

Bomo Guangxue Yu Bomo Jishu

薄膜光学与 薄膜技术

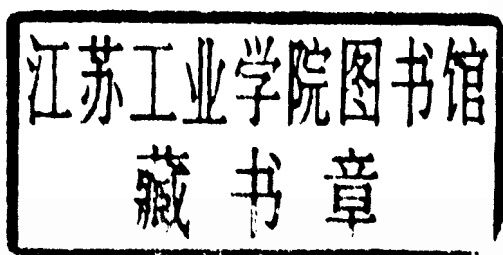
王月花 编著

中国矿业大学出版社

China University of Mining and Technology Press

薄膜光学与薄膜技术

王月花 编著



中国矿业大学出版社

内 容 简 介

本书系统地论述了薄膜光学的基本理论和特性计算基础,在此基础上介绍了几种介质膜系及其应用。本书还介绍了多种成膜技术的基本原理与方法以及膜厚的测量与监控等,对薄膜的形成、薄膜的结构与缺陷及薄膜特性的测试原理和方法也作了系统介绍。本书在论述过程中注重基本概念的阐述,叙述尽量深入浅出,并注意了原理与技术相联系,理论与实践相结合。

本书既可作为高等院校应用物理及相关专业学生的教材,也可作为从事薄膜研究、生产和应用等方面的科研人员和工程技术人员的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

薄膜光学与薄膜技术/王月花编著. —徐州:中国矿业大学出版社,2009.11

ISBN 978 - 7 - 5646 - 0521 - 6

I. 薄… II. 王… III. 光学薄膜—薄膜技术 IV. TB43

中国版本图书馆CIP数据核字(2009)第203820号

书 名 薄膜光学与薄膜技术
编 著 王月花
责任编辑 郭 玉
出版发行 中国矿业大学出版社有限责任公司
(江苏省徐州市解放南路 邮编 221008)
营销热线 (0516)83885307 83884995
出版服务 (0516)83885767 83884920
网 址 <http://www.cumtp.com> **E-mail:** cumtpvip@cumtp.com
印 刷 徐州中矿大印发科技有限公司
开 本 787×960 1/16 **印张** 11.5 **字数** 215千字
版次印次 2009年11月第1版 2009年11月第1次印刷
定 价 28.00元

(图书出现印装质量问题,本社负责调换)

目 录

绪论	1
第一章 光学薄膜基础理论	3
第一节 薄膜干涉的特点	3
第二节 麦克斯韦方程及平面电磁波	6
第三节 电场和磁场的边界条件	11
第四节 菲涅耳公式	13
思考题	16
第二章 光学薄膜特性的理论计算	18
第一节 单一界面上的反射率和透射率	18
第二节 单层介质膜的反射率	21
第三节 多层介质膜的反射率	27
思考题	29
第三章 光学介质膜系统及其应用	31
第一节 减反射膜	31
第二节 高反射膜	37
第三节 分束镜	49
第四节 截止滤光片	54
思考题	65
第四章 薄膜制备技术	66
第一节 真空技术基础	67
第二节 薄膜制备方法	82
第三节 薄膜厚度的均匀性	104
第四节 膜层厚度的监控	109
思考题	113

第五章 薄膜的形成与结构	114
第一节 凝结过程	114
第二节 核的形成与生长过程	117
第三节 薄膜的形成与生长	125
第四节 薄膜的结构与缺陷	128
思考题	133
第六章 薄膜特性的测试	135
第一节 薄膜光学常数的测量	135
第二节 薄膜光学性能的测量	148
第三节 薄膜成分的表征方法	158
第四节 薄膜结构的表征方法	164
第五节 薄膜附着力的测量方法	172
思考题	173
参考文献	175

