

激光薄膜的总积分散射测量

陈奕升 王文桂

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文提出一种测量激光薄膜总积分散射的方法, 并推导出其测量公式。给出了用光调制弱信号同步锁相技术的一些实验结果, 装置的检测灵敏度优于 10^{-5} 。

Measurement of total integrated scattering of laser films

Chen Yisheng, Wang Wengui

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: This paper presents a method of measuring the total integrated scattering (TIS) of laser films and the formula for measurement. Some experimental results obtained by using weak signal synchronous lock-in technique are given. The sensitivity of this equipment is over 10^{-5} .

一、引言

测量光学零件和激光薄膜的表面散射, 对研究散射损耗、获取表面微观几何形状的信息(如粗糙度等)有重要意义。

本文从积分球的基本原理出发, 提出了激光反射镜总积分散射测量原理和测量方法。利用这种方法测出了样品在完全光滑状态下的反射量, 从而测得了总积分散射, 再通过计算机算出光学表面的微粗糙度。本方法对可见区、紫外区的光学元件表面质量评价将是可行的。

二、测量原理

由积分球的积分结果得, 球内表面任意

点的照度 E (包括球壁开口处球面上的照度), 只由球内壁涂层的绝对光谱漫反射率 ρ 、球的几何尺寸 R (半径)、开口面积 S' 以及射入球的辐射通量 ϕ 决定。其间的关系式为

$$E = \rho \phi / S \left[1 - \rho \left(1 - \frac{S'}{S} \right) \right]$$

式中 $S = 4\pi R^2$ 。因此, 如在球壁置有光电探测器, 则探测器的输出值 I 与球壁照度成正比, 即 $I = KE$, K 为转换系数。

本实验装置的积分球上四处开口(见图1), 它们的面积分别表示为 S_1, S_2, S_3, S_4 , 等效于一总面积 S' ($S' = S_1 + S_2 + S_3 + S_4$) 的开口。

图1中 S_2 处为吸收口, 反射光阱置于此处, C 处放被测样品。入射到样品 C 上的光通量其中反射量全部为光阱 A_2 吸收, 透射量

收稿日期: 1983年7月20日。

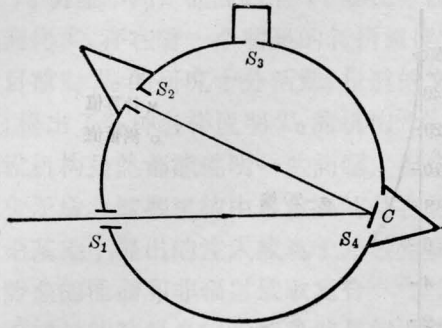


图1 测光积分球的开口布置

为光阱 A_1 吸收, 剩下的散射光经积分后为 S_3 光电探测器接收。这时, 光电探测器的测量值 I_D 由下式求出:

$$I_D = K E_D = K \frac{D \rho \phi}{S \left[1 - \rho \left(1 - \frac{S_1 + S_2 + S_3 + S_4}{S} \right) \right]} \quad (1)$$

式中 D 为被测样品的散射率。

当 C 处放被测样品, S_2 处放球缺 (涂上氧化镁涂料的零件将此缺口补齐, 使之成为完整的球面), 则此时参加积分的样品的光通量 (由反射和散射两部分组成, 其透射光被 S_4 处的光阱吸收) 为 $R_0 \phi$ 。这就是样品在完全光滑状态下的反射通量。其中 $R_0 = R + D$, R 为被测样品的反射率。于是可写出:

$$I_{R_0} = K E_{R_0} = K \frac{R_0 \rho \phi}{S \left[1 - \rho \left(1 - \frac{S_1 + S_3 + S_4}{S} \right) \right]} \quad (2)$$

由(1)、(2)两式可得:

$$\frac{I_D}{I_{R_0}} = \frac{D}{R_0} \cdot \frac{S - \rho[S - (S_1 + S_3 + S_4)]}{S - \rho[S - (S_1 + S_2 + S_3 + S_4)]} \quad (3)$$

当 S_2 很小时, 则:

$$\frac{I_D}{I_{R_0}} \approx \frac{D}{R_0} = 1 - \frac{R}{R_0} = \text{TIS} \quad (4)$$

由(4)式可知, 只要测量出 I_D 及 I_{R_0} , 即可得到 TIS (总积分散射) 值。

根据样品表面粗糙度和 TIS (总积分散射) 的经典理论, 对于大多数抛光玻璃表面和粗糙的金属沉积表面, 均有下述近似关系 (其

条件为 $\sigma \ll \lambda$, 表面高度分布围绕平均值的变化为高斯形状):

$$\begin{aligned} \text{TIS} &\approx 1 - \frac{R}{R_0} \\ &= 1 - \exp \left\{ - \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \right\} \approx \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

