

低抽运三镜腔自锁模掺钛蓝宝石 激光器的理论与实验研究*

章若冰 王清月 边自鹏 梁宏业 庞冬青 孙敬华

(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)

(1999 年 7 月 29 日收到; 1999 年 9 月 17 日收到修改稿)

实现了低抽运三镜腔自锁模掺钛蓝宝石激光器的自锁模运转, 对该激光器的自锁模区进行了实验研究, 并对象散、稳定性、光束参量和克尔自聚焦强度与腔参量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.

PACC: 4280W; 4265J

1 引 言

从 1991 年 D. E. Spence 等首次实现掺钛蓝宝石激光器自锁模运转以来, 人们对自锁模机理进行了大量的研究. 自锁模激光器的实验和理论研究不断深化. 脉宽压缩进展迅速. 采用石英棱镜对和啁啾镜联合进行色散补偿已获得 6.5 fs 的光脉冲^[1]. 随后又有利用腔外压缩至 4.6 fs 的报道^[2]. 但长期以来, 固体自锁模激光器的腔型基本保持不变. 大多数的研究是基于 Z 型或 X 型四棱镜折叠腔, 一般两个曲率半径反射镜 $R = 10$ cm, 抽运透镜焦距为 12 cm, 腔长为 1.5 m 以上, 脉冲重复频率大多在 80 MHz.

自锁模的机理是基于腔内非线性介质的自聚焦效应产生的和功率有关的损耗或增益调制. 因此, 在这种激光器中, 克尔非线性介质处的束腰半径和腔内光束参量是非常重要的. 1995 年, Reed 等^[3]将这种标准四镜折叠腔的两个折叠镜的曲率半径由 10 cm 减小到 7.5 cm, 抽运透镜的焦距由 12 cm 减小到 5 cm, 使自锁模的抽运功率大为降低, 实现了低阈值运转. 而 Fujimoto 等^[4]在 1994 年首次改变了这种四镜折叠腔的结构, 将三元腔(非三镜腔)激光器用于固体自锁模, 使腔长大大缩短, 实现了 1 GHz 重复频率的锁模运转. 本文设计了一种低功率抽运与短腔长结合为一体的三镜腔钛宝石自锁模激光器. 两

个曲率半径反射镜分别为 3.8 和 7.5 cm, 抽运透镜焦距为 6 cm, 晶体长度为 5 mm. 所有光学元件和抽运源均采用国产器件. 用这种激光器获得腔长为 67 cm, 脉冲重复频率为 220 MHz 的自锁模运转. 锁模脉冲宽度为 42 fs, 自锁模抽运阈值为 1.1 W. 由于本实验腔长受现有光学调整架限制, 实际上腔长可以进一步缩短. 另外, 若采用较好模式的 Ar^+ 激光器, 抽运阈值功率会进一步降低.

与通常的四镜腔激光器相比, 本激光器腔长短, 脉冲重复频率高, 自锁模抽运阈值低, 结构简单, 易于调整, 有利于实现激光器的小型化、全固化和高重复频率. 本激光器与 Fujimoto 等提出的由三个元件组成的另一种自锁模短腔激光器(简称三元腔激光器)相比, 其优点为: (1)三元腔激光器在晶体表面镀膜, 抽运光的焦点就在该镀膜表面, 膜层容易损坏, 因此对膜层质量要求较高. 三镜腔激光器抽运光的焦点在晶体内, 即不存在这种问题. (2)三元腔激光器利用晶体和输出镜的巧妙配合进行色散补偿, 计算表明, 对相同的间距, 它不如三镜腔激光器棱镜对提供的负色散量大, 对脉冲压缩不利. (3)三元腔激光器在调整中相互牵制较大, 而三镜腔激光器独立改变一个腔镜即可实现谐振腔在稳定区域内扫描, 为寻找自锁模区带来很大的方便.

自锁模固体激光器的机理决定了这种激光器并不是在整个谐振腔的稳定区域内都能实现自锁模, 因此实验上如何尽快找到自锁区至关重要. 本文对

* 国家攀登计划资助的课题.

