

激光谐振腔内光学元件的热光效应*

叶 碧 青 马 忠 林

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文分析了多模激光束加热内腔元件所引起的温度场分布及热聚焦效应。计算得到的 LiNbO₃ 寻常光和非常光的输入功率-输出功率曲线与 Konvisar 等人的实验结果符合,修正了他们计算的非常光曲线。在实验上,也观测了 LiNbO₃ 的内腔热光滞后现象,并测量了内腔热光聚焦效应。

在固体激光器的谐振腔内,通常都放置各种光学元件,例如,电光或声光调制器,倍频或参量振荡的非线性晶体。Okada^[1], Stein^[2], Barry^[3,4] 和 Konvisar^[5] 等人对这些光学元件的内腔热光效应进行了研究。特别是 Konvisar 等人分析了激光腔的稳定特性与热透镜效应的关系,在腔内倍频 LiNbO₃ 晶体的热透镜效应随激光场而变化的情况下,观察到了

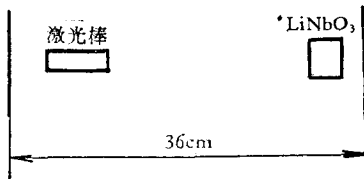


图 1 Konvisar 的实验谐振腔

了激光输出功率与泵浦功率之间的滞后现象。他们所用的实验装置如图 1 所示。在由两块平面反射镜组成的激光谐振腔内,靠近两块反射镜分别放置一根激光棒和一块长 2cm 的 LiNbO₃ 晶体, LiNbO₃ 晶体是沿 y 轴切割的 90° 相位匹配的 5300 \AA 倍频晶体,为了产生偏振的激光辐射,谐振腔内还插入一块布儒斯特板。随着泵浦功率逐渐增大,腔内的激光功率也发生变化,由于

腔内存在着一个与激光功率有关的热聚焦透镜,使激光谐振腔的稳定特性不断地变化,当泵浦功率增大到某个值时,激光突然地消失,而且由热光效应感生的热聚焦现象也不复存在。这时,如果沿相反方向减小泵浦功率,则输出功率与泵浦功率的依赖关系不能沿原路返回,而是表现出滞后现象。对于寻常光(o 光)和非常光(e 光),实验上都观察到这个现象,只是两者的激光截止区域并不相同。Konvisar 等人也从理论上研究了这种滞后现象。但是,他们的理论分析与 e 光的实验结果不符合。

本文考虑了激光器多横模振荡的情况,研究了激光加热所引起的内腔元件的温度场分布和热聚焦效应。我们的分析表明,作为内腔元件的 LiNbO₃ 晶体,对于 o 光和 e 光,其与激光场无关的热聚焦常数因子并没有数量级的差异。因而,无论对于 LiNbO₃ 晶体的

* 1979 年 5 月 15 日收到。

o 光, 还是 e 光, 我们从理论上得到的激光输出功率与泵浦功率的函数关系都与 Konvisar 等人的实验曲线符合。我们也从实验上研究了 LiNbO_3 晶体的内腔热光滞后现象和热聚焦效应。使加热光束的强度及其光斑尺寸保持不变, 对 LiNbO_3 晶体进行腔外加热, 也观察到由 o 光和 e 光引起的热聚焦效应并无十分显著的差别, 这与我们的理论结果是一致的。

二

腔内非线性晶体被高斯型激光束加热而引起的温度场分布已由 Stein 和 Barry 作过研究。但是, 对于多模激光振荡远场红外花样的照相底片, 我们利用黑度计所作的分析表明, 激光束强度的横向分布更接近于阶跃函数。

晶体内稳态径向温度分布可由如下方程描述:

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{q}{\kappa} = 0. \quad (1)$$

