

圆筒激光器热应力分析

周 烽 张国轩 黄国松 王之江
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1988年6月22日收到

圆筒是固体激光器实现高平均功率输出的一种结构。本文计算了在连续或重复脉冲运转时圆筒激光介质中感应温度和热应力,求得激光器能承受的最大泵浦功率,并由此推出实心圆棒和平板条的结果。

一、引 言

自从1972年美国通用电气公司发明固体片状激光器^[1]以来,固体激光技术取得了新的进展,片状激光器已成功地应用于高峰值功率的激光核聚变系统中^[2]。80年代出现的固体板条激光器,不但可大大减轻热效应对激光输出质量的影响,而且克服了片状器件中激光放大光程短而增益低的缺点。

为了克服玻璃激光器由于工作介质导热性能差而难于提高器件输出平均功率这一技术难关,提出了运动板条玻璃激光器^[3]。其特点是激光介质运动,使闪光灯在某一瞬间泵浦板条某局部区域而产生激光,另一瞬间泵浦另一区域。局部泵浦可保持高的泵浦功率密度而获得高增益,板条运动使热负载分布于整个板上,因而可实现高平均功率输出。平动矩形玻璃板条激光器已获得几十瓦平均功率输出^[4],并正在争取实现4W输出^[5]。但是,平动结构由于在往返中有速度拐点和板条两边缘的热交换,因而实际上在板条中热负载是不均匀的,同时运动机构精度高而复杂,这也许是这种结构的器件进展不快的原因。

采用旋转圆筒可以克服上述缺点,它容易实现匀速转动,不存在边缘效应,圆筒各处热负载较均匀,机械结构紧凑而简单。从热效应观点上看,旋转圆筒是最理想结构。

矩形板条的热效应已有系统的分析^[6,7],而圆筒热效应至今尚未见报道。本文对圆筒的热效应进行理论分析,求解了连续和重复脉冲泵浦时的热传导方程,求得圆筒的温度分布,结果表明,玻璃激光器泵浦脉冲频率在1Hz以上时,达到稳态时的温度与连续泵浦稳态温度分布之间的波动约为1%,当频率在5Hz以上时,波动小于0.3%。因此,当器件泵浦脉冲周期小于1s时,可用连续稳态温度代替脉冲运转时的温度,这将使问题简化。求解热应变所满足的拉梅方程,得到热应力和圆筒所能承受的最大泵浦功率。而实心圆棒和平板条的结果可看成是该式的两个特例。最后给出了现有各种不同几何形状工作物质在连续或重复脉冲运转时所能承受的最大输入电功率,并与实验数据相符。

二、圆筒的温度分布

1. 热传导方程

忽略圆筒通光端面热交换,将圆筒视为无限长. 设其内外半径分别为 a 和 b , 如图 1 所示. 设泵浦在单位时间输入到单位工作物质体积内的热量为 Q , 圆筒导热系数为 λ , 其内外侧面与冷剂接触, 表面热交换系数为 H , 在初始时刻, 圆筒内温度为零, 冷剂温度为零. 热传导方程为

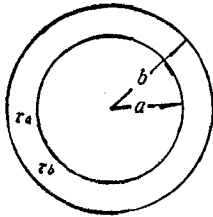


图 1 玻璃圆筒

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \theta^2} + \frac{Q}{\lambda} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \tau}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\text{初始条件} \quad \tau(r, \theta, 0) = 0, \quad (2)$$

$$\text{边界条件} \quad \left. \frac{\partial \tau}{\partial r} \right|_{r=a} = h_a \tau|_{r=a}, \quad \left. \frac{\partial \tau}{\partial r} \right|_{r=b} = -h_b \tau|_{r=b}, \quad (3)$$

式中

$$h_a = H_a/\lambda, \quad h_b = H_b/\lambda.$$

虽然热传导方程的求解已相当成熟,但方程(1)仍难于得到解析解. 我们假定:

1) 圆筒在整个周长上均匀受热, 温度与角度坐标 θ 无关, 即

$$\frac{\partial \tau}{\partial \theta} = 0;$$

2) 圆筒壁厚 ($b - a$) 很小, 可以认为泵浦的加热在圆筒内部是均匀的, 即

$$\frac{\partial Q}{\partial r} = 0;$$

3) 圆筒壁厚 ($b - a$) 很小, 可以认为内外侧面的热交换相同, 即

$$H_a = H_b = H.$$

在上述模型下求解方程(1). 对磷酸盐激光玻璃, $\lambda = 0.0056 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, 比热 $c = 0.75 \text{ J/g} \cdot \text{K}$, 密度 $\rho = 2.5 \text{ g/cm}^3$, H 取值为 $0.6 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}^{[8]}$, $h = 100 \text{ cm}^{-1}$, 热扩散系数为

$$\kappa = \frac{\lambda}{\rho c} = 0.003 \text{ cm}^2/\text{s}.$$

圆筒内半径 $a = 5.8 \text{ cm}$, 外半径 $b = 6.6 \text{ cm}$.

2. 连续泵浦

设泵浦功率是恒定的, 用拉普拉斯变换求解得到圆筒温度

$$\tau(r, t) = \tau_0 - \frac{Q}{4\lambda} \left(r^2 - c^2 \ln \frac{r}{a} \right) + \frac{Q}{4\lambda} \sum_n \frac{A_n}{h^2 + \mu_n^2} R_0(\mu_n r) e^{-\kappa \mu_n^2 t}, \quad (4)$$

式中

$$\tau_0 = \frac{Q}{4\lambda} \left[a^2 - \frac{2a}{h} + \frac{c^2}{ah} \right];$$

$$c^2 = \frac{2a + 2b + h(b^2 - a^2)}{1/a + 1/b + h \ln b/a};$$

$$\rho_n = \frac{hJ_0(\mu_n a) + \mu_n J_1(\mu_n a)}{hJ_0(\mu_n b) - \mu_n J_1(\mu_n b)};$$

$$A_n = \frac{\mu_n}{\rho_n^2 - 1} \left[\frac{4h}{\mu_n^2} (\rho_n - 1) + c^2 \left(h \ln \frac{b}{a} + \frac{\rho_n}{b} + \frac{2 - \rho_n}{a} \right) - (b + a)(hb - ha + 2) \right];$$

$$R_0(\mu_n r) = [\mu_n J_1(\mu_n a) + hJ_0(\mu_n a)]Y_0(\mu_n r) - [\mu_n Y_1(\mu_n a) + hY_0(\mu_n a)]J_0(\mu_n r);$$

J_n, Y_n 分别为第一、二类贝塞耳函数; μ_n 为本征方程

$$[\mu J_1(\mu a) + hJ_0(\mu a)][\mu Y_1(\mu b) - hY_0(\mu b)] - [\mu Y_1(\mu a) + hY_0(\mu a)][hJ_0(\mu b) - \mu J_1(\mu b)] = 0 \quad (5)$$

的第 n 个正根。为了估算 μ_n 可采用如下近似:

$$J_m(\mu_n a) \approx \left(\frac{2}{\pi \mu_n a} \right)^{1/2} \cos \left(\mu_n a - \frac{m}{2} \pi - \frac{\pi}{4} \right),$$

$$Y_m(\mu_n a) \approx \left(\frac{2}{\pi \mu_n a} \right)^{1/2} \sin \left(\mu_n a - \frac{m}{2} \pi - \frac{\pi}{4} \right).$$

将上两式代入(5)式并化简得

$$\frac{h}{\sqrt{h^2 + \mu_n^2}} = \sin \left[\frac{\mu_n}{2} (b - a) \right]. \quad (6)$$

由(4)式可知,当

$$t > t_b = \frac{1}{\kappa \mu_1^2} \quad (7)$$

时,含时间的项可忽略,温度达到稳定状态

$$\tau(r) = \tau_0 - \frac{Q}{4\lambda} \left(r^2 - c^2 \ln \frac{r}{a} \right). \quad (8)$$