绪 论

薄膜是不同于其他物态(气态、液态、固态和等离子态)的一种新的凝聚态,有人称之为物质的第五态。顾名思义,薄膜就是薄层材料。它可以理解为气体薄膜,如吸附在固体表面上的气体薄层;也可理解为液体薄膜,如附在液体或固体表面的油膜。本书所指的薄膜为固体薄膜,即使是固体薄膜,也可分为薄膜单体和附着在某种基体上的另一种材料的固体薄膜。本书所指的薄膜属后者,它可以是在固体表面上镀一层与基体材料不同的薄层材料,也可以是利用固体本身生成一层与基体不同的材料。至于薄膜的厚度应该为多少,目前无严格的定义。通常,厚度大于 $1\ \mu\text{m}$ 的膜,称为厚膜,而厚度小于 $1\ \mu\text{m}$ 的膜,称为薄膜。本书中,我们只关注在固态基片(衬底、基底)上的固态薄膜。

薄膜在基片上的形成涉及原子或分子在基片表面上的凝结、形成、长大和随后的薄膜生长过程。薄膜生长过程中在基片表面上会发生化学反应或物理变化。可见,薄膜生长本身涉及材料学、物理学和化学等多个学科领域。

光学薄膜是薄膜科学中最早被深入研究的薄膜。随着光学透镜的发展,各种增透膜、减反射膜、滤光膜、分光膜等被精确地制备、检测和分析。透光材料在建筑、装潢等方面被广泛地应用,房屋、车辆、太阳能电池、太阳能热水器等的透明光窗上大都采用了增透、防辐射和反射等薄膜。光学薄膜产品的应用与日俱增,广泛地进入了人类的生产和生活领域。

薄膜光学研究及其技术发展史最早可以追溯到17世纪。早在1650年,人类就发现了五光十色的肥皂泡,水面上彩色斑斓的油膜,两玻璃片之间的空气层中常呈现出色彩鲜艳的光环。这些现象引起了许多自然科学家的注意,他们各自都提出了一些初步解释,但均不令人满意。1801年杨氏双缝干涉实验结果以及菲涅耳对此进一步发扬光大以后,上述现象才彻底被人们弄清,物理光学的基础才从此建立起来。1817年,德国物理学家夫琅禾费(J. v. Fraunhofer)采用化学腐蚀法制成了第一批减反射膜,随后,制备薄膜的各种方法和手段相继诞生,1850年Michael Faraday发明了电镀制备薄膜的方法,1852年W. Grove发现了辉光放电的溅射沉积薄膜方法。Thomas Alva Edison在19世纪末发明了通电导线使材料蒸发的物理蒸发制备薄膜的方法。虽然薄膜技术不断发展,但薄膜的应用最初只局限于抗腐蚀和制造镜面。由于早期技术的落后,所制得的薄膜重复性差,从而限制了光学薄膜的应用。在制备薄膜的真空系统和检测系

统(如电子显微镜、低能电子衍射以及其他表面分析技术)有了长足进步以后,薄膜的重复性才大有改观,从此薄膜的应用迅速拓展。至今,可以毫不夸张地说,几乎所有的光学系统、光电系统或光电仪器都离不开光学薄膜的应用,而且也没有发现可以取代光学薄膜的其他技术。

薄膜光学是物理光学的一个重要分支,它研究的对象是光横穿过薄膜进行传播时膜层产生对光的反射、透射、吸收以及位相特性、偏振效应等。简而言之,它主要研究的是光在分层媒质中传播的规律性。光在通过分层媒质时,来自不同界面的反射光、透射光在光的入射及反射方向产生光的干涉现象,人们正是利用这种干涉现象,通过改变材料及其厚度等特性来人为地控制光的干涉,根据需要来实现光能的重新分配。今天我们可以说,薄膜光学的物理依据就是光的干涉。

