

文章编号:1001-9014(2007)06-0473-03

# 采用干涉型光热位移相位信号测量薄膜热扩散率

陈习权<sup>1,2,3</sup>, 王汝笠<sup>1</sup>, 祖小涛<sup>2</sup>, 蒋晓东<sup>3</sup>, 郑万国<sup>3</sup>

(1. 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083; 2. 电子科技大学 物电学院, 四川 成都 610054;

3. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

**摘要:**介绍了待测样品在激光辐照下光热位移信号的理论表达式,阐述了信号相位与热扩散率以及调制频率之间的关系;基于该关系并结合相关资料,提出了一种新的采用迈克尔干涉检测装置测量热扩散率的简便方法,分析了其相对于传统测量方法的优势.采用该装置对Ti及TiO<sub>2</sub>复合薄膜样品进行了测量,由光热位移相位信号与调制频率之间的关系,计算得到了待测样品的热扩散率.

**关键词:**热扩散率;光热位移;温度场;相位信号

**中图分类号:**TN247;O484.5 **文献标识码:**A

## THERMAL DIFFUSIVITY OF FILMS MEASURED BY INTERFERENTIAL PHOTOTHERMAL DISPLACEMENT PHASE SIGNAL

CHEN Xi-Quan<sup>1,2,3</sup>, WANG Ru-Li<sup>1</sup>, ZU Xiao-Tao<sup>2</sup>, JIANG Xiao-Dong<sup>3</sup>, ZHENG Wan-Guo<sup>3</sup>

(1. Shanghai Institute of technical physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

2. School of Physical Electronics, University of Electronic Science & Technology of China, Chengdu 610054, China;

3. Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** Theoretical expression of photothermal displacement signal of the sample was introduced under laser irradiation, and the relations between not only the phase of the signal and the thermal diffusivity, but also the phase and the modulated frequency were illustrated. According to these relations, a new simple method using Michael interferential instrument for thermal diffusivity's measurement was put forward and its advantages over traditional methods were analyzed. At the same time, this new experiment method was used in thermal diffusivity measurement of Ti/TiO<sub>2</sub> film. Based on the relations between the phase and the modulated frequency, the thermal diffusivity of the measured sample was easily obtained with simple calculation.

**Key words:** thermal diffusivity; photothermal displacement; temperature field; phase signal

### 引言

薄膜热扩散率测量在研究激光辐照下薄膜的热力学响应中具有非常重要的作用.在所有现存的热扩散率测量方法中,光热位移检测技术以具有可区分表面与体吸收能力、非接触和无损特点、能用于显微光热成像、进行深度分析,以及可在较为恶劣条件下工作的独特优势被广为使用.特别是光热偏转技术,很多学者对其进行了深入的研究和分析,提出了采用零交法和相位法来测量样品的热扩散率<sup>[1]</sup>,但是零交法要求已知材料的热薄与热厚特性,以及必须存在零交点,光热偏转技术相位法,与零交法一样其偏置距离

以及调节光束完全平行于表面不太好控制,而且受周围环境介质的影响比较大.本文中提出的干涉型光热位移检测装置也是采用相位信号来测量样品的热扩散率,实验证明该法易于操作简便快捷,作为一种新的检测方法具有较好的应用前景.

### 1 原理

当一束光强为 $I_0$ 调制频率 $f = \omega/2\pi$ 的泵浦光入射到均匀固体样品表面时,样品会吸收一定的光能转变成热能,这些热能由入射点中心开始沿轴向和径向不断地向样品内部扩散,进而在材料中形成温度场分布,材料的热扩散率 $\alpha = k/\rho c$ ,热扩散系数

收稿日期:2006-12-31,修回日期:2007-05-10

Received date: 2006-12-31, revised date: 2007-05-10

基金项目:国家自然科学基金(2013304)和中科院国防预研基金(421020607)资助项目

作者简介:陈习权(1979-),男,湖北黄冈人,中科院上海技物所博士生,研究方向:光电与激光技术.

