

高功率横流 CO₂ 激光器高反膜 耦合窗口 ZnSe 热形变 理论和实验研究*

程兆谷 程 亚 王润文 杨宝春 陈 刚 许世忠

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 给出高功率横流 CO₂ 激光器高反膜红外耦合窗口 ZnSe 的热形变理论和实验。在合理近似条件下, 导出了 ZnSe 窗口温度分布和热形变的理论表达式。理论和实验相符。

关键词 高功率横流 CO₂ 激光器, 高反膜, 耦合窗口, 热形变。

1 引 言

高功率 CO₂ 激光器的红外耦合窗口一般都采用周边水冷的方法来冷却。对横流 CO₂ 激光器而言, 为取得最佳耦合, 红外耦合窗口(以下简称腔片)的内表面必须镀增反膜, 而外表面镀 100% 的增透膜。在高达数千瓦甚至数万瓦的高功率 CO₂ 激光作用下, 其内表面的增反膜、基底本身和外表面的增透膜三部分的吸收引起的热变形对输出光束质量产生巨大的影响, 严重时会导致红外耦合窗口的破坏。

2 高反膜红外耦合窗口 ZnSe 热形变理论分析

由于 ZnSe 基底的吸收系数小, 仅为 $5 \times 10^{-4}/\text{cm}$ 量级, 对可见光透明, 便于调整光路, 因而是高功率 CO₂ 激光器理想的耦合窗口材料。对于千瓦到五千瓦级的高功率横流 CO₂ 激光器而言, 其腔片内表面高反膜的反射率高达 65%~85%。显而易见, 它所承受的激光功率比输出功率高 3~5 倍, 甚至更高。另一方面, 一般情况下, 内表面高反膜的吸收系数比外表面增透膜要大 1~2 倍或更高。在上述前提下, 忽略 ZnSe 腔片本身和外表面增透膜吸收的影响, 仅考虑其内表面高反膜的吸收, 理论和实验表明是可行的。

图 1 中 $z = 0$ 的面为 ZnSe 镀高反膜内表面, $z = l$ 的面为镀增透膜的外表面。为简便起见, 令激光束在 ZnSe 腔片上的半径 a 与周边水冷套的半径相等, 水温为 T_w 。 $z = 0$ 的面承受高功率 CO₂ 激光, 其吸收的部分形成不变的热流 q 。腔片内的温度分布 $T(r, z)$ 由解下列传导

* 福特-中国研究与发展基金资助项目。

收稿日期: 1994 年 3 月 28 日; 收到修改稿日期: 1994 年 5 月 9 日

方程获得

$$\frac{\partial T(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = 0.$$

边界条件为, $-k \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = q$, $\frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=l} = 0$,

$T(r, z) \Big|_{r=a} = T_w$, 方程解析解为

$$T(r, z) = T_w + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\text{ch} [\mu_n(l-z)/a]}{\text{sh}(\mu_n \cdot l/a)} J_0(\mu_n \cdot r/a) \quad (1)$$

式中, $A_n = 2aq/k\mu_n^2 J_1(\mu_n)$, $q \approx \beta P_L/\pi a^2 T$, 式中 μ_n 为零阶贝塞尔函数 $J_0(\mu) = 0$ 的根, $J_1(\mu_n)$ 为一阶贝塞尔函数的值, P_L 为激光输出功率, T 为 ZnSe 的透过率, k 为 ZnSe 的热导率, β 为高反膜的吸收系数。

理论计算结果表明, ZnSe 腔片在高功率 CO₂ 激光作用下, 其内部温度分布如图 1 所示。它是轴对称的, 中心温度最高, 周边与水冷套接合处维持水温 T_w , 而外表面的温度与内表面相比要低得多。

由(1)式可知, ZnSe 腔片在高功率激光作用下沿光轴 z 方向的增长 $\Delta l(r)$ 可表达为,

$$\Delta l(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \beta' A_n \frac{J_0(\mu_n \cdot r/a)}{\text{sh}(\mu_n \cdot r/a)} \int_0^l \text{ch} [\mu_n(l-z)/a] dz \quad (2)$$

