

可用于钕玻璃激光系统的自锁模飞秒激光器

赵 卫 杨鸿儒 王水才

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘 要 描述了用激光二极管抽运的全固体 Nd·LMA 自锁模飞秒激光振荡器。通过理论计算和分析, 在其腔内加入一非线性系数较大的介质, 同时对腔结构进行优化设计, 实现了自锁模。它直接产生波长为 1054 nm 的激光, 输出激光脉冲的宽度达 610 fs, 光谱宽度为 2.1 nm, 输出功率达 15 mW。

关键词 克尔透镜锁模, 激光二极管抽运, Nd·LMA 激光器。

1 引 言

超短光脉冲是获得高功率和高时间分辨率的一种非常有效的方法, 特别是近几年自锁模(KLM)技术和啁啾脉冲放大技术(CPA)的出现和发展^[1, 2], 使其在物理、化学及生物等超快过程的高时间分辨研究、光与物质的相互作用、强激光场物理等领域有着极为重要的应用^[3, 4]。

目前超短脉冲激光技术的一个重要的发展方向是全固体自锁模, 其特点是效率高、体积小、寿命长、脉冲短及稳定可靠等^[5, 6]。Nd·LMA 激光晶体在波长 798 nm 处有一个强的宽吸收带, 非常适合用激光二极管抽运。激光二极管抽运的克尔透镜锁模(自锁模)全固体飞秒 Nd·LMA(La_{1-x}MgNd_xAl₁₁O₁₉)激光器, 可产生中心波长 1054 nm 的飞秒超短光脉冲, 与磷酸盐钕玻璃激光增益中心波长相匹配, 是高功率、大能量钕玻璃激光放大系统理想的振荡源, 是应用非常广泛的飞秒光源。要直接产生稳定可靠的 1054 nm 波长的飞秒激光脉冲非常困难, 尤其是对全固体激光系统。Nd·YAG、Nd·YLF、Ti·Sapphire 等激光增益介质虽均可输出 1054 nm 左右的光脉冲, 但 Nd·YAG, Nd·YLF 不能产生飞秒脉冲, Ti·Sapphire 对飞秒脉冲虽是理想介质, 却不能用激光二极管直接抽运, 而且在 1054 nm 波长上增益较低; 目前要在 Nd·LMA 激光器直接产生波长在 1054 nm 的飞秒光脉冲, 常用方法是采用相加脉冲锁模(APM)技术, 但该技术要求主腔和附加腔的长度严格匹配, 对电控制系统要求很高, 且存在不稳定性^[7, 8]。自锁模技术由于激光腔型结构简单, 锁模是直接利用激光介质或其他光学介质本身的非线性特性, 加上用激光二极管作抽运源, 所以激光器输出脉冲短、运行稳定可靠。但是自锁模激光器由于是靠激光介质自身的非线性特性, 所以要求腔内的光功率密度较高, 而且需要对腔结构进行优化设计。本文通过理论分析和腔结构的设计, 在 Nd·LMA 激光介质本身的非线性系数较小, 一般不能进行克尔透镜锁模的情况下, 在腔内加入了具有大的非

线性系数 n_2 、快的时间响应(几个飞秒)的非线性克尔介质 SF_{57} 并优化了腔结构,使 $\text{Nd} \cdot \text{LMA}$ 激光器实现了稳定的克尔透镜锁模。