薄膜光学本身的发展主要是解决光学薄膜的理论和计算问题,但是薄膜归属于材料范畴,因此,对其研究也从薄膜材料的合成与制备、组分与结构、性质与性能以及它们之间的相互关系入手。当然,薄膜材料除了具有一般材料的共性外,还具有其他一般材料所不具备的特性。研究薄膜材料的这些共性和特性就构成了本书的主要内容。本书第一章主要对薄膜光学的基础理论进行了介绍。第二章介绍了光学薄膜特性的理论计算基础知识。第三章对各类光学薄膜系统,如减反射膜、高反射膜、分束镜和滤光片等介质膜系及其应用进行了介绍。第四章主要对光学薄膜的制造技术进行了介绍,包括薄膜制备的真空技术基础、以物理气相沉积技术为代表的成膜技术、薄膜厚度监控技术以及膜厚均匀性等。第五章对薄膜在基片上的凝结、形成、长大和随后的薄膜生长过程进行了介绍,并且对薄膜的生长模式、生长机理以及薄膜的结构和缺陷等问题也进行了详细讨论。第六章介绍了薄膜特性的测试技术,涵盖了薄膜光学常数、薄膜光学性能、薄膜组分表征、薄膜结构以及薄膜附着力等力学特性等。

第一章 光学薄膜基础理论

第一节 薄膜干涉的特点

目前,薄膜光学研究和应用的光的波段范围为:可见光,红外的近红外、中红外和波长小于 $25\ \mu\text{m}$ 的远红外,以及紫外的近紫外和真空紫外。最近若干年,X光波段也正在受到世界各国越来越多的重视。

我们知道光波是电磁波,因此光波在分层介质中传播时就应该具有波的基本特征——干涉现象。我们讨论的薄膜的干涉具有时间相干性和空间相干性特点。

一、薄膜干涉的时间相干性特点

两束光波相遇产生干涉现象的必要条件是:

- ① 两束光波的频率相同。
- ② 两束光波的振动方向相同。
- ③ 两束光波的相位差保持恒定。

但是考虑到光源发光的实际情况,只满足此必要条件的两束光波还不一定能产生干涉现象。我们知道,原子发光过程是不连续的,每个原子一次发光只能持续一定时间,并发射一个长为 l_0 的波列,若光速为 c ,则:

$$l_0 = c\tau \quad (1-1)$$

因为光源上单个原子发光是自发的和不规则的,前后两次发射的波列之间没有固定的相位关系,所以只有同一波列的光波分光后再相遇才能叠加产生强度分布稳定的干涉现象。不同波列的光波叠加所得到的是均匀强度分布,没有干涉条纹。可见,两束光波的光程差不能超过波列长度 l_0 ,所以 l_0 又叫相干长度,相应的持续时间 τ 又叫相干时间。

我们称光源能产生干涉的最大光程差为光源的相干光程,用符号 L_M 表示,即:

$$L_M = m\lambda \quad (1-2)$$

式中 m ——两束光波能够产生干涉条纹的最高干涉级,或者说 m 是能够分辨条纹的最高干涉级;

λ ——光源波段中的最小波长。

因为我们能够分辨的最高干涉级 m 为：

$$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1-3)$$

所以

$$L_M = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1-4)$$

式中 $\Delta\lambda$ ——光源波长宽度。

式(1-4)表明,能够发生干涉的最大光程差或相干长度与光源的波长宽度成反比。光源的波长宽度越小,就能够在更大的光程差下观察到干涉条纹。例如,用白光做光源时,人眼不能分辨波长相差小于 100 \AA 的两种光波的颜色,如果我们把可见光的平均波长算做 5000 \AA ,则相干光程 $L_M = 25 \text{ \mu m}$ 。

从发光机理看,相干光程 L_M 就是相干长度 l_0 ,即 $L_M = l_0$,所以 $\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = c\tau$,于是

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c\tau} \quad (1-5)$$

由式(1-5)可知,光源非单色性对干涉条纹对比的影响是光源时间相干性的反映。所以表示光源的时间相干性可以用相干光程、单色性、相干长度、相干时间或谱线宽度,这些说法都是等效的。

由于一般的光学零件,它的几何厚度都在毫米数量级,它远远超过相干光程,因此,光学零件的上下两个表面不会产生干涉现象。但是,在光学零件上镀的薄膜,由于薄膜的光学厚度小于相干光程,在薄膜的上下两界面上将产生光的干涉现象。

