

基于多层薄板的全固态高能量飞秒激光脉冲非线性压缩技术

韩岳豪¹, 冯汝毅¹, 刘又铭¹, 邹锦阳¹, 刘博文^{1,2*}, 胡明列^{1,2}

¹天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光实验室, 天津 300072;

²天津大学佐治亚理工深圳学院, 广东 深圳 518055

摘要 基于掺 Yb³⁺ 光纤和掺 Yb³⁺ 晶体的飞秒激光器输出的飞秒激光脉冲具有较高的脉冲能量和平均功率, 被广泛应用于科研和工业生产; 但受 Yb³⁺ 增益介质增益带宽的限制, 输出脉冲宽度很难小于 300 fs。利用飞秒激光脉冲在多层薄板中的自相位调制效应, 分别对基于掺 Yb³⁺ 光纤和掺 Yb³⁺ 晶体的飞秒激光器输出的飞秒激光脉冲进行非线性压缩。通过优化非线性压缩装置的各项参数, 实现了对低能量、窄脉宽和高能量、宽脉宽脉冲的非线性压缩, 分别获得了脉冲能量为 64 μJ、脉冲宽度为 42 fs 和脉冲能量为 315 μJ、脉冲宽度为 79 fs 的飞秒激光脉冲输出, 第一级非线性压缩效率均超过 80%, 整体压缩效率分别为 53% 和 65%。

关键词 激光器; 飞秒激光脉冲; 自相位调制; 非线性压缩; 光谱展宽

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL230803

1 引言

飞秒激光在科研与工业中发挥着重要的作用, 随着研究的不断深入, 飞秒激光应用对飞秒激光本身提出了更高的要求, 不但要求激光具有高单脉冲能量、高平均功率, 还要求激光具有更窄的脉冲宽度, 比如热敏感材料加工、光波导刻写等应用^[1-3]。虽然钛宝石飞秒激光器能够产生几十飞秒的激光脉冲和 mJ 量级的脉冲能量, 但是平均功率一直被限制在瓦量级^[4-8]。相比于钛宝石飞秒激光器, 目前工业应用中掺 Yb³⁺ 光纤与晶体以其独特的能级结构、良好的散热特性与散热结构, 可以支持飞秒激光器输出百瓦量级的平均功率^[9], 但有限的增益带宽将输出脉冲宽度限制在 300 fs 左右^[10-13]。这一缺点阻碍了掺 Yb³⁺ 飞秒激光器在热敏感材料加工中的应用。根据傅里叶变换关系原理中的时间带宽积理论, 想要获得更窄的时域脉冲, 就需要输出更宽的光谱。因此, 为了将掺 Yb³⁺ 飞秒激光器的输出脉冲宽度进一步压缩至 100 fs 的水平, 就需要对其输出光谱进行非线性展宽, 这样在去啾啾后可获得更窄的脉冲宽度, 这种方法一般被称为非线性压缩。

不同非线性压缩方法之间最主要的区别是光谱展宽方式的不同, 比较常见的是在介质波导、惰性气体以及固体介质中产生自相位调制效应以展宽光谱。其

中, 利用介质波导进行光谱展宽的方法通常是在光子晶体光纤中通过自相位调制效应展宽光谱, 自 2007 年 Travers 等^[14] 提出这一方法以来, 相关领域的学者不断取得优秀的压缩结果。2012 年 Jocher 等^[15] 将脉冲能量为 1 μJ 的光纤飞秒激光器的输出脉冲宽度从 265 fs 压缩至 23 fs。结合光纤波导的另一种非线性压缩方法是在空心光纤中充入惰性气体。Nisoli 课题组在 1996 年首次利用这一方法将钛宝石飞秒激光器输出的单脉冲能量为 660 μJ、脉冲宽度为 25 fs 的激光脉冲压缩至 6 fs^[16-17]。相比光子晶体光纤或空心光纤, 适用于更高功率场景的非线性压缩方法是多通腔 (MPC) 压缩技术, 2019 年 Schulte 团队在多通腔中利用惰性气体展宽技术, 将掺 Yb³⁺ 光纤飞秒激光器输出的 1.1 mJ 激光脉冲宽度从 590 fs 压缩至 30 fs^[18]。

