

固体激光腔动力学稳定性的调控^{*}

张光寅 张潮波 丁 欣 宋 峰 郭曙光 孟凡臻

(南开大学光子学中心, 天津 300071)

(2001 年 6 月 16 日收到 2001 年 8 月 23 日收到修改稿)

在固体激光腔运行中热透镜的屈光度, $1/f_t$, 作为谐振腔的动力学因子, 对腔的运行特性有着关键性的影响作用. 运用变换圆图解方法, 对固体激光腔的光模特性的动力学稳定性作了详细的分析, 给出了它对动力学因子及腔参数 $u_1 = L_1(L_1 - R_1)/R_1$ 与 $u_2 = L_2(L_2 - R_2)/R_2$ 的依赖关系. 给出了腔参数 u_1 与 u_2 的直观物理图像描述. 在此基础上, 利用变换圆图解方法, 进一步讨论, 如何选择腔参数 u_1 与 u_2 , 调节稳定区内运行的最小基模光斑尺寸和动力学稳定区的宽度, 及调控动力学稳定区的‘位置’提出了两倍拓宽动力学稳定区的一个可行方案. 最后, 还讨论了动力学敏感腔的存在及其在自调 Q 激光器与自 Kerr 透镜锁模激光器中的可能运用.

关键词: 固体激光器, 热透镜, 动力学稳定性的调控

PACC: 4255, 4260D

1 引 言

在固体激光器的运行过程中, 随光泵功率的变化, 腔内激光介质的热透镜效应大幅度地变化. 特别是, 在二极管激光端抽运的固体激光器中, 激光介质的热透镜的焦距值可从无限大变化至近十厘米. 显然, 这会极大地影响固体激光器的运行特性. 我们会运用变换圆图解方法^[1], 详细地分析了固体激光腔的动力学稳定性和模式特性对动力学因子——热透镜的光焦度, $1/f_t$, 及腔参数 u_1 与 u_2 的依赖关系^[2,3]. 在此基础上, 本文进一步运用变换圆图解方法, 着重讨论固体激光腔动力学稳定性的一系列调控问题.

2 固体激光腔光模特性的动力学稳定性与动力学因子及腔参数的依赖关系

我们会运用变换圆图解方法^[1]分析了腔内包含单一热透镜的谐振腔(如图 1 所示)的模式特性^[2,3]. 分析得出, 腔内热透镜处的束参数 b_f 与谐振腔端镜 M_1 镜与 M_2 镜处的束参数 b_1 与 b_2 由如下关系给出:

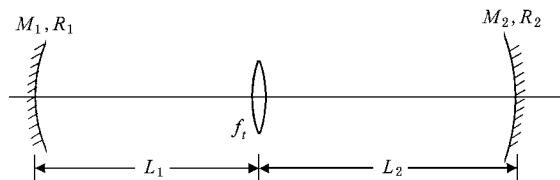


图 1 腔内包含单一透镜的谐振腔

$$b_f = \frac{\pm 2\left(\frac{1}{f_t} - \frac{1}{f_0}\right)}{\sqrt{\frac{1}{4u_1^2 u_2^2} - \left[\left(\frac{1}{f_t} - \frac{1}{f_0}\right)^2 - \frac{u_1^2 + u_2^2}{4u_1^2 u_2^2}\right]^2}}, \quad (1)$$

$$b_1 = \frac{L_1^2}{2u_1^2} (b_f \mp \sqrt{b_f^2 - 4u_1^2}), \quad (2)$$

$$b_2 = \frac{L_2^2}{2u_2^2} (b_f \mp \sqrt{b_f^2 - 4u_2^2}), \quad (3)$$

其中

$$\frac{1}{f_0} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{2u_1} + \frac{1}{2u_2}, \quad (4)$$

$$u_1 = \frac{L_1(L_1 - R_1)}{R_1}, u_2 = \frac{L_2(L_2 - R_2)}{R_2} \quad (5)$$

为腔的 u 参数, 此处 L_1, L_2 分别为 M_1 镜和 M_2 镜离热透镜的距离; R_1, R_2 分别为两镜的曲率半径.

将(1), (2), (3)式的关系代入下式:

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60078014)、天津市自然科学基金(批准号 99380111)和天津市光电子联合科学中心(批准号 200020)资助的课题.

$$\omega_i = \sqrt{\frac{b_i \lambda}{\pi}}, \quad i = f, 1, 2 \quad (6)$$

即可求得热透镜, M_1 镜与 M_2 镜处的基模光斑尺寸 ω_f, ω_1 与 ω_2 对 $1/f_t$ 的依赖关系.