$a = (\omega/2\alpha)^{1/2}$ , 热扩散长度  $\mu = 1/a$ , 其中  $\rho, c, k$  分别为材料的密度、比热和热导率. 当采用一维温度分布模型和三维温度分布模型来分析样品表面的光热位移时, 其结果被证明是一致的<sup>[2-4]</sup>, 同时对于固体样品总能够满足  $\rho vc \gg 3B(\alpha_T)^2 T_0$ , 其中  $B$  为样品的体积系数,  $\alpha_T$  为材料的线形膨胀系数,  $T_0$  为周围的温度, 所以可忽略压力波所产生的热<sup>[5]</sup>.

如果样品的热吸收系数为  $\beta$ , 材料在热吸收过程中光能转换为热能的效率为  $\eta$ , 样品在  $x(0, l)$  处, 则在样品的  $x$  点上, 因吸收光能而转换成的热功率密度源  $H(x, t)$  为

$$H(x, t) = \frac{\eta}{2} \beta I_0 e^{-\beta x} e^{i\omega t} \quad (1)$$

由于光热位移信号主要是由交变温度场引起的, 因此仅考虑交变温度  $\Phi_s(x, t)$ . 由样品及两端范围内的热传导方程

$$\frac{\partial^2 \Phi_s}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial \Phi_s}{\partial t} - \frac{\eta \beta I_0}{2k_s} e^{-\beta x} e^{i\omega t}, \quad 0 < x < 1 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_g}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \Phi_g}{\partial t}, \quad x < 0 \text{ 和 } x > 1 \quad (3)$$

以及  $x=0$  和  $x=l$  的边界温度和热流连续边界条件, 解得

$$\Phi_s(x, t) = (C_e - \sigma_s x + D_e \sigma_s x + E_e - \beta x) e^{i\omega t} \quad (4)$$

$$C = \frac{1}{2}(r-1)E + \frac{1}{2}(1+g)\theta,$$

$$D = -\frac{1}{2}(r+1)E + \frac{1}{2}(1-g)\theta,$$

$$E = -\frac{\eta \beta I_0}{2k_s(\beta^2 - \sigma_s^2)} \quad (5)$$

$$\theta = \frac{|2(r-g)e^{-\beta l} - (1+g)(r-1)e^{i\sigma_s l} - (1-g)(r+1)e^{i\sigma_s l}|}{[(1+g)^2 e^{i\sigma_s l} - (1-g)^2 e^{-i\sigma_s l}]} \quad (6)$$

由此可知样品的交变温度  $\Phi_s(x, t)$  取决于样品的光学及热学的不透明性, 即  $i\sigma_s$  和  $\beta l$ .

样品表面光热位移  $\Delta l$  与压强  $p$  的关系为<sup>[4,5]</sup>

$$\Delta l = \frac{1}{\omega^2 \rho_s} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (7)$$

而其中压强的线形微分方程为<sup>[3]</sup>

$$\nabla^2 p_s - \frac{\rho_s}{B} \frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} = \rho_s \beta_T \frac{\partial^2 \Phi_s}{\partial t^2} \quad (8)$$

其中  $\beta_T$  为材料的体积热膨胀系数. 由以上方程(5~8)可以得到样品光热位移的一般形式<sup>[4]</sup>.

(1) 热厚样品情况

该情况下样品的热扩散长度远小于样品的厚度 ( $i\alpha_s \gg 1$ ), 则上述方程(8)可简化为

$$\Delta l = \frac{\eta \beta_T I_0}{2k_s(\beta^2 - \sigma_s^2)} \left\{ \left( \frac{\beta^2}{\sigma_s^2} - 1 \right) + \frac{1 - e^{-\beta l}}{\beta l} \right\} \quad (9)$$

由该式可看出热学厚样品的表面光热位移与光学不透明性和相对尺寸  $r$  有关.

