

Nd:YAG 板状激光器的理论和实验研究

刘亚钢 何慧娟 赵隆兴

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文对 Nd:YAG 板状激光器进行了理论和实验研究。给出了板状介质在重复率泵浦和连续泵浦情况下的温度分布和应力状态的解析解,对板的热效应进行了分析与讨论。并用一块 $9 \times 30 \times 70 \text{ mm}^3$ 的 Nd:YAG 板状材料,对其热效应进行了测量与分析。实现了“之”字形光路板状激光器的高重复率运转,在 50Hz 时,输出能量约 600 mJ,平均功率 30 W。

关键词:板状激光器,“之”字形光程,热畸变。

一、引 言

传统的固体激光器中使用棒状激光介质,在具有热负载条件下运转时,激光介质具有严重的热光畸变,例如热聚焦,应力感生的双轴聚焦和双折射^[1,2]。这些热效应严重地破坏了激光束的光学质量,并且限制了激光器的输出功率和高重复率运转。这些都是与棒的几何形状有关。1972年 Jones^[3] 提出板状结构的固体激光器,从而大幅度地减小了热感生的光学畸变。展示了板状结构“之”字型光路对激光性能的改进具有的潜力。但是由于工程上的困难和板状激光介质加工费的昂贵,使这方面的工作受到了阻碍。到八十年代初,才又获得了进一步的发展^[4,5]。

本文对板状激光器进行了研究,给出了板状介质在重复率泵浦和连续泵浦状态下,板内部的温度分布与应力状态的解析解,对其效应和退偏振进行了测量与分析,显示出板状结构的优越性。此外,使板状激光器在高重复频率(50 Hz)下获得运转,证实了板状激光器作为高重复率、高平均功率激光器的潜在能力。

二、理 论 研 究

“之”字型传输的板状激光器是一种全内反射面泵浦激光器,其结构及光路示于图 1。激光介质是一块具有矩形截面的板,板的上下平面平行,泵浦光对片的全反面进行均匀照射,两侧面热绝缘,使片中形成一维对称的热分布。由此,当光束在板的两个全反面之间作“之”字形传输时,热畸变可以得到充分的补偿。现就板内的温度和应力分布作一些研究,并就晶体热光效应和弹光效应对光学传输过程的影响作出分析。

1. 板内的温度分布

设板状介质受到均匀泵浦。如图 2 所示,板的两个全反面,即 $y = \pm(b/2)$ 面上的冷却

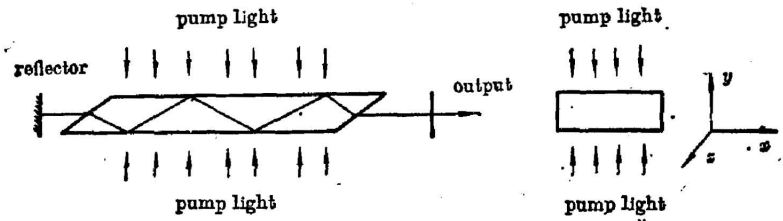


Fig. 1 Scheme of a TIR-FPI laser

是均匀的。板的两个侧面，即 $x = \pm(w/2)$ 面上的绝热是严格的。并设长度方向 l 是无穷大。这样我们可把它作为一维问题来处理。

连续泵浦下板内的温度分布可由热传导方程和考虑起始条件，边界条件求解

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{Q}{k} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

$$T|_{t=0} = T_c, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\pm(b/2)} = \mp \frac{H}{k} (T - T_c) \Big|_{y=\pm(b/2)}, \quad (3)$$

式中 Q 是单位体积所吸收的功率， T_c 是冷却水温度， $a = (k/c\rho)$ ， k 是热导率， c 是介质的比热， ρ 是介质的密度， H 是热交换系数。利用拉普拉斯变换可解得