式中 σ 为表面粗糙度的均方根; R 为粗糙表面的反射率; R_0 为完全光滑表面的反射率; λ 为测量波长。

因此通过测量样品的 TIS 值就可求出相应表面粗糙度的均方根。

三、实验装置

实验装置如图 2 所示。图中光源 W 为 12 伏 100 瓦的溴钨灯, M 为圆盘单色仪。为了防止杂散光的影响, 在 M 和 W 之间设置由透镜、光阑和调制器组成的光路系统。在 M 和积分球 T 之间亦置有透镜和光阑组成的光路系统。 M 本身的入口狭缝及出口狭缝开得尽量小。通过 M 鼓轮的调节可随意选择测量波长。积分球 T 是内镀氧化镁的中空球, 它的作用是积分散射信号, 达到光信号均匀, 减小因样品倾斜和位移使接收器影象不在同一面积所造成的误差。 T 的一侧置有透射光阱 A_1 (内涂碳黑), 另侧置有反射光阱 A_2 (内涂碳黑), 样品 C 则置于 T 和 A_1 连接的球缺处。在积分球的 A_1 和 A_2 间装有探测器 (光电倍增管 PM), 仔细地调整光路使光信号恰好落在样品 C 上。使其反射光束全为 A_2 所吸收, 透射光束全为 A_1 所吸收。剩余下的就是样品的散射光, 此散射光在积

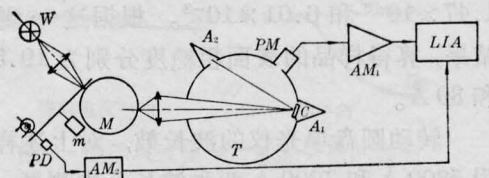


图2 测量装置原理图

分球内壁经过多次漫反射,最后为光电倍增管接收。实验中采用国产 GDB-423 可见波段光电倍增管,倍增管的输出加到高输入阻抗的前置放大器 AM_1 和锁相放大器 LIA 上。锁相放大器要求的同步参考信号由装在 M 入口狭缝前的调制器 m 产生,于是我们就可由锁相放大器的输出直接读出散射光量的大小。

测量方法简述如下:

先将图 2 中的 A_2 球缺处去掉反射光阱,补上和积分球内所涂相同材料的氧化镁球缺,此时锁相放大器的读数为 A ——即考虑氧化镁漫反射率等因素后的完全光滑样品表面的反射光量。再取出样品 C ,在 A_1 处仍装上透射光阱,此时锁相放大器的读数为 B ——即处于和测量 A 值漫反射相同条件下的背景杂光量。接着在 A_1 、 A_2 球缺处,除装上透射光阱和反射光阱外,再装上被测样品,锁相放大器的读数为 S ——散射光信号量。这样总积分散射值 TIS 就可由下式进行计算:

$$TIS \approx \frac{S-B}{A-B} \quad (6)$$

四、测量结果与讨论

我们用上述测量装置成功地测量出被测样品(高反介质膜板)表面在完全光滑情况下的反射量以及样品的散射量,从而测出与样品表面均方根粗糙度直接有关的总积分散射 TIS,接着求出表面粗糙度的均方根值 σ 。

在测量波长 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ 时,对反射率 $R = 0.9986$ 和 $R = 0.98$ 的两种高反介质膜板样品的总积分散射测量结果平均值分别为 1.47×10^{-3} 和 6.01×10^{-3} 。根据这一测量结果,算得样品的表面粗糙度分别为 19.5 \AA 和 39 \AA 。

