯关于光的观念仍然是很不完全的，他不但没有注意到光

的干涉和衍射现象，甚至还不认识光在空间的周期性。而牛顿本人却已把牛顿环现象看作是光的周期性的表现。此外，由于当时人们只知道纵波，所以波动说也不能解释由惠更斯本人发现的光的偏振现象。

总之，从十七世纪中叶开始，光学得到了新的发展，关于光的本性的微粒说和波动说已经分别提出。但是，由于波动说当时还过于粗略，又由于牛顿的权威，从十七世纪到整个十八世纪，微粒说始终占据着统治的地位。尽管如此，两种对立学说的斗争却并没有停止。

十九世纪初叶，由于一些决定性的发现，使形势发生了急剧的转变。1801年，杨氏 (Young) 提出了干涉原理并对薄膜的彩色作出解释。1818年菲涅耳 (Fresnel) 在一篇论文中，把惠更斯包络面作图法同杨氏干涉原理相结合。这一结合不仅足以解释光的直进，而且还能解释光的衍射现象。正是根据菲涅耳的理论，泊松 (Poisson) 推出一个结论，即在小圆盘阴影中心应该出现一个亮的斑点，而阿喇果 (Arago) 从实验上证明了这一论断。1816年菲涅耳和阿喇果一起研究发现，偏振方向相互垂直的两条光线从不干涉，这个事实同一直被认为理所当然的纵波假设是无法调和的。杨氏从阿喇果那里听到这个发现，1817年他假设：振动是横的。从而解释了光的偏振现象。

菲涅耳从这个假设进一步得到了许多结论。他把光在晶体中传播的独特规律归结为几个简单的关于元波性质的假设。他指出了色散的起因，认为这要考虑到物质的分子结构。他还从以太振动机构的动力学模型推导出了反射光线和折射光线的强度和偏振所服从的定律。菲涅耳的工作给波动理论奠定了牢固的基础。

1850年，付科 (Foucault) 等人测定出光在水中的速度大约是在空气中的 $3/4$ ，这个结果毫无疑问地判定波动理论获得胜利。

在这以后的几十年，是弹性以太理论的发展时期。但是，由于这个理论完全是要用力学的语言去说明光学过程，所以总是遇到许多不可克服的困难。例如，因为弹性横波只能在固体中产生，所以以太在行为上必须和固体相似。弹性横波在无限大固体中的传播速度 v 同固体的切变模量 N 和密度 ρ 有下列关系：

$$v = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (1)$$

因为以太不妨碍各种物体（包括各种天体）的运动，所以它的密度 ρ 必定是非常小的；为了说明光的巨大传播速度，又必须给 N 以相当大的数值。为了解释光在各种不同媒质中有不同的速度，必须假定以太的特性在不同的物质中是不同的；在各向异性媒质中还需要有更复杂的假设。此外还必须给以太以更特殊的性质，才能解释光波中没有纵振动的现象。这种密度无限小、切变模量远大于钢，并且还有许多奇特的附加性质的以太是令人难以想象的。

与此同时，电磁学方面的研究得到迅速的发展。麦克斯韦 (Maxwell) 成功地把这个领域内所有前人的经验总结成了一组方程，它最重要的一个结果是确定可能存在电磁波，其传播速度等于电流强度的电磁单位和静电单位的比值。当科耳劳什 (Kohlraush) 和韦伯 (Weber) 对那些纯电学量作出测量时，人们看到原来这个速度就是光的速度。这使得麦克斯韦推测，光波是电磁波。1888年赫兹 (Hertz) 在实验上产生了电磁波，从而证实了麦克斯韦的预言。

1896年，洛伦兹 (Lorentz) 创立了物质结构的电子论，他认为原子和分子内含有带负

电的电子。在无外力时电子处于平衡位置；在外力作用下，电子作阻尼振动而产生光的辐射。当光通过媒质时，媒质中电子的自然频率若与外场的频率接近时，就会产生共振吸收或选择性吸收。这样，利用洛伦兹的电子论不仅解释了发光和物质吸收光的现象，也解释了光在物质中传播的各种特点。特别是，对折射率及其随光波频率而变的色散现象给予了较合理的解释。

