

# 中国激光

## 克尔透镜锁模碟片激光振荡器研究进展

郝婧婕<sup>1</sup>, 刘贺言<sup>1</sup>, 陈红山<sup>1</sup>, 杨婷婷<sup>1</sup>, 王海林<sup>1</sup>, 朱广志<sup>1</sup>, 朱晓<sup>1,2</sup>, 张金伟<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074;

<sup>2</sup>华中科技大学武汉光电国家研究中心, 湖北 武汉 430074

**摘要** 高功率大能量的超快碟片激光振荡器在基础科研、工业生产、生物医学以及国防军事等领域有着广泛的应用。克尔透镜锁模是碟片激光器实现超短激光脉冲产生最常用的方法之一, 围绕克尔透镜锁模碟片振荡器展开详细的论述。首先介绍了克尔透镜锁模的工作原理, 然后概述了目前高功率、高重复频率、窄脉宽以及新波长的克尔透镜锁模碟片振荡器的研究现状, 最后对克尔透镜锁模碟片振荡器的具体应用及未来发展趋势进行总结与展望。

**关键词** 激光器; 碟片振荡器; 克尔透镜锁模; 高功率; 超快激光

中图分类号 TN242

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.1201002

### 1 引言

1994 年, Giesen 等<sup>[1]</sup>首次提出了碟片激光器的概念, 创新性地将增益介质从传统的棒状晶体更换为圆盘状的薄片晶体, 为全固态激光器功率及能量的提升开辟了一条新的途径。碟片增益介质的厚度仅为百微米量级, 直径约为 10 mm, 具有很高的径厚比。将碟片焊接固定在铜钨合金上或者利用胶粘贴在导热性能更好的金刚石热沉上, 并在热沉背面采用冲击式水冷高效率地带走热量, 使碟片晶体内部只存在沿厚度方向的一维热分布, 有效避免了热致畸变及热透镜问题, 为高光束质量激光输出提供了保障。除此之外, 大面积的晶体可以支持大的光斑尺寸, 在泵浦功率进一步增加的同时可以通过增大泵浦光斑来保证泵浦功率密度不变, 从而使晶体处于激光损伤阈值之下, 因此可以获得更高功率的激光输出。

高功率碟片激光器的应用范围十分广泛。例如在工业领域, 窄的激光脉冲宽度减小了激光加工时的热效应, 为激光“冷加工”提供了便利条件, 可实现针对不同种类、不同厚度材料的高精度切割; 在军事领域, 高功率碟片激光器可作为激光武器系统的光源, 早在 2013 年, 美国的波音公司宣布其利用碟片激光器实现了 >30 kW 的高功率激光, 电光效率超

过耐用电子激光计划 (RELI) 要求的 30%, 碟片激光器结构紧凑、可部署性高, 在军事上可应用在轰炸机、攻击机等装备上<sup>[2]</sup>; 在科研领域, 碟片激光器输出性能的逐步提升推动了非线性光学的发展。碟片激光器产生的高峰值功率激光可以作为高次谐波<sup>[3]</sup>、宽谱中红外<sup>[4-6]</sup>以及太赫兹产生<sup>[7-8]</sup>的驱动源, 同时也为强场物理的深入研究提供了便利。

另一方面, 由于碟片晶体很薄, 在泵浦光单次通过的情况下其对泵浦光的吸收效率很低, 因此需要多通泵浦模块来使泵浦光多次通过碟片晶体, 从而提高碟片晶体对泵浦光的吸收效率。目前国内外众多课题组在碟片模块设计方面做了很多的工作, 德国通快以及 D+G 公司对单个抛物面镜与大尺寸直角棱镜对进行组合, 使泵浦光可以多次通过碟片来获得更高的吸收效率。在国内, 华中科技大学的朱晓团队最早开始了针对碟片激光器的技术研究, 他们不仅掌握了碟片晶体焊接的核心技术, 而且提出了基于共轭双抛物面镜的多通泵浦方案, 使泵浦光经过抛物面镜及矫正镜后成像在碟片晶体上, 利用这种自再现成像的方式实现多通泵浦, 相关成果获得了国际专家的高度认可<sup>[9-10]</sup>。

2000 年, 苏黎世联邦理工的 der Au 等<sup>[11]</sup>首次利用半导体可饱和吸收镜 (SESAM) 在碟片上实现了被

收稿日期: 2022-01-11; 修回日期: 2022-02-19; 录用日期: 2022-03-01

基金项目: 国家自然科学基金 (62075068)

通信作者: \*jinweizhang@hust.edu.cn

动锁模,其平均功率为 16.2 W,脉冲宽度为 730 fs,是当时百飞秒级激光振荡器所实现的最高功率,在国际上引起了针对碟片锁模技术的普遍关注。不久,基于克尔透镜锁模(KLM)的碟片振荡器也成功实现,并获得了 230 fs 的窄脉宽激光输出<sup>[12]</sup>。近十年来,碟片锁模振荡器的发展非常迅速,利用这两种锁模技术的碟片振荡器的输出功率均已达到了百瓦量级,且高功率、稳定性好的工业级碟片振荡器已投入实际应用中。

目前碟片激光器的研究不仅在于碟片的制造工艺,更重要的是充分利用碟片大光斑、低热效应的优势获得高功率、大能量的激光。结合锁模技术的碟片激光器为超快高功率激光技术的发展注入了新的活力,本文将围绕其中之一的克尔透镜锁模超快碟片激光技术展开系统的讨论。首先介绍了克尔透镜锁模的原理,然后对目前克尔透镜锁模碟片振荡器的发展现状进行总结及分析,最后对其具体应用及发展前景进行总结与展望。

## 2 克尔透镜锁模原理

1991 年,圣安德鲁斯大学的 Spence 等<sup>[13]</sup>首次

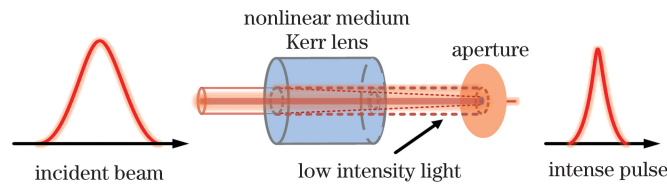


图 1 克尔透镜锁模原理图

Fig. 1 Principle diagram of Kerr-lens mode-locking

时域中产生的自聚焦效应对应着频域中的自相位调制(SPM),当出现自相位调制时,光脉冲瞬时频率可表示为

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega(t), \quad (3)$$

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\partial\varphi_{NL}(t)}{\partial t} = -n_2 k_0 z \frac{\partial I(t)}{\partial t}, \quad (4)$$

式中: $\omega_0$  为自相位调制中产生的瞬时频率; $\Delta\omega$  为在自相位调制中引入的附加频移; $\varphi_{NL}$  为光脉冲经过克尔介质所产生的附加相位; $k_0$  为波矢大小; $z$  为传输距离。在光脉冲中,不同地方的频率会因为附加频移而发生变化,因此自相位调制会使振荡器输出激光的光谱展宽,光脉冲的宽度被压缩;而在谐振腔内,激光增益介质、镜片等会引入正色散,且谐振腔所产生的脉冲的宽度( $\tau$ )与总色散量( $|D|$ )成正比。所以在谐振腔内可以利用色散管理的方法来减小 $|D|$ ,从而获得超短脉冲。在基于块状晶体的克尔透镜锁模中,增益介质与克尔介质合二为一,同

