

# 玻璃中光感生双折射的干涉法测量

李成富 邓 和

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 本文报导了用干涉法观测若干光学玻璃和激光玻璃在强激光作用下产生光感生双折射效应的研究结果。测量了这些玻璃的光感生双折射系数,并讨论了产生光感生双折射效应的可能机理。

## Interferometry of laser induced birefringence in glasses

*Li Chengfu, Deng He*

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

**Abstract:** The experimental results of laser induced birefringence in several types of optical glasses and laser glasses under the action of intense laser beam are reported, the laser induced birefringence coefficients of these glasses have been measured, and some possible mechanisms causing laser induced birefringence in these glasses discussed.

### 一、引 言

各种液体介质光感生双折射效应的研究已有了不少报导,但对于玻璃介质这一非线性光学效应的研究报导还比较少。我们曾经用测量探测光的两种偏振态在正交偏光系统中的消光比值研究过这一效应<sup>[1]</sup>。本文报导用干涉法观测若干光学玻璃和激光玻璃光感生双折射效应的研究结果。实验中我们用时间积分干涉法获得了不同泵浦光强度下的干涉图,并可清晰地观测到干涉条纹的移动。根据这些观测结果,我们确定了这些玻璃的光感生双折射大小,并且发现所有这些玻璃

的  $\Delta n_{\parallel}/\Delta n_{\perp}$  的比值均等于 2.1, 这表明产生双折射效应的主要机理是电子壳层畸变。

### 二、干涉法测量光感生双 折射的基本原理

在强光作用下,介质折射率由下式给出:

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + \gamma I_0 \quad (1)$$

其中  $n_0$  是线性折射率;  $\Delta n = \gamma I_0$  是在强光作用下引起的折射率变化;  $I_0$  是光强;  $\gamma$  是介质的非线性折射系数。折射率的变化可以用一束弱探测光通过干涉计量法测量出来。在一般干涉仪中,光程差、折射率的变化和干涉条

收稿日期: 1982年3月18日。

纹的移动之间的关系为:

$$\Delta S = \Delta n l = m \lambda \quad (2)$$

其中  $\Delta S$  为光程差;  $l$  为待测样品的长度;  $m$  为干涉条纹移动数;  $\lambda$  为探测光的波长。

在一般情况下, 样品对强激光有一定的吸收损耗, 所以光强为  $I_0$  的激光束在样品中将以指数规律衰减。同时还要考虑到样品前后端面的反射损耗。考虑到所有这些因素, 根据(1)式和(2)式通过测量强激光强度  $I_0$  和探测光的干涉条纹移动数  $m$ , 可以确定样品的非线性折射系数  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{m \lambda}{I_0 T} \left( \frac{\alpha}{1 - \exp(-\alpha l)} \right) \quad (3)$$

其中  $T$  是样品的端面透过率;  $\alpha$  是样品对强激光的吸收系数。

当探测光的偏振方向分别平行或垂直于强激光的偏振方向时, 我们可以用干涉法分别获得这二种偏振方向的干涉条纹移动数和相应的折射率变化, 并由此可直接得到样品的光感生双折射系数  $\gamma_k$ :

$$\Delta n_{\parallel} - \Delta n_{\perp} = (\gamma_{\parallel} - \gamma_{\perp}) I_0 = \gamma_k I_0 \quad (4)$$

其中  $\gamma_k$  与光克尔系数  $n_k$  满足如下关系:

$$\gamma_k (\text{米}^2/\text{瓦}) = \frac{40 \pi}{n_0 C (\text{米}/\text{秒})} n_k (\text{esu}) \quad (5)$$

### 三、实验装置

实验装置如图 1 所示。激光系统由一台双  $45^\circ$  铌酸锂晶体电光调 Q 的 YAG 激光振荡器(TEM<sub>00</sub>模)和三级钕玻璃激光放大器组成。输出激光脉冲的宽度为 20 毫微秒, 最大输出功率为 100 兆瓦。这束激光通过一个倍频晶体 KDP 后, 部分能量被倍频为 0.53 微米的绿光, 其中 1.06 微米的基波作为产生折射率变化的泵浦光, 0.53 微米的倍频光作为探测光。在我们的实验装置中, 基波和倍频光的偏振是互相垂直的, 为了使它们的偏振相互平行, 可在光路中插入一块适当厚度的水晶旋光片 Q。然后让这两种光一起通过一

