

热透镜对铜蒸气激光振荡器与放大器输出光的影响

沈琪敏 梁培辉 华仁忠

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 用几何光学传输矩阵方法分析和讨论了热透镜对铜蒸气激光非稳腔振荡器和放大器输出特性的影响, 获得了与实验相符的计算结果, 并提出了在振荡-放大链内热透效应的补偿方法.

关键词 铜蒸气激光, 热透镜, 矩阵光学方法, 补偿.

1 引 言

铜蒸气激光(CVL)作为一种高增益、高功率激光器, 在许多方面已获得重要应用. 为了获得良好的光束质量和更高的激光功率, 普遍采用高倍率非稳腔和多级放大. 然而, 由于铜蒸气激光的自加热特性, 在工作时其放电管和窗口呈现明显的热透镜效应^[1~3], 这不仅影响系统的光束质量, 而且降低振荡-放大效率. 铜蒸气激光的输出一般为 5~10 kHz 重复率、20~50 ns 脉宽的激光脉冲, 光束由自发辐射成长为非稳腔模式在腔内只有几个来回的时间. 虽然讨论腔内有热透镜的稳定谐振腔理论已经很成熟, 但是处理既有热透镜又未达到自洽模输出的非稳腔还缺乏普遍的分析. 本文采用几何光学的传输矩阵方法, 分析和讨论了热透镜效应及其对铜蒸气激光非稳谐振腔和行波放大输出特性的影响.

2 铜蒸气激光的热透成因及特性^[2,3]

纵向放电自加热式铜蒸气激光管一般是由内径为 R_0 、长为 l_0 的陶瓷管, 两端为空心圆柱形钨电极和石英窗口构成. 工作时, 放电加热使激光管内气体产生中心高边缘低的近似圆对称的温度径向分布, 典型为轴心气体温度高于 3000 °C, 管壁温度约 1600 °C. 由于热传导和热辐射, 导致熔石英窗口在热平衡时也有中心高边缘低的温度径向分布. 温度的径向梯度使管内气体产生一个负透镜效应, 同时, 对于石英窗口则产生一个正透镜效应. 实验和理论结果表明, 在稳定工作状态下, 石英窗口的正透镜效应远大于气体负透镜效应, 总效果呈正透镜特性. 理论和实验表明, 对于放电管口径为 30 mm、长度为 ~1 m、重复率为 6 kHz、平均输出功率为 10~20 W 的铜蒸气激光器, 在正常工作(输入功率 3~4 kW)时, 具有正透镜效

应, 其焦距为 60~400 m, 视输入功率而定. 热透镜的成因及特性的详细分析和讨论, 另文发表^[2,3].

3 热透镜对非稳腔振荡器的影响

如前所述, 铜蒸气激光器的热透镜焦距一般为 10^2 m 量级, 比谐振腔长度大两个数量级; 同时, 激光器输出光束直径为 30 mm, 比腔长小两个数量级. 因此, 在分析中可作薄透镜近似和傍轴近似, 并采用几何光学的传输矩阵方法.

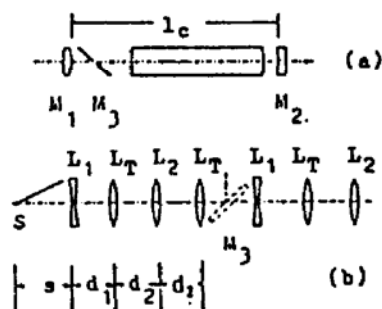


Fig. 1 Schematic diagram of the positive branch unstable resonator (a), and its equivalent periodic lens series (b)

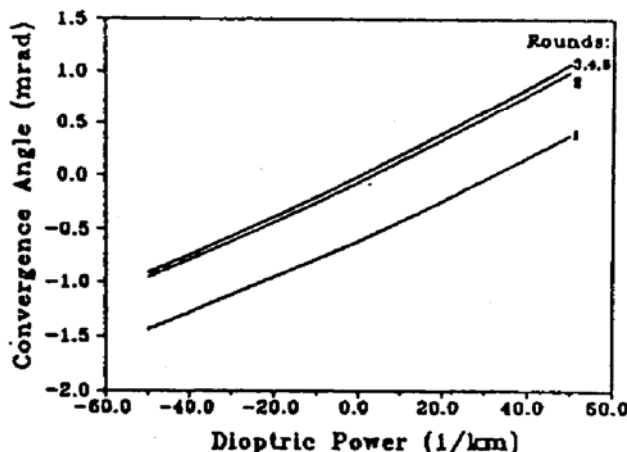


Fig. 2 Dependences of the convergence angle of output beam on dioptric power of the thermal lens of CVL, with $l_c = 2.25$ m, $M = 10$, $R_1 = -0.5$ m, $R_2 = 5$ m

对于图 1(a)所示的倍率为 M 的正支非稳腔, 可把它等效为图 1(b)所示的周期透镜序列, 其中 $l_c = d_1 + d_2$, d_1, d_2 分别为热透镜与反射镜 M_1, M_2 之间的距离; L_1, L_2 分别为反射镜 M_1, M_2 的等效透镜, 其焦距相应为 $f_1 = R_1/2, f_2 = R_2/2$ (R_1, R_2 为球面镜曲率半径); L_T 为等效热透镜, 其焦距为 f_T , 曲光度为 $D_T = 1/f_T$. 当 $R_1 = R_2 = \infty$ 时, 此系统相当于平行平面腔.