在前两种方法中, 由于光纤端面有限的损伤阈值很难承受较高的平均功率, 故波导非线性压缩技术输出的飞秒激光的平均功率有限; 而多通腔的光程较长, 且对环境温度和振动非常敏感, 难以应用在工业生产中。为了将非线性压缩技术实用化, 1988 年 Rolland 等^[19] 提出了将块体材料充当展宽介质的想法并将其应用在实验中, 这一技术在之后的发展中逐渐将块体介质替换为薄板介质^[20-22]。2013 年 Voronin 等^[23] 利用多块薄板介质分离放置的结构避免了材料击穿, 实现了较好的压缩效果, 开启了薄板非线性压缩技术的应用

收稿日期: 2023-05-08; 修回日期: 2023-05-22; 录用日期: 2023-05-30; 网络首发日期: 2023-07-04

基金项目: 国家重点研发计划 (2021YFB3602600)、国家自然科学基金 (62227821)

通信作者: *bwliu@tju.edu.cn

时代。2016年 Schulte 等^[24]利用薄板非线性压缩技术对掺 Yb³⁺ 晶体飞秒激光器的输出脉冲进行压缩,指出光路中空间滤波效应对脉冲时域的测量有影响。2017年,该课题组将惰性气体压缩中的多通腔结构与薄板压缩技术相结合,对掺 Yb³⁺ 光纤飞秒激光器的 7.5 μJ 输出脉冲进行压缩,脉冲宽度从 860 fs 被压缩到 115 fs^[25]。2023年 Viotti 等^[26]成功将掺 Yb³⁺ 晶体飞秒激光器输出的皮秒脉冲宽度压缩至飞秒量级。

在上述工作中,脉冲聚焦后的极高峰值功率密度会造成极强的自聚焦效应,导致光束在材料中的传播类似于经过一个焦距不断缩小的热透镜,这个会聚过程带来的成像球差会使一部分光束被分离到光斑外侧形成环状光束,这种现象被称为锥形发射。该现象会减少参与光谱展宽的光束能量,造成非线性压缩效率的迅速下降。为了消除这一不良现象,本文提出了将非线性相移分布在多个薄板上,同时优化光束焦点位置与薄板间距的方案。针对掺 Yb³⁺ 光纤飞秒激光器低能量、窄脉宽和固体激光器高能量、宽脉宽的输出脉冲,分别进行了非线性压缩,将脉冲能量为 120 μJ 的飞秒激光脉冲宽度从 220 fs 压缩至 42 fs,将脉冲能量为 500 μJ 的飞秒激光脉冲宽度从 529 fs 压缩至 79 fs,实验中第一级非线性压缩效率均超过 80%,两级压缩效率均超过 50%。该方案为后续掺 Yb³⁺ 飞秒激光器的非线性压缩提供了很好的方法。

2 基本原理

根据飞秒脉冲的傅里叶变换中的时间带宽积理论,脉冲的时域宽度与频域宽度的乘积大于等于一个常量,即在光谱固定的情况下存在时域内的最窄脉冲。基于多层薄板的非线性压缩技术就是利用这一原理对飞秒脉冲光谱进行展宽,在去啾啾后可得到更窄脉宽。当飞秒脉冲在薄板介质中传播时,由于自相位调制效应,会产生一个非线性相移:

$$b_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 l \left(\frac{2E}{\pi\omega^2} \right), \quad (1)$$

式中: b_{NL} 为非线性相移; λ 为脉冲中心波长; n_2 为非线性折射率系数; l 为介质厚度; E 为单脉冲能量; t 为时域脉冲宽度; ω 为光束直径。式(1)中的非线性相移与介质厚度、脉冲峰值功率密度成正比。在实验中为了得到预期的非线性相移,可以限制焦点处的光斑直径并控制介质厚度。非线性相移的产生对应着新光谱成分的出现,即脉冲光谱的展宽;同时,光束聚焦后极高的脉冲峰值功率密度会在介质内产生强烈的自聚焦效应,进而出现一系列损耗光束能量的现象,如锥形发射等。对于薄板非线性压缩而言,理想的脉冲传播情况是在光谱展宽的同时保持光束质量,即脉冲峰值功率密度既要达到自相位调制阈值,同时又不能过高,以免引起前述的不良现象。满

