

文章编号: 1001-4322(2008)06-0885-06

椭偏光散射分析类金刚石薄膜的散射特性*

潘永强^{1,2}, 吴振森¹

(1. 西安电子科技大学 理学院, 西安 710071; 2. 西安工业大学 光电工程学院, 西安 710032)

摘 要: 基于光学薄膜反射椭偏法的测量原理,对光学薄膜散射椭偏特性进行了研究。给出了光学薄膜散射逆问题的解决方法,并对不同脉冲频率下采用脉冲真空电弧离子镀技术沉积的类金刚石薄膜的散射特性进行了研究。分析了光学薄膜界面的相关特性以及膜层中局部缺陷对散射光椭偏特性的影响。结果表明:随着脉冲频率的增加,所沉积的类金刚石薄膜的相关性变差,且薄膜中的局部缺陷引起的体散射越明显。

关键词: 光散射; 椭偏法; 光学薄膜; 相关性; 类金刚石薄膜

中图分类号: O484 **文献标识码:** A

类金刚石(DLC)薄膜是 sp^3 键含量较高的无定形碳膜,因其具有非常优良的光学、电学和机械特性,得到广泛的应用^[1]。目前,制备类金刚石薄膜的技术有许多种,类金刚石薄膜的性质强烈依赖于薄膜的制备技术和制备工艺,因此,如何更加深入地研究类金刚石薄膜的特性,对进一步开发研究其应用至关重要。

多年来,国内外许多学者一直致力于薄膜光散射的研究^[2-6]以增强人们对薄膜表面粗糙度^[7-8]、膜层不均匀等微观结构的认识^[9-12]。对于光学薄膜散射的逆问题,Amra 等人先后提出了不同的方法来解决,主要有利用散射光波长的变化^[5,13],利用粗糙面光谱各向同性度^[7],以及利用斜入射沉积的薄膜的散射特性等方法^[8]。究其理论,主要集中在膜层散射光强度的研究上,对散射光偏振特性的研究甚少。然而,散射光的偏振特性具有更多更重要的信息。本文依据反射椭偏测量的基本原理,提出了光学薄膜散射光椭偏测量技术(因为散射光的椭偏测量中包含了散射光的所有偏振状态,从而导致了散射光的偏振相位差),给出了如何通过薄膜表面散射光的相位差来研究光学薄膜散射的逆问题,从总体上讨论了光学薄膜散射的椭偏测量方法。并用该理论方法对类金刚石薄膜的散射椭偏特性进行了研究,着重研究了脉冲真空电弧离子镀沉积技术在不同脉冲频率条件下沉积的类金刚石薄膜表面散射和体散射的分离及其薄膜中的局部缺陷等问题。

1 反射椭偏的测量理论

反射椭偏测量主要用于测量样片的厚度、折射率等参数^[14],对于多层光学薄膜,反射椭偏测量结合分光光谱测量可以获得每层膜的厚度以及折射率的色散关系。图 1 给出了反射椭偏测量的示意图,入射角为 i ,起偏器和检偏器的可旋转方位角分别为 ψ 和 Φ 。测量方向为 s 线偏振方向,如图 2 所示。

设入射的直线偏振光的振幅为 E_0^+ ,方向如图 2 所示。并假设多层膜样片的膜层材料是各向同性、均匀非

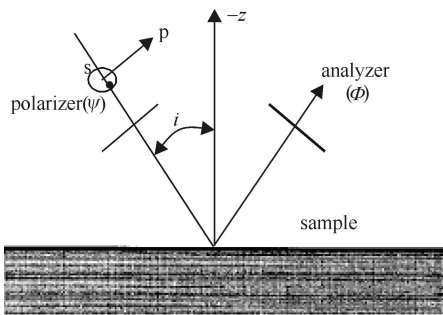


Fig. 1 Schematic view of reflectance ellipsometry
图 1 反射椭偏测量示意图

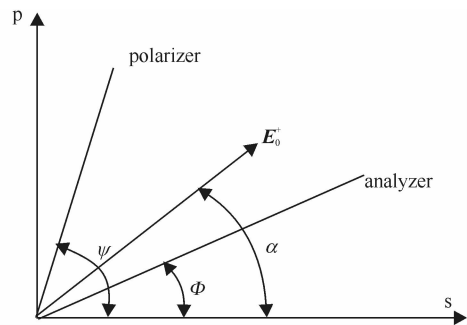


Fig. 2 Azimuth angles of polarizer and analyzer and angle of incidence linear polarization
图 2 起偏器和检偏器的旋转方位角及入射线偏振角的关系