由(1)式可知, $b_f/1/f_t$ 有两个实值关系曲线, 对称地分布于 $1/f_0$ 的左右边. 由(1)式取其分母为零, 即使 $b_f \rightarrow \infty$, 在 $|u_1| \geq |u_2|$ 的情况下, 可求得上述两个关系曲线的边界所对应的动力学因子:

$$\text{I 区} \begin{cases} \frac{1}{f_a} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}, \\ \frac{1}{f_\beta} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{u_1}. \end{cases} \quad (7)$$

$$(8)$$

$$\text{II 区} \begin{cases} \frac{1}{f_\gamma} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{u_2}, \\ \frac{1}{f_\delta} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{u_2} + \frac{1}{u_1}. \end{cases} \quad (9)$$

$$(10)$$

被上面四个动力学因子界定的两个区域即为固体激光腔能够稳定运行的动力学稳定区.

在图 2 中画出 ω_f, ω_1 与 ω_2 对 $1/f_t$ 的关系曲线的一个典型例子. 在利用(1), (2), (3)式和(6)式计算这些曲线时, 取 $L_1 = 100\text{cm}$, $R_1 = 40\text{cm}$; $L_2 = 100\text{cm}$, $R_2 = 50\text{cm}$; $\lambda = 1.06\mu\text{m}$. 由此可以清楚地看出, ω_f 的两个曲线, 各自呈‘U’字形, 对称地分布于 $1/f_0 = 2.834 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ 直线的两侧, 它与 ω_1 和 ω_2 曲线一起均被 $1/f_a = 2 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$, $1/f_\beta = 2.667 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ 和 $1/f_\gamma = 3 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$, $1/f_\delta = 3.667 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ 直线界定在两个动力学稳定区内.

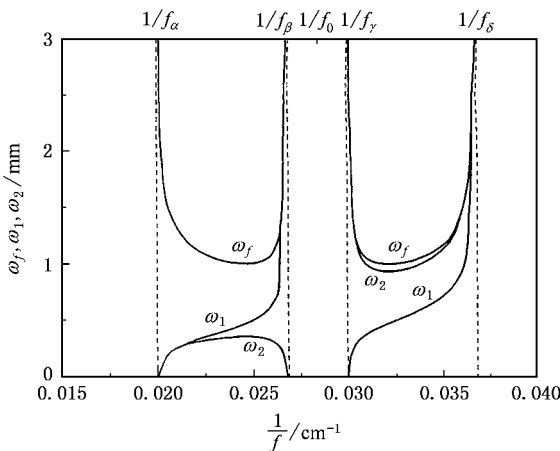


图2 ω_f, ω_1 与 ω_2 对 $1/f_t$ 的关系曲线

由(8), (7)两式相减, 和(10), (9)两式相减, 可得

$$\left| \Delta \frac{1}{f} \right|_{\beta a} = \left| \frac{1}{f_\beta} - \frac{1}{f_a} \right| = \frac{1}{|u_1|}, \quad (11)$$

$$\left| \Delta \frac{1}{f} \right|_{\delta \gamma} = \left| \frac{1}{f_\delta} - \frac{1}{f_\gamma} \right| = \frac{1}{|u_1|}. \quad (12)$$

由此可知, 两个动力学稳定区的宽度均等于 $1/|u_1|$. 在上述例子中该宽度为 $0.667 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$.

两个动力学稳定区之间存在一个动力学非稳定区, 其宽度由下式决定:

$$\left| \frac{1}{f_\gamma} - \frac{1}{f_\beta} \right| \text{ 或 } \left| \frac{1}{f_\delta} - \frac{1}{f_a} \right| = \left| \frac{1}{u_2} \right| - \left| \frac{1}{u_1} \right|. \quad (13)$$

(u_1, u_2 相同符号) (u_1, u_2 不同符号)

在两个动力学稳定区内各存在一个对热微扰不敏感的稳定工作点. 由(1)式将 b_f 对 $1/f_t$ 求微分, 使其等于零, 可求得此稳定工作点对应的动力学因子为

$$\frac{1}{f_I} = \frac{1}{f_0} - \frac{\sqrt{u_1^2 - u_2^2}}{2|u_1| |u_2|}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{f_{II}} = \frac{1}{f_0} + \frac{\sqrt{u_1^2 - u_2^2}}{2|u_1| |u_2|}. \quad (15)$$