由(6),(7)式可求得温度达到稳定状态时的时间,表 1 给出了不同壁厚的玻璃圆筒的特征时间 t_b 。图 2 和图 3 分别给出了不同表面热交换系数时的特征时间与壁厚的关系和热平

表 1 圆筒玻璃的特征时间 ($h = 100 \text{cm}^{-1}$)

| $(b - a)(\text{cm})$ | 0.4 | 0.6 | 0.8 |
|-------------------------|------|------|------|
| $\mu_1(\text{cm}^{-1})$ | 7.48 | 5.06 | 3.83 |
| $t_b(\text{s})$ | 6.0 | 13.0 | 22.4 |

衡时的温度分布。当表面热交换系数较大时,温度分布与第一类热传导边界条件相同。

3. 重复脉冲泵浦

设泵浦脉冲持续时间为 T_1 , 周期为 T_0 的矩形脉冲,如图 4 所示,即

$$Q(t) = \begin{cases} Q & NT_0 \leq t \leq NT_0 + T_1; \\ 0 & NT_0 + T_1 \leq t \leq (N + 1)T_0, \end{cases}$$

式中

$$N = 0, 1, 2, \dots$$

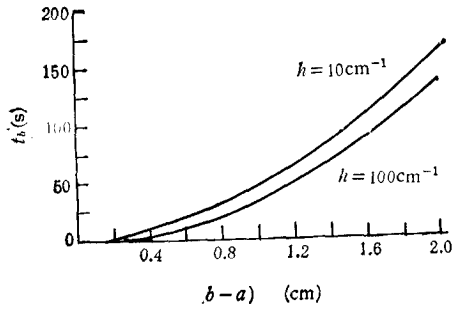


图2 t_b 与壁厚的关系

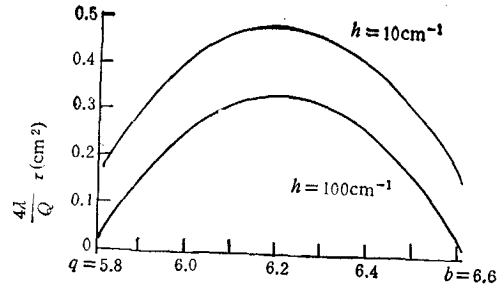


图3 圆筒温度分布

为脉冲重复次数。在这条件下,方程(1)的解为

$$\tau(r, t) = \begin{cases} \frac{Q}{4\lambda} \sum_n B_n \left\{ 1 - \left[e^{-k\mu_n^2 NT_0} + \frac{e^{k\mu_n^2 T_1} - e^{k\mu_n^2 T_0}}{1 - e^{k\mu_n^2 T_0}} (e^{-k\mu_n^2 NT_0} - 1) \right] e^{-k\mu_n^2 t} \right\} & 0 \leq t \leq T_1; \\ \frac{Q}{4\lambda} \sum_n B_n \frac{(1 - e^{k\mu_n^2 T_1})(e^{k\mu_n^2 T_0} - e^{-k\mu_n^2 NT_0})}{1 - e^{k\mu_n^2 T_0}} e^{-k\mu_n^2 t} & T_1 \leq t \leq T_0, \end{cases} \quad (9)$$

式中

$$B_n = \frac{A_n}{h^2 + \mu_n^2} R_0(\mu_n r).$$

当 $t > t_b$ 时,可以不考虑在此之前 N 个脉冲的影响而达到热平衡,其温度分布为

$$\tau(r, t) = \begin{cases} \tau_b - \frac{Q}{4\lambda} \sum_n B_n \frac{e^{k\mu_n^2 T_1} - e^{k\mu_n^2 T_0}}{1 - e^{k\mu_n^2 T_0}} e^{-k\mu_n^2 t} & 0 \leq t \leq T_1; \\ \tau_b - \frac{Q}{4\lambda} \sum_n B_n \left(1 - \frac{e^{k\mu_n^2 T_0} - e^{k\mu_n^2 (T_0 - T_1)}}{1 - e^{k\mu_n^2 T_0}} e^{-k\mu_n^2 t} \right) & T_1 \leq t \leq T_0, \end{cases} \quad (10)$$