式中, β' 为 ZnSe 腔片基底的线膨胀系数。

对(2)式做定积分后, 求得 ZnSe 腔片在高功率激光作用下, 径向位置 r 处的轴向增长 $\Delta l(r)$ 为,

$$\Delta l(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta' A_n a}{\mu_n} J_0(\mu_n/a \cdot r) \quad (3)$$

由(3)式和(1)式可得,

$$\Delta l(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\beta' \beta P_L}{\pi k \mu_n^3 J_1(\mu_n) T} J_0(\mu_n/a \cdot r) \quad (4)$$

(4)式表明 ZnSe 腔片的热形变正比于激光输出功率 P_L , 高反膜的吸收系数 β , 以及基底本身的热膨胀系数 β' , 反比于基底材料的热导率 k 和腔片的透过率 T 。从(4)式还可知, 对于 ZnSe 腔片中心 ($r=0$) 点, 变形量达极大值, 为,

$$\Delta l(0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\beta' \beta P_L}{\pi k \mu_n^3 J_1(\mu_n) T} \quad (5)$$

从(5)式可知, ZnSe 腔片中心的热变形量与通光口径的半径 a 无关, 对于相同的输出功率和相同的高反膜的反射率, 腔片的热变形随光斑直径变小导致功率密度变大而增加, 另一方面, 其中心的冷却条件随周边冷却水套半径减小而得到改善, 这二者相互抵消。事实上, 上面的求解假定了通过 ZnSe 腔片的激光束能量分布是均匀的, 如果输出激光束为 TEM₀₀ 模, ZnSe 腔片中心的热变形比上述计算结果还要偏大一些。

由(4)式经数值计算可知, 腔片热形变使该腔片内表面近似为一曲率半径为 R 的球面, 由简单的几何关系, 可以推出

$$R = \frac{a^2}{2 \Delta l(0)} \quad (6)$$

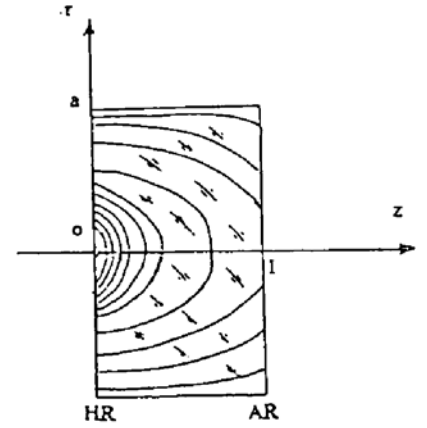


Fig. 1 Temperature distribution within a ZnSe coupler

这里 a 为周边水冷套半径, 该近似要求与实验条件接近, 为了加强昂贵的 ZnSe 窗口的冷却效果, 采用小尺寸的 ZnSe 窗口, 其周边水冷的有效通光口径与选模光阑的口径匹配。从(3)式到(6)式可知, 在上述近似条件下, 红外耦合窗口在高功率 CO₂ 激光作用下的热变形量与其本身厚度 l 无关。这是因为 ZnSe 基底本身的吸收系数很小, 可以忽略。

举例, ZnSe 的热膨胀系数 $\beta' = 8.5 \times 10^{-6}/k$, 高反膜的吸收系数 $\beta = 0.005$, 激光输出功率 $P_L = 3800 \text{ W}$, ZnSe 的热导率 k 为 $0.18 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$, 腔片的透过率 $T = 0.20$, 输出光斑半径 $a = 1.0 \text{ cm}$ 。将上述参量代入公式(5), 可求得 ZnSe 腔片中心的最大变形量 $\Delta l(0) \approx 3.8 \times 10^{-4} \text{ cm}$ 。理论计算和实验证明, ZnSe 窗口的外表面的热变形可忽略。由此, 将 $\Delta l(0)$ 之值代入公式(6), 可知, ZnSe 腔片内表面由原来的平面变形为凸面, 其曲率半径 $R \approx 14.0 \text{ m}$ 。