在此两工作点, $b_f = 2|u_1|$ 为最小值, 因而由(6)式, 有

$$\omega_{\min} = \sqrt{\frac{2|u_1| \lambda}{\pi}}. \quad (16)$$

当动力学因子运行在 $1/f_I$ 和 $1/f_{II}$ 附近时, 热透镜效应的微扰动变化对热透镜处的基模光斑尺寸的影响最小. 这就是通常所谓的热稳腔的运行条件.

3 腔参数 u_1 和 u_2 的物理内涵及其在谐振腔设计中的运用

由(5)式定义的腔参数 $u_1 = L_1(L_1 - R_1)/R_1$ 与 $u_2 = L_2(L_2 - R_2)/R_2$ 包含了谐振腔镜的参数及其离热透镜的距离. 我们都知道, 在简单两镜腔中通常运用腔参数 g_1 与 g_2 来进行谐振腔的分析与设计. 在腔内包含热透镜的固体激光腔中, 直接利用腔参数 u_1 与 u_2 进行谐振腔的分析与设计, 更为合理, 也更为便捷.

从图 3 可以看出, 与 M_1 镜的 σ_1 圆相切, 同时切光轴于热透镜处的 t_1 圆的半径即为 $|u_1|$; 与 M_2 镜的 σ_2 圆相切, 同时切光轴于热透镜处的 t_2 圆的半径即为 $|u_2|$, 此处的 σ_1 圆与 σ_2 圆为传播圆^[4], 用它们来描写 M_1 镜与 M_2 镜处的波面特性, σ_i 圆的直径与 R_i 镜的曲率半径相同, 并与 R_i 镜内切于光

轴处.由此可见, u_1 和 u_2 具有十分直观的物理图像,这给谐振腔的设计带来极大的方便.

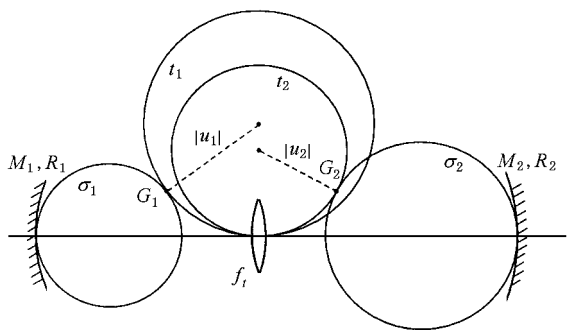


图3 腔参数 u_1 和 u_2 的物理图像

3.1 激光介质中的基模光斑尺寸与动力学稳定区宽度的调节

在 $|u_1| > |u_2|$ 的情况下,由(16)式可知, $|u_1|^{1/2}$ 决定了热稳工作点激光介质中(即热透镜处)的最小基模光斑尺寸 $\omega_{\min}$.由(11)式或(12)式可知, $|u_1|$ 的倒数决定了两动力学稳定区的宽度.因此,我们在设计谐振腔时,只要把握住 $|u_1|$ 值的大小,就可以预计激光介质中的最小基模光斑尺寸与两动力学稳定区的宽度.在二节的例子中, $L_1 = 100\text{cm}$, $R_1 = 40\text{cm}$,对于 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$,由(5)式中的 $u_1 = L_1(L_1 - R_1)/R_1$ 公式,容易算得 $u_1 = 150\text{cm}$.再由(16)式,即可求出激光介质中的最小基模光斑尺寸 $\omega_{\min} = 1.06\text{mm}$.由(11)式或(12)式,即可求得动力学稳定区的宽度为 $0.667 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ (结果见图2).因此,计算十分简单.

激光介质中较大的基模光斑尺寸有利于从激光器中抽取较大的基模输出功率.较宽的动力学稳定区有利于激光器的动力学稳定运行.然而,由(16)式和(11),(12)式可以导出

$$\left| \Delta \frac{1}{f} \right|_{\beta_z} \cdot \omega_{\min}^2 = \left| \Delta \frac{1}{f} \right|_{\delta_y} \cdot \omega_{\min}^2 = 2\lambda/\pi. \quad (17)$$

(17)式表明,两动力学稳定区的宽度与热透镜处的最小基模光斑尺寸平方的乘积为一常值,即两物理量具有互相制约的关系.因此,在设计固体激光腔时要根据具体情况需要折中处理.