式中 τ_b 为连续运转时的热稳态温度分布,

$$\tau_b = \tau_0 - \frac{Q}{4\lambda} \left(r^2 - c^2 \ln \frac{r}{a} \right).$$

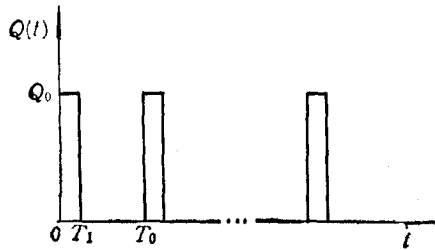


图4 泵浦脉冲波形

(10)式表明,达到热平衡时的温度分布与脉冲宽度 T_1 , 周期 T_0 , 脉冲占空时间 $(T_0 - T_1)$ 有关,而与材料性质无关.对玻璃圆筒激光器,当 $T_1 = 0.3\text{ms}$ 重复脉冲频率为 1Hz 时计算得到的温度分布与连续运转时的稳态温度分布之间的波动约为 1% ,当频率为 5Hz 时,波动小于

0.3% .因此,对热传递路程约 1cm 的玻璃激光器,脉冲频率在 1Hz 以上的温度分布可用连续运转时的热稳态分布.这将给热应力的求解带来极大的方便.

三、圆筒的热应力

为求解激光器达到热稳态时的热应力,引入热应变位移函数 u ,它满足拉梅方程^[9]

$$\begin{aligned}
 (\lambda_1 + 2G) \frac{d\varepsilon}{dr} - (3\lambda_1 + 2G)\alpha \frac{d\tau}{dr} &= 0, \\
 (\lambda_1 + 2G) \frac{d\varepsilon}{dz} &= 0,
 \end{aligned} \tag{11}$$

式中 $\varepsilon = \varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\theta\theta} + \varepsilon_{zz}$
 为热应变及其坐标分量,

$$\varepsilon_{rr} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r u_r}{\partial r} \right), \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z},$$

u_r, u_θ, u_z 为位移函数的坐标分量; λ_1 和 G 为拉梅系数. 利用应力-应变关系^[10]

$$\sigma_{ik} = 2G\varepsilon_{ik} + (\lambda\varepsilon - \beta\tau)\delta_{ik}, \tag{12}$$

式中 $\beta = \alpha E / (1 - \nu)$,

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & i = k \\ 0 & i \neq k \end{cases} \quad i, k = r, \theta, z,$$

α, E, ν 分别为激光材料的热膨胀系数、杨氏模量和泊松比. 由(11), (12)式和边界条件

$$\sigma_{rr}(a) = \sigma_{rr}(b) = 0,$$

求得圆筒的热应力

$$\begin{aligned}
 \sigma_{rr}(r) &= \frac{\alpha E}{2(1-\nu)} \left[\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \bar{\tau} - \overline{\tau(r)} \right], \\
 \sigma_{\theta\theta}(r) &= \frac{\alpha E}{2(1-\nu)} \left[\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \bar{\tau} + \overline{\tau(r)} - 2\tau(r) \right], \\
 \sigma_{zz}(r) &= \frac{\alpha E}{1-\nu} [\bar{\tau} - \tau(r)],
 \end{aligned} \tag{13}$$

式中 $\bar{\tau} = \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b \tau(r) r dr, \quad \overline{\tau(r)} = \frac{2}{r^2} \int_a^r \tau(r) r dr.$

