第 51 卷 第 6 期 2002 年 6 月
1000-3290/2002/51(06)/1272-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.51,No.6,June,2002
©2002 Chin.Phys.Soc.

自启动 KLM 钛宝石激光器谐振腔的理论计算*

孙敬华 章若冰 胡有方 张志刚 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室,光电信息技术科学教育部重点实验室,天津 300072)

(2001 年 7 月 18 日收到;2001 年 11 月 21 日收到修改稿)

运用四阶 Runge-Kutta 法直接求解非线性介质内椭圆高斯光束传播方程组的方法分析增益介质内的克尔透镜(Kerr-lens)效应,结合在增益介质外运用的线性 ABCD 矩阵寻找自洽解,对半导体可饱和吸收镜(SESAM)启动的高功率 KLM 钛宝石激光器谐振腔的像散、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.计算结果与实验结果相符合.该计算为 SESAM 启动的五镜腔 KLM 激光器的设计和调整提供了理论依据.

关键词:克尔透镜锁模,飞秒,半导体可饱和吸收镜,五镜腔

PACC:4260D,4265J,4280W

1. 引 言

克尔透镜锁模(KLM)钛宝石激光器作为一种优秀的飞秒脉冲激光光源发展到现在,其振荡器直接输出脉冲宽度已经达到或小于 5fs[1—3].高重复频率下振荡器直接输出的单脉冲的峰值功率也已经超过了 1MW[4—6].在产生极窄脉冲的情况下,腔内的色散补偿元件已由传统的棱镜对进化为啁啾镜与棱镜对的联合[1—3,7].因为通常情况下 KLM 激光器是不能自启动的,所以随着这类激光器研究的日益进展,其自启动成为研究热点,并且低损耗宽带的半导体可饱和吸收镜(SESAM)作为自启动元件已取得了很大成就[5—8].但是由于损伤阈值和饱和吸收强度的限制,输出功率大都在 300mW 左右.在文献[6]中,我们利用一种新型低损耗宽带半导体可饱和吸收镜作为自启动装置[9],通过合理的谐振腔设计和调整,用氩离子激光器全线抽运,在 10W 抽运功率下获得了平均功率 1.7W 锁模输出,脉冲宽度小于 16fs,其单个脉冲的峰值功率为 1.38MW.因为 KLM 激光器的锁模机理是来源于腔内光束的自然焦效应和由抽运光在晶体内形成的软光阑或者在激光腔内适当位置放置的硬光阑联合作用形成的一个类似于快饱和吸收体的效应,因此激光晶体内和腔内的光束参数和克尔自聚焦强度是非常重要的因素.SESAM 的加入,使激光腔由原来的四镜腔改变为五镜腔(如图 1 所示),其相比于四镜腔而言有着新的特性,因而对这种激光腔进行理论上的研究是非常有必要的,尤其是在这种脉冲峰值功率很高、增益介质内的克尔透镜效应非常明显的情况下.

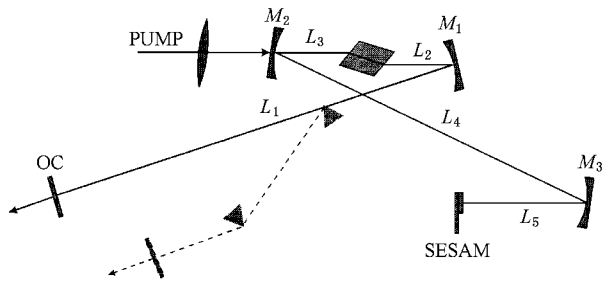

图 1 SESAM 启动 KLM 钛宝石激光器结构示意图

2. 理论计算和结果分析

2.1. 线性计算

对于上述五镜腔,我们采用 ABCD 矩阵计算线性状态下谐振腔的稳区图和腔内各处的光斑半径.图 2 为以 M_1 和 M_2 之间的距离和在 M_1,M_2 上的折叠角(半角)θ 为变量的稳区图.为了同实验结果相

* 国家重点基础研究项目(批准号:G1999075201)资助的课题.