我们定义:当介质的厚度很薄,以至于光束通过它产生的光程差小于相干光程时,称之为薄膜;当介质较厚,光束通过它产生的光程差大于相干光程时,称之为厚膜。当然,薄膜和厚膜是相对光源的单色性而言的,对单色性非常好的激光光源,则不论多厚的玻璃,都可看成是薄膜。例如对氦氖激光器来说, $\Delta\lambda \leq 10^{-7} \text{ \AA}$,所以 $L_M \geq 36 \text{ km}$,因此一切实际的光学零件都可按薄膜现象解释。

结论:薄膜会产生干涉现象,厚膜或玻璃零件对非激光光源则不会产生干涉现象。计算薄膜的光学性质用振幅的矢量和,计算厚膜的光学性质用强度的数量和,这就是薄膜和厚膜的本质区别。

二、薄膜干涉的空间相干性特点

在干涉仪中,我们对干涉条纹的对比有着愈高愈好的要求。干涉条纹的对比度 K 定义为:

$$K = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad (1-6)$$

式中 I_M ——干涉条纹光强分布的极大值；

I_m ——干涉条纹光强分布的极小值。

当 $K=1$ 时, 条纹对比度最好; 当 $K=0$ 时, 条纹对比度最差。

但是, 对光学薄膜来说, 在一般情况下它有着和干涉仪完全相反的要求。我们知道, 光学薄膜是为了改善光学零件界面上的光学特性, 如增透膜, 它的作用是增加光学零件界面上的透过光能, 减少光学零件界面上的反射光能, 而不希望增透膜本身参与成像。如对无限远的一个光点, 希望它的像还是一个点, 而不是明暗相间的条纹, 因此它要求薄膜因干涉而产生的条纹对比度为零。

我们知道, 光源的空间大小(即光源的空间相干性)将严重影响干涉条纹的对比度。光源的空间大小增加, 条纹的对比度下降; 或者反过来, 当我们要求 $K=0$ 时, 可对光源的空间相干性没有限制, 即它适用于任意的扩张光源。

因此, 光学干涉薄膜的一个重要特点是: 一般说来, 薄膜的透射率 T 或反射率 R 不是空间位置坐标 (x, y) 的函数, 而只是波长 λ 的函数。薄膜的干涉效应不会改变光能的空间位置分布状况, 即薄膜不对空间位置坐标进行光能的重新分配, 它只对各种波长的光进行光能的重新分配。

但是, 在特殊情况下, 如在真空室中利用薄膜来测温或测量膜层厚度时, 我们希望看到薄膜的干涉条纹, 这就要求对光源的宽度做出限制, 例如采用单色的激光光源。

另外, 为了便于讨论, 我们还必须对我们的研究对象——光学薄膜做如下基本假定:

① 薄膜在光学上是各向同性介质, 对于电介质其特性可用折射率 n 表征, 并且 n 是一个实数; 对于金属和半导体, 其特性可用复折射率(或称光学导纳) $N=n-ki$ 来表征, N 是一个复数, 其实部仍叫折射率, 其虚部 k 叫消光系数, i 是虚数单位, $i=\sqrt{-1}$ 。

② 两个邻接的介质用一个数学界面分开, 在这个数学分界面的两边折射率发生不连续的跃变。

③ 折射率在空间坐标上是连续的。在实际的薄膜材料中, 折射率可随膜层的深度而变化, 并称为非均匀薄膜或变折射率薄膜。

④ 膜层用两个如②所规定的平行平面所分开的空间来定义, 它的横向大小假定为无限大, 而膜层的厚度是光的波长数量级。

本书的讨论只限于这些基本假定。但真实的光学薄膜并非如此。真实的光学薄膜与这里所采用的分层介质的简单模型之间的差别虽然在大多数情况下是

可以被忽略的,但它所造成的扰动使理论应用受到实际的限制,在更精确的理论中,我们必须考虑影响真实薄膜性能的下述物理因素:

- ① 蒸发薄膜的多晶结构可能造成光的散射或吸收;
- ② 基体表面的粗糙度和薄膜界面的粗糙度也将造成光的散射或吸收;
- ③ 由于薄膜结构和内应力所造成的薄膜的各向异性;
- ④ 薄膜的结构和薄膜的光学常数与薄膜的实际厚度有关;
- ⑤ 折射率与厚度随时间的变化特性(经时效应);
- ⑥ 两相邻材料之间的扩散将引起内过渡层;
- ⑦ 成膜以后的吸附和氧化将引起外过渡层;
- ⑧ 由非稳定的蒸发条件造成薄膜的非均匀性;
- ⑨ 介质光学常数的色散。

第二节 麦克斯韦方程及平面电磁波

一、麦克斯韦方程

按照麦克斯韦电磁场理论,可以这样来理解变化的电磁场在空间的传播:设在空间某一区域中的电场发生变化,在它邻近的区域就会产生变化的磁场,这个变化的磁场又会在较远的区域产生变化的电场,接着在更远的区域产生变化的磁场。如此继续下去,变化的电场和变化的磁场不断地相互转化,并由近及远地传播出去。这种变化的电磁场在空间以一定的速度传播的过程叫做电磁波。这个理论还说明,光波也包括在电磁波之中,从而把光现象和电磁现象联系起来。

研究薄膜系统的光学特性,从理论观点来说,就是研究平面电磁波通过分层介质的传播。因此,处理薄膜问题的最有效的方法是解麦克斯韦方程。

对于各向同性的介质,麦克斯韦方程的积分形式如下:

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V \rho dV \quad (1-7)$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1-8)$$

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1-9)$$

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} + \iint_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1-10)$$

式中 \mathbf{D} ——电位移矢量;

ρ ——空间自由电荷体密度;

\mathbf{B} ——磁感应强度矢量；

\mathbf{E} ——电场强度矢量；

\mathbf{H} ——磁场强度矢量；

\mathbf{j} ——传导电流密度矢量；

\mathbf{j}_D ——位移电流密度矢量 $\left(\mathbf{j}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\right)$ 。

式(1-7)是电场高斯定理,表示在任何电场中,通过任何封闭曲面的电位移通量等于包围在这个封闭曲面内自由电荷的代数和。式(1-8)是磁场高斯定理,表示在任何磁场中,通过任何封闭曲面的磁通量总是等于零。式(1-9)是法拉第电磁感应定律,它表明在任何电场中,电场强度沿任意闭合曲线的线积分等于通过这曲线所包围面积的磁通量时间变化率的负值,同时也说明了变化的磁场可以产生环形电场。式(1-10)是全电流定理,它表明在任何磁场中,磁场强度沿任意闭合曲线的线积分等于通过以这一曲线为边界的任意曲面的全电流。

麦克斯韦方程的积分形式适用于某一有限大小范围内的电磁场,如一闭合回路或一封闭曲面内的电磁场。要想确定某一给定点的电磁场必须采用麦克斯韦方程的微分形式。利用场论中的高斯定理和斯托克斯定理可以把麦克斯韦方程的积分形式化成如下的微分形式:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \mathbf{j}_D \quad (1-14)$$

电磁场是运动电荷所激发的,此外,还需要考虑到介质对电磁场的影响。在麦克斯韦理论中,无需考虑物质的微观结构,而只是应用表征介质特性的量,即用介电常数 ϵ 、磁导率 μ 和电导率 σ 来描述介质对电磁场的影响。因此在场方程组中,还需加上联系电磁场基本矢量的物质方程,即:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-15)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1-16)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-17)$$

二、平面电磁波

将位移电流密度矢量 $\mathbf{j}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 代入式(1-14),得:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-18)$$

以 $\mathbf{D}=\epsilon\mathbf{E}$, $\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{j}=\sigma\mathbf{E}$, 代入式(1-12)和式(1-18), 得:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1-19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \quad (1-20)$$

对式(1-19)取旋度, 并把式(1-20)代入, 得:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \frac{\partial (\nabla \times \mathbf{H})}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (1-21)$$

应用矢量恒等式, 式(1-21)的左边可以表示为:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (1-22)$$

式(1-21)与式(1-22)相等, 并设空间里没有电荷, 即 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 得:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1-23)$$

