

钕玻璃的光泵感应热畸变*

中国科学院上海光学精密机械研究所钕玻璃热畸变研究组

提 要

本文对钕玻璃的光泵感应热畸变作了理论分析, 给出了光泵感应热畸变与钕玻璃热光性质的关系, 并对高重复率脉冲器件和单次脉冲器件作了热畸变的定量测量, 实验结果在一定程度上与理论分析相符。

一、引 言

钕玻璃激光棒的光泵感应热畸变已有许多报道^[1-4], 热畸变与钕玻璃热光性质的关系也作过分析^[5,6], 但对光泵感应热应力的分析, 仅仅限于应力双折射的观测^[7-9], 对热应力引起的非双折射光学畸变尚未作过测量, 而这种光学畸变却是热畸变的主要组成部分之一。

分析激光器件的热效应, 认为光泵的作用是引起热畸变的外部条件, 而激光材料的物理性质则是产生热畸变的根本原因。利用玻璃的物理性质可以随着成份的变化而在很大范围内改变的优点, 探讨热畸变与玻璃热光性质之间的关系, 为改善激光玻璃的物理性能, 减小光泵感应热畸变提供理论和实验根据。

二、理 论 分 析

考虑圆柱形激光棒的热畸变。假定光泵引起棒内的温度分布是轴对称的, 那么折射率的变化为

$$\Delta n(r, t) = \beta T(r, t) + \left(\frac{\partial n}{\partial \sigma} \right)_T \sigma. \quad (1)$$

(1)式中 β 为玻璃的折射率温度系数, $T(r, t)$ 为 t 时刻棒内的温升。式中第一项是无热应力时温升引起的折射率变化; 第二项是在某特定温度分布时热应力引起的折射率变化。

利用光测弹性力学的基本公式, 得到热应力引起的径向和切向偏振光的折射率变化分别为

$$\begin{aligned} n_r(r, t) - n_0 &= c_1 \sigma_{rr}(r, t) + c_2 [\sigma_{\theta\theta}(r, t) + \sigma_{zz}(r, t)], \\ n_\theta(r, t) - n_0 &= c_1 \sigma_{\theta\theta}(r, t) + c_2 [\sigma_{rr}(r, t) + \sigma_{zz}(r, t)]. \end{aligned} \quad (2)$$

(2)式中 c_1, c_2 为玻璃的应力光学系数; $\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}$ 和 σ_{zz} 为激光棒的三个主应力。

* 1976 年 3 月 15 日收到。

假定激光棒的长度 l_0 比半径 R 大得多, 因而可将激光棒视为平面热应变, 从热弹性理论求得三个主应力^[10]:

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(r, t) = \frac{\alpha E}{2(1-\nu)} [\bar{T}(t) - \overline{T(r, t)}], \\ \sigma_{\theta\theta}(r, t) = \frac{\alpha E}{2(1-\nu)} [\bar{T}(t) + \overline{T(r, t)} - 2T(r, t)], \\ \sigma_{zz}(r, t) = \sigma_{rr}(r, t) + \sigma_{\theta\theta}(r, t). \end{cases} \quad (3)$$

(3)式中 α , E 和 ν 分别为玻璃的热膨胀系数、杨氏模量和泊松比; $T(t)$ 为 t 时刻棒的平均温升,

$$\bar{T}(t) = \frac{2}{R^2} \int_0^R T(r, t) r dr,$$

$\overline{T(r, t)}$ 为 t 时刻在棒 r 范围内的平均温升,

$$\overline{T(r, t)} = \frac{2}{r^2} \int_0^r T(r, t) r dr.$$

利用(1)–(3)式得到径向和切向偏振光折射率的总变化分别为

$$\Delta n_{r,\theta}(r, t) = (\beta + P)[T(r, t) - \bar{T}(t)] \pm Q[T(r, t) - \overline{T(r, t)}] + \beta \bar{T}(t), \quad (4)$$

其中 P 为玻璃的应力热光系数,

$$P = -\frac{\alpha E}{2(1-\nu)} (c_1 + 3c_2);$$

Q 为玻璃的热应力双折射系数,

$$Q = \frac{\alpha E}{2(1-\nu)} (c_1 - c_2),$$

(4)式描述了光泵感应热畸变与钕玻璃热光性质的关系.

