

GHz 重复频率亚百飞秒克尔透镜锁模 Yb:CaYAlO₄ 激光器*

郑立¹⁾ 田文龙^{1)†} 马骏逸²⁾ 于洋³⁾ 徐晓东⁴⁾
韩海年²⁾ 魏志义²⁾ 朱江峰¹⁾

1) (西安电子科技大学光电工程学院, 西安 710071)

2) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

3) (西安电子科技大学前沿交叉研究院, 西安 710071)

4) (江苏师范大学物理与电子工程学院, 徐州 221116)

(2022 年 12 月 1 日收到; 2022 年 12 月 27 日收到修改稿)

GHz 重复频率飞秒激光具有高单纵模功率和高采样速率等优点, 在科学前沿和工业加工等领域具有重要的应用价值. 受限于锁模原理和泵浦源的可用功率, GHz 重复频率克尔透镜锁模激光器的平均输出功率通常仅为数十到百毫瓦量级, 限制了其直接应用. 基于此, 本文报道了利用高功率单模光纤激光器泵浦的 GHz 重复频率高功率克尔透镜锁模飞秒激光器. 通过合理的腔模设计, 构建了四镜环形腔结构, 使晶体中激光模式可以和整形后的泵浦光形成良好匹配, 以利于软孔克尔透镜锁模的实现. 在 8 W 的泵浦功率下, 首次在 Yb:CaYAlO₄ 激光器中实现了 GHz 重复频率的亚百飞秒高功率锁模运转, 平均输出功率为 2.1 W, 重复频率为 1.8 GHz, 脉冲宽度为 88 fs, 对应峰值功率大于 10 kW. 该实验结果表明 Yb:CaYAlO₄ 晶体具有产生 GHz 重复频率高功率飞秒激光的潜力, 高功率短脉宽 GHz 飞秒激光器可为光学频率梳和微加工等领域提供优质光源.

关键词: 激光器, 克尔透镜锁模, GHz 重复频率, 环形腔

PACS: 42.55.-f, 42.65.Re, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.72.20222297

1 引言

基于锁模激光器的飞秒光学频率梳实现了光学频率与射频频率的紧密链接, 将精确测量未知的光学频率所需要的复杂的光学和电学频率综合链路简化为一台桌面级的飞秒光学频率梳. 其应用领域也从起初的激光精密光谱测量^[1], 逐渐拓展到光学原子钟^[2]、高速光通信^[3]以及天文光谱仪的校准光源^[4]等领域. 重复频率是描述光学频率梳最重要

的特性之一, 传统钛宝石固态光学频率梳^[5]和掺铒光纤光学频率梳^[6]的重复频率通常在数十 MHz 至数百 MHz 范围内, 进一步提高重复频率造成的低单脉冲能量为光学频率梳的全锁定带来了巨大挑战. GHz 重复频率的光学频率梳具有梳齿间隔大、梳齿密度小的特点, 在一定平均功率和光谱范围下, 单个纵模功率更高, 有利于提高光频测量时的拍频信噪比, 广泛应用于梳齿可分辨的光谱学^[7], 以及超高速双光梳光谱采样^[8-10]等领域. 在工业加工领域, 使 GHz 脉冲工作在脉冲串模式 (GHz-

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFB4601102)、国家自然科学基金 (批准号: 61975071, 62105253)、西安市科技创新计划 (批准号: 202005YK01) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: XJS222206) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wltian@xidian.edu.cn

Bursts), 可有效利用烧蚀冷却效应, 提高烧蚀效率^[11]. 但无论是科研领域, 还是工业领域的应用, 都离不开 GHz 飞秒激光器的发展.

从 20 世纪 90 年代初期开始, 得益于高功率的绿光泵浦源和性质优异的钛宝石晶体, 克尔透镜锁模钛宝石飞秒激光器迅速发展, 最高重复频率已达到 10 GHz, 平均功率也达到 1.2 W, 并具有小于 50 fs 的脉冲宽度, 以此直接泵浦光子晶体光纤, 获得了覆盖一个倍频程的超连续谱, 进一步实现了光梳的锁定^[12]. 在克尔透镜锁模 GHz 钛宝石飞秒激光器迅速发展的同时, 半导体可饱和吸收镜 (semiconductor saturable absorber mirror, SESAM) 问世, 基于 SESAM 被动锁模的 GHz 掺钕钒酸钇 (Nd:YVO₄) 和钪镱共掺的玻璃 (Er, Yb:glass) 激光器得以发展, 但是受限于掺钕离子晶体的增益带宽和 SESAM 的慢饱和吸收特性, 此类激光器的脉冲宽度普遍处于皮秒量级. 此外, 基于碳纳米管 (CNT) 等一维材料以及过渡金属硫化物等二维材料的可饱和吸收体锁模的 1—1.5 μm 光纤激光器也有诸多报道. 其中, CNT 锁模光纤激光器已实现接近 20 GHz 的基频重复频率^[13]. 但是 GHz 重复频率下增益光纤的缩短限制了激光输出功率, 往往需要配进一步的功率放大才能得以应用. 在光纤激光器中, 谐波锁模也是获得 GHz 重复频率的一种方式, 但谐波锁模产生的脉冲具有较强的时间抖动, 2019 年, Liu 和 Pang 等^[14] 详细揭示了谐波锁模的脉冲建立过程, 为实现稳定谐波锁模 GHz 光纤激光提供了指导. 近些年, 发射波长在 1 μm 附近的镱离子 (Yb³⁺) 掺杂激光介质得到广泛关注, 其吸收峰与发展成熟的商用铟砷化镓激光二极管 (laser diode, LD) 波长吻合, 量子效率超过 90%, 可支持高功率运转^[15], 并且具有宽带的增益谱, 支持飞秒脉冲输出. 得益于此, 近二十多年来, 高功率、短脉宽、高重频掺镱全固态飞秒激光器的研究如火如荼.

