

铜蒸气激光器热透镜特性的分析与测量

华仁忠 梁培辉 叶 韧 沈琪敏 雷建求

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

摘要 本文用光束偏转法和干涉法分别测量了以熔石英为窗口材料的铜蒸气激光器及其窗口的热透镜效应。实验表明:铜蒸气激光器工作时的等效热透镜由放电管内气体负透镜和窗口的正透镜复合而成,理论分析与实验结果相符。

关键词 铜蒸气激光,热透镜

1 引 言

铜蒸气激光器工作时的热透镜效应,不仅影响光束质量,而且使多台器件组成的振荡-放大系统的效率下降,因此有必要仔细地分析其成因和规律。Zharikov 等测得他们的器件为负透镜^[1],并就放电管内的气体作了分析;而 Dixit, Bhatnagar, Amit 等在调节非稳腔时发现,为使光束准直输出,必须缩短腔长^[2~6]。这意味着铜蒸气激光器工作时等效于一正透镜;我们的铜蒸气激光器在输入电功率为 4 kW 时也有百米左右的正透镜效应^[7]。为了解释上述实验结果的差异,我们注意到熔石英窗口在放电管中径向不均匀的辐射下由温度梯度导致的正透镜效应。基于气体和窗口的复合透镜模型解释了我们的实验结果。

2 热透镜的分析

器件的热透镜源于工作时放电气体的负透镜效应和窗口的正透镜效应,下面分别从热力学的角度进行分析。

2.1 工作时等离子体放电气体的负透镜效应

放电管是圆对称的。据文献[8,9],输入功率可认为均匀分布在放电管内,且气体的径向温度分布为

$$T(r) = \left[T_{\text{wall}}^{m+1} + \frac{P(m+1)}{4\lambda_0} (R^2 - r^2) \right]^{1/(m+1)} \quad (1)$$

其中 T_{wall} 为管壁温度, P 为输入功率密度, λ 为气体的热传导系数, R 为放电管半径。取 $m = 0.639$, $\lambda_0 = 1.27 \times 10^{-3}$ (MKS)^[9], 以上的温度分布与文献[10]的实验结果相符合。

对于低温放电气体,采用文献[1]的分析方法。状态方程为

$$P = N(r) kT(r) \quad (2)$$

式中 P 为放电管内气体压强, k 为玻尔兹曼常数, $N(r)$ 是距离轴心 r 处的气体密度。

气体介质的折射率 $n(r)$ 与 $N(r)$ 的关系可由 Gladston-Dale 公式写出

$$n(r) = 1 + C_{\text{equ}} N(r) \quad (3)$$

其中 C_{equ} 为等效 $G-D$ 常数。在铜蒸气激光器中 C_{equ} 主要由 Ne 气决定^[1]。Ne 气压升高时, C_{equ} 也有所上升。

设激光器两窗口间距离为 l , 且假设温度分布在轴向变化造成的偏差不大, 则由(1), (2), (3) 式, 平行传播时, 距轴心 r 处的光线经过放电管后与通过轴心的光束相比, 光程差为 $\delta_{\text{gas}}(r)$

$$\delta_{\text{gas}}(r) = l[n(0) - n(r)] = -\frac{lC_{\text{equ}} p}{k} \left[\frac{1}{T(r)} - \frac{1}{T(0)} \right] \quad (4)$$

其中 $T(0)$ 为轴心处的温度

$$T(0) = \left[T_{\text{wall}}^{(m+1)} + \frac{P(m+1)}{4\lambda_0} R^2 \right]^{1/(m+1)} \quad (5)$$

当 r 与 R 相比较小时

$$\frac{P(m+1)r^2}{4\lambda_0 T(0)^{(m+1)}} \ll 1$$

$\delta_{\text{gas}}(r)$ 可作如下近似

$$\delta_{\text{gas}}(r) = -\frac{lC_{\text{equ}} p}{k} \left\{ \frac{1}{T(0) \left[1 - \frac{P(m+1)r^2}{4\lambda_0 T(0)^{(m+1)}} \right]^{1/(m+1)}} - \frac{1}{T(0)} \right\} \approx -\frac{lC_{\text{equ}} p P}{4\lambda_0 k T(0)^{(m+1)}} \times \frac{r^2}{T(r)} \quad (6)$$

