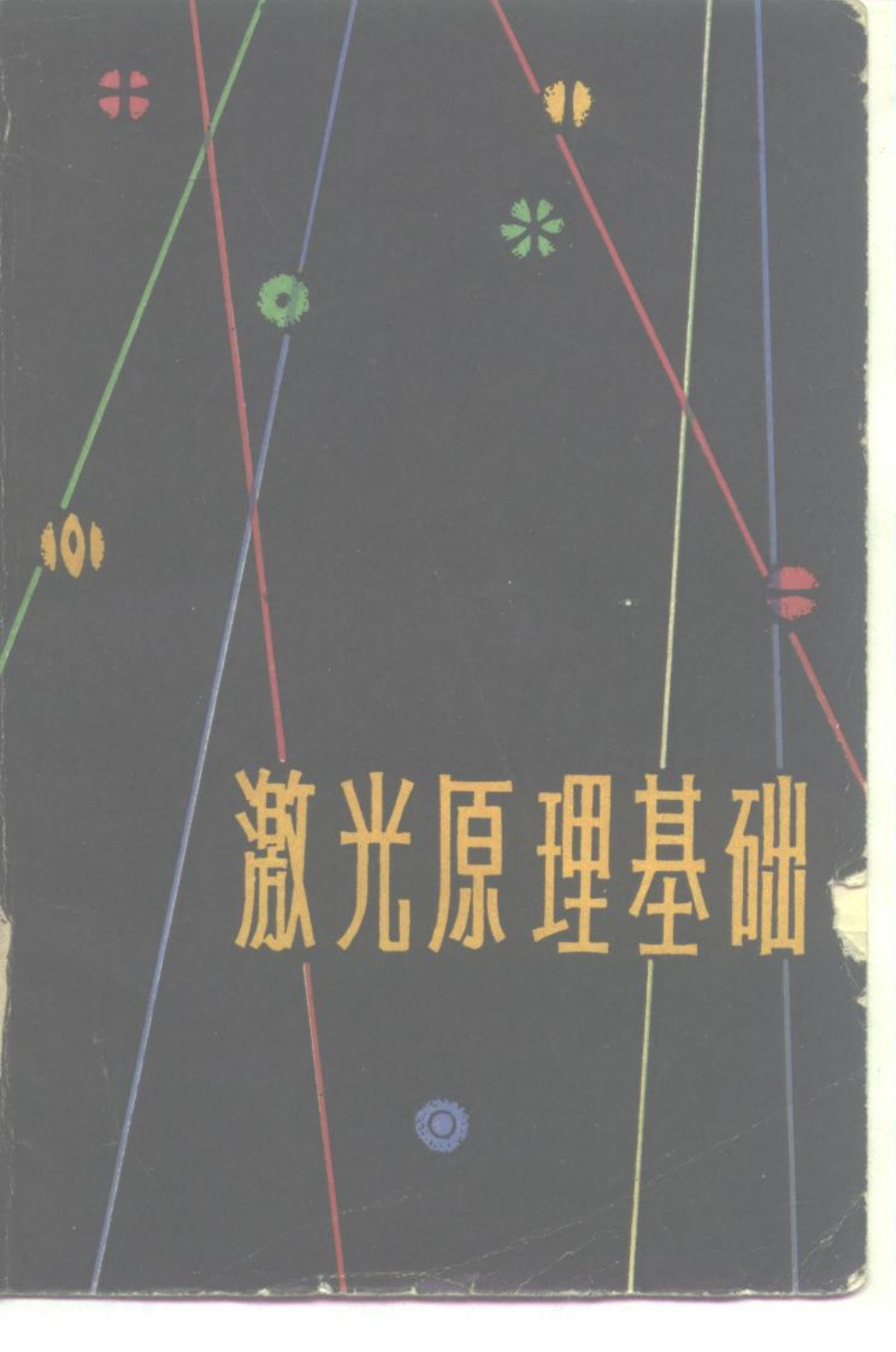


The background of the cover is a dark, textured grey. It features several thin, straight lines in red, green, and blue that intersect at various angles. Scattered across the cover are small, stylized star-like or flower-like shapes in red, yellow, green, and blue, some of which are positioned near the intersections of the lines.

