

凹凸型共振腔的实验研究

上海交通大学激光研究室器件组

固体连续激光器最常采用凹平型共振腔，其优点是效率高，调整方便。若要系统提高 TEM₀₀ 模振荡，可拉长共振腔长，扩大激光晶体中基模体积，依靠激光束的自孔蚀化来实现。但这时的系统处于近半同心的临界状态，共振腔长，稳定性差。

在某些应用中，除需要大模体积提高基模成分外，还希望在共振腔内有聚焦的光束，以提高激光功率密度或缩小光束直径，来适应腔内调制和非线性光学研究的需要。为此，设计了一种凹凸型共振腔，并将激光晶体一端加工成凸面，构成短焦距正透镜，这时，在共振腔内能同时提供大的模式体积和压缩光束的稳定振荡（图 1）。共振腔参数的合理选择，可以在合适的模式体积、压缩光斑以及缩短共振腔长度、提高系统工作稳定性方面作出适当的折衷。该类共振腔由 Chesler 等人首先提出^[1,2]。我们将它应用到氩弧灯泵浦的 Nd:YAG 连续器件上，作 LiIO₃ 内腔倍频之用，做了一些实验。现将我们的工作介绍如下。

设一端加工成凸面的激光晶体相当一焦距为 f 的正薄透镜（图 2），它在共振腔内到反射镜面 R_1 （凹面）和 R_2 （凸面）的距离分别为 a 和 b 。此系统为一带有内透镜的共振腔。按 Kogelnik 的等效共振腔理论分析^[3,4]，该共振腔的稳定参数 g_1 、 g_2 分别为：

$$\left. \begin{aligned} g_1 &= 1 - \frac{L}{R_1} - \frac{b}{f} \\ g_2 &= 1 - \frac{L}{R_2} - \frac{a}{f} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中

$$L = a + b - \frac{ab}{f}$$

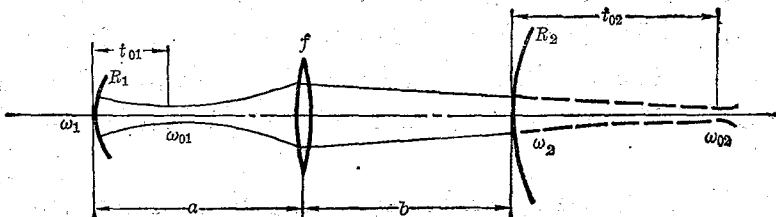


图 2 凹凸型共振腔参数图

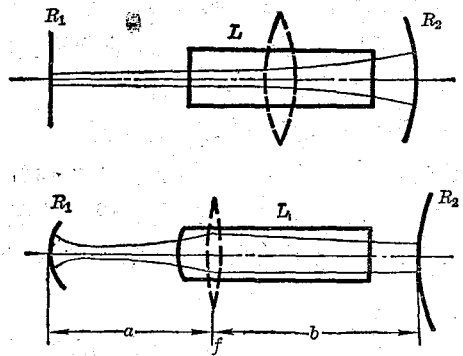


图 1 上：常用的凹平型共振腔示意图；
下：凹凸型共振腔示意图
 R_1 、 R_2 —共振腔镜， L —激光晶体，等效为一正薄透镜

式中 R_1 、 R_2 分别是两反射镜曲率半径(凹面为正,凸面为负)。 L 称为有效腔长。

对于稳定共振腔,应成立:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1. \quad (2)$$

反射镜面上基模光束半径可表示为:

$$w_1^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left[\frac{g_2}{g_1(1-g_1 g_2)} \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$\frac{w_1^2}{w_2^2} = \frac{g_2}{g_1} \quad (4)$$

式中 w_1 及 w_2 分别为反射镜 R_1 和 R_2 面上的基模半径, λ 为激光波长。

若已知 w_1 、 w_2 以及高斯光束在镜面上波前与镜面曲率相合的边界条件,应用高斯光束的扩展关系

$$w_0^2 = \frac{w^2}{\left[1 + \left(\frac{\pi w^2}{\lambda R} \right)^2 \right]} \quad (5)$$

$$t = \frac{R}{\left[1 + \left(\frac{\lambda R}{\pi w^2} \right)^2 \right]} \quad (6)$$

