

采用多通腔望远镜谐振腔结构的 10 MHz 重复 频率飞秒钛宝石激光器特性研究*

赵研英 韩海年 滕 浩 魏志义†

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室 北京 100190)

(2008 年 9 月 8 日收到 2008 年 9 月 17 日收到修改稿)

通过在钛宝石激光腔内引入望远镜长腔系统增加腔长,实现了重复频率低到 10 MHz 的飞秒激光振荡,在 5 W 的抽运功率下获得了平均输出功率 200 mW、单脉冲能量 20 nJ 的稳定输出.在此基础上分析了腔内不同色散情况下的输出脉冲光谱和脉宽特性.结果表明在腔内存在一定负色散的情况下,锁模脉宽可接近转换极限,最短脉宽可达 56 fs.而在正色散的情况下,锁模输出的脉宽较宽,并且随着腔内正色散的增多,脉宽可到大于 600 fs,锁模光谱也呈马鞍形.

关键词:钛宝石激光器,飞秒脉冲,低重复频率,望远镜腔

PACC:4260,4260D

1. 引 言

高能量的超短脉冲激光在工业加工、科学研究中有着非常重要的应用需求,如中红外和紫外光的相干光谱转换、激光精密微加工、超快非线性光谱学等,都需要具有一定能量的飞秒激光脉冲作为基础.虽然目前人们从最常见的钛宝石激光振荡器已能输出平均功率大于 1W 量级的激光脉冲^[1],但在常规的高重复频率下,所对应的单脉冲能量也仅 10 nJ 左右,而且较高的重复频率在一些实验中会导致严重的热效应,不利于应用研究工作的开展.采用啁啾脉冲放大(CPA)技术可以得到单脉冲能量大于 mJ 量级的激光输出^[2-4],但由于复杂的结构和昂贵的成本,在一定程度上制约着推广和普及^[5].实际上在大量的应用研究中,往往需要重复频率 1—10 MHz、脉冲能量介于振荡器与放大器之间的飞秒激光脉冲.针对这种需求,人们最早采用腔倒空技术以提高激光单脉冲的能量^[6],并相继在飞秒染料、掺钛蓝宝石及掺铬镁橄榄石激光中取得成功运行^[7-9].由于腔倒空技术需要借助在腔内引入的声光或电光调制器才能实现^[10-12],因此这种方法在技

术上仍有较大的难度^[13],且成本不低.1990 年,Deaton 等人在 Nd:YAG 激光器中成功采用长腔结构,产生了重复频率 13.4 MHz 的激光脉冲^[14].随着飞秒钛宝石激光的出现和发展,1998 年,Fujimoto 等人将这种长腔结构引入钛宝石飞秒激光器中,通过降低重复频率以提高脉冲能量^[15],由于这种方法相对腔倒空技术而言简单,因此近年来得到了进一步的发展^[16-18].最近,Naumov 等人通过在激光腔中加入两个望远镜长腔系统将重复频率降低到了 2 MHz,得到了单脉冲能量高达 0.5 μ J 的结果^[18].

本文在我们建立的 50 MHz 重复频率飞秒钛宝石激光的基础上,通过在激光腔的一臂引入望远镜结构的折叠长腔系统,将激光腔的有效腔长从 3 m 增加到了 15 m,从而将重复频率从 50 MHz 降低到 10 MHz.在 5 W 抽运下,获得了平均功率 200 mW,对应单脉冲能量 20 nJ 的稳定飞秒脉冲激光,从而证明了这一技术提高单脉冲能量的可行性.我们的分析结果表明,通过采用特殊镀膜的反射镜降低腔内多次反射的损耗,可望进一步有效地提高脉冲输出能量.此外通过对腔内色散补偿的研究,测量分析了腔内正、负净色散下输出光脉冲的脉宽特性.

* 国家自然科学基金(批准号:60490280),国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2007CBB15104)和中国科学院方向性项目资助的课题.