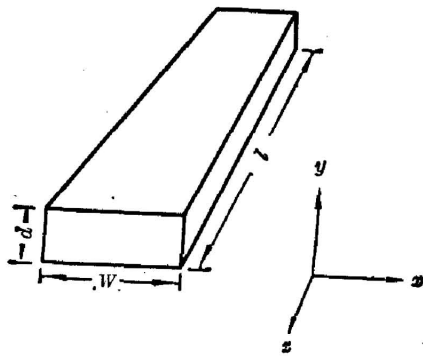


Fig. 2 Na:YAG slab

$$T(y, t) = T_c + \frac{Qb^2}{8k} \left(1 - \frac{4y^2}{b^2} + \frac{4k}{bH} \right) - \frac{QHb^3}{4k^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{2\xi_i}{b}y\right) \exp\left(-\frac{4a\xi_i^2}{b^2}t\right)}{\left[\left(1 + \frac{bH}{2k}\right) \frac{bH}{2k} \xi_i^2 + \xi_i^4\right] \cos \xi_i}, \quad (4)$$

其中 ξ_i 是 $\tan \xi = (bH/2k\xi)$ 的一组解。当 $t \rightarrow \infty$ 时，平衡时的温度分布

$$T(y) = T_c + \frac{Qb^2}{8k} \left(1 - \frac{4y^2}{b^2} + \frac{4k}{bH} \right). \quad (5)$$

由(5)式可见，板在连续光泵浦时，其平衡温度在 y 方向呈抛物线分布，板的中心，即 $y=0$ 处温度最高。

重复率脉冲泵浦下板内的温度分布。设泵浦光的脉冲为矩形脉冲，脉宽 τ ，重复率是 f ，其热传导方程为

$$\frac{\partial^2 T_1(y, t)}{\partial y^2} + \frac{Q(t)}{k} = \frac{1}{a} \frac{\partial T_1(y, t)}{\partial t}, \quad (6)$$

$$Q(t) = \begin{cases} Q, & 0 \leq t \leq \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases} \quad (7)$$

初始条件和边界条件为

$$T_1(y, t)|_{t=0} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T_1(y, t)}{\partial y} \Big|_{y=\pm(b/2)} = \mp \frac{H}{k} T_1(y, t) \Big|_{y=\pm(b/2)}. \quad (9)$$

由拉普拉斯变换可得到单脉冲时的温度分布，由于传导方程的线性迭加性，可把多脉冲在某一时刻的作用由各单脉冲在这一时刻的迭加而得到。在重复率脉冲泵浦下板中的温度分布

$$T = T_0 + \frac{aQ}{k} t' g(\tau - t') + \frac{aHb^3}{4k^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\left\{ 1 - \exp\left[-\frac{4a\xi_i^2(N-1)}{b^3 f}\right] \right\} \left[1 - \exp\left(-\frac{4a\xi_i^2 \tau}{b^2}\right) \right] \times \cos\left(\frac{2\xi_i y}{b}\right) \exp\left(-\frac{4a\xi_i^2 t'}{b^2}\right)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{4a\xi_i^2}{b^3 f}\right) \right] \left[\left(1 + \frac{bH}{2k}\right) \frac{bH}{2k} \xi_i^2 + \xi_i^4 \right] \cos \xi_i}, \quad (10)$$

