

文章编号: 0258-7025(2001)06-0501-04

# 多通长腔飞秒激光器的稳定性分析与计算<sup>\*</sup>

王清月 郑 玮 戴建明 柴 路

(天津大学精密仪器与光电子工程学院 教育部光电信息技术科学重点实验室 天津 300072)

**提要** 改进了能产生低重复频率、高峰值功率飞秒脉冲的多通长腔(MPC)激光器的理论模型,并对其谐振腔的稳定性进行了数值计算,分析了 MPC 达到零效应的条件及其对稳定性的影响。

**关键词** 零效应长度,低重复频率,飞秒光脉冲

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A

## Stability Analysis and Calculation of the Femtosecond Laser with a Multiple-pass Cavity

WANG Qing-yue ZHENG Wei DAI Jian-ming CHAI Lu

(Ultrafast Laser Lab, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, and Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science, EMC, Tianjin 300072)

**Abstract** A theoretical model of the multiple-pass cavity for a femtosecond Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser with low repetition rates and high peak intensities is improved. The cavity stability and the zero effective length are calculated and analyzed.

**Key words** zero effective length, low-repetition-rate, femtosecond pulse

## 1 引 言

超短脉冲激光技术问世以来,脉冲宽度的压缩得到了飞速的发展。利用克尔透镜锁模(KLM)飞秒激光器所能获得的最短脉冲宽度已达 4.5 fs<sup>[1]</sup>,只相当于两个光学周期。虽然这种激光器能产生脉宽窄峰值功率高的飞秒脉冲,但它过高的重复频率(100 MHz)使得在一定的平均输出功率情况下每一个脉冲的能量太低。在一些实验中需要高能量的脉冲,而又不必使用飞秒激光放大的系统,这就需要一种介于两者之间的技术。腔倒空技术可以在提高脉冲峰值功率、降低重复频率的同时获得高能量的脉冲。但要求在激光腔中加入内腔布喇格衍射盒及射频驱动电子线路,结构复杂,价格昂贵。引入一种新型的几何腔型——多通长腔(MPC),通过增加脉冲在激光器中往返一次的时间来增加脉冲间隔,即降低重复频率,从而使每个脉冲得到更大的增益,提高单个脉冲的能量。但是,克尔透镜锁模要求激光腔的两

个臂基本对称。在谐振腔一个臂中插入多通长腔,其光束参数的传输效应必须为零<sup>[2]</sup>。1999 年美国 S. H. Cho 等用这种方法获得了 16.5 fs, 0.7 MW 的飞秒脉冲<sup>[3]</sup>,但是由于 MPC 最后一次反射因切槽(允许光通过)的存在而损失掉, MPC 并未达到完全的零效应长度。为此,本文通过详细的分析计算,提出了可以使 MPC 达到零效应的理论模型。由于 KLM 要求激光运转在稳区内特定区域,需对 MPC 进行仔细的设计和相应的激光器稳区的计算。

## 2 腔结构及其稳定区域的计算分析

### 2.1 腔结构

我们在克尔透镜锁模 Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器 Z 型折叠腔的一条臂中加入多通长腔。图 1 所示为该激光器的基本结构图。它由聚焦镜 M<sub>3</sub>, M<sub>4</sub>, Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 晶体,输出耦合镜 M<sub>5</sub>, 反射镜 M<sub>6</sub> 以及 MPC 组成。

MPC 由隔开一定距离的一对凹面镜组成(图中 M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>), 每个凹面镜都有一个光学切槽,光线从其中一个腔镜的切槽射入 MPC,然后在两个腔镜上多次反射,往返传输。符合一定入射条件的光线