报道了自锁模的钛宝石振荡器,实现了脉冲宽度为 60 fs 的锁模激光输出。但是这台振荡器并没有利用锁模器件,经过研究这是利用克尔效应实现锁模的一种全新锁模方式,被称为克尔透镜锁模。在克尔透镜锁模中,并不存在真实可见的可饱和吸收体,弱光的损耗主要由衍射造成。当光脉冲经过克尔介质时,折射率( $n$ )随光强( $I$ )的变化<sup>[14]</sup>为

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

式中: $n_0$  为线性折射率; $n_2$  为非线性折射系数。由于入射光束为高斯光束,中心部分光强大于边缘部分,且大部分激光介质材料的 $n_2$  为正值,因此材料中心处的折射率较大,而边缘位置的折射率较小。当激光在激光介质内传输时,激光介质对传播的高斯光束起到了会聚作用,表现出类似于透镜的性质,称为自聚焦效应。其关系式<sup>[15]</sup>可以表示为

$$f = \frac{\omega^2}{2n_2 I_0 l} = \frac{\pi\omega^4}{4n_2 P l}, \quad (2)$$

式中: $P$  为腔内的功率; $\omega$  为克尔介质处的束腰半径; $l$  为克尔介质的厚度。图 1 是克尔透镜锁模实现过程的原理图。

时晶体本身即可起到软光阑的作用,腔内器件少,具有结构紧凑的优势。但需考虑晶体作为增益介质时泵浦光与激光的重叠程度以及晶体作为克尔介质时其内部的高功率密度,而且晶体的热效应会阻碍功率的提高。与之相比,碟片晶体厚度薄,产生的克尔效应弱,因此需在腔内额外放置一个克尔介质。虽然增加了元器件,但完美解决了块状晶体锁模时存在的问题。对增益介质与克尔介质分别进行调节,简化了调节过程。且碟片本身良好的散热效率为高功率克尔透镜锁模振荡器的实现提供了可能。

如今碟片锁模振荡器主要采用两种方案来实现,一种是克尔透镜锁模,一种是半导体可饱和吸收镜锁模。克尔透镜锁模可等效为一种虚拟的可饱和吸收体锁模,主要是基于克尔效应实现的,其锁模波长并不会受锁模器件的限制,适用性更强。SESAM 锁模主要依赖于真实存在的 SESAM 器件,针对不同波长需要更换不同的器件。在光路调节方面,

SESAM 锁模的谐振腔调节过程相对简易,只需保证 SESAM 器件表面的光斑尺寸足够小以获得高的功率密度,实现可饱和吸收,在光路搭建完成后,随着泵浦功率的逐步提升,就可实现锁模的自启动。但克尔透镜锁模需要外界的扰动才能实现,调节过程较为复杂。在锁模的调制深度上,克尔透镜锁模的调制深度会随着稳区的变化而变化,调节范围较大。而 SESAM 器件受制造工艺的限制,其调制深度一般  $< 3\%$ ,这也是目前碟片 SESAM 锁模脉冲宽度难以变窄的关键限制因素。

### 3 克尔透镜锁模碟片激光振荡器研究进展

2011 年,德国的 Pronin 等<sup>[12]</sup>首次实现了碟片的克尔透镜锁模,其功率为 44 W,单脉冲能量为  $1.1 \mu\text{J}$ ,脉宽为 270 fs,重复频率为 40 MHz,打破了碟片锁模技术被 SESAM 器件垄断的历史。对比同时期 SESAM 锁模的输出结果,克尔透镜锁模方式的输出脉宽更窄。目前,碟片的 KLM 逐渐向高平均功率、高重复频率、窄脉宽以及新波长等方向发展。在这一部分我们将针对上述几个方向的研究现状进行总结和分析。

#### 3.1 多通高增益克尔透镜锁模碟片激光振荡器

通过提高往返的增益以及输出耦合率,可提高平均输出功率。主要原因是碟片晶体厚度薄,一个往返周期内多次通过碟片可逐次积累更高的增益。在满足高增益的同时提高输出耦合率可降低谐振腔内部的峰值功率,从而减小空气以及镜片镀膜所引起的非线性效应,有助于实现稳定锁模。但是在单程内增加通过碟片的次数不可避免地会增加碟片附近的平面反射镜数目,这将导致空间过于局限,从而影响光路搭建。而且随着传输距离的增长,碟片表面的模式尺寸会逐渐减小,降低了激光光斑与泵浦光斑的重合程度,减小了增益的积累量。为解决上述问题,可考虑在谐振腔内加入基于 4F 成像的主动多通腔 (AMC)。主动多通腔首先在大能量的 SESAM 锁模中实现,目前在输出耦合率为 72% 时输出能量已提升至  $41 \mu\text{J}$ ,功率为 145 W<sup>[16]</sup>。2019 年, Poetzlberger 等<sup>[17]</sup>将 AMC 应用于 KLM 中,使用透过率为 50% 的输出耦合镜实现 KLM,最终获得了 150 W 的高功率激光输出,其实验光路如图 2 所示。

通过控制反射镜 X 的竖直位置,激光在单程内反射通过碟片的次数可由 1 次连续改变至 4 次。图 2 中①~⑦组成了 4F 成像系统,可保证碟片上

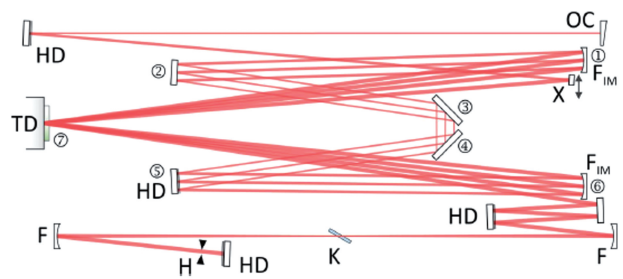


图 2 碟片多通 KLM 振荡器的实验装置图<sup>[17]</sup>

Fig. 2 Experimental setup of multi-pass thin disk KLM oscillator<sup>[17]</sup>

的光斑尺寸在多次反射过程中保持不变。谐振腔积累高增益后,配合 50% 的输出耦合镜,实现了功率为 150 W、能量为  $13.2 \mu\text{J}$  的大能量激光输出。目前很多大能量的振荡器都在采用这种腔型,且这种主动多通腔特别适用于提高发射截面小的碟片晶体的输出功率。

#### 3.2 窄脉宽克尔透镜锁模碟片激光振荡器

高峰值功率激光一方面要求功率足够高,另一方面要求脉宽足够窄。与 SESAM 锁模相比,KLM 调制深度更大,有利于在满足高功率输出的前提下实现更窄脉宽。但由于 Yb:YAG 材料发射谱的半峰全宽仅有 9 nm,因此利用该晶体的克尔透镜锁模实现的脉宽均超过了 120 fs。在已报道的结果中,KLM 碟片振荡器的最高输出功率为 270 W 时所对应的脉宽为 330 fs<sup>[18]</sup>,功率为 155 W 时对应的脉宽也有 140 fs<sup>[19]</sup>。为实现高功率窄脉宽碟片振荡器,目前主要有三种方式,分别为:采用宽带新晶体锁模、增大克尔效应以及减少谐振腔损耗。