激光原理基础

73.7711
126

激光原理基础

王喜山 编

520.74/04

山东**科技**出版社

一九七九年·济南

激光原理基础

王喜山 编

*

山东科学技术出版社出版

山东省新华书店发行

山东新华印刷厂潍坊厂印刷

*

787×1092 毫米 32 开本 13.375 印张 250 千字

1979 年 12 月第 1 版 1979 年 12 月第 1 次印刷

印数：1—10,000

书号 15195·41 定价 1.10 元

前 言

自1960年第一支激光器问世以来,激光技术的发展非常迅速,现已广泛应用于工、农、医、科学研究和国防等各方面。目前,激光已成为一个系统的科学分支,逐步形成了独立的光电子部门。

为了适应当前科学技术发展的需要,满足广大科技人员、中学理化教员及激光爱好者对于普及激光基础知识、掌握激光技术的要求,编写了《激光原理基础》这本书。

本书从光的特性、原子和分子的结构及其能级讲起,系统地介绍了产生激光的基本原理和激光器的构造及应用。在编写中,力求理论联系实际,文字通俗易懂,并尽量避免繁杂的数学推导。可供激光器生产、科研部门和应用部门的技术人员、中学理化教师及业余激光爱好者阅读,也可作为理工科大学学生的课外读物。

本书承留润州教授审阅,苑之方、李义中、郑德佑等同志,也给予大力协助,在此一并表示感谢!

编 者

一九七九年三月

35343

目 录

第一章 光的特性	1
第一节 光的波动性	1
第二节 光的干涉	3
第三节 光的衍射	11
第四节 光的偏振	14
第二章 原子、分子结构及其能级	21
第一节 原子结构的行星式模型	21
第二节 自旋电子	31
第三节 氢原子能级	38
第四节 氦原子能级	41
第五节 分子能级	43
第三章 激光谐振腔	53
第一节 光学谐振腔的稳定条件	56
第二节 激光的纵模	62
第三节 激光的横模	73
第四节 共焦腔中的光束特性	80
第五节 衍射损耗	92
第四章 激光工作物质	103
第一节 光的自发发射、受激吸收和受激发射	103

第二节	光谱线的宽度	111
第三节	介质对光的增益作用	128
第四节	光在介质中的增益	142
第五章	激光器工作原理	156
第一节	形成激光的阈值条件	156
第二节	连续激光器的工作特性	161
第三节	连续激光器的输出功率和最佳透过率	169
第四节	脉冲激光器的尖峰脉冲	174
第五节	激光的线宽	176
第六章	固体激光器	186
第一节	固体激光器的工作物质	188
第二节	光源、聚光器和冷却、滤光系统	195
第三节	阈值和效率	206
第四节	红宝石激光器	212
第五节	钕玻璃激光器	219
第六节	掺钕钇铝石榴石($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$)激光器	222
第七章	气体激光器	224
第一节	氦氖激光器	227
第二节	氦镉离子激光器	264
第三节	氩离子激光器	283
第四节	二氧化碳激光器	293
第五节	其他分子激光器	314
第八章	半导体激光器和染料激光器	322
第一节	半导体激光器	322
第二节	染料激光器	332

第九章 激光应用技术	339
第一节 激光调 Q	339
第二节 激光的倍频和光参量技术	354
第三节 激光稳频	367
第四节 激光锁模	382
第五节 激光放大	390
第六节 激光调制	397
第七节 激光接收	404

附录

一、用不平行镜调整平凹激光腔	411
二、常用物理量及变换关系	415

第一章 光的特性

光具有两重性，一是波动性；二是粒子性。在激光基础理论和应用技术中，光的这两种特性都是很重要的。

第一节 光的波动性

光与无线电波一样，都是电磁波，只是波长比无线电波短得多，因而频率较高。

电磁波是由周期性变化的电磁场在空间传播形成的。电磁场的电矢量 $\vec{E}$ 与磁矢量 $\vec{B}$ 垂直，也与波的传播方向垂直，这种波叫做横波。讨论电磁场规律时，由于 $\vec{E}$ 在电磁波中起主要作用，常略去 $\vec{B}$ 。