由于激光是从自发辐射被放大而形成振荡的, 考虑图 1(a)所示谐振腔内任意一点发出的光线, 总可以把它折算成图 1(b)中与透镜 L_1 相距为 s 并且在轴上的点 S 发出的光线, 其光线矩阵为 (r_0, r'_0) , 其中 r_0 为 S 点到光轴的距离 ($r_0 = 0$), r'_0 为该光线的斜率, 近似等于该光线与光轴的夹角 θ_i ($i = 1, 2, \dots$) 为该光线能够在腔内来回反射的次数). 因此, 祇有 $\theta_i \leq R_2 R_0 / [2(R_2 - l_c) l_c]$ 的光线才能在腔内经过一个来回而通过激光器, 其中 R_0 为激光管半径, 其输出光线矩阵为:

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_0 \\ r'_1 \end{pmatrix} = R \cdot S \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中: $R = D_1 \cdot F_T \cdot D_2 \cdot F_2 \cdot D_2 \cdot F_T \cdot D_1 \cdot F_1$,

$$S = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad D_i = \begin{pmatrix} 1 & d_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (i=1, 2), \quad F_j = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_j & 1 \end{pmatrix}, \quad (j=1, 2, T)$$

从 S 点发出的与轴的夹角更小的光线, 可以经反射二个来回、三个来回需输出. 经过 n 次来回后输出的光线其光线矩阵为:

$$\begin{pmatrix} r_n \\ r_n' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_0 \\ r_0' \end{pmatrix} = R^n \cdot S \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \theta_n \end{pmatrix} \quad (2)$$

由(1)式及 $\theta_{max} = R_2 R_0 / [2(R_2 - l_c)l_c]$ 可以求出 s 和经腔镜反射一个来回后输出光束的最大发散角(会聚)角 r_1 . 将 s 代入(2)式又可求出经腔镜反射 n 次来回后输出光束的最大发散(会聚)角 r_n . 图 2 描绘了在腔内 n 次往返后输出光束会聚角与热透镜曲光度的关系, 其中 n 为 1 至 5, $R_1 = -0.5 \text{ m}$, $R_2 = 5 \text{ m}$, $d_1 = d_2 = (R_1 + R_2)/4$, $l_c = (R_1 + R_2)/2$. 这个结果表明: 1) 在脉冲激光非稳腔内, 光线经历 3~5 次来回反射后即已趋于稳定; 2) 在前几个振荡输出中, 每一个往返输出光线的发散(会聚)角都不同, 若用一短焦距正透镜来会聚脉冲激光非稳腔振荡器的输出光束, 每一次腔内往返的输出光的焦斑位置将不同, 往返次数越多的输出光焦斑越近. 在无腔内透镜时, 前两次输出的焦斑将大于聚焦透镜的实际焦距, 达到稳定输出的焦斑位置则趋于凸透镜的实际焦距. 在热透镜焦距为正的情况下, 达到稳定输出的焦斑位置将小于凸透镜的实际焦距.

铜蒸气激光振荡器输出光脉冲的典型时间波形是一种多峰结构的脉冲, 峰-峰间隔等于光在腔内一个往返的时间, 其主要激光功率出现在第 2 至第 4 次来回的输出中. 这一特征表明输出光的远场由一组同心圆组成, 中心是一个很小的亮斑. 图 3 是 $M = 10$ 与 $M = 20$ 时, 输出光束的远场图形, 其中所用的放电管直径 35 mm, 长度 900 mm, 重复频率 6 kHz, 最大输出功率 10 W, 聚焦透镜焦距 $f = 5 \text{ m}$.