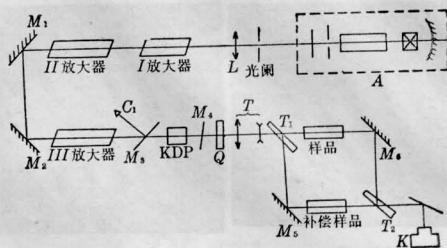


图1 实验装置

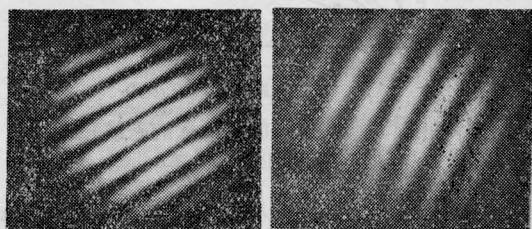
A—双  $45^\circ$  铌酸锂电光调 Q YAG 振荡器(TEM<sub>00</sub>);  
L—复原透镜;  $M_1, M_2$ —1.06 微米  $45^\circ$  全反射板;  
 $M_3$ —分束器;  $C_1$ —炭斗;  $M_4$ —1.06 微米全反射板;  
Q—水晶旋光片; T—缩孔望远镜;  $T_1, T_2$ —小角度劈板;  $M_5, M_6$ —0.53 微米  $45^\circ$  全反射镜 1.06 微米透过 70%; K—照相机暗盒

个缩孔望远镜  $T$ , 以提高泵浦光在样品中的功率密度。

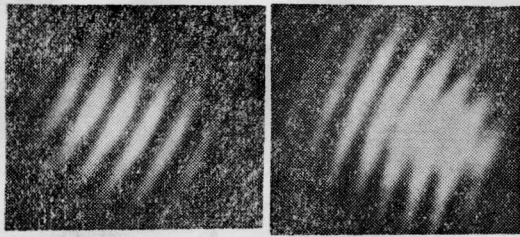
### 四、实验结果和讨论

用图 1 所示的实验装置测量了 ZF-7、ZF-2、BaF-2、N<sub>0300</sub> 四种玻璃在不同泵浦光功率作用下的光感生双折射效应, 分别记录了两种偏振方向(与泵浦光的偏振方向相互平行或垂直)的探测光的干涉条纹移动。图 2 给出了 ZF-7 样品在不同泵浦光强度下干涉条纹的移动情形( $I_0$  为泵浦光强度,  $m$  为条纹移动量)。

从图 2 的照片可以看到干涉条纹移动量与泵浦光强度的关系, 光强越大, 条纹移动则越多; 当光束强度达到一定值时, 样品中将产生自聚焦效应(图 2(d))。自聚焦效应的产生将使实验数据难于处理。因此条纹移动量一般被限制在  $\leq 0.3$  波长范围内, 以避免产



(a) 无泵浦光( $I_0=0$ ,  $m=0$ ) (b) 弱泵浦光( $I_0=0.6 \times 10^{12}$  瓦/厘米<sup>2</sup>,  $m=0.11$ )



(c) 强泵浦光 ( $I_0=1.17 \times 10^{12}$  瓦/厘米<sup>2</sup>,  $m=0.25$ ) (d) 强泵浦光(产生自聚焦,  $I_0=2 \times 10^{12}$  瓦/厘米<sup>2</sup>)

图 2 不同泵浦光作用下的条纹移动

生自聚焦。我们采用以下方法测量条纹移动量: 在干涉条纹图上先找出中心最大光强点, 然后在该条纹的二边各找出一个光强为中心光强  $1/e$  的点。测出这三点的  $x, y$  坐标和条纹的间距, 便可以计算出干涉条纹的移动量。图 3、图 4 表示上述四种玻璃在不同泵浦光功率作用下, 用不同偏振方向的探测光得到的干涉条纹移动量与光强的关系。