可以分别求出共振腔内两高斯光束的基模腰部半径 w_0 及其相对反射镜 R 的位置 t (图 2), 设左边具有压缩光斑的为光束(1), 右边大模体积为光束(2), 因此, 已知共振腔 R_1 、 R_2 、 f 、 a 、 b , 利用上述关系, 就可以掌握腔内两高斯光束的有关参数。

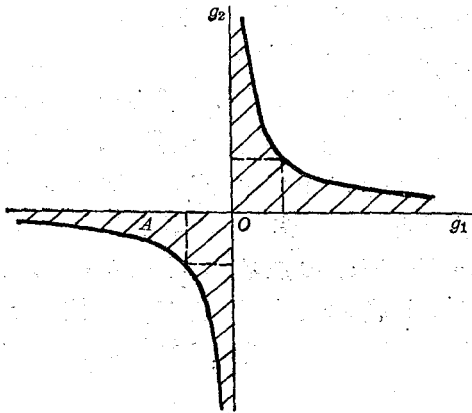


图 3 稳定图

实际设计的系统中, g_1 、 g_2 均是负值, 且 $|g_1| > 1$, $|g_2| < 1$, 即系统是工作在稳定图的第三象限的 A 点附近(图 3)。

系统稳定振荡范围对 a 很灵敏, 但不是简单的 $f < a < f + R_1$ 关系^[1], 而是与 b 及 R_2 有关。按照图 3, 系统起始振荡点 a' 应在 $g_1 < 0$, $g_2 = 0$ 的临界位置上 ($g_1 g_2 = 0$), 按式(1), $g_2 = 0$ 时

$$a' = \frac{f(b - R_2)}{b - R_2 - f} \quad (7)$$

也就是说, 凹面镜 R_1 的位置应在焦距 f 之外开始振荡(图 4)。实际系统中, $b > f$, $|R_2| > f$, 所以, 系统的起始振荡位置 a' 随 b 和 $|R_2|$ 的减小和 f 的增大而更加远离透镜的焦点。参量 f 、 b 、 R_2 决定后, 系统的起始振荡位置 a' 便由式(7)确定, 与 R_1 的大小无关。

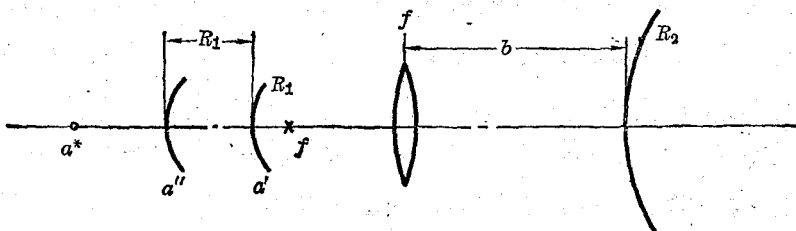


图 4 凹凸型共振腔稳定振荡范围, a' 、 a'' 、 a^* 分别为镜 R_1 至正薄透镜的距离

当增大 a 时, 在一般情况下 (R_1 比较小时), 可以证明, 系统终止振荡点 $a'' = a' + R_1$ 。也就是镜 R_1 可移动范围等于其曲率半径, 随 R_1 的曲率半径增大而增大。

但是, 当系统参数满足 $R_1 \geq f \left(\frac{b}{b-f} - 1 \right)$ 时, R_1 镜位置在移到 $(a' + R_1)$ 之前, 可能使系统的等效腔长 $L=0$, 而使系统到达临界位置 ($g_1 g_2 = 1$), 这时系统的稳定振荡范围 $a'' - a' < R_1$ 。对每一系统, 存在一个与 R_1 和 R_2 无关的位置 $a^* = f \left(\frac{b}{b+f} \right)$, 在该位置时, 系统的等效腔长 $L=0$ 。但当 $L \rightarrow 0$ 时, 菲涅耳衍射理论已不能应用, 这情况应排除在等效共振腔的讨论之外。