三镜腔自锁模激光器自锁区进行了实验研究,并对该激光器的象散、稳定性、光束参量、自聚焦和自振幅调制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。

2 理论模型

三镜腔自锁模掺钛蓝宝石激光器如图 1 所示。因为自锁模的机理是基于由自聚焦产生的自振幅调制,因此,在自锁模激光器光学谐振腔的理论模型中,克尔介质的自聚焦效应必须考虑。腔内光功率 P 成为一个重要参量。一般光学谐振腔的 q 参量法不再适用。但对基模高斯光束,为了处理这类问题, Haus 等^[5]在 Pierre Belanger 和 Claude Pare 理论的基础上,提出了一个重新归一化 q 参量的方法,但是这种处理忽略了晶体内光束是椭圆这一事实。为了考虑晶体内的象散,人们又采用将子午面和弧矢面分别处理的方法^[6]。但是这种方法也是近似的。因为在自聚焦方程中,子午面和弧矢面光束参量是互相关联的。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。为了更精确地描述在克尔介质中的自聚焦效应,本文提出和设计了如下的理论计算方法。

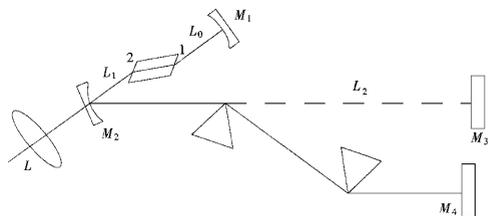


图 1 三镜腔钛蓝宝石自锁模激光器结构简图 M_1, M_2, M_3 为腔镜

椭圆高斯光束在克尔介质中的传播规律可以表示为一组微分方程

$$\frac{d^2 \omega_x}{dz^2} = \left(\frac{\lambda}{n\pi} \right)^2 \frac{1}{\omega_x^3} \left(1 - \frac{\omega_x}{\omega_y} p \right),$$

$$\frac{d\omega_x}{dz} = \frac{\omega_x}{R_x},$$

$$\frac{d^2 \omega_y}{dz^2} = \left(\frac{\lambda}{n\pi} \right)^2 \frac{1}{\omega_y^3} \left(1 - \frac{\omega_y}{\omega_x} p \right),$$

$$\frac{d\omega_y}{dz} = \frac{\omega_y}{R_y}, \quad (1)$$

x 和 y 分别代表子午面和弧矢面; ω_x, ω_y 为光斑半径; R_x, R_y 为与 ω_x, ω_y 相对应的等位相面曲率半径; 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, $P_c = \lambda^2/2\pi n n_2$, n_2 为非线性折射率系数。

对上述微分方程组做变量代换,

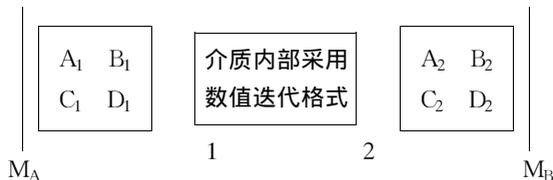
$$\begin{aligned} H_x &= \omega_x^2, & K_x &= \omega_x^2/R_x, \\ H_y &= \omega_y^2, & K_y &= \omega_y^2/R_y. \end{aligned} \quad (2)$$

上述方程组可简化为

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

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下述方法:



在镜 M_A 处取一适当初值,在 M_A 与非线性介质之间采用 q 参量法,通过 $\begin{Bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{Bmatrix}$ 传输矩阵到达介质内表面得到晶体介质内表面的 q 参量后,即可知介质内表面处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,得到介质内表面 2 处的 q 参量,再用 q 参量法通过

$\begin{Bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{Bmatrix}$ 传输矩阵求得 M_B 处的 q 参量。继续这一

同样过程可以得到特定参量的高斯光束在腔内往返一周后的光束参量。如果用新得到的光束参量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量代

表

表

表了腔内在此条件下的振荡模式. 求得 M_A 处光束特征参量后, 就可以求出腔内各处的光束特征参量.