* 收稿日期:2007-10-29; 修订日期:2008-03-24

基金项目:国家自然科学基金资助课题(60771038)

作者简介:潘永强(1974—),男,副教授,主要从事薄膜工艺和测试技术研究;pansir74@163.com。

磁性材料。麦克斯韦方程中的所有场是单频的,时间因子为 $\exp(-j\omega t)$ 。在这种条件下,经过起偏器后电场的 s 和 p 分量可表示为

$$E_s = E_0^+ \cos\psi \cos(\psi - \alpha), \quad E_p = E_0^+ \sin\psi \cos(\psi - \alpha) \quad (1)$$

经过样片和检偏器后电场 s 分量和 p 分量相叠加,最终的电场可表示为

$$E^* = r_s E_s \cos\phi + r_p E_p \sin\phi \quad (2)$$

将式(1)代入式(2),可得 $E^* = E_0^+ \cos(\psi - \alpha)(r_s \cos\psi \cos\phi + r_p \sin\psi \sin\phi)$, 其中, $r_s(i)$ 和 $r_p(i)$ 是入射角为 i 时 s 偏振和 p 偏振反射系数, $r_s = \sqrt{R_s} \exp(j\delta_s)$, $r_p = \sqrt{R_p} \exp(j\delta_p)$, 其中 R_s, R_p 分别为 s 偏振和 p 偏振的强度反射率。因此,反射光的强度可写为

$$I = E^* \bar{E}^* = I_0(\psi, \alpha) F(R_s, R_p, \psi, \phi) \quad (3)$$

式中: $I_0 = E_0^{+2} \cos^2(\psi - \alpha)$, 当入射光为自然光时,可以简化为 $I_0 = E_0^{+2}/2$, 此时起偏器的方位角 ψ 和检偏器的方位角 ϕ 有相同的作用;函数 F 可写成

$$F(\psi, \phi) = A(\psi) \cos^2\phi + B(\psi) \sin^2\phi + C(\psi) \sin(2\phi) \quad (4)$$

式中: $A(\psi) = R_s \cos^2\psi$, $B(\psi) = R_p \sin^2\psi$, $C(\psi) = \sqrt{AB} \cos\delta$, 其中 $\delta = \delta_s - \delta_p$ 表示反射时两个复反射因子,即 s 分量对 p 分量的相位差。

函数 F 还可以写成

$$2F/A = G(\phi) = \alpha + \beta \cos(2\phi - \gamma) \quad (5)$$

式中: $\alpha = 1 + u$, $\beta = (1 - u)/\cos\gamma$, $\tan\gamma = 2\cos\delta\sqrt{u}/(1 - u)$, $u = B/A$ 。

对于给定的起偏角 ψ , 函数 $G(\phi)$ 在 $\phi_m = (1/2)(\gamma + k\pi)$ 时的极值 $G(\phi) = \alpha \pm \beta$, 因此,偏振相位角可以从关系式(5)推导出来,直接测量的 G 中包含了极值的振幅和位置。而椭圆测量的关键问题是测量的灵敏度和精度问题,为此可以用测量得到的 $F(\phi)$ 或 $G(\phi)$ 来模拟得到参数 (A, B, C) 或 (α, β, γ) , 偏振相位差表示为

$$\cos\delta = C/\sqrt{AB} = \beta \sin\gamma / [2(\alpha - 1)^{1/2}] \quad (6)$$

本文中,我们采用了跟踪法^[15]来进行模拟计算。首先记录下起偏角 $\psi = 45^\circ$ 条件下 $F(\phi)$ 的曲线,并通过关系式(4)来进行模拟,由 $A/B = R_s/R_p$ 给出起偏器的最优角度为 ψ_{opt} , 其中 $\tan\psi_{opt} = (R_s/R_p)^{1/2}$ 。其次,记录下起偏角为 ψ_{opt} 时 $F(\phi)$ 的曲线,此时有