2008 年, 日本富士胶片公司利用 SESAM, 率先在 LD 泵浦 Yb:KYW 激光器中获得了重复频率 2.8 GHz、平均功率 680 mW、脉冲宽度 162 fs 的锁模输出^[16]. 此后, LD 泵浦的 SESAM 被动锁模 GHz 飞秒振荡器的相关报道大都出自于 SESAM 的发明人——苏黎世联邦理工学院 Keller 教授课题组. 他们结合自身在 SESAM 设计和制作方面的独特优势, 使用高功率多模 LD 泵浦 Yb:KGW 和

Yb:CALGO 晶体, 先后实现了重复频率 1—10 GHz 的飞秒激光运转^[17–21], 平均功率大多在瓦级, 脉冲宽度为百飞秒量级, 最短可达到 59 fs. 值得一提的是, 可饱和吸收体锁模激光器重复频率越高, 越容易导致调 Q 或者调 Q 锁模, Klenner 等^[20,21] 在研究过程中提出了全光 Q 开关以及级联二阶非线性的方法抑制调 Q, Liu 等^[22,23] 也利用锁模光纤激光器, 实时观测了孤子分子的形成动力学过程以及孤子激光器中调 Q 到稳定连续光锁模的跃迁过程, 为抑制调 Q 和理解孤子形成提供理论指导. 但是, 这些优秀结果实现的另一关键则是定制化的 SESAM, 然而, 其制作工艺却不是被普遍掌握的. 因此, 在继续攻克这一半导体器件相应设计生长工艺的同时, 通过另一种被动锁模技术——克尔透镜锁模, 发展无需锁模器件的 GHz 飞秒激光器成为另一个趋势.

克尔透镜锁模一般通过在腔内插入光阑 (硬孔) 或者利用泵浦光的软孔光阑效应, 结合自聚焦效应对强度低的连续光施加损耗, 强度高的脉冲光则不断增益, 最终获得超短脉冲输出. 因此, 与高功率的 SESAM 锁模 GHz 飞秒振荡器相比, 克尔透镜锁模 GHz 振荡器对谐振腔设计和泵浦光模式的要求较高. 在 GHz 重频的前提下, 一般采用环形腔结构设计以缓解短腔长的限制, 但仍然要求腔长小于 300 mm, 紧聚焦的结构也使得激光介质中形成的激光模式半径仅为数十微米. 同时, 极短的环形腔结构也不利于额外光阑的引入, 软孔光阑锁模成为最合适的选择, 这就对泵浦光提出了很高的要求. 一般需要光束质量接近衍射极限的泵浦源, 在可以聚焦至小于激光介质中的激光模式的同时, 保证合适的瑞利长度, 因此单模光纤耦合的 LD 成为首选. 2009 年, 波兰华沙大学 Wasylczyk 等^[24] 利用此方案报道了首个 1 GHz 克尔透镜锁模 Yb:KYW 激光器, 锁模功率 114 mW, 根据锁模光谱计算的脉冲宽度为 200 fs. 此后, 日本东京大学基于 Yb:KYW, Yb:Lu₂O₃, Yb:Y₂O₃ 激光介质, 相继报道了重复频率 4.6 GHz, 6 GHz, 15 GHz 和大于 20 GHz 的克尔透镜锁模结果^[25–29]. 但是受限于最大泵浦约为 1 W 的单模光纤耦合 LD, 以上报道的平均输出功率仅有数十毫瓦, 需要通过进一步的光纤放大才能加以应用. 近期, 瑞士纳沙泰尔大学构建了简单的 Yb:CALGO 线性谐振腔, 并在硬孔光阑的辅助和高功率多模 LD 的泵浦下, 实现了重复频率

1 GHz、平均功率最高 6.9 W 的克尔透镜锁模输出, 最短脉冲为 48 fs(对应平均功率为 4.1 W)^[29]. 这为实现高功率 GHz 克尔透镜锁模提供了一种方案, 但是在更高的重复频率条件下, 硬孔光阑很难和更短的谐振腔匹配.