当时的电磁理论还没有摆脱用机械模型来描述电磁场。洛伦兹就假设一个“处于绝对静止状态的以太”来作为电磁场的载体。但是，静止以太理论要求有“以太风”，而迈克耳逊（Michelson）用干涉仪所做的实验却证明它不存在。到了1905年，爱因斯坦（Einstein）提出了狭义相对论，彻底抛弃了以太的概念，使得电磁理论的基础进一步稳固。

尽管电磁理论与电子论的结合对光的发射和吸收过程的某些问题作出了自己的解释，但是对许多这类现象的解释却不能令人满意，例如对黑体热辐射能量按波长分布的规律和光电效应，电磁理论都无法解释。这些困难使人们意识到，经典力学对于描述原子内部发生的事件是不适用的。

1900年，普朗克（Planck）引用了物质结构理论中的不连续性概念，提出了辐射的量子论。他认为，从电振子辐射出的电磁能量不是连续的，而是以最小单位一份一份地发射出去的。这种能量的最小单位称为量子，光的量子称为光子。每个量子的能量 $\varepsilon = h\nu$ ，和光子的频率 ν 成正比，其中 $h = 6.55 \times 10^{-27}$ 尔格/秒，称为普朗克常数。根据量子论圆满地解释了黑体辐射能量按波长分布的规律。1913年玻尔（Bohr）把量子理论应用到原子结构，成功地解释了气体线光谱的简单规律。以此为开端发展出了现代量子力学。能量量子的发现使光学和物理学的其他领域经历了一场彻底的革命，因此可以说，量子论的出现是近代物理学区别于旧物理学的标志。

关于光的本性的观念也大大受到了量子理论的影响。爱因斯坦在1905年使光的微粒理论在一种新的形式下复活起来，他假设普朗克的能量子作为实在的光粒子而存在。有关光子的质量和能量之间的相互联系，他总结出如下的关系：

$$\varepsilon = mc^2 \quad (2)$$

其中 m 是质量， c 是光速。由光子的能量 $\varepsilon = h\nu$ 得出光子质量的表达式：

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (3)$$

根据这个关系又可求出光子的动量为

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} \quad (4)$$

由此爱因斯坦成功地解释了光电效应和光化学的基本规律。但是光子理论却解释不了干涉、衍射和偏振一类表现出光的波动性的那些现象。

至此，人们对于光的本性的认识形成了两种相互矛盾的观念：一方面，光在传播过程中表现出波动性，必须把光看成是电磁波；另一方面，光在和物质相互作用的过程中表现出微粒性，又必须把光看成是粒子，我们必须承认波动理论和粒子理论同时有效。然而，光的波粒二象性是客观现实，理论的矛盾只能说明它们的不完备，必须冲破现成理论的框子去探索光的波动性和微粒性的内在联系。

1924年,德布罗意(de Broglie)大胆地提出了“物质波”的学说。他设想每一物质粒子的运动都和一定的波动相联系,运动粒子的波长与其质量和速度的关系是 $\lambda = \frac{h}{mv}$ 。这一假设被后来的许多实验(例如,电子束通过金属薄膜时产生衍射现象)所证实。这实际上说明,波粒二象性是一切微观客体的共同属性。在由德布罗意和后来的薛定谔(Schrödinger)创立的量子力学原理中,波动性和粒子性的对立得到了较完满的统一。量子力学以微观客体的量子性及其运动状态的统计性为基础依靠几率的概念来解释实验现象:波在某时刻和空间某点处的“强度”就是该时刻在该点找到粒子的“几率”。

1930—1940年间所进行的精密光谱实验发现测量结果与量子力学的理论并不一致。这个矛盾促使人们去探讨电子与量子化电磁场的相互作用问题从而建立了量子电动力学。量子电动力学虽然克服了上述矛盾,却也遇到了新的困难。

