

# 飞秒钛宝石激光器 Kerr 透镜锁模动态的特性研究

赵尚弘 王屹山 陈国夫 王贤华 侯 涣

(中国科学院西安光机所瞬态光学技术国家重点实验室 西安 710068)

**摘要** 研究了 Kerr 透镜锁模钛宝石激光器中腔内群色散改变时脉冲的动态特性。实验研究了腔内群色散改变时输出脉冲的频谱、中心波长以及脉宽的变化规律;观测和解释了脉冲频谱的双峰结构;给出了脉冲宽度与腔内色散的具体关系式;获得了最短为 14.6 fs 的自锁模脉冲。

**关键词** 钛宝石, Kerr 透镜锁模, 频谱, 中心波长, 脉宽

## 1 引 言

一般认为,固体激光器中的脉冲自锁模(或叫做 Kerr 透镜锁模)是由腔内增益介质中的 Kerr 效应与腔内群速度色散(GVD)之间类孤子特征的相互作用而形成的。腔内功率足够高以致在增益介质中的 Kerr 效应可产生明显的 Kerr 透镜自幅度调制(SAM)(作为一种饱和吸收机制)是形成自锁模的必要条件。但要获得尽可能短的脉冲,就要在保证腔内总的群色散为负的前提下使其尽可能小<sup>[1]</sup>。要达到这一目的,可有几种途径,如采用更短的增益介质;选用材料色散和高阶色散(主要是三阶色散 TOD)小的棱镜来补偿腔内群色散,这是因为二阶色散引起的线性啁啾可用棱镜对完全补偿,而高阶色散带来的非线性啁啾是难以补偿的。随着更短飞秒脉冲的不断获得,人们认识到钛宝石激光器腔内群色散大小对输出脉冲特性有直接影响,腔内群色散的补偿程度直接决定着自锁模激光器的工作稳定性以及更短脉冲的产生。本文给出这方面的一些较深入的研究。

## 2 实验系统

实验所用钛宝石振荡器是自行设计的 Z 形像散补偿四镜腔结构,用 CW 全线 Ar<sup>+</sup>激光器泵浦 2 mm 长的钛宝石(中国科学院上海光机所提供)。加入棱镜对的长臂端的腔镜也采用全反镜,在其与棱镜之间插入一薄石英片来输出脉冲,由此构成的带宽扩展腔克服了输出镜的镀膜非均匀性对输出脉冲带宽的影响<sup>[2]</sup>。另在腔外加一棱镜对补偿输出脉冲的空间色散以及自相关仪中的元件带来的色散。在泵浦功率为 5 W 时,一般有稳定的自锁模脉冲输出,功率为 150 mW(8% 的透过率),重复率为 93 MHz。用共线条纹分辨的二次谐波自相关方法和光谱分析仪分别测量输出脉冲的脉宽和频谱。

### 3 结果与讨论

在 2 mm 钛宝石激光器实现 Kerr 透镜锁模运转后,逐渐调节靠近长臂端腔镜的棱镜插入光路的深度。由于此时改变了棱镜引入的正的材料色散,也就改变了腔内总的负色散,因而可观察到输出脉冲的中心波长、带宽以及脉宽变化。

#### 3.1 中心波长

图 1 是从某一初始位置逐渐退出棱镜时实时测量到的自锁模脉冲的中心波长变化情况。从中可看出,随着腔内总的负色散的增加(棱镜退出),自锁模脉冲的中心波长有明显的红移趋势。这一点是不难理解的。当棱镜逐渐从光路中退出时,光束中靠近棱镜尖的蓝光端的频谱成份将在振荡中被损耗,则总的频谱的中心波长将向红光移动。这一规律使自锁模激光器输出脉冲的中心波长有一定的调谐范围,使其用于不同用途。同时在短波长区脉冲有较宽的频谱,因而有较短的脉宽。但随着波长的变短(棱镜插入量增加),腔内的三阶色散就急剧增加,而三阶色散是很难补偿的,它成为限制获得更短脉冲的主要因素。因此,在适宜的范围选择中心波长对获得尽可能短的脉冲是很重要的。