<sup>\*</sup> 国家重大基础研究及国家攀登计划资助课题。

收稿日期 2000-03-28;收到修改稿日期 2000-05-29

经过多次往返从另外一面腔镜的切槽射出(如图 2 所示)。光线每经过一次镜面反射就有一个  $\theta$  大小的旋转角。改变入射光线相对光轴的角度,反射的光斑在镜面上的分布轨迹组成一个椭圆或圆。单个镜面上相邻两次反射光线的夹角为  $2\theta$ ,  $\theta$  角由下式给出

$$\theta = \cos^{-1}(1 - d/2f)$$

$d$  为两镜间距,  $f$  为腔镜焦距。形成闭合光路的条件是

$$2\nu\theta = 2\mu\pi$$

这里  $\nu$  为往返次数,  $\mu$  为一正整数。当  $\theta$  角满足闭合条件,光线经  $\nu$  次往返传输从切槽中射出时的  $q$  参数与射入前完全相同,也就是 MPC 提供了  $q$  参数的单位变换,使得腔本身在光路中具有零效应长度。这就为克尔透镜锁模最佳状态要求两臂等长的条件提供了可能性。

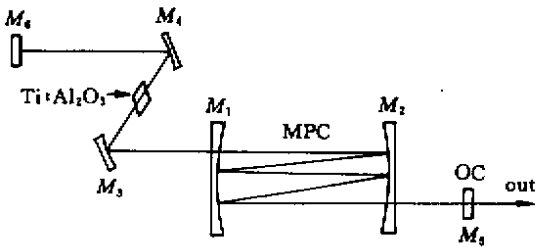


图 1 多通长腔钛宝石激光器结构示意图  
Fig.1 Schematic of the Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser with a pair of multiple-pass cavity mirrors

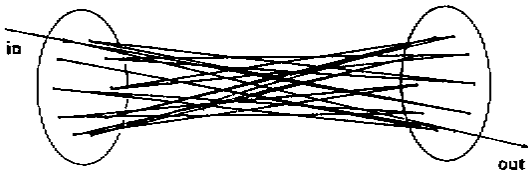


图 2 多通长腔内的光束传输  
Fig.2 Ray paths of a multiple-pass cell

图 3 所示为 MPC 内部简单的光线传输模型,这里使之满足闭合光路条件,取  $\nu = 4, \mu = 1, \theta = 45^\circ$  (一般情况  $\nu$  取偶数,因为经过  $\nu$  次单程传输每个镜面上光斑为  $\nu/2$  个),一个镜面上相邻两次反射光线所夹的旋转角为  $90^\circ$  (如图  $\{P_1, P_2, P_3, P_4$  表示另外一个腔镜上的光斑)。

这时光线经过一次单程自由空间传输再经过一次镜面反射得到的传输矩阵  $ABCD$  为

$$ABCD = \begin{bmatrix} 1 & d \\ -1/f & 1 - d/f \end{bmatrix} \quad (1)$$

由  $\theta$  角和  $d$  的关系可推出当  $\theta$  角满足闭合条件时:  $ABCD^\nu = -1, ABCD^{2\nu} = 1$ 。

将 MPC 放入平面镜与距  $M$  为  $L_0$  的参考平面之间(如图 4),其传输矩阵为

$$T_0 = \begin{bmatrix} 1 & 2L_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