足这一条件的方法之一是利用脉冲光束在薄板之间的发散抵消脉冲在介质内部因自聚焦而出现的过度会聚^[27]。根据材料自聚焦的原理,在这个方法中,脉冲在离开介质进入空气时峰值功率密度接近介质的临界功率密度^[28]:

$$p_{cr} = p_{thr} \gamma n_0 = \frac{\lambda^2}{2\pi n_2} \times \frac{L}{l}, \quad (2)$$

式中: p_{cr} 为脉冲极限峰值功率密度; p_{thr} 为衡量光束发散程度的阈值功率密度; γ 为聚焦系数,用于描述稳态条件下临界功率密度与自聚焦阈值功率密度之间的关系; n_0 为介质折射率; L 为空气间隔距离。根据式(1)可以得到,在稳态传播条件下,脉冲每经过一次介质薄板,产生的非线性相移(b_{cr})为

$$b_{cr} = \frac{2\pi}{\lambda} \times n_2 l \times \frac{2p_{cr}}{\pi\omega^2} = \frac{2}{\pi} \times \frac{\lambda L}{\omega^2}. \quad (3)$$

脉冲在近稳态传播时经过每一块薄板所产生的非线性相移是确定的,即 b_{cr} 为常数,此处用 b 表示。依据式(3)可以推导出聚焦后的光束直径与介质之间的空气厚度关系为

$$\frac{\omega^2}{\lambda L} = \frac{2}{\pi} \times \frac{1}{b}. \quad (4)$$

式(4)表明,对于近稳态条件下传播的脉冲,可以通过控制薄板之间的距离 L 和聚焦后的光束直径 ω 来实现预期的光谱展宽效果。在实验中,通常通过监控光束远场成像情况来实施方案。明确了上述脉冲传播过程及其实现方案后,便可以基于这一方法搭建光路,对不同条件的飞秒脉冲进行非线性压缩。

3 实验过程

为了搭建一套能同时适用于高、低不同能量飞秒激光脉冲的非线性压缩光路,选用两个参数和特性不同的飞秒激光器。掺 Yb³⁺ 光纤(YDF)飞秒激光器的输出脉冲宽度为 220 fs、脉冲能量为 120 μJ;掺 Yb³⁺ 晶体固体飞秒激光器输出的激光脉冲具有 500 μJ 的脉冲能量、529 fs 的脉冲宽度。通过对比两次实验中的压缩结果,可证明所搭建系统对于不同条件的飞秒激光脉冲均取得了较好的压缩效果。

该两级非线性压缩系统的光路如图 1 所示,其中, L1、L3 分别为一、二级聚焦透镜, L2、L4 为对应准直透镜, W1、W2 为 1/2 波片, PLKM 为薄板展宽级, CM 为不同规格的啾啾镜对,测量部分使用光谱仪和自相关仪对脉冲频谱及时域信息进行监测。两个飞秒激光器的输出脉冲经过聚焦后进入石英或蓝宝石薄板,获得了光谱展宽;经过准直的光束经光阑滤波后,在啾啾镜对中进行去啾啾,压缩后成为近变换极限脉冲。第二级压缩部分会重复前面的过程,最终实现高压缩比。虽然理论上单级压缩中随着空气-介质单元数量的增加,脉冲光谱将不断获得展宽,但实际上,光束质量的劣化以及材料吸收会不断降低参与光谱展宽的光束能

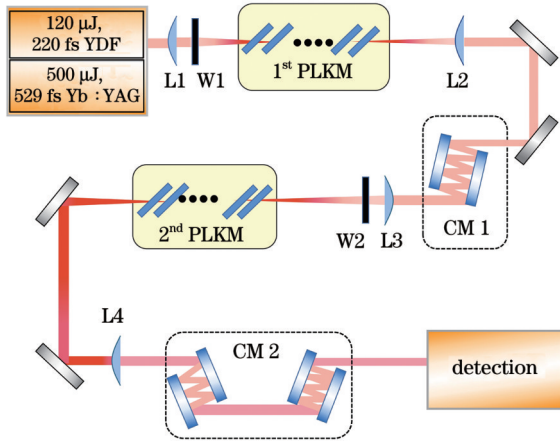


图 1 基于薄板压缩技术搭建的飞秒脉冲非线性压缩系统光路
Fig. 1 Optical path of femtosecond pulse nonlinear compression system based on thin plate compression technology