三、实验测量

1. 热透镜效应

在连续激光器件或高重复率脉冲激光器件中, 光泵感应热畸变容易达到某一稳态, 用透镜效应来描述稳态情况下的热畸变是方便的. 求解稳态热传导方程, 得到棒内的温度分布^[8]:

$$T(r) = T_0 + T_1 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \quad (5)$$

式中 T_0 为棒表面的温度; T_1 为棒中心与表面的温差:

$$T_1 = \frac{qR^2}{4\lambda};$$

q , λ 分别为棒的体积发热密度和导热系数; R 为棒的半径. 利用矩阵光学方法^[11], 得到径向和切向偏振光的热透镜焦距分别为

$$f_{r,\theta} = \frac{4\lambda}{l_0 q (2\beta + 2P \pm Q)}. \quad (6)$$

测量热透镜焦距的装置如图 1 所示。所用样品为直径 8 毫米、长 130 毫米的圆柱形激光棒，样品的物理常数列于表 1。用直径 10 毫米、长 150 毫米的直管氙灯泵浦，重复频率为 10 次/秒，泵浦平均功率为 1000 瓦。聚光器是椭圆柱体。激光棒、氙灯和聚光器均用流水冷却。图 2 和图 3 是测量结果。实验结果与理论分析(6)式相符。

表 1 测量热透镜焦距样品的物理常数

样 品	E (10^8 公斤/ 厘米 2)	$-c_1$	$-c_2$	β	α	ν	P	Q
		(10 $^{-6}$ 厘米 2 /公斤)		(10 $^{-6}$ °C $^{-1}$)			(10 $^{-6}$ °C $^{-1}$)	
No. 1	6.8	0.15	0.38	-0.86	9.0	0.220	5.0	1.0
No. 2	7.2	0.12	0.42	0.13	8.3	0.226	5.3	1.2
No. 3	7.6	0.11	0.36	1.64	8.0	0.216	4.0	1.0
No. 4	7.3	0.08	0.37	4.17	5.2	0.220	2.9	0.8
No. 8	6.5	0.09	0.38	-3.20	10.7	0.239	5.5	1.3

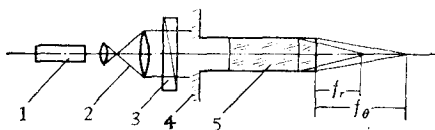


图 1 测量热透镜焦距的实验装置简图

1——氙-氟激光器； 2——扩孔望远镜；
3——偏振片； 4——狭缝； 5——钎玻璃激光棒

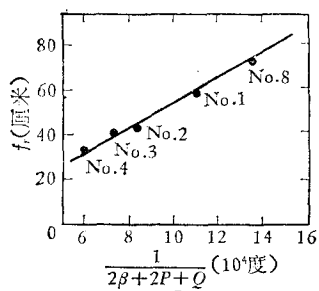


图 2 热透镜焦距 f_r 与热光性质的关系

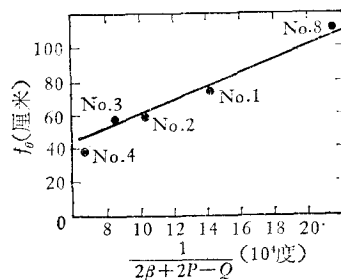


图 3 热透镜焦距 f_θ 与热光性质的关系

2. 单次脉冲器件的热畸变

从费马原理出发计算热畸变引起的光程变化，在我们的实验条件下，可以近似认为光线在棒内仍是直线传播，这样引进的误差小于 $\lambda/10$ ，在这种近似下光程变化可简化为

$$\Delta s_{r,\theta}(r, t) = l_0 [\Delta n_{r,\theta}(r, t) + \overline{W}(t)]. \quad (7)$$

(7)式中 W 为热光系数(无应力情况下)，

$$W = \beta + (n_0 - 1)\alpha,$$

n_0 为激光棒的折射率.

实验所用探测光为非偏振光, 可作如下近似:

$$\Delta s(r, t) = \frac{1}{2} [\Delta s_r(r, t) + \Delta s_\theta(r, t)],$$

$$\Delta n(r, t) = \frac{1}{2} [\Delta n_r(r, t) + \Delta n_\theta(r, t)].$$

因此由(7)式得到光泵感应热畸变为

$$\Delta n(r, t) = \frac{1}{l_0} \Delta s(r, t) - \overline{WT(t)}, \quad (8)$$

其中第二项不引起光波波面的畸变, 可不考虑.