若 M_A 为图 1 中的腔镜 M_3 , M_B 为图 1 中的腔镜 M_1 , 则从镜面 M_A 到晶体第一个表面的传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

由于折叠镜上的光线为斜入射, 子午面和弧矢面有不同的焦距, 它们分别为

$$f_{2t} = \frac{R_2}{2} \cos\theta, \quad f_{2s} = \frac{R_2}{2} \frac{1}{\cos\theta}. \quad (5)$$

从晶体的第二个表面到腔镜 M_B 后又往回到第二个表面的传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

式中 R_1, R_2 分别为镜 M_1 和 M_2 的曲率半径, θ 为折叠角.

用上面方法寻找一个特定参量下谐振腔的自洽解, 其关键是要得到一个准确的微分方程组的隆格-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. 我们在改进迭代方法后, 在 486 计算机上也只耗时十几秒. 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量计算的一个更精确而简单易行的方法.

3 计算结果

图 2 为三镜腔的稳区图. 其中 L_1 为横坐标, 折

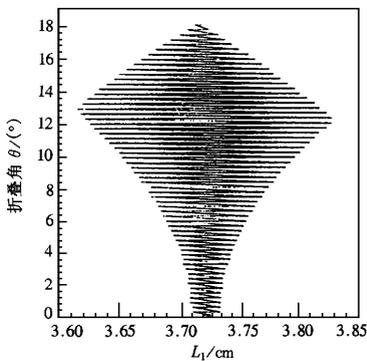


图 2 三镜腔的稳定区

叠角 θ 为纵坐标. 图 2 中所用参量为 $L_0 = 3.8 \text{ cm}$, $L_2 = 70 \text{ cm}$, M_1 的曲率半径 $R_1 = 3.8 \text{ cm}$, M_2 的曲率半径 $R_2 = 7.5 \text{ cm}$, 晶体长度为 $L = 5 \text{ mm}$, 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, 引起了象散. 该象散可以用斜入射球面镜产生的象散来补偿. 由于象散的影响, 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 2 可知, 当 $\theta = 0$ 时, 没有象散补偿, 稳定区域很小. 随着 θ 角的增加, 象散得到部分补偿, 稳定区域逐渐增加. 当 $\theta = 13^\circ$ 时, 稳区最宽, 因此 $\theta = 13^\circ$ 为该腔的象散补偿角. 在该角度下, 象散得到完全补偿. 当 θ 角大于 13° 时, 补偿角过大, 稳区又逐渐减小.

图 3(a) 为功率参量 $p = 0.2$ 时三镜腔内不同位置处的光斑半径. 图 3(a) 中所用参量为 $L_1 = 3.8 \text{ cm}$, $L_0 = 3.8 \text{ cm}$, $L_2 = 70 \text{ cm}$, $\theta = 13^\circ$. 图 3(a) 中 t 表示子午面, s 表示弧矢面. 横坐标起始处为输出镜. 由图 3(a) 可知, 在长臂的一端光斑变化较小, 其束腰在平面输出镜处. 而短臂的一端光斑变化迅速, 并且有一个较小的束腰. 在镜 M_1, M_2 处光斑最大. 若 $R_2 = 2R_1$, 其束腰在短臂中心附近. 图 3(b) 为晶体内部光斑半径. 由于象散的影响, 在晶体内部光束为椭圆. 其子午面和弧矢面束腰大小不同, 束腰位置也不同, 并且束腰位置与大小都将随腔参量的变化而变化.