2 稳定性分析及腔结构设计

激光二极管抽运克尔透镜锁模 $\text{Nd} \cdot \text{LMA}$ 激光器结构如图 1。

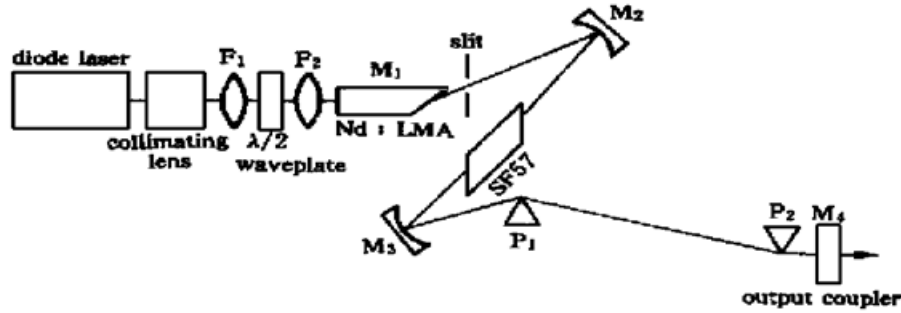


Fig. 1 Experiment setup of diode pumped KLM $\text{Nd} \cdot \text{LMA}$ laser

假设 M_2 到 M_4 之间的距离为 z , 取凹面镜 M_2 的像散补偿角 $\theta_2' = 18.3^\circ$ 。利用 $ABCD$ 矩阵公式, 得到自锁模 $\text{Nd} \cdot \text{LMA}$ 激光器谐振腔从 M_1 到 M_4 的单程矩阵 $\begin{bmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{bmatrix}$ 的元素为:

$$A_0 = \left\{ 1 - \left[\frac{R_2}{2} + z - \left(\frac{R_2}{2} + R_{\text{rod}} \right) + \frac{R_{\text{SFrod}}}{n_{\text{SF}}^3} \right] / F_2 \right\} \left(1 - \frac{L_2}{F_3} \right) - \frac{L_2}{F_2},$$

$$B_0 = \left[L_1 + \left(1 - \frac{L_1}{F_2} \right) \left(\frac{R_2}{2} + z - \frac{R_2/2 + R_{\text{rod}}}{n_{\text{SF}}^3} \right) \left(1 - \frac{L_2}{F_3} \right) + \left(1 - \frac{L_1}{F_2} \right) L_2, \right.$$

$$C_0 = -\frac{1}{F_2} - \left\{ 1 - \left[\frac{R_2}{2} + z - \frac{(R_2/2) + R_{\text{rod}}}{n_{\text{SF}}^3} \right] / F_2 \right\} / F_3,$$

$$D_0 = 1 - \frac{L_1}{F_2} - \left[L_1 + \left(1 - \frac{L_1}{F_2} \right) \left(\frac{R_2}{2} + z - \frac{(R_2/2) + R_{\text{rod}}}{n_{\text{SF}}^3} \right) \right] / F_3.$$

上式中, $F_2 = R_2 \cos \theta_2/2$, $F_3 = R_3 \cos \theta_3/2$, L_1 为棒端面发射镜 M_1 到 M_2 的距离, L_2 为 M_3 到 M_4 的距离, R_2 、 R_3 分别为 M_2 、 M_3 的曲率半径, θ_3 为 M_3 对 SF_{57} 介质布儒斯特面的像散补偿角, z 为 M_2 到 M_3 的距离。

由谐振腔稳定条件 $|A_0 D_0 + B_0 C_0| < 1$ 计算可得到激光二极管抽运自锁模 $\text{Nd} \cdot \text{LMA}$ 激光器的稳定区分布。有两个稳定区, 一个为高失谐灵敏度稳定区(HMS), 另一个为低失谐灵敏度稳定区(LMS)。通常自锁模 $\text{Nd} \cdot \text{LMA}$ 激光器工作在低失谐灵敏度稳定区。稳定区的边界条件分别为 $z_1 = 72.12 \text{ mm}$, $z_2 = 73.60 \text{ mm}$; $z_3 = 74.12 \text{ mm}$, $z_4 = 75.60 \text{ mm}$, 两个稳定区的宽度均为 1.48 mm 。

克尔透镜锁模激光器是利用增益介质(或其它非线性介质)的自聚焦与腔内硬孔或软孔结合起来提供快的自幅度调制, 实现锁模。因此在腔内狭缝或孔处小信号自幅度调制(SAM)是一个重要参量, 它正比于调制系数 δ_{SAM} 。 δ_{SAM} 有时被称为在光阑处与小信号相关的光斑大小变化率或克尔锁模强度^[9]:

$$\delta_{\text{SAM}} = \left(\frac{1}{W} \frac{dW}{dP} \right) \Big|_{P=0},$$

式中 W 为光阑处光斑尺寸, $P = P_i/P_{\text{cr}}$ 为归一化功率, P_i 为瞬态内腔功率, P_{cr} 为自聚焦临界功率。对于 SF_{57} , $n_0 = 1.812$, $n_2 = 4.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$, $P_{\text{cr}} = 0.23 \text{ MW}$ 大约是 $\text{Ti} \cdot \text{Sapphire}$