频率为 ν 的电磁场在空间沿直线 z 方向传播时，电矢量 $\vec{E}$ 随距离 z 和时间 t 的变化规律是

$$\begin{aligned}\vec{E} &= A_0 \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) = A_0 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \\ &= A_0 \cos(\omega t - kz)\end{aligned}\quad (1-1)$$

式中： A_0 为振幅；圆频率 $\omega = 2\pi\nu$ ；真空中光速 $c = \lambda\nu$ ；周期 $T = 1/\nu$ ；波数 $k = 2\pi/\lambda$ 。

光在介质中与在真空中传播的频率相同，光速 $c' = c/\mu$ (μ 为介质对光的折射率)。相应地，在介质中的波长 $\lambda' = \frac{c'}{v} = \frac{\lambda}{\mu}$ (λ 为光在真空中的波长)。

人的眼睛所能感觉到的光波波长范围为 $3800 \sim 7500 \text{ \AA}$ [$1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ 厘米}$]，在这个范围内的光，叫做可见光。不同波长的光，能引起不同的颜色感觉。波长与颜色的对应关系为

7500 6300 6000 5700 5000 4500 4300 4000($\text{\AA}$)

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

单一波长的光叫做单色光。各种波长的可见光按一定比例混合在一起时，引起人的感觉是白色，叫做白光，如太阳光。

波动的传播总是伴随能量的传递，这一过程一般用能流密度来描述。光的明暗，表示可见光能流密度的大小。单位时间内与光传播方向垂直的单位面积上所流过的能量，称为能流密度，也就是与光传播方向垂直的单位面积上通过的光功率。对电磁波来说，平均能流密度与电场振幅的平方 ($|A_0|^2$) 成正比。所以光强 (即平均能流密度) $I \propto A_0^2$ 。若只考虑相对光强，其比例系数为 1，可有 $I = A_0^2$ 。

有时，电矢量 $\vec{E}$ 也用复数形式表示

$$\vec{E} = A_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (1-2)$$

因为 $A_0 e^{i(\omega t - kz)} = A_0 \cos(\omega t - kz) + A_0 i \sin(\omega t - kz)$ ，所以真实的电矢量仅是复数中的实数部分。用复数表示时

$$I = A_0^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^*$$

式中, $\vec{E}^*$ 为 $\vec{E}$ 的共轭复数。在折射率为 μ 的介质中, 光强

$$I = \mu A_0^2 = \mu \vec{E} \cdot \vec{E}^*$$

第二节 光的干涉

一、惠更斯原理

波前上的每一点都可看作是一新的点波源, 从这些点发出的次波, 其包络面又是新的波前, 这就是惠更斯原理。

根据惠更斯原理, 可由某一时刻波前的位置确定下一时刻波前的位置, 如图 1—1 所示。波前的 a 、 b 、 c …各点可看作是一新的点光源, 它们发出的次波同时向外传播, 在不同的时刻, 其包络面形成新的波前 A 、 B 、 C …和 L 、 M 、 N …。画出不同时刻的波前, 即可知道各点光线的方向。从次波中心到次波波前与其包络面切点的连线方向 (图中的 aAL 线) 即为光线的传播方向。在各向同性介质中, 光线总是与波前垂直的, 但在各向异性介质中 (如单轴和双轴晶体), 光线不一定与波前垂直。

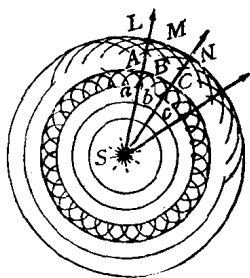


图 1—1 由点波源发出的球面波, 其中次波和新波前表示惠更斯原理

电磁波与其他波一样, 也满足波的叠加原理: 即两列电

磁波在空间传播相遇，使该空间中每一点的电矢量等于两列波在该点的电矢量的矢量和。波的叠加原理是讨论波的干涉现象和衍射现象的基础。

二、双缝干涉实验

双缝干涉实验如图 1—2 所示，从狭缝 A 穿过的单色光波到达有双缝 B 和 C 的屏上，由 B 和 C 出来的两列光波互相叠加，在屏幕 S 上出现明暗条纹，这些条纹的照片如图 1—3