将(8)式代入(13)式得到自由端面下圆筒内的热应力

$$\begin{aligned}
 \sigma_{rr}(r) &= \frac{Q}{16M_s} \left[r^2 - \Lambda \frac{a^2 b^2}{r^2} - 2c^2 \ln \frac{r}{a} + \Gamma^2 \right], \\
 \sigma_{\theta\theta}(r) &= \frac{Q}{16M_s} \left[3r^2 + \Lambda \frac{a^2 b^2}{r^2} - 2c^2 \ln \frac{r}{a} + \Gamma^2 - 2c^2 \right], \\
 \sigma_{zz}(r) &= \frac{Q}{8M_s} \left[2r^2 - 2c^2 \ln \frac{r}{a} + \Gamma^2 - c^2 \right],
 \end{aligned} \tag{14}$$

式中 $M_s = \frac{1-\nu}{\alpha E} \lambda, \quad c^2 = \frac{2a + 2b + h(b^2 - a^2)}{1/a + 1/b + h \ln b/a},$
 $\Lambda = \frac{2c^2}{b^2 - a^2} \ln \frac{b}{a} - 1, \quad \Gamma^2 = \Lambda b^2 - a^2.$

当圆筒内径 $a = 0$ 时, $c = 0, \Lambda = 1, \Gamma^2 = b^2, 2c^2 \ln \frac{r}{a} = 2b^2$, 这时圆筒内表面面积为零, 不存在热交换. 由(14)式可得许多文献已给出的实心圆棒在均匀加热和侧面冷却条件下的热应力^[2]

$$\sigma_{rr}(r) = \frac{Q}{16M_s} (r^2 - b^2),$$

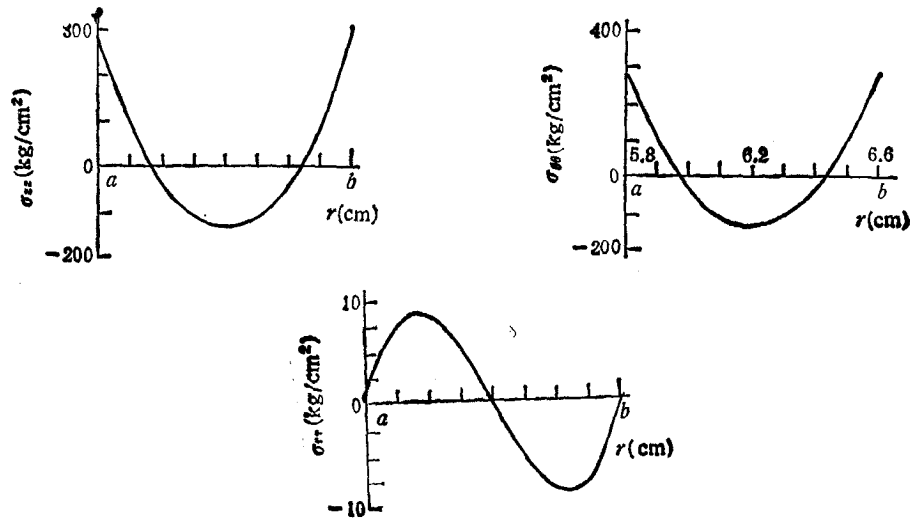


图5 玻璃圆筒的热应力 $Q = 3.2\text{W/cm}^3$; $h = 100\text{cm}^{-1}$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = \frac{Q}{16M_s} (3r^2 - b^2),$$

$$\sigma_{zz}(r) = \frac{Q}{8M_s} (2r^2 - b^2).$$

当 $h \rightarrow \infty$ 时, 得到第一类热传导边界条件时的热应力, 这时(14)式中

$$c^2 = \frac{b^2 - a^2}{\ln b/a}, \quad \Lambda = 1, \quad \Gamma^2 = b^2 - a^2.$$

图5给出了磷酸盐玻璃圆筒的热应力分布。

四、激光器输入平均功率极限

热应力计算结果表明, 在圆筒外表面上张应力最大

$$\sigma_s = \frac{Q}{8M_s} \xi^2, \quad (15)$$

式中
$$\xi^2 = \frac{(\Lambda + 3)b^2 + (\Lambda - 1)a^2}{2} - \left(1 + \ln \frac{b}{a}\right) c^2.$$

当表面张应力 σ_s 达到材料强度极限 σ_{\max} 时, 激光介质发生断裂, 这时激光介质所承受的发热功率密度为

$$Q_{\max} = 8R_s/\xi^2, \quad (16)$$

式中 $R_s = M_s \sigma_{\max}$.

