

引用格式: WANG Hailin, DONG Jing, LIU Heyan, et al. Research Progress of High-power Ultrafast Thin-disk Laser Technology (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(8):0850208

王海林,董静,刘贺言,等. 高功率超快碟片激光技术研究进展(特邀)[J]. 光子学报, 2021, 50(8):0850208

高功率超快碟片激光技术研究进展(特邀)

王海林,董静,刘贺言,郝婧婕,朱晓,张金伟

(华中科技大学 光学与电子信息学院 武汉光电国家研究中心, 武汉 430074)

摘 要:自从碟片激光技术诞生以来,超快碟片激光器输出的激光功率和能量获得了显著提升,极大地促进了超快碟片激光器在基础科研、工业生产以及生物医学等领域的应用。本文对碟片激光技术的概念、锁模碟片振荡器以及超快碟片放大器进行了详细介绍,并对超快碟片激光器未来的发展和趋势进行了总结和展望。

关键词:超快激光;碟片技术;锁模碟片振荡器;碟片再生放大器;碟片多通放大器

中图分类号:O437

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215008.0850208

Research Progress of High-power Ultrafast Thin-disk Laser Technology (Invited)

WANG Hailin, DONG Jing, LIU Heyan, HAO Jingjie, ZHU Xiao, ZHANG Jinwei

(School of Optics and Electronic Information, Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: Substantial progress has been made in the average power and pulse energy from the ultrafast thin-disk lasers since the invention of the thin-disk technology, promoting significantly the applications of the ultrafast thin-disk lasers in many fields such as fundamental research, industry, biomedical science, and so on. In this work, the development of the ultrafast thin-disk lasers with respect to the concept of thin-disk technology, the mode-locked thin-disk oscillators and thin-disk amplifiers is reviewed, and its future development prospect is presented.

Key words: Ultrafast lasers; Thin-disk technology; Mode locked thin-disk oscillator; Regenerative thin-disk amplifier; Multi-pass thin-disk amplifier

OCIS Codes: 320.7090; 140.3580; 140.4050

0 引言

自 1960 年第一台红宝石激光器诞生以来^[1],激光技术获得了飞速发展。具有皮秒或飞秒量级脉冲宽度的超快激光由于其窄脉宽、高峰值功率的特性,在工业加工、基础科研、生物医疗以及国防军事等领域有着越来越广泛和重要的应用,成为激光领域重要的发展方向。人们在努力缩短脉冲宽度的同时,也在不断提高超快激光的平均功率和脉冲能量。1985 年,STRIKLAND D 和 MOURO G 发明了啁啾脉冲放大技术(Chirped Pulse Amplification, CPA)^[2],先在时域上对超快脉冲进行展宽然后进行放大,再将放大后的脉冲进行时域压缩,巧妙地避免了超快激光脉冲直接放大时由于峰值功率过高导致的增益介质损伤等问题,为超短超强激光的快速发展奠定了基础。另一方面,人们对增益介质的结构进行不断改进和优化,发展出诸

基金项目:国家自然科学基金(No.62075068)

第一作者:王海林(1971—),男,副教授,博士,主要研究方向为固体激光技术。Email:wanghl@hust.edu.cn

通讯作者:张金伟(1986—),男,教授,博士,主要研究方向为高功率超快激光技术。Email:jinweizhang@hust.edu.cn

收稿日期:2021-07-01;录用日期:2021-08-04

<http://www.photon.ac.cn>

如光纤^[3-5]、板条^[6-7]以及碟片^[8]等新的结构形式。相比于传统的块状和棒状固体增益介质,这几种结构的增益介质具有更高的散热效率,能够大幅降低固体激光器中的热效应,因此成为目前高功率、高能量超快固体激光器的主流选择。而光纤、板条以及碟片增益介质与啁啾脉冲放大技术的结合更是极大地提高了超快固体激光器所能达到的功率和能量水平,促进了阿秒科学、强场物理等学科的发展。

1994年,GIESEN A首次提出了碟片的概念^[8],将激光晶体做成大而薄的圆片状。碟片晶体具有大的径厚比,利用冲击水冷方式进行冷却,大大提升了散热效率,使碟片激光器输出的平均功率得到大幅度提高。在高的散热效率下,碟片晶体的径向热梯度可以忽略不计,使得碟片激光器具有很高的光束质量。另外由于碟片晶体厚度很小,非线性作用很弱,可以支持高功率激光输出。此外,碟片激光器可以通过增加光斑尺寸,在保持功率密度不变的情况下进一步提高泵浦功率,具有优异的功率和能量扩展性。这些优良的特性使得碟片激光器非常适合产生高功率、高能量、高功率峰值的超快激光输出。

最初碟片激光器主要用来产生高功率的连续激光,很快便被用于放大激光系统中,结合啁啾脉冲放大技术产生高能量、高功率峰值的超快激光脉冲。近些年又结合锁模技术可以从激光振荡器中直接产生高重复频率、高功率的飞秒脉冲激光^[9-11]。因此碟片激光器可以在不同量级重复频率下实现高功率激光输出,满足不同应用的需求,为强场物理、非线性频率变换、激光光谱学等领域的研究提供了有效工具。

本文将重点介绍基于碟片技术的高功率超快碟片振荡器以及放大器相关的技术方法,分析目前超快碟片振荡器和放大器的研究现状,最后进行总结并展望。

1 碟片技术

传统块状固体激光器在高功率泵浦过程中,晶体存在严重的热透镜以及热畸变等热效应,极大地限制了全固态超快激光器输出功率的提高,同时降低激光的光束质量。面对这一问题,相继出现了光纤、板条以及碟片等增益介质结构。光纤介质通过增大表面积和体积的比值将光纤内的热积累进行有效扩散^[12]。光纤结构的波导效应可以获得很好的光束质量,并且可以有很高的单程增益,然而光纤较高的非线性限制了其所能达到的峰值功率水平^[13]。板条激光器采用侧向面泵浦结构,其温度梯度发生在板条厚度方向上,光传播方向近似与温度梯度方向平行,可有效避免热透镜效应和热畸变效应^[14]。然而沿其他方向的热畸变仍然存在,并且激光输出发散角较大,技术也比较复杂。碟片是将增益介质做成很薄的片状结构,其直径为10 mm左右,厚度仅有100~200 μm ,因此具有很大的径厚比。这使得碟片介质内仅存在一维的、沿着光束传播方向的热梯度,而在半径方向上热梯度可以忽略,极大地提高了冷却效率,降低了热透镜、热畸变等效应,因此碟片激光器具有高平均功率、高功率峰值、高光束质量等特点,是下一代高功率超快激光的理想增益介质之一。目前最成熟的碟片材料为Yb:YAG晶体,它可以做成大尺寸,在波长940 nm处以及969 nm处具有较强的吸收峰,适合大功率半导体激光器泵浦。此外,它还具有低量子亏损、无激发态吸收、高热传导性以及机械特性好等特点,使得Yb:YAG成为碟片的首选材料。

典型的碟片模块结构如图1所示,碟片前表面镀有对泵浦光和增益激光的增透膜,后表面镀有对泵浦光和高反膜,在激光器中碟片既充当增益介质,又作为反射镜来使用。碟片介质的后表面通过焊接的方式固定在铜热沉上,热沉内冷却水从中部进入,带走热量后从四周流出。焊接采用钢锡或者锡金焊料在真空环境下完成,焊接过程中需要严格控制焊料温度与时间,温度过高可能会损坏晶体下表面的高反膜。目前最新的固定碟片的方式是在碟片和铜热沉之间加入金刚石衬底,碟片与金刚石衬底之间采用光胶进行粘贴,金刚石衬底焊接在铜衬底上。这种方式既可以避免直接焊接导致的碟片介质的损坏,同时由于金刚石具有更加优异的导热特性而使得散热效率更高。

然而,碟片厚度很薄也使得其对单次通过的泵浦光的吸收效率大幅降低。为了解决这一问题,通常采用多通泵浦结构,增加泵浦光通过晶体的次数来提高碟片晶体的吸收效率。典型的多通泵浦结构(图2)由

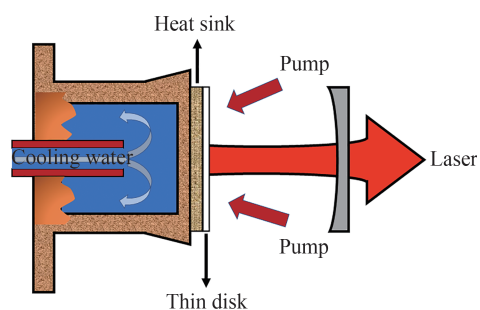
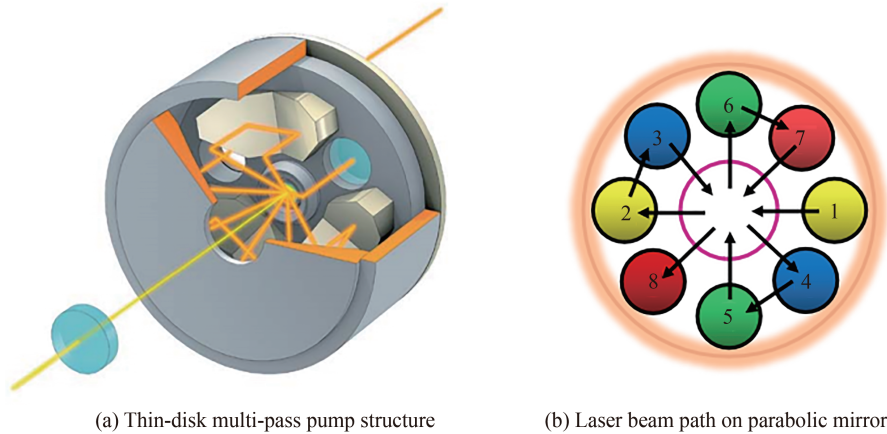


图1 碟片激光模块装置示意图

Fig.1 Schematic setup of a thin disk laser module

抛物面镜和一系列折返棱镜组成,碟片被放置在抛物面镜的焦点处。输入的泵浦光经过抛物面镜聚焦至碟片上,未被碟片吸收的泵浦光经过碟片后表面反射再次到达抛物面镜,继而由其准直并反射至位于碟片四周的折返棱镜上。折返棱镜将剩余泵浦光导向抛物面镜的另一个区域,并再次聚焦至碟片上,如此反复可以实现泵浦光多次通过碟片晶体,从而大幅度提升碟片对泵浦光的吸收率。图2(b)为泵浦光在抛物面镜上的光束路径^[15]。光束从位置1到位置8共经过4次碟片反射,在碟片介质中穿过8次,因此这种泵浦结构称为8通泵浦。如果在位置8加入反射镜使泵浦光按原路返回至位置1,则泵浦光一共在晶体中穿过16次。对于24通泵浦结构的Yb:YAG碟片来说,如果采用940 nm波长的光进行泵浦,碟片晶体的吸收效率可以达到96%以上,满足激光泵浦要求。

图2 多通泵浦结构示意图^[16]Fig.2 Schematic diagram of multi-pass pump structure^[16]

与上述结构不同,华中科技大学朱晓课题组^[17-20]提出了基于共轭双抛物面镜的多通泵浦方案,利用第二块抛物面镜以及矫正镜进行组合,代替上述结构中折返棱镜的作用。两个抛物面镜的中心位置分别是另一个抛物面镜的焦点,在两个抛物面镜的中心位置分别放置碟片晶体和矫正镜。如图3所示,泵浦光经抛物面镜Ⅱ反射后入射至碟片晶体,而后依次通过碟片晶体、抛物面镜Ⅱ、抛物面镜Ⅰ反射至矫正镜,矫正镜与碟片晶体在X方向有一个夹角,准直的光与之前泵浦光相比在抛物面镜上出现一个相对位移,泵浦光反射通过晶体一定次数后,由于抛物面镜尺寸的限制,逃逸的泵浦光被入射至直角棱镜,经反射后在另一个Y值的位置上开始重复上述泵浦过程,最终实现多通泵浦。整个碟片模块优势在于抗失调稳定性较好,即使抛物面镜装配过程中出现错位平移或者倾斜,该模块仍能保证在碟片中泵浦光斑的稳定性,也相应简化了调节碟片模块的复杂性。除此之外,多通泵浦次数也可以通过调节碟片或矫正镜的倾角控制,经测试晶体的吸收效率可以达到90%以上。而基于图2传统的碟片模块在调节过程中需要精细调节抛物面镜的位置才可以得到清晰的泵浦光斑。