(1) 式中 κ 为晶体的热导率, q 为单位体积内的平均吸收功率。在加热激光束具有阶跃型横向分布的情况下, 如果激光束在晶体内的光斑半径为 w , 由晶体的等效边界确定的半径为 R_0 , 则

$$q = \begin{cases} q_0 & 0 \leq r \leq w, \\ 0 & w < r \leq R_0. \end{cases}$$

晶体吸收激光所产生的总热量为

$$Q = 2\pi\beta w_R^2 l \Phi,$$

其中 l 为晶体的通光长度, Φ 为腔内 10600 \AA 波长的激光强度, w_R 为激光棒处的激光光斑半径, β 为晶体对 10600 \AA 波长的吸收系数(忽略晶体对二次谐波的吸收)。因而

$$q_0 = \frac{2\beta w_R^2 \Phi}{w^2}.$$

方程(1)应满足如下连接条件和边界条件:

1. 在 $r = 0$ 处, 温度梯度为零;
2. 在 $r = w$ 处, 温度连续和温度梯度连续;
3. 在 $r = R_0$ 处, 温度为晶体边界温度 T_0 。

根据上述条件, 求解方程(1), 得到

$$T_1 = T_0 + \frac{\beta w_R^2 \Phi}{2\kappa} + \frac{\beta w_R^2 \Phi}{\kappa} \ln \frac{R_0}{w} - \frac{\beta w_R^2 \Phi}{2\kappa} \left(\frac{r}{w}\right)^2 \quad 0 \leq r \leq w, \quad (2a)$$

$$T_2 = T_0 + \frac{\beta w_R^2 \Phi}{\kappa} \ln \frac{R_0}{r} \quad w \leq r \leq R_0. \quad (2b)$$

于是

$$\Delta T = T_{r=0} - T_{r=w} = \frac{\beta \Phi w_R^2}{2\kappa}. \quad (3)$$

激光在晶体内所感生的透镜焦距 f , 可根据径向热梯度所引起的透镜的幂次关系式得到^[3, 6]

$$f = \frac{a^2}{2(n-1)l \left(\alpha n + \frac{\partial n}{\partial T} \right) \Delta T - \frac{l(n-1)^2}{n} \left[l \left(\alpha n + \frac{\partial n}{\partial T} \right) \Delta T \right]^2 / a^2},$$

其中 a 为晶体中存在热影响的有效区域的半径, $a = \omega$, n 为晶体的折射率, $\frac{\partial n}{\partial T}$ 为晶体的折射率的温度系数, α 为晶体的线膨胀系数. 通常上式分母中的第二项是小量, 可以忽略, 并引入与激光场无关的热聚焦常数因子 d :

$$d = \frac{(n-1)l\beta \left(\alpha n + \frac{\partial n}{\partial T} \right)}{\kappa}, \quad (4)$$

因而

$$f = \frac{\omega^2}{d\Phi\omega_R^2}. \quad (5)$$

对于 LiNbO_3 晶体, 热导率 $\kappa = 0.042 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{C}^{-1[7]}$, 10600 \AA 的吸收系数 $\beta = 0.08 \text{ cm}^{-1[8]}$, 10600 \AA 的折射率 $n_o = 2.23$ (o 光) 和 $n_e = 2.16$ (e 光)^[8], 10600 \AA 的折射率温度系数 $\frac{dn_o}{dT} = 3.6 \times 10^{-6} \text{ C}^{-1}$ (o 光) 和 $\frac{dn_e}{dT} = 4 \times 10^{-5} \text{ C}^{-1}$ (e 光)^[9,10], 在 xy 面上, 晶体的线膨胀系数 $\alpha_{\perp} = 1.54 \times 10^{-5} \text{ C}^{-1}$, 沿 z 轴, 线膨胀系数 $\alpha_{\parallel} = 0.75 \times 10^{-5} \text{ C}^{-1[11]}$. 如果 y 轴切割 90° 匹配的倍频晶体通光长度为 2 cm , 则由(4)式可以计算出 o 光和 e 光的热聚焦常数因子: $d_o = 1.78 \times 10^{-4} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1}$, $d_e = 3.23 \times 10^{-4} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1}$. d_e 是 d_o 的 1.8 倍. 但是, Konvisar 等人在计算 LiNbO_3 晶体中激光感生的热焦距时, 所用的公式未计及 αn 项, 因而, 对于 o 光和 e 光, 它们的热焦距相差一个数量级.

