

用消光式椭圆偏振仪测薄膜的椭圆偏振光谱

张淑芝

(山东大学光学系)

摘要

我们提出一种简便可行的测试方法,即利用固定波长下的消光椭圆偏振仪中补偿器材料的色散曲线计算对不同波长的光产生的位相差,实现可变波长的消光椭圆偏振测量。以 Si-SiO₂ 膜为例测椭圆偏振光谱和理论计算,两者结果一致。

椭圆偏振(以下简称椭振)术目前用的是一定波长的消光法和可变波长的光度法^[1]。前者精度高,但不能得到薄膜参数随波长的变化关系,后者能得以上关系,但由于测光强而影响精度。我们用 TP-77 型椭偏仪与单色仪组合实现可变波长的消光椭偏测量。

一、原理

首先,计算椭偏仪中补偿器对不同波长 λ 产生的位相差 δ 。TP-77 型椭偏仪由 P (起偏器)、C (补偿器即 $\frac{1}{4}$ 波片)、S (样品)、A (检偏器)组成称为 PCSA 结构。其中 C 是用白云母做成的,它能使波长为 $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$ 的光的二正交偏振分量 P 波和 s 波产生 $\frac{\pi}{2}$ 的位相差,称 $\frac{1}{4}$ 波片,即

$$\frac{2\pi(n_o - n_e)D}{\lambda_1} = \frac{\pi}{2},$$

其中 D 为波片的厚度, $(n_o - n_e)$ 为白云母的双折射率之差,在可见光范围为常数^[2],因此 C 对不同波长 λ 的位相差为

$$\delta = \frac{2\pi(n_o - n_e)D}{\lambda} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{632.8}{\lambda}. \quad (1)$$

用琼斯矩阵导出 C 产生的位相差 δ , 即为任意值消光时椭偏角公式。设进入 P 的单色平

面波的电矢量为

$$\mathbf{E} = E_0 e^{j(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})},$$

其中 E_0 为复振幅,通过光学系统 PCSA 后从 A 出射的电矢量的复振幅为 E_A , 它们的 P 分量与 s 分量及琼斯矩阵分别为

$$\mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_{0P} \\ E_{0S} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0 \cos P \\ E_0 \sin P \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_A = \begin{bmatrix} E_{AP} \\ E_{AS} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_A \cos A \\ E_A \sin A \end{bmatrix}, \quad (3)$$

E_A 和 E_0 的关系为

$$\mathbf{E}_A = T_A T_S T_C T_P \mathbf{E}_0, \quad (4)$$

其中 $T_P T_C T_A$ 分别为起偏器 P、补偿器 C、检偏器 A 的琼斯矩阵^[3]

$$T_P = \begin{bmatrix} \cos^2 P & \sin P \cdot \cos P \\ \sin P \cdot \cos P & \sin^2 P \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$T_C = \begin{bmatrix} \cos^2 C e^{j\frac{\delta}{2}} + \sin^2 C & 2j \sin C \cdot \cos C \\ \cdot e^{-j\frac{\delta}{2}} & \cdot \sin \frac{\delta}{2} \\ 2j \sin C \cdot \cos C & \sin^2 C \cdot e^{j\frac{\delta}{2}} \\ \cdot \sin \frac{\delta}{2} & + \cos^2 C \cdot e^{-j\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$T_A = \begin{bmatrix} \cos^2 A & \sin A \cdot \cos A \\ \sin A \cdot \cos A & \sin^2 A \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中的 P, A 分别为起偏器、检偏器的透光方向与入射面的夹角, $C = \frac{\pi}{4}$ (为补偿器的快轴与入射面的夹角), δ 为补偿器引起的二正交偏

振分量 s 波与 P 波的位相差。待测样品 S 对 s 波和 P 波的复反射系数分别为 r_s 和 r_p ，它们与椭圆角 $\Delta\psi$ 的关系为^[3]

$$\operatorname{tg} \psi \cdot e^{i\Delta} = \frac{r_p}{r_s} \quad (8)$$

样品 S 的琼斯矩阵为

$$T_s = \begin{bmatrix} r_p & 0 \\ 0 & r_s \end{bmatrix} = r_s \begin{bmatrix} \operatorname{tg} \psi \cdot e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

