

# 自锁模钛宝石激光器谐振腔的像差研究

徐杏绍 陈毓川 郑向阳 赖天树 林位株

(中山大学物理系, 广州 510275)

**摘 要** 论述自锁模钛宝石激光器谐振腔的像差补偿问题, 分析了“X”型与“Z”型谐振腔彗差的大小, 由此对这两种腔作出比较, 指出“X”型腔的优点。在这样设计的激光器上, 获得了 19 fs 激光脉冲输出, 功率为 320 mW, 中心波长为 784 nm, 全半宽度为 42 nm。

**关键词** 激光谐振腔, 像散与彗差, 飞秒脉冲。

## 1 引 言

自锁模钛宝石( $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ )激光器是目前近红外区性能最好的一种新型可调谐固体激光器, 它具有很宽的波长调谐范围, 能够获得很短的激光脉冲输出。目前国际上由自锁模钛宝石激光器产生的最短激光脉冲为 8.5 fs<sup>[1]</sup>, 国内已报道的记录为 50 fs。最近作者在经过改进的自锁模钛宝石激光器上获得了 19 fs 的激光脉冲输出, 功率频谱的全半宽度为 42 nm<sup>[2]</sup>。如何设计自锁模钛宝石激光器的谐振腔, 尽量减少像差影响, 使其有利于获得最窄激光脉冲输出, 这是实验上非常关注的问题, 本文论述这种自锁模激光器谐振腔的像差补偿问题。

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示, 谐振腔采用“X”型四镜折叠腔, 总腔长为 1.6 m 左右, 呈非对称形状。其中钛宝石激光棒大小为  $\phi 5 \times 5$  mm, 两个端面加工成布儒斯特角, 折射率  $n = 1.75$  (对波长 800 nm 激光)。钛宝石激光器采用  $\text{Ar}^+$  离子激光源全线泵浦, 聚焦透镜 F 的焦距为 100 mm。 $M_1 \sim M_4$  构成四镜折叠光腔,  $M_2$ 、 $M_3$  为球面反射镜, 曲率半径  $R_2 = R_3 = 100$  mm,  $M_4$  为平面全反射镜,  $M_1$  为平面输出镜,  $T = 3.5\%$ 。 $P_1$ 、 $P_2$  是三阶群速度色散小的石英棱镜, 用来作为群速度色散补偿、压缩脉宽的器件。 $P_1$ 、 $P_2$  两个尖端相距 600 mm,  $M_2$  与  $M_3$  距离为 104 mm 左右。

实验中将  $P_2$  石英棱镜安装在一个可调节的弹簧平台上, 调节谐振腔, 使其获得最佳功率输出, 这时推动一下  $P_2$  所在的弹簧平台, 并让  $P_2$  立刻恢复到原位, 激光器即进入了自锁模状态。

由于激光束在折叠镜  $M_2$ 、 $M_3$  及激光棒表面反射时要产生像散, 调节光束在折叠镜上的入射角, 可补偿像散。当谐振腔满足如下理论公式<sup>[3]</sup>

$$t(n^2 - 1)(n^2 + 1)^{1/2}/n^4 - R \sin \theta \operatorname{tg} \theta = 0 \tag{1}$$

时像散可完全得到补偿。其中  $t$  为激光棒长,  $R$  为折叠镜曲率半径,  $\theta$  为光束在折叠镜上的入射角。将实验数据  $t = 5 \text{ mm}$ ,  $n = 1.75$ ,  $R = 100 \text{ mm}$  代入(1)式, 可求得本实验中像散补偿时光束入射角  $\theta = 8^\circ$ 。

