

光谱散射率的绝对测量

陈奕升 王文桂

(中国科学院上海光机所)

提要: 现在一般光谱散射率的测量均采用相对方法。本文提出一种光谱散射率的绝对测量方法。

Investigation on absolute measurement of spectrum scattering

Chen Yisheng, Wang Wengui

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

Abstract: Relative measurement of spectrum scattering is used in general. This paper presents a method which can be used to measure the absolute spectrum scattering.

一、前言

激光薄膜和光学零件的光散射测量对于研究涂层和光学表面散射损耗,获得表面微观信息参量有重要意义。近年来随着可调谐激光器的发展,要求多层介质膜具有尽可能高的光谱反射率(接近100%),这就需要减小散射损耗。而通过测量散射率就可探讨提高膜层质量、稳定镀膜工艺的途径,以及评定光学表面的微观质量。

光谱散射率^[1,2]以往都是用积分球进行相对测量。它们要求使用一块标准样品,并需先用测色工作标准对其定标。经标定后的标准样品由于其纯度、工艺的影响而发生变化。为了测色工作标准的稳定可靠,通常在测得标准白板(如烟熏或喷涂的氧化镁材料)

的绝对光谱反射率之后,立即将这个测量值移植到乳白玻璃、高铝瓷板、陶瓷白板等量值稳定、长期耐用的样板上,作为工作标准提供使用。显然这种逐级标定的样板误差也将逐级增大,而且相对比较复杂。为了克服上述弊病,我们探讨了一种散射率的绝对测量方法。

二、测量原理

我们用双球来进行分析,如图所示。左方为一大球 T_1 ,称为测量积分球。右方为一小球 T_2 ,称为辅助积分球。两球间靠开口(测量孔) S_5 连通。两球的内表面均涂以高反射率的漫反射材料(可见光波段可涂复烟熏或喷涂的氧化镁、硫酸钡或海伦涂层),令其

收稿日期:1983年12月28日。

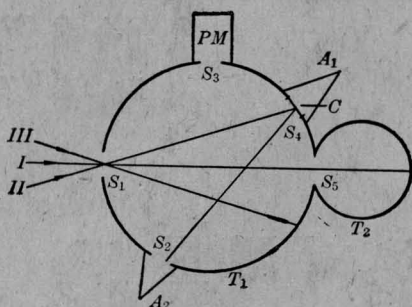


图 双球法测量原理

T_1 —大球, T_2 —小球; A_1 —透射光阱; A_2 —反射光阱;
 PM —光电接收器; S_1, S_2, S_3, S_4, S_5 —分别为有效开口
 球面积; C —被测样品

绝对光谱反射率为 ρ_F 。

设大球的半径为 R , 其内表面总面积 S_B 为 $4\pi R^2$ 。小球半径为 r , 其内表面总面积 S_L 为 $4\pi r^2$ 。大球球面开口面积 $\sum S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + S_5$ 。如图所示 S_1, S_2, S_3, S_4, S_5 为各有效开口面积。此时开口率 F 由下式表示

$$F = \frac{\sum S}{S_B}$$

小球开口面积为 S_5 , 其开口率 f 由下式表示

$$f = \frac{S_5}{S_L}$$

根据测光积分球原理可知, 如有一辐射通量 ϕ 由图中 I 路穿过大球经测量孔 S_5 进入小球, 则小球内表面上形成均匀照度, 除投射面外, 积分球内表面任意点的照度包括球壁开口面积上的照度由下式给出

$$E = \frac{\rho_F \phi}{S_L [1 - \rho_F (1 - f)]} \quad (1)$$

在小球内经多次反射, 由开口 S_5 出射的辐射通量为 $S_5 E$ 。这样, 小球对大球来说可以看作是一个反射体, 其等效反射率 ρ_S 用下式表示

$$\rho_S = \frac{S_5 E}{\phi} = \frac{f \rho_F}{1 - \rho_F (1 - f)} \quad (2)$$

$$\text{所以 } \rho_F = \frac{1}{1 - f} \left(1 - f \frac{\rho_F}{\rho_S} \right) \quad (3)$$

下面讨论上述等效反射体 T_2 对测量积分球 T_1 的作用:

一束辐射通量为 ϕ 的光束进入积分球,

则球壁得到的照度 E 由(1)式给出。现在小球 T_2 的开口 S_5 (即大球 T_1 的开口之一) 出射的 $S_5 E = \rho_S \phi$ 辐射通量进入大球, 则此时在大球内壁得到的照度 E_1 为:

$$E_1 = \frac{\rho_F \rho_S \phi}{S_B [1 - \rho_F (1 - F)]},$$

安置在积分球上的光电探测器 PM 所得到的测量值 I_1 为:

$$I_1 = K E_1 = K \frac{\rho_F \rho_S \phi}{S_B [1 - \rho_F (1 - F)]} \quad (4)$$

式中 K 为转换系数。

如图所示, 当光束从 II 路进入大球 T_1 , 以小角度入射在样品 C 上, 并且在样品上的镜面反射光可通过 S_2 落入光阱 A_2 , 于是样品镜面反射的光能全部为 A_2 吸收。此时进入 T_1 的散射辐射通量为 $D\phi$, 光电探测器的测量值为:

$$I_2 = K E_2 = K \frac{\rho_F D \phi}{S_B [1 - \rho_F (1 - F)]} \quad (5)$$

式中 D 为被测样品的散射率。

当光束从 III 路进入大积分球 T_1 , 使光束落在大球球壁上, 这时相当于进入 T_1 的反射辐射通量为 $\rho_F \phi$, 故光电探测器的测量值为:

$$I_3 = K E_3 = K \frac{\rho_F \rho_F \phi}{S_B [1 - \rho_F (1 - F)]} \quad (6)$$