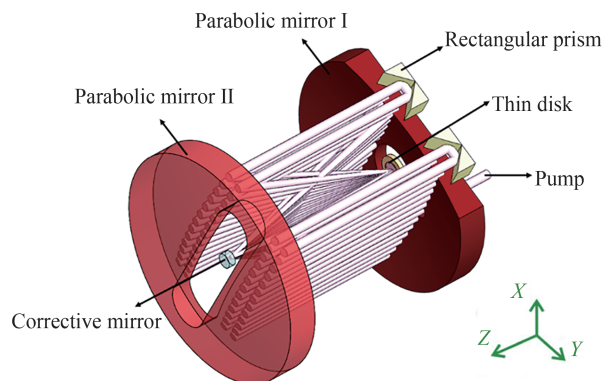


图3 基于共轭双抛物面镜的52通泵浦结构示意图

Fig.3 Schematic setup of 52-pass pump head consisting of dual parabolic mirrors with conjugated relationship

另一种增加泵浦吸收效率的方法是增加薄片晶体的掺杂率,以此来弥补因薄片厚度减小而导致的对泵浦光吸收率的降低。但过高的晶体掺杂率会导致浓度淬灭以及热传导性的降低。在选择碟片晶体时,晶体的厚度以及掺杂浓度是两个很重要的参考指标。

2 锁模超快碟片振荡器

碟片技术与被动锁模技术相结合可以直接从激光振荡器中产生高功率、高重复频率的超快激光脉冲。自从碟片技术发明以来,锁模碟片振荡器在脉冲平均功率、脉冲能量以及峰值功率等方面都取得了巨大的进步,输出脉冲的重复频率也进一步扩展。在波长方面,锁模碟片振荡器已经从 $1\ \mu\text{m}$ 波段扩展到 $2\ \mu\text{m}$ 波段,进一步拓宽了碟片激光器的应用范围。本节根据国内外碟片激光振荡器的研究,从三个方面对锁模碟片激光器进行介绍。

2.1 碟片振荡器锁模技术

碟片激光振荡器通过被动锁模可以直接产生高功率的超快激光脉冲,最常用的锁模方式为半导体可饱和吸收镜(Semiconductor Saturable Absorption Mirror, SESAM)锁模^[11, 21-23]和克尔透镜锁模(Kerr Lens Mode, KLM)^[9, 24-25], SESAM锁模不需要对腔进行精密调节,易于启动,但弛豫时间较长,输出脉宽较宽,抗损伤阈值低。KLM锁模方式输出激光脉宽短且损伤阈值高,但需要对谐振腔进行精密调节才能实现锁模且难以实现自启动。近年来以倍频晶体和双色输出镜为基础的非线性镜(nonlinear mirror)锁模^[10, 26]方法也成功应用到碟片振荡器中,综合了SESAM锁模谐振腔易于调节以及KLM锁模调制深度大等优势,也成为锁模碟片振荡器的发展趋势之一。

2.1.1 SESAM锁模碟片振荡器

2000年瑞士苏黎世联邦理工的KELLER U课题组利用SESAM在Yb:YAG碟片振荡器中输出了 $1\ \mu\text{m}$ 锁模脉冲,首次实现了碟片振荡器的被动锁模,获得了平均功率为 $16.2\ \text{W}$ 、重复频率为 $34.6\ \text{MHz}$ 、脉冲宽度为 $730\ \text{fs}$ 的激光脉冲,脉冲能量为 $0.47\ \mu\text{J}$ ^[21]。随后SESAM锁模碟片激光振荡器进入了发展的快车道,输出的激光功率和能量不断提升。2012年,KELLER U课题组将碟片振荡器置于真空中从而减小小空气带来的非线性效应的影响,采用SESAM锁模实现了 $275\ \text{W}$ 激光输出,重复频率为 $16.3\ \text{MHz}$,脉冲宽度为 $583\ \text{fs}$,脉冲能量达到 $16.9\ \mu\text{J}$ ^[22]。2014年,该研究组为了进一步增加锁模激光的脉冲能量,采用Herriott-type多通望远镜腔结构,将腔长增加至 $50\ \text{m}$,从而降低脉冲的重复频率,同时利用了碟片整个圆盘均可作为增益介质,增加激光往返周期内经过碟片的次数以提高增益能力,最终获得了 $242\ \text{W}$ 激光输出,重复频率为 $3.03\ \text{MHz}$,脉冲能量高达 $80\ \mu\text{J}$,如图4^[23],实现了目前世界上超快激光振荡器输出的最高脉冲能量,脉冲宽度达到了ps量级($1.07\ \text{ps}$)。2019年,该课题组对谐振腔设计采用4f系统成像的方式使激光在Yb:YAG碟片上多次通过并置于充满氮气的环境中,通过调节环境中气压来合理控制寄生非线性效应带来的自相位调制(Self-Phase Modulation, SPM),平均功率为 $350\ \text{W}$,重复频率为 $8.88\ \text{MHz}$,脉冲宽度为 $940\ \text{fs}$,脉冲能量为 $40\ \mu\text{J}$,是目前世界上超快激光振荡器输出的最高平均功率。 $350\ \text{W}$ 、 $40\ \mu\text{J}$ 超快振荡器的实现在满足高功率输出的同时实现了高脉冲能量^[11],未来可以继续通过4f系统成像设计将单程通过碟片次数提升至5次并同时增加输出镜的输出率,超快碟片振荡器的平均输出功率有望突破 $500\ \text{W}$ 。国内也开展了SESAM锁模碟片振荡器的研究,2016年,中科院物理研究所的魏志义课题组在SESAM锁模碟片振荡器中实现了平均功率为 $12.1\ \text{W}$ 的超快脉冲输出,重复频率为 $57.43\ \text{MHz}$,脉冲宽度为 $698\ \text{fs}$ ^[27],是国内首次实现采用SESAM锁模器件与碟片结合实现锁模激光输出。其它代表性结果如图5所示^[11, 21-23, 27-32]。

对于SESAM锁模碟片振荡器来说,由于碟片振荡器输出功率和能量较高,由空气寄生非线性效应带来的SPM就不能忽略,如果色散补偿不充分,不仅无法获得孤子脉冲,还会出现调Q或调Q锁模现象,这两种情况将导致锁模不稳定,调Q或调Q锁模现象会在瞬间产生峰值功率很高的脉冲导致SESAM器件的损坏。因此,高功率高能量的SESAM锁模碟片振荡器需要对工作环境进行优化,增加了整个系统的复杂度。此外,随着SESAM碟片锁模振荡器平均功率和脉冲能量的提高,SESAM器件的抗损伤阈值将成为限制功率和能量进一步提升的关键因素,如何制备出高损伤阈值、高调制深度、工艺简单可靠的SESAM是目前亟待解决的问题。

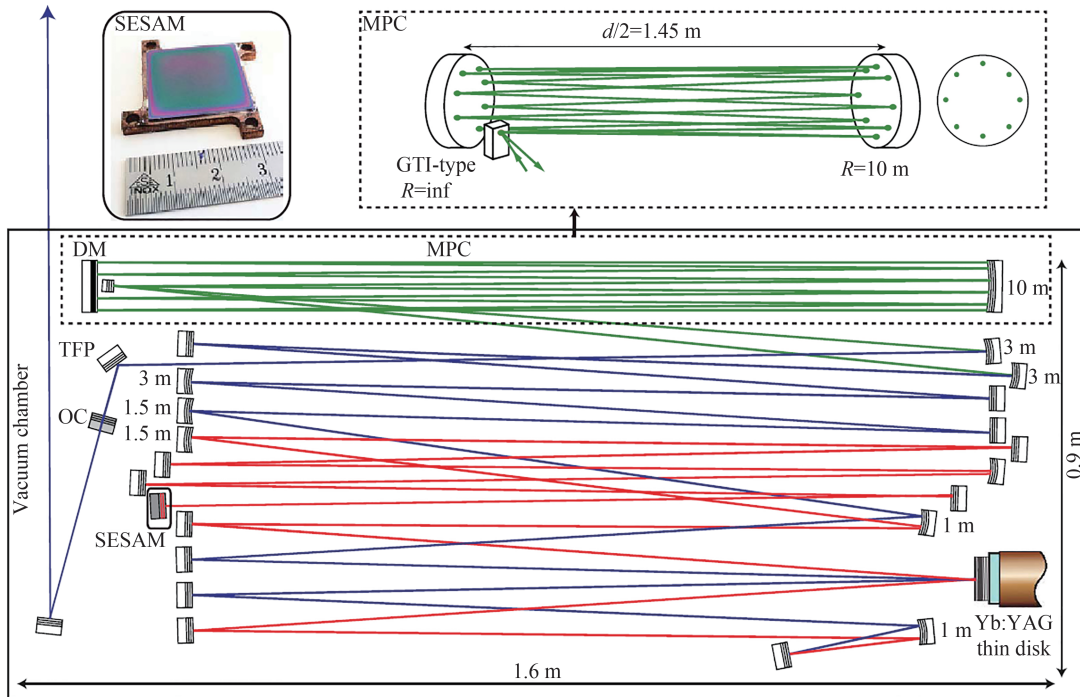


图4 242 W SESAM 锁模碟片振荡器实验装置图^[23]

Fig.4 242 W, SESAM mode-locked thin-disk oscillator experimental setup^[23]

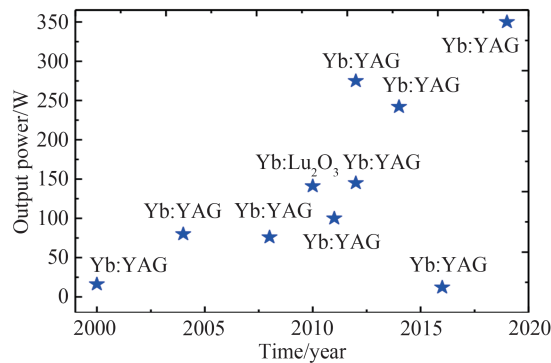


图5 高功率 SESAM 锁模激光现状

Fig.5 Overview of high power SESAM mode-locked oscillators

2.1.2 KLM 锁模碟片振荡器

相比于 SESAM 锁模方式, KLM 锁模在激光器中形成虚拟的饱和吸收体, 损伤阈值更高。其调制深度大, 因此获得的脉冲宽度更短。传统全固态 KLM 锁模激光器中, 增益介质同时具有克尔自聚焦效应, 从而实现克尔透镜锁模。而在碟片振荡器中, 由于碟片介质很薄, 非线性效应很弱, 通常需要额外的克尔介质提供克尔效应, 这样克尔介质和增益介质实现了有效分离。这种情况下通过调节克尔介质的材料、厚度以及位置等可以实现克尔透镜效应的独立调节, 不会受到增益介质的限制。第一台 KLM 锁模碟片振荡器在 2011 年由德国马普量子光学研究所的 PRONIN O 等研制成功, 获得了平均功率为 45 W、重复频率为 40 MHz、脉冲宽度为 270 fs 的实验结果, 脉冲能量为 1.1 μJ ^[24]。之后 KLM 锁模碟片振荡器发展极为迅速, 如图 6 所示^[9, 24, 33-37]。2014 年, PRONIN O 课题组进一步利用 KLM 锁模方法, 采用 8 次往返通过 Yb:YAG 碟片提高碟片增益并不断调整克尔介质一臂中平凹镜的曲率半径与啁啾镜的色散量大小, 优化了克尔介质在谐振腔稳区的瑞利长度并选择合适的色散补偿量, 实现了平均功率为 270 W、重复频率为 18.8 MHz、脉冲宽度为 330 fs、脉冲能量为 14.4 μJ 的激光脉冲输出^[9], 如图 7 所示。这是目前克尔透镜锁模碟片振荡器实现的最高输出功率。2019 年, POETZLBERGER M 等也采用 4f 望远镜系统设计碟片振荡器谐振腔, 单程三次经过碟片振荡器并在输出率为 50% 的情况下获得了平均功