自聚焦临界功率 (P_{cr}) 的 1/10 倍, 故可以降低自锁模的自启动阈值和自聚焦临界功率, 因而可利用 SF₅₇ 在非线性系数很小的 Nd·LMA 晶体上实现自锁模。

为了获得最佳腔参量(即具有 δ_{SAM} 最大负值), 需计算在整个稳定区范围(z 变化)和 SF₅₇ 介质布儒斯特面与 M₂ 之间位移 (x 变化) 变化范围内的 δ_{SAM} 大小。在双色平面端镜 M₁ 处, 可得到 δ_{SAM} 的表达式^[10]:

$$\delta_{SAM} = - \frac{1}{2} \frac{\alpha_1 + \alpha_2 S}{\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2\alpha_1\alpha_2 S}$$

M₁ 为双色平面端镜, M₄ 为平面输出耦合镜, $\alpha_1 = 2B_1D_1/d_e - A_1C_1d_e/2$, $\alpha_2 = 2B_2D_2/d_e - A_2C_2d_e/2$, $S = A_0D_0 + B_0C_0$, 这里 $d_e = d/n_0$, d 为介质的几何长度, d_e 即为有效长度。

$\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}$ 为从 M₁ 到 SF57 中心处的单程矩阵, $\begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix}$ 为从 SF57 中心处到 M₄ 处的单程矩阵。对于给定的腔稳定参量 S , δ_{SAM} 的最大值及最小值由下式给出^[10, 11]:

$$\delta_{SAM}(\max, \min) = \pm 1/(2 \sqrt{1 - S^2})$$

从上式可以看出, 为了达到大的光斑变化速率, 亦是最强的非线性损耗调制, 谐振腔必须工作在靠近稳定区边缘附近 ($S \approx \pm 1$)。

通过 δ_{SAM} 参量可以计算由于腔内光斑大小随内腔功率的变化引起的非线性损耗, 并且 δ_{SAM} 参量的初始斜率(在 $P/P_{cr} = 0$ 附近)愈高, 激光器动态的非线性效应愈高, 越有利于自启动克尔透镜锁模。

图 2 给出了 $\delta_{SAM} = -0.5, -2, -3$ 时, M₂、M₃ 之间距离 z 和 SF₅₇ 布儒斯特面到 M₂ 的距离 x 的等高线图。

通过分析发现, 对于像散腔, 假定每一个折迭镜补偿了布儒斯特角介质长度的一半, 自锁模行为在两个稳定区都能获得。然而, 实验上发现在第二稳定区将获得最稳定的脉冲^[10], 且通过工作在第二稳定区软孔自锁模行为有助于了解硬孔自锁模行为。

通过上述分析, 锁模操作在第二稳定区自启动参量最大负值时, $z = 74.36$ mm, $x = 24.76$ mm。从图 2 可以看出, δ_{SAM} 负值愈大, z 和 x 调节范围愈小, 对腔的调节精度要求愈高; 愈靠近稳定区的边缘, 愈影响激光锁模操作的稳定性。因此并非 δ_{SAM} 负值愈大愈好, 必须根据不同激光器和实验条件取折衷值。

3 实验装置及实验

实验装置如图 1 所示。实验中采用的抽运源是由美国 SDL 公司生产的输出功率为 3 W 的 GaAlAs 激光二极管阵列, 它采用折射率波导量子阱结构, 输出部分相干光, 相干长度 0.5 m。激光二极管管芯直接安装在带有热电偶冷却系统的散热器上, 通过调节温度可将激光二极管输出波长准确调节并维持在 Nd·LMA 晶体的吸收峰 798 nm 处。复合准直透镜的数值孔径 NA = 0.615, 焦距为 6.5 mm, 柱面镜的焦距为 35 mm, 1/2 波片用以改变抽运光的偏振方向, 以实现 Nd·LMA 晶体的最大 δ 偏振吸收, 聚焦透镜的焦距为 5 cm。