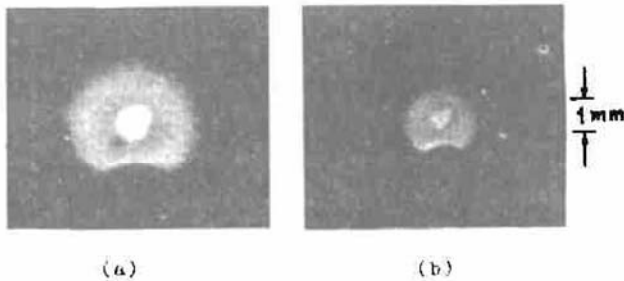


Fig. 3 Photographs of the far field intensity distribution of unstable resonators with (a) $M = 10$, and (b) $M = 20$

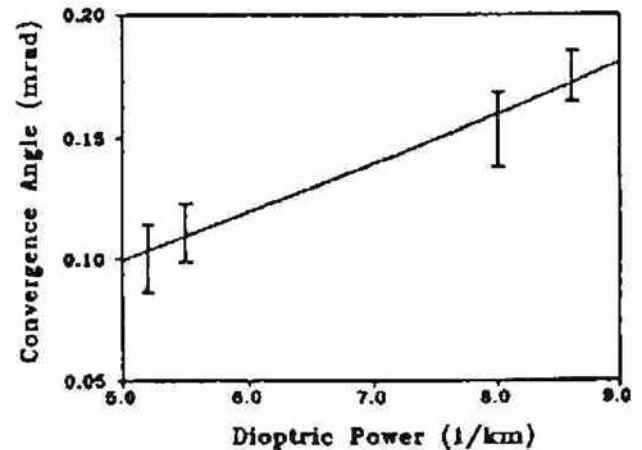


Fig. 4 Experimental and calculated dependences of the convergence angle of output beam on dioptric power of the thermal lens of CVL, with $l_c = 2.25 \text{ m}$, $M = 10$, $R_1 = -0.5 \text{ m}$, $R_2 = 5 \text{ m}$

图 4 给出了输出光会聚角随热透镜焦距变化的实验结果和相应条件的计算结果, 可见, 几何光学矩阵方法的理论结果与实验结果非常符合.

在无热透镜 L_T 的情况下, 若腔长 $l_n = (R_1 + R_2)/2$, 则图 1 中的非稳腔构成正支共焦非稳腔. 由于热透镜的存在, 图 1 中若腔长仍为 $l_c = (R_1 + R_2)/2$, 则该谐振腔将不再共焦. 换句话说, 要保持谐振腔的共焦, 则应根据热透镜焦距适当调整腔长. 仍然考虑热透镜在非稳腔中间的情况, 即 $d_1 = d_2$, 因此 $l_c = 2d$. 若要求稳定输出为准直光时, 则(2)式中 $r_n' = 0$, 由此可以计算出不同热透镜焦距对应的腔长, 如图 5 所示. 计算中取 $n = 5$, $R_2 = 5 \text{ m}$, $R_1 = -R_2/M$, M 从 10 变化到 200. 结果清楚地表明, 当热透镜焦距为 100 m 时, 对于 $R_2 = 5 \text{ m}$, $R_1 = -0.5$

m 的非稳腔, 其准直输出的腔长为 2.17 m, 比 $(R_1 + R_2)/2$ 缩短了 8 cm, 这与实验中谐振腔的调整结果完全一致. 文献[4~8]均报道了类似的非稳腔调整结果.

4 热透镜对放大链的影响及其补偿

为了获得较高的输出功率, 往往采用多级行波放大. 从振荡器输出的光束, 经过一级放大器后, 相当于经过一个透镜; 经过 m 级放大器则相当于经过 m 个透镜. 因此, 热透镜对放大光的影响可用下列矩阵描述

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ r'_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_0 \\ r'_{out} \end{pmatrix} = F_T \cdot A^{m-1} \begin{pmatrix} 1 & d_{OA} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ r'_{in} \end{pmatrix} \quad (3)$$

其中

$$A = \begin{pmatrix} 1 & d_{AA} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} F_T$$

d_{OA} 为振荡器输出端与放大器输入端的间距, d_{AA} 为放大器与放大器的间距, m 为放大器级数.

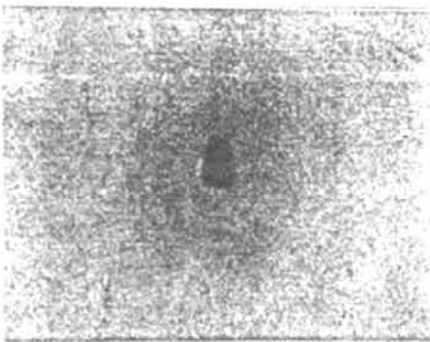


Fig. 6 Photograph of the output beam intensity distribution of the CVL MOPA chain

由于振荡器输出光中包含不同会聚(发散)角的光线, 因此放大器的输出光中也将由不同会聚(发散)角的光线组成铜蒸气多级放大器输出光的远场分布仍为同心圆结构, 并由于增益介质的放大作用而更明显. 这样, 振荡器输出的激光每经过一级放大器, 有效激光束口径逐渐缩小. 经两、三级放大后, 就形成一条很亮的细丝. 图 6 是四台口径为 35 mm, 重复率为 6 kHz、平均输出功率为 20 W 的铜蒸气激光振荡放大(MOPA)链输出光束经传输~10 m 后的场分布, 可以看到, 光束口径从 35 mm 缩小为~10 mm, 明显地表现出光束会聚和光强分布不均匀特征.