相较于 Yb:KYW, Yb:Lu₂O₃, Yb:Y₂O₃, 与 Yb:CALGO 性质相近的 Yb:CaYAlO₄ 晶体具有 77 nm 的增益带宽, 非常有利于超短脉冲的产生, 但到目前为止, 还没有 GHz 重复频率 Yb:CaYAlO₄ 激光器的相关报道. 为了实现高重复频率高功率兼短脉冲的克尔透镜锁模飞秒激光输出, 提出了利用高功率单模光纤激光器代替低功率单模光纤耦合 LD 作为泵浦源的方案. 2021 年, 我们利用此方案泵浦 Yb:KGW 晶体, 获得了平均功率 1.7 W、脉冲宽度 145 fs、重复频率 2 GHz 的克尔透镜锁模运转^[30]. 但是由于 GHz 重复频率下色散补偿以及 Yb:KGW 晶体增益带宽的限制, 很难获得亚百飞秒的脉冲宽度. 本文利用 Yb:CaYAlO₄ 晶体, 在 8 W 的泵浦功率下获得了重复频率 1.8 GHz、平均功率 2.1 W、脉冲宽度 88 fs 的克尔透镜锁模输出.

2 GHz 谐振腔设计

实验中选用了掺杂浓度为 5% (原子百分比)、通光长度 3 mm 的 *a* 向切割 Yb:CaYAlO₄ 晶体, 并镀有 980—1200 nm 的宽带高透膜, 一方面保证其具备超短脉冲输出的潜力; 另一方面, 在 GHz 超高重复频率下, 较低的单脉冲能量和峰值功率减弱了克尔效应, 因此一般需要高非线性折射率的激光晶体进行弥补. 目前关于 Yb:CaYAlO₄ 晶体的非线性折射率没有具体的数值报道, 但应该与其同类晶体 Yb:CaGdAlO₄ 相近 (9×10^{-20} m²/W), 约为

Yb:KGW 晶体 (2×10^{-19} m²/W) 的二分之一, 因此重复频率不宜设置的过高, 最终将重复频率设置在 1.8 GHz 左右, 对应总腔长约为 160 mm. 实验装置如图 1 所示, 两片凹面镜 M1 和 M2、两片平面镜 M3 和 OC 组成四镜环形腔, 其中 M2 和 M3 为色散补偿镜, M2 可在 1035—1055 nm 范围内提供约 800 fs² 的负色散, M3 在 1040—1090 nm 范围内提供 550 fs² 的负色散, 腔内共补偿 -1350 fs² 色散, 用于平衡激光晶体引入的正色散和高功率下腔内产生的非线性. OC 透过率为 1.6%, 在保证高功率输出的同时确保腔内足够的激光强度, 以增强克尔效应.

根据 ABCD 矩阵计算, 连续光运转与加入克尔透镜效应后的激光模式在腔内的整体分布如图 2(a) 所示, 图 2(b) 为晶体中激光模式分布. 连续光运转时, 激光束腰在晶体中的光斑直径约为 56 μm (1/e² 强度), 在克尔透镜的自聚焦作用下, 束腰处的激光直径减小为 40 μm. 泵浦源为最大功率 8 W 的 980 nm 单模光纤激光器 (ALS-IR-75, Azur Light Systems), 为了获得大小合适的泵浦聚焦光斑以用作软孔光阑, 利用焦距为 25 mm 的凹透镜 (L1) 以及焦距 75 mm 的凸透镜 (L2) 对泵浦光进行约 3 倍的准直扩束, 再经 L3 聚焦, 在双色镜 M1 后利用 CCD 测得的泵浦聚焦光斑直径约为 35 μm, 与设计的激光模式相匹配, 非常适合软孔光阑锁模. 为了获得最佳的输出功率, 加入了一片半波片 (HWP) 调节泵浦光偏振, 使晶体对泵浦光的吸收率最大化.