率为 140 W、重复频率为 10.6 MHz、脉冲宽度为 290 fs、脉冲能量为 13.2 μ J 的实验结果^[25]。国内中科院物理所魏志义课题组在 2016 年也实现了平均功率为 15 W、重复频率为 86.7 MHz、脉冲宽度为 272 fs 的实验结果^[35]。相比于 SESAM 碟片锁模振荡器, KLM 锁模具有较深的调制深度, 不需要考虑空气带来的寄生非线性效应, 因此不需要放置在真空与惰性气体的环境中, 整个振荡器可以直接放置在空气中稳定运行。

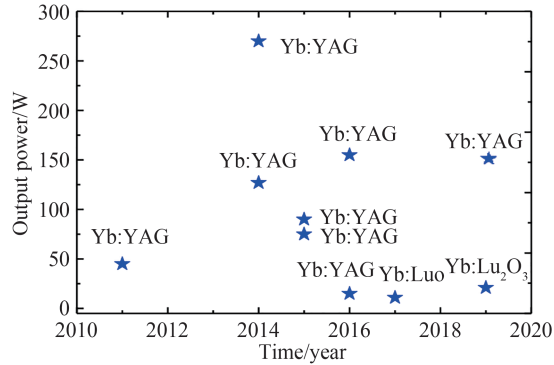


图 6 高功率 KLM 锁模激光器现状
Fig.6 Overview of high power KLM mode-locked oscillators

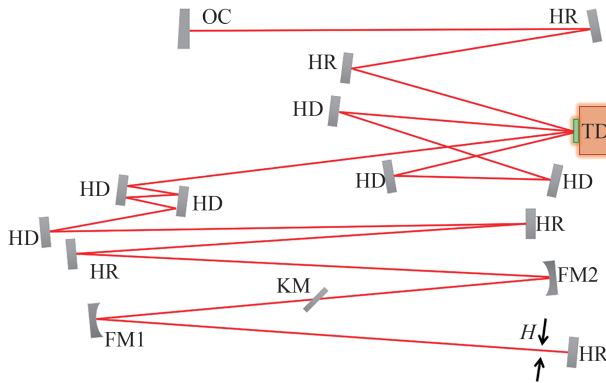


图 7 270W, KLM 锁模碟片振荡器实验装置图^[10]
Fig.7 270W, KLM mode-locked thin-disk oscillator experimental setup^[10]

2.1.3 非线性镜锁模碟片振荡器

除了 SESAM 和 KLM 两种锁模方式外, 近些年非线性镜锁模也在碟片振荡器上成功实现。1988 年, 马克斯普朗克生物物理化学研究所的 STANKOV K 和 JETHWA J 首次提出了非线性镜锁模的原理并在 Nd:YAG 棒状晶体上实现了脉宽为 100 ps 的锁模激光输出^[38]。非线性镜由一个满足相位匹配的非线性倍频晶体和一个对倍频光高反、对基频振荡光部分透射的双色输出镜构成, 如图 8 所示。该锁模方式具有价格低廉、锁模波长范围宽等特点; 同时它属于快饱和吸收过程, 响应时间快, 可以通过调节基频光的输出耦合率而大范围改变调制深度, 因此可实现短脉宽输出; 此外, 相比 SESAM 器件, 非线性镜的损伤阈值更高。

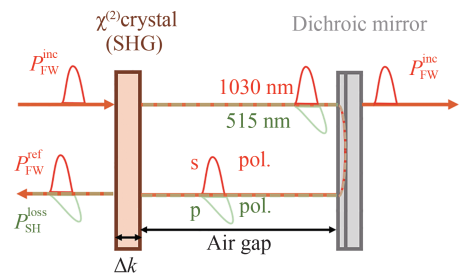


图 8 非线性镜锁模原理示意图^[11]
Fig.8 Scheme of nonlinear mirror mode locking^[11]

振荡器增益介质产生的基频光入射到非线性晶体后, 光强足够强的部分会产生倍频光, 光强较弱的部分没有发生倍频过程而被双色输出镜部分透射。产生的倍频光被双色输出镜高反后经过反射和空气带来的色散, 与部分反射的基频光之间形成特定的相位差, 随后在倍频晶体中实现基频光的光参量放大而转换成基频光。因为倍频效率与入射基频光的光强成正比, 整个非线性镜的等效反射率随入射的基频光增加而增加, 类似于一个快饱和吸收体。所用到的倍频晶体可分为两大类: 一类是基于相位匹配的非线性晶体, 如

BBO、BiBO、KTP等;另一类是基于准相位匹配的周期极化晶体,如PPLN、PPKTP、PPLST等晶体。现已在块状晶体上实现了 $0.747\ \mu\text{m}$ 、 $1.05\ \mu\text{m}$ 、 $1.06\ \mu\text{m}$ 、 $1.34\ \mu\text{m}$ 、 $2.44\sim 2.55\ \mu\text{m}$ 等波长的激光输出。非线性镜锁模在全固态振荡器中发展非常迅速,由于块状晶体无法承受高功率泵浦,腔内功率密度较低,因此需要长的倍频晶体增加倍频效率,进而引入了基频光和倍频光的群速度失配,导致激光脉宽被限制在大于 $5\ \text{ps}$ 量级。

与块状晶体振荡器相比,非线性镜锁模方式结合碟片振荡器的优势在于碟片可以输出更高的功率,谐振腔内的功率密度足够高,所用到的倍频晶体的长度更小,更有利于消除高功率下的热透镜效应。由于非线性晶体长度变小,基频光与倍频光群速度失配减小,时域走离效应降低,更有利于飞秒量级脉冲的形成。而且在碟片振荡器中通常采用大光斑泵浦,在保证碟片可承受的功率密度范围内,泵浦功率可以达到上百瓦,因此碟片振荡器输出镜的透过率比较大,而非线性镜锁模的调制深度与输出镜的透过率成正比,大透过率的输出镜更加有利于超短脉冲的形成。2017年,苏黎世联邦理工大学的SALTARELLI F等首次在碟片振荡器中利用非线性镜锁模技术实现了飞秒激光输出,功率为 $21\ \text{W}$,重复频率为 $17.7\ \text{MHz}$,脉宽为 $323\ \text{fs}$,脉冲能量为 $1.18\ \mu\text{J}$ 。实验过程中通过微调倍频晶体位置使之有一定的相位失配量,间接增大了基频光的输出耦合率,从而将功率提升至 $28\ \text{W}$,脉宽也变宽至 $570\ \text{fs}$ ^[10]。2019年,GRAUMANN I J等利用SESAM辅助非线性镜锁模方式进一步提升了输出功率,他们将振荡激光单程经过碟片的次数提升至三次以增大增益,同时增大了基频光的输出耦合率以提升输出功率。选用两种不同的倍频晶体BBO与LBO,分别获得 $66\ \text{W}$ 与 $87\ \text{W}$ 的输出功率,重复频率分别为 $9.3\ \text{MHz}$ 与 $8.9\ \text{MHz}$,对应脉冲宽度为 $426\ \text{fs}$ 和 $586\ \text{fs}$,脉冲能量最高可以达到 $9.7\ \mu\text{J}$ ^[26],输出功率与脉冲能量均为最高指标。非线性镜锁模结合了SESAM与KLM锁模的优势,未来通过进一步补偿群速度失配量,有望利用碟片的非线性镜锁模技术实现小于 $200\ \text{fs}$ 脉宽的百瓦级激光输出。

2.2 碟片增益介质

2.2.1 宽带碟片晶体

Yb:YAG晶体是目前最成熟的碟片材料,但其发射光谱带宽只有 $9\ \text{nm}$ (半高全宽FWHM),对应的傅里叶转换极限的脉冲宽度为 $120\ \text{fs}$,限制了碟片振荡器在超短脉冲领域的应用。为了获得更窄脉冲宽度的激光输出,多种具有宽带增益光谱的碟片材料被开发出来并实现了锁模激光输出,如图9所示^[37,39-43]。其中,以Yb:Lu₂O₃、Yb:LuScO₃为代表的掺镱倍半氧化物晶体具有增益光谱宽、热导率高、机械性能好等优点,非常适合作为碟片材料。2012年,SARACENO C J等利用Yb:LuScO₃碟片振荡器通过SESAM锁模的方式首次实现了 $100\ \text{fs}$ 以下的碟片锁模激光输出,脉冲宽度为 $96\ \text{fs}$ ^[39]。2017年,PARADIS C等在Yb:Lu₂O₃碟片振荡器中利用KLM锁模方式实现了 $35\ \text{fs}$ 的短脉冲输出^[42]。2019年,MODSCHING N等采用KLM锁模方式,利用激光多次通过Yb:Lu₂O₃碟片将输出功率提升至 $21\ \text{W}$,是目前脉宽在百飞秒以下碟片振荡器所实现的最高功率输出^[37]。然而倍半氧化物的熔点温度很高,一般在 $2400\ ^\circ\text{C}$ 以上,导致其生长较为困难。

Yb:CALGO晶体是另一种有前途的碟片材料,其发射谱宽可以达到 $78\ \text{nm}$,热导率与Yb:YAG晶体相接近。目前利用该晶体在KLM锁模碟片振荡器中实现了 $30\ \text{fs}$ 的激光脉冲宽度,是目前碟片激光器输出的最短脉冲宽度^[41]。目前新型碟片材料仍然不够成熟,脉冲宽度缩短的同时,利用新型碟片材料所实现的锁模输出功率与Yb:YAG碟片激光器相比差距较大。未来随着晶体生长工艺的进步,新型材料的碟片激光器有望在实现短脉冲宽度的同时,达到Yb:YAG碟片激光器的功率水平。

2.2.2 $2\ \mu\text{m}$ 波段高功率超快碟片振荡器

高功率超快碟片振荡器在 $1\ \mu\text{m}$ 波段取得了巨大进步,而在其它波段范围还处于刚刚起步的阶段。高功率 $2\ \mu\text{m}$ 超快激光具有广泛应用,不仅可以直接应用在激光雷达^[44-45]、光通讯^[46-47]、材料加工^[48-49]等方面,还是

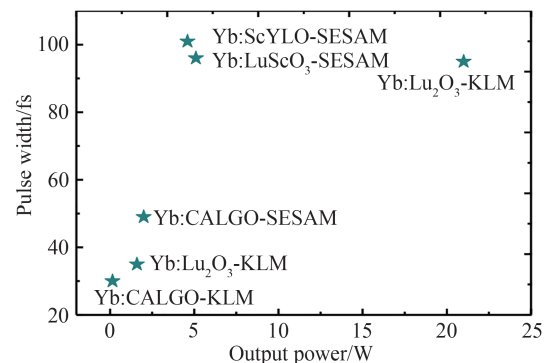


图9 不同宽带碟片晶体输出功率与对应脉冲宽度
Fig.9 Different broadband thin-disk crystal output power and corresponding pulse width

非线性频率转换获得超快中红外激光脉冲、太赫兹以及高次谐波的理想驱动源^[50]。它能大幅度减小多光子吸收从而提高非线性晶体的损伤阈值,同时大量在 $1\ \mu\text{m}$ 波段透过率很低的非线性晶体可以被使用,大大扩展了可选择的非线性晶体范围。碟片振荡器是获得高功率高重复频率 $2\ \mu\text{m}$ 超快激光脉冲的有效途径。国际上近些年对 $2\ \mu\text{m}$ 碟片振荡器的研究大多集中在连续光输出领域,锁模部分报道较少(如图10)^[51-56]。Ho:YAG、Ho:KYW、Tm:YAG、Tm:KYW、Cr:ZnSe以及Tm:LLF等材料都已经在碟片激光器中实现 $2\ \mu\text{m}$ 连续光输出。2017年,张金伟等采用KLM锁模方式在Ho:YAG碟片振荡器中实现了 $2\ \mu\text{m}$ 飞秒激光输出,平均功率为 $28\ \text{W}$,重复频率为 $77\ \text{MHz}$,脉冲能量为 $270\ \text{fs}$,脉冲能量为 $363\ \text{nJ}$ 。这是 $2\ \mu\text{m}$ 波段碟片振荡器首次实现被动锁模也是目前最高输出功率^[44]。2020年,TOMILOR S等使用SESAM的锁模的方式在Ho:YAG碟片振荡器中实现了 $3.66\ \text{W}$ 、重复频率为 $24\ \text{MHz}$ 、脉冲能量为 $371\ \text{fs}$ 、脉冲能量为 $150\ \text{nJ}$ ^[56]。 $2\ \mu\text{m}$ 锁模碟片振荡器正处于起步阶段,通过不断尝试热效应低、损耗小的色散补偿镜以及适应 $2\ \mu\text{m}$ 波段的SESAM锁模器件,有望实现百瓦级激光输出。

