

用于碰撞锁模的环形腔的稳定性*

邢岐荣 章若冰 王清月

(天津大学)

提 要

采用矩阵方法分析了用于碰撞锁模的六镜环形腔的稳定性, 获得一个简单的解析结果。这种结果对于设计和调整这类环形腔是很重要的。

1981年 Fork 等人报道的碰撞锁模染料激光器^[1], 其光学谐振腔是一种腔内具有两个小束腰的环形腔。1982年 Kenneth 采用长腔近似的方法, 求得六镜环形腔稳定性的近似解析公式, 并且给出计算机的数值计算结果。两种结果有明显的差别^[2]。我们认为, 从几何光学角度看, 数值计算结果是正确的, 并为实验所证实; 而近似解析结果的稳定区有一部分位于第三象限, 显然, 这与几何光学是矛盾的, 实验也很难在这个区域中实现正常运转。本文对前述的六镜环形腔加以某些符合实际的限制, 从而求得这种环形腔稳定性的解析结果, 并与 Kenneth 的数值计算结果作比较, 两者符合得很好。

一、非对称环形光学谐振腔

在图 1 所示的六镜光学谐振腔中^[3], R 为 M_1 、 M_2 、 M_5 、 M_6 等反射镜的曲率半径, M_3 、

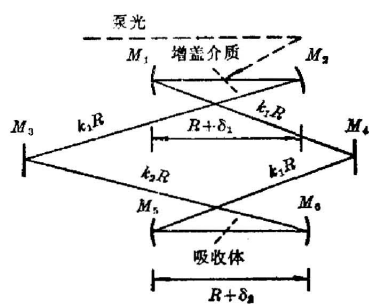


图 1

M_4 为平面反射镜, k_1 、 k_2 为大于零的常数, δ_1 和 δ_2 为可调量。为了保证在腔内形成两个小束腰, 并保证与泵浦光斑尺寸相匹配, 我们取 δ_1 , $\delta_2 \ll R$ 。在这样的光学谐振腔内存在一对反向传播的光脉冲, 它们在可饱和吸收体内相遇, 发生干涉而被同步, 从而达到相位锁定, 但是, 当这两个脉冲不同时, 从增益介质中取得的能量被放大。为使它们在增益介质中获得相同的增益, 必需满足可饱和吸收体和增益介质之间的较短距离等于环形腔周长的四分之一^[4]。在碰撞锁模染料激光器中, 一般把可饱和吸收体和增益介质分

别放在光腔的两个小束腰处。所以, 两个小束腰之间的较短距离与较长距离之比应为 1:3。对于图 1 应有 $\{(2k_1+1)R + [(\delta_1 + \delta_2)/2]\} / \{(2k_2+1)R + [(\delta_1 + \delta_2)/2]\} = 1/3$, 因为我们取 δ_1 , $\delta_2 \ll R$, 因此上式可简写为

$$(2k_1+1)/(2k_2+1) = 1/3. \quad (1)$$

收稿日期: 1983年10月11日

* 本工作得到中国科学基金会的资助。

根据光学谐振腔的矩阵理论,我们可以写出非对称环形腔的传输矩阵:

$$T_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & k_1 R \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & k_1 R \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R + \delta_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & k_2 R \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & k_2 R \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R + \delta_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

计算 T_0 求得

$$A_0 + D_0 = \left(2 - \frac{8R}{f} + \frac{4R^2}{f^2} - \frac{8k_1 R}{f} - \frac{8k_2 R}{f} + \frac{12k_1 R^2}{f^2} + \frac{12k_2 R^2}{f^2} \right. \\ \left. + \frac{16k_1 k_2 R^2}{f^2} - \frac{4k_1 R^3}{f^3} - \frac{4k_2 R^3}{f^3} + \frac{4k_1 k_2 R^4}{f^4} - \frac{16k_1 k_2 R^3}{f^3} \right) \\ + \left(-\frac{4}{f} + \frac{4R}{f^2} + \frac{6k_1 R}{f^2} + \frac{6k_2 R}{f^2} - \frac{8k_1 k_2 R^2}{f^3} - \frac{4k_1 R^2}{f^3} \right. \\ \left. - \frac{4k_2 R^2}{f^3} + \frac{4k_1 k_2 R^3}{f^4} \right) (\delta_1 + \delta_2) \\ + \left(\frac{4k_1 k_2 R^2}{f^4} - \frac{4k_1 R}{f^3} - \frac{4k_2 R}{f^3} + \frac{4}{f^2} \right) \delta_1 \delta_2, \quad (3)$$