比较，激光腔的各个参数基本是按照文献[6]中的实验数据. 由于激光腔的不对称，稳区分裂很严重. 从图中可以看出激光腔在 M_1，M_2 上的折叠角为 10° 时，稳区范围最大，这个角度即为像散补偿角. 在 M_3 上的折叠角一般以尽量小为宜，在本文中取 5°. 计算表明，由于附加了一个折叠镜 M_3，五镜腔的像散补偿角略小于同等条件下四镜腔的像散补偿角. 五镜腔的调节较四镜腔多了一个变化参量，即曲面镜 M_3 到 SESAM 之间的距离(L_5). 同样根据线性 ABCD 矩阵，以 L_5 和曲面镜 M_1，M_2 分别到晶体表面的距离 L_2，L_3(假设 $L_2 = L_3$，即晶体在 M_1 和 M_2 的中央)，得到另一种稳区图，见图 3.

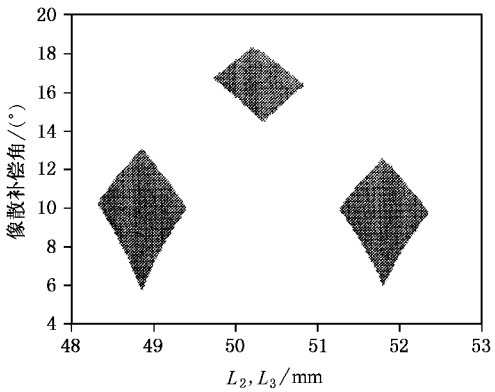

图 2　改变晶体到 M_1，M_2 之间的距离 L_2，L_3 以及像散补偿角时的谐振腔稳区图

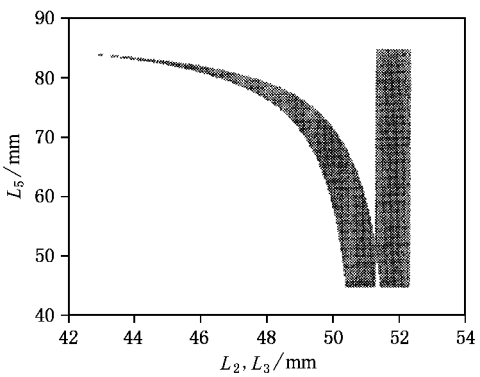

图 3　改变晶体到 M_1，M_2 之间的距离 L_2，L_3 以及 SESAM 到 M_3 之间的距离 L_5 时的稳区图

由图可见，稳区分为直线的和弯曲的两支. 直线部分相对应于图 2 中，折叠角为 10° 时的外稳区，弯曲部分对应于内稳区. 根据

$$\omega = (\lambda/\pi)^{1/2} \cdot |B|^{1/2} \Big/ \left[1 - \left(\frac{D+A}{2}\right)^2\right]^{1/4},$$

$$R = 2B/(D - A)$$

可以求出腔内各处在线性状态下的光斑半径 ω 和等相位面曲率半径 R 的解析解. 通过计算，当谐振腔在直线稳区时，腔内各处的光斑半径如图 4 所示. 该计算以输出耦合镜(OC)为起点，以 SESAM 为终点. 从图中可以看出，高斯光束在 M_3 的前面有一个束腰，从而导致经 M_3 聚焦在 SESAM 的光点比较大(半径约 150μm). 因为 SESAM 要求达到能够使其饱和的激光强度，这也就是聚焦镜 M_3 存在于激光腔内的原因，所以这种情况在实际的自启动运转中是没有用的.

考察激光器运转于图 3 中弯曲形稳区内的情况. 弯曲稳区表明，当 L_5 的距离增加时，为了该激光器能稳定运转，L_2，L_3 的距离必须相应减小. 图 5 为这种状态下腔内各处的光斑半径. 可以看出这时激光器两臂上的光束没有出现小的束腰，所以经 M_3 聚焦在 SESAM 上的焦点很小，与晶体内的束腰半径在同一个数量级. 在实际的自启动 KLM 运转时，激光器就是运行在这一稳区内. 在图 3 中两个稳区内稍微改变 L_2，L_3 和 L_5，仍旧可以分别得到类似于上述的结果. 只不过改变 L_5 时，谐振腔包含 SESAM 一臂中 M_2 和 M_3 之间的光束由接近平行到会聚或发散，情况变化较大(见图 5)；当改变 L_2 和 L_3 时，M_2，M_3 之间的光束基本上是整体变粗或变细，而在包含输出耦合器一臂中光束有较大变化.