量,经过一定数量的介质薄板后,脉冲的自相位调制效应将减弱,这是实验中分两级进行非线性压缩的主要原因。

3.1 锥形发射研究

光束在介质中过度聚焦时将引起光束质量的劣化甚至将材料击穿,降低非线性压缩效率。其中比较常见的现象为锥形发射,其实质为:过度会聚的光束在介质中会引起强烈的自聚焦效应,形成一个焦距不断减小的热透镜,经过此透镜传播的光束在成像时会出现球差不断增大的现象,最后形成图 2(b)所示的外部环状光斑^[19]。这种现象在低功率激光系统中并不常见,但在非线性压缩等高功率激光实验中将造成光束质量下降,同时外部环状光斑由于无法参与到后续的非线性压缩中,实验中的压缩效率大幅降低。对比图 2(c)和图 2(d)可知,环状光斑部分的光束虽然参与了光谱展宽过程,但会随着光束的传播逐渐远离中心,这部分能量将被损失掉,这是锥形发射导致非线性压缩实验中压缩效率降低的主要原因。

为了探究锥形发射的成因并寻找对应的解决方案,实验中利用掺 Yb³⁺晶体飞秒激光器的输出脉冲进行了锥形发射研究,激光器输出脉冲能量为 250 μJ,脉宽为 604 fs,中心波长为 1030 nm。在实验中,对带有锥形发射现象的展宽后的光束进行分离,分别测量其中心光束以及环状光束的光谱情况,通过对比二者的光谱研究锥形发射的来源。最终得到的结果如图 2 所示。图 2(c)中的锥形发射光谱为 1030 nm 以外的展宽后的光谱成分,证明了此部分光束也参与了自相位调制过程,并由于自聚焦,分离出中心光斑。在明确了锥形发射的成因后,根据不同脉冲条件,将非线性压缩过程中的光谱展宽量分布在不同数量薄板上,以抑制这一不良现象。对于低能量脉冲,在较少数量薄板上实现光谱展宽;对于高能量脉冲,则在更多块薄板上完成

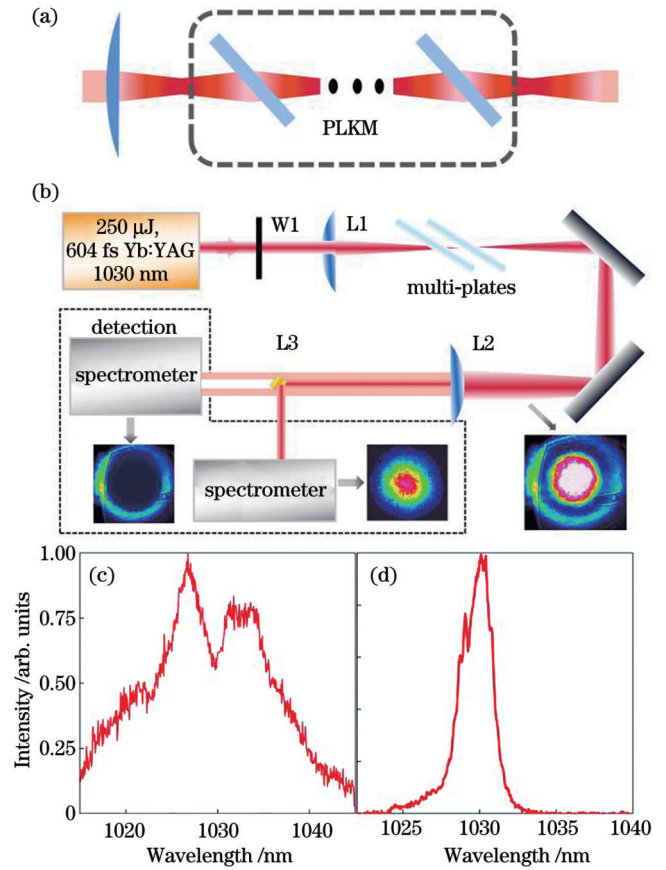


图 2 锥形发射光谱测量实验。(a)光束在介质-空气单元中近稳态传播时的状态示意图;(b)利用掺 Yb³⁺晶体飞秒激光器搭建的锥形发射测量光路;(c)经过分离后环状锥形发射光束的光谱;(d)经过分离后中心光束的光谱