选择几种不同物理性质的钹玻璃(见表2), 制成直径16毫米, 长200毫米的激光棒,

表2 测量热畸变样品的物理常数

样 品	E (10^9 公斤/ 厘米 2)	$-c_1$	$-c_2$	β	α	ν	K	P	Q
		(10 $^{-6}$ 厘米 2 /公斤)		(10 $^{-6}$ °C $^{-1}$)			(公斤/ 厘米 2)	(10 $^{-6}$ °C $^{-1}$)	
No. 512	7.6	0.11	0.36	1.64	8.0	0.216	5.4	4.2	1.0
No. 712	6.5	0.11	0.40	0.02	8.9	0.210	4.5	4.7	1.15
No. 812	6.5	0.09	0.38	-3.20	10.7	0.239	5.2	5.5	1.3
No. 912	6.9	0.11	0.37	0.12	8.7	0.219	5.4	4.8	1.0
No. 1012	7.5	0.09	0.35	0.80	8.9	0.220	5.1	5.0	1.1

所有样品的静态折射率在径向、切向的梯度小于 1×10^{-4} . 激光棒用双直管氙灯泵浦, 泵浦时间为6毫秒. 各个装置均空气冷却, 每次测量之间有足够的保证样品的充分冷却. 用马赫-陈德尔干涉仪测量光泵引起的光程变化. 用于记录的高速摄影机速率为5000幅/秒, 探测光源用-氦氖激光器. 图4是实验装置简图, 图5, 图6是在 $t = 6$ 毫秒时刻的干涉条纹照片计算得到的结果, 图7是不同泵浦时刻棒内的折射率变化.

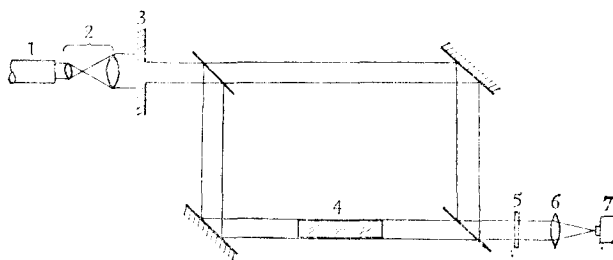


图4 单次脉冲器件的热畸变测量装置

1——氦-氖激光器; 2——1:20扩孔望远镜;
3——光阑; 4——钹玻璃激光棒; 5——6328埃干涉滤光片; 6——成像透镜; 7——高速摄影机

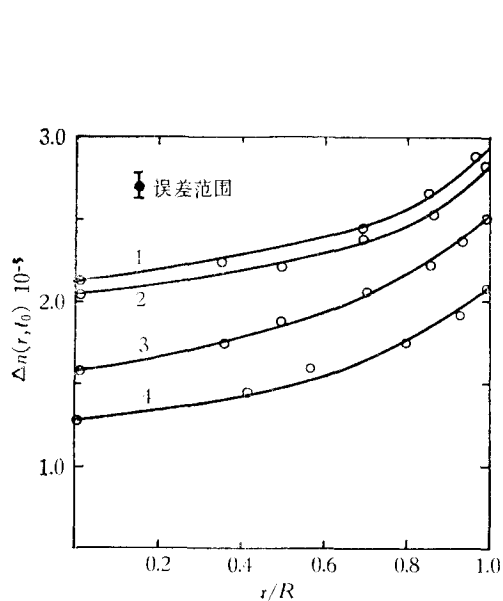


图5 不同钕玻璃在 $t_0 = 6$ 毫秒时刻的
折射率径向分布 (玻璃中含 Nd_2O_3 1.2 重量 %)
1—No. 1012; 2—No. 312;
3—No. 912; 4—No. 712

