

# 光学镀膜的基本发展

## 1 前言

科学研究领域的发展情况通常可以根据若干的标准里程碑来评价。单层和多层薄膜光学性质的研究和应用的确已达到了如下程度。

(i) 如果某些假定能满足膜层结构,在理论上则从组成材料的基本光学常数的知识便可很容易地确定薄膜系统的光学特性。

(ii) 多层膜正被用作各种类型仪器中的部件,在那里它们起着广泛光学滤波的作用,如消反射膜,反射镜,吸收器,分束器,光谱滤波器,空间滤波器或偏振器。此外,还用在从紫外线到远红外线的电磁波谱的广泛波段中。

(iii) 现在商业上正以相当大的规模保证薄膜涂层的生产。

(iv) 许多长短不一的评论文章<sup>[1-4]</sup>都早已写了本学科的理论 and 实践,并且有几种适当概括的教科书<sup>[5-7]</sup>已于近期出版。

早在十九世纪从光学波动理论的建立和从玻璃表面的研究就开始这些方面的发展,但是最大速度的进展是在二次世界大战之后,当时真空镀膜设备已变成了商业上用得着的。然而,尽管这个领域有了令人佩服的发展,多层膜层的改进超过以往三十年,但质量,重复性及其光学性能的可靠性缺点不少,特别是对现代应用的迫切要求。

在本文范围内不想重复或者概括本学科早先报导的内容,但我们宁可研究其目前的状况,先是普通项目而后论述普遍感兴趣的一些特殊问题,这样将可能把某些发展引到

评论中。在引用的参考文选中提供了有关各种多层膜光学性能的适当被确定的实践和理论方面的较渊博报告。

## 2 存在的问题

在结合光学膜应用问题的一般讨论中,考虑其光学性质的两种区别但又相关的特征是方便的。首先,根据以下简单的假定膜层的光学性质几乎始终比理论上预测的差。

(i) 膜层的边界是平面且平行。

(ii) 膜层的材料是均匀的,且各向同性。

(iii) 在淀积时膜的厚度通过程序的监视来适当地确定。

(iv) 材料的宏观常数是可重复的。

(v) 在电介质材料中是无光吸收的。

违反上述这些假定通称为“缺陷”。其次,在淀积过程中<sup>[8]</sup>,或者以后在大气压条件下<sup>[9-11]</sup>,或者在特殊环境中,正如在具有化学上活泼的组分,高相对湿度,特高的温度,高光子通量<sup>[12]</sup>或高光子能量<sup>[13]</sup>条件下光学性质不可能都是稳定的。

在一般情况下,性能上和不稳定性的两种缺陷是由于对如下几种关系缺少足够详细知识,即(i)多层膜材料的光学常数和原子之间的关系,晶格以及膜层宏观结构间的关系和(ii)各层结构与淀积条件及其后周围环境间的关系。在实际条件下,这是由于对决定膜性能的因素不恰当控制而产生的。以特殊产物的实际特征为目的可以用纯粹经验的方法得到改善,但是通常有效的结果只能从有系统的实验和上述关系的理论探索中得到。

### 3 最近发展

#### 3.1. 理论上的

多层膜性能一般改善的一种途径是用考虑膜层缺陷的适当近似法修改基本理论体系。这不是一种直接途径，但是一旦可以分析地描述特殊缺陷类型时，便使系统可以设计成缺陷为最小。一个很好的例子涉及到具有小的而且是有限吸收的硫化锌材料，它在具有很高反射的反射镜的性能中起支配作用。的确，无论何时，只要对任何膜层要求具有最好性能，不同类型的缺陷都要予以强调。

弱吸收层理论起初由 Giacomo<sup>[14]</sup>随后由另一作者<sup>[15, 16]</sup>利用各种不同技术研究的。然而，最近该学科对在莱塞谐振腔中多层介质反射镜的应用方面再次引起兴趣有两种原因。第一，不管是否存在辐射放大都取决于谐振腔中的光子损失（包括由于反射镜的吸收）。第二，反射镜防止受与莱塞谐振腔有关的高辐射通量的损坏<sup>[12]</sup>也是其吸收系数的作用。