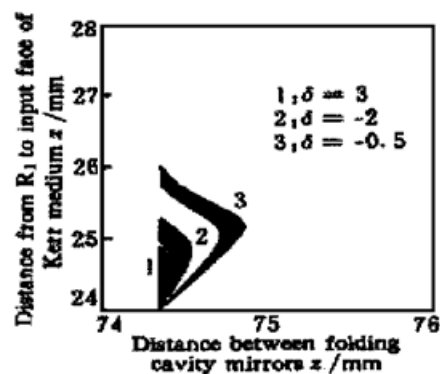


Fig. 2 Variation of spot size at M₁ with separation from M₂ to input face of Kerr medium and distance of folding cavity mirrors (M₃, M₄)

增益介质 Nd·LMA 尺寸为 $\phi 5 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$, Nd 掺杂原子数分数为 10%, Nd·LMA 棒的一端镀双色膜(M_1), 对 1054 nm 激光波长高反射, 对抽运波长 798 nm 高透, 另一端为布儒斯特角切割。Nd·LMA 不需水冷, 只需用钢皮包裹固定在紫铜块上即可。非线性克尔介质 SF57 长 15 mm 放置在折迭腔镜 M_2 、 M_3 之间, 凹面镜 M_2 、 M_3 的曲率半径分别为 50 mm 和 75 mm, M_1 、 M_2 和 M_3 均为全反射镜。 M_4 为输出耦合镜, 透过率为 0.1%, 固定在微位移振动器上, 以实现克尔透镜锁模的自启动。WQ-15 型压电陶瓷微位移驱动器(PZT) 及高压放大器由中国科学院成都光电所提供。压电陶瓷上所加电压范围 -750~+750 V, 对应压电陶瓷最大行程 15 μm , 工作频率 20 Hz 左右。腔内色散通过一对 SF₁₀ 棱镜对补偿, 在实验中, 由于激光器产生几百飞秒光脉冲, 因此二阶色散起主要作用, 三阶色散作用的影响可以忽略。SF₁₀ 棱镜对因其具有大的二阶色散, 故可减小棱镜对之间的距离, 缩短激光器腔长。实验发现锁模脉冲最短时, 棱镜对之间的距离为 62 cm, 激光腔长为 1.15 m 左右。

首先腔在连续自由运转模式下被优化, 精确选取两个凹面镜 M_2 、 M_3 之间的距离, 使腔保持在第二稳定区边缘, 使微位移振动器处于工作状态, 通过精确调节棱镜 P_1 、 P_2 、SF₅₇ 及垂直狭缝可以达到锁模。与连续运转不同, 移动棱镜 P_2 向着它的尖顶部, 通过垂直移动 P_1 使棱镜对间隔为 62 cm 时达到最佳群速度色散补偿, 然后移动 SF₅₇ 向着凹面镜 M_2 , 振动平面输出镜 M_4 , 实现克尔透镜锁模的自启动, 当自锁模出现后, 关闭微位移驱动器, 停止振动。激光器并不是自启动, 但它的锁模是自维持的、在实验中没有观察到被动自 Q 开关现象。

激光器输出功率为 15 mW, 脉冲重复频率 130 MHz, 锁模脉冲序列见图 3, 图 4 和图 5 分别为测量的锁模脉冲的自相关曲线和光谱分布曲线。假定脉冲形状为双曲正割, 得到脉冲宽度为 610 fs, 谱宽 2.1 nm, 时间带宽积 0.34, 接近于变换极限脉冲。

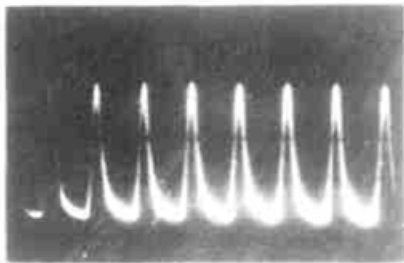


Fig. 3 The train of mode-locked pulse

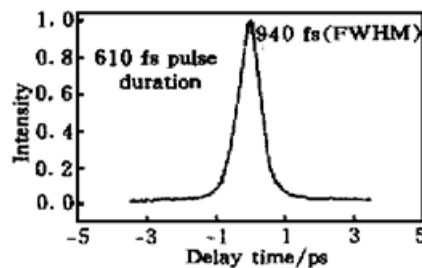


Fig. 4 940 fs FWHM autocorrelation trace of KLM pulse train. The pulse duration is 610 fs assuming a sech² pulse shape