三

图 1 所示的激光谐振腔结构, 近似地可用图 2 等效, 对于这个等效谐振腔,

$$g_1 = 1 - L/f_R, \quad (6a)$$

$$g_2 = 1. \quad (6b)$$

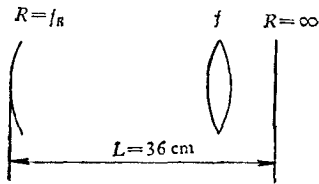


图 2 图 1 的等效谐振腔

式中 L 为谐振腔长度, 激光棒的热焦距 $f_R = \eta/P_p$, P_p 为激光器的泵浦功率.

激光棒中的基横模半径 ω_{0R} 由下式确定:

$$\omega_{0R}^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1 - g_1g_2) + Ld\Phi}}. \quad (7)$$

如果激光棒半径为 r_0 , 则谐振腔的最高阶振荡横模模数 m 为

$$m = \text{entire} \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{r_0}{\omega_{0R}} - 1 \right)^2 - 1 \right] \right\}. \quad (8)$$

正比于激光输出功率的腔内激光功率 P 和腔内激光强度 Φ 为

$$P = \pi\omega_R^2\Phi = \pi\omega_{0R}^2(2m+1)\Phi, \quad (9a)$$

$$\Phi = \Phi_s \left(\frac{P_p}{P_{th}} - 1 \right). \quad (9b)$$

这里, P_{th} 为阈值时的泵浦功率, Φ_s 为饱和激光强度.

利用 Konvisar 等人的数据: $L = 36\text{cm}$, $\eta = 70\text{cm}\cdot\text{kW}$, $r_0 = 0.15\text{cm}$, $\lambda = 10600\text{\AA}$, 由 (5)–(9) 式, 可以计算出激光谐振腔的输出功率随泵浦功率变化的函数关系 (见图 3). 对于 LiNbO_3 晶体的 o 光和 e 光, 激光输出功率和泵浦功率之间都表现出滞后现象, 而且, 在两种激光偏振状态中, 对应于 e 光的激光截止的泵浦功率较大. 这个理论分析结果与 Konvisar 等人的实验结果相符合.

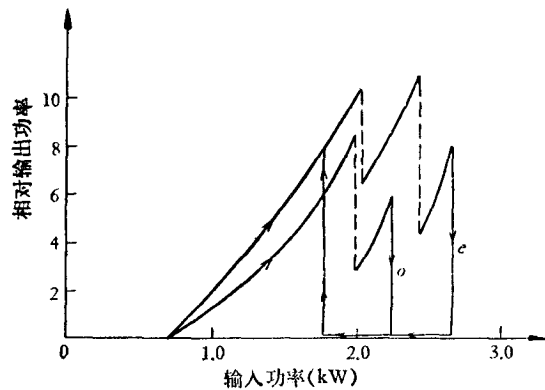


图 3 激光输出功率随输入泵浦功率变化的函数关系

--- 振荡模式跳变的情况

四

在加热光束强度和光斑尺寸保持不变的情况下, 对于激光辐射的两种偏振状态, 我们从实验上研究了 LiNbO_3 晶体的热聚焦特性. 所用的实验装置如图 4 所示. 由两根 $\text{Yag}:\text{Nd}$ 棒串接而成的连续激光器的输出光束, 经聚焦后作为加热光束, 光路中插入一片 10600\AA 的偏振膜, 以获得所需的激光偏振辐射. 在与激光光路垂直的方向上放置一个扩束的 He-Ne 探测光源, He-Ne 激光经限孔光阑后, 通过一取样反射镜与加热光束一起射至 LiNbO_3 晶体. 在 LiNbO_3 晶体后面放置一块反射镜, 它对 10600\AA 是全反射的, 而对 6328\AA 是半透明的, 通过这块反射镜的探测光束直接投射到观察屏上. 实验上所用的 y 轴切割的 LiNbO_3 晶体的尺寸是 $3 \times 1.5 \times 1.2\text{cm}^3$, 通光方向长 3cm , 激光器的输出功率在 $0-150\text{W}$ 范围内连续可调. 45° 取样反射镜对 6328\AA 的透过率为 40% , 对 10600\AA 的透过率为 78% .