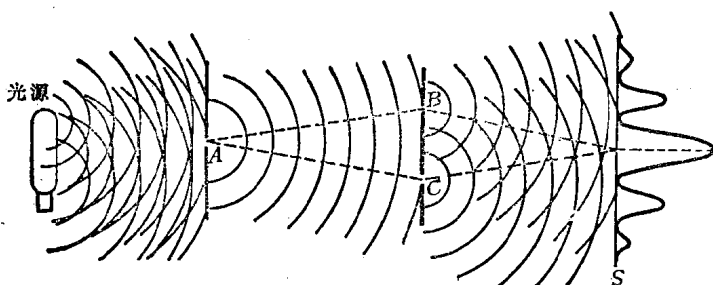


图 1—2 双缝干涉实验(单色光穿过一缝隙后,再穿过两个缝隙)

所示。根据惠更斯原理，A 上各点可看作新的振动中心，各自产生球面次波。由于 A 是宽度很小的长狭缝，在狭缝处各点产生的球面次波叠加后形成一柱面次波向右传播，再通过双缝 B 和 C，产生次柱面波，这两列波继续向右传播，将在空间叠加。根据叠加原理，有的地方电矢量加强，有的



图 1—3 双缝干涉实验产生的明暗条纹

减弱，因此在屏幕 S 上出现明暗条纹。这种由于两列(或多列)

光波叠加引起光强重新分布的现象，叫做光的干涉现象。

这些明暗条纹的位置可由图 1—4 的几何图形算出来。令 P_1 表示 S 屏幕上任一亮条纹的位置； P_0 表示中心亮条纹的位置，它在 BC 的中垂线与屏幕 S 的交点处。由狭缝 B 和 C 射出的平行于 EP_1 的平行光，被透镜聚焦在 P_1 点。图中 $\triangle ABC$ 为直角三角形， AB 垂直于 AC 。由此可见，由 B 和 C 分别射出的光到达 P_1 点，其光程差为 BA 。要在 P_1 点产生亮条纹，这两列光波在 P_1 点必须同位相，即 BA 应等于波长的整数倍 $n\lambda$ 。由直角 $\triangle ABC$ 可写出

$$\frac{n\lambda}{d} = \sin \theta \quad (1-3)$$

式中： d 为双缝间距； $n=1, 2, 3, \dots$ 。

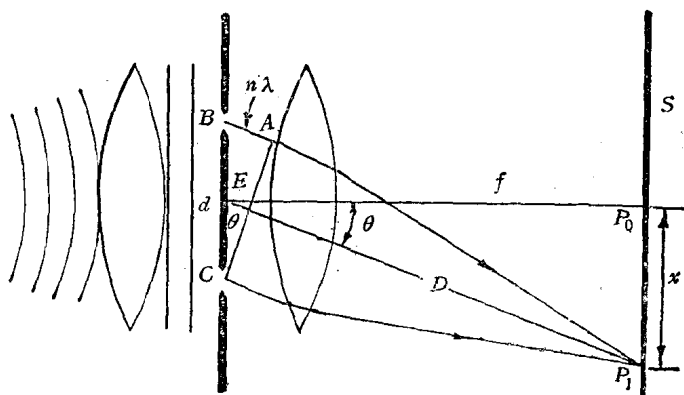


图 1—4 双缝干涉实验的几何关系

因为 $\triangle ABC$ 与 $\triangle EP_0P_1$ 相似，上式可改写为

$$\frac{x}{D} = \sin \theta \quad (1-4)$$

式中： $D = EP_1$ ； $x = P_0P_1$ 。因夹角 θ 很小，距离 f 与 D 近似相等，于是

$$\frac{x}{f} = \theta \quad (1-5)$$

所以

$$\frac{n\lambda}{d} = \frac{x}{f} \quad (1-6)$$

或

$$x = \frac{n\lambda f}{d} \quad (1-7)$$

上式表明，双缝间距 d 增大，亮条纹距离 x 减小；波长 λ 增大，亮条纹距离 x 增大。

三、薄膜干涉

一束平行光射到折射率为 μ_2 的薄膜上时，该膜的上表面和下表面都要对光线进行反射，反射后的两束光，其几何路程相差为 $2h \sec \theta$ （ h 为膜厚， θ 为折射角），光程差为 $2\mu_2 h \sec \theta$ ，反射后的两束光叠加产生干涉现象。其干涉情况，由反射后两列波的位相决定，如图 1—5(a) 所示。