将激光晶体内的计算结果放大，得到图 6. 该图的起始点为晶体靠近 M_2 的端面. 图中子午面和弧矢面上光束在晶体内的束腰是不重合的，子午面上的束腰靠近晶体的表面. 并且束腰的大小也不相同，即在晶体内部光束为椭圆. 当 L_2，L_3 和 L_5 变化时，晶体内的束腰位置和大小都将随之变化. 在弯曲稳区内其他点的计算结果也是这样.

再来考察 SESAM 上光斑的变化情况. 计算发现在弯曲形稳区内 SESAM 上光点的半径大约在 20μm—50μm 之间变化；但同晶体内的情况相反，在这里是弧矢面上的半径大于子午面上的. 固定 L_2，L_3 的大小，改变 SESAM 的位置，其上的光斑半径在稳区的中间最大. 因为 SESAM 有饱和强度和损伤阈值的限制，随着腔内功率密度的变化，应当相应的改变聚焦镜 M_3 焦距的大小. 计算表明，改变聚焦镜 M_3 焦距的大小，SESAM 上的光斑半径呈线性变化. 在文献[6]中，为了使激光器高功率运转，我们所用

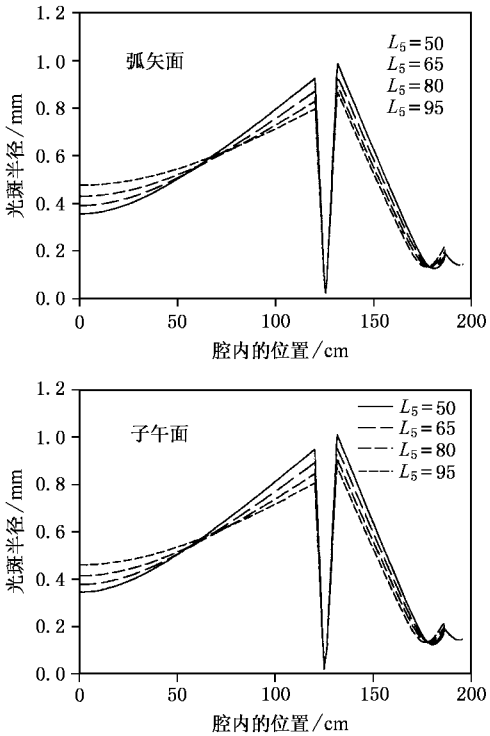

图 4 激光器工作于直线形稳区时腔内的光斑大小 (a) 弧矢面,(b) 子午面($L_2 = L_3 = 52$mm)

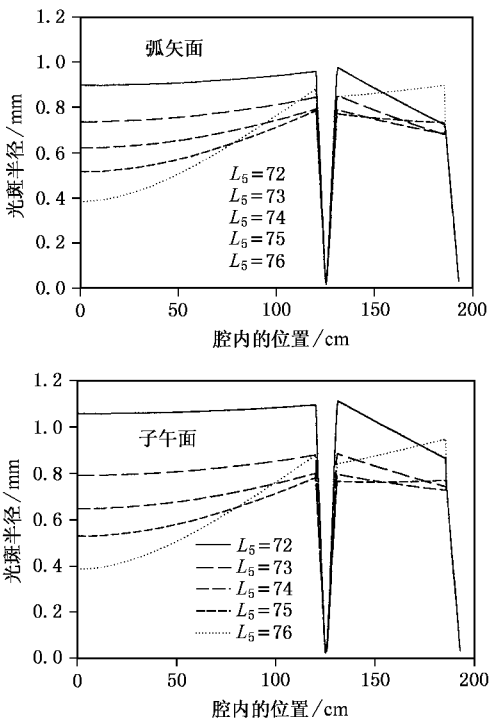

图 5 激光器工作于弯曲形稳区时腔内的光斑大小 (a) 弧矢面,(b) 子午面($L_2 = L_3 = 49$mm)