2.2 窗口吸收辐射后的正透镜效应

熔石英窗口对激光吸收很少, 窗口的温度分布由放电管内气体的热传导和窗口对放电管内辐射的吸收及窗口周围的边界条件决定。达到热平衡时, 温度场的分布是圆对称的。取柱坐标系 (r, z, φ) , 原点在窗口内表面中心, z 轴沿放电管轴心向外。窗口温度分布可用多项式近似表示成

$$T(r, z) = T(0, z) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(z) r^{2n} \quad (7)$$

其中 $T(0, z)$ 为垂直轴心且距原点 z 处的平面上的温度最高点。对中间温度高, 边缘温度低的热分布, $a_1(z) < 0$, $a_2(z), a_3(z)$ 等决定了实际温度分布与抛物线型分布的偏离。

对石英窗口, 其厚度 $d \leq 0.5D$ 时 (D 为窗口半径), 满足薄样品近似。在近似认为径向和切向应力双折射效应相等时, 光线经过窗口后的光程差 $\delta_{\text{win}}(r)$ 为^[15]

$$\delta_{\text{win}}(r) = d\delta T(r) [dn/dT + (n-1)a(1+v) + n^3 a P' / 2] \quad (8)$$

其中 $\delta T(r) = \frac{1}{d} \int_0^d [T(0, z) - T(r, z)] dz = \frac{1}{d} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^d [-a_n(z)] dz r^{2n}$ (9)

$\delta T(r)$ 是窗口中心和距中心 r 处的平均温度差。 dn/dT 是折射率温度系数, a 为线性膨胀系数, v 为泊松比, P' 为光弹系数。为了表达简洁, 令

$$b_n = \int_0^d [-a_n(z)] dz \quad (10)$$

$$w_k = dn/dT + (n-1)a(1+v) + n^3 a P' / 2 \quad (11)$$

于是有 $\delta_{\text{win}}(r) = w_k \sum_{n=1}^{\infty} b_n r^{2n}$ (12)

对熔石英来说, $dn/dT \approx 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, $a = 0.35 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ^[11], $v = 0.17$ ^[12], $P' = 0.2$ ^[13], 可

见 w_k 中 dn/dT 起决定作用。

2.3 复合热透镜效应

在放电气体和窗口的热透镜焦距远大于器件长度时,用光焦度来描述等效光学系统的状况是方便的。设 F 为总的热透镜焦距, $\delta_{\text{tot}}(r)$ 为总的光程差,则

$$\frac{1}{F} = 2 \frac{\delta_{\text{tot}}(r)}{r^2} \quad (13)$$

$$\delta_{\text{tot}}(r) = \delta_{\text{gas}}(r) + 2\delta_{\text{min}}(r) \quad (14)$$

由式(6),(12),(13),(14)可得总的热透镜的光焦度为

$$\frac{1}{F} = - \frac{lC_{\text{equ}} pP}{2\lambda_0 k T^{m+1}(0)} \times \frac{1}{T(r)} + 4w_k \left(b_1 + \sum_{s=1}^{\infty} b_{s+1} r^{2s} \right) \quad (15)$$

气体热透镜与输入电功率的关系比较复杂,在温度场不变时,其光焦度与气压成正比。窗口的热透镜光焦度表达式中, b_1 项表示温度以抛物线分布时,热透镜焦距与 r 无关, b_2, b_3 等项反映了热透镜的非二次型性质,也即热透镜焦距在径向不均匀。

3 热透镜的测量

总的热透镜用光束偏转法测量,测量装置如图 1(a) 所示, He-Ne 激光经带有小孔的望远镜扩束准直后照射到带有 3 个直径为 4.5 mm 小孔的挡光板上。通过挡光板后的三束光排列在一直线上,中心光束通过放电管中心,另两束光距轴心分别为 r_1 和 r_2 。分光镜用于消除铜蒸气激光超辐射的干扰。经反射镜和滤光片后,三束光入射到 1024 元的光电二极管列阵面上。二极管列阵面与光束的空间关系如图 1(a) 所示。光束在列阵面上的衍射图样为圆孔的夫朗和费衍射。由 Model 4400 Boxcar 沿图中 AB 对光强分布进行采样。采样通过十次平均以减小放电扰动的影响。以爱里斑中心强度处作为光束中心,由三束光的中心可定出 r_1, r_2 及它们经过热透镜后的偏转量 Δ_1, Δ_2 。