经过同样的计算, 得:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1-24)$$

式(1-23)和式(1-24)就是表示电磁波在介质中传播的波动方程。

对于不导电的无限均匀介质, $\sigma=0$, 式(1-23)和式(1-24)变为:

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \mathbf{H} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \end{cases} \quad (1-25)$$

现引入一个量 v , 使得 $v^2 = \frac{1}{\mu \epsilon}$, 则式(1-25)可以写成:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1-26)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1-27)$$

这就是在不导电的均匀介质中电磁场所满足的波动方程。可见电磁矢量是以速度 $v=1/\sqrt{\mu\epsilon}$ 按波动形式在介质中传播的, 所以变化的电磁场称为电磁波。

在真空中电磁波的传播速度即是光速 $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 2.998 \times 10^8$ (m/s), 式中 μ_0 和 ϵ_0 分别是真空中的磁导率和介电常数。根据电磁实验测定的电磁波在真空中的传播速度与光在真空中的速度是一致的。应该指出, 这并不是一个巧合, 而是表明光与电磁波之间存在着本质的联系——光就是电磁波。

电磁波在真空中的速度 c 与在不导电的均匀介质中的速度 v 之比, 称为介

质的折射率 n 。由此我们得到著名的麦克斯韦公式, $n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\mu\epsilon}}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}$ 。

在光频率下,一般光学材料的 μ_r 值通常与 1 相差很小,所以:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1-28)$$

可知,介质的折射率完全是由介质的相对介电常数 ϵ_r 和相对磁导率 μ_r 所决定。

对一个在 x 轴正方向行进的平面波来说,假定在导电介质中传播时式(1-25)的一个解为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right] \quad (1-29)$$

式中 ω ——平面波的角频率;

v ——波在介质中的传播速度。

\mathbf{E} 实际上既可以代表电场振幅,也可以代表磁场振幅,但是因为在光频范围,仅电场矢量对介质有重要作用,光波的振幅通常只考虑电场振幅。式(1-29)是在 $\sigma=0$ 时式(1-23)的一个特解。对于导电介质, $\sigma \neq 0$, 式(1-29)代入式(1-23),得到:

$$\frac{1}{v^2} = \epsilon\mu - i \frac{\sigma\mu}{\omega} \quad (1-30)$$

令 $\frac{c}{v} = N$, 有:

$$N^2 = (\epsilon\mu - i \frac{\sigma\mu}{\omega}) / (\epsilon_0\mu_0) \quad (1-31)$$

由上式可知,要使式(1-31)成立,则 N 必须是一个复数,称为复折射率。令:

$$N = \frac{c}{v} = n - ki \quad (1-32)$$

式中 n ——介质的折射率;

k ——消光系数。

把式(1-32)两边平方并与式(1-31)比较,得:

$$n^2 - k^2 = \epsilon\mu / (\epsilon_0\mu_0) = \epsilon_r\mu_r$$

$$2nk = \sigma\mu / (\omega\epsilon_0\mu_0) = \sigma\mu_r / (\omega\epsilon_0)$$

通常, μ_r 与 1 很相近,那么:

$$n^2 - k^2 = \epsilon_r \quad (1-33)$$

$$2nk = \sigma / (\omega\epsilon_0) \quad (1-34)$$

又 $\omega = 2\pi\nu$, $v = c/N$ 和 $c = \lambda\nu$, 于是式(1-29)可写成:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left[i\left(\omega t - \frac{2\pi N x}{\lambda}\right)\right] \quad (1-35)$$

上式表示波长为 λ 的单色平面波沿 x 轴正方向传播。若一平面波不是沿 x 轴正方向传播,而是沿给定的方向余弦 (α, β, γ) 传播,则式(1-35)成为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{2\pi N}{\lambda} (\alpha x + \beta y + \gamma z) \right] \right\} \quad (1-36)$$

把式(1-32)代入式(1-35),得到:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left(-\frac{2\pi k x}{\lambda} \right) \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi n x}{\lambda} \right) \right] \quad (1-37)$$