这两列光波除有光程差 $2\mu_2 h \sec \theta$ 外，当光由光疏介质（如空气）到达光密介质（如玻璃）发生反射时，有半波损失；由光密介质到达光疏介质发生反射时，没有半波损失。

在图 1—5(b) 中，反射光线 S_1 和 S_2 的光程差 $\Delta L = 2\mu_2 h \sec \theta$ ，再加上 S_1 有半波损失，结果 S_1 和 S_2 的总光程

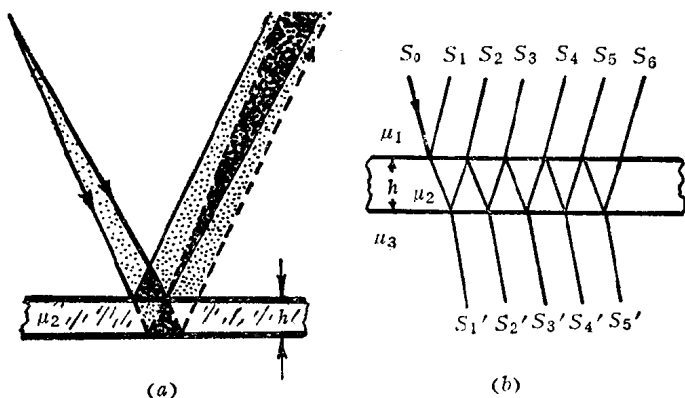


图 1—5 等厚薄膜对光的反射和透射

差为 $\Delta L + \frac{\lambda}{2}$ ，若满足

$$\Delta L + \frac{\lambda}{2} = \lambda$$

则 S_1 和 S_2 两束光可产生加强干涉。由上式算出，要使反射光线 S_1 和 S_2 产生加强干涉，由膜厚造成的光程差应为

$$\Delta L = 2\mu_2 h \sec \theta = \frac{\lambda}{2}$$

得

$$h = \frac{\lambda}{4\mu_2 \sec \theta}$$

如果薄膜厚度满足这个条件（这个厚度 h 称为 $\frac{\lambda}{4}$ 光学厚度），可使各反射光线 $S_1, S_2, S_3, \dots$ 产生加强干涉，从而使反射率增大。满足这样条件的膜层称为 $\frac{\lambda}{4}$ 膜层。

根据理论推导， $\frac{\lambda}{4}$ 膜层对垂直入射的单色光的反射率

$$r = \left(\frac{\mu_1 \mu_3 - \mu_2^2}{\mu_1 \mu_3 + \mu_2^2} \right)^2 \quad (1-8)$$

式中： μ_1, μ_2, μ_3 分别为介质 1, 2, 3 的折射率，见图 1—5(b)。

单色光垂直入射到玻璃表面时，反射率约为 4%。若在折射率 $\mu_3 = 1.52$ 的玻璃上镀一层折射率 $\mu_2 = 2.40$ 的硫化锌 (ZnS) $\frac{\lambda}{4}$ 膜层，其反射率

$$r = \left(\frac{1.52 - 2.40^2}{1.52 + 2.40^2} \right)^2 = 33.9\%$$

它比单纯玻璃的反射率大得多。这种 $\frac{\lambda}{4}$ 膜层称为增反膜。

若这个反射率还嫌小，可多镀几层 $\frac{\lambda}{4}$ 膜。但要在这些高折射率的 $\frac{\lambda}{4}$ 膜层(H)之间夹镀上 $\frac{\lambda}{4}$ 低折射率的膜层(L)，这样就形成了多层介质高反射膜系，又称四分之一波堆，见图 1—6。膜系两端是高折射率层，总层数为奇数。层数越多，反射率越高。反射膜系最高的反射率可达 99.7% 以上。