碟片晶体厚度薄,需选择可大尺寸生长、力学性能好、热导率高的晶体开展相关研究。2002 年, Brunner 等<sup>[20]</sup>首次开始尝试新材料的碟片锁模,利用 SESAM 锁模的 Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> (Yb:KYW) 碟片振荡器成功实现了 240 fs 的激光输出,其功率为 22 W,重复频率为 25 MHz。此后,Yb:CALGO, Yb:CaF<sub>2</sub> 以及基于 Yb<sup>3+</sup> 的三氧化二物如 Yb:LuScO<sub>3</sub><sup>[21]</sup>、Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 等新型晶体相继投入研究中,其中 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 晶体凭借着高热导率以及 SESAM 锁模实现的百瓦级亚百飞秒级的高性能输出而被多次应用于 KLM 中<sup>[22]</sup>,且输出脉冲宽度达到了 35 fs<sup>[23]</sup>,相关结果如表 1 所示。近年来,力学性能更好、造价更低的陶瓷材料也逐渐出现在人们的视野中。2018 年,日本的 Kitajima 等<sup>[24]</sup>利用 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 陶瓷碟片的克尔透镜锁模,实现了脉宽为 98 fs,功率为 3.7 W 的激光输出。随后,他们利

表 1 新晶体碟片振荡器锁模结果

Table 1 Mode-locking results of thin disk oscillators with new crystals

Gain medium	Mode-locking mechanism	Power $P$ /W	Pulse duration $\tau_p$ /fs	Repetition rate $R$ /MHz	Energy $E$ / $\mu$ J	Reference No.
Yb:KYW	SESAM	22	240	25	0.9	[20]
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SESAM	20.5	370	65	0.32	[26]
Yb:YAB	SESAM	19.2	462	50.4	0.38	[27]
Yb:CaF <sub>2</sub>	SESAM	17.8	285	10	1.78	[28]
Yb:CALGO	SESAM	5	62	65	0.07	[29]
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	KLM	1.6	35	61	0.03	[23]
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ceramic	KLM	3.7	98	55.3	0.067	[24]
Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	KLM	21	95	47.9	0.438	[30]
Yb:CALGO	KLM	0.15	30	124	0.001	[31]
Yb:LuAG ceramic	KLM	17	130	51	0.333	[25]

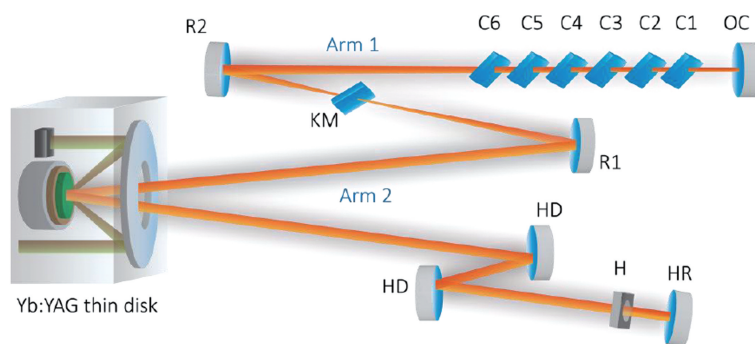
用发射截面大的 Yb:LuAG 陶瓷开展碟片的克尔透镜锁模,将功率提升至 17 W,对应脉宽为 130 fs<sup>[25]</sup>。

新材料碟片晶体虽然可以实现窄脉宽输出,但目前处于探索阶段。由于 Yb:YAG 晶体无论是在制备工艺还是在激光输出功率方面都有很大的优势,国内外课题组在 Yb:YAG 晶体上开始尝试结合新的锁模技术来开展窄脉宽激光的研究。1975 年, Haus<sup>[32]</sup> 提出的脉冲宽度计算公式为

$$t = \frac{1}{\Omega_g} \sqrt{\frac{\delta}{\kappa}}, \quad (5)$$

式中:  $\Omega_g$  为增益带宽;  $\delta$  为脉冲在谐振腔内往返一

周的损耗;  $\kappa$  为调制深度,代表锁模器件的自振幅调制系数。通过增大克尔效应,可使锁模脉冲从增益介质中不断提取能量并将其分配至没有净增益的光谱区内,这使得利用发射谱带宽受限的晶体来实现窄脉宽输出成为可能。2022 年,华中科技大学 Zhang 等<sup>[33]</sup> 利用分布式克尔透镜锁模 (DKLM) 实现了脉宽为 47 fs 的锁模激光输出。DKLM 与传统 KLM 的区别在于振荡器内有多个克尔介质,这将显著增大 KLM 的自振幅调制系数以及调制深度,从而实现窄脉宽输出,实验光路图如图 3 所示。

图 3 分布式克尔透镜锁模碟片振荡器的实验光路图<sup>[33]</sup>Fig. 3 Experimental setup for thin disk oscillator with distributed Kerr-lens mode-locking<sup>[33]</sup>

当腔内只有两个凹面镜之间的克尔介质时, KLM 所输出的激光脉宽为 260 fs。C1~C6 为非线性晶体,将其组合成分布式克尔透镜并依次以布儒斯特角放置于光斑较小的一臂上,可逐步增大自振幅调制效应。图 4 为插入不同数量非线性晶体时所测得的光谱。当每插入一个非线性晶体后,都需要重新调节谐振腔的稳区,并优化腔内色散以及输出

耦合率以获得稳定锁模的窄脉宽激光。最终在插入 6 个非线性晶体后,光谱展宽至 4 倍于 Yb:YAG 晶体的发射带宽,即 35.5 nm,对应脉冲宽度为 47 fs。测得的信噪比为 81 dB,功率的均方根稳定性为 0.3%,且可保持长时间的稳定锁模。这些实测值与传统的 KLM 结果无明显差异,证明了 DKLM 是一种有效的腔内压缩脉宽的途径。与上述原理

类似,不断将稳区调节至强的自相位调制区,同时配合硬光阑的调节,可增大克尔透镜效应,实现频谱展宽。

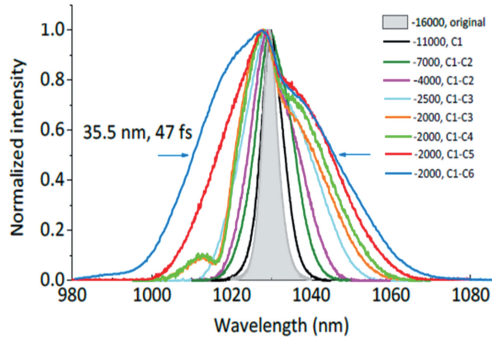


图 4 插入不同数量非线性晶体后的光谱图<sup>[33]</sup>

Fig. 4 Measured spectra with different numbers of nonlinear crystals inserted<sup>[33]</sup>

2021 年, Drs 等<sup>[34]</sup>将整个实验装置放在真空腔内,使谐振腔运转至强自相位调制展宽区,采用厚度为 3 mm 的克尔介质增大自振幅调制,并利用自主研发的啁啾镜进行色散补偿,最终实现了脉宽为 27 fs 的激光输出,这是目前 Yb:YAG 碟片克尔透镜锁模所实现的最窄脉宽。随后,同课题组的 Fischer 等<sup>[35]</sup>利用同种腔型,将输出耦合镜的透过率由 27 fs 时的 0.77% 更换为 8.5%,仔细优化谐振腔后将输出功率提升至 103 W,对应脉宽为 52 fs,其腔内的峰值功率达到了 102 MW,为在谐振腔内开展高次谐波产生的研究创造了有利条件。