因此在反射镜膜层内建立起吸收的空间分布并且探讨如何使总吸收率变到最小值是值得重视的。

3.1.1. 多层反射膜中吸收率的空间分布

参考图 1 并引用 Hemingway 和 Lissh-erger<sup>[16]</sup>的名词汇编，在 L 层内被吸收的辐射通量由下式给出

$$\phi_{A_i} = \phi_{i-1 \rightarrow i} - \phi_{i \rightarrow i-1} \quad (1)$$

这里  $\phi_{p, q}$  表示通过介质 P 和介质 q 之间边界的净通量，于是据第 l 层可能的透过率  $\psi_l$

$$\phi_{A_i} = \phi_{i-1 \rightarrow i} (1 - \psi_i) \quad (2)$$

或

$$\phi_{A_i} = \phi_{0 \rightarrow 1} \frac{\phi_{i-1 \rightarrow i}}{\phi_{0 \rightarrow 1}} (1 - \psi_i) \quad (3)$$

因此

$$\phi_{0 \rightarrow 1} = (1 - R) \phi_i$$

其中 R 是整个多层膜系的反射率， $\phi_i$  是入射通量，从方程(3)和(4)得第 l 层的吸收率为

$$A_i = \frac{\phi_{A_i}}{\phi_i} = (1 - R) \psi_{i-1 \rightarrow i} (1 - \psi_i) \quad (5)$$

$\psi_{i-1 \rightarrow i}$  是第一个 l-1 层的可能透过率。

方程(5)是对任意多层膜系第 l 层内吸收率最一般的表达式，方程示出的吸收率不只是膜层材料的性质而且还取决于膜层的光学状态。表达式可以很容易地用于分别具有低的和高交变折射率  $n_L = n'_L + in''_L$  和  $n_H = n'_H + in''_H$  的材料四分之一波长膜层组成的反射层<sup>[16]</sup>。倘若整个反射层的可能透过率仍旧近于 1，为了简化，如果把终端介质假定为一实际的折射率  $n_L$ ，则从方程(5)很容易表示出<sup>[16]</sup>在设计波长和垂直入射第 l 层的吸收率：

$$A_i = 2\pi \Gamma_i C_i \quad (6)$$

这里  $\Gamma_i = n''_i/n_i$

$$C_i = h'_L/n'_H$$

而  $n_i$  等于  $n_L$  或  $n_H$ ，分别取决于 l 是偶数或奇数。

从方程(6)可得出如下重要结论：

(i) 同一材料各连续膜层的吸收率只差一因数  $C^2$ ，而因为  $C < 1$ ，故在最靠近反射膜入射边的层吸收率是较大。

(ii) N 层的反射膜的总吸收率  $A_M$  可以简单地由下式得出：

$$A_M = \sum_{i=1}^N A_i \quad (7)$$

此外，如果  $N_L$  很大则

$$A_m = \frac{2\pi C}{1 - C^2} (\Gamma_H + C\Gamma_L) \quad (8)$$

比较(6)式和(8)式看出，对一般情况来说， $\Gamma_L \ll \Gamma_H$  和  $C \approx 0.5$ ，反射膜的吸收主要发生在靠近入射边的层内。这也意味着，当层数增加的时候吸收率很快达到由(8)式给出的极限。

(iii) 在限制吸收率点外面反射器中  $\frac{\lambda}{4}$

层数的增加导致透射率减少到零，于是反射膜的最大反射率  $R_{MAX}$  是

$$R_{MAX} = 1 - A_M \quad (9)$$

其中  $A_M$  由(8)式给出。

### 3.1.2 单层膜吸收的空间分布

如果将方程(5)改写成以下形式则可以用作研究单层(图2)吸收分布的基础:

$$A_i = (1 - R) \frac{\psi_{i,N}}{\psi_{i,N}} (1 - \psi_i) \quad (10)$$

或者根据图2的参数

$$\delta A = (1 - R) \frac{\psi_d}{\psi_Y} (1 - \psi_{\delta Y}) \quad (11)$$

这里  $\delta A$  是单元膜层  $\delta Y$  的吸收率，不出预料之外，从方程式(11)得出整个层的吸收率是

$$A = (1 - R)(1 - \psi_d) \quad (12)$$

因为

$$\psi_{dY} = \frac{\psi_{Y+\delta Y}}{\psi_Y} = 1 + \frac{1}{\psi_Y} \frac{\partial \psi_Y}{\partial Y} \delta Y$$