在氩弧灯连续泵浦的情况下, Nd:YAG 激光晶体内部由于发热升温, 对激光束将产生严重的热聚焦作用, 也就是通常所说的热透镜效应^[6]。这时的激光晶体本身可看作为一正透镜, 存在着相应的热焦距 f_T 。我们目前所采用的 Nd:YAG 晶体, 热焦距 f_T 的数值随晶体质量不同还有明显的差异, 测量值约为 80~40 厘米 (测量时, 氩灯输入功率, 在单灯泵浦时为 3000 瓦, 或双灯泵浦为 5000 瓦)。这数值较之在实验中将晶体一端加工成凸面后所引起的聚焦作用 (相应的焦距 f_a 约 18~19 厘米), 一般是不可以忽略不计的, 必须将晶体凸面的聚焦作用与晶体热透镜效应同时加以考虑, 来合成共振腔内的正透镜焦距 f 。

热焦距 f_T 的精确估计是比较困难的, 仅在泵浦灯均匀照射, 晶体内均匀发热, 棒壁冷却温度恒定等一系列理想条件下, 才便于理论分析, 这时的激光棒犹如一有聚焦作用的类透镜, 存在着相应的焦距和主平面。由于实际情况与理想条件存在一定的偏离, 而且 f_T 的实验测量误差较大, 往往有 20% 左右 (这是因为, 热透镜效应的部分原因来自激光晶体内部弹性效应引起的应力双折射, 存在对切向与径向偏振态折射率不等的双聚焦作用, 实际的 f_T 并不是单一值, 同时, 测量时还有杂散光的影响等)。为了讨论便利起见, 我们简单地将激光晶体的热透镜效应考虑为一个位于激光棒中部、焦距为 f_T 的正薄透镜, 来和位于激光棒端面的凸面迭加。

我们先后共选用了 15 根不同的 Nd:YAG 激光晶体进行实验, 棒端的曲率半径分别为 $R_a = 15$ 厘米、12.5 厘米、10 厘米、7.5 厘米。配合 $R_1 = 15$ 厘米、10 厘米、5 厘米、3.5 厘米、2.5 厘米和 $R_2 = -100$ 厘米、-80 厘米、-60 厘米的共振腔镜, 按图 2 所示系统进行了实验。系统在接近临界状态 ($g_1 g_2 \rightarrow 0$ 或 $g_1 g_2 \rightarrow 1$) 时, 输出是逐渐下降的。系统的稳定振荡范围, 在实验允许的误差范围内, 是与上述分析一致的。

根据对激光束 (1) 与 (2) 以及共振腔长的具体要求, 系统参数 R_1 、 R_2 、 f 、 a 、 b 的选择, 可以按式 (1)~(6) 来进行综合考虑。

当系统稳定因子 $g_1 g_2 = \frac{1}{2}$ 时, 激光束受 g_1 和 g_2 变化的影响是最不灵敏的, 这时输出较为稳定。我们按照这个条件, 对实验参数作了一些计算, 见下表。

为提高基模成分, 需要在激光晶体内能提供较大的基模半径 w_B , 同时又要在腔内有较小的压缩光斑 w_{01} 。从表 1 可以看出, 适当选择凹凸型共振腔的参数, 即使在 $g_1 g_2 = \frac{1}{2}$ 的非临界状态, 就可以在共振腔内获得一较小的压缩光斑, 且晶体中也有适当的基模体积。随凹面镜曲率半径 R_1 的减小, 尚可将光束 (1) 的最小光斑 w_{01} 压得更小。当 $R_1 = 2.5$, $R_2 = -60$, $f = 14$, 在 $g_1 g_2 = \frac{1}{2}$ 时, $w_{01} = 65$ 微米, 其相应的共焦参量 $b = 2.52$ 厘米, $w_B = 0.08$ 厘米。

