

中国矿业大学教材建设工程资助教材

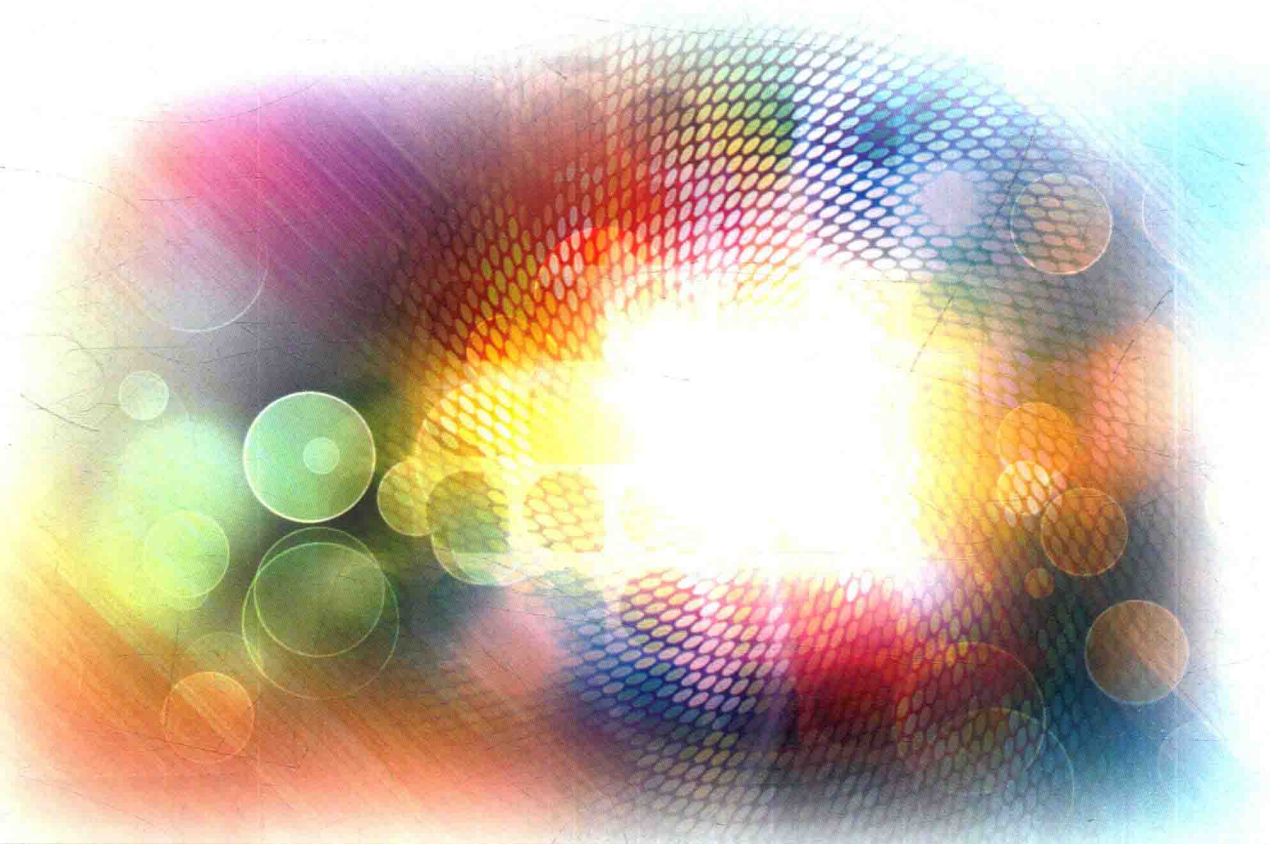
薄膜

Baomo

De Sheji Zhibei Ji Yingyong

的设计、制备及应用

王月花 黄飞 编著



中国矿业大学出版社

China University of Mining and Technology Press

薄膜的设计、制备及应用

王月花 黄 飞 编 著

中国矿业大学出版社

内 容 提 要

本书综合了国内外现有的薄膜光学和薄膜技术的研究内容、体系,参考了最新的薄膜技术与理论发展的新成就,并将这些新技术融入教材。全书主要介绍了薄膜光学的基本理论、薄膜制备方法、薄膜光学的特性测试方法及当下热点的薄膜材料体系。