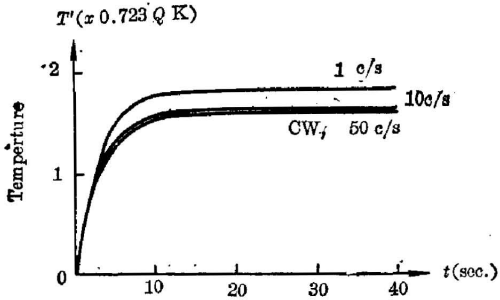


Fig. 3 Process of thermal balance in the slab

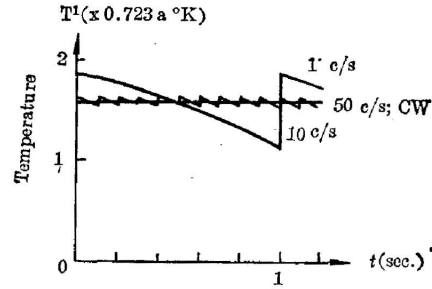


Fig. 4 Temperature variation of the slab in relative balance

式中 t' 是介于二脉冲间隔 $(1/f)$ 中变化的时间, $g(\tau - t')$ 是单位阶跃函数。我们对 Nd:YAG 晶体厚度 $b=0.9\text{ cm}$ 的板进行计算, 得到了连续泵浦和 1 Hz、10 Hz、50 Hz 重复率泵浦时板中温度随泵浦变化的曲线以及在板内温度随 y 的变化曲线。图 3 是板中心处 ($y=0$) 温度 T' ($T'=T-T_0$) 随时间 t' 趋于热平衡的过程。图 4 是温度处于相对平衡状态时 T' 随时间 t' 的变化。图 5 是在相对平衡状态下, 板中温度分布的曲线。这里 Q 是单位体积所吸收的功率。从图 3 可见不同泵浦频率时, 板内达到了热平衡所需时间均为 10 sec 左右。从图 4 说明在相对平衡情况下, 温度以 $(1/f)$ 为周期变化, 其变化率 $\Delta T'_{\max}/T'$ 对 1 Hz 时是 43%, 对 10 Hz 是 4.3%, 对 50 Hz 是 0.86%。从图 5 说明, 在不同重复率泵浦时, 板内温度分布曲线与连续泵浦时的抛物线分布比较接近, 尤其是在高重复率 (50 Hz) 时, 板内的温度分布与抛物线吻合得很好。所以, 在处理高重复率情况时, 可以用连续状态的结果来考虑, 而不影响所得的结论。

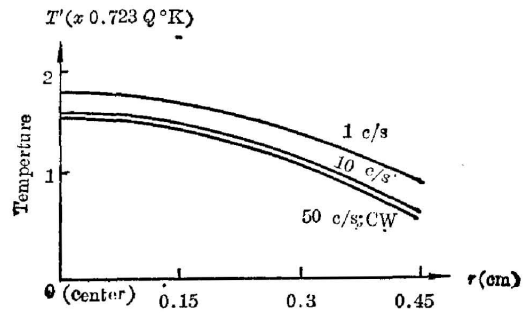


Fig. 5 Temperature distribution in the slab

2. 板内的应力分布

在处理这个问题时, 只考虑热效应的作用, 设板不受外力的作用, 由于板的 z 方向很长, 可作为二维问题来考虑。定义应力函数满足^[6]

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial x \partial y}. \quad (11)$$

由此可得

$$\nabla^4 \varphi(x, y) + \frac{\alpha E}{1-\nu} \nabla^2 T = 0, \quad (12)$$

式中 E 是杨氏模量, ν 是泊松比, α 是热膨胀系数。采用分离变数与变分原理, 可求得应力函数

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x, y) &= -\frac{\alpha E}{1-\nu} \Delta T (1 - 2c_1 \sin qx \operatorname{sh} px - 2c_2 \cos qx \operatorname{ch} px) \left(\frac{y^4}{3b^3} - \frac{y^2}{6} + \frac{b^2}{48} \right), \\ \Delta T &= \frac{Qb^3}{8k}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 c_1, c_2, p, q 是由板内温度分布函数和板的几何尺寸所确定。根据(11)式可以得到板中各应力分量 $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}$, 由此可以求得在厚度 0.9 cm 和宽度是 3 cm 的板中应力分布的状态, 如图 6 所示。从图 6 可以看到, 在板中心区域, 其应力主轴与 x, y 轴基本一致, 但在接近板的边缘, 即 $x = \pm(w/2)$ 的区域, 其应力主轴明显偏离 x, y 轴, 应力主轴的偏离角 α 随 σ_{xy} 和 σ_{yy} 的变大而增加, σ_{xy}, σ_{yy} 是边缘应力释放的结果。

3. 光学传输过程的热效应

板状介质受泵浦作用时, 板内形成沿厚度方向一维对称的温度分布, 在板的中间区域, 其应力主轴与 x, y 轴重合, 应力大小对称于中心面 ($y=0$)。因此在这区域, 板状介质的折射率大小是随厚度方向一维对称分布的, 折射率椭圆的主轴是与 x, y 轴重合的。一维对称的折射率分布对消热透镜效应是显然的, 这是由于一个平行光束波阵面上的每条光线从片的一全反面传输到另一全反面时, 它们所经过的折射率区域是相同的, 波面各点的位相变化应该相同, 因此光束以“之”字形光路通过板台, 其波面没有发生畸变。