在激光晶体内光束 (2) 的基模半径 w_B 达到激光棒半径的 $1/2$ 较为理想, 这时能获得有效

表 稳定因子 $g_1g_2 = \frac{1}{2}$ 时, 凹凸型共振腔的参数计算

| $l_0^{(1)}$ | l_2 | R_2 | $f^{(2)}$ | R_1 | l_1 | t_{01} | w_{01} | w_B |
|-------------|-------|-------|-----------|-------|-------|----------|----------|--------|
| 7.5 | 15 | -60 | 14 | 2.5 | 17.32 | 1.11 | 0.0065 | 0.0815 |
| | | | | 5 | 18.37 | 1.96 | 0.0091 | 0.0581 |
| | | | | 10 | 20.08 | 2.96 | 0.0124 | 0.0530 |
| | | | | 15 | 21.63 | 3.33 | 0.0145 | 0.0393 |
| 7.9 | 13 | -60 | 15.3 | 2.5 | 19.34 | 1.18 | 0.0065 | |
| | | | | 5 | 20.48 | 2.22 | 0.0091 | |
| | | | | 10 | 22.57 | 3.92 | 0.0129 | |
| | | | | 15 | 24.41 | 5.13 | 0.0155 | |
| 8.4 | 13 | -60 | 14 | 2.5 | 17.30 | 1.13 | 0.0064 | |
| | | | | 3.5 | 17.74 | 1.53 | 0.0077 | |
| | | | | 5 | 18.37 | 2.04 | 0.0091 | |
| | | | | 15 | 21.66 | 3.82 | 0.0149 | |
| 7.9 | 13 | -60 | 13 | 2.5 | 15.90 | 1.10 | 0.0064 | |
| | | | | 3.5 | 16.34 | 1.47 | 0.0076 | |
| | | | | 5 | 16.94 | 1.93 | 0.0091 | |
| | | | | 10 | 19.85 | 3.18 | 0.0144 | |
| 7.9 | 13 | -60 | 8.2 | 5 | 9.77 | 0.68 | 0.0076 | |
| 9.8 | 13 | -60 | 9.3 | 2.5 | 10.51 | 0.75 | 0.0062 | |

(1) l_0 为光程长度(即棒长×折射率)

(2) 为计算过程简单起见, 我们将 f 薄透镜位置假定取在距凸端面 $\frac{l_0}{10}$ 处, 不致引起明显的误差。

表中符号如图 5 所示, 单位厘米。

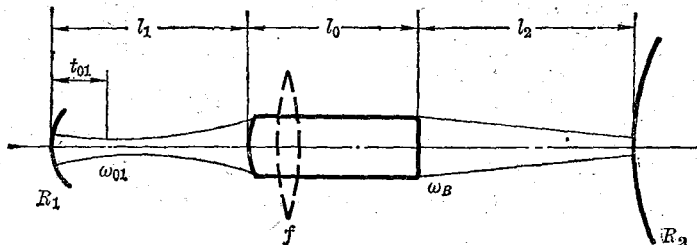


图 5 表中所示参数的示意图

的自孔径效应, 而且损耗也不太大。目前我们所使用的 Nd:YAG 激光晶体, 要求 w_B 在 0.1 厘米左右, 若按这一要求计算, 尚要改变腔长, 移向临界状态才能使 w_B 有相应的扩大。但是, 过分趋近临界状态时系统的稳定性变坏, 输出功率也逐渐下降。不过, 按 Chesler 的分析, 在有同样 TEM₀₀ 模半径的情况下, 凹凸型共振腔的轴向灵敏度指数要比凹平型共振腔小几十倍, 也就是说, 比较下来, 凹凸型共振腔仍有较好的轴向稳定性。

焦距 f 的大小, 比较主要地影响系统的稳定振荡范围, 决定共振腔的长度, 适当减小 f , 可缩短腔长。 R_2 的选择还要参照激光晶体的热聚焦效应, 使基模光束在激光棒内有比较适当的重迭, 达到补偿作用。