3.2 动力学稳定区‘位置’的调控

为了说明 u_2 的物理内涵,我们可利用变换圆的

一个变换规律^[1].上述 t_1 圆实为 σ_1 圆的变换圆, σ_1 圆通过热透镜 f_t 变换后的‘像’圆,依 $1/f_t$ 值的大小各不相同,但它们均同切于 t_1 圆,且随 $1/f_t$ 值的增大,它们与 t_1 圆的相切点 G_1 按顺时针方向沿 t_1 圆周移动.分别对图4(a)与图4(b)所示的两种腔型进行分析.从图4(a)可以看出,当相切点移至 G_a' 时, σ_{1a}' 圆开始与 σ_2 圆相交,这时谐振腔才进入第Ⅰ动力学稳定区的工作点, $1/f_a$; 当它移至 G_{1b}' 或 G_{1c}' 时,正好对应于动力学稳定区的热稳定工作点, $1/f_1$ 和 $1/f_1$.这些工作点均处于 $1/f_t$ 横坐标轴上的较大值处.为此,要求抽运光有较大的输入功率.也就是说,在较低抽运光功率输入时,激光器运行于非稳定区,激光振荡无法建立.

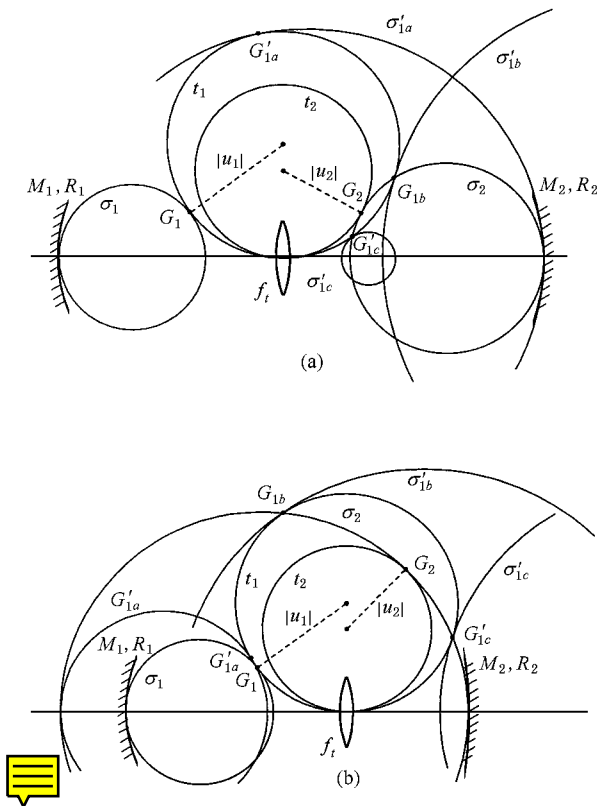


图4 两种不同腔参数情况中 σ_1' 圆的变换图解

- (a) u_1 ($L_1 = 100\text{cm}$, $R_1 = 65.5\text{cm}$), u_2 ($L_2 = 115.5\text{cm}$, $R_1 = 86.2\text{cm}$)
- (b) u_1 ($L_1 = 100\text{cm}$, $R_1 = 65.5\text{cm}$), u_2 ($L_2 = 55.2\text{cm}$, $R_1 = 179.3\text{cm}$)

为使激光器在较低抽运光功率输入时即进入动力学稳定区,即能有效产生激光振荡,可调节 u_2 参数值,使 M_2 镜的 σ_2 圆与 t_1 圆的相交点尽可能地移近 G_1 点,即 σ_1 圆与 t_1 圆的相切点.如图4(b)所示,这里 u_1 参数及其相关的 L_1 与 R_1 参数不变, u_2 由正值变为负值.这时,相应的 G_{1a}' , G_{1b}' 与 G_{1c}' (特

别是 G_{1a})大大地靠近 G_1 点,因而,动力学稳定区明显地移向 $1/f_i$ 横坐标的低值处.在图 5 中示出上述两种情况下的双‘U’曲线,后一情况较之前一情况的双‘U’曲线明显地左移.