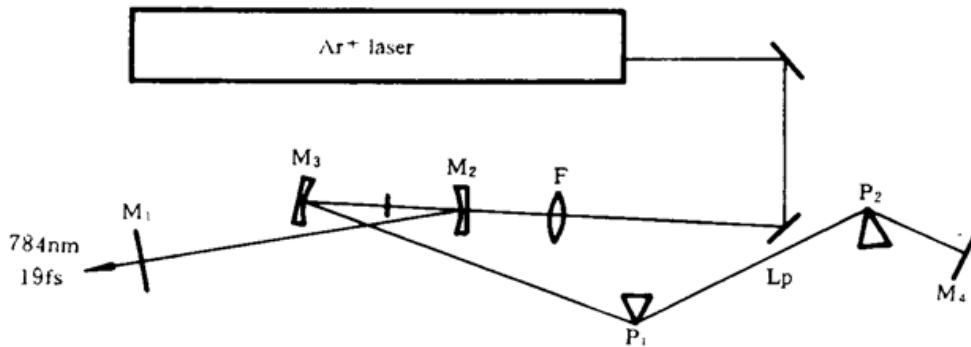


Fig. 1 Schematic of the cavity configuration for self-mode-locked Ti:sapphire laser

实验中适当调节  $M_2$ 、 $M_3$  镜, 使光束在折叠镜上的入射角  $\theta = 8^\circ$ , 此时谐振腔在光束的两个传输面(子午面和弧矢面)内的稳定区最大程度地重合, 从而腔的稳定区(这两个面的重叠部分)最大。

根据谐振腔的像散补偿条件和稳定性条件, 用计算机画出腔的稳定区, 然后由稳定区求出谐振腔能够实现稳定工作的长短臂值, 让它处于这样的参数下工作。本实验中,  $M_2$  与  $M_3$  距离  $103.7 \text{ mm}$ ,  $M_1$  与  $M_2$  距离  $590 \text{ mm}$ ,  $M_3$  与  $M_4$  镜光程长  $950 \text{ mm}$  时, 谐振腔工作非常稳定, 此时激光输出功率较高(超过  $350 \text{ mW}$ ), 很容易进入锁模状态。

### 3 “X”型与“Z”型谐振腔的彗差分析

图 2(a)、图 2(b)表示钛宝石激光器的“Z”型与“X”型两种谐振腔, “Z”型谐振腔对光束的聚焦点呈对称分布, “X”型谐振腔对光束的聚焦点呈非对称分布。在这两种谐振腔中, 当激光束在折叠镜面上反射及通过光棒端面时有彗差产生。彗差在谐振腔中产生的像差比较小, 但在像散完全补偿后, 彗差在谐振腔中存在的影像是值得考虑的。

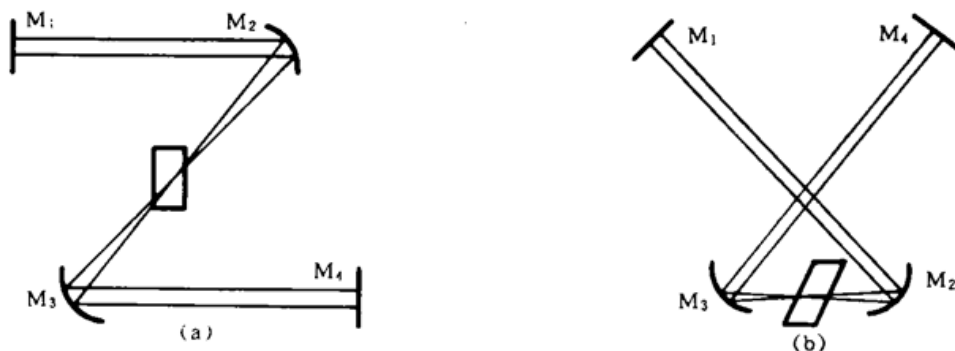


Fig. 2 Cavity designs for Ti:sapphire laser. (a) The Z-shape cavity with symmetrical focusing, (b) The X-shape cavity with asymmetrical focusing