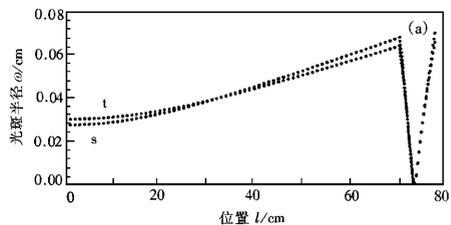


图 3(a) 三镜腔内不同位置处光斑半径 $L_1 = 3.8 \text{ cm}$, $L_0 = 3.8 \text{ cm}$, $L_2 = 70 \text{ cm}$, $\theta = 13^\circ$

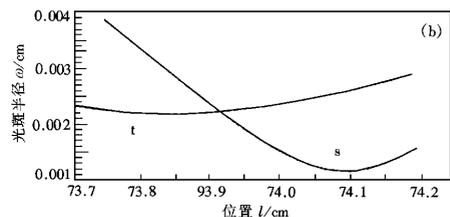


图 3(b) 晶体内不同位置处光斑半径 图注同 3(a)

由于克尔自聚焦效应,腔内的光束参量将随光功率而变化.在腔内某点的光斑半径随功率 P 的变化率可用克尔自聚焦强度表示.克尔自聚焦强度定义为 $F = -\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dP}$. 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量的关系对谐振腔的设计和调整均具有指导意义.图 4 为折叠镜 M_2 处克尔自聚焦强度随 L_1 和 L_0 的变化曲线.其参量与图 2 相同.由图 4 可知,在 L_1 和 L_0 的可调节范围内大都能使折叠镜 M_2 处克尔自聚焦强度大于零,且克尔自聚焦强度与 L_1 的大小成正比.子午面的克尔自聚焦强度明显大于弧矢面说明在折叠镜处可以放置小孔形成硬光阑实现自锁模.

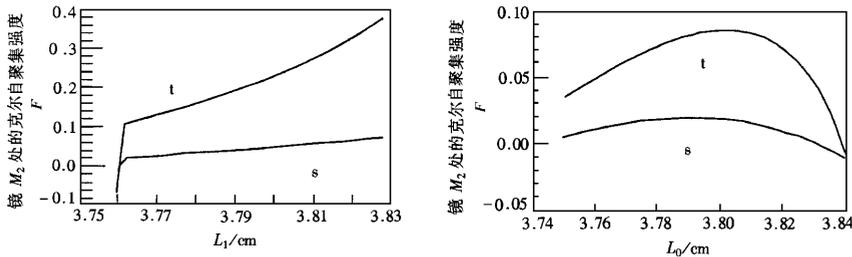


图 4 折叠镜 M_2 处克尔强度与 L_1 和 L_0 的关系曲线

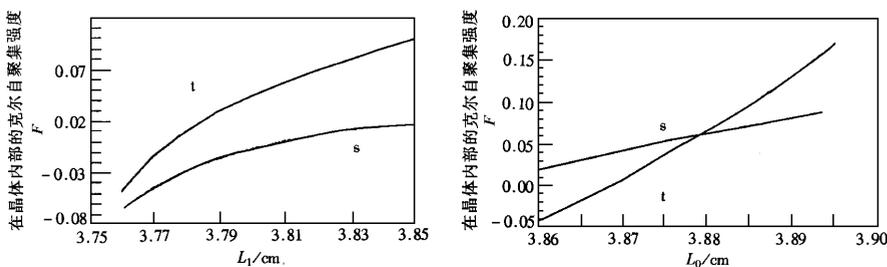


图 5 晶体中心处克尔强度与 L_1 和 L_0 的关系曲线

以上的计算是针对三镜腔这种特殊腔型.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 实验结果

用图 1 所示的实验装置,我们获得了腔长为 67 cm,脉冲重复频率 220 MHz 的自锁模运转.使用小

若用狭缝代替小孔,竖直狭缝比水平狭缝更有效.

在不另加小孔或狭缝的情况下,仅用在增益介质内由于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.并且在晶体内部克尔自聚焦强度越大,对利用软光阑实现自锁模越有利.图 5 给出了晶体中心的克尔自聚焦强度随 L_1 和 L_0 的变化曲线.曲线是单调上升的.在 L_1 的起始部分,克尔自聚焦强度小于零.随着 L_1 的增加,克尔自聚焦强度开始大于零,并随着 L_1 的增加而增加. L_0 对晶体中心处克尔自聚焦强度的影响与 L_1 类似.在 L_0 起始部分,子午面的克尔自聚焦强度小于零.子午面和弧矢面的克尔自聚焦强度均随 L_0 的增加而增加.这与我们的实验结果相一致.关于这一点将在下一节讨论.