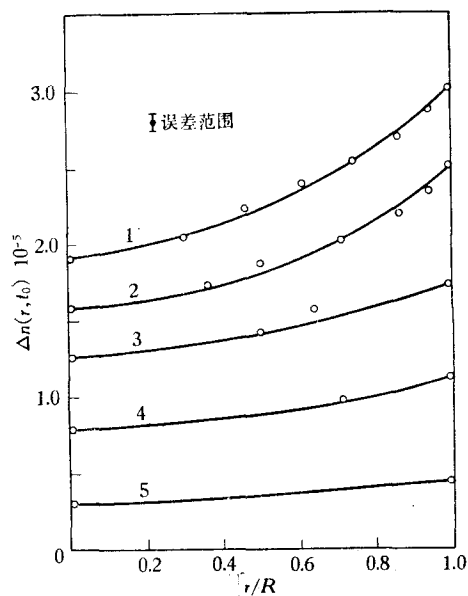


图6 No912 玻璃在 $t_0 = 6$ 毫秒时刻折射率径向分布
与泵浦能量密度的关系
1—210焦耳/厘米³; 2—160焦耳/厘米³;
3—110焦耳/厘米³; 4—70焦耳/厘米³;
5—50焦耳/厘米³

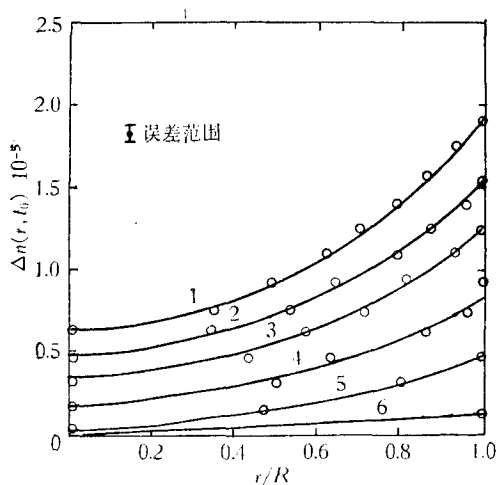
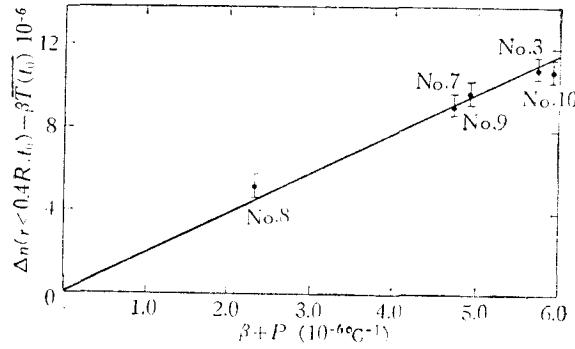


图7 G74-31 玻璃在不同泵浦时刻的折射率变化
1— $t = 6$ 毫秒; 2— $t = 5$ 毫秒; 3— $t = 4$ 毫秒;
4— $t = 3$ 毫秒; 5— $t = 2$ 毫秒; 6— $t = 1$ 毫秒

实验还测量了含 Nd_2O_3 为 1.2 重量 % 的五种样品 (见表 2) 在棒中心附近的热畸变, 结果如图 8 所示. 从(4)式得到在棒中心 ($r = 0$) 附近:

$$\Delta n(0, t) = (\beta + P) [T(0, t) - \bar{T}(t)] + \beta \bar{T}(t). \quad (9)$$

实验结果与(9)式基本相符.

图 8 棒中心附近 ($r < 0.4R$) 热畸变与玻璃热光性质的关系

3. 光泵感应热应力引起的折射率变化

将激光棒置于平面偏振光场中, 光泵感应热应力产生以棒中心为圆心的同心圆组成的等色线(在轴对称温度分布下), 从等色线求出主应力之差为

$$\sigma_{rr}(r, t) - \sigma_{\theta\theta}(r, t) = 2Kn(r, t),$$

其中 n 为等色线的条纹级数, K 为激光棒的模型条纹值(见表 2)。

利用沿主应力迹线的应力平衡方程^[2], 并注意到在我们的轴对称情况下, 主应力迹线的曲率半径分别为

$$\rho_1 = \rho_r = \infty; \quad \rho_2 = \rho_\theta = r.$$

因此, 第 $n + 1$ 级等色线代表的主应力为

$$(\sigma_{rr})_{n+1} = (\sigma_{rr})_n - \int_n^{n+1} \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} dr.$$

利用积分中值定理将上式化为

$$(\sigma_{rr})_{n+1} = (\sigma_{rr})_n - \left[\frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} \right]_n^{n+1} \Delta r. \quad (10)$$

