

ZHENKONGDUMO

真空镀膜

——光学材料的选择与应用

钟迪生 编著

辽宁大学出版社

真空镀膜

钟迪生 编著

光学材料的选择与应用

真空镀膜 / 钟迪生 编著
科学出版社 / 北京

ISBN 7-5610-4312-0



9 787561 043127 >

ISBN 7-5610-4312-0/O · 148 定价: 38.00 元

辽宁大学学术著作出版基金资助项目

真 空 镀 膜

——光学材料的选择与应用

钟迪生 编著

前 言

光学薄膜技术是一个正在大力研究中的新领域,已经积累了丰富的理论和数据。但是它的研究现状已进入了相当高水平的研究阶段,而且不断有新的研究者步入这一研究领域。国内出版了许多薄膜光学领域的专著,其代表作有:

《光学薄膜技术》H. A. Macleod 著,周九林、严树百译,国防工业出版社,1974年12月第一版;

《应用薄膜光学》唐晋发、郑权编著,上海科学技术出版社,1984年10月第一版;

《多层膜设计中的计算机辅助技术》Heater M. Liddell 著,唐晋发、顾培夫译,浙江大学出版社,1984年12月第一版;

《光学零件制造(特种加工部分)》周鹏飞、史大道、陈林编著,机械工业出版社,1985年第一版;

《薄膜光学—理论与实践》尹树百编著,科学出版社,1987年11月第一版;

《玻璃镀膜》H. K. Pulker 著,仲永安,谢于深,吴予似译,科学出版社,1988年5月第一版;

《薄膜光学与技术》唐晋发、顾培夫编,机械工业出版社,1989年6月第一版;

这些著作,对光学薄膜的理论、设计、制备技术,成膜机理,性触测试及镀膜设备的安装、调试使用和维护等各方面作了详尽的论述,但由于各专著的作者阐述的重点不同,尤其对薄膜材料均未做重点论述。基于这种认识,作者在构思、编写本书时,决定在本书中增加光学薄膜材料两部分内容。

本书汲取了众多出版物中的相关资料,对光学薄膜材料的性能和典型技术的光学薄膜产品提供了有充分根据的背景材料。由于光学薄膜材料的性能(光学、电学、机械及结构特性等)均与薄膜具体制备工艺条件密切相关,所以书中引用的参考文献主要是第一手研究资料,但也给出了一些有参考价值的综述评论文章和书籍,以使从事该领域工作的专家和新参加者可以按各自的研究兴趣进一步查询。

这里还应指出的是:本书少数物理量的单位没有完全根据国际单位制给出,其原因是由于书中所引用资料的时间跨度较大,而这些原始文献的数据必须以不变的形式给出。为了弥补这一不足,书后附表给出了有关物理量单位间的换算关系。

作者在此要向本书所引用和参考的许多书籍和论文的作者致以诚挚的谢意!并借此机会,对形成本书给予帮助的浙江大学唐晋发教授、顾培夫教授,北京电影机械研究所教授级高级工程师赵福庭同志,沈阳仪器仪表工艺研究所教授级高级工程师廖邦俊同志,辽宁大学马凤才教授,杨晓军、郭永新教授表示衷心的感谢。

本书能够得以顺利出版是与辽宁大学出版社的积极支持和慷慨资助分不开的。在此作者一并表示感谢。这里要特别感谢辽宁大学出版社胡家诗副主编和本书责任编辑陈晓东同志自始至终所给予的热情帮助。

由于作者的理论基础和实践经验所限,书中的错误、缺点以及遗漏和不妥之处在所难免,作者恳切地希望得到有关专家和读者的批评指正。

钟迪生

2001年2月

目 录

第 1 章 薄膜材料的基本理论和特性	(1)
§ 1.1 电磁波谱	(1)
§ 1.2 金属、介质和半导体的能带结构	(1)
§ 1.3 晶格振动的调谐	(3)
§ 1.4 材料的光学性质	(5)
§ 1.5 金属与合金材料	(12)
§ 1.6 介质与半导体材料	(20)
§ 1.6.1 高透明性	(20)
§ 1.6.2 吸收和散射性	(22)
§ 1.6.3 折射率	(24)
§ 1.6.4 机械性质	(28)
参考文献	(53)
第 2 章 金属薄膜材料	(58)
§ 2.1 银 Ag	(59)
§ 2.2 铝 Al	(73)
§ 2.3 金 Au	(95)
§ 2.4 铬 Cr	(107)
§ 2.5 锗 Ge	(112)
§ 2.6 铱 Ir	(114)
§ 2.7 钌 Os	(121)
§ 2.8 铂 Pt	(128)
§ 2.9 铼 Re	(142)
§ 2.10 铑 Rh	(146)
§ 2.11 钌 Ru	(156)
参考文献	(163)
第 3 章 介质和半导体薄膜材料	(169)
§ 3.1 氟化钡 BaF ₂	(169)
§ 3.2 氟化铋 BiF ₃	(172)
§ 3.3 氟化钙 CaF ₂	(173)
§ 3.4 氟化镧 LaF ₃	(174)
§ 3.5 氟化锂 LiF	(178)
§ 3.6 氟化镁 MgF ₂	(181)