$$F/A = 1 + \cos\delta \sin(2\phi) \quad (7)$$

式中: $A = R_s R_p / (R_s + R_p)$ 。

采用式(7)对 F 函数进行模拟即可得到偏振相位角 δ 。

2 散射椭偏的测量理论

光学薄膜散射椭偏测量的示意图如图 3 所示,在入射角保持不变的情况下,测量空间中每个散射角 θ 上的散射光的椭偏特性。

2.1 多层膜表面散射和体散射的基本理论

从文献[4,9-10]给出的多层光学薄膜的基本散射理论可知多层光学薄膜的散射主要是由于膜堆中膜层界面的粗糙度引起的表面散射和膜层中体不均匀和局部缺陷引起的体散射组成。对于高质量的光学薄膜,其理论主要是一阶微扰理论,文献[11]根据一阶微扰理论给出了空气中散射角为 θ 方向上散射电场的表达式

$$A = \begin{cases} \sum_{i=0}^M C_i^s h_i & \text{表面散射} \\ \sum_{i=1}^M C_i^b p_i & \text{体散射} \end{cases} \quad (8)$$

式中: M 是整个膜堆中的膜层数; $h_i(\sigma)$ 是膜层表面轮廓 $h_i(\mathbf{r})$ 的傅里叶变换形式; $p_i(\sigma)$ 是膜层材料介电常数的相对变化 $\Delta\epsilon_i(\mathbf{r})/\epsilon_i$ 的傅里叶变化,其中, $\sigma/2\pi = (\sin\theta/\lambda) \left| \frac{\cos\phi}{\sin\phi} \right|$ 。 C_i^s 和 C_i^b 是光学因子,其不依赖于膜层结构的不规则性,但是它们是与散射源有关的参数。对于表面散射 C_i^s 可通过膜层表面散射电磁场的不连续分布特性的傅里叶变换获得;对于体散射 C_i^b 可通过格林函数在傅里叶平面内的展开获得。其次,这两个光学因子还与膜

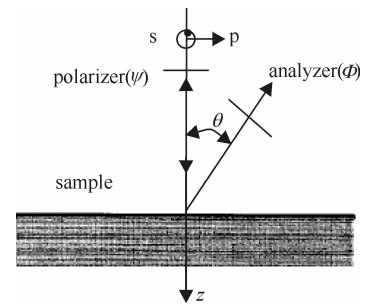


Fig. 3 Schematic of scattering ellipsometry

图 3 散射椭偏测量示意图

层的具体结构设计、散射光的偏振状态以及入射角和入射波长等因素有关。

2.2 散射椭偏方程

从一阶微扰散射理论可知,在入射平面内不存在交叉极化散射。也就是说,当入射光是 s 或 p 偏振时,在入射平面内任何散射角方向上表面散射或体散射也相应的为 s 偏振或 p 偏振。即入射面内的散射场可写为 $A_s = A_{ss} + A_{sp}$ (其中 $A_{sp} = 0$) 以及 $A_p = A_{pp} + A_{ps}$ (其中 $A_{ps} = 0$)。 A_s 和 A_p 分别表示由 s 偏振和 p 偏振光入射而引起的散射场, A_{sp} 表示由 s 偏振光入射而引起的 p 偏振散射场, A_{ps} 表示由 p 偏振光入射而引起的 s 偏振散射场。因此,在入射平面内的散射椭偏公式完全类似于反射椭偏法的公式。由于入射电场 E_0^+ 为具有 α 角的线偏振场,如图 1 所示,这样,入射场经过起偏器后的两个偏振状态仍由关系式(1)给出。当入射场入射到样片上后,每个偏振分量都会在入射面内散射角为 θ 方向上产生一个与入射偏振状态相对应的偏振散射场,即

$$A_s = \nu_s E_s, \quad A_p = \nu_p E_p \quad (9)$$

式中: ν_s 和 ν_p 是表面散射系数。可以看出,如果采用复散射系数 $\nu_s(\theta)$ 和 $\nu_p(\theta)$ 分别代替复反射系数 $r_s(i)$ 和 $r_p(i)$,反射椭偏法中给出的所有关系式在散射椭偏法中仍然适用。这样我们就可得到散射场经过检偏器后的场的表达式为

$$A^* = \nu_s E_s \cos\phi + \nu_p E_p \sin\phi \quad (10)$$

将式(1)代入后式(10)可得到

$$A^* = E_0^+ \cos(\phi - \alpha) (\nu_s \cos\psi \cos\phi + \nu_p \sin\psi \sin\phi) \quad (11)$$