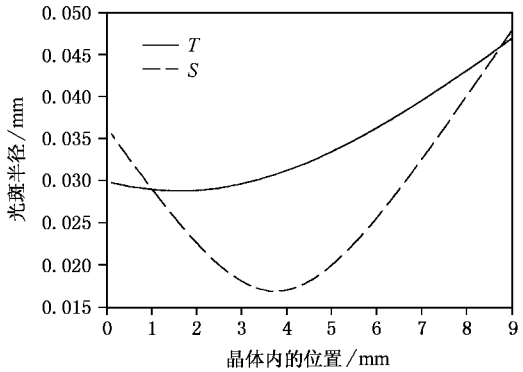

图 6 钛宝石晶体内子午面和弧矢面上束腰的位置(S 为弧矢面,T 为子午面. $L_2 = L_3 = 49$mm,$L_5 = 75$mm)

的 M_3 的曲率半径为 $R = 15$cm,而不是通常用的 $R = 10$cm 的反射镜.

2.2. 克尔效应计算

为了计算非线性介质内高斯光束的传输情况,常采用重新归一化 q 参数的方法进行理论计算,例如林奎辉等人曾采用归一化 q 参数法处理环形腔 KLM 激光器[10];Fujimoto 等在计算三元腔时也是利用同类的计算方法[11]. 这些方法或对子午面和弧矢面用同一 q 参数处理[11],或是对子午面和弧矢面分开处理[10]. 对子午面和弧矢面用同一 q 参数处理时,若像散得到补偿时,在晶体外面是近似正确的,但由图 6 可知,在晶体内部将有很大的误差. 将子午面和弧矢面分开处理虽然解决了在晶体内部椭圆光斑所带来的差别,但是克尔效应在子午面和弧矢面上并不是独立的,而是相互耦合的,用这种方法同样不是特别准确,尤其是在腔内功率密度比较大的时候. 如在我们所做的结果中,脉冲峰值功率达到了 1.38MW. 这时子午面和弧矢面的相互影响不能忽略. 随着计算机的日益发展,计算速度越来越快,我们采用在增益介质内部直接用数值方法求解椭圆高斯光束在 Kerr 介质中的传播的偏微分方程组

$$\frac{\mathrm{d}^2\omega_t}{\mathrm{d}z^2} = \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{\omega_t^3}\left(1 - \frac{\omega_t}{\omega_s}P\right),$$

$$\frac{\mathrm{d}\omega_t}{\mathrm{d}z} = \frac{\omega_t}{R_t},$$

$$\frac{\mathrm{d}^2\omega_s}{\mathrm{d}z^2} = \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{\omega_s^3}\left(1 - \frac{\omega_s}{\omega_t}P\right),$$

$$\frac{\mathrm{d}\omega_s}{\mathrm{d}z} = \frac{\omega_s}{R_s}.$$

t 和 s 分别代表子午面和弧矢面,R 为与 ω 相应的等

相位面半径，n 为线性折射率. $P = P_1/P_C$，其中 P_1 为腔内功率，P_C 为自陷功率，$P_C = \lambda^2/2\pi n n_2$. 在以后的计算中，都采用归一化的 P 值来计算.

对上述方程做变量代换

$$H_t = \omega_t^2,$$
$$K_t = \omega_t^2/R_t,$$
$$H_s = \omega_s^2,$$
$$K_s = \omega_s^2/R_s.$$

可简化为

$$\frac{dH_t}{dz} = 2K_t,$$
$$\frac{dK_t}{dz} = \frac{K_t^2}{H_t} + \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{H_t} - P\left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{H_t H_s}},$$
$$\frac{dH_s}{dz} = 2K_s,$$
$$\frac{dK_s}{dz} = \frac{K_s^2}{H_s} + \left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{H_s} - P\left(\frac{\lambda}{n\pi}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{H_t H_s}}.$$

利用四阶 Runge-Kutta 方法写出上面方程组的数值迭代格式，当初值已知时便可以求出晶体内部各处的光斑大小和等相位面半径. 在晶体的界面处以及谐振腔的其他部分仍旧采用线性 q 参数法. 对上述过程反复迭代，寻找自洽解，就可以求得稳定振荡时腔内各处高斯光束的参数. 该方法的关键是要得到一个准确的微分方程组的 Runge-Kutta 格式和找到一个简单而高效的迭代方法. 其算法可以示意性的描述如图 7（在此处 M_1，M_2 表示谐振腔的两端）.