§ 3.7	冰晶石 Na_3AlF_6	(190)
§ 3.8	氟化铅 PbF_2	(193)
§ 3.9	氟化钍 ThF_4	(194)
§ 3.10	氟化钇 YF_3	(197)
§ 3.11	三氟化二铝 Al_2O_3	(205)
§ 3.12	二氧化铈 CeO_2	(208)
§ 3.13	氧化钆 Gd_2O_3	(212)
§ 3.14	氧化铪 HfO_2	(216)
§ 3.15	氧化铟 In_2O_3	(221)
§ 3.16	氧化镧 La_2O_3	(222)
§ 3.17	氧化镁 MgO	(224)
§ 3.18	氧化钕 Nd_2O_3	(226)
§ 3.19	氧化铅 PbO	(227)
§ 3.20	氧化镨 Pr_2O_3	(228)
§ 3.21	氧化钌 RuO_2	(229)
§ 3.22	氧化钪 Sc_2O_3	(229)
§ 3.23	一氧化硅 SiO	(231)
§ 3.24	二氧化硅 SiO_2	(235)
§ 3.25	氧化锡 SnO_2	(241)
§ 3.26	氧化钽 Ta_2O_5	(245)
§ 3.27	二氧化钛 TiO_2	(252)
§ 3.28	氧化钨 WO_3	(265)
§ 3.29	氧化钇 Y_2O_3	(271)
§ 3.30	氧化锌 ZnO	(274)
§ 3.31	氧化锆 ZrO_2	(278)
§ 3.32	三硫化二砷 As_2S_3	(288)
§ 3.33	硫化镉 CdS	(290)
§ 3.34	硫化锌 ZnS	(293)
§ 3.35	碲化铟 In_2Te_3	(301)
§ 3.36	硒化铟 In_2Se_3	(302)
§ 3.37	硒化碲 Sb_2Se_3	(304)
§ 3.38	硒化锌 ZnSe	(305)
§ 3.39	碲化镉 CdTe	(307)
§ 3.40	碲化铅 PbTe	(309)
§ 3.41	氮化钛 TiN	(312)
	参考文献	(319)
第 4 章	光学性能可变换的薄膜材料	(337)
§ 4.1	电致变色薄膜材料	(337)

§ 4.2 热致变色薄膜材料	(341)
§ 4.3 受压变色薄膜材料	(345)
§ 4.4 光致变色薄膜材料	(347)
参考文献.....	(349)

第 1 章 薄膜材料的基本理论和特性

§ 1.1 电磁波谱

麦克斯韦(James Clerk MaxWell, 1831~1879)的关于光的电磁理论指出:光是具有波动形式和周期性电磁能的一种形态,即电磁波。关于光的这种观点已被实践所证实。

在给定的媒质中,电磁波以一确定的速度传播,并且有一频率(波长)范围。在真空中,电磁波以 $C=3 \times 10^{10}$ cm/s 的速度传播。在媒质中,电磁波的波长 λ 、频率 ν 和波速 v 之间的关系由下式给出:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} \dots\dots\dots (1.1)$$

此处,波长 λ 的单位为 cm;频率 ν 的单位为赫兹(周/秒),缩写为 Hz;波速 v 的单位为 cm/s。

在光学领域内讨论波动时所应用的长度单位由表 1.1 给出。

表 1.1 长度单位表

单 位	符 号	长 度
微 米	μm	10^{-6}m
毫微米	nm	10^{-9}m
埃	$\text{\AA}$	10^{-10}m

电磁波谱根据其波长范围可以划分为不同的区间,400~750nm 波段称为可见光;400~10nm 波段称为紫外光;750~ 10^6 nm ($10^3 \mu\text{m}$) 波段称为红外光。电磁波谱的详细名称由图 1.1⁽¹⁾ 给出。

§ 1.2 金属、介质和半导体的能带结构

20 世纪初,由普朗克(Planck)、爱因斯坦(Einstein)、玻尔(Bohr)、德布罗意(de Broglie)、薛定谔(Schrödinger)以及海森伯(Heisenberg)等人发展了量子论。该理论能够精确地预言宽波段固态现象的性质。对于该理论玻姆(Bohm)⁽²⁾ 给出了很好的介绍性论述。

量子论应用了牛顿(Newton)的关于光是由不连续的实体微粒而组成的概念,这种实体微粒就是现在被称为的光子。近代理论认为光具有二重性,也就是说既呈现由麦克斯韦所阐述的波动性,也呈现由牛顿所设想的那种微粒的特性。这样,我们便可以应用麦克斯韦的理论讨论有关光的传播问题,而应用量子论研究光与物质的相互作用的有关问题。

光子的能量 E 可以借助波长 λ 、波数 N 和频率 ν 来描述,它们之间具有如下关系:

$$v = \lambda \nu \dots\dots\dots (1.2)$$

$$E = h\nu(J) \dots\dots\dots (1.3)$$

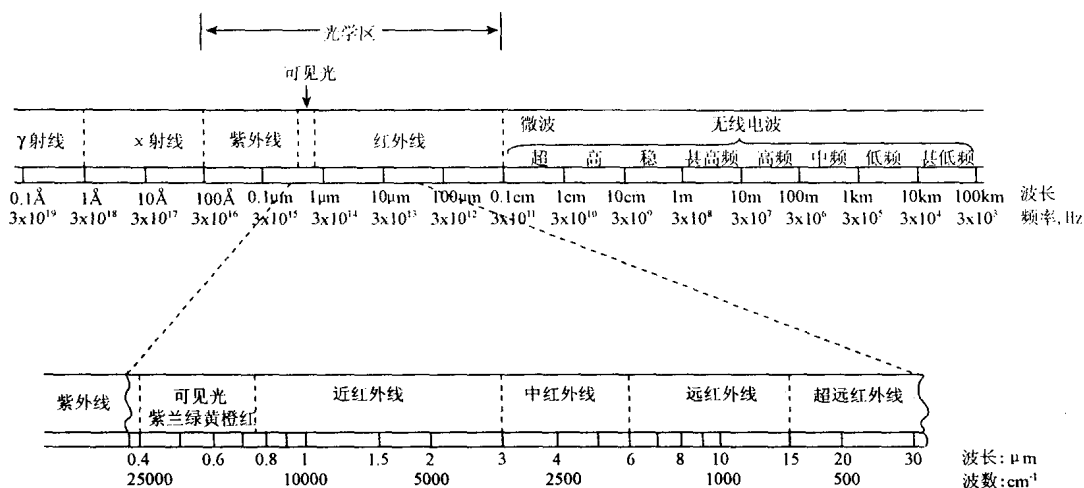


图 1.1 电磁波谱

$$\text{或 } E = 0.6242 \times 10^{19} h\nu (\text{eV}) \dots\dots\dots (1.4)$$

$$N = 1/\lambda \dots\dots\dots (1.5)$$

此处, v 是光在媒质中的速度 (cm/s), ν 是频率 (Hz), E 是光子能量 (J 或 eV), $h = 6.62517 \times 10^{-34} \text{ J/s}$, 其为普朗克恒量, N 是波数 (cm^{-1}), 即在 1cm 长度内波的数目, 并且 $1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$ 。表 1.2⁽³⁾ 给出了电磁波谱各区间内的频率、波长以及光子的能量值。

表 1.2 电磁波谱中各波段的频率、波长和光子能量

辐射类型	波段名称	频率范围	波长间隔	光子能量
射频区	无线电波	10^0 Hz 以下	300mm 以上	0.000004eV 以下
	微波	$10^9 \sim 10^{12} \text{ Hz}$	300~0.3mm	0.000004~0.004eV
光学区	红外	$10^{12} \sim 4.3 \times 10^{14} \text{ Hz}$	300~0.7μm	0.004~1.7eV
	可见	$4.3 \times 10^{14} \sim 5.7 \times 10^{14} \text{ Hz}$	0.7~0.4μm	1.7~2.3eV
	紫外	$5.7 \times 10^{14} \sim 10^{16} \text{ Hz}$	0.4~0.03μm	2.3~40eV
射线区	x 射线	$10^{16} \sim 10^{19} \text{ Hz}$	300~0.3Å	40~40000eV
	γ 射线	10^{19} Hz 以上	0.3Å 以下	40000eV 以上

晶体是由有规则排列的一些原子,即晶格所组成的。每一个原子在其外层电子壳层中有一个或多个电子。一个孤立的原子,其绕核运动的电子均被约束在遵守量子论的一系列不连续的能级上。每一能级能容纳两个电子,当低能级电子被激发时,其按由低能级到高能级的顺序填充能级。在晶体中,其单个原子的单分离的能级加宽为一个紧密间隔不连续的能级带,简称为能带。图 1.2 给出了一些晶体的能带结构。其纵坐标表示能级,横坐标可以认为是离晶体表面的距离。其暗区表示已被电子填充的能带,较亮的区域表示没被电子填充,但允许填充的能带。白色的区域表示禁止电子填充的能带,即禁带。也就是说,按量子理论,在禁带中没有电子能够占据的任何能级。

如果电子能够被激发而进入某一未被填充的能级,则便产生了电传导。图 1.2(a)所表示的即为金属导体的能带结构。金属都有部分被电子占据的宽能带,简称导带。在导带中空着

的电子态的能量与被占态的能量相接,其能带填充情况很容易被电场所改变,一个非常小的能量增量或激发将会使价电子进入导带,因此金属表现出良好的导电性。

图 1.2(b)表示的即为绝缘体或介质材料的能带结构。在绝缘体中,电子对能带的填充则是另一种情况。电子首先填满最低的一系列能带,其最高的满带有时称为价带,而其更高的各能带却空着。绝缘体价带的上限能量值与其导带下限能量值之差 E_g 称为禁带宽度。表 1.3⁽⁴⁾给出了一些材料在室温下的 E_g 值。

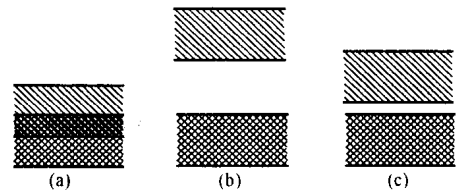


图 1.2 在各种能带结构中电子的占据
(a)导体 (b)绝缘体(介质) (c)半导体

表 1.3 一些材料室温下的禁带宽度

晶 体	E_g (eV)	晶 体	E_g (eV)	晶 体	E_g (eV)
金刚石	5.33	ZnS	3.6	Al_2O_3	8+
Si	1.14	ZnSe	2.60	TiO_2	3
GaAs	1.4	AsCl	3.2	Ge	0.75
SiC	3	AsI	2.8		

由于绝缘体的禁带宽度大,所以电场很难使能带的填充情况得到改变,也就是说为了使其价带中的电子进入导带,必须要给予电子以巨大的能量,绝缘体表现出很好的绝缘性。

图 1.2(c)表示的为半导体材料的能带结构。半导体材料电子的能带填充情况很像绝缘体,但是其导带与价带之间的禁带宽度要比绝缘体窄得多,即在这种情况下的 E_g 值是低的,因此在较小的激发下会使其价电子进入导带。这样由于在价带中留下来的未被填充的位置——“空穴”的运动而使半导体材料变为导电了。在像锗这样的本征半导体的情况下,其传导电子数与空穴数相等。然而,应用一种被称为“掺杂质”的工艺,能够制造出一种含电子激发占优势类型的非本征半导体或空穴激发占优势类型的非本征半导体。前者称为 N 型半导体,后者称为 P 型半导体。

有关该领域知识的详尽论述,可在许多关于固态理论的课本^(4~7)中查找。

对于金属来说,其禁带非常窄,因此从紫外到红外具有任何能量的光子均能激发金属的电结构,并导致其能量的再发射。在可见区,这种再发射的能量即为被人眼所观察到的金属的光泽。半导体材料具有中等大小的禁带,因此其将容易被具有中等大小能量的光子所激发,且其对于具有较低能量的光子是透明的。这就是说,在可见区所呈现出的金属光泽以及半导体在红外区的透明性,这两种情况均没发生光子与材料的电结构之间的相互作用。