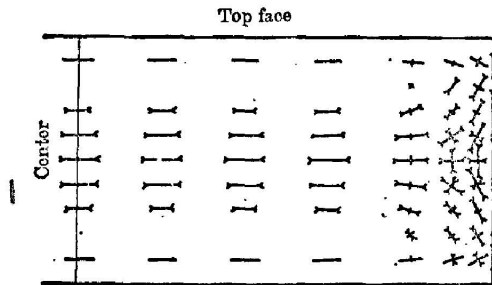


Fig. 6 Thermal stress distribution in the slab

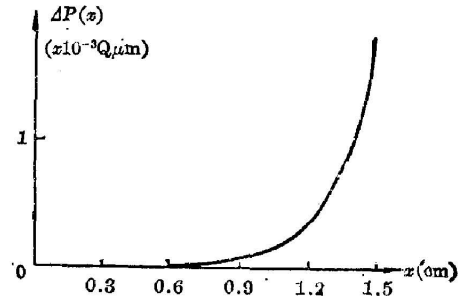


Fig. 7 Optical path distortion caused by thermal stress

透镜效应可用光路畸变 $\Delta p(x)$ 来描述^[7]

$$\Delta p(x) = - \left[B_1(1+\nu) - \frac{(1-\nu^2)n \sin^2 \theta}{E} \right] \bar{\sigma}_{yy}(x), \quad (14)$$

式中 B_1 是垂直弹光系数, θ 是光线与全反面的夹角。式中第一项是弹光效应, 第二项是应力所致的表面畸变效应。将(11)式的 $\sigma_{yy}(x)$ 代入(14)式, 发现光路畸变 $\Delta p(x)$ 在中央区域极小, 只在近边缘处才有明显的增加。图 7 是根据实验中采用的石榴石板的应力状态所导致的光路畸变的分布。可见这种畸变也很小, 在 $Q=200 \text{ W/cm}^2$ 的泵浦情况下, 由热应力导致的最大光路畸变小于 $1 \mu\text{m}$ 。

板状介质的折射率状态能使一合适的偏振光通过时,不产生退偏振效应。这是因为晶体的折射率张量在 $x-y-z$ 系中是对角阵,当它绕 x 轴作旋转时,在垂直于新的 z 轴的 $x'-y'$ 坐标系中,它的子矩阵仍然是对角的。因此当光束以“之”字形光路通过板时,其光线传输矩阵也应是对角的,因此当 x 或 y 方向偏振的光通过板时,将不会受到退偏振的影响。实际上,上面只考虑板的中间区域,从图 6 的应力分布,可以认为,在板的边缘区域, σ_{xy} 急速增大,应力主轴与 $x-y$ 偏离,由此将会引入退偏振效应。这是由于折射率椭球在应力作用下,其主轴偏离了 $x-y$ 轴,偏振光就会在传输过程中因双折射效应而变为椭圆偏振光。但由于晶体中折射率椭球的大小及方向都随晶体位置变化而变化,要精确地对退偏振求解是较复杂的。所以只能作理论上的定性分析及实验上的定量测量。

由以上分析,说明热透镜效应和退偏振效应都只发生在板的边缘很小的区域内,即所谓的边缘效应。因此,在板的绝大部分有用区域内,热效应都很小这是传统的棒状激光器所无法比拟的。

三、实验研究

在以上理论研究的基础上,我们对 Nd:YAG 板进行了实验研究,即在高平均功率泵浦时,板的热畸变,退偏振特性。对在高重复频率下,激光运转特性进行了测量。

1. 实验装置

本装置采用双灯单向泵浦方式,两根氙灯同在板的一面的单椭圆聚光筒中,板的另一面用平面反射片作为剩余光的反射器。Nd:YAG 的尺寸是 $9 \times 30 \times 70 \text{ mm}^3$,其基本结构如图 8 所示。板的设计是根据 Nd:YAG 原来的外形尺寸,并根据消热畸变的要求而确定的,其光路是从一个通光面垂直入射进入板中,在板的两个全反射面间以“之”字形光路作三次全内反射后,再垂直另一通光面而出射。