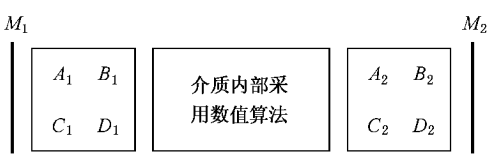

图 7　迭代计算过程示意图

由于 Kerr 效应在自锁模中起着非常关键的作用，而 SESAM 启动的 KLM 激光器仍旧是依赖于克尔效应来实现锁模的[6]，所以该计算可以较为有效地得出锁模区的范围，对实验具有指导意义. 此外，用数值算法对特定参数的谐振腔在不同功率下的腔内光参数进行计算，可以较为准确地指导腔参数的选择，对谐振腔的设计提供理论依据.

克尔强度定义为 $F = -\frac{1}{\omega}\frac{d\omega}{dP}\bigg|_{p=0}$，其含义为因非线性效应产生的光斑半径的变化，被线性的束腰归一化后，在功率极小时所取的值. 在克尔透镜锁模的激光器中，增益介质在锁模过程中形成一个软光阑，对所产生脉冲进行振幅调制. 由于增益介质具有一定的长度，所以考虑整个增益区域内的克尔效应，能更好地反应光束在晶体内受到调制的强弱. 引入变量 Γ，其定义为

$$\Gamma = \frac{1}{l_c}\int_0^{l_c} -\frac{1}{\omega}\frac{d\omega}{dp}\bigg|_{p=0} dz,$$

其中 l_c 为光线在晶体内部的物理长度. 图 8(a)，(b) 分别为改变 SESAM 的位置和改变曲面镜 M_1 和 M_2 之间的距离（使晶体保持在 M_1 和 M_2 中间）得到的晶体内部积分克尔强度曲线.

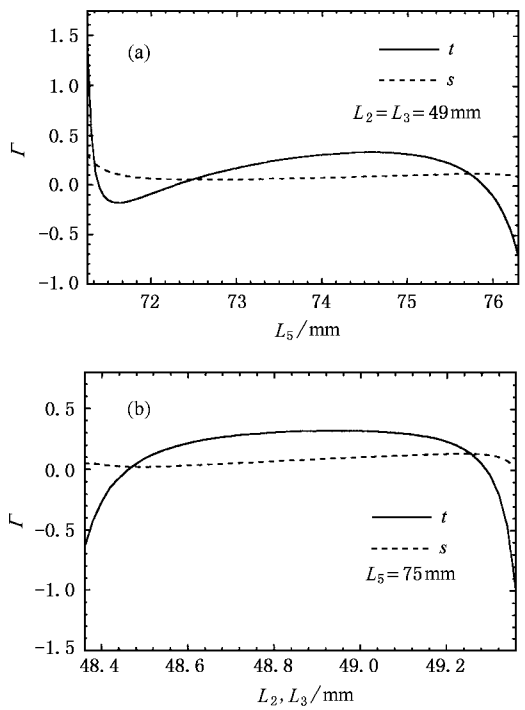

图 8　不同调节方式得到的晶体内部积分克尔强度曲线
(a)改变 SESAM 位置，(b)改变 M_1，M_2 到晶体的距离

从图 8 可以看出，在弧矢面上克尔强度变化不大，基本上在零值上一点；但是子午面上的变化却非常大. 以下只讨论子午面上的克尔效应. 保持 M_1，M_2 不变，轴向移动 SESAM 的位置，可以得到两个克尔强度比较大的位置. 另外，计算表明即使 L_2 不等于 L_3，所得曲线的变化趋势是一样的. 我们在实验中的结果与图 8(a) 相符合. 在文献[6]中，我们在实验的开始，用平面高反镜代替 SESAM 来调节谐振腔. 保持 M_1，M_2 和钛宝石晶体的位置不变，只调节平面高反镜，可以得到两个锁模区，相隔约 1mm，每

个锁模区的宽度约为0.2mm.图8(a)中两个 $\Gamma>0$ 的区域的中心相隔2mm多,后面一个 $\Gamma>0$ 的区域宽度很大.但这与所做实验的结果并不矛盾.我们通过计算,发现当 M_1,M_2 之间的间距比较小时,这两个区域之间的间隔也比较小,这一点与图3中的稳区图相符合.图3弯曲部分的稳区中 L_2,L_3 越小,L_5 的变化范围也越小.尽管后一个 $\Gamma>0$ 的区域宽度很大,但是其克尔效应的强度不是很大,再考虑其他影响锁模的因素,诸如色散、腔的准直、抽运光的模式等等,所以在这个区域里只得到0.2mm的锁模区是可以理解的.图8(b)显示出当晶体保持在 M_1 和 M_2 的中央时,同时改变 M_1 和 M_2 的轴向位置,则只有在整个锁模区的中部有一个很宽的 $\Gamma>0$ 的区域,在这个区域里,没有特别强的克尔效应,应该也是克尔透镜锁模的区域.在我们的实验中没有验证这一方面的结论.

