

磁光克尔和法拉第效应的完整测量

陈良尧

(复旦大学物理系, 上海 200433)

摘要 简单叙述了克尔效应和法拉第效应的原理, 并从光谱学研究的角度, 对克尔和法拉第旋转角和椭圆率完整磁光参数的若干种实验测量方法作了介绍和讨论; 讨论了一种可供实用的傅里叶磁光谱分析法, 可以用较少的并且是无色散的光学元件, 通过旋转检偏器, 对出射光强随检偏角变化的关系, 作傅里叶变换, 就可直接可见光区求得完整的克尔和法拉第磁光参数; 同时还给出了具体的实例和测量研究的结果。

关键词 克尔效应, 法拉第效应, 磁光测量

19 世纪中至 20 世纪初是科学发现的黄金期, 伴随着伟大的科学发现的潮流, 若干种对于了解固体物理特性并揭示其内部电子态结构有着重要意义的磁光效应现象也相继被发现, 并获得了研究。在此之后, 即从本世纪初至 60 年代末, 对磁光效应的研究主要集中在基础原理的探索和实验数据的积累方面。近 20 年来, 当光电子技术在新兴高科技领域获得日益广泛的应用时, 以磁光效应原理为背景的各种磁光器件显示了其独特的性能和极为广阔的应用前景, 引起了人们浓厚的兴趣。目前, 各种新型磁光材料和新结构层出不穷, 研究的方法和手段也不断更新, 并日趋自动和现代化。在磁光效应的家族中, 至今应用最多的是法拉第 (Faraday) 效应 (1845 年发现) 和克尔 (Kerr) 效应 (1876 年发现)。尤其是克尔效应, 近年来在密度计算机存储器中得到了应用, 世界发达工业化国家已有单片存储量为几百至上千兆字位的商品可擦洗磁光盘问世。中国科学院上海冶金研究所等单位也正从事这方面的研究, 并取得了可喜的成果。在目前大多数的工业和商业应用中, 磁光器件一般都工作在激光单波长的条件并利用其磁光旋转的特性, 但对磁光物理特性的深入研究需要获得完整的磁光参数, 即包括偏振面的旋转和椭圆率两个参数以及随波长变化的特性。为了得到宽波长范围内

完整的磁光谱, 已发展起了若干种测量方法。本文在比较各种方法优缺点的基础上, 给出一种旋转检偏器的傅里叶分析法。它不仅易于实现测量的自动化, 而且能较精确获得完整的极向磁光克尔 (或法拉第) 参数。

1 宏观原理

要理解克尔和法拉第磁光旋转原理, 不妨来回顾一下普通的电磁学现象, 即假设真空中的电子在电场作用下沿 x 方向, 在 z 方向加一个磁场, 在洛伦兹力的作用下, 该电子将产生沿 y 方向的运动。光线是一种频率很高的周期变化的电磁场。因此, 对于固体材料来说, 当一束沿 x 方向偏振 (即电场沿 x 方向振动) 的光线入射到固体的表面, 同时在 z 方向加一个磁场, 使固体受到磁化, 那么原本在外电场作用下作周期运动的电子就会产生一个微小的沿 y 方向运动的分量。这时, 如果仔细测量透射或反射光的偏振态, 就会发现除了原来很纯的 x 方向的偏振光外, 还多了一个 y 分量, 即偏振方向有一个微小的旋转, 旋转角可近似表示为 y 和 x 分量的比值。不仅有旋转, 所产生的 y 分量的相位也与 x 分量不同。因此, 原来的线偏振光经透射或反射后便成了一个椭圆偏振光。在物理上, 可以用旋转角和椭圆率这两个参数来描述

材料所呈现的磁光效应的大小。当然，固体中的电子运动规律要比在真空中的情况复杂得多。宏观上表现出来的磁光效应是由固体内部的微观电子态结构决定的。通常，只有易于磁化的材料，即含有稀土和过渡金属元素的材料才呈现出较强的磁光效应，其值与外加磁场的大小和方向、入射光的偏振方向和温度有关。在各种磁场施加的方式中，通常当磁场垂直于样品表面时，可得到较大的磁光效应，并被称为极向磁光效应。更进一步，只有把实验测量和观察到的磁光参数与描述固体内部微观电子态结构的其他物理量，如介电函数张量联系起来，才能对材料所具有的磁光特性的本质有更深刻的了解。

假定材料为各向同性的铁磁性物质，其磁化 M 沿 z 方向并垂直于样品表面，介电函数张量可表示为^[1,2]