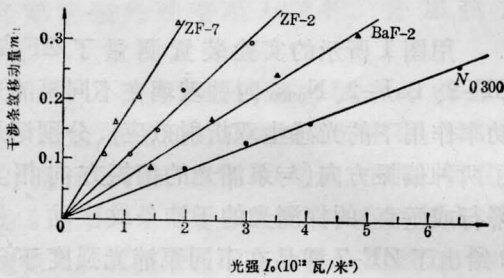


图 3 用平行偏振探测光测量的干涉条纹移动与泵浦功率的关系

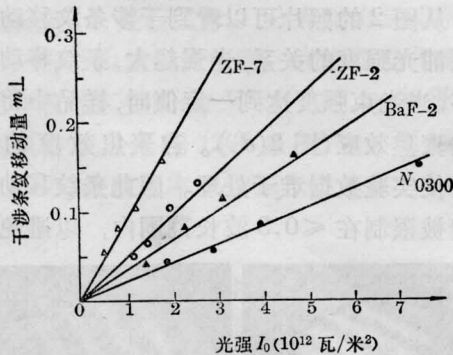


图 4 用垂直偏振探测光测量的条纹移动与泵浦功率的关系

图 5、图 6 是与此相应的折射率变化  $\Delta n$  与光强的关系。从图 3、图 4 的直线斜率可以确定材料的非线性折射系数  $\gamma$  和光感生双

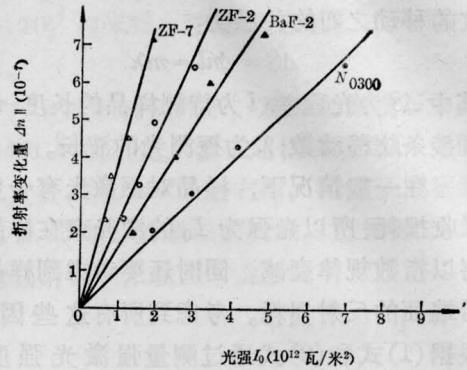


图 5 用平行偏振的探测光测量时折射率变化与泵浦功率的关系

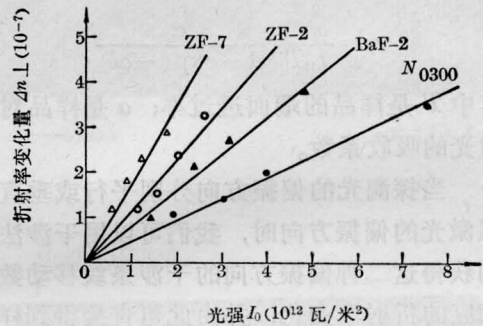


图 6 用垂直偏振的探测光测量时折射率变化与泵浦功率的关系

折射系数  $\gamma_k$ 。从图 5、图 6 的直线斜率之比可以确定出  $\eta = \Delta n_{\parallel} / \Delta n_{\perp}$ , 这些数据一并列在表 1 中。

表 1 若干玻璃的光感生双折射效应

材料	$n_{0.53}$	$\gamma_{\parallel}$ ( $10^{-20}$ 米 <sup>2</sup> /瓦)	$\gamma_{\perp}$ ( $10^{-20}$ 米 <sup>2</sup> /瓦)	$\gamma_k$ ( $10^{-20}$ 米 <sup>2</sup> /瓦)	$\eta$
ZF-7	1.813	$36.7 \pm 3.2$	$18.8 \pm 3.1$	17.9	2.2
ZF-2	1.668	$22.6 \pm 2.5$	$10.6 \pm 1.2$	12.0	2.0
BaF-2	1.572	$16.0 \pm 1.9$	$8.0 \pm 0.9$	8.0	2.0
N <sub>0300</sub>	1.524	$10.4 \pm 1.1$	$5.4 \pm 0.6$	5.0	2.1

上述实验结果表明, 用干涉法可以明显地观察到玻璃中的光感生双折射效应, 四种玻璃的光感生双折射系数  $\gamma_k$  分别为: 17.9、12.0、8.0 和  $5.0 \times 10^{-20}$  米<sup>2</sup>/瓦, 与这些材料 (下转第 109 页)