2.3 高重复频率高功率锁模碟片振荡器

脉冲的重复频率是超快碟片振荡器的重要技术指标,降低重复频率可以提高激光的脉冲能量。而提高碟片振荡器的重复频率能够在频域中提高每个频率模式的功率,这对于光学频率梳领域有着重要意义,有利于提高光频梳光谱探测的信噪比。此外,具有高重复频率、高功率输出的超快碟片振荡器可以作为共振增强腔的种子源,在紫外以及极紫外产生领域有着重要应用。然而通过缩短腔长来提高脉冲的重复频率会导致谐振腔内光束尺寸变小,另一方面碟片振荡器需要大的光束尺寸来提高增益体积获得高功率输出,这一矛盾可以通过设计不对称谐振腔结构来解决。通过采用不同曲率半径的凹面镜来构成克尔介质所需要的聚焦腔结构,保证碟片晶体上具有大的光束尺寸,从而使碟片振荡器输出的脉冲同时具有高的平均功率和高的重复频率。2015年,张金伟等在采用不对称腔结构和KLM锁模方式在Yb:YAG碟片上实现了 $75\ \text{W}$ 、 $260\ \text{MHz}$ 、 $215\ \text{fs}$ 的锁模激光输出,是目前在碟片振荡器中实现的最高重复频率^[33]。未来可以将谐振腔聚焦结构的凹面镜更换为透镜,进一步缩短谐振腔的腔长,从而有望将碟片振荡器的重复频率提高到GHz量级。

3 超快碟片放大器

超快碟片振荡器大幅度提高了MHz量级激光脉冲种子源的功率和能量水平。与此同时,超快碟片放大器在kHz量级高能量脉冲产生方面也取得了巨大的成功。与光纤、板条放大器相比,碟片增益介质具有的大泵浦光斑和弱非线性效应的特性在超快放大器中同样得到了充分的体现,本节将结合超快碟片放大器的主要技术以及目前实现的相关指标进行阐述,最后对目前碟片放大器一些常见问题进行概述。

3.1 碟片放大技术

碟片放大技术主要分为再生放大和多通放大两种,不同于光纤和板条放大器,碟片放大器中种子激光单次通过碟片晶体获得的增益很小,因此种子激光需多次通过碟片才能有效地提取出碟片增益介质中储存的能量。对于碟片再生放大器来说,可以通过构成激光谐振腔来实现这一要求。图11(a)为一个基本的驻波腔碟片再生放大器的示意图^[16],碟片再生放大系统由种子源、隔离器、薄膜偏振片、波片以及包含碟片模块和普克尔盒的激光谐振腔构成。利用电光效应来控制种子光的偏振态,可以实现将种子光导入谐振腔中并在腔内多次往返放大后再从谐振腔中导出,种子光在谐振腔内通过碟片晶体进行放大的次数几乎是任意的。而对于碟片多通放大器来说,需要利用空间光路多次反射来使种子光多次通过碟片晶体。图11(b)为一种典型的碟片多通放大结构。利用四分之一波片,可以使放大光原路返回后的偏振态与原种子光垂直,通过薄膜偏振片从返回光路上分离出放大光,从而使得放大次数翻倍,提高放大器的效率。

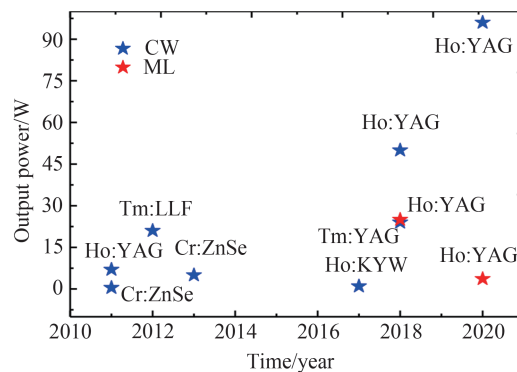
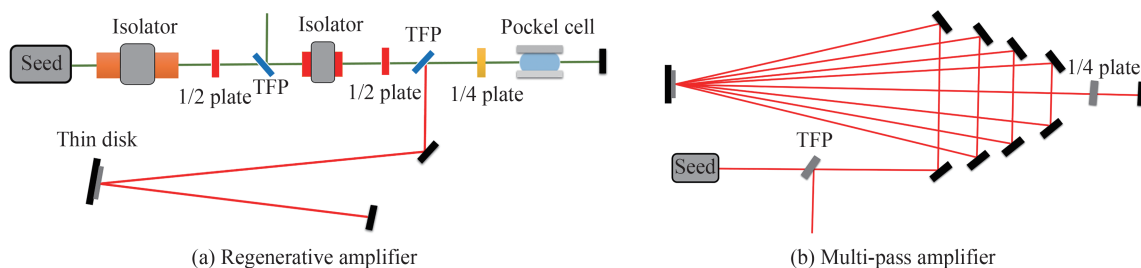
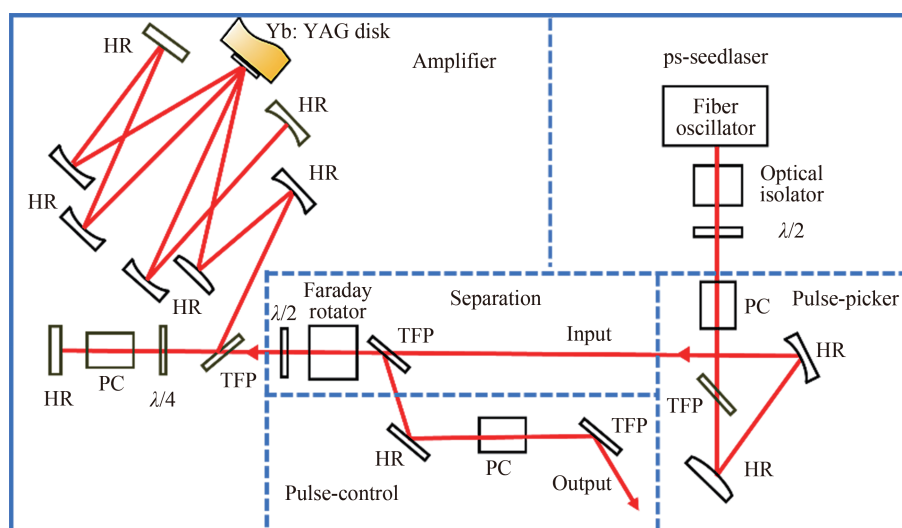


图10 $2\ \mu\text{m}$ 碟片激光器发展现状
Fig.10 Overview of $2\ \mu\text{m}$ thin-disk laser

图11 两种碟片放大器的结构示意图^[16]Fig.11 Schematic of two different types of thin disk amplifiers^[16]

3.1.1 碟片再生放大技术

最早有关碟片再生放大器的研究可以追溯到1997年,HÖNNINGER C等采用SESAM锁模碟片激光器作为种子源,用磷酸二氢钾(KDP)作为电光晶体搭建了一套线性驻波腔的Yb:YAG碟片再生放大器,其中碟片晶体作为放大器谐振腔的端镜,最终实现了重复频率为1 kHz、脉冲宽度为2.3 ps、单脉冲能量为120 μJ 的激光输出,在重频为750 Hz时,输出的单脉冲能量为180 μJ ^[57]。2007年,随着碟片多通泵浦技术和电光技术的发展,碟片再生放大器的发展迎来了新的阶段。德国斯图加特大学的STOLZENBURG C等在Yb:YAG碟片再生放大器中将碟片晶体作为反射镜,采用一个往返周期内两次通过碟片晶体的结构设计,提高了谐振腔单次往返的增益,同时腔内采用性能优异的 β -硼酸钡(BBO)普克尔盒作为电光器件。通过这些创新设计最终实现了平均功率为62 W、单脉冲能量为2 mJ的放大激光输出,光光效率约为30%,如图12所示^[58]。2008年,通快公司在碟片再生放大技术的基础上,研制了世界上第一台工业级50 W的ps近红外激光器(TruMicro 5050)。经过不断的发展,这一系列激光器成为工业皮秒激光器的先进代表^[59]。

图12 皮秒再生放大器实验装置^[58]Fig. 12 Experimental setup of the ps regenerative amplifier^[58]

碟片再生放大器可以直接将数ps的激光脉冲放大到mJ量级,但获得更大的能量和更高的平均功率,需与啁啾脉冲放大技术相结合,这使得超快碟片放大器的平均功率和单脉冲能量进入了前所未有的领域。单脉冲能量和平均功率等指标不断取得突破。在单脉冲能量上,2009年,METZGER T等搭建的再生放大系统实现了重复频率为3 kHz、单脉冲能量为25 mJ、脉冲宽度为1.5 ps的超快激光输出,峰值功率达到了15 GW^[60]。2013年,TEISSET C Y等采用类似的系统,通过量子效率更高的969 nm波长进行泵浦,在重复频率为10 kHz时将单脉冲能量扩展到了30 mJ,平均功率达到了300 W^[61]。考虑到Yb:YAG晶体的上能级寿命约为1 ms,当重频在1 kHz左右时,放大的自发辐射效应和上能级粒子数衰减产热不仅会影响到系统的光束质量,还会显著降低系统的效率,采用脉冲泵浦的方式可以有效地解决这一问题。2014年,CHYLA M

等采用脉冲泵浦的方式,在重复频率为 1 kHz 时得到了 45 mJ 的脉冲能量输出^[62]。2015 年, KLINGEBIEL S 等同样采用脉冲泵浦的方式,获得了重复频率为 1 kHz、脉冲能量为 220 mJ、脉冲宽度为 1.9 ps 的输出,这也是目前报道的重频为 kHz 级别时,碟片再生放大器实现的最大能量^[63]。为了获得更高的脉冲能量,再生放大器中在保证碟片表面具有大的基模光斑尺寸的同时,其它光学元器件同样要有大的模式尺寸,从而使峰值功率密度低于光学元件的损坏阈值。2016 年, JUNG R 等采用更长的谐振腔以及凸面镜和凹面镜组合的方式增大腔内模式尺寸,在重复频率为 100 Hz 时获得了脉冲压缩前 300 mJ 的能量输出,输出脉冲经过压缩后的能量为 240 mJ,脉冲宽度为 1.8 ps^[64],这也是目前报道的碟片再生放大器实现的最高能量。

在平均功率上,2017 年, NUBBEMEYER T 等采用两个碟片模块串接的方式,实现了平均功率超过 1 kW 的放大输出,如图 13 所示,其重复频率为 5 kHz,单脉冲能量为 200 mJ,脉冲宽度为 1.08 ps。该系统在重复频率为 10 kHz 时,获得的平均功率为 1 421 W^[65],该结果具有里程碑的意义,标志着超快碟片激光器同时实现了千瓦平均功率,百毫焦能量输出。该放大系统采用环形腔设计,在模式尺寸一定的情况下腔长更短,且不需要大的法拉第旋转器来分离输入的种子光和输出的放大光^[66]。2019 年,通快科学公司的 KRÖTZ P 等将碟片再生放大器输出的平均功率进一步扩展到了 1.9 kW(压缩前),其脉冲重复频率为 20 kHz,压缩后脉宽估计为 600 fs^[67],这是目前报道的碟片再生放大器实现的最高平均功率。

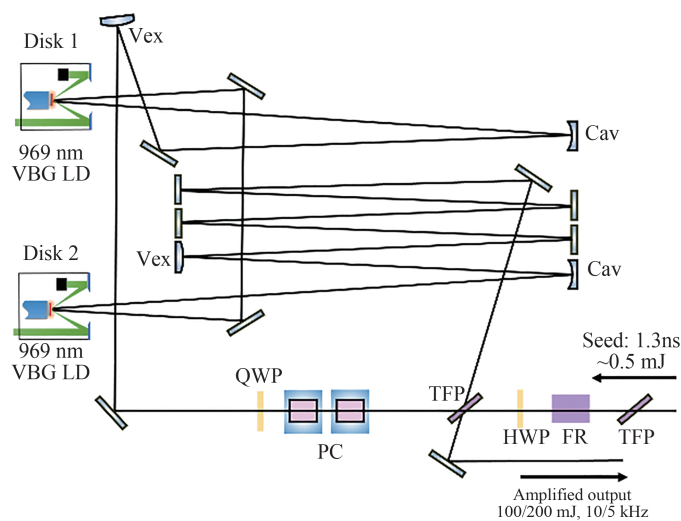


图 13 环形腔再生放大器的结构^[65]