如果一种特殊能态的光子与某种材料的电结构之间不存在相互作用,则这种材料对该种光子来说是透明的。介质材料具有很宽的禁带,因此只有紫外区的高能光子才能激发其电结构。所以介质趋向于在可见区和红外区是透明的。

对于电激发来说,光子也能激发离子晶格,这种激发本身表明离子晶格对在红外和短毫米射频带内具有较低能量的光子也能产生吸收。

§ 1.3 晶格振动的调谐

共价晶体的原子与两个电子紧密地结合,这两个电子为相临参与的两个原子所共有,即形

成共价键结合。这种共价键结合具有很强的方向性。当晶体点阵上的电子或离子受入射光的影响时,即相对于其平衡位置作同频率的振动。这种弹性振动可以用其原子质量和由晶格中每个原子的平衡位置移动原子所需的力常数来描述。共价晶体晶格的固有基频由下式给出:

$$\nu^2 = 2K(1/M_c + 1/M_a) \cdots \cdots (1.6)$$

此处, ν 为固有频率, K 为小位移时离子的弹性常数, M_c 为正离子质量, M_a 为负离子质量。晶体的固有频率由下式给出:

$$\nu = \sqrt{2K/\mu} \cdots \cdots (1.7)$$

此处, μ 为正一负离子对的折合有效质量,由下式给出:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M_c} + \frac{1}{M_a} \cdots \cdots (1.8)$$

声子(晶格波的能量量子)的吸收在晶格的基频处开始,在此频率下光子的能量被吸收,并转换为晶格的弹性振动。对于长波截止要求低的 K 值和低的 $\frac{1}{\mu}$ 值(高的 μ 值)。

图 1.3⁽⁸⁾ 给出了卤化物盐的长波截止限。由图可以看出各种离子晶体的吸收系数以及长波截止限与波长间的函数关系。卤化物盐的长波截止是由于其较低的弹性常数而产生的结果,而较低的弹性常数又总是与易破损、低硬度的物质相关联的。

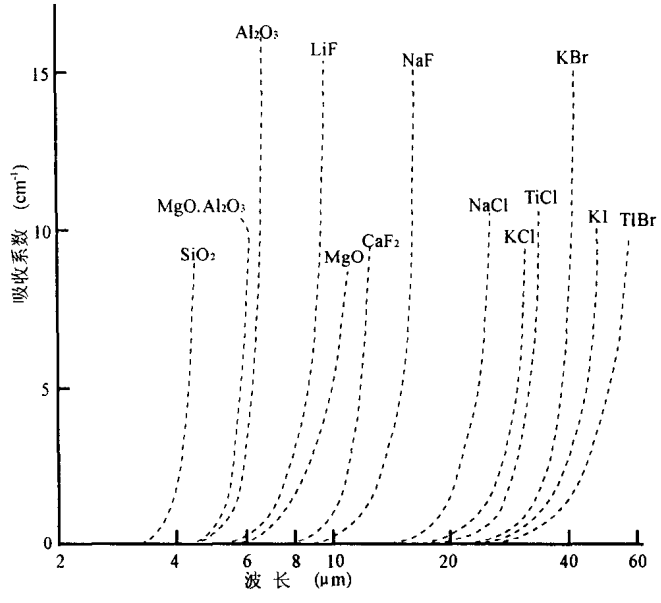


图 1.3 离子晶体的吸收系数与波长间的函数关系

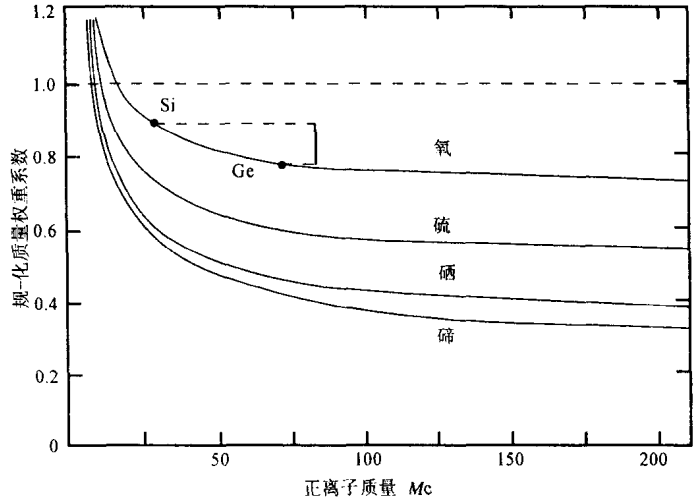


图 1.4 各种负离子的质量权重系数与正离子质量 M_c 之间的函数关系

图 1.4⁽⁹⁾ 给出了包括氧、硫、硒以及作为负离子碲的各种双离子化合物的规一化质量权重系数与 M_c 之间的函数关系。由图可见一种化合物愈往右下方移动,其折合有效质量 μ 愈增加,由此导致固有频率 ν 减小。在元素周期表的低原子序号部分,对于给定的负离子以及对于

质量增加的负离子来说,上述的那种 μ 增加、 ν 减小的效应对正离子质量的增加表现得更为明显。

图 1.5⁽¹⁰⁾ 给出了 GeO_2 (正离子原子量 72.59) 玻璃增加了的截止波长 λ 与 SiO_2 玻璃(正离子原子量 28.09)的截止波长 λ 间的比较。