Fig. 2 Experiment of measuring spectrum of cone-shaped emitted beam. (a) Schematic of state of light beam during near-steady propagation in medium-air unit; (b) optical path for cone-shaped emission measurement built by Yb³⁺-doped crystal femtosecond laser; (c) spectrum of annular cone-shaped emitted beam after separation; (d) spectrum of central beam after separation

光谱展宽,形成近稳态传输,防止出现过于强烈的自聚焦效应,如图 2(a)所示。

3.2 针对低能量、窄脉宽脉冲的非线性压缩

实验中首先对掺 Yb³⁺光纤飞秒激光器输出的脉冲进行了非线性压缩,输入脉冲具体参数为:中心波长为 1030 nm,重复频率为 200 kHz,单脉冲能量为 120 μJ,脉冲宽度为 220 fs,如图 3(a)所示。激光器较低的输出脉冲能量对应较小的聚焦光斑,从而可在少数薄板内迅速产生较强的自相位调制效应,实现光谱展宽。如图 1 所示,实验中采用 300 mm 焦距的透镜对光束进行聚焦,焦点处的脉冲峰值功率密度约为 0.56 TW/cm²,将介质薄板置于焦点前后,能够在减少薄片数量的同时获得足够的光谱展宽量,在较短距离内完成光谱展宽。

