

文章编号: 0258-7025(2001)03-0215-05

含有克尔自聚焦介质三元腔的自锁模 激光器谐振腔的精确计算*

章若冰 边自鹏 戴建明 庞冬青 孙敬华 王清月

(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开放实验室 天津 300072)

提要 设计了一种处理具有像散的克尔透镜锁模腔的精确理论计算方法,并用该方法对三元腔固体自锁模激光器的像散、稳定性、光束参数、自聚焦效应和克尔自聚焦强度与腔参数的关系进行了系统的理论计算。该计算为自锁模固体激光器的设计和调整提供了理论依据。

关键词 三元腔,自锁模,自聚焦

中图分类号 TN 815 ;O 437.5 **文献标识码** A

Exact Calculation of the Resonator for Three-element Cavity Kerr Mode-locked Laser

ZHANG Ruo-bing BIAN Zi-peng DAI Jian-ming

PANG Dong-qing SUN Jing-hua WANG Qing-yue

(*Optoelectronic Information Science and Technology Lab, College of Precision Instruments
and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072*)

Abstract This paper presents an exact method to calculate astigmatic Kerr-lens mode-locked cavity. The influence of cavity parameters on astigmatism, stability, beam parameters, self-focusing and Kerr self-focusing strength has been studied in the three-element cavity. The results provide a theoretical basis for the design and alignment of the cavity.

Key words three-element cavity, self-locking mode, self-focusing

1 引言

1994年 J. G. Fujimoto 等首次采用简单的由三个元件组成的谐振腔(简称三元腔)掺钛蓝宝石激光器实现了自锁模。由于紧凑的腔结构,获得了 1 GHz 高重复率短腔长的锁模运转^[1]。随后,他们在此基础上又利用小角度倾斜的晶体以减小晶体内部的像散,实现了三元腔自启动、自锁模运转^[2]。目前,这种类型的腔在二极管抽运的全固化自锁模激光器中得到十分广泛的应用。克尔透镜锁模(KLM)机理是基于由自聚焦产生的自振幅调制。因此,克尔介质处的束腰半径和腔内光束参数对 KLM 起着非常重要的作用。这就要求精确设计 KLM 激光器谐振腔,并在设计中必须考虑克尔介质的自聚焦效

应。腔内光功率 P 成为一个重要参数。一般光学谐振腔的 q 参数法不再适用。但对基模高斯光束,为了处理这类问题,Haus 等在 Pierre Belanger 和 Claude Pare 理论的基础上,提出了一个重新归一化 q 参数的方法^[3],但是这种处理忽略了晶体内光束是椭圆这一事实。为了考虑晶体内的像散,人们又采用将子午面和弧矢面分别处理的方法^[4]。但是这种方法也是近似的。因为在自聚焦方程中,子午面和弧矢面的光束参数是互相关联的。以上方法都进行了某种程度的近似,主要是因为描述椭圆高斯光束在非线性自聚焦介质内传播的微分方程不能给出解析解。为了更精确地描述克尔介质中的自聚焦效应,我们设计了一种理论计算方法,并对三元腔的像散、稳定性、光束参数、自聚焦和克尔自聚焦强度与腔参数的关系进行了系统的理论计算。

*“九五”国家攀登计划资助课题。

三元腔的典型结构如图 1 所示。钛宝石晶体一面是布儒斯特角切割,另一面为平面。在晶体平面一边镀上对激光波长高反而对抽运波长高透的介质膜。 f 为抽运的聚焦透镜, R 为折叠镜。激光束以棱镜输出耦合器输出。棱镜输出耦合器也可用平面输出耦合镜代替。

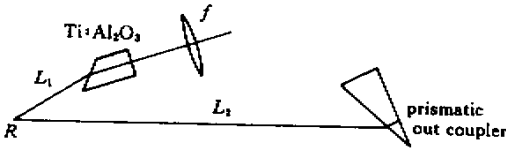


图 1 三元腔自锁模激光器结构简图

Fig.1 Schematic of three-element cavity Kerr-lens mode-locked laser

因为晶体的一端以布儒斯特角切割,光束在晶体内部为椭圆。椭圆高斯光束在克尔介质中的传播可以表示为如下的一组微分方程^[5]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w_x}{dz^2} &= \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{w_x^3} \left(1 - \frac{w_x}{w_y} p\right) \\ \frac{dw_x}{dz} &= \frac{w_x}{R_x} \\ \frac{d^2 w_y}{dz^2} &= \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{w_y^3} \left(1 - \frac{w_y}{w_x} p\right) \\ \frac{dw_y}{dz} &= \frac{w_y}{R_y} \end{aligned} \quad (1)$$