焦距的抽运镜、小曲率半径的折叠镜 M_1 和端镜 M_2 是为了降低抽运阈值功率.在没有插入棱镜对情况下连续光抽运阈值功率为 350 mW.插入棱镜以后,阈值略有上升,为 364 mW.为实现激光器的锁模运转,先将抽运功率提高到 2.4 W,调节连续光功率到最大值,之后移动 M_1 使之远离晶体,同时轻敲输出镜,即可启动锁模.然后逐渐降低抽运功率,同时微调腔镜以维持锁模运转.实验中得到锁模阈值为

1.1 W, 此时锁模脉宽为 60 fs, 输出功率为 28 mW. 本实验中使用的抽运源 Ar^+ 激光器模式不好, 若采用较好模式的 Ar^+ 激光器, 抽运阈值功率会进一步降低.

当激光器工作在阈值附近时, 其脉冲宽度和稳定性受抽运功率的影响较大. 这时抽运功率的增加可导致脉冲宽度迅速下降, 同时锁模脉冲序列的稳

定性大大增强. 当抽运功率大于 1.6 W 时, 可获得稳定的锁模运转. 实验所得的最窄脉宽为 $\Delta\tau = 42$ fs, 相应的光谱宽度 $\Delta\nu = 17$ nm, 时间带宽乘积 $\Delta\nu\Delta\tau = 0.343$, 接近傅里叶变换极限. 图 6(a) 和图 6(b) 分别为自相关曲线与光谱. 图 7 为锁模脉冲序列.

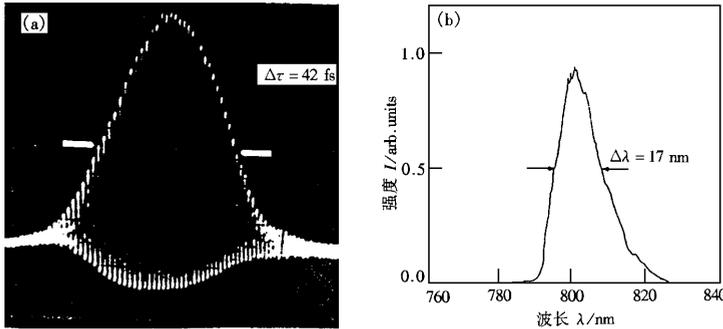


图 6 三镜腔自锁模激光器的自相关曲线 (a) 和相应的光谱 (b)

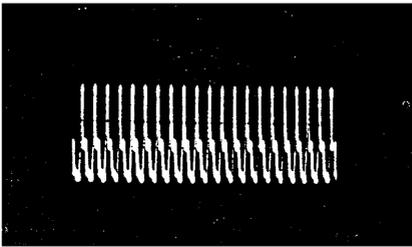


图 7 腔长为 67 cm 时的锁模脉冲序列

我们也研究了腔长对脉冲宽度的影响. 实验发现, 随着腔长的缩短, 锁模脉冲宽度变宽, 同时锁模的稳定性下降. 这时提高抽运功率可得到改善. 实验得到的最短腔长为 67 cm, 脉冲重复频率为 220 MHz. 其腔长最小值受所用棱镜对的棱镜间距制约. 棱镜间距过小, 所提供的负色散量不足以补偿晶体造成的正色散, 无法实现锁模运转. 我们所使用的棱镜为石英棱镜, 棱镜间距较大. 若用玻璃棱镜, 腔长可进一步缩短. 此外, 本实验最短腔长也受到现有光学调整架的影响.