综上所述, 铜蒸气激光器的热透镜是等离子体气体热透镜和石英窗口热透镜的复合, 其整体效果为焦距~100 m 的正透镜, 这对由一台振荡器、多台放大器构成的振放系统输出光具有不可忽视的影响. 为了补偿这一影响, 在六台 20 W 铜蒸气激光器构成的振放链中, 把五台放大器的窗口制成平-凹透镜, 每片窗口焦距为~200 m, 最终获得了高提取效率、分布均匀的高功率光束.

结 论 用光线传输矩阵研究和分析了热透镜对铜蒸气激光振荡-放大系统的影响, 计算结果与实验相符. 结果表明, 管径为 30 mm、功率为 20 W 的铜蒸气激光器在稳定工作时具有正的热透镜效应, 其焦距为~100 m. 为使望远镜式非稳腔振荡器输出平行光束, 腔长必须

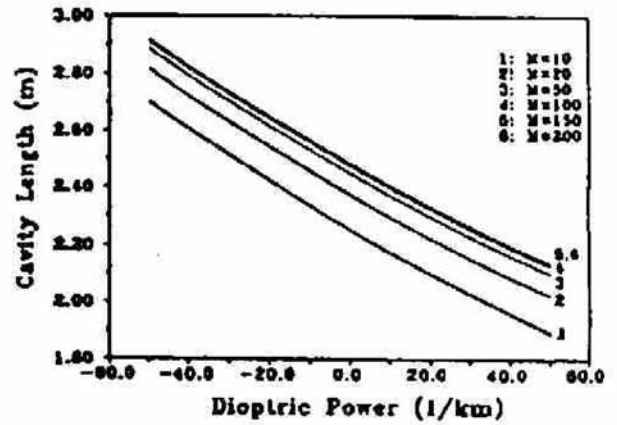


Fig. 5 Calculated dependences of the convergence angle of output beam on dioptric power of the thermal lens of CVL, with $l = 2.25$ m, $M = 10$, $R_1 = -0.5$ m, $R_2 = 5$ m

缩短(一般在 10 cm 以内), 并且, 热透镜振放系统的输出光束口径逐级缩小, 并呈现不均匀, 既降低了系统的提取效率, 又使输出光束质量变差. 因此, 在铜激光振放系统的设计和应用中应充分考虑热透镜的影响.

参 考 文 献

- [1] V. M. Zharikov, V. V. Zubov, M. A. Lesnoi *et al.*, Thermal gas lens in a copper vapor laser. *Sov. J. Quant. Elect.*, 1984, 14(5): 623~626
- [2] 沈琪敏, 梁培辉, 自加热铜蒸气激光器的热气体透镜研究. *光学学报*, 1987, 7(2): 112~119
- [3] 华仁忠, 梁培辉, 叶韧等, 铜蒸气激光器热透镜特性的分析与研究. *中国激光*, 1994, 21A(3): 172~177
- [4] S. K. Dixit, B. Singh, S. V. Nakhe *et al.*, Negative-branch unstable-resonator copper-vapor laser. *Opt. Lett.*, 1990, 15(8): 428~430
- [5] R. Bhatnagar, S. K. Dixit, B. Singh *et al.*, Performance of a copper vapor laser with self-filtered unstable resonator. *Opt. Comm.*, 1989, 74(1,2): 93~96
- [6] R. Bhatnagar, S. K. Dixit, J. K. Mittal *et al.*, A copper vapor laser with a positive branch self-filtering unstable resonator. *Opt. Comm.*, 1991, 82(5,6): 557~562
- [7] S. K. Dixit, J. K. Mittal, B. Singh *et al.*, Asymmetry in the characteristics of collimated and uncollimated output from a copper vapor laser with a confocal positive branch unstable resonator. *Opt. Comm.*, 1992, 88(4,5,6): 397~402
- [8] M. Amit, S. Lavi, G. Erez *et al.*, Temporal and spatial properties of an oscillator-amplifier copper vapor laser. *Opt. Comm.*, 1987, 82(2): 110~114

Influences of Thermal Lens on Output of Copper Vapor Laser Oscillator and Amplifiers

Shen Qimin Liang Peihui, Hua Renzhong

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

(Received 23 November 1993; revised 24 January 1994)

Abstract The influences of thermal lens of copper vapor lasers on unstable resonator and amplifiers are analysed by using ray matrix analysis. Calculated results consistent with experimental ones are obtained. In addition, a method of compensation for the thermal lens effects in master-oscillator-power-amplifier chain is presented.

Key words copper vapor laser, thermal lens, optical matrix method, compensation.