† E-mail: wzhy@aphy.iphy.ac.cn

2. 望远镜长腔谐振腔分析设计

对于平均功率为 P 、重复频率为 f 的超短激光脉冲,其单脉冲能量 E 可以表示为

$$E = P/f.$$

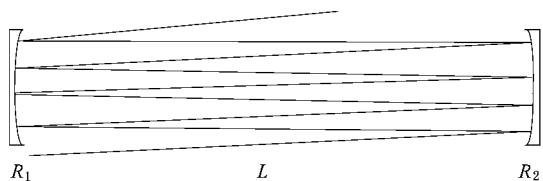


图1 R_1, R_2 组成的多通长腔示意图

由此可见,对于一个激光振荡器来说,在同样输出平均功率的情况下,较低的重复频率对应着较高的激光单脉冲能量,因此采用低重复频率的激光谐振腔,将是提高激光脉冲能量非常有效的方法.为了实现这一目的,一个行之有效的技术是在普通锁模激光腔的一臂插入特殊设计的多通长腔,从而大大扩展激光器的腔长^[18].由于多通长腔的引入相当于改变了激光的腔型结构,因此与插入前的常规锁模激光相比,其光斑模式及最佳锁模状态都将发生相应的变化,这样给激光的锁模调节带来较大的困难.但是,如果引入的多通长腔是一个 q 因子不变,即 $q = 1$ 的结构,那么置入多通长腔后激光的腔结构与置入前是等价的,因此原理上将不影响光斑模式及锁模的实现,这样就能大大简化激光锁模的调节难度.为此,就需要设计一个 q 因子不变的望远镜长腔系统.

根据文献[19—21]的分析,通过在激光腔内插入如图1所示的多通望远镜子腔,就可以维持谐振腔的 $q = 1$,这样在原腔型特性不变的情况下,激光的有效腔长能够得到大大加长.图中构成望远镜腔的两凹面镜的曲率半径分别为 R_1 和 R_2 ,其间距为 L .在一定的条件下,腔镜对光线的多次反射使得光线每经过一次镜面反射就有一个旋转角,改变入射光线相对光轴的角度,在每一个镜面上的反射光斑则组成一个椭圆或圆.根据激光的传输特性,光束在望远镜腔内往返一次的 $ABCD$ 传输矩阵是

$$M_T = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2L}{R_2} - \frac{4L}{R_1} \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) & 2L \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \\ \frac{2}{R_1} \left(\frac{2L}{R_2} - 1\right) - \frac{2}{R_2} & 1 - \frac{2L}{R_2} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

这样经过 n 次往返后的矩阵则为^[20]

$$M_T^n = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n = \begin{pmatrix} \frac{A-D}{2} \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} + \cos n\theta & B \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} \\ C \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} & \frac{D-A}{2} \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} + \cos n\theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中

$$\cos \theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{2L}{R_2} - \frac{2L}{R_1} \left(1 - \frac{L}{R_2}\right). \quad (3)$$

这里 θ 正好为每次反射的旋转角.要保证高斯光束经过多通长腔后, q 因子保持不变,则需要满足 $M_T^n = (-1)^n$.分析表明:只要在 $n\theta = m\pi$ 的条件下(2)式才能满足 $M_T^n = (-1)^n$.这里 n 代表光线在腔内往返的次数, $m\pi$ 代表光线绕光轴旋转的角度, n, m 均为整数.这就为多通长腔的设计提供了必要的依据.