3 高反膜 ZnSe 腔片热形变实验验证

由于 ZnSe 腔片对可见光是透明的, 因此在数千瓦 CO₂ 激光输出过程中, 可以通过一束 He-Ne 光来定量检测 ZnSe 腔片内外表面的变形量。

一束波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光束以小角度 i 入射 ZnSe 腔片镀增透膜的外表面, 经折射达镀高反膜的内表面, 经内表面反射后由镀增透膜的外表面出射。设 ZnSe 腔片的原有加工面为一平行平板, 由简单的几何关系, 很易求得, 由 ZnSe 外表面和内表面反射的两光斑之间的间隔 δ 为,

$$\delta = l \frac{\sin 2i}{n_0 \cos \varphi} \quad (7)$$

这里 φ 为折射角, n_0 为 ZnSe 之折射率。

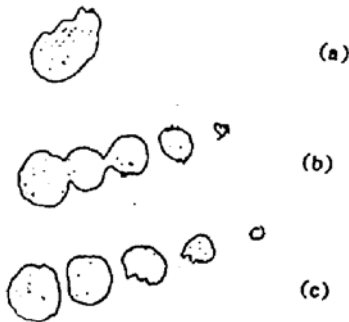


Fig. 2 Reflection spots of He-Ne laser beam by both surfaces of the ZnSe coupler under different output powers, (a) zero, (b) 2.8 kW, (c) 3.8 kW

在距 ZnSe 腔片距离为 L 处用一屏来接收并记录由 ZnSe 外、内表面反射的 He-Ne 光点, 而以外表面反射的光斑之中心位置设为 1 点, 由内表面反射而由外表面出射的第一个光斑的中心位置为 2 点。其后续光束在接收屏上的中心位置依次为 3、4、5... 点, 由实验和理论分析可得出如下结果:

1) 激光器处于大气状态, ZnSe 腔片无大气压力差作用。记录 1、2、3、4... 点。由(7)式可知, 如果入射角 i 足够小, 例如 $i \leq 10^\circ$, ZnSe 腔片厚度 $l = 4 \text{ mm}$, 折射率 $n_0 = 2.4$, 则上述光斑二者之间的间隔相等, $\delta \leq 1 \text{ mm}$ 。实际这系列光斑组成一个团, 如图 2(a)所示。

2) 激光器抽真空后, 充上合适的混合气体, 一般为 $5 \sim 10 \text{ kPa}$, 仔细观察由 ZnSe 外表面反射的 1 号光斑位置的变化。观察表明, 1 号光斑及 2 号和后续光斑的位置变化趋于零, 表明大气压力引起的 ZnSe 外表面和内表面的压力变形可以忽略。也如图 2(a)所示。

3) 在高功率 CO₂ 激光输出情况下, 观察镀增透膜的外表面和镀高反膜的内表面热形变随激光输出功率的变化。

随着激光输出功率的增加, 腔片外表面和内表面反射的系列光斑不再“抱团”, 而逐渐从

原来位置移开, 移动速度和激光功率增加的速度相一致, 光斑之间的间距逐渐变大, 如图 2 (b)、(c)所示。而且光点 1 和 2, 2 和 3, …之间的间隔越来越大。

十分重要的一点是, 甚至当激光输出功率高达 2.8 kW 和 3.8 kW 时, 由 ZnSe 外表面反射的 He-Ne 光斑 1 之中心位置与无激光输出时相比较, 无明显变化, 如图 2 所示。这说明在高功率 CO₂ 激光作用下, ZnSe 腔片镀膜增透膜的外表面热变形很小, 可以忽略。这与上面的理论分析一致。

由 ZnSe 腔片外表面和其内表面反射的第一个光斑二者之间的距离可以确定内表面的变形量, 如图 2 和图 3 所示。

如果 He-Ne 光束的入射角为 i , 折射角为 φ , 则

$$\frac{\sin i}{\sin \varphi} = n_0 \left[1 + \frac{dn}{dT} \Delta T(r_1, l) \right] \quad (8)$$

这里 r_1 、 l 为 He-Ne 光入射点的坐标, dn/dT 为折射率温度系数。由图 3 可知,

$$\varphi' = \alpha + \varphi \quad (9)$$

式中 φ' 为 He-Ne 光束对于 ZnSe 内表面的入射角, α 为 He-Ne 光对内表面的入射点 A 与内表面热变形球面之球心 O 的连线与 ZnSe 腔片光轴之交角。由内表面反射的 He-Ne 光入射外表面的入射角为 i' ,

$$i' = \alpha + \varphi' \quad (10)$$

由外表面出射的 He-Ne 光之折射角 i'' 为,

$$\frac{\sin i''}{\sin i'} = n_0 \left[1 + \frac{dn}{dT} \Delta T(r_2, l) \right] \quad (11)$$