方程式(11)和(12)导出

$$\frac{\delta A}{A \delta Y} = - \frac{\psi_d}{1 - \psi_d} \frac{1}{\psi_Y^2} \frac{\partial \psi}{\partial Y} \quad (13)$$

$$\frac{\delta A}{A \delta Y} = \frac{2p_0 \operatorname{Im}(n\beta) \{ \exp(2\delta''') + |r|^2 \exp(-2\delta''') + 2|r|(\Gamma/\Gamma_1) \cos(\rho + 2\delta') \}}{\{ \exp(2\mathcal{A}''') - 1 \} - |r|^2 \{ \exp(-2\mathcal{A}''') - 1 \} + 4|r|\Gamma \sin \mathcal{A}' \cos(\rho + \mathcal{A}')} \quad (16)$$

该表示式除  $\mathcal{A} = \delta_{Y=d}$  可见文献1。

公式(16)是复杂的，但是在计算中适当选择  $r$  和  $\Gamma$  值应用于某些入射角，波长和偏振状态下是很简便的。在下列条件下可适当的简化:

(1) 垂直入射时:  $\beta = 1$ ,  $\Gamma = \Gamma_1 = \Gamma_2$ ;

(2) 在膜层内有微小的吸收时:  $\Gamma \ll 1$ ,  $\delta'' \ll 1$  和  $\mathcal{A}'' \ll 1$  (这也意味着对高折射率膜层  $\rho = 0$  而对低折射率膜层  $\rho = \pi$ );

(3) 所有的膜层都是  $\frac{\lambda}{4}$  层时:  $\mathcal{A}' = \pi/2$ 。

在这些条件下有

$$\frac{d_H \delta A}{\delta Y A_H} = 1 + a_H \cos(2\delta_H') \quad (17)$$

按照 Lissberger<sup>[1]</sup> 一个层的可能透射率是

$$\psi = \frac{K}{D(Y)} \quad (14)$$

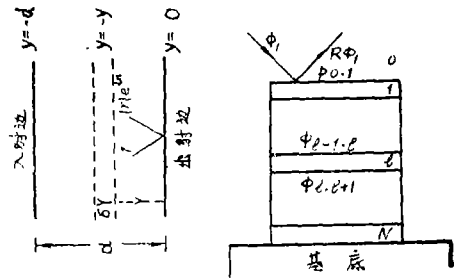


图1

图2

图1, 多层膜系中辐射通量的描述

图2, 单层膜中吸收分布之参数

其中分子  $K = 1 - |r|^2 + 2\Gamma|r|\sin\rho$  与  $Y$  无关, 而分母是  $D(Y) = \exp(2\delta''') - |r|^2 \exp(-2\delta''') + 2\Gamma|r|\sin(\rho + 2\delta')$  于是从公式(13)和(14)

$$\frac{\delta A}{A \delta Y} = \frac{1}{D(d) - K} \frac{\partial D(Y)}{\partial Y} \quad (15)$$

或者更明确表示为

和

$$\frac{d_L}{\delta Y} \frac{\delta A}{A_L} = 1 - a_L \cos(2\delta_L') \quad (18)$$