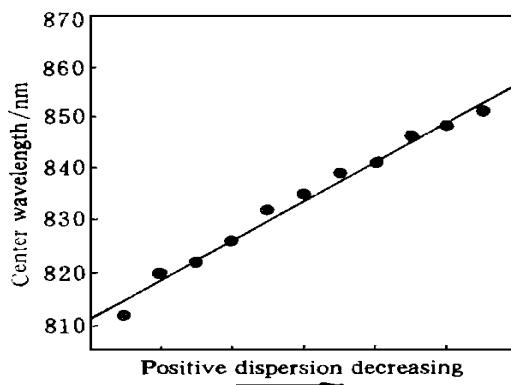


图 1 用光谱仪测得自锁模脉冲中心波长随腔内群色散的变化曲线,色散递进量  $\Delta D = 5.9 \text{ fs}^2$

Fig. 1 Central wavelength of the self-mode-locked pulse as a function of the increasing prism glass path. The relative change of GVD shown on abscissa is  $\Delta D = 5.9 \text{ fs}^2$

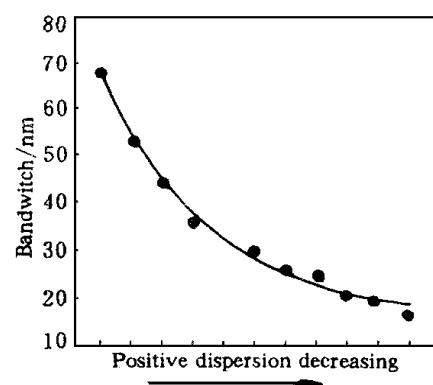


图 2 自锁模脉冲带宽随腔内总的负色散的变化

Fig. 2 Measured bandwidth of the self-mode-locked pulse as a function of the increasing prism glass path. The abscissa is the same as in Fig. 1

#### 3.2 脉冲频谱的双峰结构

图 2 是对应的脉冲带宽变化情况。随着棱镜逐渐退出光路,自锁模脉冲的带宽逐渐变窄,这是由于脉冲的蓝光端频谱成份的衍射损耗所致。

根据变换限制条件,要获得短脉冲,就要求脉冲带宽足够宽。当逐渐推进棱镜(减少腔内总的负色散)时可观测到脉冲带宽明显变宽,而腔内总的负色散将接近稳定锁模允许的最小值。若进一步推进棱镜,可发现在带宽变宽的同时,出现频谱双峰结构,如图 3(a)。其实在不少获得 10 fs 以下超短脉冲的实验中都出现了这种双峰结构<sup>[3,4]</sup>。

频谱双峰结构是由腔内 Kerr 效应的时间模拟即自相位调制效应(SPM)形成的。在自锁模激光器中,自相位调制效应影响脉冲带宽,而群色散决定脉冲宽度,两者在不同条件下决定

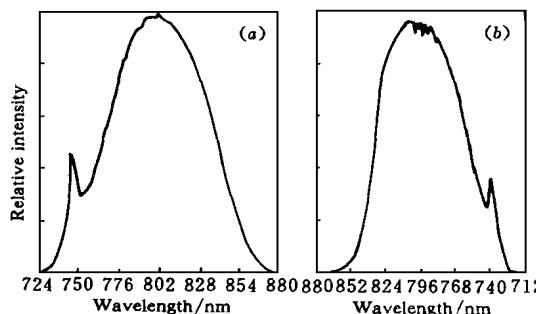


图 3 自锁模脉冲的多峰频谱

Fig. 3 The multi-peak spectrum of the self-mode-locked pulse

而非线性相移  $\Phi_{\max} = \gamma \cdot p_0 \cdot z$ , 此处  $p_0$  为腔内脉冲的峰值功率,  $z$  为钛宝石棒的长度,  $\gamma$  为其非线性系数, 定义

$$\gamma = 2\pi c / \lambda A_{\text{eff}} \quad (2)$$

其中  $n_2$  为钛宝石的非线性折射率系数,  $A_{\text{eff}}$  为光束在其上面的有效截面,  $\lambda$  为脉冲中心波长。当脉冲振荡在某一波长处时, 对应的非线性相移正好使峰的数目  $M < 2$ , 此时脉冲频谱表现为通常的单峰状; 若逐渐推进棱镜, 则脉冲中心波长蓝移, 同时脉冲带宽变宽, 脉冲变窄, 结果使其峰值功率提高, 由式(1), (2) 可知, 腔内的非线性相移会增加直至  $M > 2$ , 于是出现频谱双峰。