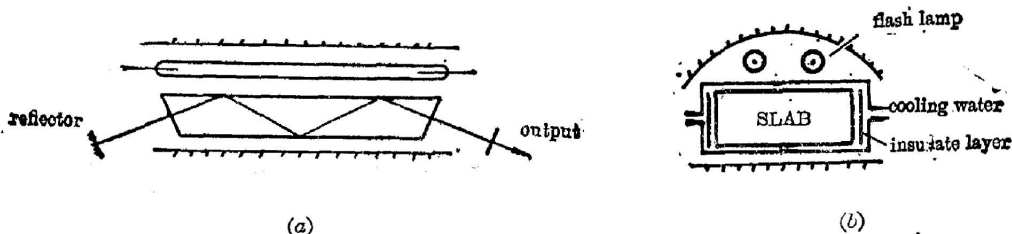


Fig. 8 Scheme of single-side pumped slab laser

板的冷却采用横向水流冷却,并用绝热层使板的两侧面具有尽可能小的热导。在泵浦均匀的情况下,板内可形成一维对称的温度分布。根据板内 x 方向单程小信号增益的测量,所得增益横向分布曲线,说明在中心区的增益变化小于 5%,仅在两侧才开始明显下降。因此可以认为横向泵浦是均匀的。

2. 热畸变引起的波面畸变

采用泰曼-格林干涉仪装置,对 Nd:YAG 板在受到光泵浦时“之”字形光路中的波面畸变进行了测量。图 9 给出了在无光泵浦时和光泵功率在 1500 W 时 Nd:YAG 板畸变引起的干涉图。从图 9 中条纹变化情况,可以得出以下的结果,在片的宽度方向没有发现明显的热

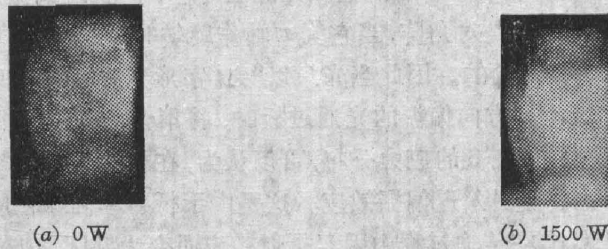


Fig. 9 Interferograms of pumped Nd:YAG slab

畸变, 在厚度方向出现了较小的热畸变, 畸变呈正透镜效应。该效应在厚度方向引入了 $\lambda/3$ ($\lambda=0.63\mu\text{m}$) 的光程差。但是, 如果板状结构采用直通光路, 根据估算则会引入约 3λ 的光程差, 可见, 之字形光路对消除热畸变是优越的。

测量表明, 在我们的结构中, 热畸变并没有完全消除, 在厚度方向出现的热畸变由于通光面上的畸变, 即所谓的端面效应和温度的非对称性引起。

3. 退偏振效应

用 He-Ne 光束作为探测光, 用交叉偏振棱镜作为检测偏振的元件, 对“之”字形光路通过板后的 He-Ne 光的偏振度进行了测量, 图 10 是测量结果。He-Ne 光束沿 x 方向移动, 得出其不同位置上的退偏振度。结果说明其退偏振度很小。在中心区域为 4.5×10^{-3} , 近边缘区域为 3.3×10^{-3} , 板的平均退偏振度约为 1.8×10^{-3} 。根据文献[7]中给出的退偏振度 $\bar{D} = \bar{M}(CP/NA)^2/A^*$, 可以估算平均退偏振度 $\bar{D} = 2.1 \times 10^{-3}$ 。估算值与实验值基本一致。