在实际的实验中,图1所示的望远镜系统也可以采用平面镜与凹面镜组成的结构,这样将 R_1 凹面镜换成平面镜,取 $R_1 \rightarrow \infty$,代入(1)(3)式后有

$$M_T = \begin{pmatrix} 2 - \frac{2L}{R_2} & 2L \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \\ \frac{2}{R_2} & 1 - \frac{2L}{R_2} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\cos \theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{2L}{R_2}. \quad (5)$$

同样当满足 q 因子不变条件时,需要 $n\theta = m\pi$,此时可以得出

$$L = \frac{R_2}{2} (1 - \cos \theta) = \frac{R_2}{2} \left(1 - \cos \frac{m\pi}{n}\right). \quad (6)$$

根据上式,我们计算了在维持 $q = 1$ 不变的情况下,望远镜的反射镜间距 L 与 m, n 之间的关系.选用曲率半径为 5 m 的凹面镜,在不同的 m 值下,算得望远镜两反射镜间的距离 L 与反射次数 n 的关系如图2(a)所示,结果表明反射次数 n 越多,则两镜之间需要设置的距离 L 也就越短,而旋转角度 $m\pi$ 越大,则要求的 L 也就越长.可以看出,通过 n 次反射后,由望远镜引入的总附加腔长的长度为 $2nL$,考虑到 n 与 L 的反比关系,为了直观反映总腔长的特性,我们又进一步计算了望远镜引入的总腔长 $2nL$ 与反射次数 n 的关系.从图2(b)显示的结果可以看出,引入的总腔长 $2nL$ 随反射次数 n 的增加而呈降低趋势,这表明仅靠增加望远镜内反射次数,是不能直接扩展激光腔长的.而旋转角度 $m\pi$ 的增

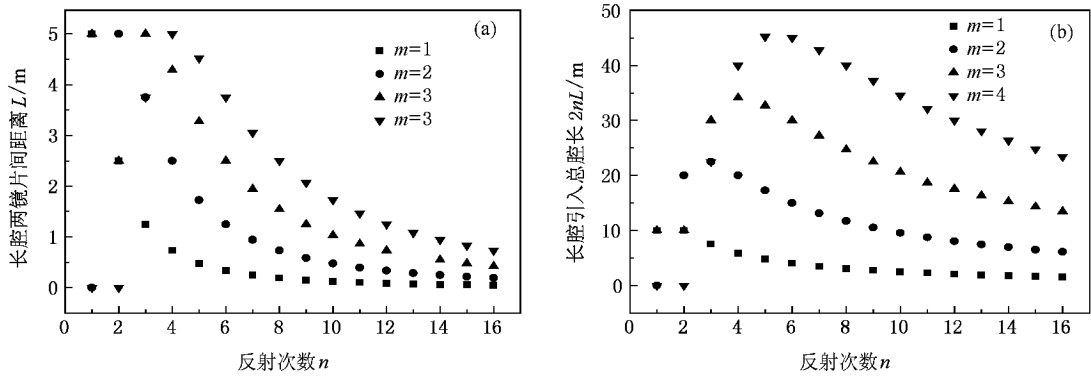


图2 (a)两镜片间的距离 L 与 m, n 的关系 (b)长腔引入的总腔长 $2nL$ 与 m, n 的关系

加,则更能直接体现腔长的增长.在具体的实验中, m, n 的选取应该同时考虑到光路调节的可行性以及结构的紧凑性.综合具体的情况,最后我们选择 $m=2, n=8$,即在镜面上反射 8 次,光线在长腔镜片上旋转一周这样的望远镜长腔结构.此时平面镜和凹面镜之间的距离 L 为 0.732 m.这样结构的长腔可使其置入光路前后光束 q 值保持不变,因此激光的锁模特性与对应基本腔型的特性基本一致,而总的腔长则由于多通望远镜腔的引入伸长了 11.7 m.

3. 实验系统及结果

为了得到低重复频率的稳定锁模激光输出,根据上述的分析,我们首先建立了如图 3 所示的常规 KLM 钛宝石激光振荡器,实验中我们采用的是通光方向 4 mm 长的钛宝石晶体,折叠聚焦镜为一对曲率半径 75 mm、色散 -70 fs^2 的啁啾凹面镜,其在 640—1000 nm 波段的反射率大于 99.8%.同时也采用一对间隔为 55 cm 的棱镜对用于补偿腔内色散.采用 20% 的输出镜,设置总腔长为 3 m,对应 50 MHz 的重