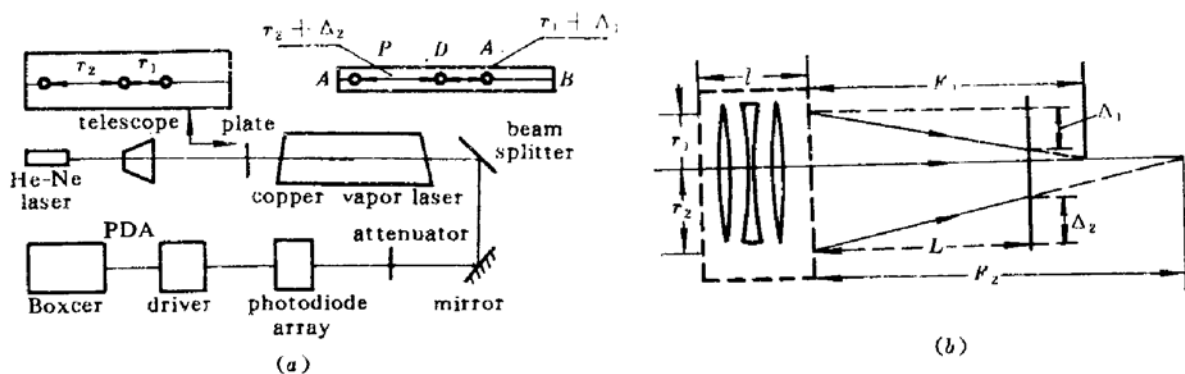


Fig. 1

(a) Schematic diagram of the apparatus for measuring the thermal lens of the copper vapor laser;

(b) Schematic diagram for calculating focal lengths

计算热透镜焦距的示意图见图 1(b)。实验中,铜蒸气激光器长度为 $l = 1.5$ m,放电电极内径 $2R = 35$ mm,电极间距 890 mm,熔石英窗口直径 $D = 70$ mm,厚度 $d = 6$ mm。从铜蒸气激光器到光电二极管列阵面的距离为 $L = 21$ m, $r_1 = 6.20$ mm, $r_2 = 9.13$ mm。对于百米量级的热透镜,可将激光器看成一等效薄透镜,由图中的几何关系,不同半径处的热透镜焦距为

$$F_i = L(r_i/\Delta) \quad (i = 1, 2) \quad (16)$$

上述测量方法的误差主要由光束中心点的定位误差造成,光焦度误差为 $\pm 1 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ 。

对于窗口的热透镜效应,用图 2(a) 的干涉法进行观察和测量,其中 BS 为一面增透,一面半透半反的分光镜。图 2(b) 中经过准直后的平行光在窗口前后两表面反射后,在接收面上形成干涉图样。实际使用的窗口有一定的劈角,其大小可由未加电时的平行干涉条纹求出。放电工作时,窗口热透镜主要由 dn/dT 决定,窗口形变很小,故可认为窗口前后表面保持平面。干涉条纹由窗口前表面反射的平面波和经过窗口后表面反射的略有倾斜的会聚球面波干涉而成,其中会聚波由平面波来回两次经过窗口热透镜的作用形成。因此,导致这个会聚球面波的热透镜焦距 F'_{\min} 相当于两层窗口热透镜的复合焦距。干涉场中各点的光程差由斜劈和热透镜造成的光程差叠加而成。对于这种干涉的分析可参考文献[14]。在图 6(b) 中, O 为窗口几何中心, D 为干涉图的中心暗(亮)斑, A 为相对 D 点第 K 级暗(亮)环上的一点, AD 平行于未加电压时干涉条纹的方向。 A 和 D 点由斜劈引起的相对光程差为零。当倾角很小,观察屏与窗口的距离 (1.5 m) 又远小于窗口热透镜焦距时,忽略热透镜的径向不均匀,并设反射的球面波由焦距为 F'_{\min} 的等效热透镜产生,由薄透镜的光程差公式(13) 及图 6(b) 中窗口几何中心与偏心干涉圆环中心的几何关系,可用下式计算窗口等效热透镜焦距 F'_{\min}