若进一步推进棱镜, 实验发现, 脉冲频谱在出现双峰的同时, 主峰已开始表现为明显的顶部振荡, 如图 3(b)。这是由于非线性相移已增大到使  $M$  接近 3。实际上, 再推进棱镜时确实观测到了三峰结构。

### 3.3 脉冲宽度

图 4 是改变棱镜插入深度时输出脉冲宽度的变化情况, 三组数据分别对应腔外棱镜对的三种补偿效果。

在固体锁模激光器中, 脉冲宽度一般表示为<sup>[6]</sup>

$$\tau = 0.1 \Phi W + 3.53 |D| / \Phi W \quad (3)$$

其中  $W = \int P(t) dt$  为腔内脉冲能量,  $P(t)$  为腔内脉冲的瞬时功率;  $\Phi$  为一次循环振荡中在增益介质内引入的非线性相移;  $|D|$  为腔内总的负色散量。当逐渐退出棱镜时, 在自相关仪中可实时观察到脉冲逐渐变宽。由式(3) 可知, 这是由于增加了腔内总的负色散而致。

在我们设计的振荡器中,

$$|D| = |D_1| - D_2 - D_3 \quad (\text{单位为 fs}^2) \quad (4)$$

其中  $D_1$  为腔内棱镜对提供的负色散, 对石英棱镜对可求得  $D_1 = 278 - 0.00249 \cdot L$ ,  $L$  为棱镜对

脉冲特征。当棱镜逐渐退出时, 腔内总的负 GVD 逐渐增大, 其作用处于优势。此时脉冲明显变宽, 而带宽变窄的速度减缓。反之, 当推进棱镜时, 总的 GVD 逐渐减少直至接近最小允许值。此时 SPM 将决定脉冲带宽的展宽直到出现频谱多峰结构。这是因为, SPM 所致频谱展宽在整个频谱范围内都伴随着一种振荡结构。通常频谱由许多峰组成, 而峰的数目与 SPM 在增益介质中引入的非线性相移的最大值( 中心波长处) 有如下关系<sup>[5]</sup>

$$\Phi_{\max} \approx (M - 1/2) \pi \quad (1)$$

显然, 峰的数目随非线性相移最大值线性增加。

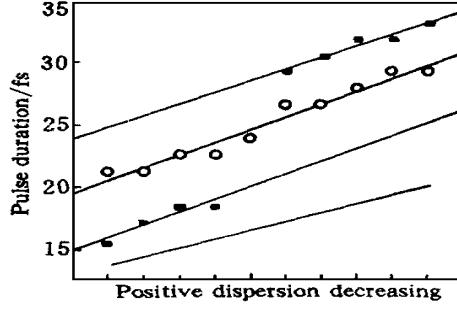


图 4 脉冲宽度随腔内总的负色散的变化及三种不同腔外补偿效果(上面三条曲线)时的测量结果及理论预算值(底部曲线)比较

Fig. 4 Measured pulse width as a function of the increasing prism glass path. Three curves (top) correspond to three different results with extracavity-prism pair and the one (bottom) shows the theoretical values. The abscissa is the same as in Fig. 1