由图 3 可知, 如果 He-Ne 反射光接收和记录屏离腔片的距离为 L , 由 ZnSe 外、内表面反射的光斑 1 和光斑 2' 两者中心距离 δ' 为,

$$\delta' = L(\operatorname{tg} i'' - \operatorname{tg} i) + (r_1 - r_2) \quad (12)$$

式中 r_1 和 r_2 分别为 He-Ne 光入射点和出射点之坐标,

$$r_1 - r_2 \cong l(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi') \quad (13)$$

由于 He-Ne 光的入射角 i 足够小, 腔片的温升不太高, 一般情况下, ΔT 小于 250° K, $dn/dT = 64 \times 10^{-6}/\text{K}$, 在此近似条件下, 由(8)~(13)式, 可以求得由腔片外表面反射的光点 1 和由热形变的内表面反射的光点 2' 之间的距离 δ' 为

$$\delta' = 2n_0 \alpha L + l(\alpha + 2i/n_0) \quad (14)$$

由(14)式可知, 当 $\alpha = 0$ 时, 腔片为一平行平板, $\delta' = l \cdot 2i/n_0$, 与(7)式所得结果一致。

当实验确定了光斑 1 和 2' 二者之间的距离 δ' 时, 腔片内表面热形变之曲率半径 R 为 $R = r_0/\operatorname{tg} \alpha$, 如图 3 所示, 当入射角 i 足够小, $r_0 \approx r_1$, 由(14)式可知, ZnSe 腔片内表面热形变后的曲率半径 R 为

$$R = (2n_0 r_1 L) / \delta' \quad (15)$$

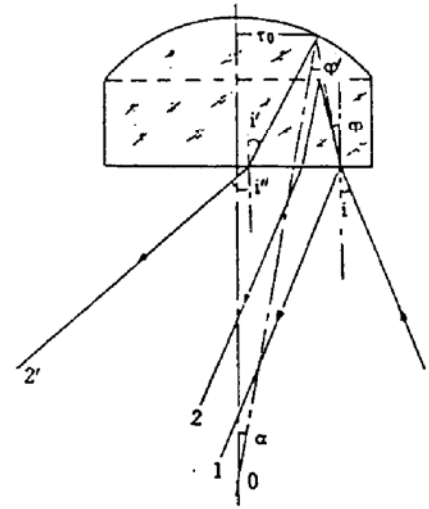


Fig. 3 Geometry of thermal distortion of a ZnSe coupler
beam 2; without CO₂ laser output; beam 2'
; with high power CO₂ laser output

当 ZnSe 腔片为一平行平板时, 内外表面反射的光斑之间间距 δ' 趋于零, 内表面之曲率半径 R 趋于无穷大。

举例, 当入射角 $i = 5^\circ$, He-Ne 光入射 ZnSe 腔片的外表面的位置 $r_1 = 10.0$ mm, ZnSe 的折射率 $n_0 = 2.4$, 接收屏距离 $L = 3000$ mm, 反射光斑 1 和 2' 之间距离 δ' 随激光输出功率增大而增加, 如图 2 所示。当输出功率分别为 2.8 kW 和 3.8 kW 时, δ' 分别为 7.0 mm 和 10.0 mm。由公式(15)可知, 高反膜内表面的热形变曲率半径 R 分别为 20.6 m 和 14.4 m。这与由理论计算公式(6)所求得的结果很符合。总之, 由于吸收引起的热形变对激光器的选模特性和输出光束质量带来十分重要的影响。由于篇幅限制, 将另文发表。

Thermal Distortion of ZnSe Output Coupler with HR Coatings in High Power Transverse Flow CO₂ Lasers

Cheng Zhaogu Cheng Ya Wang Runwen Yang Baochun
Chen Gang Xu Shizhong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 28 March 1994; revised 9 May 1994)

Abstract Thermal distortion of ZnSe output couplers with high reflector (HR) coatings in high power transverse flow CO₂ lasers is studied theoretically and experimentally. Under the condition of reasonable approximation, approximate formulae of temperature distribution and thermal distortion of the ZnSe output couplers are derived. The theory coincides well with the experimental results.

Key words high power transverse flow CO₂ laser, HR coatings, output coupler, thermal distortion.