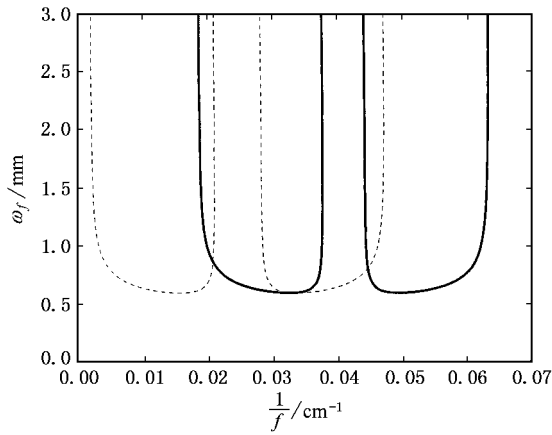


图 5 对应于图 4 中两种不同情况下的 ω_f 的双‘U’曲线
实线对应于情况(a) 虚线对应于情况(b)

由上面的分析可知,调节 u_2 参数,使其 σ_2 与 t_1 圆的相交点发生变化,可以使动力学稳定区在 $1/f_i$ 的横坐标上发生移动,以更好地适应激光器在不同抽运光输入功率下的稳定运行要求.还应指出,在作 u_2 参数调节的过程中,只要保持 u_1 参数及其相关的 L_1 与 R_1 参数不变,激光介质中的最小基模光斑尺寸也就保持不变,因而无须改变抽运光的条件.

对于较复杂的 V 型谐振腔^[5],可以通过短臂一端的平面镜的轴移来调节 $|u_1|$ 参数,以达到调节激光介质中的基模光斑尺寸与动力学稳定区的宽度;同时,可以通过长臂一端的平面镜的轴移来调节 $|u_2|$ 参数,以达到动力学稳定区的‘位置’调控.更详细的描述将在另文中报道.

4 两倍拓宽动力学稳定区的一个可行方案

由(13)式可知,当 $|u_2| = |u_1|$ 时,该动力学非稳定区为零.这种情况下,两动力学稳定区被连接在一起,成为一个拓宽的动力学稳定区,其宽度为两区分离时的两倍,即有 $2|1/u_1|$,如图 6 所示.显然,这是拓宽动力学稳定区的一个可行方案.

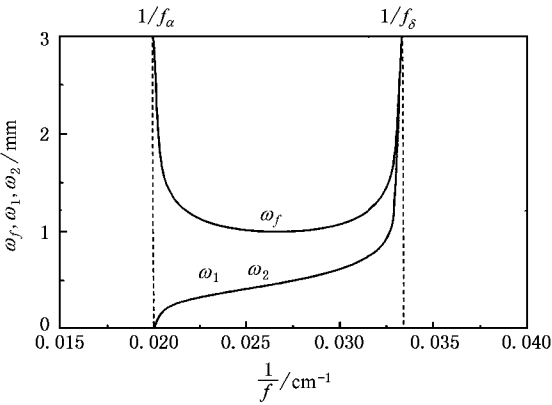


图 6 $|u_2| = |u_1|$ 时的两倍拓宽动力学稳定区
 $L_1 = L_2 = 100\text{cm}, R_1 = R_2 = 40\text{cm}$

5 动力学敏感腔及其可能的应用

有趣地指出,当 $|u_1| \approx |u_2|$ 时, ω_f 的 U 形曲线愈来愈畸变,在靠近非稳定区的一侧,曲线的斜率变得很陡,如图 7 所示.这个陡变区可称为动力学敏感区.若将激光器的起始工作点设计在动力学非稳定区内,则由于抽运光起动后,在激光介质中很快形成