式中 w_x, w_y 分别为子午面和弧矢面的光斑半径, R_x, R_y 分别为相对应的等相位面曲率半径, n 为线性折射率。 $p = P/P_c$, 其中 P 为腔内功率, P_c 为自陷功率, $P_c = \lambda^2 / (2\pi n n_2) \lambda n_2$ 为非线性折射率系数。

对上述微分方程组做变量代换

$$\begin{aligned} H_x &= w_x^2 & K_x &= w_x^2 / R_x \\ H_y &= w_y^2 & K_y &= w_y^2 / R_y \end{aligned} \quad (2)$$

上述方程组可简化为

$$\begin{aligned} \frac{dH_x}{dz} &= 2K_x \\ \frac{dK_x}{dz} &= \frac{K_x^2}{H_x} + \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{H_x} - p \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{(H_x H_y)^2} \\ \frac{dH_y}{dz} &= 2K_y \\ \frac{dK_y}{dz} &= \frac{K_y^2}{H_y} + \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{H_y} - p \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{(H_x H_y)^2} \end{aligned} \quad (3)$$

用四阶隆格-库塔法写出上面方程组的数值迭代格式,选择一组初值代入上述格式可以得到上述方程

组的数值解。

考虑到腔内振荡光束必须符合自洽条件,为了求出腔内可以存在的高斯光束,采用图 2 所示的方法。

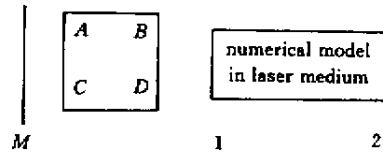


图 2 在计算中所用的理论模型

Fig.2 Theoretical model used in the calculations

若镜 M 为输出耦合镜,介质的第一个表面为布儒斯特切割的表面,第二个表面为平面全反射表面。在镜 M 处取一适当初值,在 M 和非线性介质之间采用 q 参数法,通过传输矩阵 $\begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix}$ 达到介质表面 1 的内表面得到晶体介质内表面的 q 参数,利用该 q 参数即可知该处的光斑半径和等相位面的曲率半径。把它作为微分方程组的初值,代入其数值迭代格式,得到光束进入晶体并从平面全反端(表面 2)反射再回到表面 1 的内表面的 q 参数,再用此 q 参数,利用 q 参数法通过 $\begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix}$ 传输矩阵求得 M 处的 q 参数。如图 2 所示。继续这一同样的过程可以得到特定参数的高斯光束在腔内往返一周后的光束参数。如果用新得到的光束参数继续代入上述过程直到这一次的结果与上次结果之差小于某一很小的误差因子,我们就认为该光束参数代表了腔内在此条件下的振荡模式。求得 M_1 处光束特征参数后就可以求出腔内各处的光束特征参数。对图 1 所示的激光器,其

$$\begin{pmatrix} A_{1x} & B_{1x} \\ C_{1x} & D_{1x} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n & 0 \\ 0 & \frac{1}{n^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos \theta} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} A_{1y} & B_{1y} \\ C_{1y} & D_{1y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos \theta}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} A_{2x} & B_{2x} \\ C_{2x} & D_{2x} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos \theta} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{n} & 0 \\ 0 & n^2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} A_{2y} & B_{2y} \\ C_{2y} & D_{2y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos \theta}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \quad (7)$$

式中下标 x, y 分别表示子午面和弧矢面。 R 为折叠镜的曲率半径, θ 为折叠角。

用上述方法寻求一个特定参数下谐振腔的自洽解,其关键是要得到一个准确的微分方程的隆格-库塔格式和找到一个简单而高效的迭代方法。否则将使运算量很大或很难找到自洽解。我们在改进迭代法后,在 486 计算机上也只需十几秒。这样就解决了数值解法的复杂性问题,使上述方法成为解决腔内含克尔介质光学谐振腔参数计算的一个更精确而又简便易行的方法。