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中小量 Q 是与磁化有关的 Voigt 参数，通常为复数，并取 Q 的一级近似， ε 为与磁化无关的普通复介电函数，

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \tilde{n}^2, \quad \tilde{n} = n + ik, \quad (2)$$

式中折射率 n 和消光系数 k 分别为复折射率 \tilde{n} 的实部和虚部。复磁光折射率 \tilde{n}_{\pm} 为^[1,3]

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{\pm}^2 &= \varepsilon \mp i\varepsilon_{xy}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xy1} + i\varepsilon_{xy2}, \\ \tilde{n}_{\pm} &= n_{\pm} + ik_{\pm} = \tilde{n}(1 \mp Q/2), \end{aligned} \quad (3)$$

n_+ 和 n_- 分别表示了二个不同的左右圆偏振光在样品中的传播特性。无论法拉第效应还是克尔效应都直接与 n_{\pm} 有关。法拉第效应以透射光偏振态的改变为特征，而克尔效应以反射光偏振态的改变为特征。下面将会看到，这两种效应是相互联系的。磁光效应依磁化的取向分为极向、横向和纵向三种情况^[4]。为简单起见，本文仅讨论极向磁光效应， $M \parallel Z$ ，并假设波长为 λ 的入射光沿 Z 方向传播，电场沿 x 方向振动，即 $E_i = E_x$ 。这个电场可被分解成左旋 E_l 和右旋 E_r 二个圆偏振电场的叠加。

对于法拉第 (Faraday) 效应来说，观察和

研究的是光的透射偏振态改变的情况。假如样品的厚度为 d ，经过样品后透射光将不再是纯线偏振光而成为椭圆偏振光，即两个左旋和右旋的圆偏振态在传输过程中具有不同的透射系数。椭圆的主轴相对于 x 轴旋转了 θ_t 角，其值等于两个透射系数位相差的一半，椭圆的偏心率 ε_t 则与这两个透射系数比值的模有关。实际测量的法拉第效应依赖于样品的厚度 d 。为了客观地评估材料的性能，国际上已趋一致定义法拉第效应 (指法拉第旋转 θ_t 和椭圆率 ε_t 两者) 为单位长度的法拉第效应。如定义一个复法拉第效应函数 ϕ_t :

$$\phi_t = \theta_t + i\varepsilon_t = \frac{\pi}{\lambda} Q \sqrt{\varepsilon} = i \frac{\pi}{\lambda} \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (4)$$

对于克尔效应来说，考虑的是光的反射偏振态改变的情况。依然如上述条件，二个左旋和右旋的圆偏振光被样品反射时具有二个不同的反射系数，而造成反射光的偏振面发生旋转，并成为椭圆偏振光。克尔旋转角 θ_K 约等于这两个反射系数相位差的一半，克尔椭圆率取决于二个反射系数的比值。复克尔函数 ϕ_K 可表示为

$$\phi_K = \varepsilon_K + i\theta_K = \frac{Q \sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon - 1} = \frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon}(\varepsilon - 1)}. \quad (5)$$

对于入射媒质为非真空和单层磁性薄膜的情况，克尔函数的形式略为复杂，作者已在文献中作了详细的讨论^[4]。从(4)式和(5)式中可以看到，法拉第和克尔效应不仅形式上相似，而且具有共同的物理起源，即都正比于介电函数张量的非对角元 ε_{xy} 。对于磁光材料来说，它的磁光特性以及起决定作用的体内和表面的电子态结构所产生的影响都十分灵敏地为 ε_{xy} 所表达。因此，通过测量 ϕ_t 或 ϕ_K ，再结合介电函数 ε 的测量^[5]，我们可以直接得到 ε_{xy} 。通过对介电函数张量各矩阵元完整的测量、研究和分析，不仅能深层次地了解磁光效应的物理机制，而且有助于新型磁光材料的发现、开发和应用。