其中 f 代表子午焦距或弧矢焦距。如图 1 所示的环形腔中,由于象散的存在,因此有

$$f_{\mp} = R \cos \varphi / 2, \quad f_{\mp} = R \sec \varphi / 2, \quad (4)$$

其中 2φ 是在球面镜上入射光线和反射光线之间的夹角。我们称作象散角。在设计环形腔时,应尽量使象散角 2φ 值小,以减少象散对光腔特性的影响。当 2φ 角很小时, $\cos \varphi \approx 1$, 考虑到(1)式,我们有 $A_0 D_0 = (192k_1^2 - 64k_1 - 16)(\delta_1 \delta_2 / R) - 32k_1 [(\delta_1 / R) + (\delta_2 / R)] + 2$ 。设 $\xi = \delta_1 / R$, $\zeta = \delta_2 / R$, $B = 192k_1^2 - 64k_1 - 16$, $D = -32k_1$, $F = 2$ 。并应用光学谐振腔稳定性判据 $|A_0 + D_0| < 2$, 求得

$$B\xi\zeta + D(\xi + \zeta) + F + 2 > 0, \quad (5)$$

$$B\xi\zeta + D(\xi + \zeta) + F - 2 < 0. \quad (6)$$

(5)式表示坐标原点平移到 $\left(\frac{2k_1}{12k_1^2 - 4k_1 - 1}, \frac{2k_1}{12k_1^2 - 4k_1 - 1} \right)$ 的等边双曲线,其实半轴为:

$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2k_1 + 1}{12k_1^2 - 4k_1 - 1}$ 。(6)式表示坐标原点平移到 $\left(\frac{2k_1}{12k_1^2 - 4k_1 - 1}, \frac{2k_1}{12k_1^2 - 4k_1 - 1} \right)$ 的等边双曲线。其实半轴长为: $a_2 = \frac{2\sqrt{2}k_1}{12k_1^2 - 4k_1 - 1}$ 。两组双曲线限制的区域表示光学谐振腔的稳定区,如图 2 所示。两实半轴之差表示稳定区的宽窄。即

$$a_1 - a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}(6k_1 - 1)}. \quad (7)$$

由(7)式看出,当 k_1 增加时,会使光腔的稳定区变窄。这对于光腔的稳定运转和调整都有利。图 2 是 $k_1 = 3$ 情况下的图形。图中的阴影部分即为光腔的稳定区。这个结果与 Kenneth 的数值计算曲线符合得很好^[4]。

为了看出象散对光腔稳定性的影响,我们取 $k_1 = 3$, $\varphi = 5^\circ$, 用相应的 f_{\mp} 、 f_{\mp} 代入(3)式,并考虑到(1)式。这样可以求得子午面内光腔的稳定区和弧矢面内的稳定区。两种稳定区的重叠部分才是考虑象散情况下光腔内稳定区,如图 3 所示。从图 3 可看出,象散使光腔

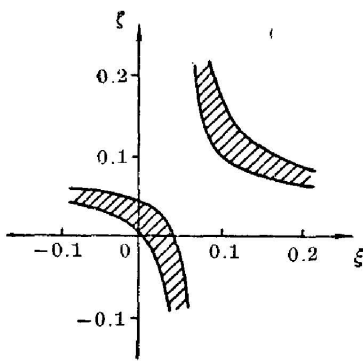


图 2

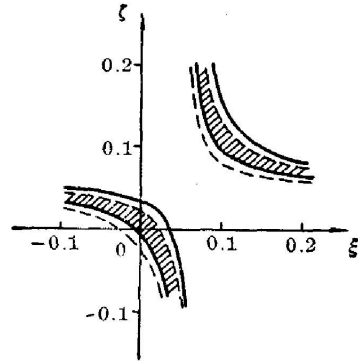


图 3

的稳定区变窄。进一步计算还可以知道,当角度过大时,甚至使光腔无稳定区,这也和已有的文献结果是一致的^[4,5]。

二、对称环形光学谐振腔

当 $k_1 = k_2 = k$ 时,从(3)式便可求得对称环形谐振腔的 $A_0 + D_0$,当忽略象散(即 $2\varphi \approx 0$)的影响,便可得到

$$A_0 + D_0 = (64k^2 - 64k + 16)\xi\zeta - (8 - 16k)(\xi + \zeta) + 2, \quad (8)$$