3 实验结果及讨论

与线性腔不同, 环形腔的稳区只有一个, 其稳

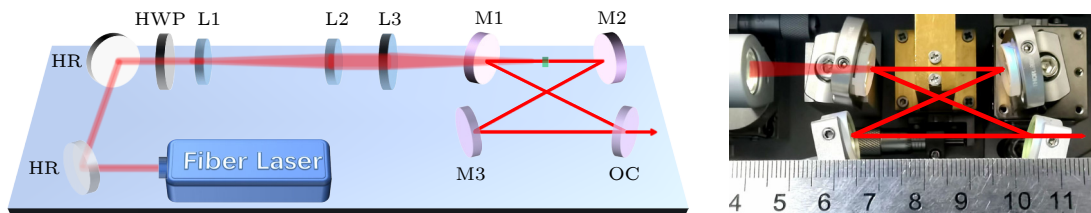


图 1 1.8 GHz Yb:CaYAlO₄ 激光器实验装置示意图及实物图, 其中 HR, 高反镜; HWP, 半波片; L1, 焦距 25 mm 凹透镜; L2, 焦距 75 mm 凸透镜; L3, 焦距 40 mm 凸透镜; M1, 曲率半径 30 mm 凹面双色镜; M2, 曲率半径 30 mm 的 -800 fs² 色散镜; M3, -550 fs² 平面色散镜; OC, 1.6% 输出耦合镜

Fig. 1. Experimental setup of 1.8 GHz Yb:CaYAlO₄ laser. HR, high-reflection mirror; HWP, half-wave plate; L1, concave lens with 25 mm focal length; L2, convex lens with 75 mm focal length; L3, convex lens with 40 mm focal length; M1, dichroic concave mirror with radius of curvature of 30 mm; M2, -800 fs² dispersive mirror with radius of curvature of 30 mm; M3, -550 fs² plane dispersive mirror; OC, output coupler with transmittance of 1.6%.

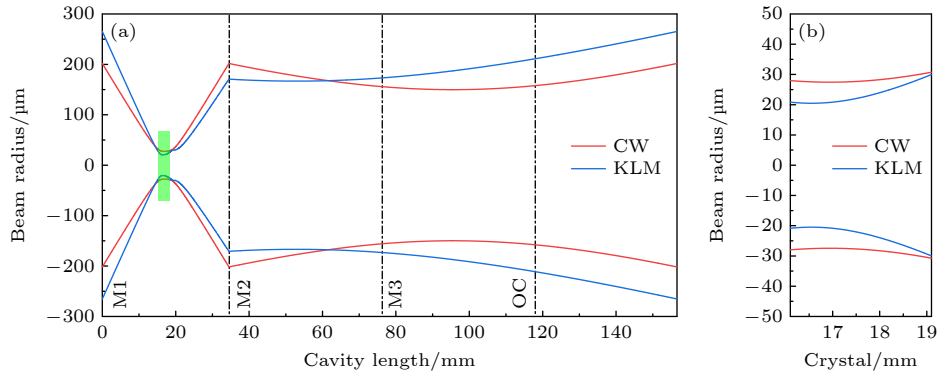


图 2 1.8 GHz Yb:CaYAlO₄ 激光器腔内激光模式计算 (a) 谐振腔整体腔模分布; (b) 晶体中激光模式

Fig. 2. Calculated cavity mode of 1.8 GHz Yb:CaYAlO₄ laser: (a) The cavity mode throughout the whole resonator; (b) the laser mode in the crystal.

区长度 z , 即 M1-M2 之间的距离, 可表示为

$$R + d - \frac{d}{n_0} < z < \frac{RL_R}{L_R - R} + d - \frac{d}{n_0}, \quad (1)$$

式中, R 为谐振腔所用凹面镜的曲率半径, d 为激光晶体长度, n_0 为晶体的线性折射率, L_R 为谐振腔除 M1-M2 长度之外的距离之和, 根据我们所设计和搭建的谐振腔计算的稳区范围为 $31.4 \text{ mm} < z < 41.3 \text{ mm}$, 称不等式左边为内稳区边缘, 右边则为外稳区边缘. 由于克尔透镜的自聚焦效应, 谐振腔内的激光模式会随着腔内激光强度的变化而改变, 一般利用克尔灵敏度来定量计算谐振腔内给定平面上的光斑变化率, 并以此表征启动锁模的难易程度, 为实现克尔透镜锁模提供理论指导, 其定义为

$$\delta = \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dP}, \quad (2)$$

式中, ω 为给定参考面的激光模式半径, P 为对应的腔内峰值功率. 可以根据自再现原理计算出参考面的激光模式, 并由此得到对应的克尔灵敏度分布. 当选择参考面为晶体中激光模式最小的位置时, 若 δ 为负值, 说明激光模式半径随腔内峰值功率的增大而减小, 对应软孔光阑锁模, δ 的绝对值越大, 软孔效应越明显, 更容易启动克尔透镜锁模. 图 3 为计算的晶体中克尔灵敏度随着调节谐振腔稳区 z 时的变化, x 为激光束腰位置与晶体中心位置的偏移量. 以稳区中心位置 ($z \approx 36 \text{ mm}$) 为参考点, 可以发现, 当谐振腔向外稳区边缘方向调节时, δ 为正值, 且越靠近外稳区边缘数值越大, 说明靠近外稳区的部分时, 晶体中激光模式随着腔内功率增加逐渐变大, 不利于软孔光阑的形成, 无法实现

克尔透镜锁模. 相反, 谐振腔向靠近内稳区边缘调谐时, δ 为负值, 且越靠近内稳区边缘绝对值越大, 晶体中激光模式随着腔内功率增加逐渐变小, 与软孔光阑克尔透镜锁模相匹配. 因此, 实验中需要将谐振腔向内稳区方向精细调节, 并保证腔不失谐, 从而实现软孔克尔透镜锁模运转.