3 计算结果

图 3 为三元腔的稳区图。其中 L_1 为横坐标,折叠角 θ 为纵坐标。图中所用参数为:晶体长度 $L_0 = 2.5 \text{ mm}$, 折叠镜的曲率半径 $R = 5 \text{ cm}$, 折射率 $n = 1.76$ 。由于腔内振荡光束以布儒斯特角进入晶体,使子午面和弧矢面内的光斑半径发生不同的变化,引起了像散。该像散可以用斜入射球面镜产生的像散来补偿。由于像散的影响,子午面和弧矢面的稳定区域不重合,它们的重叠区域才是谐振腔的稳定区。由图可知,当 $\theta = 0$ 时,没有像散补偿,稳定区域较小。随着 θ 角的增加,像散得到部分补偿,稳定区域逐渐增加。图中显示 $\theta = 15.5^\circ$ 时, L_1 有最大的可调节范围,稳区最宽。以 $\theta = 15.5^\circ$ 代入往返矩阵可求出腔内各处光斑半径,计算发现这时腔内各处(晶体内外)子午面和弧矢面光斑半径基本相等(见图 6),所以 $\theta = 15.5^\circ$ 可作为在此参数下的像散补偿角。稳区宽度与腔参数有关。计算表明,稳区宽度随折叠镜焦距的增加而增加,如图 4 所示。因此,选择较小焦距的折叠镜将造成调整难度的增加。稳区宽度随 L_2 的增大而减小,如图 5 所示。随着 L_2 增大,稳区迅速减小。不但 L_1 的可调节范围变小,折叠角的可取值范围也缩小到像散补偿角附近较小区

域。这说明 L_2 的变化虽然不影响像散补偿角,但对稳区影响较大。当 L_2 取值较大时,折叠角可调节范围很小,这时像散补偿最为重要,因为折叠角稍有偏差就已经超出了稳区。

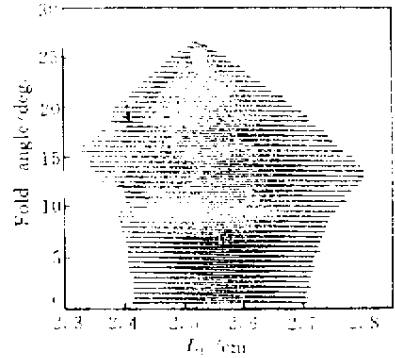


图 3 三元腔稳区图

Fig.3 Stability map of three-element cavity

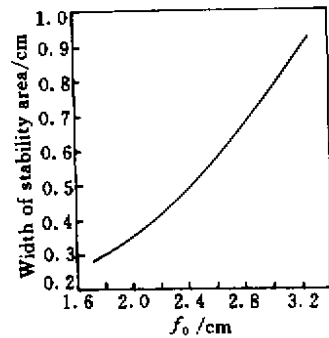


图 4 折叠镜焦距 f_0 对稳区宽度的影响

Fig.4 Width of stability area as a function of f_0

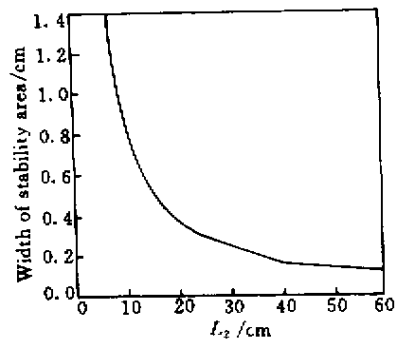


图 5 L_2 对稳区宽度的影响

Fig.5 Width of stability area as a function of L_2

图 6 为功率参数 $p = 0.2$ 时三元腔腔内不同位置处的光斑半径。图中所用参数 $L_1 = 2.6 \text{ cm}$, $L_2 = 15 \text{ cm}$, $\theta = 15.5^\circ$, $R = 5 \text{ cm}$, 晶体长 2.5 mm 。图中 t