实验中重点优化了介质薄板的数量、厚度以及具

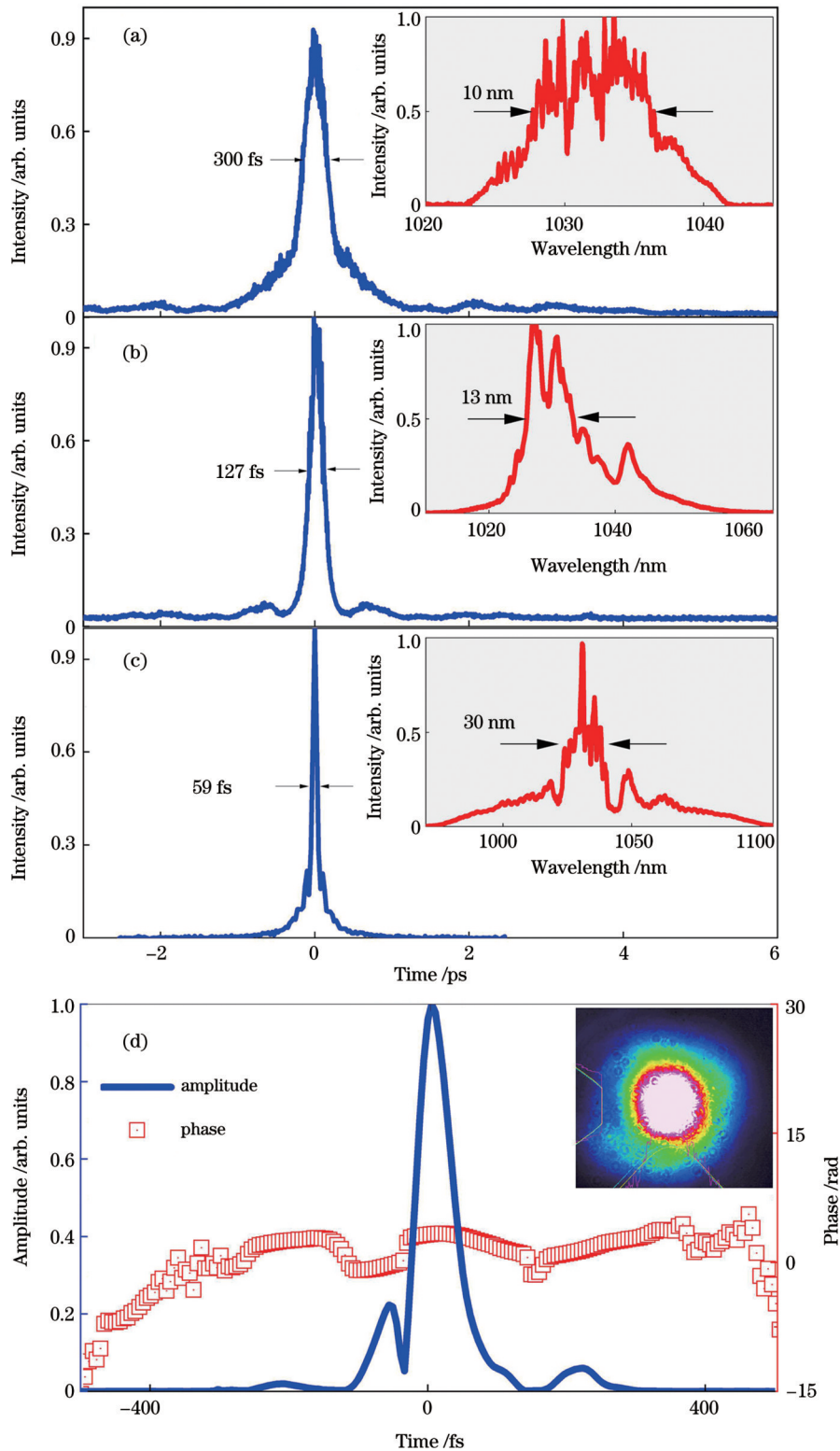


图3 掺Yb³⁺光纤飞秒激光器的非线性压缩实验结果。(a)掺Yb³⁺光纤飞秒激光器输出脉冲的自相关测量结果,插图为脉冲光谱;(b)经过第一级压缩系统后的脉冲自相关,插图为光谱一级展宽结果;(c)经过二级压缩系统后的脉冲自相关,插图为最终光谱展宽结果;(d)经SHG-FROG还原得到的第二级非线性压缩后的脉冲时域电场,插图为非线性压缩系统的输出光束质量

Fig. 3 Nonlinear compression experiment results of Yb³⁺-doped femtosecond fiber laser. (a) Autocorrelation measurement result of output pulse of Yb³⁺-doped femtosecond fiber laser with pulse spectrum shown in inset; (b) pulse autocorrelation after first-stage compression system with first-order broadening result of spectrum shown in inset; (c) pulse autocorrelation after two-stage compression system with final spectral broadening result shown in inset; (d) pulse time-domain electric field after the second stage nonlinear compression restored by SHG-FROG with output beam quality of nonlinear compression system shown in inset

体位置,最终在避免材料击穿的前提下使用 1 mm 厚度的石英晶体作为展宽介质,通过监控远场光斑状态的方法确保了空气间隔中光束发散对介质中自聚焦效应的平衡作用,有效避免了明显的锥形发射现象。最终确定第一级非线性压缩需要 5 片石英薄板,第二级非线性压缩需要 7 片石英薄板。第一级光谱展宽中的自相位调制主要发生在中间 3 片薄板上,两侧薄板则起到辅助聚焦以及强化光谱子峰的作用。实验中采用监测远场光斑尺寸的方法来确定各介质薄板的位置,具体操作如下:放入不同数量薄板后移动薄板位置,直至远场光斑尺寸最小,此时能够大致确定发散对自聚焦效应具有平衡作用,再利用光谱仪测量脉冲光谱,微调位置后得到薄板具体位置。第一级光谱展宽中各薄板位置(以焦点为原点,光束传播方向为正)分别为: -49 mm, -26 mm, -3 mm, 19 mm, 44 mm。第二级光谱展宽中使用 500 mm 焦距的透镜,各薄板位置(焦点为原点)分别为 -39 mm, -27 mm, -17 mm, 13 mm, 26 mm, 39 mm, 63 mm。

光谱展宽结束后,我们采用啁啾镜对作为色散补偿器件对脉冲进行去啁啾,完成了色散补偿。最终实现了脉冲宽度从 220 fs 到 90 fs 再到 42 fs 的两级非线性压缩,输入脉冲的平均功率为 29 W,经过第一级压缩后平均功率为 24.6 W,效率为 84.9%,两级压缩后效率为 53%。具体压缩效果如图 3 所示,其中 SHG-FROG 为二次谐波式频率分辨光开关测量仪。

从光谱对比可以看出,随着脉冲经过的介质薄板的数量的增多,脉冲光谱逐渐产生了明显的边峰,光谱宽度从最初的 10 nm 加宽至 13 nm 以上,并最终加宽至 30 nm 以上。