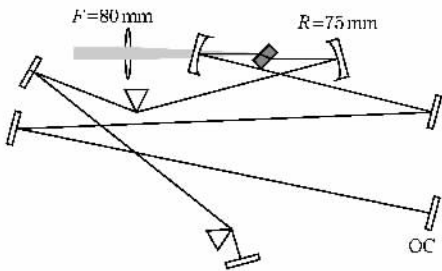


图3 50 MHz 振荡器结构示意图

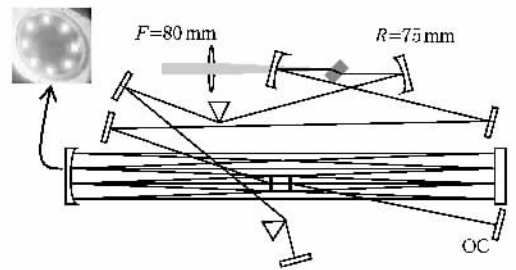


图4 10 MHz 振荡器结构示意图

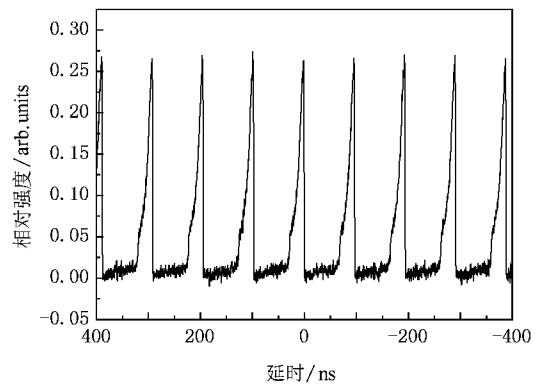


图5 重复频率为 10 MHz 的锁模激光脉冲

mW.随后我们在腔内无棱镜臂置入所设计的望远镜长腔,该腔由口径均为 50 mm 的一个平面镜和一个凹面镜组成,考虑到多次反射积累所带来的高损耗,我们选取平面镜为具有宽带高反射率的商用啁啾镜,在 650—1070 nm 波段具有大于 99.9% 的反射率,但同时也引入了单次反射 -70 fs^2 的色散量;由于凹面镜没有高反射率的商用元件,因此采用了低色散的宽带反射镜,在 740—860 nm 波段的反射率大于 99.8%,光经过平面镜和凹面镜各 8 次反射后导出望远镜腔.图 4 为实验光路图,锁模后我们在

复频率.优化振荡器并调节到锁模状态后,在 4.5 W 的连续光抽运下,测得锁模脉冲的平均功率为 300

长腔的两个镜片上均能观察到 8 个呈圆状均匀分布的光斑,在 5 W 的抽运下,获得的锁模平均功率为 200 mW. 由于腔内激光在望远镜长腔的两个镜片上多达 8 次的反射,因此与常规锁模激光腔相比,反射镜引入了多次损耗,从而导致输出功率的降低. 如果望远镜腔的凹面反射镜也能得到大于 99.9% 的反射率,无疑可以得到更高平均功率的输出. 图 5 为示波器观察到的锁模踪迹图,清楚地显示了 10 MHz 的重复频率.

4. 色散及脉冲宽度分析

锁模激光脉冲的实际宽度强烈依赖于激光腔内的色散补偿结果,在本实验所采用的常规激光腔中,引起激光脉冲正色散的来源主要有钛宝石晶体、插入棱镜所引起的材料色散;负色散则主要由 75 mm 曲率半径的一对凹面啁啾镜及石英棱镜对提供. 加入望远镜子腔后,由于总光程的增加,空气也就成了