将谐振腔等效为对称的两部分, 每部分由一个平面镜、反射镜及晶体的一半构成。反射镜与厚度为  $t/2$  的晶体组合后在共焦面上产生的彗差值为<sup>[1]</sup>:

$$K = 6n[R \sin \theta - 2t(1 + n^2)^{1/2}(n^4 - 1)/n^7] \delta^2 \tag{2}$$

其中  $R$  为反射镜曲率半径,  $t$  为晶体长度,  $n$  为晶体折射率,  $\delta$  为光束对反射镜球心的张角的一半[如图 3(a)],  $\theta$  为光束的入射角, 当入射光线绕顺时针方向旋转后与法线重合时,  $\theta$  取正值, 否则取负值。在(2)式括号中第一项包含反射镜曲率半径  $R$  与入射角  $\theta$ , 这部分彗差由折叠镜所产生, 第二项包含晶体长度  $t$  与折射率  $n$ , 这部分彗差由晶体所产生。

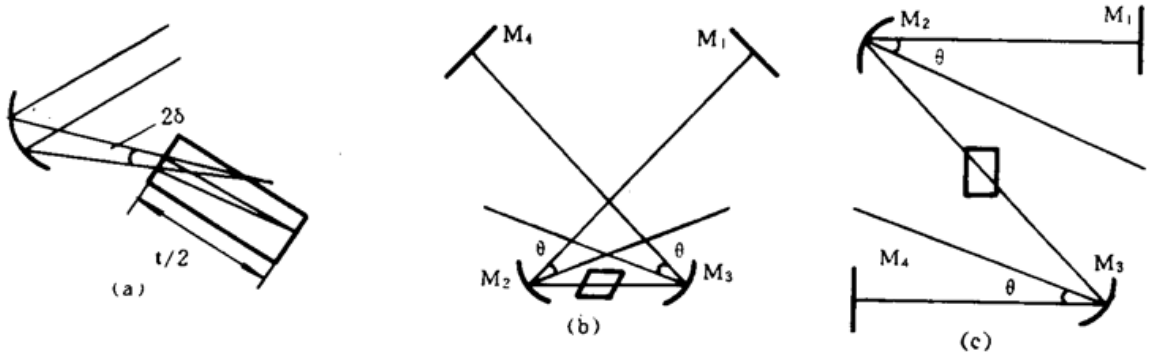


Fig. 3 (a) The combination effects of crystal and reflective mirror, (b) The configuration for X-shape cavity, (c) The configuration for Z-shape cavity

对于“X”型腔[如图 3(b)], 根据以上分析, 折叠镜  $M_3$  与激光介质右半部分产生的彗差值为:

$$K_{x1} = 6n[R \sin(-\theta) - 2t(1+n^2)^{1/2}(n^4-1)/n^7]\delta^2 \quad (3)$$

折叠镜  $M_2$  与晶体左半部分产生的彗差值为:

$$K_{x2} = 6n[R \sin \theta - 2t(1+n^2)^{1/2}(n^4-1)/n^7]\delta^2 \quad (4)$$

整个谐振腔的彗差值为:

$$K_x = |K_{x1} + K_{x2}| = 24t(1+n^2)^{1/2}(n^4-1)/n^6\delta^2 \quad (5)$$

对于“Z”型腔[如图 3(c)], 它左右两部分产生的彗差值相等, 整个谐振腔的彗差值为:

$$K_z = |K_{z1} + K_{z2}| = 12n[R \sin \theta - 2t(1+n^2)^{1/2}(n^4-1)/n^7]\delta^2 \quad (6)$$

在以上公式中, 光束在折叠镜面上的入射角  $\theta$  大小由像散补偿条件(1)式决定。将本实验数据  $R = 100 \text{ mm}$ ,  $t = 5 \text{ mm}$ ,  $\theta = 8^\circ$ ,  $n = 1.75$ ,  $\delta = 0.01$  代入(5)、(6)式, 求得:

$$K_x = 7.06 \times 10^{-3} \text{ mm}, \quad K_z = 2.21 \times 10^{-2} \text{ mm}.$$