这里

$$a_1 = \frac{2|r_1|}{1 + |r_1|^2} = \frac{1 - X_1^2}{1 + X_1^2}$$

而  $X_i = C^{N-i+1}$

在说明图3表示的结果时应当记住, 每一层的  $|r|$  和  $\rho$  都与所形成的边界情况有关, 并且从那同一边界测出  $\delta'$ 。

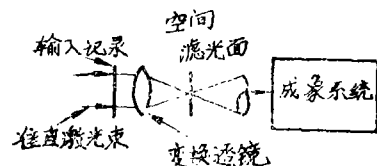


图3 五层反射膜( $c = n_L/n_H = 0.5$ )相对吸收函数  $d\delta A/A\delta Y$  的空间变化。

显然, 就靠近反射膜入射一边的一些层来说,  $l$  值很低,  $a_l$  非常接近于 1, 并且由公式(17)和(18)所给出的部分吸收变化几乎完全是周期性的, 实际上在各膜层的边界呈现出连续性。当然, 在取决于  $A_{11}$  和  $A_{12}$  (公式(6)) 的相对数值的函数  $\delta A$  内通常呈现出很强的不连续性。

### 3·1·3, 电磁场的空间分布

最近, 曾企图<sup>[17-19]</sup>使多层膜系的吸收率按驻波电场的振幅的分布显现。然而, 正如在下面将要指出, 这个关系只在很有限的条件下才是简单的, 因此不是在 3·1·2 节中所提出类型的一般替换。

在计算多层膜系光学性质中, 电磁场的

$$(1') = \begin{pmatrix} A_z \exp\left(\frac{i\rho}{2}\right) \left[ (1 - |r|) \exp\left\{-i\left(\delta + \frac{\rho}{2}\right)\right\} + 2|r| \cos\left(\delta + \frac{\rho}{2}\right) \right] \\ A_z \exp\left(\frac{i\rho}{2}\right) \left[ (1 + |r|) \exp\left\{-i\left(\delta + \frac{\rho}{2}\right)\right\} - 2|r| \cos\left(\delta + \frac{\rho}{2}\right) \right] \end{pmatrix} / Z\beta$$

每一分量的第一项明显具有行波的形式, 第(21)二项呈驻波形式。对于一电介质材料,

$Z\beta$  和  $\delta$  项都是实数。纯辐射通量则由<sup>[11]</sup>  $\frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_z H_z^*) = (A_z^2 / 2Z\beta) (1 - |r|^2)$  给出, 并且像所希望的明显地与场的前进的部分相关。

从公式(19)和(20)得

$$|E_z|^2 = A_z^2 (1 + |r|^2) \{ 1 + a \cos(2\delta + \rho) \} \quad (22)$$

这里

$$a = 2|r|(1 + |r|^{-1}) \quad (23)$$

将(17)和(18)公式与(22)和(23)公式比较表明, 在特殊情况下(前者是适用的), 层内吸收率的分布直接产生与边界相切的净电场分量的强度  $|E_z|^2$ 。此外, 假如  $|r|$  很接近于 1, 正就靠近入射一边反射膜的各层而论, 该电场强度几乎可完全归因于驻波分量(公式(21))。

Bell<sup>[20]</sup> 和 Auerer<sup>[19]</sup> 曾设计了具有低于同类材料  $\frac{1}{4}$  膜系吸收率的多层电介质反射器, 目的在于减少靠近入射边的高折射率材料的

重要成份是那些连续通过膜层边界的, 即兼有正负交替波的  $E, H$  场的切线分量。按照文献 1 中指定的符号和几何图形这些分量为:

$$(F) = \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta(E_+ + E_-) \\ (E_+ - E_-)/Z \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} A_z \exp(-i\delta) + B_z \exp(i\delta) \\ \{A_z \exp(-i\delta) - B_z \exp(i\delta)\} / Z\beta \end{pmatrix} \quad (19)$$

对在入射平面里偏振的辐射  $\delta = p_0 n \beta Y$ 。因对在  $y = 0$  (图 2) 时

$$\begin{matrix} B_z \\ \longleftrightarrow \\ A_z \end{matrix} = |r| \exp(i\rho) \quad (20)$$

所以边界场矩阵可重新写成:

电场振幅。通过实验<sup>[20]</sup>已观察到了一些改善。

### 3·1·4, 各向异性材料

基本上, 光学镀层是由多晶材料的薄膜组成的, 多晶材料里各微晶的光学轴没有预先定向。宏观上, 可以把这些材料看作在光学上是各向同性的, 即用一与电位移  $D$  和电场  $E$  相关的标量介电常数  $\epsilon$  描述。对显示磁-光效应<sup>[21]</sup>的磁性薄膜这不是很满意的, 而在像铋<sup>[21]</sup>这种具有预先定性微晶的非磁性多晶薄膜或者在外延生长单晶薄膜中很可能变得更一般, 将来详细叙述淀积过程时会更清楚。在这些情况下, 介电常数必须取为一相当于材料物理特性和其相对与辐射有关的电矢量对称轴方位的多个单元的张量  $[\epsilon]$ 。Berreman<sup>[23]</sup> 已经对特征矩阵表示法能如何扩大描述在多层各向异性介质中电磁辐射传播方面作了一般考虑。

### 3·1·5, 非均匀材料

薄膜材料的非均匀性是用自然发生于边界附近而垂直于膜层边界的折射率的有规则变化表征的, 或者通过设计可在淀积过程中

涂上一层薄膜。不管这种非均匀性的由来如何，在理论上<sup>[24]</sup>，总可以用考虑非均匀性范围的简单办法加以处理。例如许多具有在相邻膜层间仅有微小区别的不变折射率的膜层，如图4所示。

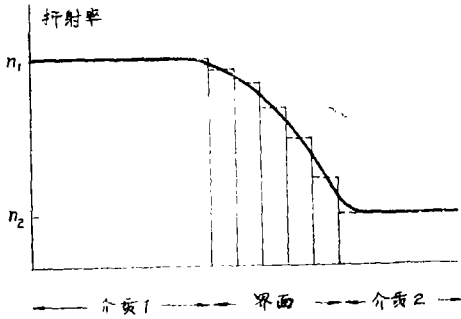


图4 非均匀性系统模型

### 3.1.6. 散射

至今，只讨论了系统的缺陷，依据一般矩阵公式的表示对它们所作的描述是相当简单的。然而，表面粗糙度和随机非均匀性的效应是很难预示的。实际上，关于空间分布和被全介质 Fabry-P'erot 干涉滤光器散射所辐射的光谱分布的早期实验结果<sup>[14]</sup>尚须定性说明。

其实，由单个粗糙界面引起的散射是相当好理解的<sup>[25]</sup>，而详细提供在多层膜系中散射的预示用的现存理论膜型的推广还没有完成。然而，最近 Eastman<sup>[26]</sup>已经修正了标准矩阵方法以便计算由于在膜层表面带来随机相位差所致镜面光束的能量损失。他的工艺是复杂的，并且除了在有一个或二个界面系统最简单情况以外，没有给出用分析法所表达的散射损失。Gourley<sup>[27]</sup>发明了图5示出的模型，该模型适用于借助标准计算机编码来计算多层膜系的光学性质。实际上，多层膜系的表面可分成N个相等的面元，并且考虑到对应于不同面元膜层的厚度都有可能偏离平均值的同时每个面元的反射率幅度 $r_j$ 和透射率幅度 $t_j$ 可用普遍方法计算。膜系的反射率和透射率由下式给出：

$$R = \left| \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N r_j \right|^2 \text{ 和 } T = \left| \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N t_j \right|^2 \quad (24)$$

而损失L为

$$L = 1 - R - T \quad (25)$$

在面元j内层的厚度l由下式得到

$$d_{j,l} = \bar{d}_l \pm \Delta_j(\sigma_{l-1,l}) \pm \Delta_j(\sigma_{l,l+1}) \quad (26)$$

其中每个边界的 $\Delta_j$ 是由与二个高斯分布相搭配的随机数字发生器选定的，二个高斯分布用有效值偏差 $\sigma_{l-1,l}$ 和 $\sigma_{l,l+1}$ 表示二个边界的表面粗糙度。根据Eastman的技术，这种方法只适合于垂直入射，散射辐射的空间分布只在考虑粗糙度的空间频谱为扩展模型求出平均数时才可描述。