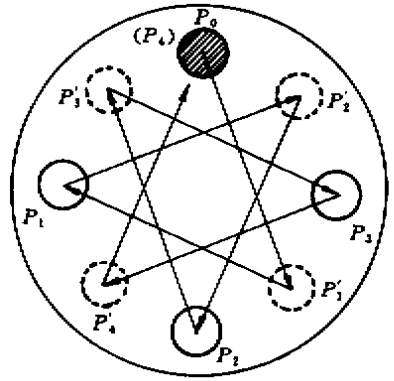


图 3 多通长腔镜面光斑分布  
Fig.3 End view of multiple-pass cell

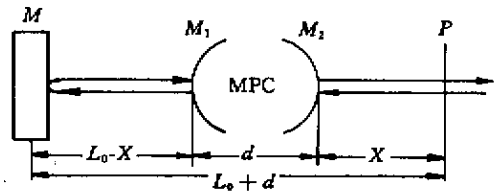


图 4 含多通长腔的几何光路  
Fig.4 Certain ray path including multiple-pass cell

可看出参考平面  $P$  处光线的  $q$  参数可获得单位变换,即和未放入 MPC 前的  $q$  参数相同。值得注意的是实际上 MPC 两镜上分别开有一个切槽允许光线射入和射出 MPC,这样在光线往返传输中必定有反射过程被“吃掉”,总传输矩阵不为 1,  $q$  参数没有进行单位变换,即 MPC 没有实现零效应长度,这个问题在文献 [3] 中被忽略了。它的存在不仅导致激光器稳区的分裂,而且也使锁模无法达到最佳状态。分析发现,调节平面反射镜  $M$ ,使从  $M$  反射的光线和入射光线重合,光线沿原路返回,在经过整个往返传输后每个镜面上有  $\nu/2$  个光斑(本应有  $\nu$  个)。仍以上例来说明,光线由  $P_0$  射入,  $P_0 \rightarrow P_1 \rightarrow P_1 \rightarrow P_2 \rightarrow P_2 \rightarrow P_3$ ,由  $P_3$  射出,经  $M$  反射后,再由  $P_3$  射入,  $P_3 \rightarrow P_2 \rightarrow P_2 \rightarrow P_1 \rightarrow P_1 \rightarrow P_0$ ,由  $P_0$  射出,见图

5.

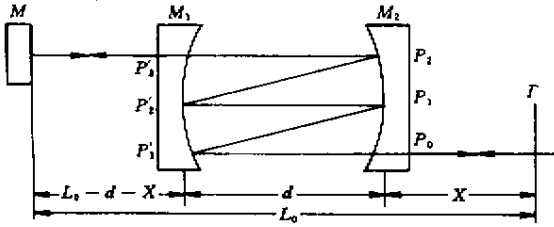


图5 多通长腔闭合光路

Fig.5 Closed ray path in multiple-pass cavity

每个镜面上都有一个切槽,两个光斑,且 MP 间距离仍保持为  $L_0$

$$ABCD' = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - d/f & d \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}$$

$$ABCD^{\nu} = -1$$

总往返传输矩阵

$$T_0'' = \begin{bmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} ABCD^{\nu} \begin{bmatrix} 1 & L_0 - x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 1 & L_0 - d - x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} ABCD^{\nu} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \\ \begin{bmatrix} 1 & 2L_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

可以看出整个光路和未放入 MPC 时往返传输的最终效果相同,参考平面  $P$  处  $q$  参数不改变,这样既增加了光路的实际光程又实现了  $q$  参数的单位变换。

由上述计算可以看出,文献[3]中的最初设想是使 MPC 的往返传输具有零效应长度,但实际上因其两个镜面都开槽,这个要求是达不到的。我们的计算是使 MPC 的往返传输具有零效应长度,达到单位传输矩阵,从而纠正了文献[3]中的谬误。

## 2.2 稳定区域计算和分析

激光器一臂中加入 MPC 后,两臂光学长度不再相等,且差别很大。调节 MPC,使之具有零效应长度,使锁模具备了可能性条件。然而,克尔透镜锁模要求激光器工作在稳区内可使其达到最佳锁模状态的特定区域,因此,有必要对其稳区做进一步的计算和分析。

图1中,  $M_1, M_2$  的曲率半径分别为  $R_1, R_2, M_3, M_4$  的曲率半径为  $R_3, R_4, \Phi$  为折叠角。  $M_1$  和  $M_2$  间距为  $L_0, R_1 = R_2 = 1799.91 \text{ mm}, R_3 = R_4 = 100 \text{ mm}, R_3, R_4$  间距  $d$ ,两臂几何长度为  $L_1$ ,选择掺钕蓝宝石晶体长度为  $L = 3 \text{ mm}$ ,且以布儒斯特角切割。从平面镜  $M$  处开始计算可得光束的往返传输矩阵

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(R\cos\Phi) & 1 \end{bmatrix} \\ T_i \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(R\cos\Phi) & 1 \end{bmatrix} T'' \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(R\cos\Phi) & 1 \end{bmatrix} \\ T_i \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\lambda(R\cos\Phi) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (i = t, s)$$

$t, s$  分别表示光通过的子午面和弧矢面。

$$T_t = \begin{bmatrix} 1 & L_0 - 2nL\lambda(n^2 + 1) + L/n^3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$T_s = \begin{bmatrix} 1 & L_0 - 2nL\lambda(n^2 + 1) + L/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$T'' = \begin{bmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} ABCD^{\nu} \begin{bmatrix} 1 & 2L_0 - 2x - d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ ABCD^{\nu} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