转动圆盘单光仪的波长鼓,对上述样品用 5300 \AA 和 7000 \AA 两种波长分别测量,得到其总积分散射值分别为 1.91×10^{-3} 和

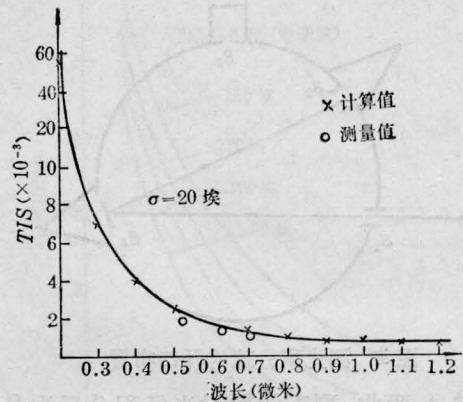


图 3 总积分散射与波长 λ 的关系

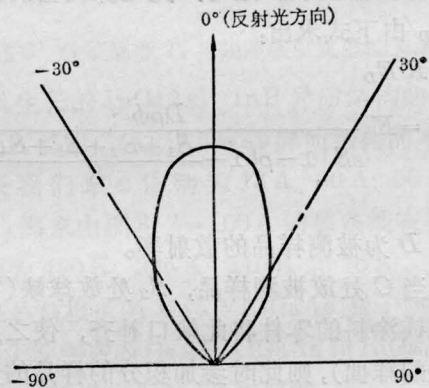


图 4 散射分布图

1.23×10^{-3} 。测量值与理论计算值进行比较,发现前者偏小,如图 3 所示。这可由积分球的结构设计得到解释。因为根据光的散射理论,散射量的大小是围绕着反射光方向呈图 4 分布的。也就是说在反射方向附近散射量最大,它们的分布呈花瓣形。现有积分球的反射光阱处,在光学上没有采取任何措施,所以反射光阱必然在吸收反射量的同时也吸收了部分散射量,使测量值小于理论计算值。

理论计算的总积分散射与粗糙度 σ 、波长 λ 的关系如图 3 和图 5 所示。据此可以求出:若波长 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ 时,总积分散射值为 $(1.3 \sim 1.5) \times 10^{-3}$ 。相应 σ 约在 18 \AA 和 20 \AA 之间。

实验中所用的锁相同步检测方法基本上解决了漂移问题,灵敏度也较高,约达 10^{-5}

(下转第 361 页)

由于热氧化层错为非本征层错，其边界是 $\frac{1}{3}$ (111) Frank 不全位错。因此要使层错收缩，必须通过自间隙 Si 原子不断向外扩散使 Frank 不全位错攀移来实现。故自间隙 Si 原子向外扩散速度的快慢决定了 Frank 不全位错攀移运动的速度，也即决定了层错收缩过程的速度。

在高功率激光作用下，虽然温度很高，接近 Si 熔点，但在这样的高温下，自间隙 Si 原子的扩散速度也难以在几十秒钟的时间内由层错处扩散至表面；另外离子注入硅片的非熔化激光退火可以抑制杂质再分布效应这一实验事实，也说明杂质与硅原子的扩散速度都不能如此之快。

因此我们初步设想，在大功率密度连续

波 CO₂ 激光器辐射时也存在激光冲击波的作用，使 Si 片中产生比热作用更多的空位，起着加速层错收缩过程的作用。根据层错生长的“空位发射”模型^[3]，层错的生长或收缩与空位的流向有关，空位流离层错(即发射空位)，层错生长；空位流向层错，层错收缩。若由于大功率密度激光作用，在 Si 的体内及层错周围产生大量空位流向层错，使 Frank 不全位错迅速攀移，则层错的收缩速度即可加快。激光功率密度较大，产生的额外空位较多，层错收缩也应较迅速。

参 考 文 献

- [1] S. M. Hu; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, 165.
- [2] H. Hashimoto *et al.*; *J. Electrochem. Soc.*, 1976, **123**, 1899.
- [3] I. R. Sander *et al.*; *Phil. Mag.*, 1969, **20**, 881.

(上接 364 第页)

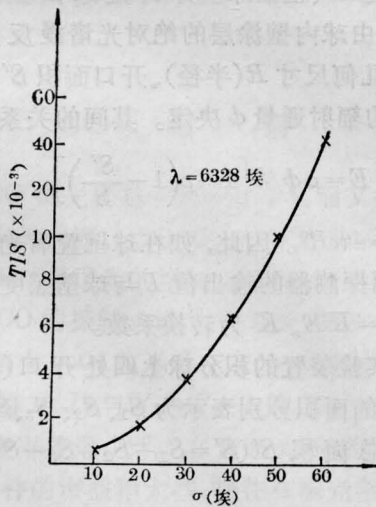


图5 总积分散射与表面粗糙度的关系

量级以上。但因所用光电倍增管(GDB-423)本身具有热噪声，弱信号测量时还有起伏现象，为此应仔细选择并严格挑选光电倍增管，并尽可能地采取减小暗电流的措施。当然联试时要注意屏蔽，使用尽可能短的同轴电缆，以保证连接可靠，接地良好，防止来自各种可能的干扰影响。

参 考 文 献

- [1] H. E. Bennett *et al.*; *J. Opt. Soc. Am.*, 1961, **51**, No. 2, 123.
- [2] J. Eastman, P. Baumeiter; *Opt. Commun.*, 1974, **12**, No. 4, 418.
- [3] F. Varnier; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 20, 3681.