$$F'_{\min} = r_k^2 / 2K\lambda \quad (17)$$

λ 为 He-Ne 激光波长, r_k 为图中 AD 长度。

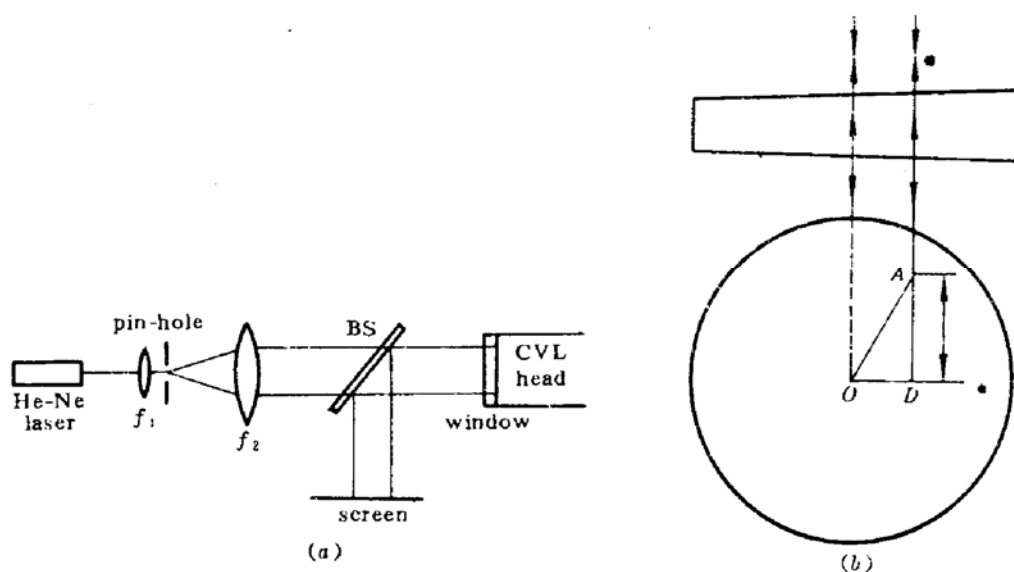


Fig. 2

(a) Schematic diagram of the interferometer for measuring the thermal lens of the fused silica windows;

(b) Schematic of the interferogram

在长焦距、薄透镜近似下, F'_{\min} 与激光器两层窗口的热透镜的复合焦距相等,在后面的讨论中将不再说明。

4 实验结果及讨论

图 3 为相同气压时,不同输入电功率下热透镜动态变化过程。刚加电时,放电管内形成一

个瞬时负透镜,其大小与输入电功率和放电管内初始条件有关。随着放电时间的增加,气体负透镜和窗口的正透镜逐渐随热平衡的建立达到平衡。为了验证气体透镜的特性,图 3 中虚线右侧为停止放电后的热透镜变化情况。由于窗口的热透镜不能迅速变化(这可从干涉图中证实),而放电管内温度梯度迅速减弱,从图中正透镜效应的增强可以推断出工作时气体呈一负透镜效应。

达到热平衡时器件的热透镜效应见图 4。随着输入电功率的增加,窗口的正透镜效应增强,气体负透镜由式(6)决定,总的热透镜效应由负变正,且不同半径处其数值不同。输入电功率低时气体负透镜起主导作用,反之窗口正透镜起主导作用。