Fig. 13 Setup of the ring-cavity regenerative amplifier^[65]

目前超快碟片再生放大器的能量标定放大主要受限于腔内电光晶体 BBO 的通光口径(商用化的口径最大为 12 mm)。由于 BBO 晶体具有较高的光学质量、高透过率、高消光比、低压电振铃效应等优点,目前暂未有其它同时满足这些特点的大口径电光晶体可替代,使得目前仅基于再生放大技术的超快碟片放大器的能量出现了瓶颈,最大不超过 300 mJ。而超快碟片再生放大器的功率标定放大则可以通过提高重复频率来实现,需要碟片晶体和电光晶体在高平均功率下具有较小的热畸变,从而可以在大的泵浦光斑下实现大基模体积匹配的谐振腔,另外也可以采用多碟串接方式来降低单个碟片产生的热畸变。根据目前报道的基于 BBO 普克尔盒的腔倒空碟片激光器可获得重频为 20 kHz,平均功率为 4 kW 的输出^[68],表明基于目前的器件能力,有希望实现运转在重复频率为 20 kHz,单脉冲能量为 200 mJ 的 4 kW 量级的碟片再生放大器。

3.1.2 碟片多通放大技术

当碟片再生放大器的脉冲能量达到一定水平后,腔内电光开关的损伤和电光晶体引入的非线性效应会限制脉冲能量的进一步提高。此时脉冲能量和平均功率的扩展需要采用碟片多通放大技术。碟片多通放大器中光需要多次经过碟片晶体,一方面要保证种子光每次入射到碟片晶体时都有合适的光斑尺寸,保证种子光和泵浦光有较好的模式匹配;另一方面要考虑种子光在空间传输中的发散与聚焦,避免光学器件损伤或者光斑在传输过程被光学元件边缘切除。碟片多通放大技术在结构上可以分为三种,分别为基于 4f 成像系统、基于周期重复的谐振腔结构,以及直接利用准直光线的传输结构。

4f成像系统结构简单,既可以保证每次入射到激光晶体上的光斑具有相同的尺寸,又可以使用较少的光学元件实现多通的放大光路,是最初多通放大器的常用方案^[69-71]。基于碟片多通泵浦结构,斯图加特大学的MÜLLER D等在2003年搭建了一套类碟片多通放大器^[72],弱信号光通过碟片48次后最高可以获得17.4倍的增益,验证了碟片多通放大器可以实现高的放大增益。然而基于4f成像方案的多通放大器在实现高数值大能量的脉冲输出方面存在一些固有瓶颈:一方面,4f成像系统在频谱面上会存在焦点,需要使用真空玻璃管将焦点置于真空中,防止空气电离^[73];另一方面,4f成像系统虽然可以保证光束在碟片晶体表面上具有相同的光斑尺寸,同时碟片自身初始光焦度引起的成像过程中的光束发散也可以通过一定方式进行补偿,但是泵浦强度增加引起碟片晶体的热焦距变化会使得放大过程中焦点位置发生平移,导致光学元件的损伤。受限于这些固有瓶颈,大部分基于4f成像系统的碟片多通放大器都工作在较低的平均功率水平^[74-75]。

基于周期重复谐振腔结构的多通放大器其设计类似于再生放大器,可以较好地抵抗碟片光焦的变化带来的影响。这种结构可以将碟片到碟片的长距离传播臂看作是一个光学的傅里叶变换,所有更高阶的空间相位畸变经过傅里叶变换后都变成了光晕,通过碟片晶体的软光阑效应使光晕部分损耗掉,从而保证输出激光具有好的光束质量。SCHUHMAN K等基于这种结构的碟片多通放大器,经过碟片晶体8次反射可以实现5.1倍的小信号增益^[76],并进一步提出了基于傅里叶变换过程的多通放大器,可以对晶体的热焦距变化进行自补偿^[77]。基于这一原理,ZEYEN M等在20通的碟片放大器中获得了30倍的小信号增益,如图14所示,同时具有很好的光束质量($M^2=1.16$)^[78]。

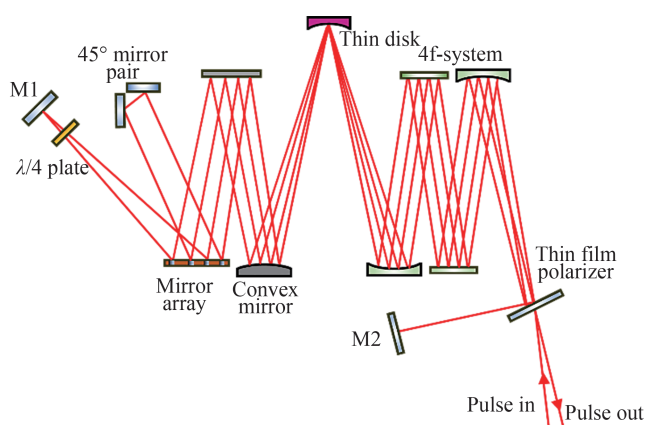
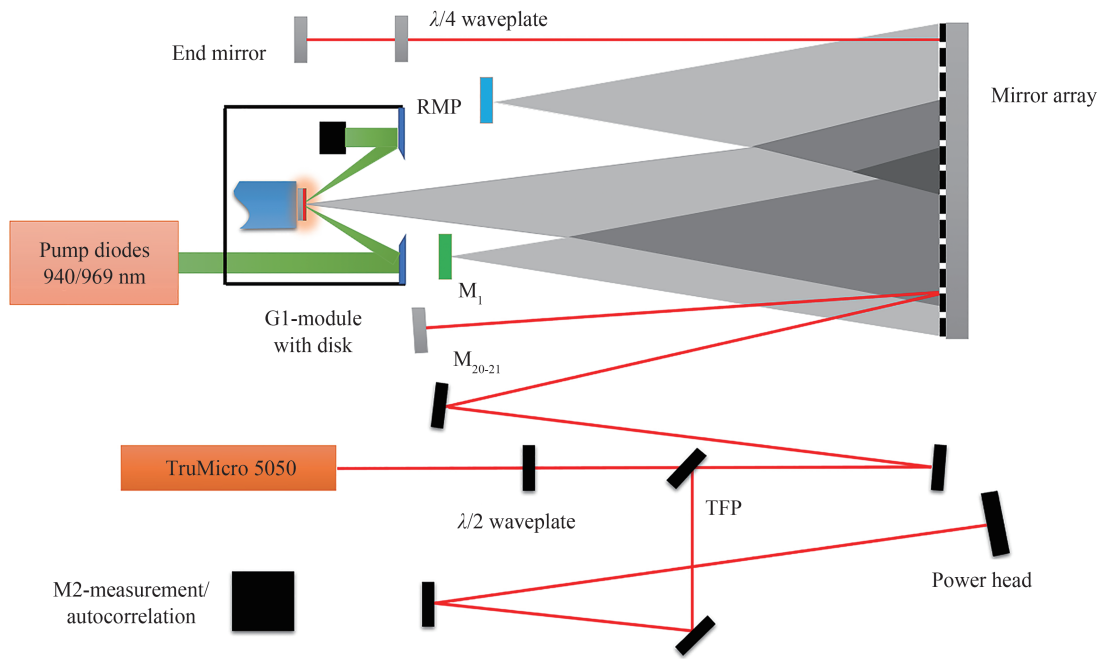


图14 放大器装置图^[78]

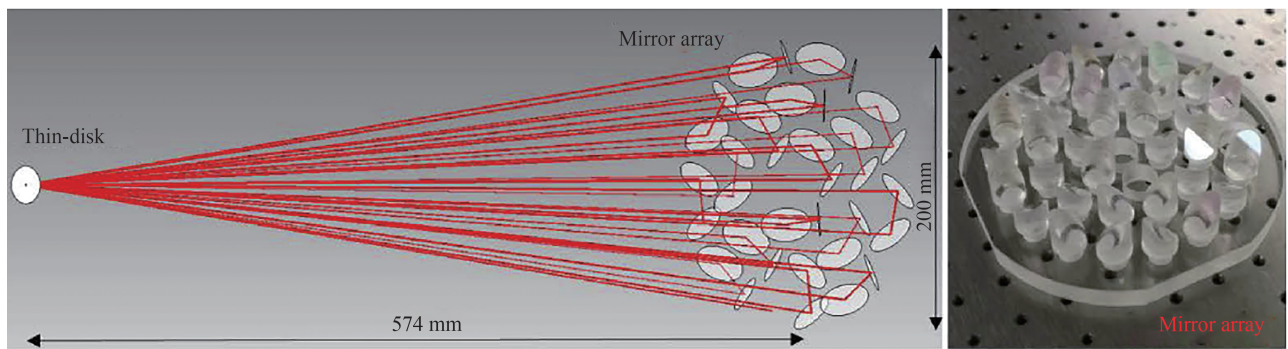
Fig. 14 Layout of the multi-pass amplifier^[78]

利用准直光束传输原理的碟片多通放大器是目前高功率超快碟片多通放大器最常用的方案。2013年,斯图加特大学NEGEL J P等利用平均功率为80 W的激光器作为种子源,构建40次反射的碟片多通放大器,最终获得了重复频率为800 kHz、平均功率为1 105 W、光束质量 $M^2=1.25$ 、脉冲宽度为7.3 ps的放大激光输出,光光效率为44%^[79],该放大器结构如图15所示,不同于基于成像系统的多通放大器,整个系统除了碟片晶体外均为平面反射镜,碟片晶体上激光束每次通过碟片时的光斑尺寸不是定值。这种结构的优势是在较短的空间距离实现碟片晶体上大的基模模式匹配,但是系统对于碟片晶体的热焦距变化较为敏感,其中碟片还需要起到具有弱聚焦作用,以防止光束在自由空间传输中逐渐散开。2016年,他们进一步扩展将碟片反射的次数增加到了60次,并采用969 nm的泵浦源,最终将115 W的种子光放大到了2 kW,光光效率为50.9%,激光的重复频率为300 kHz,对应的单脉冲能量达到了6.7 mJ^[80],这也是目前报道的超快碟片放大器获得的最高平均功率。

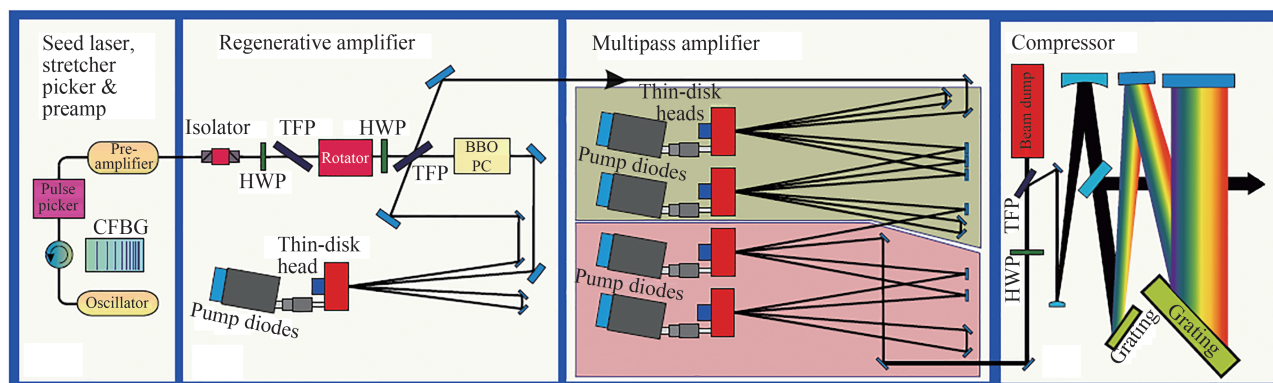
2020年,通快公司的DIETZ T等利用多通池(Multi-Pass Cell, MPC)结构,将基于准直光束传播的碟片多通放大器进一步简化,如图16所示。该放大器结构上更加紧凑简单,种子光从碟片到碟片的传输过程仅通过两片反射镜完成。整个系统由安装在基板上的按照一定顺序对齐的34面反射镜组成,可以实现碟片对种子光的18次反射;进一步使用偏振片和波片使种子光原路返回,最多可实现种子光的36次反射。该系