(2) 热薄样品情况

该情况与上面刚好相反, 即样品的热扩散长度远大于样品的厚度 ( $i\alpha_s \ll 1$ ), 于是有

$$\Delta l = \frac{\eta \beta_T I_0}{2k_s(\beta^2 - \sigma_s^2)} \cdot \frac{1 - \beta l - e^{-\beta l}}{\beta l} \quad (10)$$

由式(9)可得热学厚样品情况下光热位移信号的相位为

$$\varphi(\omega) = \arctg \left\{ \frac{\left( \frac{1 - e^{-\beta l}}{\beta l} \cdot \frac{\omega}{\alpha_s} - \frac{\alpha_s}{\beta^2 + \left( \frac{\omega^2}{\alpha_s^2} \right)} \right)}{\frac{1 - e^{-\beta l}}{\beta l} \cdot \frac{\beta^2}{\left( \beta^2 + \frac{\omega^2}{\alpha_s^2} \right)}} \right\} \quad (11)$$

式(10)可得热学薄样品情况下光热位移信号的相位为

$$\varphi(\omega) = -\frac{\omega}{\alpha_s \beta^2} \quad (12)$$

式(11)和式(12)反映了信号相位与待测样品光学和热学参数以及调制频率之间的关系, 为以下的实验测试提供了理论依据.

2 实验

由相关的文献可知光热位移的值一般都很小<sup>[6]</sup> (表面热包高度  $h_0 < 0.1 \text{ nm}$ ), 因此可以采用具有非接触和高灵敏度的迈克尔干涉型光热位移检测装置来测量样品的热扩散率, 实验装置原理图如图1所示. 由图1可知信号光束  $I_s$  和参考光束  $I_r$  将会在探测器  $D$  上重合并发生干涉, 则  $D$  上的光强分布和响应探测器输出信号分别为

$$I = I_s + I_r + 2 \sqrt{I_s I_r} \cos[\varphi_0 + \varphi_s(t)],$$

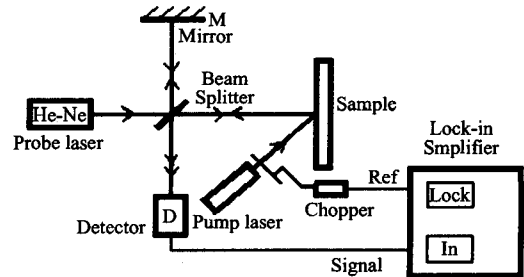


图1 迈克尔干涉型光热位移检测装置原理图  
Fig. 1 Illustration of detection scheme for photothermal displacement

$S = M_0 \{ I_s + I_r + 2 \sqrt{I_s I_r} \cos[\varphi_0 + \varphi_s(t)] \}$ ,  
其中  $M_0$  为探测器的响应度,  $\varphi_0$  为信号光束与参考光束间固有相位差,  $\varphi_s(t)$  为样品表面热畸变  $\Delta l(t)$  振动所产生的检测光束的相位差, 结合  $\Delta l(t) \ll \lambda$ , 所以, 有

$$\varphi_s(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta l(t),$$

$$S = M_0 \left\{ I_s + I_r + 2 \sqrt{I_s I_r} \cos \varphi_0 - 2 \sqrt{I_s I_r} \sin \varphi_0 \frac{4\pi}{\lambda} \Delta l(t) \right\},$$

于是上面光热信号的交变项为

$$S = -2M_0 \sqrt{I_s I_r} \sin \varphi_0 \frac{4\pi}{\lambda} \Delta l(t),$$

调节参考镜  $M$  的参考臂的长度使  $\varphi_0 = \pi/2 \pm n\pi$ , 此时该交变信号为最大, 此时记录调制频率  $f$  和锁相放大器上的相位信号  $\varphi$ ; 然后依次改变调制频率, 并分别记录相位信号  $\varphi$ .