§ 1.4 材料的光学性质

一种材料的原子与入射光束的光子产生相互作用,材料的原子及其电结构被光子激发后又重新发射光子。这种传播所产生的景象可以通过光学材料表面的反射和透射的特性而观察到。

材料的光学性质是入射光波长、材料的温度和施加于材料上的压力以及作用于材料的环境(包括电磁场)的函数。

透光材料的折射率 n 由下式给出:

$$n = \frac{c}{v} \dots\dots\dots (1.9)$$

此处, c 是真空中光速,而 v 则为媒质中的光速。当光通过媒质时,其复折射率由下式⁽¹¹⁾给出:

$$\left. \begin{aligned} n^* &= n(1 - ik) \\ k &= \frac{a\lambda}{4\pi n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1.10)$$

此处, k 为吸收指数;而 a 为吸收常数,其为媒质本身的一种物理性质,且一般来说为波长、温度的函数,同时也与媒质成分、杂质含量以及非均匀性有关。图 1.6⁽⁸⁾ 给出了金属、半导体和介质材料的吸收指数与波长间的函数关系。其吸收峰的具体形状和位置随所涉及的具体材料的性质而变化。

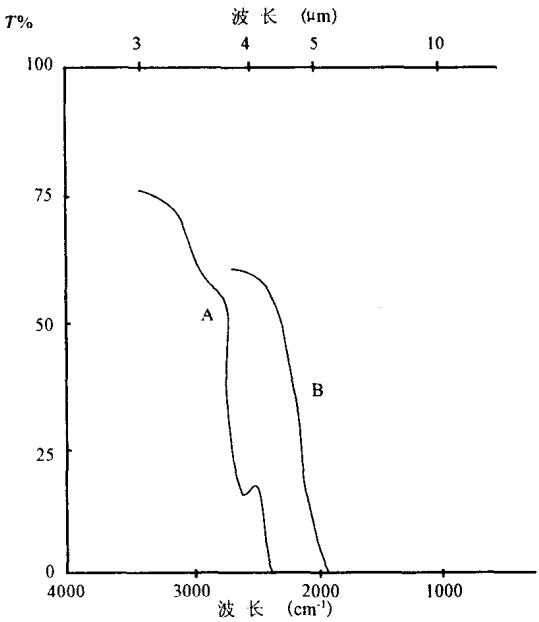


图 1.5 SiO_2 玻璃(A)和 GeO_2 玻璃(B)的透射率与波长间函数关系的比较

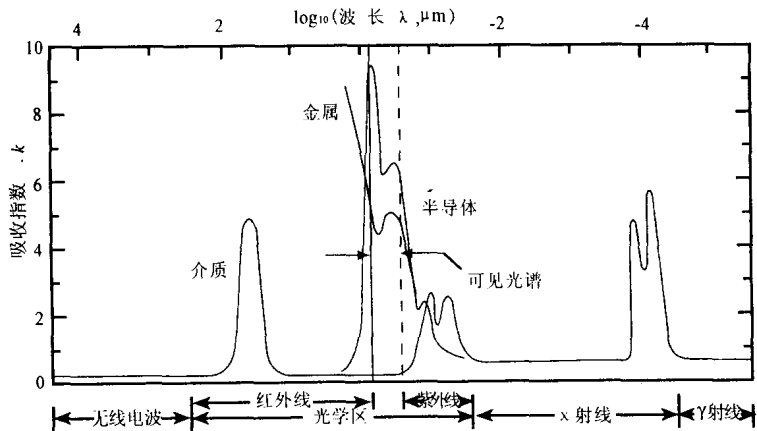


图 1.6 金属、半导体和介质材料的吸收指数与波长间的函数关系

图 1.7 给出了在固体中所传播的一束光。光的强度 I 是单位时间内通过垂直于传播方向

上单位面积的能量。刚进入媒质时的光束强度为 I_0 ，在其通过固体媒质的过程中，不断的衰减，其衰减的规律由布格尔 (Bouguer) 定律给出：

$$I = I_0 e^{-ax} \dots\dots\dots (1.11)$$

此处， I 是位于 x 处的光强， x 为光进入媒质后沿光路所通过的距离， a 为吸收常数， e 为自然对数的底。

图 1.8⁽¹²⁾ 给出了图 1.6 中所表示的典型介质材料的扩展曲线。图中所给出的材料的短波吸收限，与其长波振动吸收限一样，是由材料的能带结构而确定的，同时也是材料结构的固有特性。此处的吸收是由于低能光子与晶格的弹性相互作用而造成的。然而，在实际的带通区域内，一般由于结晶的不完善而存在着非固有吸收。晶体的这些缺陷可能是杂质原子、非有意形成的二次结晶相、孔隙、非均匀结构以及多相和多晶材料、边界效应等。