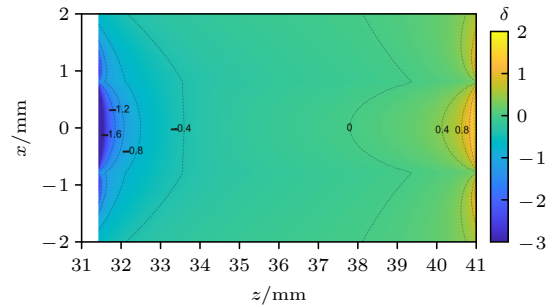


图 3 晶体中最小激光模式处 δ 随稳区 z 的变化

Fig. 3. Variation of δ as a function of z at the position of the minimum beam radius inside the gain medium.

实验中, 在朝内稳区方向精细调节谐振腔的过程中, 获得了稳定的单向克尔透镜锁模运转. 图 4 为利用商用光谱仪 (AvaSpec-ULS4096CL-EVO) 测得的锁模光谱, 中心波长为 1040 nm, 半高全宽为 12 nm. 锁模光谱在 1084 nm 附近出现了比较明显的色散波, 主要由腔内色散补偿带宽的限制引起. 受限于谐振腔结构, M1 和 OC 不具备特殊色散镀膜, 只能通过 M2 和 M3 两片镜片进行色散补偿. 其中, M2 可提供 -800 fs^2 色散, 但补偿带宽仅覆盖 1035—1055 nm; M3 可以在 1040—1090 nm 范围内提供较小的 -550 fs^2 色散, 腔内整体色散分布如图 4 中灰色虚线所示, 1060—1090 nm 范围内色散量不足且色散曲线不平坦, 不足以平衡腔内自

相位调制效应,使该部分光谱无法起振.同时,腔内净色散在 1090 nm 之后逐渐进入正色散范围,从而出现色散波^[31].色散波的出现也说明腔内能量足够,无法起振的残余光谱能量以色散波的形式频移至正负色散范围的交界处.

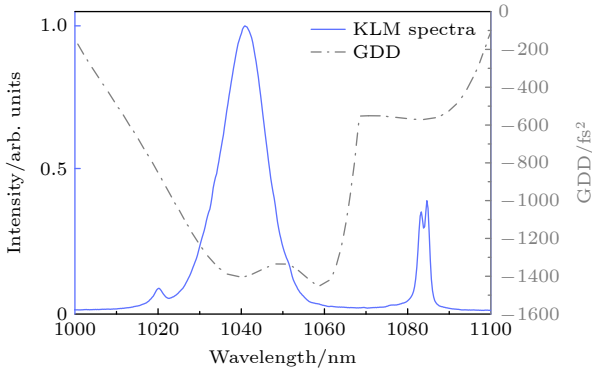


图 4 单向克尔透镜锁模光谱 (GDD, 群延迟色散)

Fig. 4. Optical spectrum of the unidirectional KLM (GDD, group delay dispersion).

图 5 为利用强度自相关仪 (APE PulseCheck USB) 测得的自相关曲线,锁模脉冲为双曲正割型,拟合的脉冲宽度为 88 fs.为了进一步判断锁模的短期稳定性,利用商用频谱分析仪 (Agilent E4407B) 以及带宽为 12.5 GHz 的高速光电探头 (ET-5000) 测量了相应的射频信号.从图 6 可看出,基频频谱对应 1.836 GHz 的脉冲重复频率,且信噪比大于 67 dB,同时基频和谐波频谱均没有多余的旁瓣和调制信号出现,表明锁模脉冲干净且具有良好的短期稳定性.利用带宽为 16 GHz 的示波器 (RTP164) 对其时域脉冲序列进行监测,图 7 显示了在 1 ns 和 1 μ s 时间尺度下的脉冲序列,锁模脉冲稳定,不存在多脉冲和调 Q 锁模状态.此外,在实验室环境

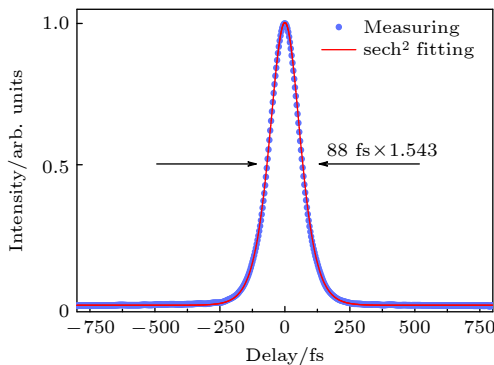


图 5 单向克尔透镜锁模自相关轨迹

Fig. 5. Measured auto-correlation trace of the unidirectional KLM.