压窄脉宽的另一种途径是减少谐振腔的损耗,由式(5)可知,脉冲宽度也会随着激光在谐振腔内的往返损耗的减小而变窄,最简易的改变谐振腔损耗的方式是更换具有不同透过率的输出耦合镜。以 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>[23]</sup> 为例,在保持腔型不变的情况下,输出耦合率分别为 4.6%、2.7%、0.9% 时,所实现的脉宽逐渐变小,分别为 88, 49, 35 fs。上述方法在其他碟片晶体上同样适用<sup>[24-25]</sup>。

### 3.3 高重复频率克尔透镜锁模碟片激光振荡器

为了实现高重复频率的振荡输出,最直接的方法是缩短腔长,但同时会带来振荡激光光斑尺寸变小的问题,这可以用对称共焦腔为例加以解释。波长为  $\lambda$  的激光在相距为  $L$  的两个凹面镜上的光斑尺寸为  $\omega' = \sqrt{\lambda L / \pi}$ ,在凹面镜曲率一定的条件下,距离  $L$  越短,激光光斑就越小,这样会导致激光光斑与泵浦光斑的模式匹配程度降低,减小了谐振腔的增益。参照以往 KLM 结果,碟片表面的泵浦功率密度为 8~12 kW/cm<sup>2</sup>,在光光转换效率为 25%

的条件下进行估算,要实现百瓦级的功率输出,碟片上的泵浦光斑直径应  $> 2$  mm<sup>[12]</sup>。为使短腔条件下碟片处的激光光斑直径尽量接近 2 mm,可以采用由两个不同曲率凹面镜构成的非对称腔<sup>[36]</sup>,其光路图如图 5(a) 所示,两个凹面镜曲率分别为 150 mm 和 50 mm,为保证碟片表面的大光斑,碟片放置在靠近曲率半径为 150 mm 的凹面镜的长臂上。最终实现了重复频率为 200 MHz、功率为 75 W 的激光输出,光光转换效率达到了 24%。为进一步提高重复频率,研究者将靠近碟片的曲率半径为 150 mm 的凹面镜更换为焦距为 75 mm 的凸透镜,这一设计在光斑不变的情况下减小了第一个凹面镜到碟片的距离,并减少了一次凹面镜的反射,削弱了传输过程中的像散,其光路如图 5(b) 所示。在这种情况下同样实现了功率为 75 W 的激光输出,且其重复频率被提升至 260 MHz,脉冲宽度为 215 fs,这是目前所报道的碟片 KLM 的最高重复频率。

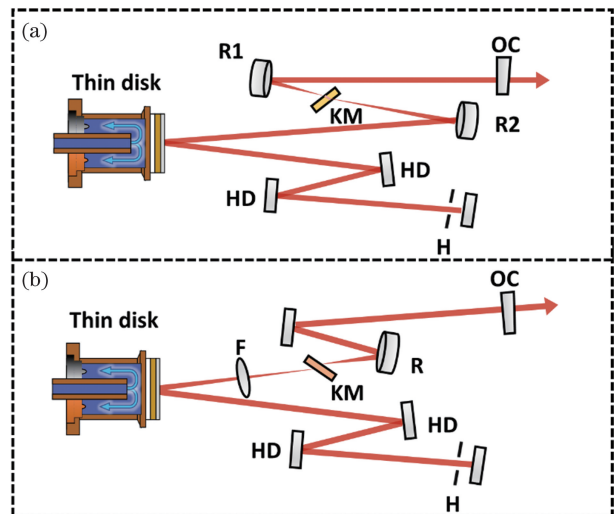


图 5 KLM 碟片振荡器的实验装置图<sup>[36]</sup>。(a) 重复频率为 200 MHz; (b) 重复频率为 260 MHz

Fig. 5 Experimental setups of KLM thin disk oscillator<sup>[36]</sup>. (a) 200 MHz repetition rate; (b) 260 MHz repetition rate

为实现高重复频率的振荡输出,也可采用搭建环形腔的方式实现锁模激光。2021 年,奥克兰大学的 Eilanlou 等<sup>[37]</sup>在碟片上开展了基于环形腔的高重复频率 KLM 振荡器的研究,图 6 为他们的实验光路图,其泵浦光与激光的模式匹配率为 67%,采用透过率为 8% 的输出耦合镜。最终获得了重复频率为 120 MHz、功率为 22 W、脉冲宽度为 711 fs 的激光输出,这是目前环形腔碟片振荡器实现的最高重复频率,未来有望在现有结果的基础上进一步缩短环形腔腔长,实现更高重复频率。

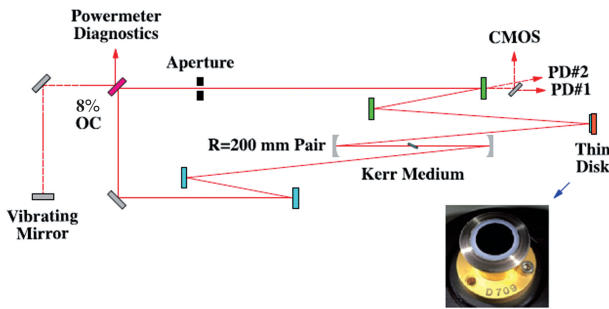


图 6 重复频率为 120 MHz 时 环形腔碟片振荡器的实验装置图<sup>[37]</sup>

Fig. 6 Experimental setup of thin disk ring oscillator at 120 MHz repetition rate<sup>[37]</sup>

### 3.4 新波长克尔透镜锁模碟片激光振荡器

在提升  $\text{Yb}^{3+}$  掺杂碟片的输出性能的同时,碟片也逐渐向新波长方向扩展,如  $\text{Cr}:\text{ZnSe}$  ( $2.23 \sim 2.36 \mu\text{m}$ )<sup>[38]</sup>,  $\text{Tm}:\text{KLuW}$  ( $\sim 1.9 \mu\text{m}$ )<sup>[39]</sup>,  $\text{Tm}:\text{YAG}$  ( $\sim 2 \mu\text{m}$ )<sup>[40-41]</sup>,  $\text{Ho}:\text{YAG}$  ( $\sim 2.1 \mu\text{m}$ )<sup>[42-44]</sup>,  $\text{Ho}:\text{KYW}$  ( $\sim 2.1 \mu\text{m}$ )<sup>[45]</sup> 等。目前相对集中的一个研究方向是针对  $\text{Ho}^{3+}$  掺杂碟片输出性能的深入研究。 $\text{Ho}^{3+}$  中  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$  的能级跃迁可辐射波长在  $2 \mu\text{m}$  以上的激光,处于人眼安全波段,且在激光加工、激光医疗等领域具有重要应用。泵浦源一般采用  $1.9 \mu\text{m}$  掺  $\text{Tm}^{3+}$  的全固态激光器或光纤激光器进行泵浦,可减少量子亏损,提高转换效率,有助于直接实现高功率的中红外激光输出。目前研究者针对  $\text{Ho}:\text{YAG}$ 、 $\text{Ho}:\text{KYW}$  晶体均开展了相关的工作。但  $\text{Ho}:\text{KYW}$  晶体连续光输出功率较低,现有的输出功率仅为  $1.57 \text{ W}$ 。相比之下, $\text{Ho}:\text{YAG}$  晶体的荧光寿命长 ( $\sim 8 \text{ ms}$ ),具有良好的储能能力,更具备研究潜力。早在 2006 年,研究者便已实现了  $\text{Ho}:\text{YAG}$  碟片  $9.6 \text{ W}$  的连续光输出<sup>[42]</sup>。随后,通过采用更薄的碟片晶体改善热效应并用更高功率的泵浦源进行泵浦,连续光的输出功率得以逐步提升<sup>[40,44]</sup>,如今已达到百瓦量级,光光转换效率高达  $54\%$ ,这是目前  $2 \mu\text{m}$  碟片连续光所实现的最高输出功率。