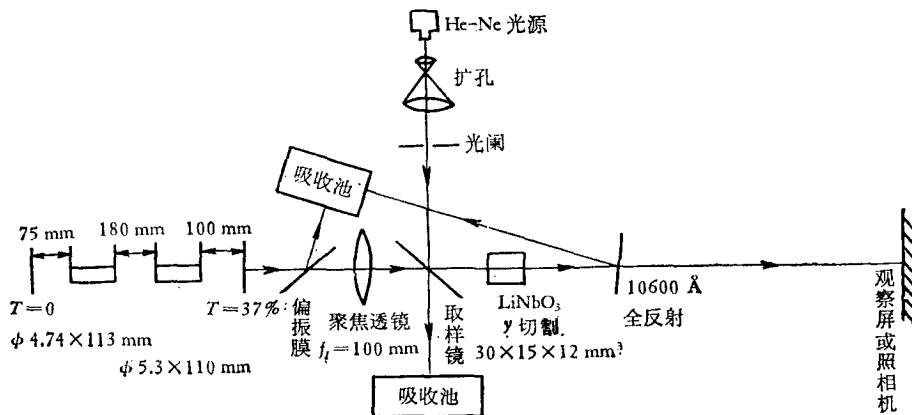


图 4 测量晶体热光效应的实验装置

我们在离 LiNbO_3 晶体 2.3m 处拍摄 He-Ne 激光束通过晶体后的畸变花样, 发现 He-Ne 探测光束明显地发散了. 当激光输出功率为 145W 时, 拍摄到的两种偏振状态的

远处光束畸变花样是不同的,在 e 光的情况下,He-Ne 激光束的畸变更大些(见图 5).