下,对锁模激光的功率稳定性进行了测试,结果如图 8 所示,锁模平均功率为 2.124 W,光光效率为 26.6%,120 min 内功率抖动均方根为 0.11%,表明锁模可长期稳定运行.

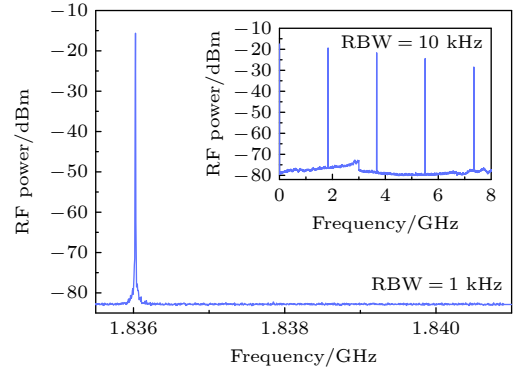


图 6 分辨率为 1 kHz 和 10 kHz 情况下测得的单向克尔透镜锁模基频和谐波频谱信号

Fig. 6. Measured fundamental and harmonic radio frequency spectra with resolution bandwidth (RBW) of 1 kHz and 10 kHz of the unidirectional KLM.

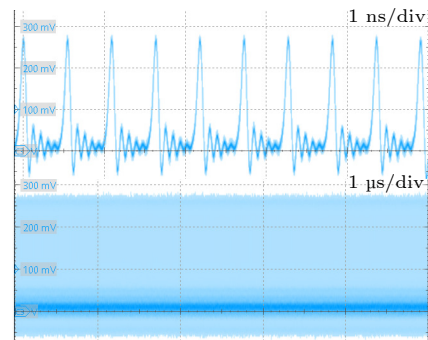


图 7 单向克尔透镜锁模在 1 ns 和 1 μ s 时间尺度下的脉冲序列

Fig. 7. Measured pulse trains in time scale of 1 ns/div and 1 μ s/div of the unidirectional KLM.

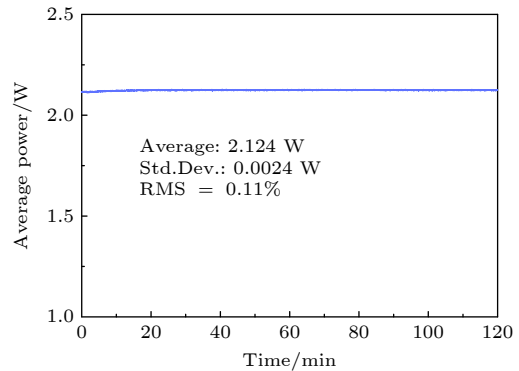


图 8 单向克尔透镜锁模 120 min 内功率稳定性测量

Fig. 8. Measured power fluctuation in 120 minutes of the unidirectional KLM.

4 结 论

本文采用高功率单模光纤激光器代替低功率单模光纤耦合 LD 的泵浦方案, 首次在 Yb:CaYAlO₄ 全固态激光器中实现了 GHz 重复频率飞秒激光运转, 锁模平均功率达到 2.1 W, 脉冲宽度仅为 88 fs, 对应峰值功率为 11.57 kW, 通过进一步宽带平坦的色散优化, 有望获得更短脉宽、更高峰值功率的 GHz 飞秒激光输出. 高峰值功率是倍频程超连续光谱产生的前提, 短脉冲宽度则进一步保证了超连续各光谱成分间的高相干性, 可推动 GHz 光学频率梳的进一步应用. 当然, 利用此方案想要获得更高平均功率的 GHz 克尔透镜锁模输出, 还需要依靠高功率单模光纤激光器的发展. 在未来的工作中, 研究高功率多模光纤耦合 LD 泵浦的 GHz 克尔透镜锁模飞秒振荡器也是一个发展趋势, 虽然光束质量差的泵浦源无法聚焦到足够小, 但可以通过对 GHz 谐振腔的重新设计, 使其满足软孔光阑锁模条件^[32]. 相信高平均功率 GHz 重复频率飞秒振荡器必将成为科学研究和工业应用的有力工具.