2018 年, Zhang 等<sup>[43]</sup> 采用 KLM 方式在  $\text{Ho}:\text{YAG}$  碟片振荡器中实现了  $2 \mu\text{m}$  飞秒激光输出,泵浦源采用  $120 \text{ W}$  的  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂光纤激光器,波长为  $1.908 \mu\text{m}$ ,泵浦光出射后并不是直接导入碟片模块中,而是先通过一个多模光纤对激光进行匀化处理,以防止在多通泵浦腔内形成焦点损坏模块,与此同时也可以起到防止碟片返回光损坏泵浦源的作用。碟片晶体的厚度为  $200 \mu\text{m}$ ,并带有楔角可将前

后表面的反射光分离,防止碟片前表面弱反射光对振荡激光造成影响,并采用 72 通泵浦来提高吸收效率。 $\text{Ho}:\text{YAG}$  碟片 KLM 谐振腔的设计与  $1 \mu\text{m}$   $\text{Yb}:\text{YAG}$  碟片 KLM 谐振腔类似,但由于  $\text{Ho}:\text{YAG}$  的增益系数相对较低,谐振腔的输出性能受腔内损耗的影响较大,因此需仔细研究不同损耗时的激光性能。他们对比了不同输出耦合率下锁模激光的输出功率及光谱分布情况,并将一次往返内通过碟片的次数由 4 增加至 8,最终实现了波长为  $2.092 \mu\text{m}$  的激光输出,重复频率为  $77 \text{ MHz}$ ,平均功率为  $25 \text{ W}$ ,对应脉宽为  $270 \text{ fs}$ <sup>[43]</sup>。这是国际上首次实现的针对碟片的  $2 \mu\text{m}$  高功率锁模输出,也是目前为止唯一一个基于  $\text{Ho}:\text{YAG}$  碟片的 KLM 报道。在 SESAM 锁模方面,2021 年 Tomilov 等<sup>[46]</sup> 成功在  $\text{Ho}:\text{YAG}$  碟片上实现了 SESAM 锁模,他们前期在单次通过碟片的情况下获得了平均功率为  $21.1 \text{ W}$ 、脉宽为  $0.97 \text{ ps}$  的  $2 \mu\text{m}$  激光,随后采用多通的方式进一步提升增益,并使用自制的具有更高损伤阈值的 SESAM,将输出功率提高至  $40.5 \text{ W}$ ,这是目前碟片  $2 \mu\text{m}$  锁模的最高输出功率,但对应脉宽仍处于皮秒量级,为  $1.66 \text{ ps}$ 。相信以后随着泵浦源功率的进一步提升以及更多腔型的设计,基于  $\text{Ho}:\text{YAG}$  晶体的  $2 \mu\text{m}$  碟片锁模振荡器将会获得更高性能的激光。

## 4 克尔透镜锁模碟片激光振荡器的应用

### 4.1 驱动宽谱中红外及 THz 产生

碟片振荡器具有高平均功率以及高峰值功率的优势,且输出脉冲稳定,非常适合用于非线性频率变换的驱动源,可产生宽谱的中红外激光 ( $2 \sim 20 \mu\text{m}$ ) 及太赫兹激光 ( $0.1 \sim 10.0 \text{ THz}$ )。中红外及太赫兹激光涵盖着多种分子的特征吸收谱,利用宽带的中红外及太赫兹飞秒激光可实现时间分辨的高精度分子检测,具有信噪比高、检测速率快的显著优势。除此之外,THz 波涵盖的频段资源丰富,且穿透能力强,是未来通信领域的主战场。将飞秒激光经聚焦后注入非线性晶体中,在满足相位匹配条件时,对脉冲内不同频率成分进行差频处理,即可获得宽谱中红外及 THz 激光输出;由于差频的两个光子来自于同一个脉冲,因此无需考虑传统差频过程中泵浦光和信号光的时间与空间同步问题,且输出的宽谱激光具有载波包络相移为零的优点。

目前,常用的中红外产生的晶体主要有

KTiOAsO<sub>4</sub> (KTA)<sup>[47]</sup>, LiGaSe<sub>2</sub> (LGS)<sup>[4]</sup>, ZnS, ZnSe<sup>[5]</sup>, GaSe<sup>[6]</sup> 等。2015 年, Pupeza 等<sup>[4]</sup> 将 Yb:YAG 碟片 KLM 产生的激光压缩至 19 fs, 在 LGS 晶体中产生了 6.8~16.4 μm 的中红外激光, 输出功率为 0.1 W。2018 年, Zhang 等<sup>[6]</sup> 利用光子晶体光纤将自主研制的 2 μm Ho:YAG 碟片 KLM 的输出激光压窄后, 聚焦在 GaSe 晶体中, 获得了 4.5~20 μm 的宽光谱输出。随后, 他们采用随机相位匹配的 ZnSe/ZnS 晶体, 将输出光谱进一步拓宽, 实现了 2.7~20 μm 激光输出, 图 7(a)、(b) 分别是晶体在 2 μm 和 1 μm 驱动下测得的光谱图。可以看出, 输出激光光谱几乎覆盖了整个中红外波段, 与 1 μm 驱动源所获得的结果相比, 利用 2 μm 驱动产生的中红外光谱更宽, 且通过实验对比得出, 晶体在 2 μm 处的损伤阈值高于 1 μm, 输出功率也更高<sup>[5]</sup>。

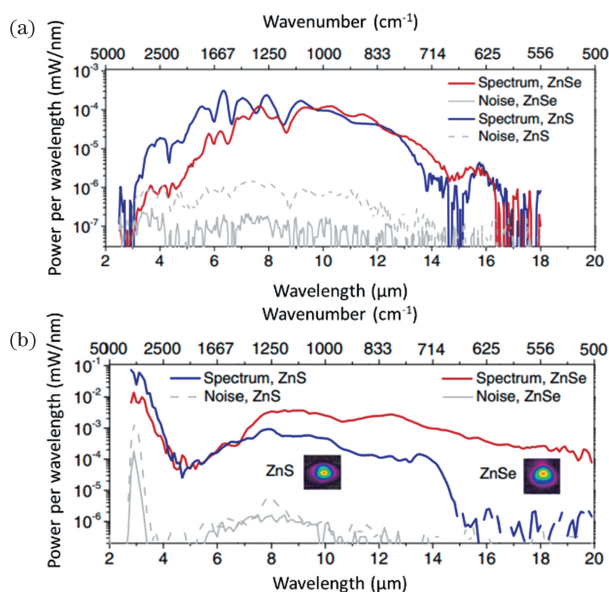


图 7 不同光源驱动的 ZnSe 和 ZnS 晶体的中红外光谱<sup>[5]</sup>。(a) 2 μm 光源; (b) 1 μm 光源

Fig. 7 MIR spectra of ZnSe and ZnS crystals pumped by different driving sources<sup>[5]</sup>. (a) 2 μm driving source; (b) 1 μm driving source