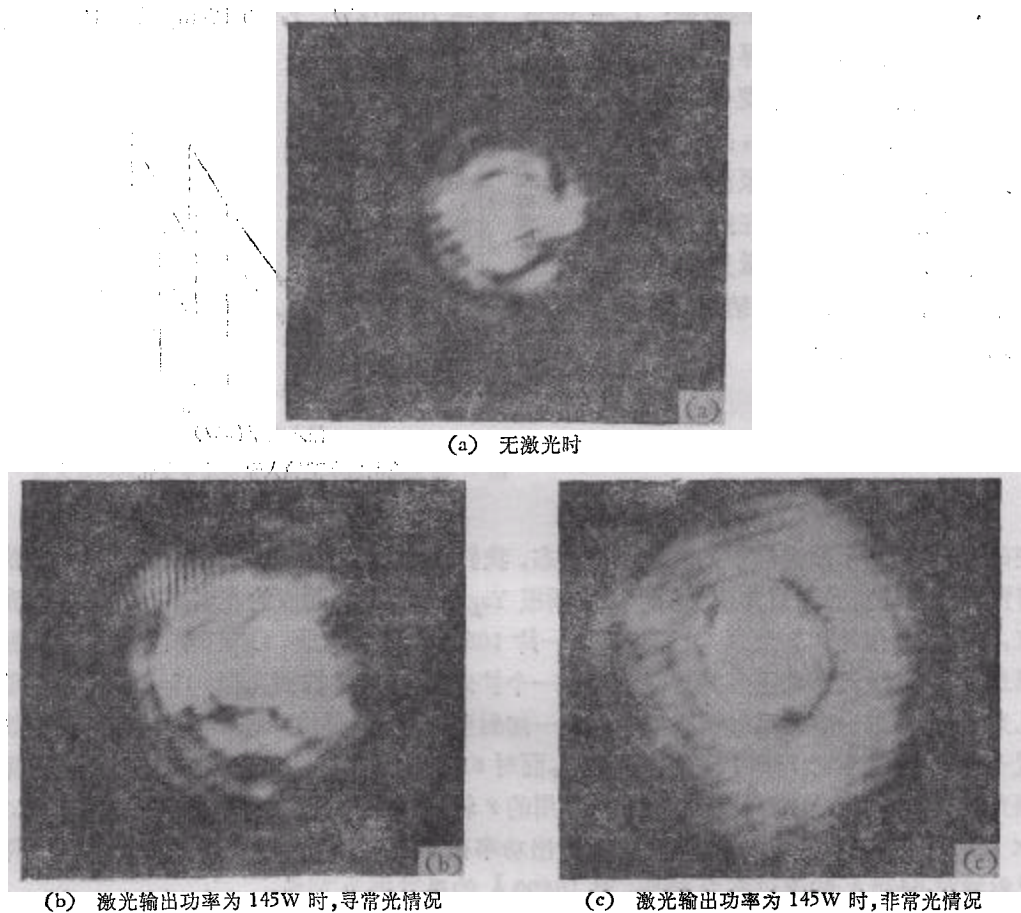


图 5 离晶体 2.3m 处拍摄的 He-Ne 激光束畸变花样

同时,对于激光的两种偏振状态,我们测量了 LiNbO_3 晶体的感应热焦距随激光输出功率变化的函数关系(图 6). 对应于 e 光的热焦距较小,但与 o 光的相比,并没有数量级的差异,两者焦距的比值为 1.3 至 1.5. 这与我们前面的分析是一致的.

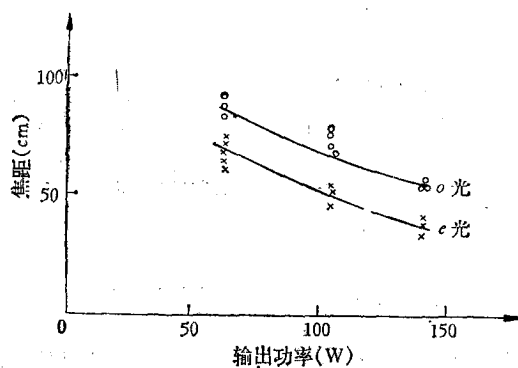


图 6 LiNbO_3 晶体的感应热焦距随激光输出功率变化的函数关系

把一块 z 轴切割的长 3cm 的 LiNbO_3 晶体 ($3 \times 1.4 \times 0.8 \text{cm}^3$) 放在一个如图 1 所示的谐振腔内, YAG:Nd 棒的尺寸为 $\phi 4.74 \times 113 \text{mm}$, 腔长 $L = 73.2 \text{cm}$, 输出反射镜的透过率为 14%, 激光输出功率用 JGK-3 功率计和 PZ4 直流数字电压表测量. 在这样的实验装置中, 不需要在腔内插入布儒斯特板就能研究 o 光的内腔热光滞后效应. 我们获得了与 Konvisar 等人的实验结果类似的输出功率-泵浦功率的依赖关系 (见图 7(a)). 同时, 我们也对这个实验进行了理论计算, 得到的结果如图 7(b) 所示, 实验与计算结果也是符合的.