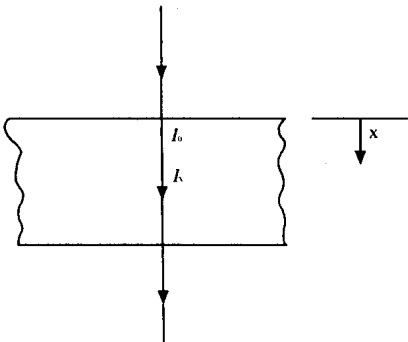


图 1.7 光在固体中的透射

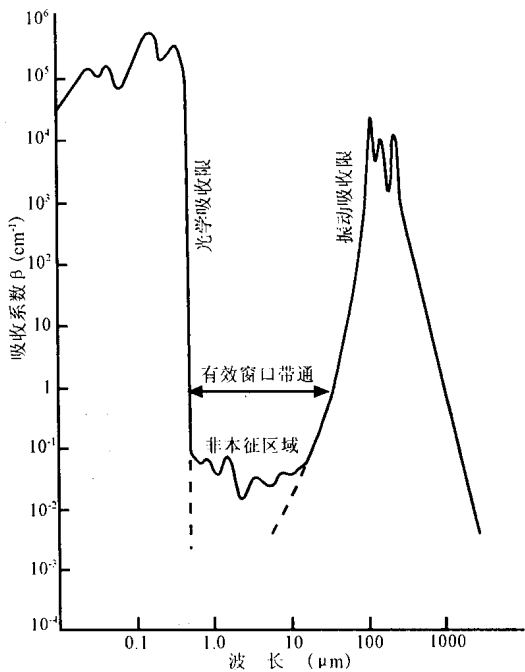


图 1.8 介质材料的吸收系数与波长间的函数关系

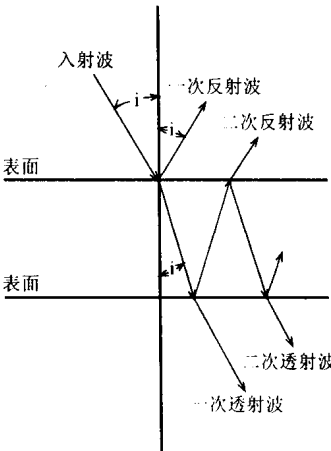


图 1.9 光在两种媒质界面上的反射和透射

当光入射到两种不同媒质的分界面上时则会产生部分的反射和透射，其情况如图 1.9⁽⁸⁾ 所示。非偏振光在垂直入射条件下入射到真空中折射率为 n 的元件上时，其单面反射率由下式给出：

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \dots\dots\dots (1.12)$$

通常 R 是入射角的函数，入射角大于 30° 时，由于光的偏振现象，使反射率的结果变得复杂化了，此时 R 则需用一个复杂的解析式表达。这种情况下最早的理论分析是由菲涅尔 (Augustin Jean Fresnel, 1788~1827) 提出来的，因此称为菲涅尔反射。

主透射波的强度与入射波的强度之比称为外透射率。光波由媒质出射前的强度与刚入射

到媒质时光波强度之比称为内透射率。

在说明透射和吸收数据时,还必须说明镜面透射和非镜面透射之间的区别。如图 1.10⁽⁸⁾ 所示,在镜面透射中,光或者是由光学元件界面镜面地反射($\theta = \theta'$),被吸收,或者以直线透射($\theta = \theta''$)。然而,在非镜面透射中,当光通过光学元件时,光被散射,并且出射光束是漫射的。对于精确地成像,只允许用窄扩展光束,这种窄扩展光束被称为平行光束。然而,当计算由光学元件所辐射的能量时,就必须考虑到在漫射包络中的全部能量。

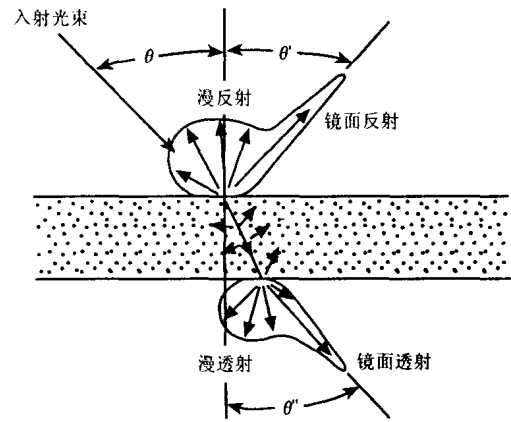


图 1.10 镜面和非镜面透射

除了上述提到的体积吸收系数 a 以外,还存在由于媒质非均匀性等原因造成的镜面光束散射和由于多晶立方体晶粒界面的菲涅尔反射而产生的衰减。在非立方双折射固体中,折射率的变化与结晶轴相对于光束的取向有关,这类双折射效应将导致散射。

由于散射而造成的镜面光束或非散射光束强度的减小,可以概括在如下推广了的布格尔定律之中:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-(a_i + a_s)x} \dots\dots\dots (1.13)$$

此处, a_i 为固有吸收常数, a_s 为散射吸收常数。

表 1.4⁽⁸⁾ 给出了一些材料在可见区域中的平均折射率值以及一些双折射数据。

表 1.4 一些材料的折射率和双折射数据

材 料 名 称	可见区平均折射率	双 折 射
氯化硅 SiCl_4	1.412	
氟化锂 LiF	1.392	
氟化钠 NaF	1.326	
氟化钙 CaF_2	1.434	
刚玉 Al_2O_3	1.76	0.008
方镁石 MgO	1.74	
石英 SiO_2	1.55	0.009
尖晶石 MgAl_2O_4	1.72	
锆石 ZrSiO_4	1.95	0.055
正长石 KAlSi_3O_8	1.525	0.007
钠长石 $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$	1.529	0.008
钙长石 $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$	1.585	0.008
硅线石 $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$	1.65	0.021
莫来石 $3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$	1.64	0.010
金红石 TiO_2	2.71	0.287
碳化硅 SiC	2.68	0.043
一氧化铅 PbO	2.61	

续表

材 料 名 称	可见区平均折射率	双 折 射
方铅矿 PbS	3.912	
方解石 CaCO ₃	1.65	0.17
硅 Si	3.49	
碲化镉 CdTe	2.74	
硫化镉 CdS	2.50	
钛酸锶 SrTiO ₃	2.49	
铌酸锂 LiNbO ₃	2.31	
氧化钇 Y ₂ O ₃	1.92	
硒化锌 ZnSe	2.62	
钛酸钡 BaTiO ₃	2.40	

在研制光学材料的过程中,其中最重要的目的之一是降低导致入射光吸收和散射的所有因素。对于材料科学家和工程师来说,一个持续的复杂问题是消除非固有吸收体和散射体,以使有害的光衰减降低到尽可能的最低水平,比如达到其本征态。