注意到边界条件, $\sigma_{rr}(R, t) = 0$ 。

将应力条纹分为 10 等分, 从边界 ($r = R$) 开始利用 (10) 式逐点求应力, 可得到热应力的径向分布, 并利用 (2) 式和 (3) 式计算热应力引起的折射率变化:

$$\begin{aligned} \Delta n_r &= (c_1 + c_2)\sigma_{rr} + 2c_2\sigma_{\theta\theta}, \\ \Delta n_\theta &= (c_1 + c_2)\sigma_{\theta\theta} + 2c_2\sigma_{rr}. \end{aligned} \quad (11)$$

实验所用样品的物理常数列于表 2, 所有样品的剩余应力小于 5 公斤/厘米², 实验条件与 2 完全相同, 实验装置如图 9 所示, 图 10 和图 11 是实验结果。图 12 是在棒边缘附近的应力双折射测量结果。从 (4) 式得到应力双折射,

$$\Delta n_r(r, t) - \Delta n_\theta(r, t) = 2Q[T(r, t) - \overline{T(r, t)}]. \quad (12)$$

图 12 与理论结果 (12) 式相符。

顺便指出, 从热应力分布可求出激光棒的温升分布; 从折射率的总变化中扣除热应力的贡献和 β 的贡献即可得到 Nd^{+3} 激发不均匀引起的折射率变化。在光泵能量密度为 160 焦耳/厘米³ 的条件下, 激光棒中心和边缘的温差约为 4—5°C。Nd³⁺ (含量为 1.2 重量 %)

引起的折射率变化约为 2×10^{-5} 。

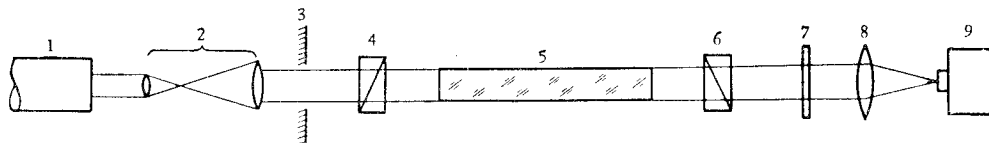


图9 光泵感应热应力测量装置

1——氦-氖激光器； 2——1:20 扩孔望远镜； 3——光闸；
4——起偏器； 5——钇玻璃激光棒； 6——检偏器；
7——6328 埃干涉滤光片； 8——成像透镜； 9——高速
照相机

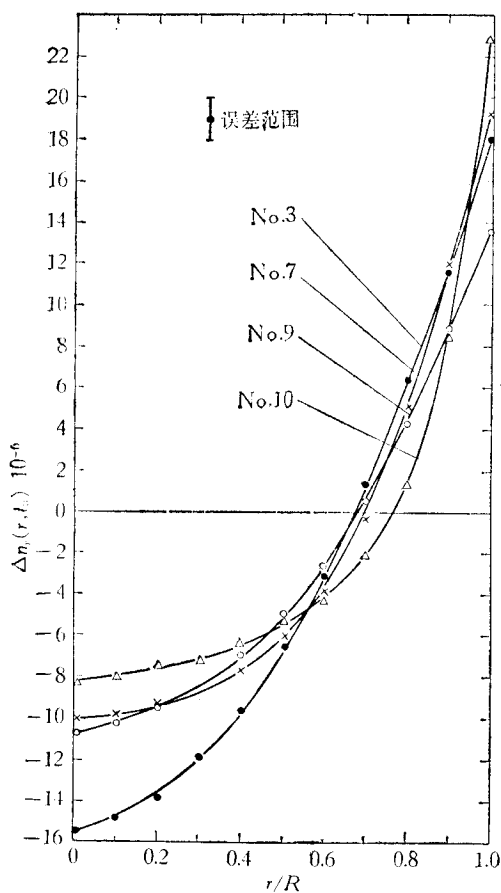


图10 各种钇玻璃的热应力引起的折射率扰动
(光泵能量密度 160 焦耳/厘米², $t_0 = 6$ 毫秒)