总之,参数的选择要在上述的考虑中作出适当的折衷。例如, R_1 的选择不能太小,随 R_1 的减小,系统调整更为困难,精度要求也高,输出效果反而变坏。更重要的是,激光晶体间质量的差异还比较明显,影响因素也比较复杂,对于每根晶体都要通过一些具体的实验,才能找出其最佳工作状态。

作为实例, $\phi 4.8 \times 73$ 毫米的 Nd:YAG 激光晶体,一端磨成 $R_2 = 12.5$ 厘米的凸面,两面均镀有对 1.06 微米的增透膜,在双椭圆聚光器内,双灯 5000 瓦泵浦时,按图 6 上所示参数,获得 120 毫瓦的 0.53 微米连续绿光输出,稳定度 10%。

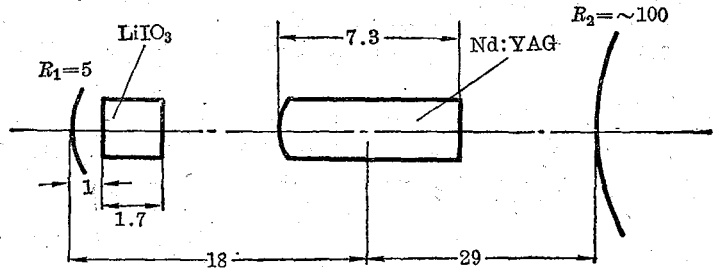


图 6 LiIO₃ 内腔倍频系统(单位厘米)

随着光束(1)的腰部 w_{01} 的压缩,以 R_1 为输出端的激光束发散度也随之增加 ($\alpha = \frac{\lambda}{\pi w_{01}}$) 而且实际的输出镜 R_1 为一玻璃平凹底板(图 7(a)),相当于一个负透镜,激光束通过底板平面输出后,发散度进一步增大,这时出射处激光束波阵面曲率半径为 $R' = \frac{R_1}{n}$ (n 为玻璃折射率),其发散度由 R' 和出射光束半径 w_1 确定。倍频实验指出,随 R_1 减小,发散度明显增大。如果将平凹玻璃底板的平面改为 $R'' = \frac{n-1}{n} R_1$ 的凸面(图 7(b)),出射处激光束波阵面将成为平面,这时发散度仅由出射光束半径 w_1 决定, $\alpha' = \frac{\lambda}{\pi w_1}$ 。能使发散度有适当减小,但系统的调整将更加复杂。如有可能,系统改由 R_2 端输出,发散度较小。

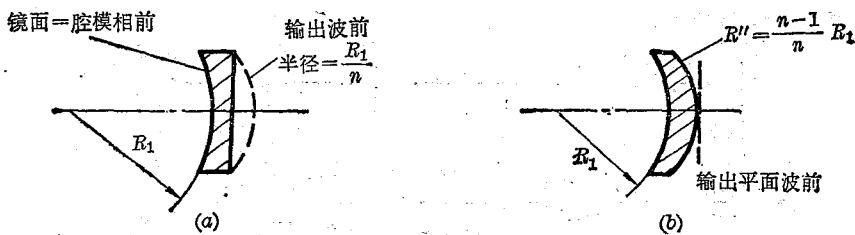


图 7 输出镜底板形状对激光束发散度的影响

凹凸型共振腔系统与凹平型共振腔相比要复杂些,调整精度要求也严格, R_1 愈小,要求愈严格。这对该系统的实用价值带来一定影响。目前,小曲率半径面上多层介质膜的膜层均匀性及其质量尚有待进一步提高。

参 考 资 料

- [1] IEEE, *J. Quantum Electronics*, **QE-7**, No 6, 298 (1971).
- [2] *J. Appl. Phys.*, **43**, 2257 (1972).
- [3] *B. S. T. J.*, **44**, No 3, 455~496 (1965).
- [4] IEEE, *J. Quantum Electronics*, **QE-8**, No 2, 239~245 (1972).
- [5] *Appl. Opt.*, **9**, No 11, 2543 (1970).