图 1.11 给出了一种典型介质材料的本征吸收曲线。如果 10^{-1} cm^{-1} 被指定为最大的吸收常数,则由该种材料的固有性质考虑,甚至于其理论上的最纯型,在波数 $N_1 < N < N_2$ 区间作为光学应用也是不适宜的。在光学区间内材料的吸收常数是已知的,然而,对于大多数材料来说,其吸收常数在射频(rf)区间内的数据一般来说是未知的。

Meyer-Arendt⁽¹³⁾ 给出了一篇很好的关于光学的介绍性论文,有兴趣的读者可自行查阅。

由上述可知一种材料在指定波长、指定温度和指定压强下的折射率等于真空中的光速与光在该材料中传播速度的比值。对于固态材料来说,其折射率一般在一个大气压或稍低一些压强情况下进行测量。由于折射率 n 是波长 λ 的函数,一般来说当波长 λ 由紫外区到红外区增加时,折射率 n 值随之减小。

材料在任意波长 λ 处的色散被定义为:

$$(\text{色散})_{\lambda} = \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda}$$

对于光学玻璃来说,习惯引用一些特征光谱线处的折射率值,最经常引用的如表 1.5 所示。

表 1.5 经常引用的特征谱线

氢 F	4861Å
氢 d	5876Å
钠 D	5893Å
氢 C	6563Å

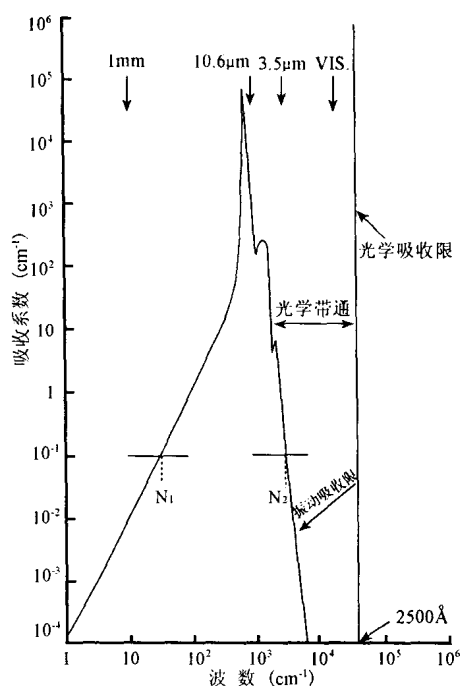


图 1.11 一种典型介质材料的吸收常数与波数间的函数关系

图 1.12⁽⁸⁾ 给出了三种普通玻璃的典型色散曲线。图 1.13⁽¹⁴⁾ 和图 1.14⁽¹⁵⁾ 分别给出了一些陶瓷晶体材料和二元卤化物的色散曲线。图 1.15⁽¹⁵⁾ 给出了二元卤化物的色散与波长间的函数关系。