图 15 基于准直光束传播的多通放大器装置图^[80]Fig. 15 Setup of the multi-pass amplifier based on collimated beam propagation^[80]

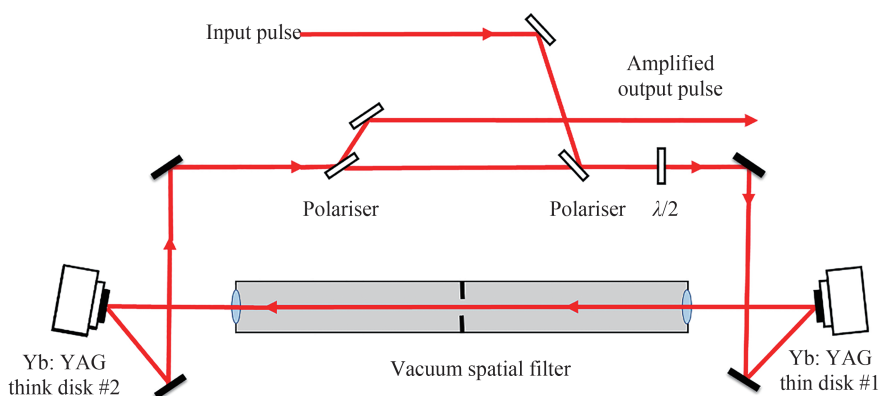
统输入种子源功率为 20 W, 经过两级 MPC 多通放大器, 最终实现了平均功率为 1.9 kW、光束质量 $M^2=2.3$ 的激光输出, 其单脉冲能量为 4.8 mJ, 脉冲宽度为 1.3 ps。该放大系统通过进一步优化泵浦光斑和激光光斑在碟片上的重叠特性可以抑制高阶高斯光束, 获得了 $M^2=1.5$ 、平均功率为 1.6 kW、脉冲能量为 4 mJ 的激光输出。此外, 通过降低种子光的重复频率, 该系统还可以在突发模式下实现 46.7 mJ 的脉冲能量和 11.7 mJ 的单脉冲能量, 平均功率为 1.2 kW^[81], 可以预见这种极其简化紧凑的多通放大结构对于实现低成本、稳定可靠的碟片多通放大器是革命性的。

图 16 多通池结构示意图^[81]Fig. 16 Scheme of the multi-pass cell^[81]

高能量的超快碟片放大系统通常需要同时利用再生放大和多通放大技术。前级利用碟片再生放大器将 μJ 量级的种子光放大到百 mJ 量级, 后置放大级采用多通放大技术将百 mJ 量级的脉冲光扩展到 J 量级。其重复频率一般为百 Hz 或者 kHz, 因此需要采用高峰值功率的脉冲泵浦源以实现较短的时间内高泵浦能量的注入, 此时泵浦源的峰值功率也成为目前限制脉冲能量进一步扩展的因素。图 17 为 HERKOMMER C 等在 2020 年报道的碟片放大器系统, 结合啁啾脉冲放大技术, 放大器前级采用环形腔的碟片再生放大器, 后级的多通放大器包含 4 个碟片模块, 每个模块使用重频为 1 kHz、峰值功率为 10 kW、波长为 940 nm 的泵浦源进行泵浦。最终获得了脉冲能量为 720 mJ、脉冲宽度为 920 fs 的激光输出^[82], 这是目前报道的 kHz 重频超快碟片放大器实现的最大单脉冲能量。

图 17 720 mJ 放大系统系统结构图^[82]Fig. 17 Schematic of the 720 mJ laser amplifier system^[82]

马克斯波恩研究所的 JUNG R 等报道了独特的大口径环形碟片多通放大器,如图 18 所示,由两个碟片模块和偏振片以及半波片组成,两个碟片模块分别使用 6 kW 峰值功率的泵浦源泵浦。前级再生放大器输出的种子光为 300 mJ,经环形碟片多通放大器放大后可以实现 1 J 的脉冲能量输出(压缩前),这也是目前报道的超快薄片放大器输出的最高脉冲能量^[83]。

图 18 1 J 大口径环形放大器装置图^[83]Fig. 18 Setup of the 1 J large aperture ring amplifier^[83]

从相关结果来看,超快碟片多通放大器在获得高平均功率方面,放大器的结构经过多年的发展逐渐成熟,最近采用平均功率约为 5 kW 的连续种子光,基于图 16 中的结构,碟片多通放大器已经实现了万瓦级的基模输出^[84],意味着通过进一步提高多通放大器前级超快激光的种子的平均功率,例如采用偏振合束的结构或者采用多级放大的结构,可获得万瓦级的超快激光输出。超快碟片多通放大器在能量放大上目前主要受限于碟片可提取的增益,这一方面和可得到的泵浦能量有关,另外一方面基于能量放大的碟片多通放大器实现的通过碟片反射的次数较低,使得放大器的效率也较低,需要通过进一步优化碟片设计(平衡碟片的厚度、碟片的温度以及系统的放大倍数等参数)或采用更多次数的放大结构来解决。基于超快碟片放大技术实现焦耳级能量,万瓦平均功率输出是未来发展的主要方向。

3.2 脉冲压缩技术

超快碟片放大器通常与啁啾脉冲放大技术相结合,放大后的脉冲需要利用脉冲压缩器来获得接近傅里叶极限的脉冲宽度。常用的压缩器有基于空间光栅的 Treacy 型压缩器和 Martinez 型压缩器,以及啁啾体布拉格光栅(Chirped Volume Bragg Grating, CVBG)压缩器。啁啾体布拉格光栅在具有光致折射率变化特性的玻璃中刻写光栅结构,因此折射率在传输方向上会呈现周期性的变化。它的优点是尺寸小,易于调节,具有较好的机械稳定性,且和偏振方向无关。

受限于 Yb:YAG 材料的发射谱宽,高功率碟片放大器输出脉冲的脉宽通常在 1 ps 左右。采用发射光谱更

宽的碟片材料进行放大可以获得更短的脉冲宽度^[85],然而相比于Yb:YAG碟片,其他材料的碟片质量还有待提高。目前kW级功率、百mJ级能量的碟片放大器通常采用非线性展宽压缩技术来获得更短的脉宽。碟片放大器输出的激光脉冲通过充满稀有气体的空心光纤或多通池结构后^[86],光谱在自相位调制作用下获得展宽,经过啁啾镜补偿色散后可以获得<100 fs的脉冲宽度^[87]。2016年,上海光机所冷雨欣课题组使用充气空心光纤对碟片再生放大器输出的脉冲进行了非线性展宽压缩研究,实验获得了31.5 fs的脉冲输出^[88]。2018年,CHEN B H等利用两种不同的方法对碟片放大器输出的1 ps脉冲光进行光谱展宽和脉冲压缩,实验采用充满氙气的单根可弯曲空心光纤,获得了66 fs的傅里叶极限脉冲激光。此外利用基于BBO预压缩和空心光纤混合级联展宽的压缩方法,可以得到30 fs的脉冲输出,系统总效率约为29%^[89]。综上所述,基于超快碟片放大技术,利用非线性压缩技术,获得kW级平均功率,数TW甚至数十TW级峰值功率的超快激光器将成为可能。

3.3 光脉冲放大中的自相位调制效应

采用啁啾脉冲放大技术后,碟片放大器中由自相位调制引入的非线性相移可以得到有效的降低。但采用数ps甚至fs的种子进行直接放大的超快碟片放大器一般具有更低的成本和更高的效率,对于工业领域具有重要意义^[90]。这种情况下由于入射种子光的脉宽短、峰值功率高,在系统设计上一方面要保证腔内的光学元件不被损伤,另一方面要控制系统累积的非线性相移(B积分),避免系统发生自聚焦或者脉冲分裂现象。碟片多通放大器累积的非线性相移来自于碟片晶体和空气,当放大光的能量达到数mJ时,非线性相移引起的谱线展宽效应会强于放大器的增益窄化效应,因此可以利用空气的非线性效应来实现放大脉冲的光谱展宽,经脉冲压缩后可以获得200 fs以下的脉冲宽度^[91]。

不同于多通放大器,碟片再生放大器中的非线性效应主要来自于电光晶体,当注入的ps种子光放大到mJ量级能量时,输出激光的脉宽和波长特性会发生显著变化。同样地,利用电光晶体较强的非线性效应可以实现Yb:YAG再生放大器放大脉冲的光谱展宽,实现更窄的脉冲输出。UEFFING M等报道的2 mJ碟片再生放大系统如图19所示,由于没有采用CPA系统,系统B积分达到了7.2 rad。在较强的自相位调制效应

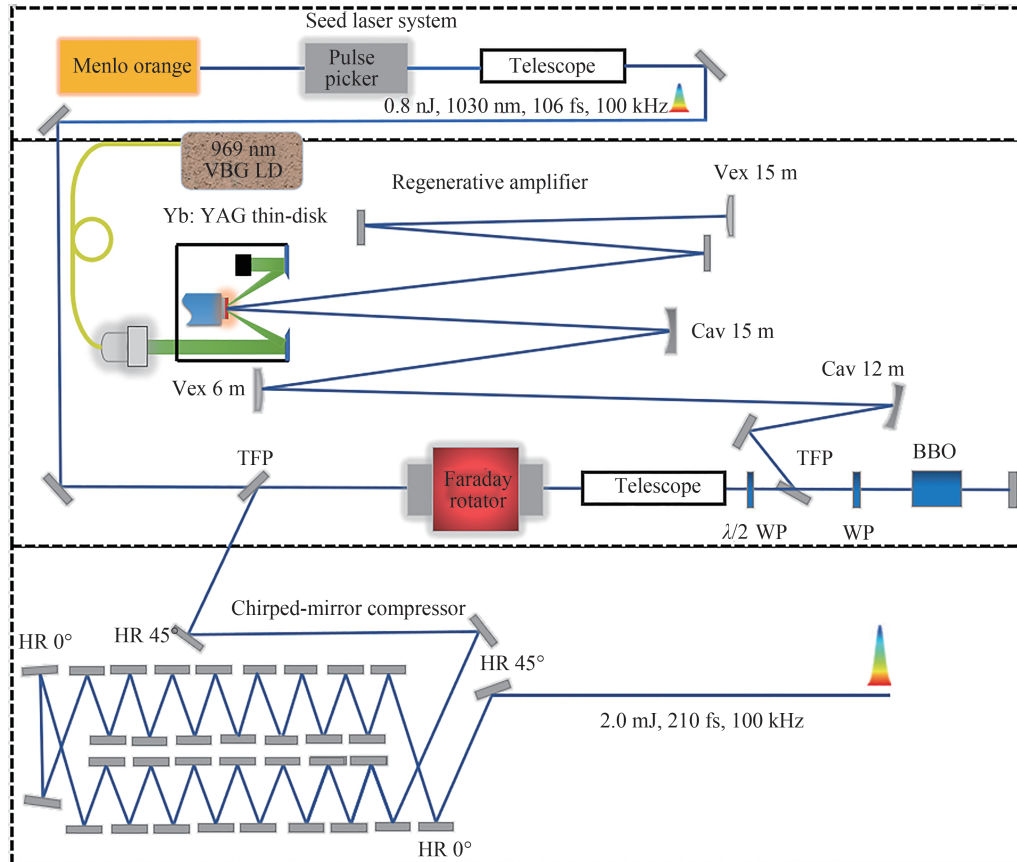


图19 无CPA直接放大的碟片放大器结构^[92]

Fig.19 Schematic of the thin-disk amplifier without CPA technique^[92]

作用下,输出激光的光谱展宽到了 10 nm,最终获得了 210 fs 的脉冲输出^[92]。

3.4 放大的自发辐射

碟片放大器输出的平均功率和脉冲能量可以通过扩大碟片表面泵浦光斑尺寸来实现扩展,然而大的泵浦光斑会引起碟片放大自发辐射(Amplified Spontaneous Emission, ASE)效应的显著增强。在高功率碟片激光器领域,ASE效应是限制其功率进一步提升的主要原因之一^[93],目前针对碟片晶体中的ASE效应的理论建模和实验估计已有大量报道^[94-95]。针对碟片放大器中的ASE效应,KRUSE J等进行了包含时间演化过程的数值仿真^[96]。周煌等建立起了考虑ASE效应的碟片再生放大器的实用模型,并分析了ASE效应引入的上能级衰减损耗对放大器效率的影响^[97]。在多通放大器中,SCHULZ M对如何降低ASE效应进行了研究,通过减小泵浦光斑尺寸以及使用倒斜边的碟片晶体等方法,ASE效应可以得到有效的抑制^[98]。未来超快碟片放大器要实现更大的能量输出首先需要解决的问题是如何进一步降低大泵浦光斑尺寸下的ASE效应,倒斜边、增加吸收包边等方式可以避免到达碟片边缘的ASE光子继续返回到泵浦区,ASE效应进一步降低可减少ASE光子在泵浦区内的增益路径,例如采用合适的镀膜设计使得ASE光子不能在碟片上下表面内多次反射,或者增加端冒。