本书既可作为相关专业高年级本科生及研究生的教学用书,也可供广大从事薄膜科学与技术的工程技术人员、科技工作者参考。

图书在版编目(CIP)数据

薄膜的设计、制备及应用/王月花,黄飞编著. —徐州:
中国矿业大学出版社, 2016. 9

ISBN 978 - 7 - 5646 - 2987 - 8

I. ①薄… II. ①王…②黄… III. ①薄膜技术 IV.
①TB43

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 318399 号

书 名 薄膜的设计、制备及应用

编 著 王月花 黄 飞

责任编辑 张 岩 何晓明

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 787×1092 1/16 印张 14 字数 349 千字

版次/印次 2016 年 9 月第 1 版 2016 年 9 月第 1 次印刷

定 价 29.00 元

(图书出现印装质量问题,本社负责调换)

前 言

薄膜是一种低维材料,广泛应用于多种领域。薄膜科学与技术已经发展成为一门跨领域的综合性学科,它涉及物理、化学、材料科学、真空和等离子体技术等领域。同时,薄膜也已发展成规模巨大的产业。当今计算机、通信设备、探测仪等设备中的许多元器件都是薄膜材料制成的,因而薄膜材料的发展水平对电子元器件的先进程度有很大影响,所以学习和掌握薄膜材料技术对微电子、通信和材料等领域的工作者非常必要。笔者编著本书,就是希望能够对从事薄膜科学相关工作的读者有所帮助。

作者在编写过程中综合了国内外现有的薄膜光学和薄膜技术的研究内容、体系,参考了最新的薄膜技术与理论发展的成就,及时地将这些新技术融入本教材,并针对光电信息科学与工程专业的特点,比较全面而且富有特色地构建了本书的内容体系。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,并注意到了原理与技术相联系,理论与实践相结合。全书共有8章。第1~3章,主要介绍了薄膜光学的基本理论和特性设计与计算基础,并着重介绍了减反射膜、高反射膜、分束镜和滤光片等几种实用光学器件的设计理论;第4章对几种常见的薄膜制备方法的基本原理与方式进行了详细的介绍,并对膜层厚度的分布、膜厚的监控和测试方法进行介绍;第5章对薄膜的生长过程、生长模式、生长机理以及薄膜的结构和缺陷等问题进行了详细讨论;第6章对薄膜的表面和界面方面的问题进行了探讨;第7章对薄膜的光学常数、光学性能、薄膜成分、薄膜结构及薄膜附着力等特性测试方法进行了阐述;第8章介绍了几种当前研究热点的薄膜材料体系。本书内容的安排便于取舍,有些章节可视情况作为选读内容。

本书在编写和出版过程中受到了中国矿业大学教务处资助和中国矿业大学出版社的关心、支持和帮助,在此表示衷心的感谢!

由于作者水平有限,书中难免有缺点和错误,敬请各位读者和同行、专家批评指正。

编著者

2015年6月

目 录

1 绪论	1
1.1 薄膜光学概述	1
1.2 电磁理论基础	7
思考题与习题	16
2 光学薄膜特性的理论计算	17
2.1 光学薄膜特性计算方法	17
2.2 光学薄膜的普遍定理	23
2.3 单一界面上的反射率和透射率	31
2.4 单层介质膜的反射率	33
2.5 多层介质膜的反射率	38
思考题与习题	40
3 光学薄膜系统的设计	42
3.1 减反射膜	42
3.2 高反射膜	47
3.3 分束镜	57
3.4 截止滤光片	62
思考题与习题	68
4 薄膜制备技术	69
4.1 真空技术基础	69
4.2 薄膜制备方法	82
4.3 薄膜厚度的均匀性	113
4.4 膜层厚度的监控	117
思考题与习题	120
5 薄膜的形成与结构	122
5.1 凝结过程	122
5.2 核的形成与生长过程	125
5.3 薄膜的形成与生长	131