参考文献

- [1] Wilt B A, Burns L D, Ho E T W, Ghosh K K, Mukamel E A, Schnitzer M J 2009 *Annu. Rev. Neurosci.* **32** 435
- [2] Diddams S A, Udem Th, Bergquist J C, Curtis E A, Drullinger R E, Hollberg L, Itano W M, Lee W D, Oates C W, Vogel K R, Wineland D J 2001 *Science* **293** 825
- [3] Hillerkuss D, Schmogrow R, Schellinger T, Jordan M, Winter M, Huber G, Vallaitis T, Bonk R, Kleinow P, Frey F, Roeger M, Koenig S, Ludwig A, Marculescu A, Li J, Hoh M, Dreschmann M, Meyer J, Ben E S, Narkiss N, Nebendahl B, Parmigiani F, Petropoulos P, Resan B, Oehler A, Weingarten K, Ellermeyer T, Lutz J, Moeller M, Huebner M, Becker J, Koos C, Freude W, Leuthold J 2011 *Nat. Photonics* **5** 364
- [4] Steinmetz T, Wilken T, Araujo-Hauck C, Holzwarth R, Hänsch T W, Pasquini L, Manescau A, D'Odorico S, Murphy M T, Kentischer T, Schmidt W, Udem T 2008 *Science* **321** 1335
- [5] Han H N, Zhang W, Wang P, Li D H, Wei Z Y, Shen N C, Nie Y X, Gao Y P, Zhang S G, Li S Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2760 (in Chinese) [韩海年, 张 炜, 王 鹏, 李德华, 魏志义, 沈乃激, 聂玉昕, 高玉平, 张首刚, 李师群 2007 物理学报 **56** 2760]
- [6] Liu H, Cao S Y, Meng F, Lin B K, Fang Z J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 094204 (in Chinese) [刘欢, 曹士英, 孟飞, 林百科, 方占军 2015 物理学报 **64** 094204]
- [7] Diddams S A, Hollberg L, Mbele V 2007 *Nature* **445** 627
- [8] Ideguchi T, Holzner S, Bernhardt B, Guelachvili G, Picqué N, Hänsch T W 2013 *Nature* **502** 355
- [9] Villares G, Hugl A, Blaser S, Faist J 2014 *Nat. Commun.* **5** 5192
- [10] Link S M, Maas D J H C, Waldburger D, Keller U 2017 *Science* **356** 1164
- [11] Kerse C, Kalaycıoğlu H, Elahi P, Çetin B, Kesim D K, Akçaalan Ö, Yavaş S, Aşık M D, Öktem B, Hoogland H, Holzwarth R, Ilday F Ö 2016 *Nature* **537** 84
- [12] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A 2009 *Science* **326** 681
- [13] Martinez A, Yamashita S 2011 *Opt. Express* **19** 6155
- [14] Liu X M, Pang M 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1800333
- [15] Zhu J F, Tian W L, Gao Z Y, Wei Z Y 2017 *Chin. J. Lasers* **44** 0900001 (in Chinese) [朱江峰, 田文龙, 高子叶, 魏志义 2017 中国激光 **44** 0900001]
- [16] Yamazoe S, Katou M, Adachi T, Kasamatsu T 2010 *Opt. Lett.* **35** 748
- [17] Pekarek S, Südmeyer T, Lecomte S, Kundermann S, Dudley J M, Keller U 2011 *Opt. Express* **19** 16491
- [18] Klenner A, Golling M, Keller U 2014 *Opt. Express* **22** 11884
- [19] Pekarek S, Klenner A, Südmeyer T, Fiebig C, Paschke K, Erbert G, Keller U 2012 *Opt. Express* **20** 4248
- [20] Klenner A, Keller U 2015 *Opt. Express* **23** 8532
- [21] Mayer A S, Phillips C R, Keller U 2017 *Nat. Commun.* **8** 1673
- [22] Liu X, Yao X, Cui Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 023905
- [23] Liu X, Popa D, Akhmediev N 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 093901
- [24] Wasylczyk P, Wnuk P, Radzewicz C 2009 *Opt. Express* **17** 5630
- [25] Endo M, Ozawa A, Kobayashi Y 2012 *Opt. Express* **20** 12191
- [26] Endo M, Ozawa A, Kobayashi Y 2013 *Opt. Lett.* **38** 4502
- [27] Endo M, Ito I, Kobayashi Y 2015 *Opt. Express* **23** 1276
- [28] Kimura S, Tani S, Kobayashi Y 2019 *Optica* **6** 532
- [29] Hamrouni M, Labaye F, Modsching N, Wittwer V J, Südmeyer T 2022 *Opt. Express* **30** 30012
- [30] Zheng L, Tian W L, Liu H, Wang G Y, Bai C, Xu R, Zhang D C, Han H N, Zhu J F, Wei Z Y 2021 *Opt. Express* **29** 12950
- [31] Akbari R, Fedorova K A, Rafailov E U, Major A 2017 *Appl. Phys. B* **123** 123
- [32] Zheng L, Chen Y H, Tian W L, Yu Y, Wang G Y, Bai C, Zhang D C, Zhu J F, Wei Z Y 2022 *Conference on Lasers and Electro-Optics* San Jose, California United States, May 15–20, 2022 pSS2A.6

Sub-100 fs Kerr-lens mode-locked femtosecond Yb:CaYAlO₄ laser with GHz repetition rate*