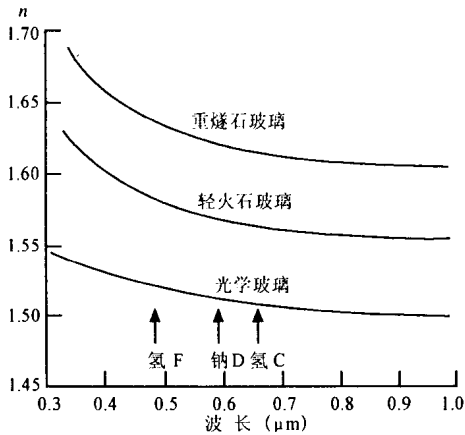


图 1.12 几种玻璃的折射率与波长间的函数关系

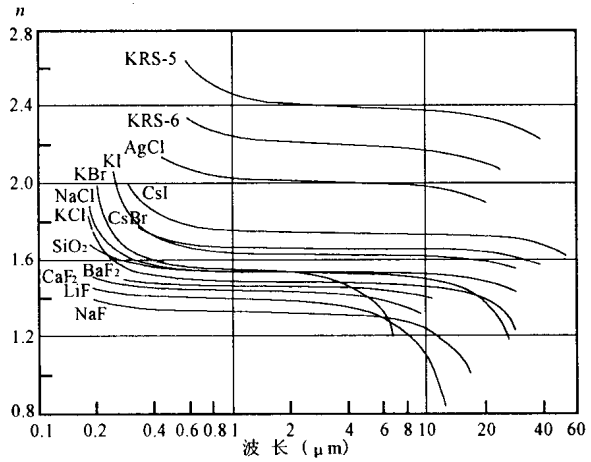


图 1.14 二元卤化物的折射率与波长间的函数关系

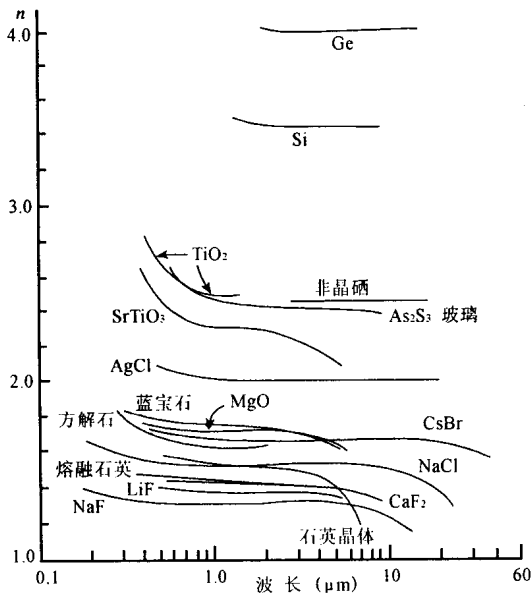


图 1.13 一些陶瓷晶体材料的折射率与波长间的函数关系

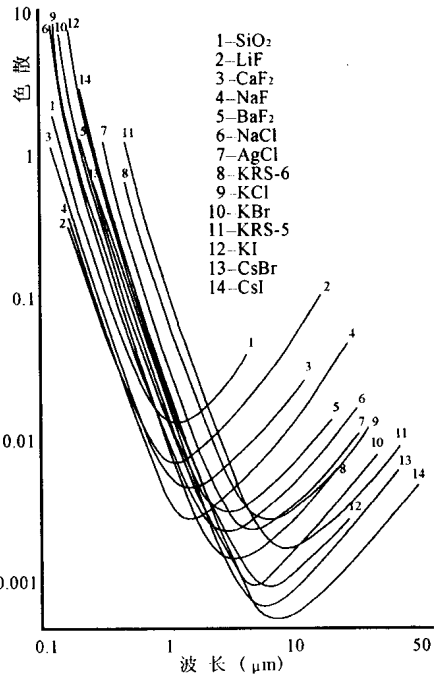


图 1.15 二元卤化物的色散与波长间的函数关系

阿贝数为用来表示色散程度的指数,并用上述的特征谱线来定义:

$$\nu_a = \frac{n_d - 1}{n_F - n_c} \dots \dots \dots (1.14)$$

ν_a 是光学材料色散的一种测量,一般来说如果单一的光学元件被用来作为具有最小色差的有

效折射器件时,则其应具有高的 ν_d 和 n 值。实际上人们已经研制出了大量的玻璃种类,图 1.16⁽¹⁶⁾ 给出了一些玻璃折射率 n_d 与 ν_d 间的函数关系典型分布图。

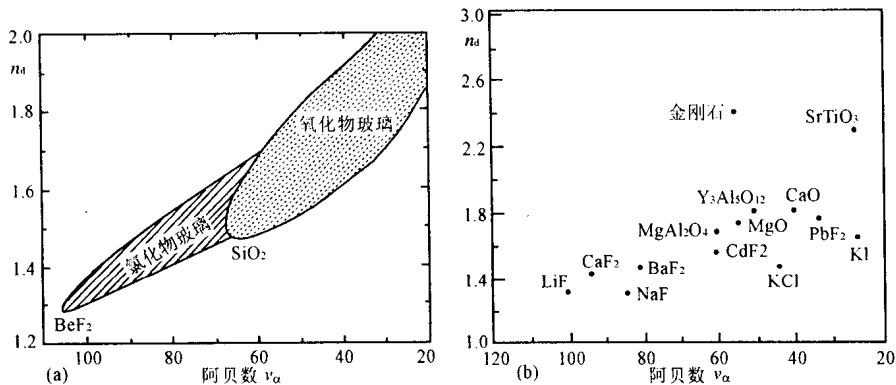


图 1.16 光学材料的折射率 n_d 与阿贝数 ν_d 间的函数关系

有些关于光学理论方面很好的介绍性教科书^(11,17) 读者可自行查阅。

光学薄膜材料是能够在真空中蒸发并淀积于基片上形成薄膜的化学物质。材料在薄膜状态下的密度是不同于大块材料的密度的⁽¹⁸⁾。所以,以薄膜状态存在的材料其光学常数也是与大块材料的光学常数不同的。这是由于薄膜和大块材料本身结构上的差别而造成的。Movchan 和 Demshishin⁽¹⁹⁾ 指出:决定金属和介质薄膜结构的重要参数是淀积薄膜时基底温度与膜料熔点温度的比值(T_s/T_m)。在光学薄膜中,该值几乎总是满足低于 0.45。因此,可以明显地通过电子显微镜分析技术,观察到薄膜总是在其膜层生长方向上呈现出柱状结构。

当光入射到薄膜上时,我们可以观察到薄膜的反射特性,而且当薄膜的吸收足够小时,即光学透明膜的情况下,还可以观察到它的透射特性。这些特性包括强度、位相变化以及偏振状态等等;对于透射光还有折射和吸收等。对于上述所观察到的量均与薄膜材料的光学常数、光在薄膜上的入射角以及光的波长相关。

由薄膜光学理论可知,对于在光谱区域中无吸收的电介质材料,仅需要一个常数即薄膜的折射率 n 即可表示上述所观察到的那些量;当材料存在吸收时,此时其折射率便为一复数 $\hat{N} = n - ik$,在复折射率写成这种表达式的情况下, n 被称为折射率,此时 k 则被称为消光系数,它起衰减指数的作用。若衰减是由真正的吸收而造成的,则有时也称 k 为吸收系数。

基于光的弹性固体理论菲涅尔推导出了已经观察到的大多数结果与折射率之间的关系。而麦克斯韦的电磁场理论将光学常数 n 和 k 与媒质的电常数联系起来了,即 $n^2 - k^2 = \epsilon$; $nk = 2\pi/\omega \cdot \sigma$ 。此处, ϵ 是媒质的介电常数, σ 是电导率。可以看到对于无吸收的电介质 $n = \sqrt{\epsilon}$ 。因为在论及到电磁理论的过程中,物质被认为是连续的媒质,因此, n 、 k 也必将与组成物质的原子或分子的常数有着确定的关系。即折射率的大小是由电子云的振动机构的大小决定的,并且它正比于电子云的极化率。此处极化率被定义为由给定电场 E 在分子中所形成的电偶极子机构的大小。

$$a = \frac{p}{E} \dots\dots\dots (1.15)$$

式中: a ——电子云的极化率
 p ——电偶极子的电矩

此处,电偶极子即等效于一对具有电量相等、符号相反 $\pm q$ 、相距为 d 的点电荷系统。 d 为一个