5.4 薄膜的结构与缺陷	134
思考题与习题	138
6 薄膜的表面与界面	139
6.1 表面界面特征与现象	139
6.2 吸附机理与吸附膜的形成机理	145
6.3 表面扩散与界面扩散	152
6.4 界面电气现象	155
6.5 界面接触效应	158
6.6 薄膜中的电迁移现象	163
思考题与习题	165
7 薄膜特性的测试	166
7.1 薄膜光学常数的测量	166
7.2 薄膜光学性能的测量	176
7.3 薄膜成分的表征方法	185
7.4 薄膜结构的表征方法	190
7.5 薄膜附着力的测量方法	195
思考题与习题	197
8 几种重要的功能薄膜材料	198
8.1 半导体薄膜	198
8.2 铁电薄膜	207
8.3 光学薄膜	210
思考题与习题	214
参考文献	215

1 绪 论

1.1 薄膜光学概述

1.1.1 概念与功能

光学薄膜是指在光学元件或独立的基片上镀的一层或多层介质膜、金属膜或介质金属膜,可以用来改变光波的传输特性。光学薄膜大多通过干涉作用来改变光波的传输特性,如简单的肥皂膜、金属表面氧化膜、水面上油层显现的颜色,均可视为单层膜的干涉。当膜层中的干涉现象可以被观察到时,通常认为膜层是薄的,否则认为是厚膜。干涉现象的观测不仅和膜层厚度有关,还与光源的相干性、探测器种类有关。通常,膜层厚度不超过几个波长时,可以认为是薄的。与膜层相比,基片的厚度在毫米或厘米量级,因此可以认为基片是厚的。

光在薄膜内干涉效果随波长变化而改变,光经过光学薄膜后,不同波长光的透射、反射、偏振及相位会发生不同变化,这些变化使得光学薄膜至少具有以下功能:

- ① 反射率的增加或透过率的降低;
- ② 反射率的降低或透过率的增加;
- ③ 分光作用:中性分光、双色分光、偏振分光;
- ④ 光谱带通、带止及长波通或短波通滤光作用;
- ⑤ 热辐射与发射率的控制、光通量改变;
- ⑥ 相位的改变;
- ⑦ 光波的引导、光开关与集成光路;
- ⑧ 色光与色温的改变;
- ⑨ 光信息的存储;
- ⑩ 色光显示与反射、防伪作用等。

光学薄膜的分类有多种方法,主要分类方法有:

- ① 根据光谱响应的不同,可分为增透膜、反射膜、带通滤光片、截止滤光片、分光膜;
- ② 根据膜厚可分为薄膜(干涉膜)和厚膜(非干涉膜);
- ③ 根据膜料分为全介质膜、金属膜、介质金属膜;
- ④ 根据层数分为单层膜、双层膜和多层膜(三层膜及以上)。

薄膜光学是研究光在分层介质中传播规律的一门科学,它主要研究光在分层介质中传

播时的透射特性、反射特性、吸收特性以及光的偏振状态和相位变化现象。薄膜光学促进了科学仪器的革命,光学零件的薄膜技术除大量应用于光学仪器,如照相机、显微镜、望远镜外,还广泛应用于激光技术、能源研究、空间技术、电子工程、医疗技术、彩色光电印刷机、大规模集成电路制板等领域,可以说没有薄膜光学就没有现代光电仪器。薄膜光学与导波光学相结合,形成了一门新的学科——集成光学。

薄膜光学发展至今,已经形成了一套比较完整、实用的理论,包括薄膜的特性计算、优化设计等具体内容。

1.1.2 发展史简介

薄膜光学理论发展初期阶段也是人们对光的波动性认识的历程,从17世纪“牛顿环”的发现到1801年托马斯·杨发表干涉实验结果,以及菲涅耳对此进一步的研究,物理光学和薄膜光学有了理论基础,目前用多光束干涉处理平行平面薄膜已成为物理教材的基本内容之一。