式中: 散射系数 $\nu_s = \sqrt{N_s} \exp(j\eta_s)$, $\nu_p = \sqrt{N_p} \exp(j\eta_p)$ 。因此,散射场的强度可写成

$$I = A^* \bar{A}^* = I_0(\psi, \alpha) F(N_s, N_p, \psi, \phi) \quad (12)$$

在自然光入射的情况下, $I_0 = E_0^2/2$, 此时有

$$F(\psi, \phi) = A(\psi) \cos^2\phi + B(\psi) \sin^2\phi + C(\psi) \sin(2\phi) \quad (13)$$

式中: $A = N_s \cos^2\psi$; $B = N_p \sin^2\psi$; $C = \sqrt{AB} \cos\eta$ 。在这种情况下有 $\eta = \eta_s - \eta_p$ 。其中, η 是散射角为 θ 方向上散射的两个偏振分量之间的相位差。与关系式(5)至(7)类似,起偏器的最优化角度可由 $F/A = 1 + \cos\eta \sin(2\phi)$ 来确定。

2.3 完全相关模型下理论计算模拟

利用文献[7]中多层膜的互相关模型公式就可得到表面散射系数 ν_s 和 ν_p 的表达式

$$\nu_s = \sum C_i(s) h_i, \quad \nu_p = \sum C_i(p) h_p \quad (14)$$

式中: $C_i(s) = C_i^*(s)/E_s$; $C_i(p) = C_i^*(p)/E_p$ 。所有的因子 C 和电场 E 都是偏振项。对于单表面且入射光为 s 线偏振光时,其表面散射系数可写为 $\nu_s = C_0(s) h_0$, 与其相应的散射光的偏振相位差为

$$\eta = \eta_s - \eta_p = \arg[C_0(s)] - \arg[C_0(p)] \quad (15)$$

式(15)表明单个表面的散射偏振相位差与表面粗糙度以及表面缺陷等因素无关。如果用单层膜的介电常数 p_1 代替表面粗糙度轮廓 h_0 , 那么,对于单层膜的体散射可以得到相同的结论,即单层膜的体散射偏振相位差与单层膜介电常数的变化无关。

对于多层光学薄膜表面散射而言,要想获得低散射的高质量的光学薄膜,通常需要的基底表面质量较好(基底表面粗糙度约为 1 nm),这样在多层膜中,每层界面的粗糙度和基底的粗糙度 h_p 完全相同,即基底的表面粗糙度在膜堆中每个界面上是完全复现的^[5,8,13]。这时,膜堆中的各个界面是完全相关的,每层界面的轮廓和基底表面轮廓相同。这样就使得在多层薄膜表面散射和体散射的散射偏振相位角关系中,有关薄膜表面结构和体不均匀项消失,从而使多层膜的散射偏振相位角变为 $\eta = \eta_s - \eta_p = \arg[\sum C_i(s)] - \arg[\sum C_i(p)]$ 。

从以上讨论可以看出,散射椭偏测量不能描述完全相关模型下多层膜界面的几何不规则程度,但是,通过散射椭偏测量中散射偏振相位角 η 和因子 C_i 的关系可以探测出这些不规则的起源。

3 实验结果及分析

3.1 实验

采用脉冲真空电弧离子镀膜技术沉积的类金刚石(DLC)薄膜具有沉积速率快、膜层强度高、DLC 薄膜的 sp^3 键含量高、膜层折射率高等特点。本文所用到的 DLC 薄膜样片是在靶基距、主回路电压以及阳极电压等工艺

参数不变的条件下,只改变脉冲真空电弧的脉冲频率来研究其所沉积的 DLC 薄膜的散射光的椭偏特性,旨在通过对不同脉冲频率下沉积的 DLC 薄膜的散射光的椭偏特性的研究,进一步了解脉冲频率对 DLC 薄膜的微观结构的影响。