目前, 产生 THz 常见的非线性晶体有 LiNbO<sub>3</sub>、LiTaO<sub>3</sub> 等无机晶体以及 GaAs、GaP、CdTe、ZnTe 等有机晶体。2019 年, Meyer 等<sup>[7]</sup> 利用多通固体压缩腔将锁模振荡器输出的激光压缩后驱动 GaP 晶体, 实现了中心频率为 2 THz 的激光输出, 且通过优化晶体的厚度及采用更窄脉宽的激光进行泵浦, 将频率拓展至 6 THz, 相应的输出功率也有所提升。2020 年, 他们利用掺 MgO 的铌酸锂晶体实现了 66 mW 高功率 THz 输出, 且当泵浦光脉

宽在 500 fs 以内时均可实现频率为 0.7~2 THz 的激光输出<sup>[8]</sup>。

## 4.2 碟片放大器种子源

由碟片振荡器输出的大能量超快激光可作为碟片放大器的种子光。种子光的能量越高, 在再生放大过程中达到能量饱和所需要的往返次数就越少, 普克尔盒以及空气所积累的非线性相移就越少, 有助于减小自相位调制对输出脉冲的影响; 另一方面, 往返次数少削弱了增益窄化效应的影响, 相对较宽的脉冲宽度会使得峰值功率降低, 更有助于大能量激光的实现<sup>[48]</sup>。2016 年, Fattahi 等<sup>[49]</sup> 利用 Yb:YAG 碟片 KLM 输出光作为碟片再生放大的种子光, 其重复频率为 11 MHz, 脉宽为 350 fs, 脉冲能量为 2 μJ。种子光经过偏硼酸钡(BBO)晶体选单器后将重复频率降低至 5 kHz, 经过脉冲展宽后注入再生放大器内, 实现了功率为 100 W、脉宽为 1 ps、单脉冲能量为 20 mJ 的大能量激光输出。慕尼黑大学的 Nubbemeyer 等<sup>[50]</sup> 利用同种过程将输出能量提升了一个量级, 先由 KLM 碟片振荡器输出能量为 1.3 μJ、脉宽为 350 fs 的种子光, 而后经脉冲选单器以及脉冲展宽后进入二级放大系统中, 最终实现了能量为 200 mJ、功率为 1.1 kW 的激光输出。以上所述的一整套完善的碟片振荡-放大系统为未来碟片激光器功率及能量的进一步提升奠定了基础。

## 4.3 光电子成像

强场物理对激光峰值功率的要求在几十 MW 以上, 峰值功率密度为  $10^{13} \sim 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> 量级<sup>[51]</sup>, 利用碟片振荡器直接输出的超快 MHz 量级的脉冲经压缩后可应用于强场物理研究中。经紧聚焦后的高功率密度激光作用于靶材上, 可激发靶材内部原子或分子产生多光子电离。利用这种光电子成像光谱技术可确定电离后的光电子动量分布, 理解光电子的激发通道。高重复频率的锁模激光相比 kHz 量级的放大器, 在大量积累光电子数方面耗时更短, 在探测效率上提升了至少四个量级。2008 年, Keller 课题组的 Südmeyer 等<sup>[52]</sup> 首次将碟片振荡器输出的激光直接应用于光电子成像光谱测量实验中, 并对特定能级的氩原子激发所需的峰值功率密度进行了校准。实践证明了碟片锁模振荡器在光电子成像上具有探测时间短、信噪比高、精度高的优点。

## 5 结束语

碟片激光器相比于块状以及棒状固体激光器,

具有散热效率高、热效应小、光束质量好等优势,可以产生更高功率和能量的激光。利用克尔透镜锁模技术,碟片激光振荡器可以产生平均功率达 270 W<sup>[18]</sup>、脉宽为 300 fs 左右的超快激光脉冲;在克尔透镜锁模技术的基础上,通过进一步增加调制深度,碟片振荡器可以获得比增益光谱半峰全宽还要宽数倍的锁模光谱,因此可以获得 50 fs 量级的脉冲宽度。克尔透镜锁模碟片振荡器在输出高功率、短脉宽、高能量的超快激光脉冲方面展现出强大的能力。目前,克尔透镜锁模碟片振荡器正在向着平均功率为 kW 量级、脉冲能量为 mJ 量级的方向进一步发展。振荡器直接输出这种高功率、大能量的脉冲激光,可减少放大级的引入,从而使整个激光系统具有更好的光束质量和长期稳定性,且系统结构更为紧凑,同时输出激光的噪声基底也会更小。然而,功率的提升会导致振荡器谐振腔内的峰值功率变高,不可避免地带来非线性的影响,容易导致空气击穿效应,阻碍锁模的实现。为避免高峰值功率所引入的锁模不稳定的问题,一方面,可将整个激光系统放置在真空腔中,以减小空气非线性的影响;另一方面,可采用含有主动多通腔的光路,在获得高增益的同时配合使用高透过率的输出耦合镜以实现高功率输出。此外,碟片在更高功率泵浦时所带来的热透镜问题以及啁啾镜的热效应也是不可忽略的,这需要及时在腔内加入相应的曲面反射镜并同时加强对啁啾镜热效应的管理。

随着超快碟片激光技术的发展,克尔透镜锁模碟片振荡器的应用将会越来越广,除了所提到的碟片振荡器驱动中红外和 THz 产生、为碟片放大提供种子源以及驱动光电子成像等方面的应用之外,高峰值功率、高重复频率的克尔透镜锁模碟片振荡器在高次谐波产生<sup>[3]</sup>、光学频率梳、激光微纳加工<sup>[53]</sup>等领域也将发挥重要作用。

### 参 考 文 献

- [1] Giesen A, Hügel H, Voss A, et al. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers [J]. *Applied Physics B*, 1994, 58(5): 365-372.
- [2] Boeing. Boeing thin disk laser exceeds performance requirements during testing [EB/OL]. (2013-08-13) [2021-03-05]. <https://boeing.mediaroom.com/Boeing-Thin-Disk-Laser-Exceeds-Performance-Requirements-During-Testing>.
- [3] Emaury F, Diebold A, Saraceno C J, et al. Compact extreme ultraviolet source at megahertz pulse