1873年麦克斯韦的《论电与磁》出版,将光的电磁理论与波动理论相结合,以此为基础导出了两媒质界面上入射光与反射光、透射光之间的振幅、能量和相位关系,从此分析薄膜光学问题的全部理论基本建立。然而,19世纪的物理学却没有发展多层膜的概念,也没建立相应的分析方法,其原因是当时的光学系统比较简单,没有这种实际需要,当然,当时也不具备制备多层膜的工艺与设备。即使单层膜的应用也历尽艰辛,虽然早在1817年夫琅禾费(Fraunhofer)就用酸蚀法制成了世界上第一批单层减反射膜,1866年,瑞利在报告中称失去光泽玻璃的反光比新鲜玻璃的反光弱,但这并没有引起人们的重视。1899年法布里与珀洛制成了第一个薄膜光学元件——法布里-珀洛(Fabry-Perot)标准具,但它仍是由两块镀单层银膜的平板构成的,而不是一个真正的多层膜器件。

因此,直到19世纪末,薄膜光学虽然具备了基础理论,但人们并没有找到实际制造各种薄膜的工艺方法和膜系设计分析手段,可以说,20世纪以前是薄膜光学的早期发展阶段。

1930年油扩散泵的出现,使得工业制造各种薄膜成为可能,接着在实验室制造出了单层反射膜、增透膜、分光膜和金属法布里-珀洛干涉滤光片。

在上述实际工作的推动下,从20世纪40年代开始,薄膜光学理论进入全面发展时期,各种薄膜光学理论和膜系计算方法被相继提出。1956年,瓦施切克发表了第一本薄膜光学专著《薄膜光学》(Optics of Thin Films),到了20世纪60年代,激光、空间技术和光谱技术的飞速发展,以及电子计算机的推广应用,推动了薄膜光学的飞速发展。1969年,英国学者麦克劳德(Macleod)用干涉矩阵解释和计算光学薄膜,出版了专著《薄膜光学滤光器》(Thin-film Optical Filters)。1976年,尼特尔(Knittle)发表了专著《薄膜光学》(Optics of Thin Films),全面讨论了薄膜光学的一些理论问题。

薄膜光学本身的发展主要是解决光学薄膜的理论与计算问题,然后解决各类光学薄膜的设计问题。膜系设计与光学系统设计不同,这是因为光学设计的基础是几何光学,而膜系设计的基础是物理光学,确切说是光的干涉原理。最早的膜系设计方法是试凑法、图解法,但这只能解决一些简单膜系的设计问题,随着优化技术和电子计算机的广泛应用,除了发展基于薄膜光学理论的解析设计方法外,杨和西利(Seely)根据电路网络设计理论的研究成果,在膜系设计理论中引入网络设计理论。到20世纪70年代,膜系设计的更大发展是计算机辅助的各种设计方法,特别是膜系自动设计。1981年,利德尔(Liddel)出版了膜系设计专

著《多层膜中的计算机设计辅助技术》(Computes-aided Techniques for the Design of Multilayer Filters)。

目前,在 ZEMAX、CODEV 等先进的光学设计软件中已经包含膜系设计模块,并且出现了像 Macleod 这样的专业膜系设计软件。

1.1.3 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是:可见光,红外的近红外、中红外和波长小于 25 mm 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动的基本特征——干涉现象。我们讨论的薄膜的干涉具有如下特点。

1.1.3.1 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 两束光波的周期差保持恒定。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 τ ,并发射一个长为 l_0 的波列,如光速为 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无固定的位相关系,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的是均匀的强度分布,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 是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 是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, $\Delta\lambda$ 为光源波段宽度。上式表明,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,就越能够在更大的光程差下观察到干涉条纹。例如,用白光作光源时,人眼不能分辨波长相差小于 100 Å 的两种光波的颜色,如果我们把可见光的平均波长算作 5 000 Å,则相干光程 $L_M = 25 \mu\text{m}$ 。