表示子午面, s 表示弧矢面。以输出镜为横坐标起点。由图可知, 在长臂一端光斑变化较小, 在折叠镜处光斑半径最大, 其束腰在平面输出镜处。而短臂一端光斑变化迅速, 其束腰在晶体的平面全反端。由图可知, 在晶体外部, 子午面和弧矢面光斑半径基本相同, 尤其在长臂端。这表明折叠角取 15.5° 时, 像散得到了补偿。但在晶体内部子午面和弧矢面光斑半径明显不同, 即光束为椭圆。图 7 为弧矢面不同功率下腔内各处的光斑大小。图中显示在输出镜处随着功率增加, 光斑半径增大, 说明在此参数下, 在输出镜处用放置小孔形成硬光阑, 实现自锁模不

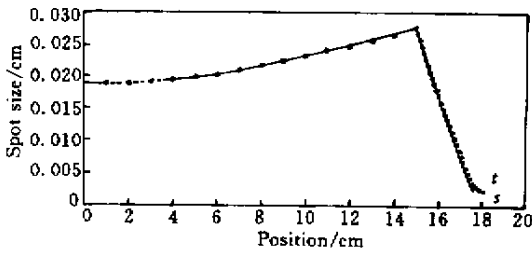


图 6 功率参数 $p = 0.2$ 时三元腔内光斑半径随位置的变化

Fig.6 Beam radius as a function of the position at power parameter $p = 0.2$ in the three-element cavity

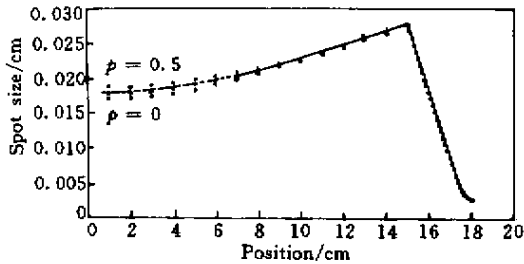


图 7 弧矢方向不同功率下光斑半径在腔内的分布

Fig.7 Beam radius as a function of the position in the cavity at different power parameters on the sagittal surface

再适用。图 8 为晶体内部不同功率下的光斑半径。由图可知, 随着功率上升, 晶体内部光斑半径减小, 即有自聚焦效应。配合在增益介质内由抽运光的有效孔径形成的软光阑即可等效为一快饱和吸收体, 形成自锁模。在子午面上, 晶体内部不同位置自聚焦效应大小不等, 内表面(布儒斯特角切割的表面)远大于外表面。因此在此处软光阑的效果将更大。

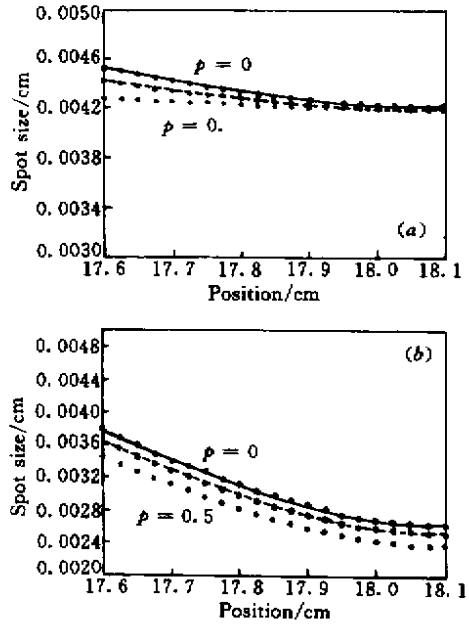


图 8 不同功率下晶体内部光斑半径的分布 (a)子午面 (b)弧矢面

Fig.8 Beam radius as a function of the position at different power parameters within the crystal (a) on the tangential surface; (b) on the sagittal surface