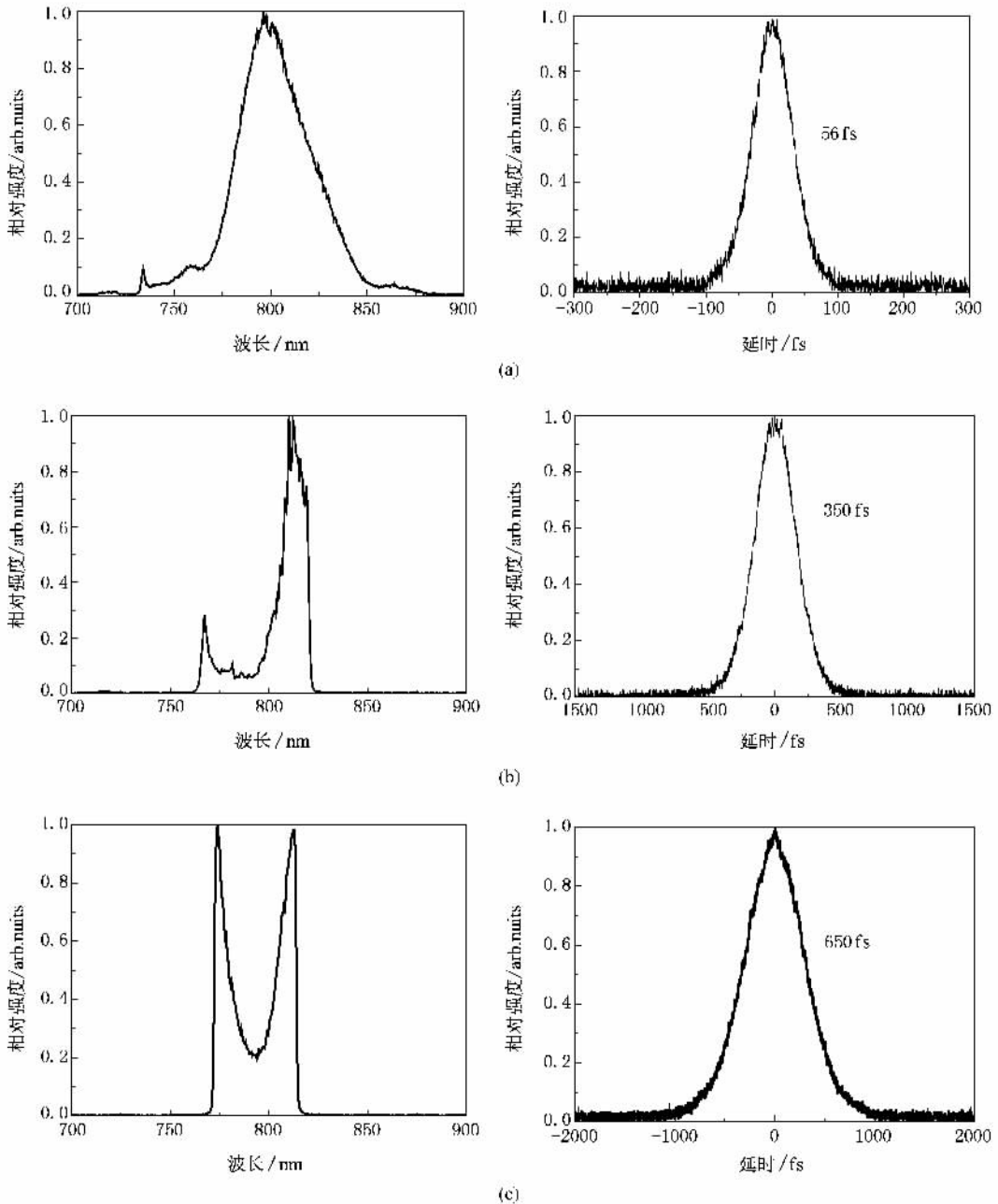


图 6 (a) 负色散锁模光谱和脉宽;(b) 少量正色散锁模光谱和脉宽;(c) 加大正色散锁模光谱和脉宽

不可忽视的色散来源之一,而构成望远镜子腔的平面啁啾镜,也相应地引入了附加的负色散.我们的计算表明,望远镜子腔所引入的空气色散约为 250 fs^2 . 结合钛宝石晶体,这样腔内基本的二阶正色散量约为 550 fs^2 . 通过增加插入棱镜量,还可以进一步调节增加正色散. 由于腔内负色散的元件较多,加上啁啾镜的多次反射,总的负色散量达约 -1050 fs^2 , 这样在不插入棱镜材料色的情况下,腔内的净色散表现为以负色散为主.