固体自锁模激光器结构简单, 不需要任何附加的锁模器件如调制器、可饱和吸收体等. 由于自锁模运转在很大程度上依赖于激光腔的调整, 因此, 对锁模区的实验研究就显得尤为重要. 为实现激光器的自锁模运转, 首先调整连续运转激光器至最大输出

功率. 改变 M_1 的位置, 连续光输出功率随之变化, 如图 8 所示. 为寻找锁模区, 在移动 M_1 过程中可以微调输出镜并轻击输出镜, 以启动自锁模. 当 M_1 位

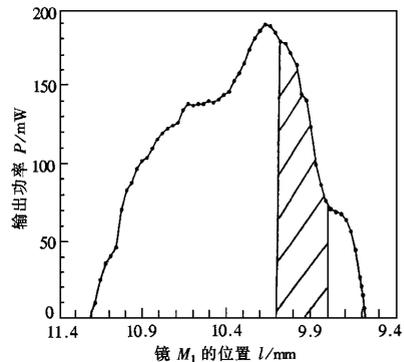


图 8 关于锁模区的实验曲线

置读数位于 10.10—9.81 之间时, 激光器可以启动自锁模. 图 8 中的阴影部分是实验中获得的锁模区. 锁模区的大小与腔长、抽运功率有关. 随着腔长缩短或抽运功率降低, 锁模区变小. 由于本实验装置未加小孔属于软光阑锁模. 实验发现, 锁模区总在偏离连续输出功率极大值, M_1 距离晶体较远的一侧. 并且在锁模区的边缘时输出脉冲较窄. 该现象与上节三

镜腔的理论结果相一致.由图 5 可知,晶体中心处子午面和弧矢面克尔自聚焦强度均随 L_0 的增加而增加,并且在 L_0 较小时克尔自聚焦强度小于零. L_0 增加,即 M_1 远离晶体,因此 M_1 远离晶体的一边对形成自锁模有利.移动 M_2 镜有类似的结果.只是对三镜腔自锁模激光器,移动 M_1 镜实现自锁模更为方便.这也是三镜腔自锁模激光器较四镜腔自锁模激光器的优越之处.

5 结 论

本文在实验上设计了一种低功率抽运和短腔长

相结合的三镜腔自锁模激光器.对该激光器的自锁模区进行了实验研究.用这种激光器获得了腔长为 67 cm ,脉冲重复频率为 220 MHz 的自锁模运转,锁模脉冲宽度为 42 fs ,自锁模抽运阈值为 1.1 W .

在理论上用一种更为精确的新的理论计算方法,对该激光器的象散、稳定性、光束参量和克尔自聚焦强度与腔参量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固体自锁模激光器同样有效.

- [1] I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek *et al.*, *Opt. Lett.*, **22** (1997), 1009.
- [2] A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov *et al.*, *Appl. Phys.*, **B65** (1997), 175.
- [3] K. Read, F. Blonigen, N. Riccelli *et al.*, *Opt. Lett.*, **21** (1996), 489.

- [4] M. Ramaswamy - Paye, J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.*, **19** (1994), 1756.
- [5] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *IEEE J. Quant. Electron.*, **28** (1992), 2086.
- [6] K.H. Lin, Y. Lai, W.F. Hsieh, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12** (1995), 468.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH OF THREE-MIRROR-CAVITY SELF-LOCKED Ti SAPPHIRE LASER WITH LOW PUMP POWER*

ZHANG RUO-BING WANG QING-YUE BIAN ZI-PENG LIANG HONG-YE PANG DONG-QING SUN JING-HUA

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

(Received 29 July 1999; revised manuscript received 17 September 1999)

ABSTRACT

We realized self-mode-locking in a three-mirror-cavity Ti sapphire laser with a low pump power. The variation of the mode-locked region with cavity parameters was studied experimentally. the astigmatism, stability, beam parameters and self-focusing strengths of the laser cavity were calculated. The results provide a theoretical basis for the design and alignment of this kind of laser cavities.

PACC : 4280W ; 4265J

* Project supported by the National "Climbing" Program of China.