从发光机构看,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

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

由上式可知,光源非单色性对干涉条纹对比的影响乃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。

由于一般光学零件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。

我们给出如下定义: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,我们称这样薄的介质为薄膜;当介质较厚,光束通过它产生的光程差大于相干光程时,对这样的介质我们称为厚膜。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。

1.1.3.2 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,制作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 ,它不是空间位置坐标 (x, y) 的函数,它只是波长 λ 的函数(透射率 T 与波长 λ 的关系如图 1-1 所示)。或者我们可以这样说:我们不希望薄膜的干涉效应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。



图 1-1 薄膜透射率曲线

但是在特殊情况下,例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。

1.1.4 光学薄膜的基本假定与表示

1.1.4.1 基本假定

为了便于讨论,我们还必须对光学薄膜作如下基本假定:

(1) 薄膜在光学上是各向同性的。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) $N=n-ik$ 来表征, N 是一个复数,其实部 n 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。为了达到实际的目的,折射率可随膜层的深度而变化,并将此类薄膜称为非均匀薄膜或变折射率薄膜。

(4) 膜层用两个无限大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所产生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,我们必须考虑真实薄膜如下物理因素:

- 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;
- ⑩ 不同膜层的生成机理。

1.1.4.2 薄膜的表示

(1) 膜层与膜系

膜系是指具有一定光学功能的多层薄膜,有时也称膜堆。膜层是指膜系中的任何一层膜,膜层与膜系的关系如图 1-2 所示。

一般而言,薄膜是在空气中(或真空中)使用,习惯上用 n_0 表示空气折射率,并从空气侧开始标注各膜层的折射率 $n_1, n_2, \dots, n_k$, k 为膜系的总层数,基片的折射率记为 n_g , k 层膜存在 $k+1$ 个界面,顺序记为 $1 \sim k+1$ 。

(2) 膜层厚度

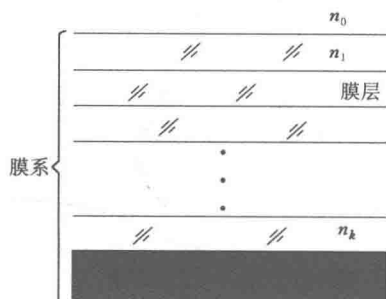


图 1-2 膜层与膜系的关系

膜层的厚度主要有以下三种表示方法:

① 几何厚度:指膜层的实际厚度,也称物理厚度,一般用 d 表示,膜层的几何厚度一般为几百纳米。

② 光学厚度:指膜层等效为光波在真空中的厚度,也就是膜层对应的光程,数值上等于几何厚度与膜层折射率的乘积,记为 nd ,不加说明时,膜厚指光学厚度。

③ 相位厚度:指膜层对光波相位的调制厚度,它与入射光波波长、膜层光学厚度以及光波的入射角 θ 有关,相位厚度的表达式为 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} nd \cos \theta$ 。

(3) 膜系与膜层的表示

常见的膜系主要分为周期膜系和非周期膜系。对于周期膜系,若膜层 $n_1 > n_2$,我们一般用 H 表示 n_1 层, L 表示 n_2 层, A 表示空气(一般为入射介质), G 表示基片(一般为玻璃),在膜厚相同时, $nd = \frac{\lambda}{4}$ 称为一个单位厚度,周期数记为 S ,则膜系表示为

$$A(HL)^S G$$

当 $S=2$ 时,膜系的具体结构为 $AHLHLG$ 。

完整的周期膜系表示如下:

$$A(HL)^S G$$

$$n_A = ? \quad n_H = ? \quad n_L = ? \quad n_g = ? \quad S = ? \quad \theta_0 = ? \quad \lambda_0 = ?$$