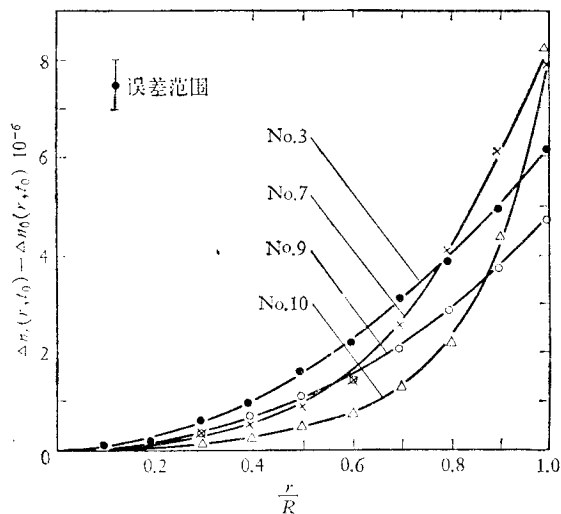


图11 各种钇玻璃的热应力双折射
(光泵能量密度 160 焦耳/厘米², $t_0 = 6$ 毫秒)

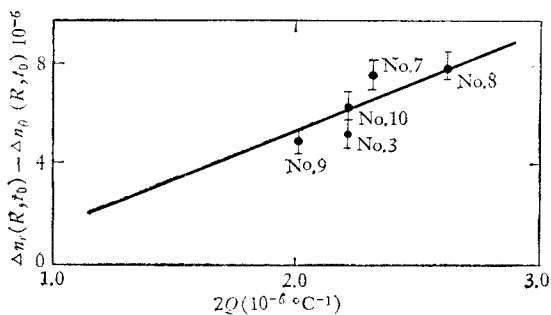


图12 热应力双折射与玻璃的
热应力双折射系数 Q 的关系

四、讨 论

上述理论和实验结果在一定程度上相符。采用我们给出的折射率温度系数、应力热

光系数和热应力双折射系数来描述激光棒的热畸变是合适的。

玻璃工作物质的优点之一是其物理性质可以在很大范围内调整,原则上可以制成 β , P , Q 均很小的激光玻璃。因此,系统地研究玻璃成份与 β , P , Q 之间的关系,以求在不损害其激光性能的情况下,获得 β , P , Q 较小的激光玻璃,减小光泵感应热畸变,是很有意义的。在实际工作中,要同时减小三个系数有一定困难,但从(4)式中可以看到,只要减小 $(\beta + P)$ 就可以减小热畸变。图2,图3和图8的结果也提供了实验根据。利用玻璃的折射率温度系数可以为负值的特点,使 $(\beta + P) \rightarrow 0$,将会大大减轻光泵感应热畸变。

上述热畸变理论建立在轴对称平面应变这一假设基础上。对多数激光器件,一般总是能满足平面应变的条件,但其温度分布不一定是轴对称的,如单灯泵浦的单次脉冲器件,激光棒内的温度分布没有轴对称性,但在热稳态情况下,单灯泵浦时棒内温度分布则基本上是轴对称的。图13(a)的照片中轴对称的应力条纹证明了这一点。工作在非热稳态的激光器件,人们总是十分注意聚光系统的灯棒匹配,并采取许多措施改善泵浦的均匀性。如多灯泵浦或螺旋状氙灯、同轴氙灯泵浦,也有人采用椭圆旋转聚光器等。因而在实际上,人们总是设法保证激光棒温度分布的轴对称性。图13(b)和(c)分别是双灯和四灯泵浦时激光棒应力条纹照片,由此可见温度分布也基本上是轴对称的。当温度分布非轴对称时,可根据具体温度分布,从(4)式出发来计算折射率的具体分布。

实验1和2表明,热稳态激光器件的热畸变与理论分析结果很好地相符,但在非稳态激光器件中(4)式与实验有不相符之处。首先是 β 的弛豫时间与 P , Q 的弛豫时间不相同,实验发现温度引起的折射率变化的弛豫时间为 10^{-5} 秒量级,而温度分布产生的热应力所引起的折射率变化的弛豫时间约为 10^{-3} 秒量级,因此(4)式中将 β 与 P 简单相加是不合适的,只有在热稳态情况下才能这样做。其次,从(4)式得到棒中心的双折射为

$$\Delta n_r(0, t) - \Delta n_\theta(0, t) = 0. \quad (13)$$

即棒中心任何时刻均没有双折射,在应力条纹中棒中心应表现为永久黑点(或亮点),在热稳态激光器件中,存在永久黑点;而在非热稳态激光器件中,不存在永久黑点,图14的照片说明了这一现象。这表明棒中心也存在双折射,这和理论分析结果(13)式相矛盾。最后,在非热稳态激光器件中,应力条纹中总是不出现等倾线,当泵浦结束后几秒钟才逐渐出现等倾线,这可能是两主应力 σ_{rr} 和 $\sigma_{\theta\theta}$ 的方向在不断变化所引起的效应。