Zheng Li¹⁾ Tian Wen-Long^{1)†} Ma Jun-Yi²⁾ Yu Yang³⁾ Xu Xiao-Dong⁴⁾
 Han Hai-Nian²⁾ Wei Zhi-Yi²⁾ Zhu Jiang-Feng¹⁾

1) (*School of Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

2) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics and Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*Academy of Advanced Interdisciplinary Research, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

4) (*School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou 221116, China*)

(Received 1 December 2022; revised manuscript received 27 December 2022)

Abstract

Femtosecond lasers with GHz repetition rate play an important role in scientific and industrial applications such as spectroscopy, optical frequency combs and GHz-Burst pulse trains for micro-machining in the ablation-cooled regime. Kerr-lens mode-locked (KLM) technique and passively mode-locking based on semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) are the primary methods to generate GHz femtosecond all-solid-state lasers (ASSLs). Kerr-lens mode-locked Ti:Sapphire lasers have made significant progress benefited from the high-power green pump lasers, and repetition rate up to 10 GHz has been obtained with the average power of 1.2 W. In the early 21st century, ytterbium ion (Yb³⁺) doped laser crystals and ceramics with emission wavelengths near 1 μm received attention due to their high conversion efficiency and broad gain-bandwidth. Combining the customized SESAM and high-power multimode fiber-coupled laser diodes (LDs), GHz Yb-doped ASSLs with watt-level average power may be easily attained and have made rapid progress. However, GHz KLM lasers have strict requirements for the cavity design and pump sources. For satisfying mode matching and enhancing the soft aperture effect within the gain medium, a high-brightness pump source with excellent beam quality ($M^2 \sim 1$) is desired, such as the single-mode fiber coupled LD, however, the maximum pump power of which is only ~ 1 W. As a result, the average power of GHz KLM femtosecond laser is typically limited to few tens of milliwatts, which limits the further applications. In this work, we report the first GHz high-power KLM Yb:CaYAlO₄ laser by using a high-power single-mode fiber laser instead of the low-power single-mode fiber coupled LDs as the pump source. On the basis of *ABCD* matrix, a simple four-mirror bow-tie ring cavity is built so that the laser mode can match well with the focused pump spot in the crystal. At the pump power of 8 W, stable unidirectional KLM is achieved, the laser has the average power of 2.1 W with a pulse duration of 88 fs and a repetition rate of 1.8 GHz, corresponding to the peak power of 11.57 kW. The high peak power and extremely short pulse duration are crucial for coherent octave-spanning supercontinuum generation. The powerful GHz KLM laser with sub-100 fs pulse duration provides an attractive source for realizing the optical frequency combs and micro-machining applications.

Keywords: lasers, Kerr-lens mode-locked, GHz repetition rate, ring cavity

PACS: 42.55.-f, 42.65.Re, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.72.20222297

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFB4601102), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61975071, 62105253), the Science and Technology Program of Xi'an, China (Grant No. 202005YK01), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. XJS222206).

† Corresponding author. E-mail: wltian@xidian.edu.cn



GHz重复频率亚百飞秒克尔透镜锁模Yb:CaYAlO₄激光器

郑立 田文龙 马骏逸 于洋 徐晓东 韩海年 魏志义 朱江峰

Sub-100fs Kerr-lens mode-locked femtosecond Yb:CaYAlO₄ laser with GHz repetition rate

Zheng Li Tian Wen-Long Ma Jun-Yi Yu Yang Xu Xiao-Dong Han Hai-Nian Wei Zhi-Yi Zhu Jiang-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 064202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222297

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222297>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双重复频率锁模Yb:YAG陶瓷激光器

Dual repetition-rate mode-locked Yb: YAG ceramic laser

物理学报. 2018, 67(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172345>

双波长自锁模半导体薄片激光器

Dual-wavelength self-mode-locked semiconductor disk laser

物理学报. 2022, 71(20): 204202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220483>

基于氧化石墨烯的瓦级调Q锁模Tm: LuAG激光器

Watt-level passively Q-switched mode-locked Tm: LuAG laser with graphene oxide saturable absorber

物理学报. 2019, 68(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182224>

基于纯水可饱和吸收体的1.9 μm波段被动调Q和锁模掺铥光纤激光器

Passively Q-switched and mode-locked 1.9 μm Tm-doped fiber laser based on pure water as saturable absorber

物理学报. 2022, 71(17): 174202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212125>

基于单壁碳纳米管调Q锁模低阈值Tm,Ho:LiLuF₄激光器

Passively Q-switched mode-locked low threshold Tm, Ho: LLF laser with an single walled carbon nanotubes saturable absorber

物理学报. 2018, 67(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171748>

多孤子和类噪声脉冲共存的锁模光纤激光器

Mode-locked fiber laser with coexistence of multiple solitons and noise-like pulses

物理学报. 2022, 71(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220250>