4 总结及展望

碟片技术在实现高重复频率、大脉冲能量及高平均功率的超快激光方面展现了强大的能力。目前基于Yb:YAG材料的超快碟片振荡器输出的最高脉冲能量可以达到 80 μ J,输出的最高平均功率为 350 W。在超快碟片放大器方面,再生放大器可以直接实现 240 mJ 的脉冲能量输出,多通放大器实现了脉冲能量为 1 J 的激光脉冲输出。对于锁模碟片振荡器来说,未来将进一步向毫焦量级发展,平均功率也将朝千瓦级别发展;而超快碟片放大器未来也将有望实现万瓦平均功率,数焦耳脉冲能量的激光输出。另一方面越来越多的材料将被用于碟片激光器的研究,除了上述 1 μ m 和 2 μ m 波段的碟片材料外,Ti:Sapphire 碟片激光器也实现了连续光运转^[99]。考虑到 Ti:Sapphire 晶体超宽的增益谱带宽,若能实现超快激光输出,将会带来超快激光器的又一场技术革命。

随着超快碟片激光器的发展,其应用领域也越来越广。超快碟片激光器由于其高功率、高峰值功率以及高光束质量的特点,是众多非线性过程的理想驱动源。利用超快碟片振荡器作为驱动源、通过脉冲内自差频技术可以产生超宽带相干的超快中红外激光。2015年,PUPEZA I等利用 1 μ m 波段 Yb:YAG 碟片振荡器作为种子源,经过光子晶体光纤和啁啾镜展宽光谱和压缩脉冲,在硫化镓锂(LGS)晶体中进行脉冲内自差频,获得平均功率为 100 mW、重复频率为 100 MHz、光谱范围为 6.7~16.4 μ m 的宽带相干飞秒中红外光源^[100]。2018年,张金伟等利用 Ho:YAG 超快碟片振荡器作为种子源,同样利用脉冲内自差频技术在 GaSe 晶体中产生了平均功率为 24 mW、重复频率为 77 MHz、光谱范围为 4.5~20 μ m 的宽带相干中红外激光脉冲^[101]。2019年,他们又利用该种子源驱动 ZnSe 和 ZnS 晶体进行频率转换,在随机准相位匹配条件下分别获得了 3~20 μ m 以及 3~15 μ m 的超宽带中红外光谱^[102]。以超快碟片激光器作为驱动源的中红外光学频率梳以及中红外光谱学将成为未来重要的发展方向。

超快碟片激光器也可以作为产生宽频谱太赫兹波的理想驱动源。2018年,DRS J等利用 20 W、95 fs 碟片锁模振荡器泵浦 GaP 晶体,获得了平均功率为 0.3 mW,频谱覆盖至 5 THz 的实验结果^[103]。2019年,MEYER F 课题组采用 112 W、88 fs 的 Yb:YAG 碟片锁模振荡器泵浦 GaP 晶体,获得了平均功率为 1.35 mW,频谱范围为 2~6 THz 的实验结果^[104]。2020年,他们又采用 118 W、236 fs 的超快碟片振荡器泵浦掺杂 MgO 的 LN(LiNbO₃, 铌酸锂)晶体,获得了平均功率为 66 mW、频谱范围为 0.7~2 THz 的太赫兹产生^[105]。超快碟片激光器的发展将为太赫兹产生提供重要支撑。

光学参量啁啾脉冲放大(Optical Parameter Chirped Pulse Amplification, OPCPA)技术具有增益带宽大、增益高、热效应小、脉冲对比度高等优点,是产生超短超强激光脉冲的重要手段。利用 OPCPA 技术产生重复频率为 kHz 量级、峰值功率为太瓦(TW)甚至是拍瓦(PW)量级的超短超强激光需要脉冲宽度为 ps 量级的泵浦源,同时该泵浦源的脉冲能量需要达到几百 mJ 量级,平均功率达到 kW 量级。超快碟片放大器的高功率、高能量以及高光束质量等特点使它成为 OPCPA 技术的理想泵浦源之一。未来随着超快碟片放大器

的发展,以它为泵浦源的OPCPA技术将会取得更大的成就。

参考文献

- [1] MAIMAN T H. Stimulated optical radiation in ruby[J]. Nature, 1960, 187:493-494.
- [2] STRICKLAND D, MOUROU G, Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics communications, 1985, 55(6): 447-449.
- [3] LIMPET J, ROSER F, SCHREIBER T, et al. High-power ultrafast fiber laser systems[J]. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 2006, 12(2): 233-244.
- [4] ZHAO J Q, RUAN S C, YAN P G, et al. Cladding-filled graphene in a photonic crystal fiber as a saturable absorber and its first application for ultrafast all-fiber laser[J]. Optical Engineering, 2013, 52(10):106105.
- [5] CHAITANYA N A, AADHI A, SINGH R P, et al. Type-I frequency-doubling characteristics of high-power, ultrafast fiber laser in thick BIBO crystal[J]. Optics Letters, 2014, 39(18): 5419-5422.
- [6] LI Mi, HU Hao, GAO Qingsong, et al. Dual concentration doped Nd:YAG composite ceramic slab laser with high power[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(5): 0514003
李密, 胡浩, 高清松, 等. 高功率双浓度掺杂的 Nd: YAG 复合陶瓷板条激光器[J]. 光学学报, 2017, 37(5): 0514003.
- [7] 柳强, 巩马理, 陆富源, 等. 高功率二极管角抽运 Yb: YAG 板条激光器[J]. 激光与光电子学进展, 2005, 42(12): 13.
- [8] GIESEN A, HÜGEL H, VOSS A, Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers[J]. Applied Physics B, 1994, 58(5):365-372.
- [9] 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.
- [10] SALTARELLI F, DIEBOLD A, GRAUMANN I J, et al. Modelocking of a thin-disk laser with the frequency-doubling nonlinear-mirror technique[J]. Optics Express, 2017, 25(19): 23254-23266.
- [11] SALTARELLI F, GRAUMANN I J, LANG L, et al. 350-W average-power SESAM-modelocked ultrafast thin-disk laser[C].OSA,2019: cf_1_1.
- [12] HU Zhitao, HE Bing, ZHOU Jun, et al. Research progress in thermal effect of high power fiber lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(8): 080002
胡志涛, 何兵, 周军, 等. 高功率光纤激光器热效应的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(8): 080002.
- [13] LIAO Suying, GONG Mali. New development of nonlinearity management in high power fiber lasers and amplifiers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2007, 44(6): 27-33
廖素英, 巩马理. 高功率光纤激光器和放大器的非线性效应管理新进展[J]. 激光与光电子学进展, 2007, 44(6):27-33.
- [14] ZHANG Lingling, MENG Junqing, HUANG Yan, et al.Recent advances in high-power solid-state slab lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2005, 42(4): 33-36
张玲玲, 孟俊清, 黄燕, 等. 高功率板条激光器的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2005, 42(4): 33-36.
- [15] GIESEN A, SPEISER J. Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2007, 13(3): 598-609.
- [16] FATTAHI H, BARROS H G, GORJAN M, et al. Third-generation femtosecond technology[J]. Optica, 2014, 1(1): 45-63.
- [17] SHANG J, ZHU X, ZHU G, et al. The influences of amplified spontaneous emission, crystal temperature and round-trip loss on scaling of CW thin-disk laser[J]. Optics & Laser Technology, 2012, 44(5):1359-1371.
- [18] ZHU G, ZHU X, ZHU C, et al. Optical model and optimal output coupler for a continuous wave Yb: YAG thin-disk laser with multiple-disk configuration[J]. Applied Optics, 2012, 51(26):6411-6420.
- [19] 王海林, 董静, 陈涵天, 等. 一种多次泵浦碟片激光器:中国, CN202010755251.6[P]. 2020-11-13.
- [20] HUANG Y, ZHU X, ZHU G, et al. A multi-pass pumping scheme for thin disk lasers with good anti-disturbance ability[J]. Optics Express, 2015, 23(4):4605-4613.
- [21] DER AU J A, SPÜHLER G, 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.
- [22] SARACENO C J, EMAURY F, HECKL O H, et al. 275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment[J]. Optics Express, 2012, 20(21):23535-23541.
- [23] SARACENO C J, EMAURY F, SCHREIBER C, et al. Ultrafast thin-disk laser with 80 μ J pulse energy and 242 W of average power[J]. Optics Letters, 2014, 39(1): 9-12.
- [24] 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.
- [25] POETZLBERGER M, ZHANG J, GRÖBMEYER S, et al. Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillator with 50% output coupling rate[J]. Optics Letters, 2019, 44(17): 4227-4230.
- [26] GRAUMANN I J, SALTARELLI F, LANG L, et al. Power-scaling of nonlinear-mirror modelocked thin-disk lasers[J]. Optics Express, 2019, 27(26): 37349-37363.

- [27] PENG Y, WANG Z, LI D, et al. A 12.1-W SESAM mode-locked Yb: YAG thin disk laser[J]. Chinese Physics B, 2016, 25(5): 054205.
- [28] BRUNNER F, INNERHOFER E, MARCHESE S V, et al. Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser[J]. Optics Letters. 2004, 29(16): 1921-1923.
- [29] NEUHAUS J, BAUER D, ZHANG J, et al. Subpicosecond thin-disk laser oscillator with pulse energies of up to 25.9 microjoules by use of an active multipass geometry[J]. Optics Express, 2008, 16(25): 20530-20539.
- [30] BAER C R E, KRÄNKEL C, SARACENO C J, et al. Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power[J]. Optics Letters, 2010, 35(13): 2302-2304.
- [31] BAUER D, SCHÄTTIGER F, KLEINBAUER J, et al. Energies above 30 μ J and average power beyond 100 W directly from a mode-locked thin-disk oscillator[C]. OSA, 2011: ATuC2.
- [32] BAUER D, ZAWISCHA I, SUTTER D H, et al. Mode-locked Yb: YAG thin-disk oscillator with 41 μ J pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion[J]. Optics Express, 2012, 20(9): 9698-9704.
- [33] ZHANG J, BRONS J, LILIENFEIN N, et al. 260-megahertz, megawatt-level thin-disk oscillator[J]. Optics Letters, 2015, 40(8):1627-1630.
- [34] 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.
- [35] PENG Y, ZHANG J, WANG Z, et al. Generation of 15W femtosecond laser pulse from a Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator[J]. Chinese Physics B, 2016, 25(9): 094207.
- [36] PARADIS C, MODSCHING N, WITTWER V J, et al. 128-fs pulses from a kerr-lens modelocked Yb: LuO thin-disk laser[C].OSA, 2017: SMII. 3.
- [37] MODSCHING N, DRS J, FISCHER J, et al. Sub-100-fs Kerr lens mode-locked Yb: Lu₂O₃ thin-disk laser oscillator operating at 21 W average power[J]. Optics Express, 2019, 27(11): 16111-16120.
- [38] STANKOV K, JETHWA J, A new mode-locking technique using a nonlinear mirror[J]. Optics Communications, 1988, 66(1):41-46.
- [39] SARACENO C J, HECKL O H, BAER C R, et al. Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser[J]. Applied Physics B, 2012, 106(3): 559-562.
- [40] SCHRIBER C, MERCERON L, DIEBOLD A, et al. Pushing SESAM modelocked thin-disk lasers to shortest pulse durations[C]. OSA, 2014: AF1A. 4.
- [41] 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.
- [42] PARADIS C, MODSCHING N, WITTWER V J, et al. Generation of 35-fs pulses from a Kerr lens mode-locked Yb:Lu₂O₃ thin-disk laser[J]. Optics Express, 2017, 25(13): 14918-14925.
- [43] BEIL K, SARACENO C J, SCHRIBER C, et al. Yb-doped mixed sesquioxides for ultrashort pulse generation in the thin disk laser setup[J]. Applied Physics B, 2013, 113(1): 13-18
- [44] ZHANG J, MAK K F, GRÖBMEYER S, et al. 270 fs, 30-W-level Kerr-lens mode-locked Ho YAG thin-disk oscillator at 2 μ m[C]. OSA, 2017: NTu3A. 2.
- [45] PENG W, YANG L M, LIU J, et al. High power 2 μ m femtosecond fiber laser[J]. Optics Express, 2013, 21(18): 21374-21379
- [46] SINGH U N, WALSH B M, YU J, et al. Twenty years of Tm: Ho: YLF and LuLiF laser development for global wind and carbon dioxide active remote sensing[J]. Optical Materials Express, 2015, 5(4):827-837.
- [47] ZHOU W, FAN X, XUE H, et al. Stable passively harmonic mode-locking dissipative pulses in 2 μ m solid-state laser[J]. Optics Express, 2017, 25(3): 1815-1823.
- [48] GRAFENSTEIN L, BOCK M, UEBERSCHAER D, et al. 2.05 μ m chirped pulse amplification system at a 1 kHz repetition rate—2.4 ps pulses with 17 GW peak power[J]. Optics Letters, 2020, 45(14):3836-3839.
- [49] ZHANG J, 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.
- [50] GRAFENSTEIN LVON, BOCK M, UEBERSCHAER D, et al. Picosecond 34 mJ pulses at kHz repetition rates from a Ho:YLF amplifier at 2 μ m wavelength[J]. Optics Express, 2015, 23(26): 33142-33149.
- [51] RENZ G, SPEISER J, GIESEN A. 2 μ m Ho-YAG and Cr: ZnSe Thin Disk cw Lasers[C]. EOS Topical Meeting: Lasers. DLR, 2011.
- [52] STOEPPLER G, PARISI D, TONELLI M, et al. High-efficiency 1.9 μ m Tm³⁺: LiLuF₄ thin-disk laser[J]. Optics Letters, 2012, 37(7): 1163-1165.
- [53] RENZ G, SPEISER J, GIESEN A, et al. Cr: ZnSe thin disk cw laser[C]. SPIE, 2013, 8599:85991M.
- [54] MATEOS X, LAMRINI S, SCHOLLE K, et al. Holmium thin-disk laser based on Ho: KY (WO₄)₂/KY (WO₄)₂ epitaxy with 60% slope efficiency and simplified pump geometry[J]. Optics Letters, 2017, 42(17): 3490-3493.