将(2),(3),(5),(6),(7)和(9)式代入(4)式,考虑消光条件 $E_A = 0$, 再引入角 β 表示 δ 与 $\frac{\pi}{2}$ 之差而引起的 Δ 值的修正量^[4], 得

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{(\sin \delta - 1) \operatorname{ctg} 2P}{1 + \sin \delta \cdot \operatorname{ctg}^2 2P} \quad (10)$$

在 $(0 < A < \frac{\pi}{2})$ 消光时 $A = A_1$, 对应的 $P = P_1$ 代入(10)式得 β_1 , 则

$$\Delta_1 = \beta_1 - 2P_1 - \frac{\pi}{2} + 2l\pi \quad (l \text{ 为整数}), \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \operatorname{tg} A_1 \frac{\sin 2P_1}{\sin(2P_1 - \beta_1)} \cdot \frac{1}{1 + \cos \delta \cdot \cos 2P_1} \quad (12)$$

在 $(\frac{\pi}{2} < A < \pi)$ 消光时 $A = A_2$, 对应的 $P = P_2$ 代入(10)式得 β_2 , 则

$$\Delta_2 = \beta_2 - 2P_2 + \frac{\pi}{2} + 2l\pi, \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \psi_2 = |\operatorname{tg} A_2| \cdot \frac{\sin 2P_2}{\sin(2P_2 - \beta_2)} \cdot \frac{1}{1 + \cos \delta \cdot \cos 2P_2} \quad (14)$$

二、实验、结果与讨论

实验装置如图 1 所示, 1 为单色仪, 2 为凹面反射镜, 3 为 TP-77 型椭圆偏仪。

在某一波长下转动起偏器 P 与检偏器 A 使之达到消光, 此时的 $A = A_1$ ($0 < A_1 < \frac{\pi}{2}$), 对应的 $P = P_1$ 。再找另一消光时的 $A = A_2$

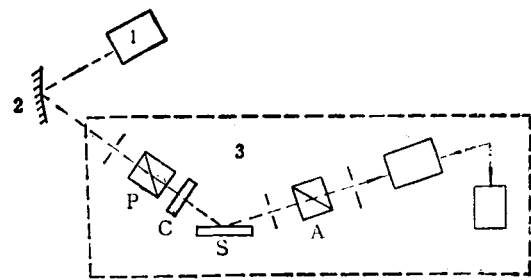


图 1 实验装置

$(\frac{\pi}{2} < A_2 < \pi)$, 对应 $P = P_2$ 。将波长 λ 值代入(1)式得 δ 。将 $\delta, A_1, P_1, A_2, P_2$ 分别代入(10), (11), (12)和(13), (14)式, 得 Δ_1, ψ_1 和 Δ_2, ψ_2 , 然后取平均, 得 Δ, ψ 。改变波长重复测量得 $\Delta(\lambda), \psi(\lambda)$ 。

图 2 是厚度为 992 nm 的 Si-SiO₂ 膜的椭圆偏光谱的实验结果。图中曲线为理论计算值, 所用公式^[3]为

$$\operatorname{tg} \psi \cdot e^{i\Delta} = \frac{r_{1p} + r_{2p} e^{-2j\delta_1}}{1 + r_{1p} r_{2p} e^{-2j\delta_1}} \cdot \frac{1 + r_{1s} r_{2s} e^{-2j\delta_1}}{r_{1s} + r_{2s} e^{-2j\delta_1}}$$

其中 $\delta_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}$, $r_{1p}, r_{1s}, r_{2p}, r_{2s}$ 分别为空气-膜界面处与膜-硅衬底界面处 p 波与 s 波的反射系数^[3], φ 为入射角。

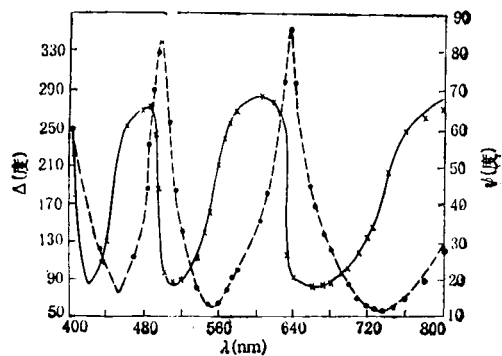


图 2 Si-SiO₂ 膜的椭圆偏光谱(膜厚 $d = 992 \text{ nm}$)