由(5)得

$$D = \frac{I_2}{I_3} \rho_F \quad (7)$$

由(4)式和(6)式得

$$\frac{\rho_F}{\rho_S} = \frac{I_3}{I_1} \quad (8)$$

由(3)、(8)式代入(7)式得

$$D = \frac{I_2}{I_3} \times \frac{1}{1 - f} \left(1 - f \frac{I_3}{I_1} \right) \quad (9)$$

当小球 T_2 的几何参数 $f = \frac{S_5}{4\pi r^2}$ 确定之后, 系数 $\frac{1}{1 - f}$ 为已知常数。由(9)式可知: 通过测量 I_1, I_2, I_3 值, 即可得到待测样品的绝对光谱散射率 D 。

(下转第 172 页)

门轴线的垂线方向上的投影显然是

$$l = L \cos \alpha \quad (5)$$

线段 l 经透镜 L_1 、 L_2 和 L_3 在相机处成像, 若像长为 l' , 则

$$\frac{l'}{l} = p \quad (6)$$

其中 p 为透镜系统成像的放大倍率。

用 L 代替(1)中的 x , 再把 Δl 代入(2)式得

$$\Delta t = c\lambda N L \quad (7)$$

再用(5)、(6)两式, (7)式可写成

$$\Delta t = \frac{c\lambda N l'}{p \cos \alpha} \quad (8)$$

此式中 c 、 λ 、 N 都是已知常数。实验装置摆定以后, p 和 α 也是常数, 而且在实验中很容易量得。(8)式表明, 在相机照相底片上, 两个几何点间的横向距离和入射在该二点的 $0.53 \mu\text{m}$ 信号光脉冲时间延迟成正比。因此, 量出图 4 所示的曲线的半宽度, 求出此半宽度在照相底片上对应的距离 l_0 , 用 l_0 代替(8)式的 l' 就可算得相关函数 $S(t)$ 的半宽度

$$\tau^* = \frac{c\lambda N l_0}{p \cos \alpha} \quad (9)$$

由此式和(4)式可得

(上接第 184 页)

三、测量误差

虽然氧化镁涂料作为标准样品涂层存在着绝对光谱反射率不稳定、牢固性差等缺点, 但由于它漫反射性能好, 光谱反射率高, 故仍然是测光积分球内壁的一种较好涂料。而用本方法进行绝对光谱散射率的测量则利用了氧化镁等涂料的优点而克服了其缺点, 整个测量过程无需使用标准样品, 可以随时消除 ρ_F 因时间、环境的变化引入的误差。

将(9)式微分可得散射率的测量误差 ΔD

$$\Delta D = \frac{1}{1-f} \left[\frac{I_3 \Delta I_2 - I_2 \Delta I_3}{I_3^2} \right]$$

$$\tau = \frac{\tau^*}{\sqrt{b^2+1}} = \frac{c\lambda N l_0}{p \cos \alpha \sqrt{b^2+1}} \quad (10)$$

由此可算得 $1.06 \mu\text{m}$ 光脉冲的半宽度 τ 。据图 4 的曲线算得的 $1.06 \mu\text{m}$ 光脉冲半宽度为 $\tau = 13 \text{ ps}$, 和用双光子荧光法测得的脉冲宽度 12 ps 符合得很好。

五、讨 论

本文报导的实验表明, 光栅取样法把非线性光学法超高速照相技术推进到了应用阶段, 它是测微微秒光脉冲宽度的一种好方法。如果使用的开启脉冲比被测信号脉冲窄得多, 由(3)式可知, 图 4 所示的曲线就是信号脉冲的强度波形。这时, 此种超高速照相装置(用二极管列阵实时显示)就是一台微微秒示波器。

参 考 文 献

- [1] M. A. Duguay, A. T. Mattick; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 2162.
- [2] M. R. Toppet *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1971, **42**, 3415.
- [3] G. C. Vogel *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1974, **QE-10**, 642.
- [4] M. A. Duguay, A. Savage; *Opt. Commun.*, 1973, **9**, 212.
- [5] 高福源等;《中国激光》, 1983, **10**, No. 2, 93.

$$-f \left(\frac{I_1 \Delta I_2 - I_2 \Delta I_1}{I_1^2} \right) \quad (10)$$

设 $f = \frac{1}{400}$, 则 $\frac{1}{1-f} = \frac{400}{399}$ 。

将实验测量值经数据处理, 所得到的 I_1 、 I_2 、 I_3 以及其测量误差 ΔI_1 、 ΔI_2 、 ΔI_3 代入(10)式, 便得到绝对光谱散射率的测量误差。从(10)式可以看出: 由于系数 $\frac{1}{1-f} \approx 1$, 而 $f \ll 1$, 故误差主要由式中的第一项决定。

参 考 文 献

- [1] F. Potrù *et al.*; *Optica Acta*, 1974, **21**, No. 4, 293.
- [2] H. E. Bennett; *Opt. Eng.*, 1978, **17**, No. 5, 480.