从(4)式和(5)式中可以粗略看到,为了获得大的磁光效应,希望表征材料磁光特性的 ϵ_x 函数值大,同时希望 ϵ 值小。譬如对于克尔效应,当 $\epsilon \approx 1$,也就是人们常认为的在等离子振荡频率附近可产生增强的克尔磁光效应。然而,这仅仅是考虑了问题的一个方面。当 $\epsilon \approx 1$ 时所附带来的另一现象是反射系数急剧减小,导致器件的信噪比未获得实质上的改善。这在物理上易于理解。如上所述,磁光克尔旋转角可粗略地表示为反射光的 y 分量和 x 分量的比值。因此,可通过要么增强 y 分量,或减小 x 分量的办法来增大克尔旋转角。增强 y 分量就需要材料具有较高的本征磁光特性。减小 x 分量意味着降低反射光强。例如,在等离子振荡频率附近,材料的光学常数接近等于1,反射系数急剧下降,这对提高磁光器件的信噪比品质因素是极为不利的。并且对于大多数含有稀土和过度元素的磁光材料,等离子振荡多半发生在高光子能量区。因此,在近红外和可见光区一般不可能获的较小的 ϵ 值。另外是通过制备多层膜结构的样品来获得增强的磁光效应。如果所设计的结构不产生其他附加的增强磁光效应,那么单纯的光学多层膜结构所伴随而来的信号强度的损失将在很大程度上抵消磁光效应被放大和增强的优点。所以,为了制备品质优良的磁光器件,在大多数场合还是应花力气研究和寻找本征磁光参数高的材料。

2 磁光效应的完整测量

先讨论测量克尔效应的情况,然后只要将光路设计稍作改变就可将其原理和方法完全相同地用于法拉第效应的测量。已发展了若干种测量磁光效应的方法,如采用磁光调制法^[6-8],旋转检偏器的位相偏移测定法^[9,10]和消光法^[11]等,每一种方法都有其特点。早期在测量中应用得较多是磁光调制法,调制器为法拉第元件或光电压器件等,即在频率为 ω 的外加交变磁场或电场的驱动下,入射电场的偏振面发生微小的调制变化。最终从检偏器出来并被检测的

光信号中交流成分为

$$\begin{aligned}
 I_A &= I_{A0} \cos(2\alpha + \theta_0 \sin \omega t) \\
 &= I_{A0} \left[\cos(2\alpha) - \sin(2\alpha) \theta_0 \sin \omega t \right. \\
 &\quad - \frac{1}{2} \cos 2\alpha (\theta_0 \sin \omega t)^2 \\
 &\quad + \frac{1}{6} \sin(2\alpha) (\theta_0 \sin \omega t)^3 + \dots \\
 &\quad \left. + \frac{\cos(2\alpha + n\pi/2)}{n!} (\theta_0 \sin \omega t)^n \right],
 \end{aligned} \tag{6}$$

式中 $\alpha = \alpha_0 + \theta_K$, α_0 是检偏器的初始方位角, θ_K 是所要测量的克尔角, θ_0 为磁光调制器的调制振幅。图1是采用法拉第磁光调制元件的实验示意图^[8]。实验前可先测量一块非磁光如铝膜样品,即让 $\theta_0 = 0$ 。因此,当 $\alpha_0 = 45^\circ$ 和 $\alpha_0 = 0$ 时,信号中分别含有幅度最大的基频和倍频信号,及其他高次频成分。然后放入磁光样品进行测量,调节 α_0 使 $\alpha = 45^\circ$ 或 $\alpha = 0$, 满足基频获倍频信号幅度最大的条件。从刻度表上读取 α_0 的变化值就测得了 θ_K 。因为 θ_K 是磁化量 M 的奇函数,为减小测量误差,通常可改变磁场方向再测量一次 θ_K , 并取正负磁场两次测量的平均求得 θ_K 。在测量中由于采用了调制锁相技术,因此可获得较高的磁光信号检测信噪比,这是该方法最大的优点。缺点是需通过调节 α_0 使得信号幅度最大来确定克尔旋转角,但 $\cos 2\alpha$ 和 $\sin 2\alpha$ 的函数在极值附近对 α 的变化不敏感,影响了测量的准确性。同时高次频信号的存在使波形偏离正弦或

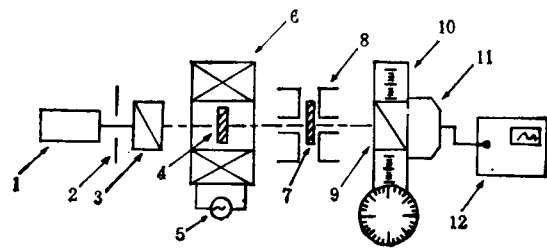


图1 磁光调制测量装置示意图^[8]

1.激光器; 2.光阑; 3.起偏器; 4.调制元件; 5.调制信号源; 6.调制线圈; 7.样品; 8.磁场; 9.检偏器; 10.测角仪; 11.光电探测和信号放大器; 12.示波器