为了研究腔内净色散对脉冲光谱以及脉宽的影响,我们通过改变棱镜的插入量调节腔内色散,分别测量了正、负净色散下脉冲的光谱和脉宽特性. 上述计算表明,本文所采用的激光腔内存在着较大的剩余负色散,实验中我们先使振荡光从棱镜顶端通过,使得棱镜对预引入的正色散减小到最低,在腔内存在过多负净色散的情况下(约 -500 fs^2),首先获得锁模运行,随后我们逐渐插入棱镜增加正色散,在腔内净色散约 -500 fs^2 的情况下,得到了脉宽 56 fs 的脉宽结果,此时输出脉冲的光谱呈理想的高斯型,时间带宽积接近转换极限,图 4(a)测得的脉冲自相关曲线及对应的光谱图. 随后我们不断增加棱镜插入量,进一步减小腔内净的负色散量,当棱镜插入量增加到一定程度时,可以观察到光谱和脉冲序列明显有直流背景和多脉冲现象. 这是由于随着腔内净色散趋于 0,脉宽不断缩短,并且较之常规振荡器高的单脉冲能量,导致脉冲峰值功率增加,非线性效应增强,从而引起脉冲不稳定所致. 当继续加大棱镜插入量,腔内色散开始呈少量正色散时,我们观察到光谱逐渐变为近马鞍型,虽然此时激光也能以稳定单脉冲运转,但脉宽明显展宽,测量结果达到 350 fs ,图 4(b)该情况下的脉冲自相关曲线及对应的光谱曲线. 随着棱镜的进一步插入,腔内正色散的进一

步增加,光谱结构呈显著的马鞍型分布,脉宽也可进一步变展到 650 fs ,如图 4(c)所示. 继续插入棱镜,当引入过多的腔内正色散后,则锁模消失,克尔效应的减弱已不足以维持激光的锁模.

根据上面的结果,我们可以得到如下结论:由于低重复频率飞秒激光具有较高的单脉冲能量,在钛宝石晶体中具有较强的非线性效应,因此当腔内净色散接近 0 时,容易引起脉冲直流背景、双脉冲、多脉冲锁模等问题. 然而通过控制腔内色散量,使腔内净色散呈较多的负色散时,激光器可以实现稳定锁模运转,并输出脉宽接近转换极限的高斯脉冲,脉宽可短至 56 fs . 当控制腔内净色散使其呈少量正色散时,激光器亦可以稳定运转,但此时输出光谱不再是高斯型,而是马鞍型,脉冲脉宽不再接近转换极限,而是有强烈啁啾,脉冲脉宽在百飞秒量级甚至更长,且在一定的范围内脉冲随着正色散的增加而增宽.

5. 结 论

我们通过腔型计算和对具有望远镜子腔结构的钛宝石激光的低重复频率锁模特性的实验研究,设计了具有 $q = 1$ 特性的长腔锁模激光谐振腔,在常规 KLM 锁模激光的基础上,通过引入平凹反射镜结构的望远镜子腔,获得了重复频率 10 MHz 的稳定锁模激光输出,在 5 W 抽运功率下,激光的单脉冲能量大于 20 nJ . 如果采用更高功率的抽运激光及更高反射率的望远镜子腔镜片,脉冲能量还可望得到进一步的提高. 与常规重复频率的锁模激光相比,这一结果由于大大提高了振荡器所能输出的单脉冲能量,因而可望在超快非线性光谱学、飞秒激光加工等领域取得更为广泛的应用.