间距(单位: $\mu\text{m}$ ) $;D_2$ 为钛宝石棒的一次循环(两次通过)引入的材料色散量, $D_2 = 2 \times 240 \text{ fs}^2 = 480 \text{ fs}^2$  $;D_3$ 为棱镜对的材料色散,计算得 $D_3 = 0.039 \cdot h$ , $h$ 为棱镜插入光路的深度( $h_{\max} \approx 6 \times 10^3 \mu\text{m}$ )。当棱镜对间距为45 cm时,由上可得

$$|D| = 362 - 0.039 \cdot h \quad (5)$$

另外,对钛宝石, $n_2 = 5.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ <sup>[7]</sup>,取 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ , $A_{\text{eff}} = \pi 25 \mu\text{m}^2$ ,则由公式(2)可求得非线性系数 $\gamma = 2 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}\text{M}^{-1}$ 。实验中用5 W泵浦时输出功率为75 mW(4%透过率),脉冲重复率为93 MHz,则腔内脉冲能量为 $W \approx 20 \text{ nJ}$ 。将以上结果代入式(3)可得

$$\tau = 8.2 + 0.044(362 - 0.039 \cdot h) \quad (6)$$

这就是我们所得到的输出脉冲宽度随棱镜插入光路的深度的变化关系。显然,棱镜退出即 $h$ 减小时,脉冲在逐渐变宽。

实验中在逐渐退出棱镜时实时观察脉冲的二次谐波自相关迹的变化,可看到脉冲在逐渐变宽;当接近自锁模边缘时,脉冲的干涉自相关迹开始变得不再光滑、稳定,而呈瞬变的尖峰状,并伴有交替出现的包络,如图5所示。之所以有这一现象是由于这时在激光器腔内实际上有两列脉冲:稳定锁模的脉冲有稳定的自相关迹包络(图5(a)),而未完全锁模的脉冲的自相关迹则是变化的尖峰(图5(b)),由于两者的重复率相同,故重叠在一起。可见,尽管棱镜对是为了提供负色散的,但若腔内的负色散过大也对实现自锁模不利。

当在腔外加入棱镜对进一步补偿脉冲在腔内棱镜对中引入的空间色散时,会对脉冲测量宽度有所改善;但由于在自相关仪中的光学元件会带来色散,若腔外色散补偿不彻底,会使实测的脉冲宽度变宽。计算结果与测量结果的比较示于图4。可看出,第一种情况下的补偿较理想。由此调节腔内棱镜,得到最短为14.6 fs的脉冲,按式(6)计算, $h_{\max} = 6 \times 10^3 \mu\text{m}$ 时, $\tau_{\min} = 13.7 \text{ fs}$ ,二者比较接近。脉冲带宽为52 nm,相应的时间-带宽积为 $\Delta\nu \cdot \Delta\tau = 0.326$ ,接近双曲正割脉冲的变换限制。其光谱和干涉自相关曲线分别如图6(a)和(b)所示。

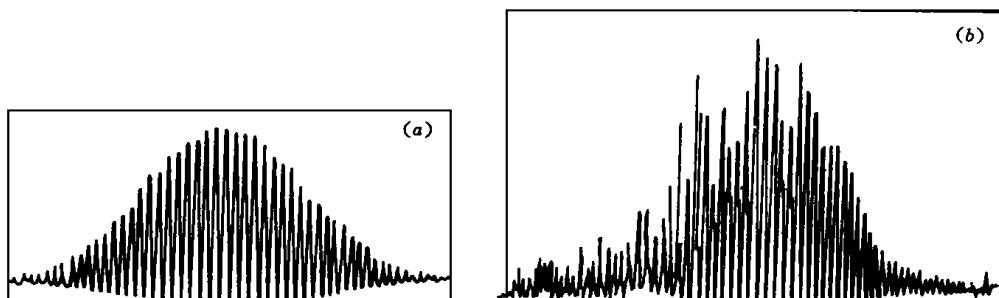


图5 腔内负色散过大时的尖峰状自相关曲线

Fig. 5 Spike-autocorrelations appeared in the case of overabundant negative GVD

本工作较全面地研究了钛宝石自锁模脉冲的动态特性,解释了脉冲频谱变宽时出现多峰结构的机制,给出了自锁模钛宝石激光器中脉冲宽度与棱镜插入光路深度的具体变化关系。实验中观测到的频谱多峰结构表明,激光器的设计已使腔内群色散补偿接近最小允许值,因为这种频谱多峰结构只有在群色散趋于0而三阶色散开始起作用时才会出现。从实验中所获的脉冲光谱带宽及光谱分布形状(图6)可以看出,只要进一步优化腔外棱镜对的补偿效果,改进自相关测