余弦变化的规律,给波形的判断带来困难。数据的稳定性还受到调制器的品质因素和使用条件的影响。如果调制器为磁光器件,其自身的磁光色散特性将对测量产生附加的误差,并且不易被校准,尤其当考虑测量椭圆率时其影响更为复杂。靠调节 α 的方式对实现系统的自动化测量操作也增加了许多困难。这种方法多用于单波长(如 6328 \AA HeNe 激光波长)和单参数克尔角的测量。

旋转检偏器的方法是通过测量检偏器的方位角在不同位置时光信号强度的变化来求得磁光克尔旋转角和椭圆率。其优点是实验图像清楚,所用的光学元件少,避免了某些场合使用特种光学元件(如调制器等)所引起的间接测量误差,光谱测量的范围较宽(仅受元件的光频响应特性的限制),系统可自行定标,是一种磁光效应的绝对值测量法,特别适用于磁光效应光谱特性的研究。在普及和推广微机技术后,这种方法易于实现实验系统的自动化操作,测量过程简单,数据的密度和质量相应得到了提高。一种简单的光路设计为:光源 \rightarrow 起偏器(方位角固定) \rightarrow 样品 \rightarrow 检偏器(方位角旋转) \rightarrow 探测器。

测量过程如下:由偏振器产生的具有 E_x 电场分量的线偏振光近似正入射到磁场中样品的表面。如上所述,因受磁光效应的影响,反射光将成为含有 E_y 电场分量的椭圆偏振光,其主轴相对于 x 轴旋转了一个角度 θ_K ,即偏振态发生了改变。对目前被研究和使用的绝大多数磁光材料来说, θ_K 是一个小量,其值可表示为 $\theta_K \approx \text{Re}(E_{Ry}/E_{Rx})$ 。这个微小的偏振态的变化可用一个检偏器加以检测。从检偏器输出的光强为

$$I = I_0 + I_1 \cos(2A) + I_2 \sin(2A), \quad (7)$$

式中 A 为检偏器方位角。各光强分量可通过傅里叶变换的方法求得

$$I_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i, \quad I_1 = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \cos 2A_i, \\ I_2 = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n I_i \sin 2A_i. \quad (8)$$

这样便可得到克尔旋转角和椭圆率分别为

$$\theta_K \approx \frac{1}{2} \left(\frac{I_2}{I_1} \right), \quad \epsilon_K = - \left[\frac{I_0 - (I_1^2 + I_2^2)^{\frac{1}{2}}}{I_0 + (I_1^2 + I_2^2)^{\frac{1}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

在实验上,由(9)式测定 θ_K 比较准确,但测准 ϵ_K 则仍有困难。一方面对 ϵ_K 的符号难以判定,另一方面在直流分量 I_0 中含有不确定的各种背景信号成分,要在每次测量中给予精确扣除,这在技术上有一定的难度。改进的办法是可以在样品和检偏器之间置入一个无色的 $1/4$ 波长器。假设波长器的位相角为 δ ,并且表征两个左旋和右旋圆偏振光的反射系数近似相等,可求得

$$\frac{I_2}{I_1} \approx 2(\theta_K \cos \delta - \epsilon_K \sin \delta). \quad (10)$$

由此可见,当 $\delta = 0$,即移走 $1/4$ 波长器时,和当 $\delta = 90^\circ$,即移进 $1/4$ 波长器时,可分别从 $I_2/2I_1$ 的测量中方便求得克尔旋转角和椭圆率。在操作中,无色 $1/4$ 波长器的位置可由计算机操作步进马达精确控制。

实验装置如图2所示。整个光学系按装在一个防振光学平台上。一只 150 W 低噪声高压氙灯提供了 $3000\text{--}8500\text{ \AA}$ 波长范围的连续光源。从单色仪出来的单色光由光纤传导至起偏器,其偏振光轴垂直于入射面。然后,这束出射的线偏振光被反射镜反射,并以约 2° 角穿过磁极上的小孔以近似正入射角到磁场中样品的表面。反射镜面被仔细调节使其垂直于入射面,因此被反射的入射线偏振光依然保持原来的偏振态不变。从样品反射后含有克尔效应信息的椭圆偏振光被检偏器检测,并由一个具有 $S20$ 光频响应特性的光电倍增管接收后被转换成电信号,再通过一个 12 位精度的 A/D 接口直接送至微计算机处理。起偏器和检偏器为一对工作于近红外至近紫外光谱区的改进的Glan-Foucault型方解石偏振棱镜,其中心通光束的偏心度小于 0.02° 。棱镜中的隔离隙为空气,使工作波长区可扩展至紫外。检偏器的方位角由一只 1000 步/转的小角步进马达控制。如图2所示,为了简化机械设计和增强系统工作的可