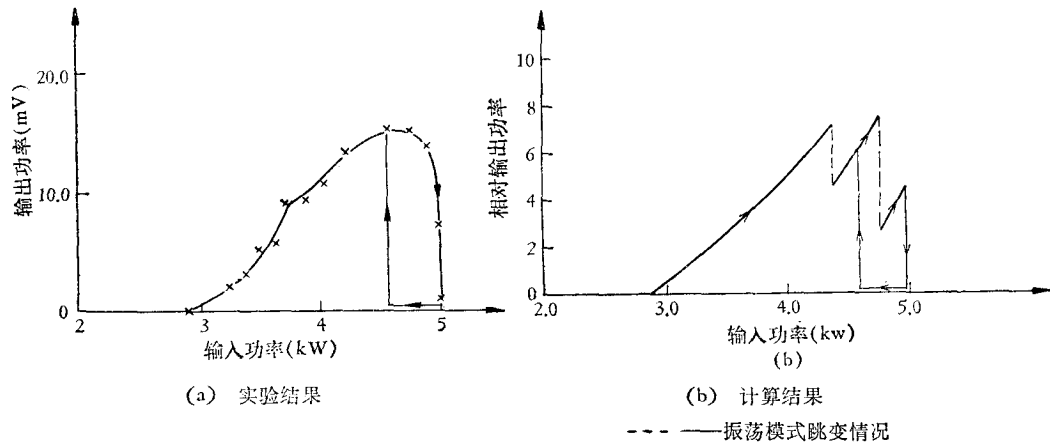


图 7 激光器的输出功率随泵浦功率变化的函数关系

最后我们还用 He-Ne 探测光束测量了上面的 z 切割 LiNbO_3 晶体的内腔热光效应. 实验装置如图 8 所示. 当激光输出功率为 5.5W 时, 在距离 LiNbO_3 晶体 7.7cm 和 2.3m 处拍摄 He-Ne 光束的聚焦花样和发散花样 (见图 9). 并且获得了 LiNbO_3 晶体的感应热焦距随激光输出功率变化的函数关系 (见图 10).