上式说明电磁波在导电介质 ($\sigma \neq 0$, 因而 $k \neq 0$) 中是一个衰减波,消光系数 k 是介质吸收电磁能量的度量。当传播距离为 $x = \lambda / (2\pi k)$ 时,波的振幅减小到原来的 $1/e$ 。振幅的减少是因为介质内产生的电流将波的能量转换为热能所致。式(1-37)中的 $n x$ 称为光程。在薄膜光学中,膜层厚度为 d ,常称 nd 为光学厚度。

三、光学导纳

从麦克斯韦方程还可得出电场和磁场的几个重要关系式。考虑式(1-36)表示的平面电磁波沿单位矢量 \mathbf{S}_0 传播。由式(1-37)得, $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \mathbf{E}$, 同时,从式(1-18)及关系式 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ 和 $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, 得到, $\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = (\sigma + i\omega \epsilon) \mathbf{E}$ 根据式(1-31)有:

$$\nabla \times \mathbf{H} = i \frac{\omega N^2}{\mu c^2} \mathbf{E} \quad (1-38)$$

$$\text{式(1-36)可写做: } \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi N}{\lambda} \mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{r} \right) \right] \quad (1-39)$$

式中 \mathbf{r} ——坐标矢径。

由于 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 的解是对称的,所以:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi N}{\lambda} \mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{r} \right) \right] \quad (1-40)$$

$$\text{由于 } \nabla \times \mathbf{H} = \left(i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z} \right) \times \mathbf{H}$$

从而

$$(\nabla \times \mathbf{H})_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i \frac{2\pi N}{\lambda} s_{0y} H_z + i \frac{2\pi N}{\lambda} s_{0z} H_y = -i \frac{2\pi N}{\lambda} (\mathbf{S}_0 \times \mathbf{H})_x \quad (1-41)$$

$$(\nabla \times \mathbf{H})_y = -i \frac{2\pi N}{\lambda} (\mathbf{S}_0 \times \mathbf{H})_y$$

$$(\nabla \times \mathbf{H})_z = -i \frac{2\pi N}{\lambda} (\mathbf{S}_0 \times \mathbf{H})_z$$

$$\text{因而} \quad (\nabla \times \mathbf{H}) = -i \frac{2\pi N}{\lambda} (\mathbf{S}_0 \times \mathbf{H}) \quad (1-42)$$

将式(1-38)代入上式,得:

$$\mathbf{S}_0 \times \mathbf{H} = \frac{N}{\mu c} \mathbf{E} = -\frac{N \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}}{\mu_r} \mathbf{E} \quad (1-43)$$

同样,从式(1-19)和式(1-39)得:

$$\frac{N \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}}{\mu_r} (\mathbf{S}_0 \times \mathbf{E}) = \mathbf{H} \quad (1-44)$$

由式(1-43)与式(1-44)可知,电场 \mathbf{E} 与磁场 \mathbf{H} 相互垂直,各自都与波的传播方向 \mathbf{S}_0 垂直,并符合右旋法则(图 1-1)。这进一步表明电磁波是横波。由式(1-44)还可知道,对于介质中任一点, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 不但相互垂直,而且数值间也有一定比值:

$$Y = \frac{|\mathbf{H}|}{|(\mathbf{S}_0 \times \mathbf{E})|} = \frac{N \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}}{\mu_r} \quad (1-45)$$

Y 称为介质的光学导纳,它是磁场强度与电场强度的比值,在光波段,即 μ_r 足够接近于 1 的情况下,介质的光学导纳为 $Y =$

NY_0 , 式中,自由空间导纳 $Y_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$, 在国际单位制中其值为 $1/377$ 西门子。若以自由空间导纳为单位,则光学导纳也可以表示为 $Y = N$ 。因此,今后在数值上我们将用介质的复折射率表示它的光学导纳,而不作任何说明。显然,在微波区我们不能假定磁导率 μ_r 接近于 1,因而此时介质的光学导纳和折射率没有简单的关系。

以自由空间导纳为单位后,则式(1-43)与式(1-44)可写成:

$$\mathbf{S}_0 \times \mathbf{H} = -N\mathbf{E}, \quad N(\mathbf{S}_0 \times \mathbf{E}) = \mathbf{H} \quad (1-46)$$

