KLM 钛宝石激光器产生亚 10 fs 光脉冲

廖睿 文锦辉 刘智刚 邓莉 张海潮 赖天树 林位株*

(中山大学超快激光光谱学国家重点实验室, 物理系, 广州 510275. * 联系人, E-mail: stslwz@zsu.edu.cn)

摘要 在改进的克尔透镜锁模钛宝石激光器中, 选择谐振腔工作在下稳区的上边界附近, 利用克尔介质软光阑中腔模半径随光功率增强而增大、而不是缩小的增益调制效应实现自锁模, 减弱了频率依赖的腔模尺寸效应与增益饱和效应对频带展宽的限制. 同时, 采用宽带腔镜和棱镜对群速度色散补偿等技术, 在 710 nm 附近获得了 8.5 fs 的脉冲输出, 该脉冲频谱半宽度 92 nm, 平均功率 220 mW.

关键词 亚 10 fs 克尔透镜锁模 频率依赖的腔模尺寸效应 自相位调制

近年来, 由克尔透镜锁模(KLM)钛宝石激光器直接产生宽频带亚 10 fs 脉冲, 而不必采用腔外再生放大和频谱展宽与脉冲压缩方法产生短飞秒脉冲, 是飞秒激光技术的一项新进展^[1~3]. 实现这一技术的主要困难是腔内频谱展宽限制和群速度色散限制. 已报道的工作多采用短的钛宝石棒和啁啾镜技术结合棱镜对控制腔内群速度色散. 也有采用附加腔增强自相位调制, 减弱增益饱和效应来展宽频谱^[2]. 但啁啾镜制作技术复杂, 造价昂贵, 输出光斑质量亦受到一定影响; 而附加腔的引入也增加了腔内损耗, 使激光器装置复杂. 实际上, 在典型的 KLM 钛宝石激光器中, 限制频谱展宽产生亚 10 fs 脉冲的因素, 除了激光晶体和腔镜的群速度色散外, 频率依赖的腔模尺寸效应(FDMS)也是一个重要因素^[4,5], 这往往是人们在实验上忽略的问题. 我们在自行研制的 KLM 钛宝石激光器的基础上, 依据我们先前发展的厚透镜模型^[6,7], 改进激光器腔设计, 利用激光介质软光阑中腔模半径随光功率增强而增大、而不是缩小的增益调制效应实现自锁模, 减弱了 FDMS 效应与增益饱和效应对频带展宽的限制, 改善腔内的群速度色散, 获得了最宽为 144 nm 的光脉冲频谱带宽, 并在 710 nm 附近获得了 8.5 fs 的脉冲输出, 这是目前国内报道的最好结果.

1 实验原理

在 KLM 钛宝石激光器中, KLM 效应使激光器自锁模, 自相位调制效应(SPM)使脉冲频谱展宽, 而群速度色散补偿棱镜对使脉冲压缩成为可能. 然而, 光脉冲通过钛宝石晶体时, KLM 效应在脉冲光强随时间和空间分布的中央峰值附近最为显著, 而 SPM 使脉冲频谱展宽的效应则主要出现在脉冲光强随时间

分布的前沿和后沿. 这样使得脉冲的各个频谱成分的腔模光斑大小出现差异, 中心频率部分对应的光斑较小, 而高、低频部分的光斑较大, 称为 FDMS (frequency dependent mode size)效应^[4,5]. 这相当于一种空间啁啾效应, 它和因群速度色散产生的时间啁啾一样, 限制了脉冲的压缩. 这是因为对于一定孔径的抽运光, 各频谱成分所获得的增益放大不同, 将产生一个频谱过滤波器的作用, 限制脉冲带宽的增加, 脉冲也就无法被进一步压缩. 因此, 当其他限制脉冲频谱展宽的效应得到控制时, FDMS 效应就成为产生亚 10 fs 脉冲的主要障碍. 采用短的钛宝石棒和银膜反射镜或宽带啁啾反射镜等手段, 主要是减少器件的群速度色散, 但并未削弱 FDMS 效应. 我们根据“厚透镜”模型理论, 改进谐振腔的设计, 能有效地克服这一障碍.

非对称腔的 KLM 钛宝石激光器在两个稳定工作区的上下边界上的横模调制度最大, 能够实现激光的锁模输出. 人们通常使钛宝石激光器工作在上区(LMS 区)的下边界附近, 选择抽运光束的光斑尺寸略小于腔模, 利用激光棒内光斑半径随腔模峰值功率增大而减小的自聚焦损耗调制(软光阑锁模)实现自锁模.