- [55] ZHANG J, MAK K F, PRONIN O, mode-locked Kerr-lens 2- μm thin-disk lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2018, 24(5): 1-11.
- [56] TOMILOV S, HOFFMANN M, HEIDRICH J, et al. High-power Ho: YAG thin-disk laser and first SESAM modelocking[C]. OSA, 2020: AW5A. 2.
- [57] HÖNNINGER C, JOHANNSEN I, MOSER M, et al. Diode-pumped thin-disk Yb: YAG regenerative amplifier[J]. Applied Physics B, 1997;65(3): 423-426.
- [58] STOLZENBURG C, GIESEN A. Picosecond regenerative Yb: YAG thin disk amplifier at 200 kHz repetition rate and 62 W output power[C]. OSA, 2007: MA6.
- [59] HECKL O H, KLEINBAUER J, BAUER D, et al. Ultrafast thin-disk lasers[M]. New York:Springer, 2016: 93-115.
- [60] METZGER T, SCHWARZ A, TEISSET C Y, et al. High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb: YAG disk amplifier for optical parametric amplification[J]. Optics Letters, 2009, 34(14):2123-2125.
- [61] TEISSET C Y, SCHULTZE M, BESSING R, et al. 300 W picosecond thin-disk regenerative amplifier at 10 kHz repetition rate[C]. OSA, 2013: JTh5A. 1.
- [62] CHYLA M, MIURA T, SMRZ M, et al. Optimization of beam quality and optical-to-optical efficiency of Yb: YAG thin-disk regenerative amplifier by pulsed pumping[J]. Optics Letters, 2014, 39(6): 1441-1444.
- [63] KLINGEBIEL S, SCHULTZE M, TEISSET C Y, et al. 220mJ, 1 kHz picosecond regenerative thin-disk amplifier[C]. OSA, 2015: CA_10_11.
- [64] JUNG R, TÜMMLER J, WILL I. Regenerative thin-disk amplifier for 300 mJ pulse energy[J]. Optics Express, 2016, 24(2):883-887.
- [65] NUBBEMEYER T, KAUMANN S M, UEFFING M, et al. 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system[J]. Optics Letters, 2017, 42(7): 1381-1384.
- [66] SMRZ M, CHYLA M, MUZIK J, et al. Compact, picosecond, kW-class thin-disk laser perla for Hi-tech industrial applications[J]. MM Science Journal, 2019, 2019(5):3620-3625.
- [67] KRÖTZ P, WANDT C, GREBING C, et al. Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers[C]. OSA, 2019: ATh1A. 8.
- [68] SCHAD S S, STOLZENBURG C, MICHEL K, et al. Latest advances in high brightness disk lasers[J]. Laser Technik Journal, 2014, 11(2):49-53.
- [69] GEORGES P, ESTABLE F, SALIN F, et al. High-efficiency multipass Ti: sapphire amplifiers for a continuous-wave single-mode laser[J]. Optics Letters, 1991, 16(3): 144-146.
- [70] PLAESSMANN H, RÉ S A, AIONIS J J, et al. Multipass diode-pumped solid-state optical amplifier[J]. Optics Letters, 1993, 18(17): 1420-1422.
- [71] SCOTT A M, COOK G, DAVIES A P, Efficient high-gain laser amplification from a low-gain amplifier by use of self-imaging multipass geometry[J]. Applied Optics, 2001, 40(15): 2461-2467.
- [72] MÜLLER D, ERHARD S, RONSIN O, et al. Thin disk multi-pass amplifier[C]. OSA, 2003: 278.
- [73] KEPPLER S, WANDT C, HORNUNG M, et al. Multipass amplifiers of POLARIS[C]. SPIE, 2013, 8780: 87800I.
- [74] OCHI Y, NAGASHIMA K, MARUYAMA M, et al. Effective multi-pass amplification system for Yb: YAG thin-disk laser[C]. OSA, 2017: JTh2A. 31.
- [75] ZWILICH M, EWERS B. Coherent beam combining of multipass thin-disk lasers with active phase control[J]. OSA Continuum, 2020, 3(11): 3176-3186.
- [76] SCHUHMANN K, AHMED M, ANTOGNINI A, et al. Thin-disk laser multi-pass amplifier[C]. SPIE, 2015, 9342: 93420U.
- [77] SCHUHMANN K, KIRCH K, MARSZALEK M, et al. Multipass amplifiers with self-compensation of the thermal lens[J]. Applied Optics, 2018, 57(35): 10323-10333.
- [78] ZEYEN M, ANTOGNINI A, KIRCH K, et al. Compact 20-pass thin-disk amplifier insensitive to thermal lensing [C]. SPIE, 10896:108960X.
- [79] NEGEL J P, LOESCHER A, VOSS A, et al. Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm[J]. Optics Express, 2015, 23(16): 21064-21077.
- [80] NEGEL J P, LOESCHER A, BAUER D, et al. Second generation thin-disk multipass amplifier delivering picosecond pulses with 2 kW of average output power[C]. OSA, 2016, ATu4A. 5.
- [81] DIETZ T, JENNE M, BAUER D, et al. Ultrafast thin-disk multi-pass amplifier system providing 1.9 kW of average output power and pulse energies in the 10 mJ range at 1 ps of pulse duration for glass-cleaving applications[J]. Optics Express, 2020, 28(8): 11415-11423.
- [82] HERKOMMER C, KRÖTZ P, JUNG R, et al. Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 720 mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research[J]. Optics Express, 2020, 28(20): 30164 - 30173.

- [83] JUNG R, TÜMMLER J, NUBBEMEYER T, et al. Two-channel thin-disk laser for high pulse energy[C]. OSA, 2015: AW3A. 7.
- [84] NAGEL S, METZGER B, BAUER D, et al. Thin-disk laser system operating above 10 kW at near fundamental mode beam quality[J]. Optics Letters, 2021, 46(5):965-968.
- [85] NICKEL D, STOLZENBURG C, GIESEN A, et al. Ultrafast thin-disk Yb: KY (WO₄)₂ regenerative amplifier with a 200-kHz repetition rate[J]. Optics Letters, 2004, 29(23): 2764-2766.
- [86] KAUMANN M, PERVAK V, KORMIN D, et al. Multipass spectral broadening of 18 mJ pulses compressible from 1.3 ps to 41 fs[J]. Optics Letters, 2018, 43(23): 5877-5880.
- [87] METZGER T, GREBING C, HERKOMMER C, et al. High-power ultrafast industrial thin-disk lasers[C]. SPIE, 2019, 110340:110340N.
- [88] LU J, HUANG Z Y, WANG D, et al. Nonlinear compression of picosecond chirped pulse from thin-disk amplifier system through a gas-filled hollow-core fiber[J]. Chinese Physics B, 2016, 25(12): 124207.
- [89] CHEN B H, KRETSCHMAR M, EBERGER D, et al. Compression of picosecond pulses from a thin-disk laser to 30 fs at 4W average power[J]. Optics Express, 2018, 26(4): 3861-3869.
- [90] KLEINBAUER J, ECKERT D, WEILER S, et al. 80 W ultrafast CPA-free disk laser[C]. SPIE, 2008, 68711: 68711B.
- [91] DANNECKER B, NEGEL J P, LOESCHER A, et al. Exploiting nonlinear spectral broadening in a 400 W Yb: YAG thin-disk multipass amplifier to achieve 2 mJ pulses with sub-150 fs duration[J]. Optics Communications, 2018, 429: 180-188.
- [92] UEFFING M, LANGE R, PLEYER T, et al. Direct regenerative amplification of femtosecond pulses to the multimillijoule level[J]. Optics Letters, 2016, 41(16): 3840-3843.
- [93] SPEISER J. Scaling of thin-disk lasers—influence of amplified spontaneous emission[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2009, 26(1): 26-35.
- [94] PETERSON P, GAVRIELIDES A, NEWELL T. ASE in thin disk lasers: theory and experiment[J]. Optics Express, 2011, 19(25): 25672-25684.
- [95] CHEN Y, ZHU G, CHEN H, et al. Evaluation of amplified spontaneous emission in thin disk lasers using the spectral linewidth[J]. Optics Express, 2019, 27(9): 12110-12125.
- [96] KRUSE J, VORHOLT C, SPEISER J. Numerical simulations of amplified spontaneous emission in Yb: YAG thin-disk amplifiers[C]. IEEE, 2019: 47
- [97] ZHOU H, CHYLA M, NAGISETTY S S, et al. A practical model of thin disk regenerative amplifier based on analytical expression of ASE lifetime[C]. SPIE, 2017, 10603:1060303.
- [98] SCHULZ M, RIEDEL R, WILLNER A, et al. Pulsed operation of a high average power Yb: YAG thin-disk multipass amplifier[J]. Optics Express, 2012, 20(5): 5038-5043.
- [99] WOLTER J H, AHMED M A, GRAF T. Thin-disk laser operation of Ti: sapphire[J]. Optics Letters, 2017, 42(8): 1624-1627.
- [100] PUPEZA I, SÁNCHEZ D, ZHANG J, et al. High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate[J]. Nature Photonics, 2015, 9(11): 721-724.
- [101] ZHANG J, MAK K F, NAGL N, et al. Multi-mW, few-cycle mid-infrared continuum spanning from 500 to 2250 cm⁻¹[J]. Light: Science & Applications, 2018, 7(2): 17180.
- [102] ZHANG J, FRITSCH K, WANG Q, et al. Intra-pulse difference-frequency generation of mid-infrared (2.7-20 μm) by random quasi-phase-matching[J]. Optics Letters, 2019, 44(12): 2986-2989.
- [103] DRS J, MODSCHING N, PARADIS C, et al. Optical rectification of ultrafast Yb lasers: pushing power and bandwidth of terahertz generation in GaP[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2019, 36(11): 3039-3045.
- [104] 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.
- [105] MEYER F, VOGEL T, AHMEDS, et al. Single-cycle, MHz repetition rate THz source with 66 mW of average power[J]. Optics Letters, 2020, 45(9): 2494-2497.