因此,上述理论和实验仍有一定距离,必须进一步完善光泵感应热畸变理论。

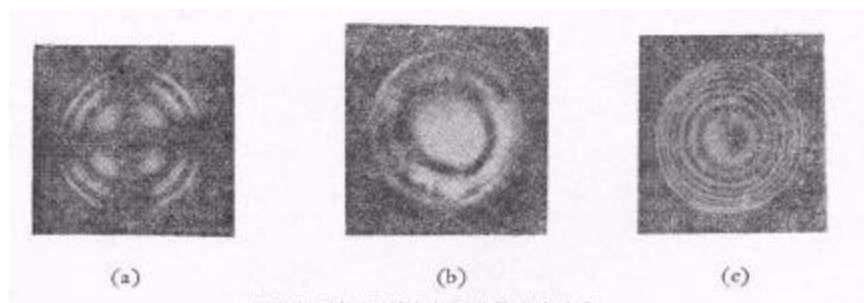


图13 不同泵浦条件下的热应力分布

- (a) 单灯泵浦工作在热稳态; (b) 双灯泵浦工作在单次脉冲情况下;
(c) 四灯泵浦工作在单次脉冲情况下

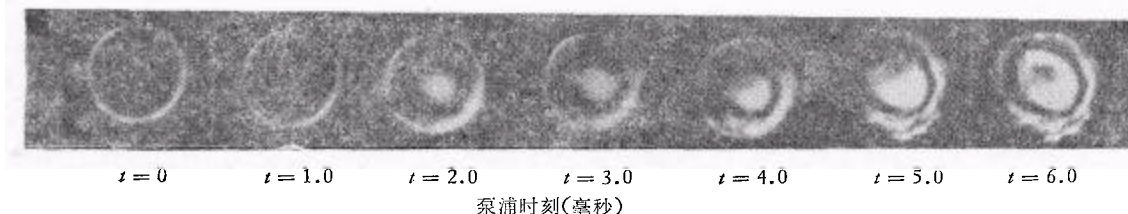


图 14 No912 玻璃在泵浦过程中应力条纹的变化

在我们计算应力双折射时已将棒中心视为各向同性点,因此图 10—12 的结果也是近似的,但对于寻求热畸变与玻璃性质的关系并无影响。

参 考 文 献

- [1] F. W. Quille, *Appl. Opt.*, **5**(1966), 633.
- [2] E. P. Riedel and G. D. Baldwin, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 2720.
- [3] G. D. Baldwin and E. P. Riedel, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 2726.
- [4] H. Welling and C. J. Bickart, *J. O. S. A.*, **56**(1966), 611.
- [5] Ю. А. Аканьев и др., *ЖПС*, **12** (1970), 668.
- [6] А. А. Мак и др., *ОТП*, **38** (1971), 42.
- [7] Н. Кертеc и др., *ЖДТФ*, **59** (1970), 1115.
- [8] А. А. Мак и др., *Опт и Спектр.*, **30** (1971), 1081.
- [9] А. Г. Мапыш и др., *ПТЭ*, **2** (1971), 207.
- [10] B. A. Baley and J. H. Weinor, *Theory of Thermal Stresses* (1967).
- [11] H. Kogelnik, *B. S. T. J.*, **44**(1965), 455.
- [12] 徐宏文,《应力分析》1964,科学出版社.

THERMAL DISTORTION INDUCED BY OPTICAL PUMPING IN Nd-GLASS

RESEARCH GROUP OF THERMAL DISTORTIONS IN ND-DOPED GLASSES,
SHANGHAI INSTITUTE OF OPTICS AND FINE
MECHANICS, ACADEMIA SINICA

ABSTRACT

In this article, we present a theoretical analysis of the thermal distortion induced by optical pumping in Nd-Glass. Relations between the thermal distortion and the thermo-optical properties of Nd-glass are given. The thermal distortions are measured quantitatively with high repetition frequency and single pulse devices. The experimental results obtained are in agreement reasonably with the theory.