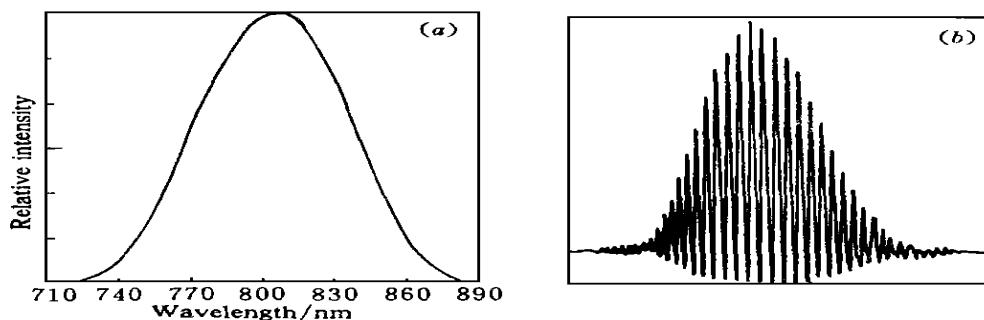


图 6 实验中获得的 52 nm/14.6 fs 脉冲的光谱 (a) 和干涉自相关曲线( b)

Fig. 6 Measured (a) spectrum ( $\Delta\lambda=52$  nm) and (b) ( $\tau=14.6$  fs) autocorrelation curve of the self-mode-locked pulses

量系统(其中的倍频 BBO 晶体厚度从 100  $\mu\text{m}$  减少到 50  $\mu\text{m}$ )，可望获得 10 fs 以下的脉冲。

**致谢** 感谢中国科学院上海光机所邓佩珍研究员提供优质钛宝石晶体；感谢本室孙永道硕士在数据处理中提供软件。

### 参 考 文 献

- 1 P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec et al. Operation of a femtosecond Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub>sapphire solitary laser in the vicinity of zero group-delay dispersion. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(1): 54~56
- 2 Wang Yishan, Chen Guofu, Zhao Shanghong et al. Generation of 15 femtosecond Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub>sapphire pulse. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1997, **17**(9): 1185~1188 (in Chinese)
- 3 A. Kasper, K. J. Witte. 10-fs pulse generation from a unidirectional Kerr-lens mode-locked Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub>sapphire ring laser. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(5): 360~362
- 4 A. Stigl, Ch. Spielmann, F. Krausz. Generation of 11-fs pulses from a Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub>sapphire laser without the use of prisms. *Opt. Lett.*, 1996, **19**(3): 204~206
- 5 G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. New York: Academic Press, 1989. 89
- 6 T. Brabec, Ch. Spielmann, F. Krausz. Mode locking in solitary lasers. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(24): 1961~1963
- 7 Gan Fuxi, Deng Peizhen. Laser Materials. Shanghai: Science and Technology Press, 1996. 162 (in Chinese)

### The Dynamic Characteristics of Self-mode-locked Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Laser Pulses

Zhao Shanghong Wang Yishan Chen Guofu Wang Xianhua Hou Xun  
(State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

**Abstract** The dependence of self-mode-locked Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser pulses on the intracavity net negative group-delay-dispersion is investigated in detail in this work. The results show that the central wavelength spectrum, bandwidth and duration of laser pulses will change with the movement of intracavity prisms. The multi-peak structure of spectra is observed and explained theoretically. Also, a formula of pulse duration is pointed out in this paper. The shortest pulse width up to 14.6 fs is generated in our laser.

**Key words** Ti<sub>2</sub>O<sub>3</sub>sapphire, self-mode-locking, spectrum, central wavelength, pulse duration