总之,根据近代量子理论的观点,统一了光的微粒性和波动性,从光子运动的统计规律性能够了解到波动的结果,而从电磁场的量子化又可以了解到光的微粒性行为。

但是,人类对光的本性的认识还远远没有完结。光到底是粒子还是波?对于这个问题目前还没有很好的回答。目前所知,光子与电子等其他实物粒子有明显的差别。例如,在速度方面,光在真空中只有一个传播速度 C ,而电子可以有小于光速的任何速度;在质量方面,电子有所谓静止质量,而光子的静止质量等于零。这就是说,光子只存在于从发射体向吸收体的传播过程中,一旦光子被吸收,光子的能量就转变为其他形式的能量,因此静止状态的光子是不存在的。但是,近代实验已经发现, γ 射线的光子可变成两个带相反电荷的质点——电子和阳电子。这一现象无疑揭示着光子与电子之间存在着深刻的联系。

对问题的回答或许要追究到问题本身的科学性。波动和粒子只不过是人们从其所生活的宏观世界的直接经验中得到的对物质的一种抽象和近似,对于能直接观察或用宏观仪器能测量到的事物来说,这种抽象和近似是如此之真实,以致于可以把它看成是完全正确的。但是,在微观世界中,我们却从来无法找到一个实验能够把“理想的粒子”和“理想的波”区别开来。事实上,客观物质并不真正具有在波和粒子这些模型中所规定的那样严格的区别。从这个意义上可以说,光既不是波,也不是粒子。

然而,我们却不可由此摒弃光的电磁理论和量子理论,因为这些理论虽然都有它们的片面性,但也确是在一定条件下的相对真理。

事实上,正是在现有理论的推动下,二十世纪中叶特别是六十年代出现激光器以后,光学开始了一个新的发展时期,以致于成为现代物理学和现代科学技术前沿阵地的重要组成部分。

× × ×

如前所述,现代光学中的许多问题需要应用量子力学理论来处理,但这并没有使光的电磁理论和早先的技术失去作用,只不过揭示了它们的能力限度。旧的原理和方法不但没有减弱的势头,而且它们在各个方面的应用一直在不断地扩大。许多新兴光学分支的出现和发展,例如薄膜光学、纤维光学、集成光学、全息学、傅里叶光学乃至激光技术和非线性光学等等,几乎无一不是与经典的理论和光学技术密不可分的。因此,经典的电磁理论仍然是我们掌握现代科学技术不可缺少的基础。

从电磁理论出发讨论光在传播过程中所发生的各种现象及其规律,正是我们这本“物理光学”的任务。

第一章 光波的基本性质

本书主要是讨论光的波动性。光是电磁波，因此，要了解光的波动性，就必须首先知道电磁波有些什么基本性质。诸如：电磁波在均匀媒质中传播时，其传播方向、能量密度以及偏振态等要发生什么变化，这些变化有些什么样的规律，这些就是这一章所要解决的主要问题。

本章主要介绍光的电磁理论。它首先给出了麦克斯韦的场方程及其在透明媒质中所得的波动方程。然后分别介绍了标量波（给出波的表达式）和矢量波（讨论偏振态问题）以及复杂波的傅里叶分析。由此出发依次导出光在均匀媒质中传播时所必须遵循的几个基本规律，确定波传播方向的反射和折射定律，给出波的反射、折射振幅比以及相位变化关系的菲涅耳公式等。最后一节多普勒效应则是备忘性质的内容。这一章是全书的基础。

§ 1-1 电磁场基本方程

§ 1-1-1 麦克斯韦方程

光是电磁波，它具有电磁波的通性。与无线电波相比，只不过光波的频率要高得多。因此，光波的一些基本性质都可以从电磁场的基本方程推导出来。这些方程就是众所周知的麦克斯韦方程组。它们的推导可在任一本电磁学教程中找到，所以不在这里重复。这一章只给出一些结论，不再给出详细的推导过程。

真空中的电磁场由电场强度 $\mathbf{E}$ 和磁感强度 $\mathbf{B}$ 两矢量描述。而为描述场对物质的作用，例如光波在透明媒质中传播的情况，则需再引进电位移强度 $\mathbf{D}$ 和磁场强度 $\mathbf{H}$ 以及电流密度 $\mathbf{j}$ 三个矢量。在场中每一点这五个矢量随时间和空间的变化关系则由下述麦克斯韦方程组给出：