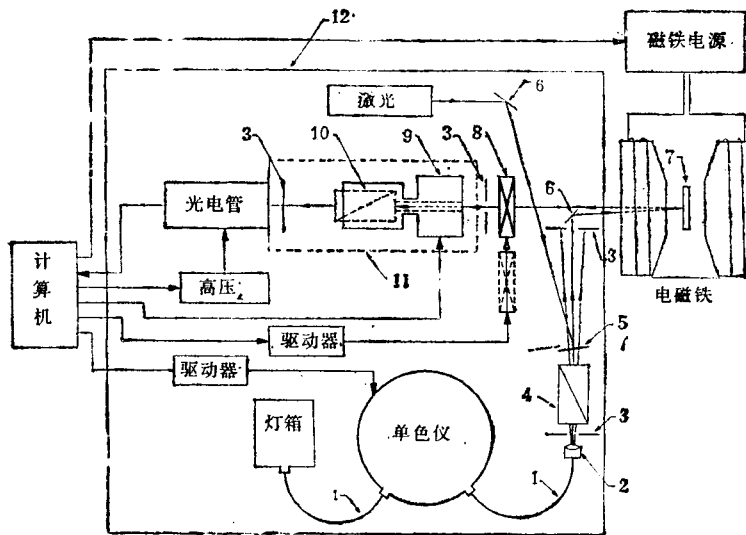


图2 旋转检偏器的实验装置示意图

1.石英光纤, 2.准直镜; 3.光阑; 4.起偏器; 5.和6.反射镜; 7.样品; 8.熔石英 1/4 波长器; 9.步进电机; 10.检偏器; 11.防振光学平台

靠性, 步进马达的轴被加工成中空, 检偏器被直接固定按装在轴上, 光线可无阻挡从轴中穿过。无色 1/4 波长器是用纯熔石英材料做成的 Rhomb-F 型棱镜^[12], 在整个工作波长区的位相误差可小于 0.3° 。实验系统的磁场强度可达 13kOe, 可满足大多数样品的要求。整个实验系统的波长和磁场扫描以及数据采集测量过程由一台 AT386 型微计算机自动控制。在测量时, 取饱和和正负磁场下 θ_k 和 ϵ_k 的平均值, 可有效去除与磁光效应无关的其他光学因素引起的误差。

对于一般具有适度光反射强度的金属磁光样品, 采用这种方式的系统可达到的绝对测量准确率为 0.01° , 这意味着被测量信号至少需要有 0.02% 的稳定性, 因此对实验各单元部件的质量有很高的要求, 如光源, 磁场和光电倍增管的电源都必需做到纹波很小。实验中限制测量精度进一步提高的主要因素是来自光源的随机涨落噪声。

图 3 显示了一块用离子溅射工艺制备的无定形 TbFeCo 薄膜样品在 1.5—3.5 eV 光子能量区测得的克尔效应值的结果。样品表面镀有一层防氧化的 AlN 膜。近似矩形的磁光磁滞回线的结果显示在图 4 中。从图 4 中可清楚看

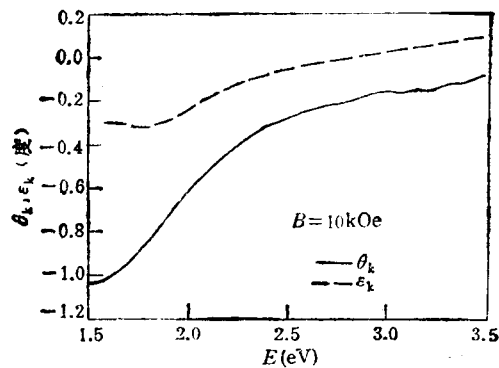


图3 室温和磁场为 10kOe 条件下测量得到的 TbFeCo 薄膜样品的克尔磁光旋转角 θ_k 和椭圆率 ϵ_k 谱

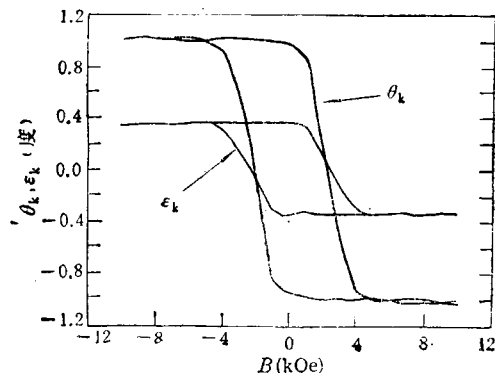


图4 由克尔磁光旋转角 θ_k (8000 Å 波长) 和椭圆率 ϵ_k 到该样品在低能端即长波区具有较优的克尔效应, 而在短波区的特性则较差。目前 TbFeCo