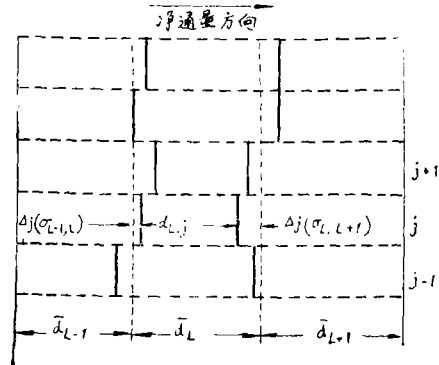


图5 散射损失模型

Guenther等<sup>[28]</sup>在描述由多层电介质反射器散射出的辐射强度的空间变化方面，用启发式的研究方法已经有了某些成功。他们利用的公式适用于在一个单个界面上的表面散射和被在一无限介质中非均匀性造成的体积散射。大概，至少部分地对于多层反射器的散射的论述方法是正确的，像吸收一样，主要是与最靠近于入射边的层有关。公式中大量的可调参量在提供计算散射强度和实验结果很好的一致上有了帮助。然而，未必能证明这种计算方法将能适用于所有类型的多层膜系。

图6分别示出用一空气(HL)48H(LH)4玻璃构成的窄带全电介质干涉滤波器计算的

散射损失和吸收的结果，这种玻璃只在中间层边界情况下才具有非相等的粗糙度，相当于 $\sigma = 0.148\text{nm}$ 。根据 $n_{11}'' = 1.64 \times 10^{-4}$ 计算了吸收率以便峰值散射损失精确地匹配。因为计算指出了吸收和散射之间区别的可能存在的方法，所以这些结果的有趣特征是对散射损失和吸收分别画出光谱曲线的半宽度 $0.55\text{nm}$ 和 $0.76\text{nm}$ 。

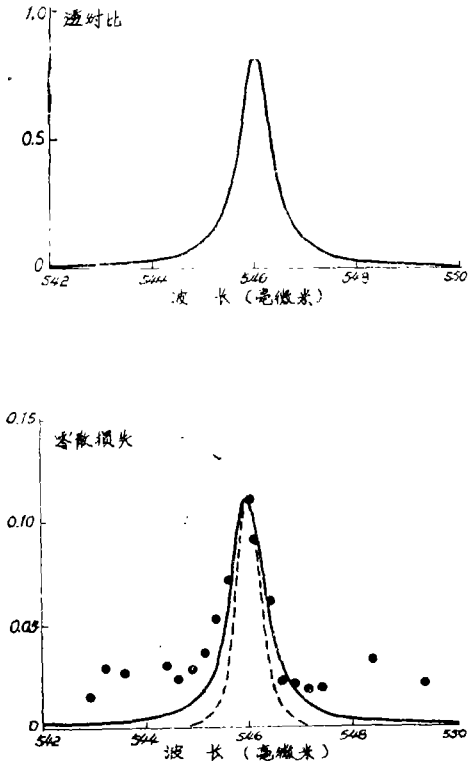


图6 全电介质 Fabry-Pérot 滤波器的空气(HL)<sup>4</sup>8H(LH)<sup>4</sup>玻璃的光谱特性：设计波长 $\lambda_0 = 546.1$ 毫微米； $H = \lambda_0/4$ (ZnS)； $L = \lambda_0/4$ (冰晶石)；(a)透射比；(b)——预示吸收率( $n_{11}'' = 1.64 \times 10^{-4}$ )；……，预示的灵活散射损失在垫片边界上 $\sigma = 0.148$ 毫微米)；……测得的总损失。

### 3·2, 实验

近十年不但根据有关技术的发展(例如 Auger 电子光谱学, 低能电子衍射和离子探针方法)而且根据我们对成核、外延和薄膜生长的理解在表面研究方面已经有很重要的

进展。Heavens<sup>[29]</sup>对这方面的进步作了重要评论。他指出, 多种表面和表面——薄膜组合已经研究, 这样看来而对于描述大量观察到的现象来说, 一般的理论的机构还没有。尽管如此, 表面科学方面所作努力的结果, 特别是实验技术方面, 现在正应用于<sup>[30]</sup>改善光学膜层的性能上。就一些材料的主要光学常数以及在促进光学涂层工艺其结构间相互关系的研究范围上<sup>[31,32]</sup>可以类似评论。基础研究和应用科学间的这种特殊关系在激光损伤方面<sup>[33]</sup>变得愈加重要。