其中 $\xi = \delta_1/R, \zeta = \delta_2/R$ 。由二元二次方程理论,结合光学谐振腔的实际情况,我们仅考虑 $k > 0$ 且 $k \neq 0.5$,由光学谐振腔稳定性判据, $|A_0 + D_0| < 2$,可以把(8)式写作

$$(64k^2 - 64k + 16)\xi\zeta + (8 - 16k)(\xi + \zeta) + 4 > 0, \quad (9)$$

$$(64k^2 - 64k + 16)\xi\zeta + (8 - 16k)(\xi + \zeta) < 0. \quad (10)$$

若把坐标原点平移到 $(-\frac{1}{2-4k}, -\frac{1}{2-4k})$ 处,则(9)、(10)式可简化为

$$\xi'\zeta' > 0, \quad (11)$$

$$\xi'\zeta' < \frac{1}{4(1-2k)^2}. \quad (12)$$

由此看出,由于 $k_1 = k_2 = k$,原来与非对称环形腔对应的两个双曲线中的一个退化为相互垂直的两直线。(11)式表示交点在 $(-\frac{1}{2-4k}, -\frac{1}{2-4k})$ 的两直线,且分别平行于原坐标轴,

(12)式表示以(11)式为渐近线的双曲线,其实半轴长为

$$a = \frac{\sqrt{2}}{2-4k}. \quad (13)$$

此双曲线的一支的顶点在原坐标原点处,如图4所示。阴影区即为对称环形腔的稳定区。图4中曲线是取 $k=3$ 画出的。

由(13)式可以看出,当 k 增加时, a 变小。这意味着光腔稳定区变窄。当 $k \rightarrow \infty$ 时,(12)式趋于(11)式,而这时的(12)式趋于原坐标轴。若考虑象散的影响,光腔的稳定区同样会变窄,这和非对称腔的结论是一致的。

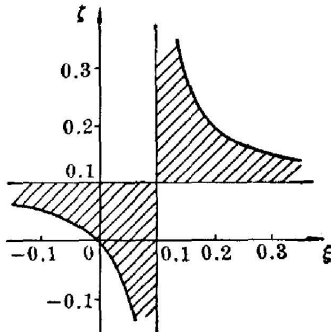


图 4

三、结 论

由于染料激光器中的曲面镜的曲率半径都很小, 因此, 使得这类光腔的稳定区相当小, 这对于设计和调整这类激光器都很不利。此外, 由于象散的存在, 使得稳定区进一步变窄。所以, 在设计这类光腔时应尽最大可能减小象散角, 或采取必要的象散补偿措施。虽然计算得到的稳定区的具体数据很难用机械的方法来实现, 但它对具体的设计和调整光腔却指出了一个方向。

参 考 文 献

- [1] R. L. Fork, B. I. Greene *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**, No. 9 (May), 671.
- [2] Kenneth K. Li; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 5 (1 Mar), 967.
- [3] J. C. Diels, C. Y. Wang *et al.*; «*International Conference on Laser 1981*», (New Orleans December 14~18 1981).
- [4] W. Dietel; *Opt. Commun.*, 1982, **43**, No. 1 (Sep), 69.
- [5] Kenneth K. Li. *et al.*; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 3 (Feb), 407.

Stability of a ring cavity for colliding pulse mode-locking

XING QIRONG ZHANG REBING AND WANG QINGYUE
(Tianjin University)

(Received 11 October 1983)

Abstract

Stability of a six-mirror ring laser cavity for colliding pulse mode-locking is analysed by using matrix method. A simple analytical result is obtained. The results are significant for design and alignment of the ring laser cavity.