当圆筒内半径 $a = 0$ 时, $\xi^2 = b^2$, 求得半径为 b 的实心圆棒能承受的最大发热功率密度

$$Q_{\max}^I = 8R_s/b^2. \quad (17)$$

当圆筒半径为无穷大时,

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \xi^2 = \frac{2}{3} (b - a)^2,$$

求得厚度 $t = b - a$ 的平板能承受的最大发热功率密度为

$$Q_{\max}^s = 12R_s/t^2. \quad (18)$$

(17), (18)式与文献[6]给出的结果相同。合并(16)–(18)式得到现有激光器能承受的最大发热功率密度为

$$Q_{\max} = R_s/\kappa_s^2 \quad (19)$$

式中 R_s 为由激光介质决定的热冲击参数, κ_s^2 为由器件结构决定的参数

$$\kappa_s^2 = \begin{cases} b^2/8 & \text{实心圆棒;} \\ \xi^2/8 & \text{圆筒;} \\ t^2/12 & \text{平板条。} \end{cases}$$

(19)式表明, 激光器承受的最大泵浦功率决定于激光材料的物理性质和器件结构。表 2 给出了各种激光材料的物理参数, 表 3 给出了几种材料在不同器件结构时的最大发热功率密度。

表 2 不同材料的物性参数

| 物性 材料 | ν | $\lambda(10^{-3}\text{W}/\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$ | $\alpha(10^{-6}/^\circ\text{C})$ | $E(10^6\text{kg}/\text{cm}^2)$ | $M_s(10^{-3}\text{W} \cdot \text{cm}/\text{kg})$ | $\sigma_{\max}(\text{kg}/\text{cm}^2)$ |
|-------------------|-------|---|----------------------------------|--------------------------------|--|--|
| N0330 | 0.23 | 10.1 | 8.0 | 0.760 | 1.280 | 940 |
| N2130 | 0.27 | 5.6 | 12.0 | 0.564 | 0.604 | 650 |
| YAG | 0.30 | 130.0 | 7.8 | 3.173 | 3.670 | 2100 |
| GSGG | 0.15 | 80.0 | 7.8 | 2.100 | 4.150 | 1700 |
| LiYF ₄ | 0.33 | 60.0 | 10.0 | 0.765 | 5.350 | 340 |

表 3 最大发热功率密度 $Q_{\max}(\text{W}/\text{cm}^2)$

| 材料 | | YAG | N0330 | N2130 |
|-----------------------|---------------------------|-----|-------|-------|
| 器件 | $R_s(\text{W}/\text{cm})$ | 7.7 | 1.2 | 0.4 |
| | $\kappa_s^2(\text{cm}^2)$ | | | |
| 实心圆棒 $b = 4\text{mm}$ | 0.020 | 385 | 85 | 20 |
| 平板 $t = 8\text{mm}$ | 0.053 | 145 | 23 | 7.5 |
| 圆筒 $a = 58, t = 8$ | 0.054 | 143 | 22 | 7.4 |

在实际激光器中, 激光介质由于内部缺陷和残余应力的存在, 所能承受的最大功率负载要小于理论极限。许多实验结果表明^[41], 在理论极限一半以下运转是安全的, 因此实际器件最大输入功率密度

$$P_{\max} \leq \frac{R_s}{2\chi\kappa_s^2}, \quad (20)$$

χ 为发热功率与灯泵浦的功率之比, 一般取值为 5–7%^[3]之间。用直径 1cm, 长 12cm 的

N0330 激光圆棒的实验表明, 当泵浦平均功率达到 3kW 时, 激光棒发生断裂, 其功率负载为 $310\text{W}/\text{cm}^3$, 用(20)式计算得到的 P_{\max} 应小于 $275\text{W}/\text{cm}^3$, 理论和实验很好地相符。