采用该装置对 1064nm 波长下吸收系数为 45% 的 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜进行了热扩散率实验测试, 此时可将 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜当热学薄样品处理, 实验测得的数据如表 1 所列.

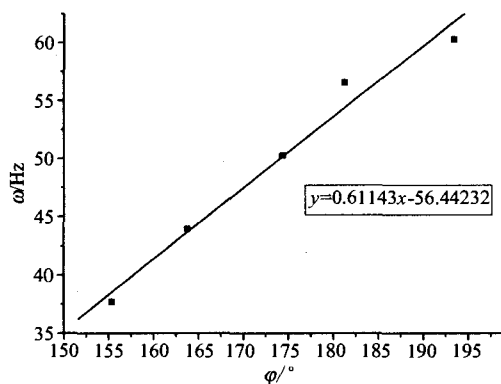


图2 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜的热扩散率测量数据处理

Fig.2 Data processing for thermal diffusivity measurement of Ti/TiO<sub>2</sub> film

表1 实验测得的数据

Table 1 Measured data in the experiment

相位值 $\varphi$ (°)	频率值 $\omega$ (Hz)
-155.387	37.68
-163.808	43.96
-174.397	50.24
-181.303	56.52
-193.382	60.28

经过实验数据处理, 拟合直线斜率为 0.611, 由此可得到吸收系数为 45% 的 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜的热扩散率  $\alpha = 0.611 \times [1/(45\%)^2] \text{ cm}^2/\text{s} = 3.017 \text{ cm}^2/\text{s}$ . 实验数据拟合如图 2 所示(相位值中负号与公式中负号相消后, 变为正号). 经计算, 该 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜的热扩散率测量的扩展不确定度为 0.003 cm<sup>2</sup>/s. 从相关的资料中可查到<sup>[6]</sup>, 参数基本相同, 采用其他较为复杂测量方法测得的 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜的热扩散率为 3.2 cm<sup>2</sup>/s.

### 3 结语

本文详细介绍了样品在激光辐照下光热位移信号理论表达式, 给出了信号相位与热扩散率及调制频率之间的关系, 基于该关系提出了一种新的采用迈克尔干涉检测装置测量热扩散率的简便方法, 其较传统测量方法简便快捷、易于操作, 具有良好的应用前景. 采用该装置对 Ti 及 TiO<sub>2</sub> 复合膜样品进行了实验测量, 由光热位移相位信号与热扩散率之间的关系很方便地计算得到了待测样品的热扩散率.

### REFERENCES

- [1] SHI Bai-Xuan, YIN Hao, WANG Cong-He, et al. Thermal diffusivity determination of diamond sheet using phase signal by photothermal transversal deflection method [J]. *Acta Photon Ica Snica* (施柏焯, 殷浩, 王聪和, 等. 横向激光光热偏转相位法测量金刚石薄片的热扩散率. *光子学报*), 2000, **29**(5): 474—477.
- [2] HUANG Jian-Bing, SHAO Jian-Da, FAN Zheng-Xiu. Effect of interface and surface adhesion layers on phase shift of optical coatings [J]. *Journal Infrared Millimeter and Waves* (黄建兵, 邵建达, 范正修. 光学薄膜中界面层和表面吸附层对相位延迟的影响. *红外与毫米波学报*), 2005, **24**(2): 106—109.
- [3] Miranda L CM. Photodisplacement spectroscopy of solids: theory [J]. *Appl Opt.*, 1993, **22**: 2882—2889.
- [4] MacDona F A Iel. Three-dimensional heat flow in the photoacoustic effect [J]. *Appl Phys Lett.*, 1980, **36**: 123—130.
- [5] McDonald F A, Wetsel C G, Jr. Generalized theory of the photoacoustic effect [J]. *Appl Phys.*, 1978, **49**: 2313—2321.
- [6] SUN Cheng-Wei. *Laser Irradiation Effect* [M]. Beijing: NDI Press (孙承伟. *激光辐照效应*. 北京: 国防工业出版社), 2002, 1.