图9(a),(b)为将钛宝石晶体偏离中心位置得到的克尔强度曲线.其形状类似于图8(a),所以在激光器的调节中,固定SESAM的位置,调节 M_1,M_2 和钛宝石晶体之间的相对位置,也可以达到克尔透镜锁模的目的.

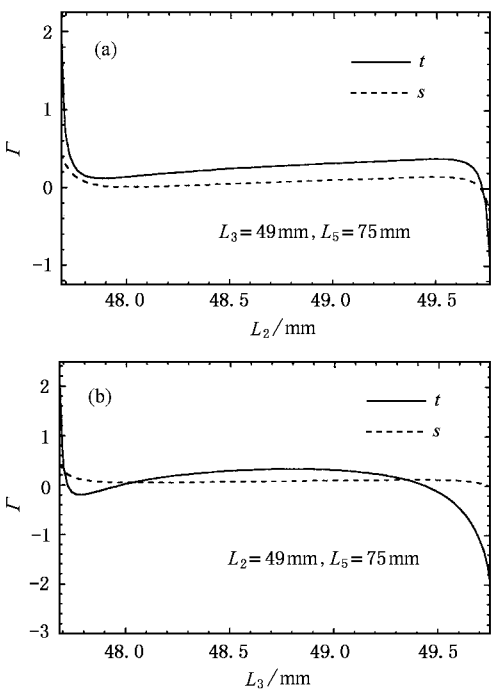

图9 改变 M_1,M_2 和钛宝石晶体的相对位置得到的晶体内积分克尔强度曲线 (a)改变 M_1 的位置,(b)改变 M_2 的位置

图10是在输出耦合器(OC)处Kerr强度分别随 L_5,L_2 和 L_3 在稳区内变化的情况.同介质内的情况一样,克尔效应在子午面上变化较大,而在弧矢面上变化较小.所以若在OC处加上一个硬光阑.如果用狭缝代替小孔,竖直狭缝比水平狭缝更有效.图10(a),(c),(d)的共同特点是:在稳区边缘处克尔强度变化较快,且大于零.因此,当激光器工作在此处时,在OC处加入硬光阑易形成自锁模.但是克尔强度