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho. \quad (4)$$

式中 $\dot{\mathbf{D}}$ 、 $\dot{\mathbf{B}}$ 分别为 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 对时间的偏导数，即

$$\dot{\mathbf{D}} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \dot{\mathbf{B}} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

ρ 为场中自由电荷密度， ∇ 为哈密顿算符：

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}.$$

式 (1) 说明：传导电流或随时间变化的电场要产生磁场；或者说：磁场的场源是 $\mathbf{j}$ 和 $\dot{\mathbf{D}}$ 。这是全电流定律或安培环路定律的微分形式。式 (2) 说明：单个的电荷或随时间变化的磁场在周围空间要产生电场。这是电磁感应定律的微分形式。式 (3) 则说明：空间无磁荷存

在, 即磁通是连续的, 磁力线是无头无尾的。式 (4) 则是高斯定律的微分形式。若能求出场中空间每一点 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 随时间的变化关系, 则光波的性质也就可以知道了。

§ 1-1-2 物质方程

为了能从上述四个微分方程中求出 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 等几个基本矢量, 尚需补充以下几个方程:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (7)$$

式中 σ 是媒质的电导率; $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$, 是媒质的介电常数, 其中 ε_r 是相对介电常数, ε_0 是真空的介电常数; $\mu = \mu_r \mu_0$, 是媒质的磁导率, 其中 μ_r 是媒质的相对磁导率, μ_0 是真空的磁导率。

式 (5) 是欧姆定律的微分形式。若媒质的 $\sigma \neq 0$ (即 σ 不能忽略不计), 则此媒质具有导电性, 这之中包括: 金属、电解液、半导体等导电材料。电磁波在这种媒质中传播时要衰减, 因电磁波的一部分能量会转化成焦耳热而被消耗。本书将只讨论光在透明媒质 (例如: 水、玻璃、石英晶体等) 中的传播问题。在理想情况下, 这类媒质对光没有吸收 (因是透明媒质), 因而它必定是绝缘体, 即 $\sigma = 0$ (因媒质中无焦耳热损耗)。因此在讨论光在无吸收的透明媒质中的传播问题时, 就不必考虑式 (5), 矢量 $\mathbf{j}$ 也就处处为零。

式 (6) 和 (7) 两式说明 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 是相互连系的, 它们之间的连系完全由媒质的 ε_r 和 μ_r 决定。对于大多数媒质, 其中包括对光波透明的电介质, 其 μ_r 值实际等于 1, 即 $\mu = \mu_0$ 。因此, 对于光在透明媒质中传播的问题, 均有 $\mu = \mu_0$ 的关系。

由此可见上述三个关系式反映了在电磁场作用下的媒质的特性。因此, 这一组关系式一般称为物质方程。注意: 这三个关系式只对各向同性的 (即媒质的物理性质与方向无关) 媒质成立。对于各向异性的媒质, $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 之间有更复杂的关系存在 (参看第六章)。

最后, 矢量 $\mathbf{j}$ 和电荷密度 ρ 之间尚需满足电荷守恒定律 (又称电流连续性原理):

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (8)$$

即场中某一点电流密度矢量 $\mathbf{j}$ 的散度, 等于该点单位时间内电荷密度的减少。

这个关系式可从 (1) 式直接推出。对 (1) 式两边取散度则有:

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H} = \nabla \cdot \mathbf{j} + \nabla \cdot \dot{\mathbf{D}}$$

再利用

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{H} = 0$$

$$\nabla \cdot \dot{\mathbf{D}} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

最后得

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = - \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

§ 1-1-3 电磁场的能量定律

上面我们给出了 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 四个基本量所应满足的基本关系式。但是对于光学问题来说, 这几个量只有辅助的意义。因为在光学中它们都是无法直接测量的量, 而在光学中能

够测量且又必需知道的一个量则是光强度。为此有必要再从麦克斯韦方程组中推导出场的能量定律。

由式 (1) 和 (2) 有:

$$\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} + \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{H} \cdot \dot{\mathbf{B}}. \quad (9)$$

又由矢量计算公式有:

$$\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}),$$

而

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{H} \cdot \dot{\mathbf{B}} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial t} [w_e + w_m] \end{aligned} \quad (10)$$