[1] Beddard T, Sibbett W, Reid D T, Garduno-Mdjia J, Jamasbi N, Mohebi M 1999 *Opt. Lett.* **24** 163

[2] Brabec T, Krausz K 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545

[3] Song J, Xia J F, Zhang Z, Strickland D 2002 *Opt. Lett.* **27** 200

[4] Varel H, Ashkenasi D, Rosenfeld A, Wahmer M, Campbell E E B 1997 *Appl. Phys.* **A 65** 367

[5] Zhao L H, Wei Z Y 2002 *Physics* **31** 729 (in Chinese)[赵玲慧、魏志义 2002 物理 **31** 729]

[6] Ramaswamy M, Ulman M, Paye J, Fujimoto J G 1993 *Opt. Lett.* **18** 1822

[7] Kurokawa K, Kubota N, Nakazawa M 1988 *Optics Commun.* **68** 287

[8] Cybo-Ottone A, Nisoli M, Magni V, De Silvestri S, Svelto O 1992 *Opt. Commun.* **92** 271

[9] Eugene Slobodchikov, Jangseok Ma, Valey Kamalov, Keisuke Tominaga, Keitaro Yoshihara 1996 *Opt. Lett.* **21** 354

[10] Ramaswamy M, Ulman M, Paye J, Fujimoto J G 1993 *Opt. Lett.* **18** 1822

[11] Pshenichnikov M S, de Boeij W P, Wiersma D A 1994 *Opt. Lett.* **19** 572

[12] Gibson G N, Klank R, Gibson F, Bouma B E 1996 *Opt. Lett.* **21**

- 1055
- [13] Killi A , Morgner U , Lederer M J , Kopf D 2004 *Opt. Lett.* **29** 1288
- [14] Deaton J B , Jr. McKle A D W , Spicer J B , Wagner J W 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 2390
- [15] Cho S H , Bouma B E , Ippen E P , Fujimoto J G 1998 *Opt. Lett.* **24** 417
- [16] Cho S H , Kartner F X , Morgner U , Ippen E P , Fujimoto J G 2001 *Opt. Lett.* **26** 560
- [17] Fernandez A , Fuji T , Poppe A , Furbach A , Krausz F , Apolonski A 2004 *Opt. Lett.* **29** 1366
- [18] Naumov S , Fernandez A , Graf R , Dombi P , Krausz F , Apolonski A 2005 *New Journal of Physics* **7** 216
- [19] Trutna W R , Byer R L 1980 *Appl. Opt.* **19** 301
- [20] Sennaroglu A , Fujimoto J G 2003 *Opt. Express* **11** 1106
- [21] Sennaroglu A , Kowalevich A M , Fujimoto J G 2004 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40** 519

Generation of femtosecond Ti :sapphire laser at 10 MHz repetition rate by extending laser cavity with a telescope^{*}

Zhao Yang-Ying Han Hai-Nian Teng Hao Wei Zhi-Yi[†]

(Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100190 , China)

(Received 8 September 2008 ; revised manuscript received 17 September 2008)

Abstract

We demonstrated a femtosecond Ti :sapphire oscillator at 10 MHz repetition rate by introducing a specially designed multi-pass telescope to increase the cavity length. Stable mode locking laser with average power of 200 mW is obtained under 532 nm laser pump of 5 W power , corresponding to a single pulse energy of 20 nJ. Based on this laser , we further explored the characteristics of pulse duration and spectrum with the net intracavity group-delay dispersion (GDD). The result indicates that the near-bandwidth-limited pulse can be obtained when a little net negative GDD exists , the optimized pulse duration as short as 56 fs was generated in this case. The positive GDD will lead to a widened pulse with the increase of positive GDD , and the pulse duration can extend to more than 600 fs with the largest allowable positive GDD.

Keywords : Ti :sapphire laser , femtosecond pulse , low repetition rate , telescope cavity

PACC : 4260 , 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(grant No. 60490280) , the National Basic Research Program of China(No. 2007CB815104) and Chinese Academy of Sciences.

[†] E-mail : wzhy@aphy.iphy.ac.cn