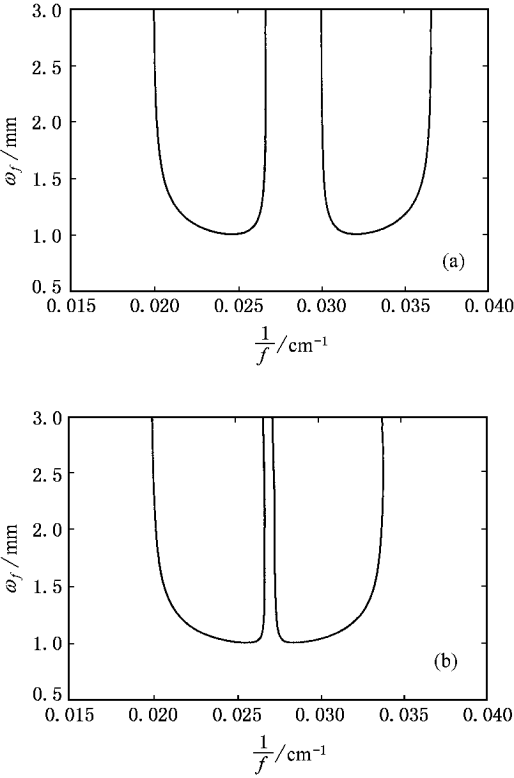


图 7 $|u_2| \approx |u_1|$ 时 ω_f 的双‘U’曲线
(a) $L_1 = 100\text{cm}, R_1 = 40\text{cm}$;(b) $L_2 = 100\text{cm}, R_2 = 42\text{cm}$

的热透镜效应的作用,经一较短时间后,可使工作点移至第Ⅱ动力学稳定区内.这时腔内的 Q 值发生突变,由低 Q 值突变为高 Q 值,遂产生自调 Q 激光作用.又若将激光器的起始工作点设计在第Ⅱ动力学稳定区的陡变区,而激光介质又具有良好的 Kerr 非线性,则在某种扰动下容易启动激光器的自 Kerr 透镜锁模运行.这个陡变区的陡度越大,越容易启动锁模运行.各种自 Kerr 透镜锁模激光器实际上就是在这一动力学状态下运行.

6 结 论

利用变换圆图解方法得到了固体激光腔的光模

特性对动力学因子 $1/f_t$,及腔参数 $u_1 = L_1(L_1 - R_1)/R_1, u_2 = L_2(L_2 - R_2)/R_2$ 的依赖关系.通过腔参数 u_1 与 u_2 的选择,可以容易地调整激光介质中的最小基模光斑尺寸,与动力学稳定区的宽度,但两者存在相互制约的关系,在设计谐振腔时,要根据具体情况,对两个物理量的选择折中处理;选择 $|u_1| = |u_2|$,可两倍拓宽动力学稳定区;在 $|u_1| \approx |u_2|$ 的情况下,邻近非稳区的稳定区内存在动力学敏感区,利用它可以构建动力学敏感腔,以实现自调 Q 激光器与自 Kerr 透镜锁模激光器的应用.

[1] Zhang G Y 1977 *Chinese J. Lasers* **4** 41 (in Chinese) [张光寅 1977 中国激光 **4** 41]

[2] Zhang G Y 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1065 (in Chinese) [张光寅 1991 物理学报 **40** 1065]

[3] Zhang G Y, Zhang B Z 1992 *Chinese J. Laser* **19** 321 (in Chinese)

[4] Laures P 1967 *Appl. Opt.* **6** 747

[5] Zhang H L, He J L, Chen Y C *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1579 (in Chinese) [张恒利、何京良、陈毓川等 1998 物理学报 **47** 1579]

Control on dynamical stability of solid laser resonator^{*}

Zhang Guang-Yin Zhang Chao-Bo Ding Xin Song Feng Guo Shu-Guang Meng Fan-Zhen

(*Photonics Center, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

(Received 16 June 2001 ; revised manuscript received 23 August 2001)

Abstract

In a solid laser resonator the dioptric strength of the thermal focusing lens, $1/f_t$, as a dynamic factor of the resonator, has great influence on the operation characters of the resonator. We have analyzed the dynamic stability of mode property of the solid laser resonator in detail with the transformation-circle diagrammatic approach. The relations of the dynamic stability with the dynamic factor and the resonator parameters $u_1 = L_1(L_1 - R_1)/R_1$ and $u_2 = L_2(L_2 - R_2)/R_2$ has been put forward. In this paper we offer the visible physics pictures of u_1 and u_2 . How to choose u_1 and u_2 , to adjust the minimum spot size of TEM₀₀ mode running in stable area and the width of the stable area, and the 'position' of the dynamic stable area are discussed. A feasible design on doubling the width of the dynamic stable area is put forward. Finally, we have discussed the existence of the sensitive dynamic resonator and the possibilities of applying it to self Q-switched lasers and self Kerr-lens mode-locked lasers.

Keywords : solid lasers, thermal lens, control of dynamic stability

PACC : 4255, 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60078014), the Natural Science Foundation of Tianjin (Grant No. 99380111), and the Tianjin United Scientific Research Center on Opto-electronics (Grant No. 200020).