- repetition rate with a low-noise ultrafast thin-disk laser oscillator [J]. *Optica*, 2015, 2(11): 980-984.
- [4] Pupeza I, Sánchez D, Zhang J W, et al. High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate [J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(11): 721-724.
- [5] Zhang J W, Fritsch K, Wang Q, et al. Intra-pulse difference-frequency generation of mid-infrared (2.7-20  $\mu\text{m}$ ) by random quasi-phase-matching [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(12): 2986-2989.
- [6] Zhang J W, Mak K F, Nagl N, et al. Multi-mW, few-cycle mid-infrared continuum spanning from 500  $\text{cm}^{-1}$  to 2250  $\text{cm}^{-1}$  [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(2): 17180.
- [7] Meyer F, Hekmat N, Vogel T, et al. Milliwatt-class broadband THz source driven by a 112 W, sub-100 fs thin-disk laser [J]. *Optics Express*, 2019, 27(21): 30340-30349.
- [8] Meyer F, Vogel T, Ahmed S, et al. Single-cycle, MHz repetition rate THz source with 66 mW of average power [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(9): 2494-2497.
- [9] Huang Y, Zhu X, Zhu G Z, et al. A multi-pass pumping scheme for thin disk lasers with good anti-disturbance ability [J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 4605-4613.
- [10] 李征远, 邹浩, 朱广志, 等. 基于变形镜的碟片激光器基模谐振腔动态补偿 [J]. *光学学报*, 2021, 42(8): 0814002.
- Li Z Y, Zou H, Zhu G Z, et al. Dynamic compensation of the fundamental mode of thin disk laser resonators based on a deformable mirror [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 42(8): 0814002.
- [11] der Au J A A, Spühler G J, Südmeyer T, et al. 16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(11): 859-861.
- [12] Pronin O, Brons J, Grasse C, et al. High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(24): 4746-4748.
- [13] Spence D E, Kean P N, Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser [J]. *Optics Letters*, 1991, 16(1): 42-44.
- [14] Boyd R W. *Nonlinear optics* [M]. New York: Academic Press, 2020.
- [15] Parshani I, Bello L, Meller M E, et al. Diffractive saturable loss mechanism in Kerr-lens mode-locked lasers: direct observation and simulation [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(7): 1530-1533.
- [16] Bauer D, Zawischa I, Sutter D H, et al. Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41  $\mu\text{J}$  pulse



- energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion [J]. *Optics Express*, 2012, 20(9): 9698-9704.
- [17] Poetzlberger M, Zhang J W, Gröbmeyer S, et al. Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillator with 50% output coupling rate [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4227-4230.
- [18] Brons J, Pervak V, Fedulova E, et al. Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(22): 6442-6445.
- [19] Brons J, Pervak V, Bauer D, et al. Powerful 100-fs-scale Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillator [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3567-3570.
- [20] Brunner F, Südmeyer T, Innerhofer E, et al. 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(13): 1162-1164.
- [21] Saraceno C J, Heckl O H, Baer C R E, et al. Sub-100 femtosecond pulses from an SESAM modelocked thin disk laser [J]. *Applied Physics B*, 2012, 106(3): 559-562.
- [22] Kreipe B, de Andrade J R C, Kränkel C, et al. Kerr-lens mode-locked Yb<sup>3+</sup>:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin-disk laser [C]// 2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), June 5-10, 2016, San Jose, CA, USA. New York: IEEE Press, 2016: 16553686.
- [23] Paradis C, Modsching N, Wittwer V J, et al. Generation of 35-fs pulses from a Kerr lens mode-locked Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin-disk laser [J]. *Optics Express*, 2017, 25(13): 14918-14925.
- [24] Kitajima S, Shirakawa A, Yagi H, et al. Sub-100 fs pulse generation from a Kerr-lens mode-locked Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic thin-disk laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(21): 5451-5454.
- [25] Kitajima S, Shirakawa A, Yagi H, et al. Kerr-lens mode-locked Yb:LuAG ceramic thin-disk laser [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(10): 2312-2315.
- [26] Marchese S V, Baer C R E, Peters R, et al. Efficient femtosecond high power Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin disk laser [J]. *Optics Express*, 2007, 15(25): 16966-16971.
- [27] Dannecker B, Beirow F, Weichelt B, et al. SESAM mode-locked Yb:YAB thin-disk oscillator delivering an average power of 19 W [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(4): 912-915.
- [28] Dannecker B, Ahmed M A, Graf T. SESAM-modelocked Yb:CaF<sub>2</sub> thin-disk-laser generating 285 fs pulses with 1.78 μJ of pulse energy [J]. *Laser Physics Letters*, 2016, 13(5): 055801.
- [29] Diebold A, Emaury F, Schriber C, et al. SESAM mode-locked Yb:CaGdAlO<sub>4</sub> thin disk laser with 62 fs pulse generation [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(19): 3842-3845.
- [30] Modsching N, Drs J, Fischer J, et al. Sub-100-fs Kerr lens mode-locked Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin-disk laser oscillator operating at 21 W average power [J]. *Optics Express*, 2019, 27(11): 16111-16120.
- [31] Modsching N, Paradis C, Labaye F, et al. Kerr lens mode-locked Yb:CALGO thin-disk laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(4): 879-882.
- [32] Haus H A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber [J]. *Journal of Applied Physics*, 1975, 46(7): 3049-3058.
- [33] Zhang J W, Pötzlberger M, Wang Q, et al. Distributed Kerr lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator [J]. *Ultrafast Science*, 2022, 2022: 9837892.
- [34] Drs J, Fischer J, Modsching N, et al. Sub-30-fs Yb:YAG thin-disk laser oscillator operating in the strongly self-phase modulation broadened regime [J]. *Optics Express*, 2021, 29(22): 35929-35937.
- [35] Fischer J, Drs J, Modsching N, et al. Efficient 100-MW, 100-W, 50-fs-class Yb:YAG thin-disk laser oscillator [J]. *Optics Express*, 2021, 29(25): 42075-42081.
- [36] Zhang J W, Brons J, Lilienfein N, et al. 260-megahertz, megawatt-level thin-disk oscillator [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(8): 1627-1630.
- [37] Eilanlou A A, Broderick N G R. A thin-disk ring laser oscillator at a repetition rate beyond 120 MHz [J]. *Optics Communications*, 2021, 501: 127349.
- [38] Speiser J, Renz G, Giesen A. Thin disk laser in the 2 μm wavelength range [J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8547: 85470E.
- [39] Vatnik S, Vedin I, Segura M, et al. Efficient thin-disk Tm-laser operation based on Tm:KLu(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>/KLu(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> epitaxies [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(3): 356-358.
- [40] Zhang J W, Schulze F, Mak K F, et al. High-power, high-efficiency Tm:YAG and Ho:YAG thin-disk lasers [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(3): 1700273.
- [41] Song E M, Zhu G Z, Wang H L, et al. Up conversion and excited state absorption analysis in the Tm:YAG disk laser multi-pass pumped by 1 μm laser [J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9: e8.
- [42] Schellhorn M. Performance of a Ho:YAG thin-disc laser pumped by a diode-pumped 1.9 μm thulium laser [J]. *Applied Physics B*, 2006, 85(4): 549-552.
- [43] Zhang J W, Mak K F, Pronin O. Kerr-lens mode-locked 2-μm thin-disk lasers [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2018, 24