在散射椭偏测量中,除了入射角保持不变,只改变散射角 θ 的大小外,其余与反射椭偏的测量类似。本实验是通过将美国 J. A. WOOLLAM 公司制造的 M-2000UI 变角度椭偏仪进行改造后来测量。图 4 所示的理论计算曲线为完全相关模型理论计算得到的不同脉冲频率条件下制备的单层 DLC 薄膜表面散射和体散射状态下的偏振相位角 $\eta(\theta)$ 随散射角的变化关系。对于表面散射而言,由于假定两个表面是完全相关的,而体散射由于仅有一种膜层材料而不存在相关因子,所以理论上可以通过偏振相位角 $\eta(\theta)$ 将表面散射和体散射分离开来。其中测试结果曲线表示脉冲频率分别为 1, 3, 5 Hz 条件下沉积在表面粗糙度为 2.8 nm 的 p 型(110 型)硅基底上单层的 DLC 薄膜实际测量的偏振相位角 $\eta(\theta)$ 随散射角的变化关系,其中单层 DLC 薄膜的光学厚度和测量波长均为 633 nm,测量时的入射角保持 0° 不变。从图 4 中可以看出,图 4(a)的实测曲线与用完全相关模型理论计算的表面散射和体散射之和的曲线基本上可以吻合,这说明在脉冲频率较小时沉积的单层 DLC 薄膜基本符合完全相关模型;图 4(b)和图 4(c)中的实测曲线与完全相关模型的计算结果有一定的偏差,并且随着脉冲频率的增加其偏差越大。此外,从图 4(b)和图 4(c)中还可以看出,实测曲线不仅在散射角较小时不等于零,而且随着脉冲频率的增加实测的数据在整个散射角范围内的波动逐渐增加。

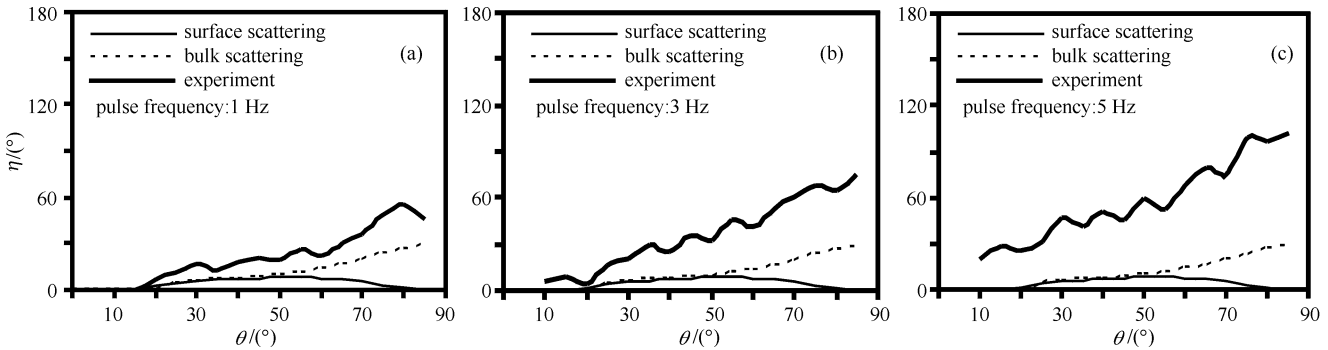


Fig. 4 Measured scattering phase angle and calculated phase angle for DLC films with optical thickness $\lambda_0/4$, $\lambda_0 = 633$ nm

图 4 类金刚石薄膜实测及完全相关模型下计算的表面散射、体散射的偏振相位差与散射角之间的关系

3.2 实验结果分析

图 4 中,表面散射和体散射偏振相位差是在完全相关模型下计算得到的,在这种模型下,所有表面和体缺陷认为是完全相同的。而且,在这种模型下,散射偏振相位差随散射角的变化仅与散射源有关而与膜层不规则的几何形状无关。然而,对于实际沉积的薄膜而言,完全相关模型仅是一种理想的模型,任何一点与完全相关模型的偏差,都会使计算结果与实际测量不吻合。为此有必要进一步对部分相关模型下的散射特性进行分析。在部分相关模型下,多层膜表面散射的偏振相位角可写成

$$\eta = \arg\left[\sum C_i(s)h_i\right] - \arg\left[\sum C_i(p)h_i\right], \quad h_i \neq h_j (i \neq j) \quad (16)$$

从式(6)可以看出,在偏振相位角中存在表面结构因子 h_i 项,因此,在散射偏振相位角中包含了额外的信息,即表面轮廓的傅里叶变化,当散射角或散射频率变化时,其可能存在较强烈的变化。