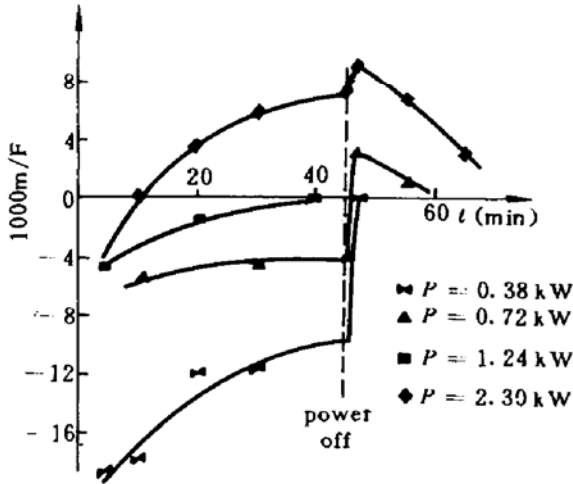


Fig. 3 The temporal evolution of the thermal lens at different input powers at measuring point r_2 ; $p = 10$ Pa

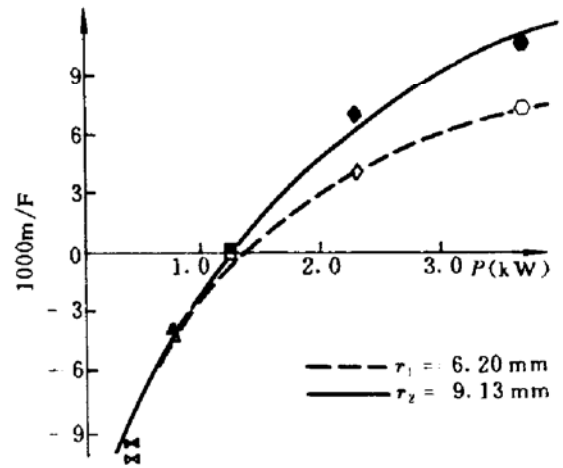


Fig. 4 Dependences of the thermal lens on input power at two measuring points r_1, r_2 ; $p = 10$ Pa

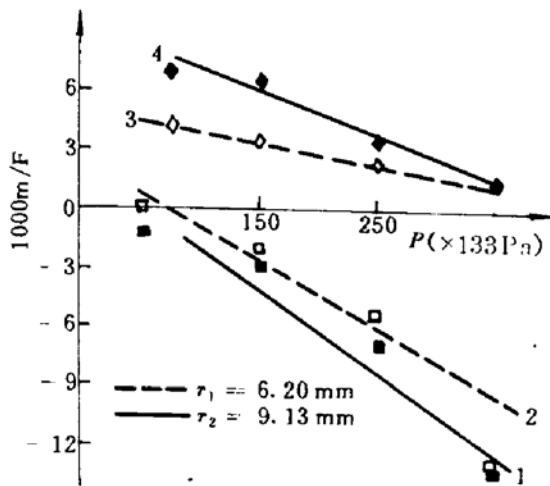


Fig. 5 Dependences of the thermal lens on gas pressure at two measuring points r_1, r_2 when input powers are 1.24 kW (1,2) and 2.3 kW (3,4)

在输入电功率相同,而气压不同时,由于气体的热导率仅与温度有关, $\lambda = \lambda_0 T^m$ [8],若功率分布及边界条件不变,则温度场分布可认为是不变的,窗口正透镜不变,而气体负透镜效应随气压升高而增强。总的热透镜效应的变化在图 5 中可以看出。

图 6 为窗口热透镜引起的干涉条纹的典型变化。其中图 6(a) 是未加电前的干涉图。窗口本身的斜劈形成基本平行的直条纹。随着输入功率的增加,窗口的形变越来越严重,见图 6(b), (c)。在平行于原条纹的方向,可用式(17)估算热透镜焦距。

最后,我们就 $P = 3.76$ kW, $p = 10$ kPa 时的情况作一估算。此时窗口热透镜焦距可由图 6(c) 算出。取 $K = 4$ 时, $r_1 = 19.5$ mm, 则

$F'_{\min} = 75$ m。在式(6)中, C_{equ} 由文献[12]中查得并换算后约为 $2.6 \times 10^{-30} \text{ m}^{-3}$ 。设 $T_w = 1500$ °C, 则中心温度为 3232 °C。 r_2 处, 气体热透镜为 -400 m。两热透镜复合为 92 m 的正透镜。这