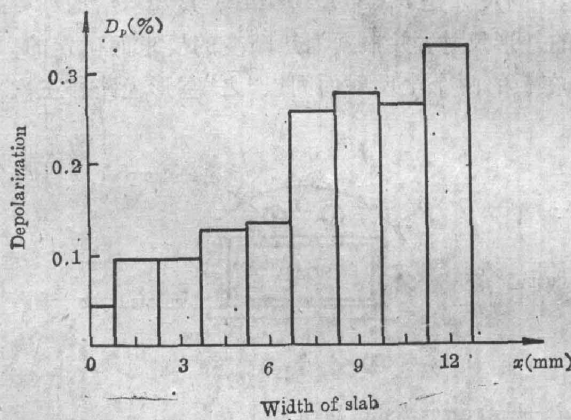


Fig. 10 Distribution of depolarization

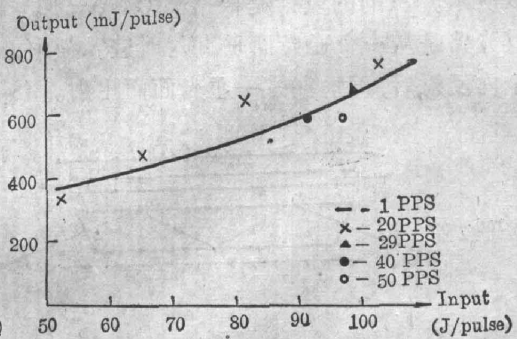


Fig. 11 Laser output as a function of lamp input energy for different repetition rate

4. 板状激光振荡器激光性能

采用凹面全反镜和平面输出镜构成稳定腔。氙灯用两路单灯电源供电。首先测量了板状激光器输出能量随输出镜不同透过率的变化, 结果表明最佳透过率在 20~30%, 这是由于被泵浦的介质体积大, 泵浦密度不够高, 导致板内增益不够高。

在 $T=30\%$ 时, 我们为了证实板状之字形光路消热畸变的性能, 分别在 1 Hz、20 Hz、30 Hz、40 Hz、50 Hz 重复率下, 对激光的输出能量进行了测量。图 11 是在各重复率下脉冲

输出的情况,图中输出能量的变化,说明激光能量没有因为重复率的提高而减小,也就是说热畸变不足以明显影响激光器的输出性能。由于受所用氙灯工作参数的限制,没有继续提高重复率和输入能量。根据测量结果,该激光器已经在 50 Hz 下运转,在特定输出能量下得到~600 mJ 的输出能量,平均功率达 30 W。按曲线推理,如果输入能量加高,可以在 50 Hz 时得到大于 700 mJ 的输出能量。

四、结 论

理论和实验研究展示出板状激光器具有消除热畸变的性能,因而板状激光器以“之”字形光路运行,将成为高重复率,高平均功率激光器的有希望的候选方案。

参 考 文 献

- [1] J. D. Foster *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1970, **41**, No. 9 (Aug), 3656~3663.
- [2] Koechner; *Appl. Opt.*, 1970, **9**, No. 11 (Nov), 2548~2553.
- [3] W. B. Jones *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 8 (Aug), 534.
- [4] J. M. Eqgleston *et al.*; *Opt. Lett.*, 1982, **7**, No. 9 (Sep), 405~407.
- [5] J. L. Emmott; *CLEO 85' Digest*, 1985, 184.
- [6] P. Benham; *Thermal Stress*, (Pitman, London, 1964).
- [7] J. J. Kane *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**, No. 8 (Aug), 1195~1210.

Theoretical and experimental study of a Nd:YAG slab laser

LIU YAGANG, HE HUIJUAN AND ZHAO LONGXING

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

(Received 4 September 1986; revised 18 November 1986)

Abstract

This paper presents the theoretical and experimental study of a slab laser. Analytic solutions of temperature and stress distributions in condition of CW and pulse pumping are given. We have analyzed and discussed the thermal distortion in the slab. Measurement and analysis of the thermal effect by using a $9 \times 30 \times 70 \text{ mm}^3$ Nd:YAG slab were carried out. A high repetition rate zig-zag slab laser was put into operation with output energy per pulse at 50 Hz of about 600 mJ and average power of 30 watts.

Key Words: Slab laser, zigzag optical path, thermal distortion.