式中

$$w_e = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}, \quad (11)$$

$$w_m = \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \quad (12)$$

是场中每一点的电能密度和磁能密度。

于是式 (9) 可写成:

$$-\frac{\partial}{\partial t} (w_e + w_m) = \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} + \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}).$$

再把上式对任一体积 V 求积分, 并利用数学上的高斯定理, 则有:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V (w_e + w_m) dV = \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} dV + \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS$$

或

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} dV + \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS, \quad (13)$$

式中最后一个积分是对包围体积 V 的整个曲面求积分, $\mathbf{n}$ 是曲面上的单位法线, 取曲面的外法线方向为正方向。而

$$W = \int_V (w_e + w_m) dV \quad (14)$$

是体积 V 内电磁场的总能量, $-\frac{\partial W}{\partial t}$ 是其随时间的减少率; 右边第一项是单位时间内体积 V 中所消耗的焦耳热, 第二项是单位时间内从体积 V 中向外流出的能量, 即流过封闭曲面的能流。因此它实质上是说明体积 V 内电磁场的能量关系: 在一封闭曲面内, 电磁场能量的减少等于在此封闭曲面内所消耗的焦耳热和从此封闭曲面内流出的电磁能。它是能量守恒定律在电磁场中的具体表达式, 因此式 (13) 也称为电磁场的能量定律。一般设

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (15)$$

$\mathbf{S}$ 称为波印廷矢量。由 (13) 式可知, 它表示单位时间内通过单位面积的能量流, 即能流密度。 $\mathbf{S}$ 对某一观察时间内求平均, 就是常说的光的强度, 亦称为波的强度。

§ 1-1-4 波 动 方 程

麦克斯韦方程组只给出了场和场源之间的关系, 即 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 之间的相互关系。为了求出电磁场在空间的传播规律, 则应进一步求出每一个量随时间和空间的变化规律, 也就是要从麦克斯韦联立方程组中求解出 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 诸量来。

为此, 利用麦克斯韦方程组和物质方程可得:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times \dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times (\mu \dot{\mathbf{H}})$$

而

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}.$$

由于目前我们所关心的是电磁波(也就是光波)在透明媒质中的传播问题, 因此有: $\rho = 0$, 因而 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$; 以及 $\sigma = 0$, 因而 $\mathbf{j} = 0$ 。于是上式简化为:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E},$$

并有

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}} = \varepsilon \dot{\mathbf{E}}$$

因此

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (16)$$

同理有

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (17)$$

这就是著名的波动方程。它告诉我们: 电磁场是以波的形式在空间传播。在推导上式中, 我们利用了 μ 和 ε 均为常数这个条件, 因此上述波动方程只适用于均匀媒质。

式(16)和(17)中的 v 是电磁波在媒质中传播的速度。它和电磁波在真空中传播的速度 c 之间的关系是

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{c}{n}, \quad (18)$$

其中 $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, 目前的 c 值为 299,792,458 米/秒。而 $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ 是媒质的折射率。对于非铁磁质, $\mu_r \cong 1$, $n = \sqrt{\varepsilon_r}$, 一般的透明媒质就是这种情况。各种媒质 n 值的大小可以从手册中查出, 但查时要注意: n 值随光波频率(即真空中光波的波长)而变。尤其对不同波段, n 值变化更大, 详细情况以后再讨论(参看第五章)。

§ 1-2 标 量 波

上面我们得出了在均匀、透明、各向同性媒质中电磁波的场矢量 $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ 所应满足的波动方程: § 1-1 式(16)和(17)。因此, 场矢量的每个直角分量 $f(\mathbf{r}, t)$ 都应满足齐次波动方程

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

下面我们再进一步给出在这种媒质中波动方程的两个最简单的解: 平面波和球面波及其最简单的数学形式: 谐波的数学表达式。

§ 1-2-1 平 面 波

平面波是指波面(任一时刻振动状态相同的各点所组成的面)为一平面的波。如图 1-1a 所示, 若 P 为 t 时刻的波面, 则 P 上任一点 A 的振动状态与 B 的振动状态相同。图中 OB 与平面 P 垂直, 是波传播的方向。这时, 凡可以用

$$f = f(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}, t) \quad (2)$$