与图 4 中给出的实验结果是一致的。

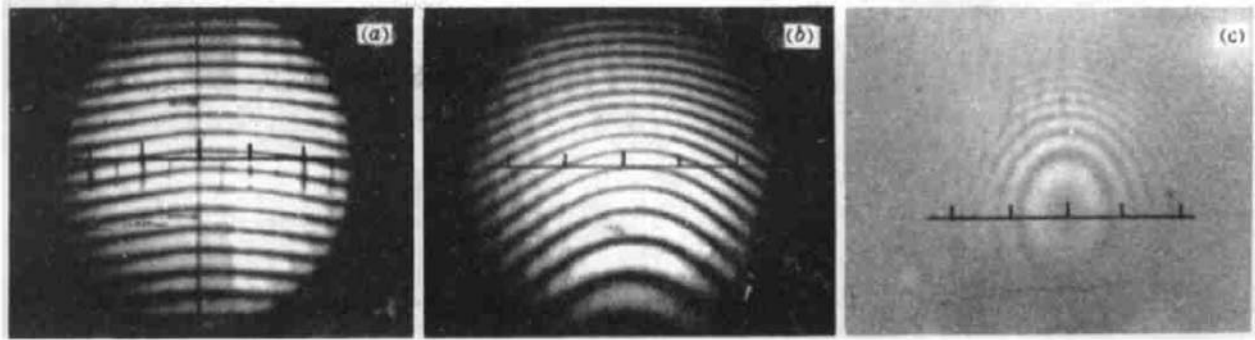


Fig. 6 Typical interferograms of one window for input power of 0 (a), 1.24 (b), and 3.76 kW (c); $p = 10$ kPa

致谢 感谢浙江大学姚志欣教授有益的讨论。感谢徐毓光和徐德衍老师在测量方面的指导。

参 考 文 献

- 1 V. M. Zharikov, V. V. Zubov *et al.*. *Sov. J. Quant. Elect.*, 1984, 14(5) : 623
- 2 S. K. Dixit, B. Singh *et al.*. *Opt. Lett.*, 1990, 15(8) : 429
- 3 R. Bhatnagar, S. K. Dixit *et al.*. *Opt. Commun.*, 1989, 74(1,2) : 93
- 4 R. Bhatnagar, S. K. Dixit *et al.*. *Opt. Commun.*, 1991, 82(5,6) : 557
- 5 S. K. Dixit, J. K. Mittal *et al.*. *Opt. Commun.*, 1992, 88(4,5,6) : 397
- 6 M. Amit, S. Lavi *et al.*. *Opt. Commun.*, 1987, 82(2) : 110
- 7 沈琪敏, 梁培辉. *光学学报*, 1987, 7(2) : 112
- 8 M. J. Kusher, B. E. Warner. *J. Appl. Phys.*, 1983, 54(6) : 2970
- 9 L. B. Direktor, M. M. Malikov *et al.*. *High Temperature*, 1983, 21(1) : 146
- 10 William, A. Molander. *SPIE*, 1989, 1041 : 11
- 11 李景镇 主编. *光学手册*. 陕西: 陕西科技出版社, 1985, 1292, 1337
- 12 饭田修一等. *物理学常用数表*, 北京: 科学出版社, 1987, 25, 162
- 13 R. W. Dixon. *J. Appl. Phys.*, 1967, 38 : 5149
- 14 陈邹生, 高应股. *光学学报*, 1984, 4(7) : 593
- 15 C. A. Klein, *Opt. Eng.*, 1990, 29(4) : 343

Characteristics Study of Thermal Lens in a Copper Vapor Laser

Hua Renzhong Liang Peihui Ye Ren Shen Qimin Lei Jianqiu

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

Abstract The thermal lenses in operating copper vapor lasers and in the fused silica windows were measured by using of the deflection method and the interferometer method respectively. Experimental results show that the overall thermal lens is composed of a negative lens in the discharge gas and two positive lenses in two pieces of laser windows. Theoretical analysis agrees well with experimental results.

Key words copper vapor laser, thermal lens