- (5): 17662497.
- [44] Tomilov S, Vogel T, Hoffmann M, et al. 100 W-class 2  $\mu\text{m}$  Ho : YAG thin-disk laser [C] // CLEO: Science and Innovations, May 10-15, 2020, San Jose, CA, USA. Washington, D. C. : OSA, 2020: SM3E.1.
- [45] Suomalainen S, Härkönen A, Guina M, et al. Highly-efficient Ho : KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> thin-disk lasers at 2.06  $\mu\text{m}$  [J]. Proceedings of SPIE, 2018, 10713: 107130J.
- [46] Tomilov S, Hoffmann M, Heidrich J, et al. High-power SESAM-modelocked Ho : YAG laser at 2090 nm [C] // Laser Congress 2021 (ASSL, LAC), October 3-7, 2021, Washington, DC. Washington, D. C. : OPTICA, 2021: ATu3A.3.
- [47] Ishii N, Xia P Y, Kanai T, et al. Optical parametric amplification of carrier-envelope phase-stabilized mid-infrared pulses generated by intra-pulse difference frequency generation [J]. Optics Express, 2019, 27 (8): 11447-11454.
- [48] Fattahi H, Schwarz A, Geng X T, et al. Decoupling chaotic amplification and nonlinear phase in high-energy thin-disk amplifiers for stable OPCPA pumping [J]. Optics Express, 2014, 22(25): 31440-31447.
- [49] Fattahi H, Alismail A, Wang H C, et al. High-power, 1-ps, all-Yb : YAG thin-disk regenerative amplifier [J]. Optics Letters, 2016, 41 (6): 1126-1129.
- [50] Nubbemeyer T, Kaumanns M, Ueffing M, et al. 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system [J]. Optics Letters, 2017, 42(7): 1381-1384.
- [51] Südmeyer T, Marchese S V, Hashimoto S, et al. Femtosecond laser oscillators for high-field science [J]. Nature Photonics, 2008, 2(10): 599-604.
- [52] Südmeyer T, Marchese S V, Baer C R E, et al. Femtosecond thin disk lasers with  $> 10 \mu\text{J}$  pulse energy for high field physics at multi-megahertz repetition rates [M] // Corkum P, Silvestri S, Nelson K A, et al. Ultrafast phenomena XVI. Springer series in chemical physics. Heidelberg: Springer, 2009, 92: 747-749.
- [53] Guo B S, Sun J Y, Hua Y H, et al. Femtosecond laser micro/nano-manufacturing: theories, measurements, methods, and applications [J]. Nanomanufacturing and Metrology, 2020, 3(1): 26-67.

## Progress in Kerr-lens Mode-Locked Thin Disk Laser oscillators

Hao Jingjie<sup>1</sup>, Liu Heyan<sup>1</sup>, Chen Hongshan<sup>1</sup>, Yang Tingting<sup>1</sup>, Wang Hailin<sup>1</sup>,  
Zhu Guangzhi<sup>1</sup>, Zhu Xiao<sup>1,2</sup>, Zhang Jinwei<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup> School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, Hubei, China;

<sup>2</sup> Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, Hubei, China

### Abstract

**Significance** High power, high energy ultrafast thin-disk laser oscillators have many important applications in the fields of scientific research, industry, biomedicine, and defense. Kerr-lens mode locking (KLM) is one of the most commonly used methods to generate ultrashort pulses directly from the thin disk oscillators. In this work, we review and discuss about the development of the KLM thin disk oscillators. The principle of KLM is introduced firstly, following by a presentation of the state-of-the-art of the ultrafast thin disk oscillators with respect to high average power, high repetition rate, short pulse duration, and new wavelengths. The applications and development prospect of the KLM thin disk oscillators are finally discussed.

**Progress** Semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) and KLM are two main mechanisms to realize ultrashort pulses from the thin disk oscillators. Compared with SESAM, KLM shows more advantages in modulation depth, damage threshold, and so on, and thus it enables higher power pulsed laser generation with a shorter pulse duration in the ambient air. In terms of high average power, Poetzlberger et al. introduced the active multi-pass cell (AMC) into the KLM thin-disk oscillator, increasing the laser gain within one roundtrip by the multiple passes of the laser pulse through the thin disk medium. The increased gain enables a higher output coupling rate and results in a higher output power. Under an output coupling rate of 50%, 150-W pulses with a pulse duration of 290 fs can be

achieved (Fig. 2). For the shorter pulse duration, limited by the narrow emission bandwidth of the gain medium, it is difficult to achieve laser pulses with durations below 100 fs directly from a Yb:YAG thin-disk oscillator. To solve this problem, on the one hand, one can utilize new materials with wider emission bandwidths as thin-disk gain media, such as Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and Yb:CALGO. On the other hand, a broader spectrum can be generated by improving the mode locking technique with a stronger modulation depth. In 2021, Zhang et al. invented a distributed Kerr-lens mode-locking (DKLM) technique comprising of multiple Kerr-lenses in a Yb:YAG thin-disk oscillator. It significantly increases the self-amplitude modulation (SAM) coefficient for KLM. The resulting spectral width exceeds the emission bandwidth of the Yb:YAG gain medium by a factor of approximately four, leading to 47-fs pulse generation directly from the Yb:YAG thin-disk oscillator (Figs. 3 and 4). Very importantly, the new concept is also applicable to other types of gain media, which may lead to new records in the generation of ultrashort pulses. With the same concept, Drs et al. realized 27-fs pulse generation from a Kerr-lens mode locked Yb:YAG thin-disk oscillator by increasing the modulation depth, which is the shortest pulse duration ever obtained from a Yb:YAG thin-disk oscillator. For a higher repetition rate, a strongly asymmetric configuration comprising of two concave mirrors with different radii of curvature is used to ensure a large beam size on the thin disk in a short oscillator cavity, and the 75-W, 260-fs pulse with a repetition rate of up to 260 MHz is obtained in this scheme, which is the highest repetition rate ever realized in a thin-disk oscillator (Fig. 5). Besides, for the generation of a new wavelength directly from the thin disk oscillator, Zhang et al. successfully realized the first femtosecond Ho:YAG KLM thin-disk oscillator with an average power of up to 25 W, providing a solid foundation for the further development of 2 μm ultrafast thin-disk lasers. Compared with 1 μm laser, 2 μm femtosecond laser shows more advantages in driving the nonlinear frequency conversion for the generation of a mid-infrared laser due to the low multiphoton absorption and high conversion efficiency. Besides, more crystals can be used for the nonlinear conversion process with the 2 μm driving source, which is not possible with 1 μm driving source. With the 2 μm femtosecond thin-disk oscillator, Zhang et al. generated a broadband mid-infrared laser via intra-pulse difference-frequency generation (IDFG). The 2 μm femtosecond pulses delivered from the oscillator are first coupled into a photonic crystal fiber (PCF) for a further spectral broadening and temporal compression, and then focused onto the nonlinear crystal for the IDFG process. Nonlinear crystals such as GaSe and ZnS/ZnSe are used, and mid-infrared laser pulses with spectra ranging from ~3 μm to ~20 μm are generated finally.

**Conclusions and Prospects** Great progress has been made in 1 μm KLM thin-disk oscillators in terms of average power, pulse energy, pulse duration, and repetition rate during the last decades, which is beneficial for a lot of applications in the fields of fundamental research, industry, and medical science. At the same time, the realization of 2 μm KLM thin disk oscillators also makes itself more attractive for mid-infrared laser generation. In the future, more and more new materials will be explored as the thin-disk gain media, and pulses with shorter pulse duration, kW-level average power, and mJ-level energy can be expected from thin-disk oscillators.

**Key words** lasers; thin-disk oscillators; Kerr-lens mode-locking; high power; ultrafast laser