事实上,偏振相位角 η 是不同偏振下散射场的辐角。即为 $\eta = \arg(A_s \bar{A}_p)$, 其中, $A_s = \sum_i A_{is}$, $A_p = \sum_i A_{ip}$ 。从关系式(8)可以得到

$$\eta = \arg\left(\sum_{i,j} D_{ij} \gamma_{ij}\right) \quad (17)$$

式中: $D_{ij} = C_i^*(s) \bar{C}_j^*(p)$; $\gamma_{ij} = h_i \bar{h}_j$, 是多层膜中界面 i 和界面 j 的互相关谱。

如果定义互相关系数为 α_{ij} , 则有 $\gamma_{ij} = \alpha_{ij} \gamma_{jj} = \alpha_{ij} |\alpha_{jp}|^2 \gamma_{pp}$ 。这样便可得到 $\eta = \arg(L)$, 其中 $L = \sum_{i,j} D_{ij} \alpha_{ij} |\alpha_{jp}|^2$, 从中可以看出散射椭偏中所具有的信息。当膜堆中各界面的粗糙度完全相同时,即 $\alpha_{ij} = 1$ 时,散射偏振相位角仅与表征散射源的因子 D_{ij} 有关。如果偏离完全相关的模型,都会使散射偏振相位角随着多层膜的界面的不规则形状发生改变。当表面是部分相关时, α_{ij} 可能是一个振幅和相位随机变化的复函数。

这样采用部分相关模型就可以清楚地解释图 4(b)和图 4(c)中实际测量的偏振相位角的变化。由于在散射角较小时,特别是在散射角 $\theta \approx 0$ 时,有 $C_{ij}^*(s) \approx C_{ij}^*(p)$,因此, L 可写成 $L = \sum_j |\alpha_{jp}|^2$ 。

对于完全相关模型, $\alpha_{ij} = 1$ 且 L 为实数,从而使偏振相位角 η 等于零,如图 4(a)所示。但是,对于部分相关模型 $\alpha_{ij} \neq 1$, L 也不再是实数,从而使偏振散射相位角 η 不再等于零。这一结论可以较好地解释图 4(b)和图 4(c)中 DLC 薄膜散射偏振相位角在散射角较小时不等于零的原因。从而可以进一步看出,随着脉冲频率的增加,所沉积的 DLC 薄膜越趋于部分相关,即体散射增强。

以上的分析与解释可以通过图 4(a)与图 4(b)和图 4(c)中 DLC 薄膜的实测偏振相位角曲线的比较加以证实。这也说明部分相关模型完全不同于相关模型,在部分相关模型的偏振相位角中包含了有关表面缺陷和体缺陷等相关信息。此外,图 4(b)和图 4(c)中实测偏振相位角在散射角较小时不等于零的另一个原因就是在散射中可能出现了二次项,从而在入射平面内出现了交叉极化现象。由于以上结果均是在一阶微扰理论下分析得到的,所以,一阶微扰理论是造成理论计算和实测结果不一致以及在散射角较小时偏振相位角不等于零的原因。

4 结 论

基于光学薄膜的反射椭偏理论,推导出了光学薄膜散射椭偏方程,并通过对完全相关模型下光学薄膜散射椭偏方程的理论计算发现,散射偏振的相位角与薄膜表面散射和体散射的散射源之间有着密切的关系。所以理论上,通过偏振相位角就可将光学薄膜的表面散射和体散射分离开来。但是在完全相关模型中,散射偏振相位角中仅有与散射源有关的信息,而不包含膜层中几何形状的信息。在这种情况下,偏振相位角曲线较平滑,且在散射角较小时等于零。

通过对 DLC 薄膜散射椭偏的研究发现,脉冲频率较小时沉积的 DLC 薄膜基本符合完全相关模型;脉冲频率较大时沉积的 DLC 薄膜散射偏振相位角在散射角较小时,不仅不等于零度,而且在整个散射角范围内随着膜层中缺陷的增加有较大的波动,且波动幅度随着沉积 DLC 薄膜的频率的增加而增加。通过进一步对部分相关模型下散射偏振相位角的研究发现,散射偏振相位角中还包含了膜堆中不规则形状等信息,在这种情况下,理论上偏振相位角曲线不再平滑,且散射偏振相位角在散射角较小时不等于零。从这点上可以看出,随着沉积 DLC 薄膜的脉冲频率的增加,所沉积的类金刚石薄膜越趋于部分相关模型,这也说明随着脉冲频率的增加,所沉积的 DLC 薄膜的体缺陷和杂质有所增加。另一方面,通过理论分析发现,由于散射过程中出现了二次项因子,致使散射椭偏方程中出现了交叉极化因子。这些交叉极化因子就会使偏振相位角不等于零。而交叉极化主要起源于膜层中的局部缺陷。这也说明随着脉冲频率的增加,所沉积的 DLC 薄膜的局部缺陷增加,这一点与文献[15]的实验研究结果一致。