由此计算可知, 本实验采用“X”型谐振腔比“Z”型谐振腔产生的彗差值要小得多, 彗差值较小时, 有利于腔中激光束聚焦。

根据(1)、(5)、(6)式, 如果激光棒长度较大, 例如当  $t = 25 \text{ mm}$ ,  $R = 100 \text{ mm}$  时, 由像散补偿条件(1)求得入射角  $\theta = 18.9^\circ$ , 则有:

$$R \sin \theta < 4t(1+n^2)^{1/2}(n^4-1)/n^7 \quad (7)$$

此时  $K_x > K_z$ , 即“X”型腔存在的彗差比“Z”型腔大。所以当激光棒长度  $t$  较大, 由它产生的彗差也相对增大时, 谐振腔应采用“Z”型腔, 可减少彗差影响。而当  $t$  较短时, 宜采用彗差较小的“X”型腔。

上述的讨论还说明: 当  $t$  较短时, 由(1)式可知“X”型与“Z”型腔的像散均能得到补偿, 但彗差却不能得到补偿, 只是“X”型腔的彗差比“Z”型腔要小得多而已。而文献[4]则认为: 当光束入射角  $\theta$  满足某一特定角度之后, 再适当选择  $R$  与  $t$  之值, 就可以使“Z”型腔的像散和彗差同时得到补偿。但是, 在激光谐振腔中,  $R$  与  $t$  的值一般是不能随意改变的, 而  $\theta$  角又是依赖  $R$  与  $t$  之值由(1)式所决定。所以, 要使像散和彗差同时得到补偿是很难实现的。

本实验采用“X”型谐振腔，因为它在腔中产生的彗差较小，这样有利于腔中激光束聚焦，使光束更接近  $TEM_{00}$  模，减小损耗<sup>[5]</sup>，从而有利于锁模和提高输出功率，实验结果也证明了这一点。

**结 论** 本实验设计了一种自锁模钛宝石激光器谐振腔，采用折叠角较小的“X”型腔，减小了腔中彗差的影响和基模光束损耗，使激光束具有较好模式，易于锁模，同时采用高掺杂的激光棒和三阶色散小的石英棱镜来产生短脉冲，获得了 19 fs 的激光脉冲，激光输出的功率频谱的半高全宽度为 42 nm。进一步工作使其获得更短脉冲的可能性是存在的。

### 参 考 文 献

- [1] J. Zhou, G. Taft, C. P. Hung *et al.*, Sub-10fs pulse generation in Ti:sapphire: capabilities and ultimate limits. *Springer Series in Chemical Phys.*, 1994, **60**, Ultrasfast phenomena IX: 39~40
- [2] 林位株, 赖天树等, 由自锁模钛宝石激光器获得 19 飞秒脉冲. 光学学报, 将发表
- [3] H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes *et al.*, Astigmatically compensated cavities for CW dye laser. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**(3): 373~379
- [4] M. H. Dunn, A. I. ferguson., Coma compensation in off-axis laser resonators. *Opt. Commun.*, 1977, **20**(2): 214~219
- [5] W, D. Johnston, JR., P. k. Runge., An improved astigmatically compen-sated resonator for CW dye laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**(8): 724~725

## Study on the Aberration of a Resonator for Self-Mode-Locked Ti:Sapphire Laser

Xu Xingshao      Chen Yuchuan      Zheng Xianyang  
Lai Tianshu      Lin Weizhu

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 11 June 1995; revised 11 September 1995)

**Abstract** The aberration of a resonator for self-mode-locked Ti:sapphire laser is studied. The influence of the coma to the X-shape and Z-shape cavity is analyzed. The advantage of the X-shape cavity is indicated in comparison with Z-shape cavity. As short as 19 fs pulses have been obtained from this laser with average power of 320 mW and bandwidth of 42 nm at center wavelength of 784 nm.

**Key words** laser resonator, astigmatism and coma, femtosecond pulse