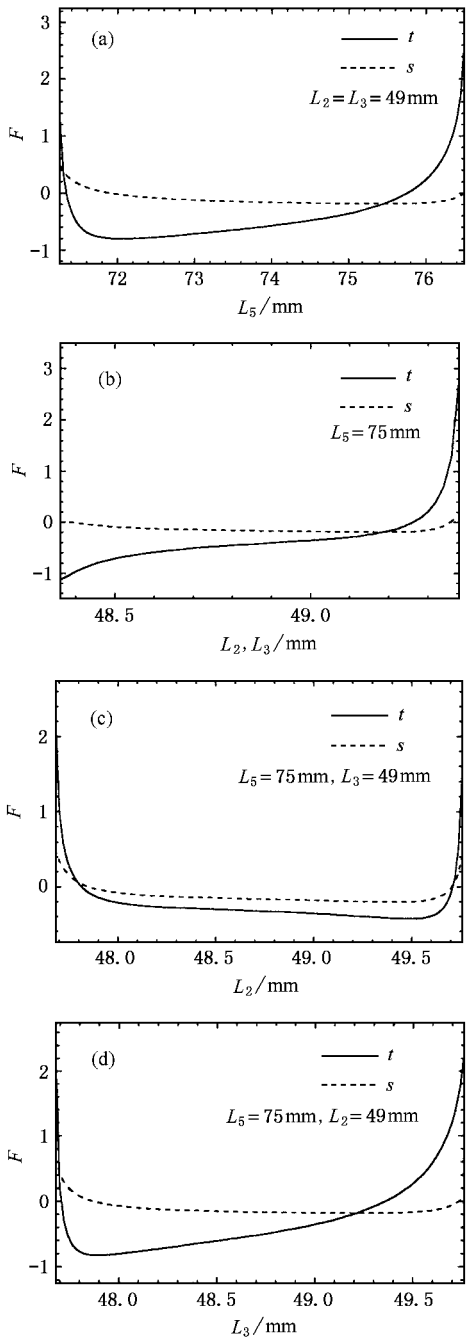

图10 不同调节方式下输出耦合镜处的克尔强度曲线

大于零的范围较小，且位于稳区的边缘，这给激光器的调节带来了困难．另外，若钛宝石晶体始终位于谐振腔中央（如图 10(b)所示），那么只有在 $L_2 = L_3 > 49.3$mm 时，子午面和弧矢面的克尔强度才都大于零．以上这些特点与三元腔自锁模激光器的克尔强度曲线类似[11]．

3．结　论

本文对 SESAM 自启动 KLM 锁模激光器的谐振腔进行了大量的理论计算，系统分析了在线性情况和非线性情况下谐振腔的特性．在进行非线性分析时，直接采用椭圆高斯光束在增益介质中传播的微分方程组，运用四阶 Runge-Kutta 方法进行数值计算．避免了以往运用归一化 q 参数方法将子午面和弧矢面分开计算所带来的误差．尤其是在腔内功率密度很高的情况下，这种计算具有更高的精确性．本文计算的结果和作者在文献[6]中的实验结果相符．并且该计算为这种类型的激光器的设计和调整提供了较为全面的理论基础，对新的谐振腔的设计和实验工作也具有较为普遍的指导意义．

[1] Morgner U, Kärtner, F X, Cho S H, Chen Y, Haus H A, Fujimoto J G, Ippen E P *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 411

[2] Sutter D H, Steinmeyer G, Gallmann L, Matuschek N, Morier-Genoud F, Keller U *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 631

[3] Eh R, Morgner U, Kärtner F X *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 373

[4] Beddard T, Sibbett W, Reid D T *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 163

[5] Jiang J, Hasama T, Zhang Z G *et al* 2000 *Opt. Commun.* **183** 159

[6] Sun J H, Zhang R B, Wang Q Y *et al* 2001 *Appl. Opt.* **40** 3539

[7] Jung I D, Kärtner F X, Matuschek N, Sutter D H, Morier-Genoud F, Zhang G, Keller U, Scheuer V, Tilsch M and Tschudi T 1997 *Opt. Lett.* **22** 1009

[8] Zhang Z G, Nakagawa T, Torizuka K, Sugaya T and Kobayashi K 1999 *Opt. Lett.* **24** 1768

[9] Zhang Z G, Nakagawa T, Takada H, Torizuka K, Sugaya T, Miura T and Kobayashi K 2000 *Opt. Commun.* **176** 171

[10] Lin K H, Lai Y and Hsieh W F 1995 *J. Opt. Soc. Am.* B **12** 468

[11] Bouma B E, Ramaswamy-Paye M, Fujimoto J G 1997 *Appl. Phys.* B **65** 213

Theoretical analyses of the cavity of a self-starting Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*

Sun Jing-Hua Zhang Ruo-Bing Hu You-Fang Zhang Zhi-Gang Wang Qing-Yue

(*Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science, EMC;*

Ultrafast Laser Laboratory, School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, *China*)

(Received 18 July 2001; revised manuscript received 21 November 2001)

Abstract

In this paper, we theoretically analyzed the astigmatism, stability, beam parameters and strength of Kerr self-focusing in the cavity of a KLM laser. In these calculations, we used a new method in which we combined the ABCD matrices outside the nonlinear medium with solving the propagation equation group of elliptical Gaussian-beam directly by fourth-order Runge-Kutta method in the nonlinear medium. From that method we got self-consistent q parameters to analyze the five-mirror cavity of a SESAM started KLM laser. These results provide a theoretical basis for the designs and experiments of this kind of lasers.

Keywords: KLM, femtosecond lasers, SESAM, five-mirror cavity

PACC: 4260D, 4265J, 4280W

* Project supported by the State Key Program of Basic Research of China (Grant No. G1999075201).