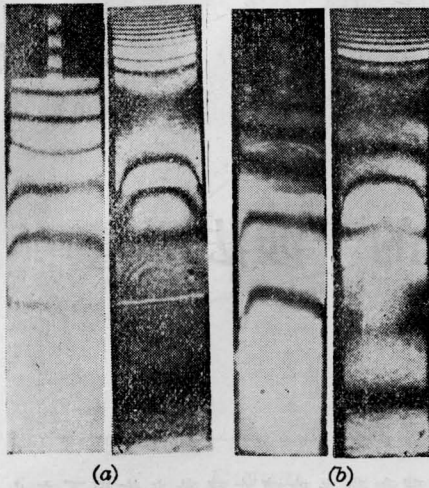


图 11

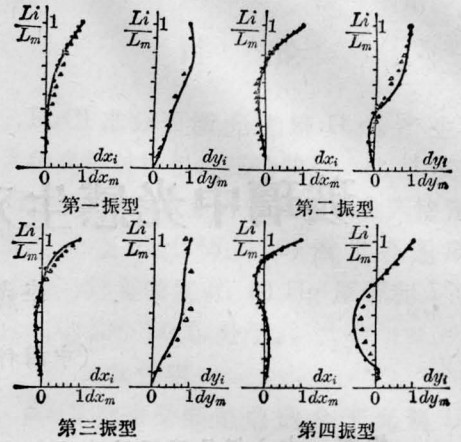


图 13 挡水坝段振型图

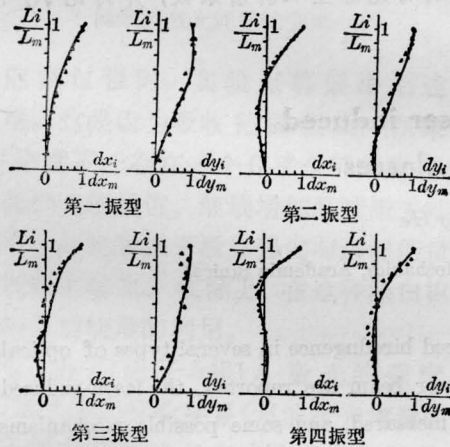
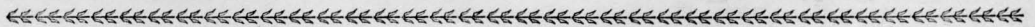


图 12 溢流坝段振型图

法研究水工模型的振动特性而后再换算到原  
体是一种可行的比较好的方法。它具有设备



(上接第 112 页)

的线性折射率有关；线性折射率  $n_0$  较大的，  
其光感生双折射系数  $\gamma_k$  亦较大。本文用干  
涉法测得的  $\gamma_k$  值比早先用正交消光比法测  
量的结果<sup>[1]</sup>明显偏少。二批实验数据之间的  
偏差大约为 30~40%。这可能是因为正交消光比法中测量微弱光强引入的系统误差  
所致。

一般  $\eta$  值可以被用来判断光感生双折射  
的产生机理。分子取向机理预期有  $\eta = -2$ <sup>[2]</sup>，  
而电子壳层畸变机理预期  $\eta = 3$ <sup>[3]</sup>。我们的实

比较简单、费用低、实验重复性好、精度高、时  
间短、一次可测得表面各点振动位移等优点。  
这不仅对水利工程在初步设计阶段进行方案  
比较时十分可取，对于原体积很大的土建  
构件、机械部件以至于整体，只要能很好地  
模拟边界条件，保证模型加工精度，都是可  
以用全息照相的方法来研究它们的振动特性  
的。

### 参 考 文 献

- [1] H. M. 史密司;《全息学原理》(中译本), 1972 年。
- [2] Jon E. Söllid; *Appl. Opt.*, 1969, 8, No. 8, 1587.
- [3] 丁祖泉, 鲍乃铿;《同济大学学报》, 1980, No. 1, 49.
- [4] 舒扬策等;《天津大学学报》, 1980, No. 1.

验结果为  $\eta = 2.1$ , 这表明在这些材料中光感  
生双折射效应的主要机理是在强光场作用下  
的电子壳层畸变, 也许还有一小部分是核运  
动或其他机理的贡献。

### 参 考 文 献

- [1] 邓 和等;《激光》, 1981, 8, No. 11, 18.
- [2] T. H. Havelack; *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, 1908,  
80, 28,
- [3] W. Voigt; *Ann. Phys. (Keipzig)*, 1901, 4, 197.