为了反映腔内各处克尔自聚焦的强弱, 常引入克尔自聚焦强度。克尔自聚焦强度定义为 $F = -\frac{1}{w} \frac{dw}{dP}$, w 为光斑半径。 F 为正值表示随着功率增加光斑半径减小。因此为了实现自锁模, F 必须大于零。并且 F 越大对实现自锁模越有利。因此考察腔内不同位置克尔自聚焦强度大小及克尔自聚焦强度与腔参数的关系对谐振腔的设计和调整均具有指导意义。图 9 为折叠镜处克尔自聚焦强度随 L_1 的变化曲线。图中表示, 随着 L_1 的增加, F 值在 t 向(子午面)和 s 向(弧矢面)都单调增加。在 L_1 稍大于焦距 f ($R/2$) 的地方 F 值开始大于零, 说明这时在折叠镜处加一小孔形成硬光阑, 有利于自锁模的形成。放一狭缝也可以起到小孔的作用, 图中表示 t 向克尔自聚焦强度明显大于 s 向, 表明竖直狭缝比水平狭缝更有效。在通常四镜腔中敏感臂(短臂)长度在稳区边缘时易于自锁模。由图 9 可知, 三元腔有类似情况, 但是过于靠近稳区边缘将增加调整难度, 降低输出功率, 并使像散补偿效果下降。因此必须综合考虑这些效果。

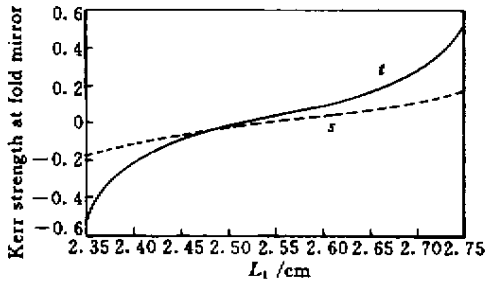


图9 折叠镜处克尔自聚焦强度随 L_1 的变化

Fig.9 Kerr self-focusing strength as a function of L_1 at folded mirror

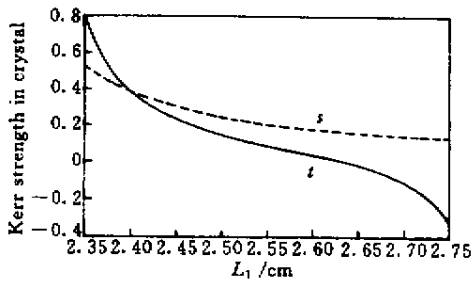


图10 晶体内部束腰处克尔自聚焦强度随 L_1 的变化

Fig.10 Kerr self-focusing strength as a function of L_1 at beam waist within the crystal

在不另加小孔或狭缝的情况下,仅用在增益介质内由抽运光的有效孔径形成的软光阑实现自锁模,需要使晶体内部的克尔自聚焦强度大于零。图10给出了晶体内部束腰处克尔自聚焦强度随 L_1 的变化。由图可知,在稳区的大部分范围内晶体内束腰处 F 值大于零,有利于自锁模形成。并且, F 随着 L_1 的增加而减小,过度接近稳区远端,会使子午面 F 值小于零,不利于自锁模的形成。因此,在调整谐

振腔时,应使激光器短臂的长度接近稳区的近端,这已由 Malini Ramaswamy-Paye 等的实验所证实^[1]。以上计算是针对三元腔这种特殊的腔型,但这种计算方法对含有克尔非线性介质的其他腔型同样有效。

4 结 论

设计了一种新的更为精确的理论计算方法,并用该方法对三元腔固体自锁模激光器的像散、稳定性、光束参数、自聚焦效应和克尔自聚焦强度与腔参数的关系进行了系统的理论计算。该计算为自锁模固体激光器的设计和调整提供了理论依据。该理论计算方法对其他腔型的自锁模固体激光器同样有效。

参 考 文 献

- 1 Malini Ramaswamy-Paye, J. G. Fujimoto. Compact dispersion-compensating geometry for Kerr-lens mode-locked femtosecond lasers. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(21):1756 ~ 1758
- 2 B. E. Bouma, J. G. Fujimoto. Compact Kerr-lens mode-locked resonators. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(2):134 ~ 136
- 3 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(10):2086 ~ 2096
- 4 Kuei-Huei Lin, Yinchieh Lai, Wen-Feng Hsieh. Simple analytical method of cavity design for astigmatism-compensated Kerr-lens mode-locked ring lasers and its applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(3):468 ~ 475
- 5 C. R. Giuliano, J. H. Marburger, A. Yariv. Enhancement of self-focusing threshold in sapphire with elliptical beams. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**:58 ~ 60