根据理论计算，层数为 $2k+1$ 的反射率（设空气折射率为 1）

$$r_{2k+1} = 1 - \frac{4\mu}{\mu_H} \left(\frac{\mu_L}{\mu_H} \right)^{2k} \quad (1-9)$$

式中： μ, μ_H, μ_L 分别为膜系基板、高折射率介质和低折射率介质的折射率， $k=1, 2, 3, \dots$ 。

对常用的 MgF_2 ($\mu_L = 1.38$) 和 ZnS ($\mu_H = 2.40$) 膜系，用 K8 玻璃 ($\mu = 1.52$) 做基板时，算得的反射率列于表 1—1 中。

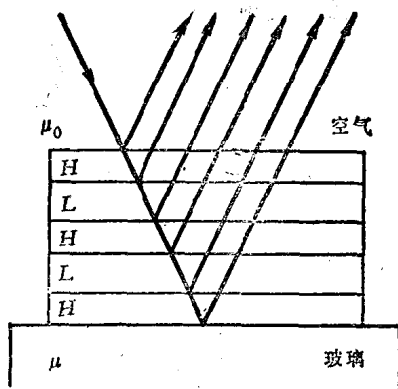


图 1—6 多层介质膜系对光的反射

表 1—1 K8 玻璃基板膜系的反射率

层数	k 值	反射率 $r_{2k+1}(\%)$
1	0	33.8
3	1	70.5
5	3	89.1
7	5	96.25
9	7	98.75
11	9	99.58
13	11	99.86
15	13	99.95

若采用适当折射率的 $\frac{\lambda}{4}$ 膜, 也可以大大减小反射率, 使光的透射率增大, 这种膜称为增透膜。在 K8 玻璃基板上, 镀一层 $\mu_2 = 1.38 (< \mu_3)$ 的氟化镁 (MgF_2) $\frac{\lambda}{4}$ 膜, 由 (1—8) 式算得反射率

$$r = \left(\frac{1.52 - 1.38^2}{1.55 + 1.38^2} \right)^2 = 1.2\%$$

显然，其反射率比玻璃的反射率 4% 小得多。

例如，在折射率 $\mu_3 = 1.76$ 的红宝石基板上镀一层厚为 $\frac{\lambda}{4}$ 的 MgF_2 膜，反射率可由 7.6% 下降到 0.16%。在折射率 $\mu_3 = 1.82$ 的 YAG 晶体基板上镀一层厚为 $\frac{\lambda}{4}$ 的 MgF_2 膜，反射率可由 8.5% 下降到 0.09%。

应该指出：

(1) $\frac{\lambda}{4}$ 膜的几何厚度 $h = \frac{\lambda}{4\mu}$ ，由于 H 层和 L 层的折射率 μ 不同， h 的几何厚度并不一样。

(2) 上述反射率公式是波长为 λ 的光，对 $\frac{\lambda}{4}$ 膜系正入射时推得的。

图 1—7 为介质膜系的反射率曲线。其基板为熔融石英， H 层用 TiO_2 ($\mu_H = 2.2$)， L 层用 SiO_2 ($\mu_L = 1.65$)。

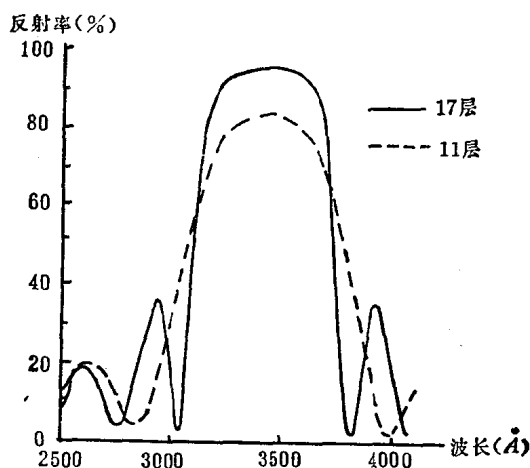


图 1—7 介质膜系的反射率曲线