材料已被用于商品化的可擦洗高密度磁光数据存储器件中,主要是利用了其长波区的特性。为了进一步提高数据存储密度,人们正在努力寻找短波性能优良的新型磁光材料和设计新的结构。可见,为了获得理想的可供实用的高性能磁光器件,对磁光材料作细致深入的光谱学特性测量研究和分析具有基础性和应用上双重的意义。

参 考 文 献

[1] A. V. Sokolov, *Optical Properties of Metals*, Elsevier, New York, (1967), Part II.

[2] M. J. Freiser, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-4** (1968), 152.
 [3] W.A. McGahan et al., *Appl. Phys. Lett.*, **55** (1989), 2479.
 [4] L.Y. Chen et al., *J. Appl. Phys.*, **67**(1990),7547.
 [5] D.E. Aspnes, *App. Opt.*, **14**(1975), 220.
 [6] C.C. Robinsan, *J. Opt. Soc. Am.*, **53**(1963),681.
 [7] K. Sato, *J. Appl. Phys. Jpn.*, **20**(1981),2403.
 [8] 刘公强、刘湘林, *光学学报*, **4**(1984),588.
 [9] J. C. Suits, *Rev. Sci. Instrum.*, **42**(1971), 19.
 [10] L. Y. Chen and J. A. Woollam, *SPIE*, **1166** (1989), 267.
 [11] T. Katayama and K. Hasegawa, *Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals, Sendai*, (1981), 915.
 [12] J. M. Bennett, *Appl. Opt.*, **9**(1970), 2123.

固体碳薄膜中布基管的分形生长

周之斌 陈士超 张立昆 杨 峰 张亚增

(安徽师范大学物理系, 芜湖 241000)

摘要 在氩、氮气氛下,采用直流弧光放电在 $\text{In}_2\text{O}_3\text{-SnO}_2$ (ITO) 透明导电玻璃上沉积出碳薄膜,用电子显微镜 (SEM) 和激光拉曼谱 (RAMAN) 分析证实,该膜中含有大量布基管结构及自相似分形生长,称为布基树晶格植物结构。为实验研究布基膜及分形理论提供了新的实验依据和结果。

关键词 布基管碳薄膜,分形生长

由于 C_{60} 表现出的种种独特的物理、化学行为及其潜在的应用,它已成为近年来的研究热点之一。随着对该材料的深入研究,人们更日益关注由布基族类碳构成的固体及薄膜的制备和应用^[1,2]。

1991年, S. Iijima^[3] 用直流电弧放电方法在负电极上得到布基管。这种材料理论上具有很强的抗张性,是具有很大应用潜力的新型材料。它的电学性质也很奇异,如电学禁带很窄(0.7—0.008eV),可制成半导体和导电性很好的准一维导体,愈益吸引人们对它的研究,认为有良好的应用前景。直到1992年, M. Endo^[4] 等人报道用常规的方法制备出布基管,然后加热处理得到很细的丝(30 Å以下),但未见制成该材料薄膜的报道^[5]。

我们对布基管碳膜的制备进行了实验探

讨,采用的直流弧光放电沉膜装置见文献[2]。用石墨作电极,选用ITO透明导电膜玻璃为衬底,沉膜条件为

混合气体压强: 6×10^{-1} mmHg

气体流量: 100 SCCm

Ar, N₂ 气体比例: 2:1

弧光电压、电流: 50V, 15A

衬底加热: 150—250°C

沉积的膜呈棕黑色。图1为C/ITO的俄歇(Auger)电子能谱深度成份分析。将膜从基片上刮下,溶解在甲苯有机溶剂中,若显微桃红色,则证实膜中含有布基类碳高分子。

由SEM和激光拉曼谱分析(见图2—4,图5),薄膜中含有许多自相似分形生长的布基管,它们的生长形状如同植物树,我们称其为布基树,也即为分形生长理论中的晶格植物