在下面将较详细地介绍直接关系到光学膜层课题的实验进展。

#### 3·2·1, 横截面电子显微术

Pearson<sup>[34]</sup>在光学膜层研究方面取得了重要的进展, 他采用电子显微技术通过复制来研究全电介质 Fabry-Pérot 滤波器的截面结构。这就能够第一次直接观察到结构详图。以前, 低于窄带滤波器的理想光学性能, 特别是透过率小于 1 往往错误地认为是不能直接观察到的结构缺陷的原因。所以, Pearson 的研究成果得出了光学数据的更可靠解释<sup>[9,35]</sup>, 因此通常使光学膜层的性能也得到了改善。图 7 是一截面显微图的典型例子, 它示出基片上整个小颗粒的多层膜沉积的效应。

#### 3·2·2, 反射率和透射率的测量

提供像初始一样的膜层光谱透过率和提供像通常报导他们产品的最好的一项仍是光学膜层制造者的普通实践之一。当时这显然是有用的, 但对现代应用它是受到很多限制, 在那种情况下通常缺乏认识是主要的。无疑, 为了提供总损失(公式(25))量的信息, 在研究与结构有关的膜层光学性能的时候, 反射率和透射率的对应数值必须用如图 8 所示系统图的仪器<sup>[36]</sup>进行测量。典型结果示于图 6 中, 这种结果可与理论预测直接作比较。

#### 3·2·3, 损失量的测量

由于受多层膜系影响, 对辐射总损失的

认识描述的正是它的透射率认识的基本提高，而更详细的信息可通过测定损失成分（即分别测定吸收和散射）得到。可按如下两步进行测量：首先，假如用激光器，通常

用高辐射通量的方法提高膜层温度来测量吸收<sup>[37,38]</sup>。另一方面，利用积分球方法<sup>[26]</sup>测量总散射的辐射。

表1: ZnS 薄膜的吸收系数  $n''$

| $n''(\text{ZnS})$    | 波长(毫微米) | 研究者                              | 方法  | 年份   |
|----------------------|---------|----------------------------------|-----|------|
| $1.1 \times 10^{-2}$ | 534     | Kuwabara和Isiguro <sup>[39]</sup> | 测光法 | 1952 |
| $2.0 \times 10^{-3}$ | 546     | Giacomo <sup>[41]</sup>          | 测光法 | 1956 |
| $9.0 \times 10^{-5}$ | 515     | Ahrens <sup>[47]</sup>           | 量热法 | 1974 |

表1, 在示出硫化锌折射率的假设部分的实验值的同时并用过去二十五年的测量技术和结果的说明表明各种薄膜制备的改善。

### 3.2.4, 多层膜系结构缺陷的光学研究

如果用一适当波长强的细缝光源照射多层膜系时, 多层滤光器光谱透过率的任何迅速改变的部分都可以用来探讨该系统结构缺陷的程度。因为这些缺陷有效地变动滤光器的透过波段, 所以它们使透过辐射的强度显现出很明显的变化。因此, 用这种照明, 滤光器表面的照片至少是缺陷本身的大小和滤光器表面受影响面积的大小的一种定性的记录。

的表面照片。在白光时, 滤光器看来是很清晰的, 既没有大的圆斑也没有较小的缺陷。前一缺陷在表面上的大小相当于用在制备滤光器的监视器光束的横截面, 而较小的缺陷相当于持续时间为1微秒的脉冲染料激光束的横截面。值得注意的是, 在整个约1小时的淀积时间内监视束的功率像激光脉冲一样提供了近于50焦耳/厘米<sup>2</sup>的同样表面能量密度, 分别对应于14毫瓦/厘米<sup>2</sup>和50微瓦/厘米<sup>2</sup>的表面通量密度。

## 4、结 束 语

图9是对峰值透射率在 $\lambda_0 = 546.1$ 毫微米和在用一汞放电光源均匀照明下所设计的窄带滤光器(空气(HL)<sup>4</sup>8H(LH)<sup>4</sup>玻璃)