由于子午面和弧矢面光束的传输矩阵不同,激光器的稳区应为两个面内的交叠部分。当 Z 型折叠腔两臂等长或调整 MPC 两镜间距使其达到零效应时,稳区是不分裂的。若 MPC 不能达到完全的零效应,则稳区分裂。图6(a)为  $\nu = 10, d = 741.95 \text{ mm}$  时关于聚焦镜间距和折叠角的稳区图,  $d$  正好是零效应长度。改变  $d$ ,使其不为零效应长度,如  $d = 650 \text{ mm}$ ,

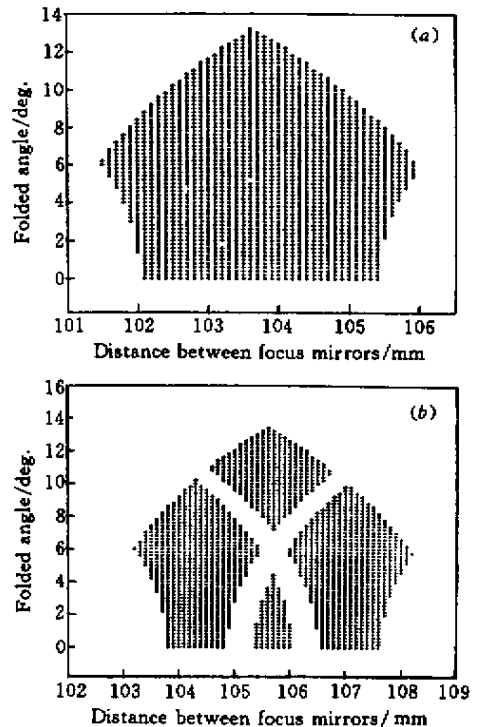


图6 零效应长度(a)和非零效应长度(b)激光器稳区图

Fig.6 Stable region of the laser with a zero effective length(a) and with a non-zero effective length(b)

其稳区产生分裂且不对称,如图 6(b)。

能使 MPC 达到零效应的长度是一些离散的数据,因此激光器的稳区随  $d$  的改变而由分裂到不分裂再到分裂……图 1 所示的激光器,其稳区的面积随  $d$  的变化可由计算给出,如图 7 所示。当  $d > 3580$  mm 时,激光器已没有稳区(实际  $d$  不可能大于  $L_1$ )。

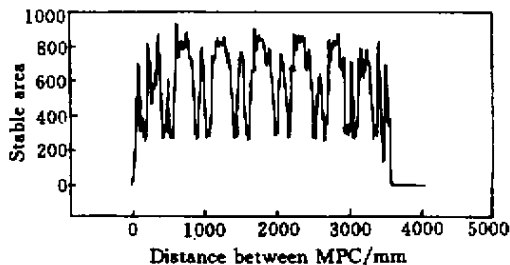


图 7 随 MPC 腔长的改变稳区面积的变化

Fig.7 Change of the stable area with a changeable length of multiple-pass cavity

### 3 结 论

本文在考虑了带有 MPC 腔的实际情况后,改进了其理论计算模型,严格地计算了其零效应长度的传输矩阵,并在此基础上计算了带有 MPC 激光腔的稳定性,发现在不满足 MPC 零效应长度时,稳定区域发生分裂,该工作为获得具有低重复频率、高脉冲能量的飞秒激光器提供了更严格的理论分析和更可靠的设计参数。

### 参 考 文 献

- 1 M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto *et al.*. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(8): 522 ~ 524
- 2 D. Herriott, H. Kogelnik, R. Kompfner. Off-axis paths in spherical mirror interferometer. *Appl. Opt.*, 1964, **3**(4): 523 ~ 526; B. Perry, R. O. Brickman, A. Stein *et al.*. Controllable pulse compression in a multiple-pass-cell Raman laser. *Opt. Lett.*, 1980, **5**(7): 288 ~ 290
- 3 S. H. Cho, B. E. Bouma, E. P. Ippen *et al.*. Low-repetition-rate high-peak-power Kerr-lens mode-locked Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser with a multiple-pass cavity. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(6): 417 ~ 419