我们由描述谐振腔中激光介质克尔效应的“厚透镜”模型的计算表明, 当激光器工作在下区(HMS 区)的上边界附近时, 由“厚透镜”模型可知, 激光棒内的光斑半径随脉冲功率增强而增大, 使腔模和克尔介质中的抽运光束达到最佳耦合而实现增益调制自锁模. 这实际上是由连续运转过渡至自锁模时, 光脉冲强度增大, 腔模光腰由介质中部向介质后表面(远离抽运光之表面)移动的结果. 这与工作于上区的情况不同, 后者是腔模光腰由介质前表面移至介质中部. 因此, 在下区上边界工作情况下, 应选择抽运光腰略大于腔模光腰, 则两光束的耦合将随光强增大而得

到改善,腔模获得的增益会增加,利用这种自适应增益调制效应同样可实现自锁模.

这种增益调制锁模的优点是:在激光介质中实现自锁模的软光阑孔径较大,FDMS 效应较小;同时在光脉冲腔模的光腰附近,脉冲的增益饱和程度随腔模光斑半径的增大而相对减弱,容易得到大的增益;而抽运光和腔模光束的共焦参数相对较大,可以在晶体内部沿光轴方向的较长一段距离获得较高的增益;这样总的效果是有利于增强自相位调制使频谱展宽,并使 SPM 产生的高频和低频成分在腔内来回振荡过程中获得足够的净增益放大,亦减弱了 FDMS 效应对频谱的限制作用,容易形成宽频带的锁模脉冲.同时,激光器能够自启动锁模,表明增益调制幅度较大,也有利于自相位调制的增强.该激光器的输出频谱最宽可达 144 nm,已接近腔镜的通光带宽,这说明在我们的激光器中,FDMS 效应限制频谱的影响较小.所以,尽管未采用宽带啁啾镜等特别的措施,也能获得亚 10 fs 的脉冲.

2 实验研究

2.1 实验系统

我们的激光器是自行研制的非对称“X”型四镜折叠腔结构,采用氩离子激光器(南京电子管厂

A-238 型)全线 5 W 抽运,如图 1 所示.为了尽可能减少腔内群速度色散尤其是高阶色散,采用了较短的高掺钛蓝宝石激光晶体($L=5\text{ mm}$,掺杂浓度为 0.15%,品质因子 $\text{FOM} > 250$)和三阶色散系数小的熔融石英棱镜对 P_1 和 P_2 (棱镜顶角按 68° 切割,两棱镜尖端间距 $l_p=60\text{ cm}$)进行色散补偿.同时采用宽带介质膜反射腔镜,在 $650\sim 850\text{ nm}$ 范围内有较平坦的反射特性,其反射带边缘附近的色散能在一定程度上补偿高阶色散,因而可能展宽激光的频谱^[8].其中 M_1 的反射率在 99.8% 以上,输出耦合镜 OC 在波长 800 nm 处的透过率为 4% 左右.为了补偿输出镜及测量系统中光学元件(分束片、倍频晶体等)的色散,我们在腔外也采用了棱镜对 P_3, P_4 及反射镜 M_2).

为使激光器工作在下区上边界,我们仔细选择亚腔长度,并调节激光棒位置,同时选取抽运透镜的焦距,使抽运光聚焦于激光介质中部并使光腰略大于腔模.调整时,先使连续运转时输出功率最大,然后往抽运光方向微调激光介质,再轻推棱镜 P_2 即能实现自锁模.经初次调整后,如果抽运光方向和功率不变,则容易实现自锁模或自启动锁模.

我们采用自制的计算机控制高精度自相关仪(其中干涉自相关仪如图 1 所示)测量光脉冲的干涉自相关和强度自相关曲线,其延迟线步进精度达 $0.04\text{ }\mu\text{m}$.

图 1 KLM 钛宝石飞秒激光器及干涉自相关仪结构示意图
Ti:S 示钛宝石晶体, OC 示输出耦合镜, BS 示分束片
<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/csb2002-47-5-345>

测量系统采用了镀银反射镜、薄的石英分束片、镀银凹面聚焦镜、500 μm 厚的 BBO 倍频晶体等元件, 以利于腔外色散补偿系统进行补偿. 光脉冲的频谱采用国产 WDP500-2A 型自动扫描光栅单色仪获得.

2.2 结果及讨论

激光器锁模后, 腔内光束通过棱镜的尖端附近, 激光中心波长接近 800 nm, 频谱较窄, 脉冲较宽; 逐渐插入棱镜 P₂, 使腔内负群速度色散减少, 更多的频率成分被耦合, 频谱明显增宽, 脉冲变窄, 中心波长

向短波方向移动. 此时若再微调钛宝石位置可以进一步展宽频谱, 最宽频谱达 144 nm, 见图 2(a)内插图所示光脉冲功率频谱曲线.