上式称为光学导纳方程。光学导纳的这种表达式在薄膜光学中非常有用。

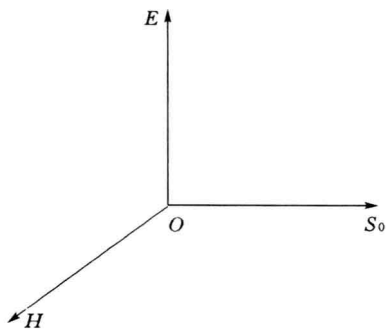


图 1-1 电磁波的右旋法则

第三节 电场和磁场的边界条件

上面我们研究了电磁波在各向同性的均匀介质中传播的一些问题,在光学薄膜中具有更大意义的是当电磁波从一种介质进入另一种介质时将产生哪些光学行为。为此我们先求出在界面两侧电磁场之间的关系,即所谓边界条件。

我们考虑两种不同介质 1 和 2 交界处 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 的情况。我们把积分空间取

在界面附近的两侧空间,如图 1-2 所示。图中下角 1 表示介质 1,下角 2 表示介质 2,下角 t 表示切向分量,下角 n 表示法向分量。界面上法线方向的单位矢量为 \mathbf{n} ,设 \mathbf{E}_1 为介质 1 中的电场强度, \mathbf{E}_2 为介质 2 中的电场强度,并假定它们在积分空间范围内变化缓慢,所以当长度取得比较小时, \mathbf{E}_1 和 \mathbf{E}_2 可以分别当做常矢量,根据法拉第电磁感应定律 $\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = -\iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \times d\mathbf{S}$,结合我们的具体问题,上式左端可写成:

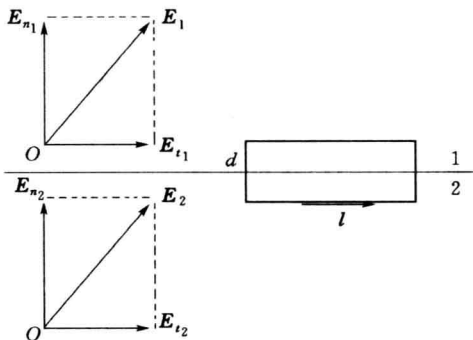


图 1-2 电场强度切向分量边界条件的推导

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = \mathbf{E}_{t_1} \cdot \mathbf{L}_1 + \mathbf{E}_{t_2} \cdot \mathbf{L}_2 = (\mathbf{E}_{t_1} - \mathbf{E}_{t_2})\mathbf{L}_1$$

上式忽略了 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{h}$ 项,这是因为 $h \ll L$,且 h 为无穷小量,而 \mathbf{L}_1 和 \mathbf{L}_2 的长度均为 l ,但方向相反,平行于界面。所以

$$(\mathbf{E}_{t_1} - \mathbf{E}_{t_2}) \cdot \mathbf{l} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} l d$$

\mathbf{E}_{t_1} 和 \mathbf{E}_{t_2} 各为两种介质中 \mathbf{E} 的切向分量。令 d 趋于零,我们得到:

$$\mathbf{E}_{t_1} = \mathbf{E}_{t_2} \quad (1-47)$$

即在通过不同介质时,电矢量 \mathbf{E} 的切向分量是连续的。

根据类似的方法,我们可以从麦克斯韦方程求得其他三个边界条件,它们是,在静电场时,在不带电的分界面两侧,电位移矢量的法向分量是连续的,即:

$$\mathbf{D}_{n_1} = \mathbf{D}_{n_2} \quad (1-48)$$

对静磁场的边界条件是,在界面两侧磁感应矢量的法向分量总是连续的,即:

$$\mathbf{B}_{n_1} = \mathbf{B}_{n_2} \quad (1-49)$$

但是这时只有两种介质的分界面上没有传导面电流时,磁场强度的切向分量才连续,即:

$$\mathbf{H}_{t_1} = \mathbf{H}_{t_2} \quad (1-50)$$