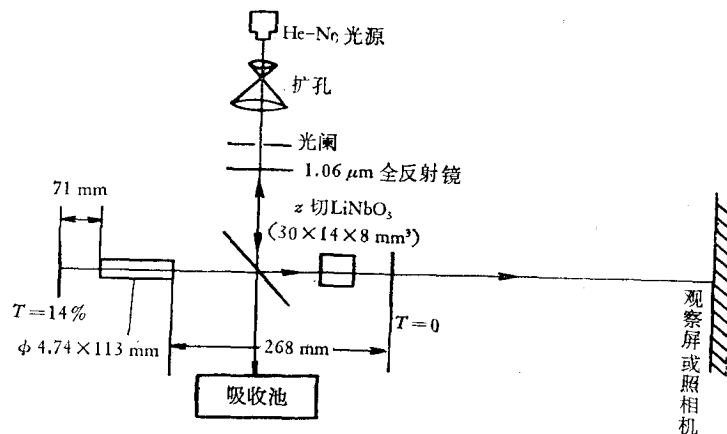


图 8 观察内腔热光效应的实验装置

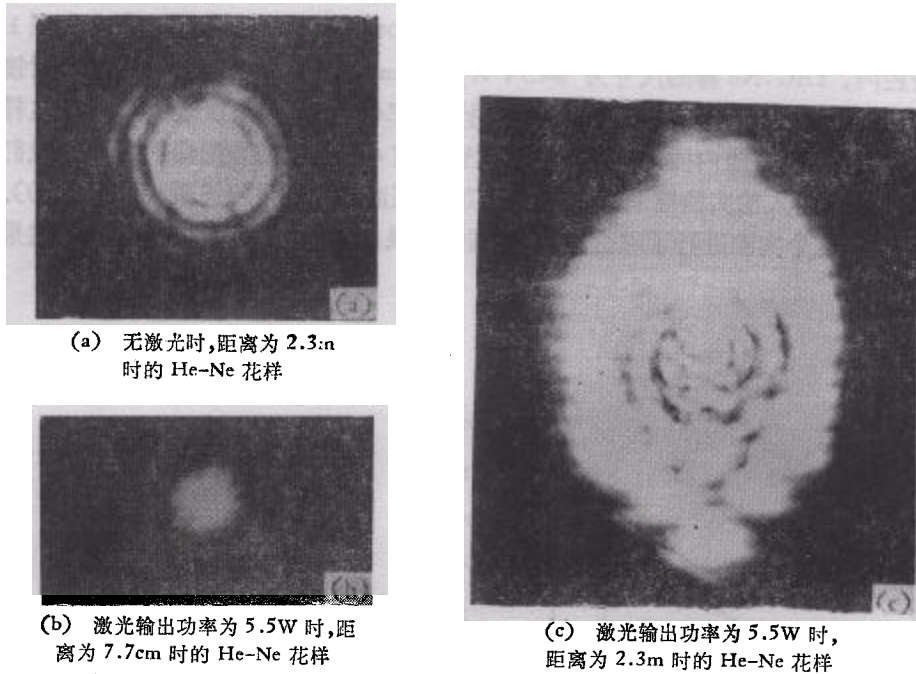


图 9 在观察内腔热光效应时, 离晶体不同距离处拍摄的 He-Ne 激光束畸变花样

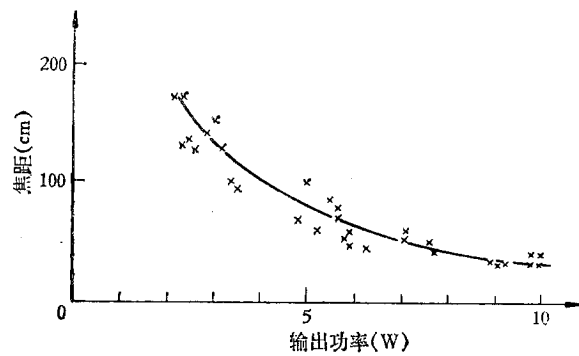


图 10 在寻常光情况下, LiNbO_3 晶体的内腔感应热焦距随激光输出功率变化的函数关系

五

利用 He-Ne 探测光束在声光介质 ZF7 玻璃和 $\text{Ba}_2\text{Na}(\text{NbO}_3)_2$ 晶体中也观察到了热光效应。在连续腔内倍频或声光锁模倍频激光器中, 以及腔内包括其他光学元件的连续激光器中, 都会出现这种效应。本文讨论了腔内光学元件因激光加热而形成的热透镜效应, 它使原来设计的光学谐振腔发生畸变, 造成了输出功率与泵浦功率之间的滞后现象。利用这个滞后现象, 可以估计光学元件的吸收系数和测量元件中的热透镜的弛豫时间。在设计激光谐振腔时, 必须对这些问题加以考虑, 激光谐振腔应设计成对热不灵敏的结构。

此外,腔内元件的热光效应还引起大的衍射损耗。例如,在 $\text{Ba}_2\text{Na}(\text{NbO}_3)_5$ 倍频锁模激光器中,这种衍射损耗除了包括热-光衍射损耗外,还有倍频损耗。前者是由感应透镜的非球面分量引起的,后者是由于热光畸变直接影响了倍频的相位匹配关系,从而使倍频效率显著降低。作为空间通讯用的激光器,即使提高 10% 的倍频功率也会带来极大的好处,所以,对这些问题的研究是十分重要的。

作者对赫光生同志在本工作中给予的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] M. Okada, S. Ieiri, *IEEE J. Quant. Electronics*, **QE-7**(1971), 469.
- [2] A. Stein, *IEEE J. Quant. Electronics*, **QE-10** (1974), 427.
- [3] J. D. Barry, C. J. Kennedy, *IEEE J. Quant. Electronics*, **QE-11** (1975), 575.
- [4] J. D. Barry, C. J. Kennedy, *J. Appl. Phys.*, **48**(1977), 2518.
- [5] P. G. Konvisar, V. Yu. Mikhailov and S. R. Rustamov, *Sov. J. Quant. Electronics*, **6**(1976), 94.
- [6] J. Steffen, J. P. Lörtscher and G. Heiziger, *IEEE J. Quant. Electronics*, **QE-8**(1972), 239.
- [7] B. B. Жданова, В. П. Ключев, В. В. Пеманов, И. А. Смирнов, В. В. Тихонов, *Физика твёрдого тела*, **10** (1968), 1725.
- [8] D. N. Nikogosyan, *Sov. J. Quant. Electronics*, **7**(1977), 1.
- [9] D. S. Smith, H. D. Riceius, *Optics Communications*, **17**(1976), 332.
- [10] G. D. Boyd, W. L. Band and H. L. Carter, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 1941.
- [11] Y. S. Kim., R. T. Smith, *J Appl. Phys.*, **40**(1969), 4637.

THE THERMO-OPTIC EFFECT OF AN OPTICAL ELEMENT IN LASER RESONATOR

YE BI-QING MA ZHONG-LIN

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

ABSTRACT

The temperature profile and thermal-focusing effect induced by a high-order transverse mode laser beam in an internal element have been analyzed. We calculate the input-output power relationship for ordinary and extraordinary waves in a LiNbO_3 crystal inside the resonator. Our calculations are in good agreement with the experimental results of P. G. Konvisar et al., and, further, revise their calculated result for extraordinary waves. The internal thermo-optic hysteresis and focusing effect are also investigated experimentally.