我们在中心波长 710 nm 处获得了脉冲重复率 95 MHz, 平均功率 220 mW 的 8.5 fs 脉冲输出. 其脉冲功率频谱如图 2(a)所示, 频谱全半宽度为 92 nm, 频谱呈现多峰结构, 这是自相位调制和群速度色散在钛宝石晶体中相互作用的结果^[9].

图 2(b)的实线为测得的光脉冲干涉自相关曲线,

图 2 光脉冲的功率频谱及干涉自相关曲线

(a) 输出 8.5 fs 脉冲的功率频谱, 内插附图为实验测到的最宽的功率频谱. (b) 实线为测量的光脉冲强度干涉自相关曲线, 虚线部分是根据全半宽度为 8.5 fs 的双曲正割型光脉冲(图中内插附图)所计算得到的相干自相关曲线

图 3 腔外群速度色散补偿不同条件下光脉冲的强度自相关曲线及显示脉冲的压缩过程

虚线部分是根据全半宽度为 8.5 fs 的双曲正割型光脉冲(图内内插部分)所计算得到的相干自相关曲线. 实验曲线与理论曲线基本吻合, 说明脉冲的全半宽度为 8.5 fs. 实验曲线两翼的少许旁瓣是由于频谱的多峰结构造成的. 根据上述光脉冲的功率频谱的 Fourier 变换, 可以计算出对应的转换极限脉冲的全半宽度应为 8 fs, 与测量值相近.

图 3 给出了调节腔外色散补偿量时光脉冲强度自相关曲线的变化. 当腔外色散补偿不足时, 激光器的输出镜和腔外元件对脉冲的展宽效应明显, 曲线为底座较宽的啁啾形状, 脉宽也较大(例如曲线 1); 在适当调节腔外色散补偿量、进一步压缩脉冲的过程(曲线 1 ~ 5)中, 脉冲的前后沿逐渐被压缩, 脉宽也随之变窄; 当群速度色散被适当补偿时, 得到较窄的双曲正割型脉冲(曲线 5).

实验中亦观察到, 当输出脉冲频谱较宽时, 反而不易由腔外色散补偿获得短的脉冲, 这可能是频谱中的高阶群速度色散不易被棱镜对补偿之故. 进一步工作, 减少腔内高阶群速度色散并采用腔外光栅对和棱镜对组合或啁啾镜等色散补偿措施, 有可能获得更短的脉冲.

3 结论

为减少 KLM 钛宝石激光器中限制光脉冲频谱展宽和脉冲压缩的不利因素, 我们依据先前发展的“厚透镜”模型, 改进了谐振腔设计, 使激光器工作于下稳区上边界. 这时, 克尔透镜效应会使激光介质软光

阑处腔模光斑随光强增强而增大, 腔模和抽运光束较好地匹配, 因而获得增益调制自锁模. 这样既能减弱增益饱和, 获得较大的自相位调制, 同时亦能减弱 FDMS 效应. 这些都有利于获得宽的频谱, 为实现亚 10 fs 激光脉冲提供了新的思路.

致谢 感谢周建英教授对本工作提出的宝贵意见. 本工作为国家自然科学基金(批准号: 19874082, 69888005)和广东省自然科学基金(批准号: 980368, 970148)资助项目.

参 考 文 献

- 1 Ell R, Morgner U, Krtner F X, et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti : sapphire laser. *Opt Lett*, 2001, 26(10): 373~375
- 2 Sutter D H, Gallmann L, Matuschek N, et al. Sub-6-fs pulses from a SESAM-assisted Kerr-lens mode locked Ti : sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation. *Appl Phys B*, 2000, 70(Suppl): S5~12
- 3 Xu L, Tempea G, Poppe A, et al. High-power sub-10 fs Ti : sapphire oscillators. *Appl Phys B*, 1997, 65: 151~159
- 4 Cundiff S T, Knox W H, Ippen E P, et al. Frequency-dependent mode size in broadband Kerr-lens mode locking. *Opt Lett*, 1996, 21(10): 662~664
- 5 Gallmann L, Steinmeyer G, Sutter D H, et al. Spatially resolved amplitude and phase characterization of femtosecond optical pulses. *Opt Lett*, 2001, 26(2): 96~98
- 6 Chen Y C, Lin W Z, Thick lens model for self-focusing in Kerr medium. *Appl Phys Lett*, 1998, 73(4): 429~431
- 7 Lin W Z, Chen Y C, Wen J H. A novel modeling for KLM solid-state laser resonator. *Laser Physics*, 1999, 9(1): 324~327
- 8 Zhou J P, Taft G, Huang C P, et al. Pulse evolution in a broadband Ti : sapphire laser. *Opt Lett*, 1994, 19(15): 1149~1151
- 9 Morgner U, Krtner F X, Cho S H, et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser. *Opt Lett*, 1999, 24(6): 411~413

(2001-09-24 收稿, 2002-01-11 收修改稿)