参考文献:

- [1] 白婷,刘晶儒,叶景峰,等. 宽波段的类金刚石薄膜光学窗口[J]. 强激光与粒子束 2006,18(10):1629-1631. (Bai T, Liu J R, Ye J F, et al. Development of diamond like carbon film coated window with wide spectral transmission. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(10):1629-1631)
- [2] Elson J M, Rahn J P, Bennett J M. Light scattering from multilayer optics: comparison of theory and experiment[J]. *Appl Opt*, 1980, 19(5): 669-679.
- [3] Elson J M, Rahn J P, Bennett J M. Relationship of the total integrated scattering from multilayer-coated optics to angle of incidence, polarization, correlation length, and roughness cross-correlation properties[J]. *Appl Opt*, 1982, 22(20):3207-3219.
- [4] Elson J M. Theory of light scattering from a rough surface with an inhomogeneous dielectric permittivity[J]. *Phys Rev B*, 1984, 30(10): 5460-5480.
- [5] Amra C. From light scattering to the microstructure of thin-film multilayers[J]. *Appl Opt*, 1993, 32(28):5481-5491.
- [6] Duparré A, Kassam S. Relation between light scattering and the microstructure of optical thin films[J]. *Appl Opt*, 1993, 32(25): 5475-5480.
- [7] Amra C. Light scattering from multilayer optics. I. Tools of investigation[J]. *J Opt Soc Am A*, 1994, 11(1): 197-210.
- [8] Amra C. Light scattering from multilayer optics. II. Application to experiment[J]. *J Opt Soc Am A*, 1994, 11(1): 211-226.
- [9] Kassam S, Duparré A, Hehl K, et al. Light scattering from the volume of optical thin films; theory and experiment[J]. *Appl Opt*, 1992, 32(9):1304-1313.

- [10] Amra C. First-order vector theory of bulk scattering in optical multilayers[J]. *J Opt Soc Am A*, 1993, **10**(2): 365-374.
- [11] Amra C, Bruel L. Comparison of surface and bulk scattering in optical multilayers[J]. *Appl Opt*, 1993, **32**(28): 5492-5503.
- [12] Amra C, Torricini D, Roche P. Multiwavelength (0.45~10.6 μm) angle-resolved scatterometer[J]. *Appl Opt*, 1993, **32**(28): 5462-5474.
- [13] Amra C, Apfel J H, Pelletier. The role of interface correlation in light scattering by a multilayer[J]. *Appl Opt*, 1992, **31**(16): 3134-3151.
- [14] 唐晋发, 顾培夫, 刘旭, 等. 现代光学薄膜技术[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 2006: 415. (Tang J F, Gu P F, Liu X, et al. Modern optical thin film technology. Hangzhou: Zhejiang University Press, 2006: 415)
- [15] 弥谦, 蔡长龙. 脉冲源所镀 DLC 膜成份的分析[J]. 应用光学, 2003, **24**(5): 44-46. (Mi Q, Cai C L. Composition analysis of DLC films deposited by pulsed ion source. *Journal of Applied Optics*, 2003, **24**(5): 44-46)

Light scattering from diamond-like carbon films by ellipsometry

PAN Yong-qiang^{1,2}, WU Zhen-sen¹

(1. School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China;

2. School of Photoelectric Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710032, China)

Abstract: Ellipsometry of light scattering from optical thin films are investigated based on reflection ellipsometry measurements from optical thin films. The inverse problem of light scattering from optical films is solved with this method. Diamond-like carbon(DLC) films deposited by pulse vacuum arc ion coating technology with different pulse frequency are studied. The effects of correlation and localized defects in films on scattering ellipsometry are emphasized. The results show that correlation become worse and scattering become more obvious as the pulse frequency increases in depositing DLC films.

Key words: Light scattering; Ellipsometry; Optical films; Correlated properties; Diamond-like carbon films