对于非周期膜系,其膜层厚度也不一定为单位厚度,或单位厚度的整数倍,此时用 $k_1, k_2, k_3 \dots$ 表示膜层的厚度系数,完整非周期膜系表示如下:

$$A k_1 M_1 k_2 M_2 k_3 M_3 \dots G$$

$$n_A = ? \quad n_g = ? \quad \theta_0 = ? \quad \lambda_0 = ?$$

$$k_1 = ? \quad k_2 = ? \quad k_3 = ? \quad \dots$$

$$n_{M_1} = ? \quad n_{M_2} = ? \quad n_{M_3} = ? \quad \dots$$

(4) 膜系的性能表示

根据膜系功能的不同,膜系的性能通常用反射光谱曲线和透射光谱曲线表示,典型高反射膜系的反射光谱曲线和透射光谱曲线如图 1-3 所示,当忽略膜层的吸收时,由于 $R(\lambda) + T(\lambda) = 1$,反射光谱曲线和透射光谱曲线是互补关系。

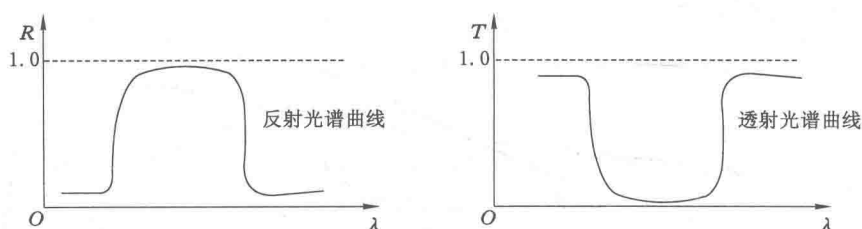


图 1-3 膜系反射光谱曲线和透射光谱曲线

1.2 电磁理论基础

光学薄膜通过光波的干涉作用来实现对光波的调制,因此,研究光波在分层介质中的行为离不开波动光学。下面介绍电磁波的基础理论。

1.2.1 麦克斯韦方程组

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,这个变化的磁场又要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叫作电磁波。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。我们在未正式讨论主题之前,简单地回顾一下麦克斯韦方程。

对于各向同性的介质,麦克斯韦方程的积分形式如下:

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

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

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

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

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 ($\mathbf{j}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$)。

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含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的时间变化率的负值,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

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

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

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

1.2.2 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(1-13),得

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

根据物理方程得

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

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

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

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

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 $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \approx 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$, 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, 这并不是一种巧合, 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) 所决定的。

对一个在正 x 方向进行的平面波来说, 假定在导电介质中传播时式(1-23)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 是平面波的角频率; v 是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, $\sigma \neq 0$, 将式(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

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

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

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

式中 n ——介质的折射率；

k ——消光系数。

把式(1-32)平方并与式(1-31)比较,得

$$\begin{aligned} n^2 - k^2 &= \epsilon\mu / \epsilon_0\mu_0 = \epsilon_r\mu_r \\ 2nk &= \sigma\mu / (\omega\epsilon_0\mu_0) = \sigma\mu_r / \omega\epsilon_0 \end{aligned}$$

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 $\omega = 2\pi\nu$, $\nu = c/N$ 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 $1/e$ 。振幅的减少是介质内产生的电流将波的能量转换为热能所致。方程式(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。

1.2.3 光学导纳

从麦克斯韦方程还得出 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 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(1-36)得, $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \mathbf{E}$, 同时,从式(1-18)及物质方程得到 $\nabla \times \mathbf{H} =$

$\sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = (\sigma + i\omega\epsilon) \mathbf{E}$, 根据式(1-31)有

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

式(1-36)可写为

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

式中 $\mathbf{r}$ ——坐标矢径。

由于 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的解是对称的,所以

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

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

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

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

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

因而

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

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 1-4)。这进一步表明电磁波是横波。由式(1-44)还知道,于对介质中任一点, $\mathbf{E}$ 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 $Y = N$,则式(1-43)与式(1-44)可写成

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

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。

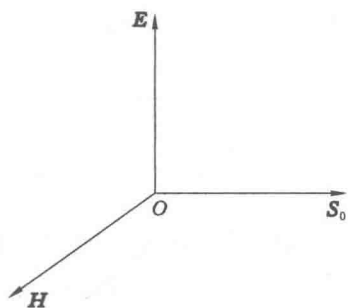


图 1-4 电磁波的右旋法则

1.2.4 电磁场的边界条件

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 1-5 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