五、讨 论

计算结果(表3)说明, 实心圆棒单位体积的泵浦功率极限最高, 但由于实心棒工作物质体积受半径和长度的限制, 因而整根棒体积不可能很大, 一般在 10cm^3 以下, 输出平均功率只能达到几十瓦水平。圆筒和板条的优点在于工作物质体积原则上不受限制, 虽然单位体积热负载比实心圆棒低, 但整个工作物质可以运动, 容易获得高平均功率输出, 输出功率只受闪光灯本身负载的限制。圆筒和板条器件的另一优点在于光线在板内沿 π 字形传播, 可大大减轻热透镜和热应力双折射对激光波面的干扰, 使输出激光质量显著提高^[6,7]。

平动矩形板条玻璃激光器已提出多年, 目前进展不快, 其根本原因在于技术上的困难。因为板条必须冷却, 这给运转机构带来较大的困难, 平板在谐振腔内运动, 运动机构精度要求甚高, 平动带来的热负载不均匀不但影响器件的输出功率, 也影响光束质量。圆筒激光器可克服以上缺点, 可望实现高平均功率运转。但是, 圆筒玻璃的加工比较困难, 要实现 π 字形光传播必须采用特殊谐振腔结构, 这也是圆筒的最大缺点。

在设计圆筒玻璃激光器时, 考虑到长期稳定运转, 实际功率负载应按(20)式计算, 根据设计要求的输出平均功率确定工作物质体积, 根据闪光灯参数, 确定圆筒长度, 为提高负载能力, 圆筒壁厚应小于 0.6cm, 最后可确定圆筒的半径。

由于激光玻璃的受激辐射截面较 YAG 小得多, 要获得高增益, 要求较高的泵浦功率密度, 这与玻璃的低热负载能力相矛盾。实际考虑器件时, 必须在两者之间取折中, 为了提高增益, 只能降低各局部泵浦区域的工作频率, 因此要获得高平均功率输出, 必须增加工作物质的体积。目前获得大尺寸的优质激光玻璃已没有任何困难, 这正是旋转圆筒激光器生命力的保证。

激光器最大输入功率的理论计算结果与实验结果相符合, 为连续或高重复率激光器的设计提供了重要的理论基础。

- [1] W. S. Martin, J. P. Chernoch, US Patent 3 633 126, (1972).
- [2] See E. G., W. Koechner, Solid State Laser Engineering, Springer-Verlag, New York, (1976).
- [3] T. J. Kane, R. L. Byer, *J. Opt. Soc. Am.*, 72(1982), 1755.
- [4] Santanu Basu, R. L. Byer, *Opt. Lett.*, 11(1986), 617.
- [5] Santanu Basu *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-22(1986), 2052.
- [6] J. M. Eggleston *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-20(1984), 289.
- [7] T. J. Kane *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-21(1985), 1195.
- [8] W. Koechner, *J. Appl. Phys.*, 44(1973), 3162.
- [9] 徐宏文著, 应力分析, 科学出版社, (1964).
- [10] B. A. Boley, J. H. Weiner, *Theory of Thermal Stresses*, John Wiley & Sons, (1960).
- [11] 叶碧青, 马忠林, 光学学报, 2(1982), 425.

THERMAL STRESSES IN HOLLOW CYLINDER LASERS

ZHOU FENG ZHANG GUO-XUAN HUANG GUO-SONG WANG ZHI-JIANG

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

ABSTRACT

The hollow cylinder is a geometry to provide high average power outputs for solid state lasers. The pumping induced temperature distribution and thermal stresses in such a glass cylinder are calculated for continuously and repetitively pumping operations. The analytical expression of maximum pumping power is given, from which the results for rod and slab lasers can be derived.