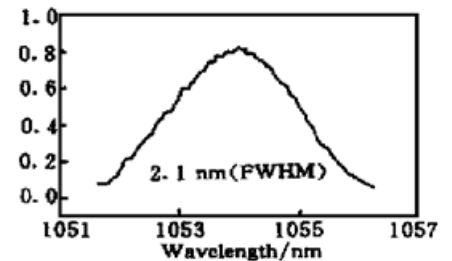


Fig. 5 Spectral profile of the 610 fs mode-locked pulse

用自制的自相关仪测量脉冲的宽度, 用光栅光谱仪测量脉冲的光谱宽度, 功率计为美国光谱物理公司生产的 405 型功率计。

硬孔效应和光束在 P_2 的顶尖部相当于单边刀口效应, 有利于自锁模, 以避免弛豫振荡引起的不稳定性。另外为了实现自锁模, 采取了以下几个措施: 1) 采用具有大的非线性系数 ($n_2 = 2.77 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$)、快的响应时间(几个飞秒)的 SF₅₇ 介质, 降低自聚焦临界功率, 以利于自锁模。2) 选取透过率为 0.1% 的输出耦合镜, 提高腔内功率, 增强腔内的非线性, 以利于自锁模。3) 抽运光斑小于腔模光斑大小。由于激光二极管的波长 798 nm 与 Nd·LMA 的吸收峰一致, 因此没有出现明显的热问题。激光输出可维持几个小时。另外晶体的高掺杂浓度降低了 Nd·LMA 的吸收长度, 相应地改进了在吸收长度上激光腔模与抽运光束的模式匹

配, 提高抽运效率。

参 考 文 献

- [1] Spence D E, Kean P N, Sibbett W *et al.*. 60 fs pulse generation from a self-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1) : 42~ 44
- [2] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 1985, **56**(3) : 219~ 221
- [3] Mourou G. Lasers and optics. *Appl. Phys. (B)*, 1997, **65**(2) : 205~ 211
- [4] Gibson G N, Klank P, Gibson F *et al.*. Electro-optically cavity-dumped ultrashort pulse Ti:sapphire oscillator. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(14) : 1055~ 1057
- [5] Liu K X, Flood C J, Walker D R *et al.*. Kerr lens mode-locking of a diode-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(19) : 1361~ 1363
- [6] Malcolm G P A, Ferguson A I. Self-mode locking of a diode-pumped Nd:YLF laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(24) : 1967~ 1969
- [7] Krausz F, Spielman C, Brabec T *et al.*. Self-starting additive-pulse mode locking of a Nd:glass laser. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(19) : 1982~ 1989
- [8] Phillips M W, Barr J R M, Hughes D W *et al.*. Self-starting additive-pulse mode-locking of a Nd:LiMA laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(20) : 1453~ 1455
- [9] Georiev D, Herrman J, Stamm U *et al.*. Cavity design for optimum nonlinear absorption in Kerr-lens mode-locked solid-state lasers. *Opt. Commun.*, 1992, **92**(4/6) : 368~ 375
- [10] Magni V, Cerullo G, De Silvestri S *et al.*. Closed form Gaussian beam analysis of resonators containing a Kerr medium for femtosecond lasers. *Opt. Commun.*, 1993, **101**(5/6) : 365~ 370
- [11] Zhao Wei, Yang Hongru. Optimal structure design of Kerr-lens mode-locked Nd:LiMA femtosecond laser. *光子学报*, 1998, **27**(12) : 1098~ 1101

Kerr-Lens Mode-Locked Femtosecond Laser for Nd-Glass Laser Amplifier System

Zhao Wei Yang Hongru Wang Shuicai

(State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

(Received 30 October 1998; revised 22 March 1999)

Abstract A Kerr-lens mode-locked femtosecond Nd:LiMA laser pumped by laser diode is discussed. Through calculation and theory analysis, a Kerr-lens mode-locked femtosecond Nd:LiMA laser operating at wavelength of 1054 nm is demonstrated by using additional Kerr medium (SF₆) with the large nonlinear coefficient and optimal cavity design. The transform-limited pulses as short as 610 fs duration, corresponding to spectra width of 2.1 nm, were obtained in this experiment, and laser output power is 15 mW.

Key words Kerr-lens mode-locked, laser diode pumped, Nd:LiMA laser.