.....是 ψ 的理论值; ● 是 ψ 的实验值;
——是 Δ 的理论值; × 是 Δ 的实验值

由图 2 可知实验点与理论曲线符合得很好, 在可见光区的两端实验点与理论曲线略有

偏离,是由于此二波长附近系统的灵敏度较低,单色仪的出射缝较大所致。实验发现狭缝宽度改变对测量结果影响很大。我们计算了白云母在可见光区,其 $(n_o - n_e)$ 偏离某常数值所引起的 δ 值的改变对实验结果的影响远小于波长误差的影响,由此可知此方法的理论基础是可靠的。估计只要提高系统的灵敏度(更换光电倍增管或提高光源的强度)可得更理想的实验

结果。

用所得实验结果不需任何辅助方法,可同时确定透明膜厚度的周期数和小于一周期厚度的零头,直接测得透明膜的精确厚度。表1给出由 $\Delta(\lambda), \psi(\lambda)$ 实验曲线求得的膜厚值以及用干涉显微镜和 TP-77 型椭圆仪 ($H_e \sim N_e, \lambda = 632.8\text{nm}$) 结合测得的膜厚值,两者结果一致,误差由 TP-77 型椭圆仪的精度决定。

表1 两种不同方法测得的膜厚值

样品号	方法	消光式椭圆光谱测				
		干涉显微镜+椭圆仪 在 $\lambda = 632.8\text{nm}$ 测得	在 $\lambda = 578.0\text{nm}$		在 $\lambda = 546.1\text{nm}$	
			膜厚 $d(\text{nm})$	$d(\text{nm})$	$\Delta d/d$	$d(\text{nm})$
1. (Si-SiO ₂)		992.0	992.5	0.05%	993.0	0.1%
2. (Si-SiO ₂)		105.5	105.5	0	106.5	0.9%
3. (Si-SiO ₂)		7.0	6.5	7.1%	6.8	3%
4. (玻璃-SnO ₂)		342.0	342.5	0.2%	341.5	0.2%

此消光式椭圆光谱法在测量过程中只需确定消光时 A 的区域是 $(0, \frac{\pi}{2})$ 还是 $(\frac{\pi}{2}, \pi)$, 不需确定 P 的区域。用(11)和(13)式计算的 Δ 值所处的象限是唯一确定的, 可避免确定 Δ 所处象限的麻烦。

由此可知, 利用单色仪和单一波长消光式椭圆仪, 由椭圆仪中补偿器材料的色散曲线计算对不同波长的位相差, 实现可变波长的消光式椭圆测量, 可得到薄膜参数随波长的变化关

系。方法简便宜行, 精度高, 行之有效。

- [1] 莫党、陈树光、余玉贞、黄炳忠, 物理学报 29-5(1980), 673.
- [2] Ernest E. Wahistrom, Optical Crystallography, 5th ed., New York, (1979), 328.
- [3] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, Amsterdam, North-Holland, (1977), 99, 288.
- [4] 王志刚、冯书文、严汉章, 山东大学学报 22-1(1987), 86.

(上接第 80 页)

动。这表明, 它们都还不是造成这种大尺度流动的吸引中心。不过, 在同一方向上离地球比长蛇-半人马超团再远一倍的距离处, 星系的本动速度看来在逐渐减小, 因而意味着我们正在接近那个巨大吸引物本身。根据观测到的速度场拟合得到的质量分布模型, 这个巨大吸引物中心位于银经 307° , 银纬 9° 的方向, 距离地球约 1.6 亿光年, 质量为银河系的 50 万倍。

为了验证这一结果, 该小组最近在巨大吸

引物的方向测量了 1400 个星系的红移, 计数表明: 在比长蛇-半人马超团远一倍的距离处, 的确存在着一个明显的星系集中。

目前, 人们正在测量更远星系的红移和距离。如果能最终找到相对于微波背景静止的星系系统, 那么就意味着我们确定了宇宙从不均匀到变得均匀的尺度, 这对于认识宇宙中物质的分布和演化, 无疑具有极其重大的意义。

- [1] A. Dressler, Science, No. 1 (1988), 8.