这里所描述的甚至提到的光学膜层决不都是最新的发展, 因为在这个时期对这长评论所包含的全部来说, 本学科是太广泛。例如, 新材料<sup>[40,41]</sup>的研究在实验方面被省略掉, 如同现代计算机一基础设计程序<sup>[42]</sup>有学科的理论方面一样。像大功率激光器设备的偏振器<sup>[43]</sup>这样一些应用以及防止虚涂层<sup>[44]</sup>和用于太阳能收集器<sup>[45]</sup>的涂层的建议或许应该作更多的引证。然而, 本评论的目标不是去介绍特殊发展的细节, 而是提请要注意一些根本问题, 这些根本问题的解决将对光学膜层现有的和对未来应用方面带来的好处。用这种解决办法, 对要完成的光学膜层一般性能改进的方法不难作出预言。实际上, 只有继续努力增进对制备条件、膜层结构及其光学性能之间关系的较好理解, 才能达到这种

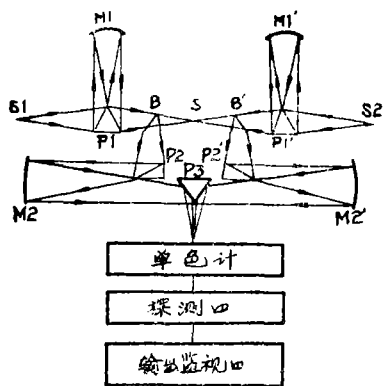


图8 垂直入射光度计示意图: B 薄膜辐射分束器;  $M_{1,2}$  凹面反射镜;  $P_{1-3}$ , 镀铝棱镜;  $S_{1,2}$  石英碘辐射源。

注: 图7, 图9省略

(下接14页)

温度测量采用1级标准铂铑-铂热电偶和校验过的303毫伏计。

## 五、结束语

我们将此合金应用于光学精密仪器的制造上、十多年来生产了大批各种复杂程度不同的大小另件、生产实践表明,它机械性能优良,熔炼工艺简单、热处理淬火区间宽、不易过烧空气中淬火,不易变形,机械加工表面光洁度高、产生针孔的倾向小、另件各处机械性能对壁厚敏感性小、这些都是可贵优点。过去我们采用苏联АЛ4合金、因为针孔常常造成另件报废,更麻烦的是还要变质处理、工艺复杂,用АЛ4合金制成的另件在南方、在海上、在潮湿的地方容易被腐蚀、产生白斑、即所谓长“白毛”采用ZL24(S)合金后,这些问题得到解决、满足了仪器的要求。

(上接33页)

改进。成就将取决于主要搜集表面科学、固体物理学和光学方面情报的明智结合。

光学膜层制备的特殊实践的发展无疑起因于其它方面的革新。因而可以适当地要求,微型信号处理机将很快地编入在测量淀积时薄膜性质的仪器中,这样一来可连续一起监视膜层的厚度和折射率。这一方案与广泛采用的监视转折点的方法<sup>[9]</sup>相比较,对

此合金适合于制造工作温度不超过150℃的各种高载荷的复杂另件以及要求尺寸稳定性好的各种精密仪器另件。

此合金不仅适合于砂型铸造、也可以应用于金属型及熔模精密铸造上。

## 参考文献

- 1 Сплав Ал24 для отливок повышенной точности и прочности  
С.И.Спекторова В.Т. Трищенко <Литейное производство>1965. №7
- 2 Хенкин М.Л. и др.  
<Литейное производство> 1964. №3
- 3 铝镁合金铸造实践  
胡忠等著 国防工业出版社  
1965年

淀积物的光学性质提供非常好的性能,因此在淀积时要使膜层的设计修改到使成品的性能最佳化。

开始接触到光学膜层制备的另一种技术是离子镀膜<sup>[46]</sup>,该技术提出可以淀积具有比真空淀积方法更理想且可重复结构的膜层是有希望的。

译自“Thin Solid Films”50(1978)241-255

[贾淑芝译 赵遂武 施评治校]