3.3 针对高能量、宽脉宽脉冲的非线性压缩

之后,又开展了针对掺 Yb³⁺ 晶体飞秒激光器输出脉冲的非线性压缩实验,实验光路如图 1 所示,激光器输出脉冲的中心波长为 1030 nm,脉冲能量为 500 μJ,时域脉宽为 529 fs。相比光纤激光器,固体激光器的输出脉冲能量提高了 4 倍。为了在抑制锥形发射的同时实现高压压缩比,实验中将 0.5 mm 厚的石英和 1 mm 厚的蓝宝石薄板搭配使用。为了避免锥形发射,实验中使用焦距为 500 mm 的透镜完成第一级聚焦,焦点处脉冲的峰值功率密度约为 0.75 TW/cm²。最终在距离透镜前表面 584、618.5、647.5、673.5、723.5 mm 处,利用 1 mm 厚的宝石片和 0.5 mm 厚的石英片完成了第一级光谱展宽。在第一级光谱展宽后,利用啁啾镜对脉冲进行去啁啾,最终获得了 170 fs 的压缩结果。在此基础上重复光谱展宽与色散补偿

过程,完成第二级非线性压缩,最终将脉冲压缩至 79 fs。实验中入射功率为 21.2 W,第一级非线性压缩后功率为 17.2 W,第一级压缩效率为 81%,整体压缩

效率为 65%,具体的压缩效果如图 4 所示。掺 Yb³⁺ 晶体固体飞秒激光器的输出脉冲能量更高,实验中在获得更高压缩比的同时,也要控制每一块薄板上的光束峰值功率密度,避免引入明显的锥形发射。故相比掺 Yb³⁺ 光纤激光器输出脉冲的光谱展宽,掺 Yb³⁺ 晶体固体激光器的输出脉冲在每一块薄板上产生的非线性相移相对较少,总体上更加均匀,具体表现为光谱的展宽呈现出渐进的趋势而非在中间几块薄板上陡然加宽。此方案防止了少数薄板上过度的光束自聚焦,有效抑制了锥形发射的出现,提高了非线性压缩效率。实验中控制了每块薄板上的光谱展宽量,具体的光谱演化情况如图 5 所示。

图 5(a)为第一级展宽过程中的光谱变化情况,可以看出,随着脉冲不断经过介质薄板,在原光谱的两侧不断出现新的光谱子峰,并且由于自相位调制的特性,长波方向的子峰较早出现并且迅速增强,最终在 5 片介质后展现出多峰结构。对于图 5(b)所示的第二级展宽过程中的光谱,其是在第一级波形的基础上不断扩展,新的光谱成分从两侧出现,具体表现为光谱基底明显增强,分离的多峰光谱逐渐连成一片。值得注意的是,光谱展宽并非随介质薄板数量的增加而单调递增,由于介质表面对光束的反射、介质内部的吸收以及逐渐积累的光束质量的劣化,脉冲能量不断损失,最终在第 4 片薄板之后光谱展宽停止。如图 5(b)所示,随着片数的增加,光谱中心部分的光强不断增加,两侧光强相对减弱,光谱相对宽度反而变窄。实验中为了保证压缩效率,采用第三片介质后的展宽结果进行色散补偿,最终得到了图 4(c)和图 4(d)所示的结果。

4 分析与讨论

分别对掺 Yb³⁺ 光纤飞秒激光器与掺 Yb³⁺ 晶体飞秒激光器的输出脉冲进行了非线性压缩。在对脉冲能量为 120 μJ 的飞秒激光脉冲进行非线性压缩时,考虑其低能量、窄脉宽的特性,选择两端薄板作为自聚焦介质,其在初步展宽光谱的同时充当聚焦透镜的作用,使脉冲迅速获得较高的峰值功率密度,最终在中间三片薄板上充分展宽光谱,最终实现了良好的非线性压缩效果。在对掺 Yb³⁺ 晶体激光器输出的高能量飞秒激光脉冲进行非线性压缩的实验中,采用了多个薄板均匀展宽光谱的方案。通过降低单个薄板上的脉冲峰值功率密度,避免了严重自聚焦引起的不良效应,同时增加薄板数量以获得足够的光谱展宽量。具体的光谱演化过程如图 5 所示,脉冲经过相邻两片薄板时光谱展宽并不明显,但随着薄板数量的增加,整体展宽效果更加良好,最终在保证高压压缩比的同时避免了锥形发射,实现了高脉冲能量、宽脉宽脉冲的非线性压缩。

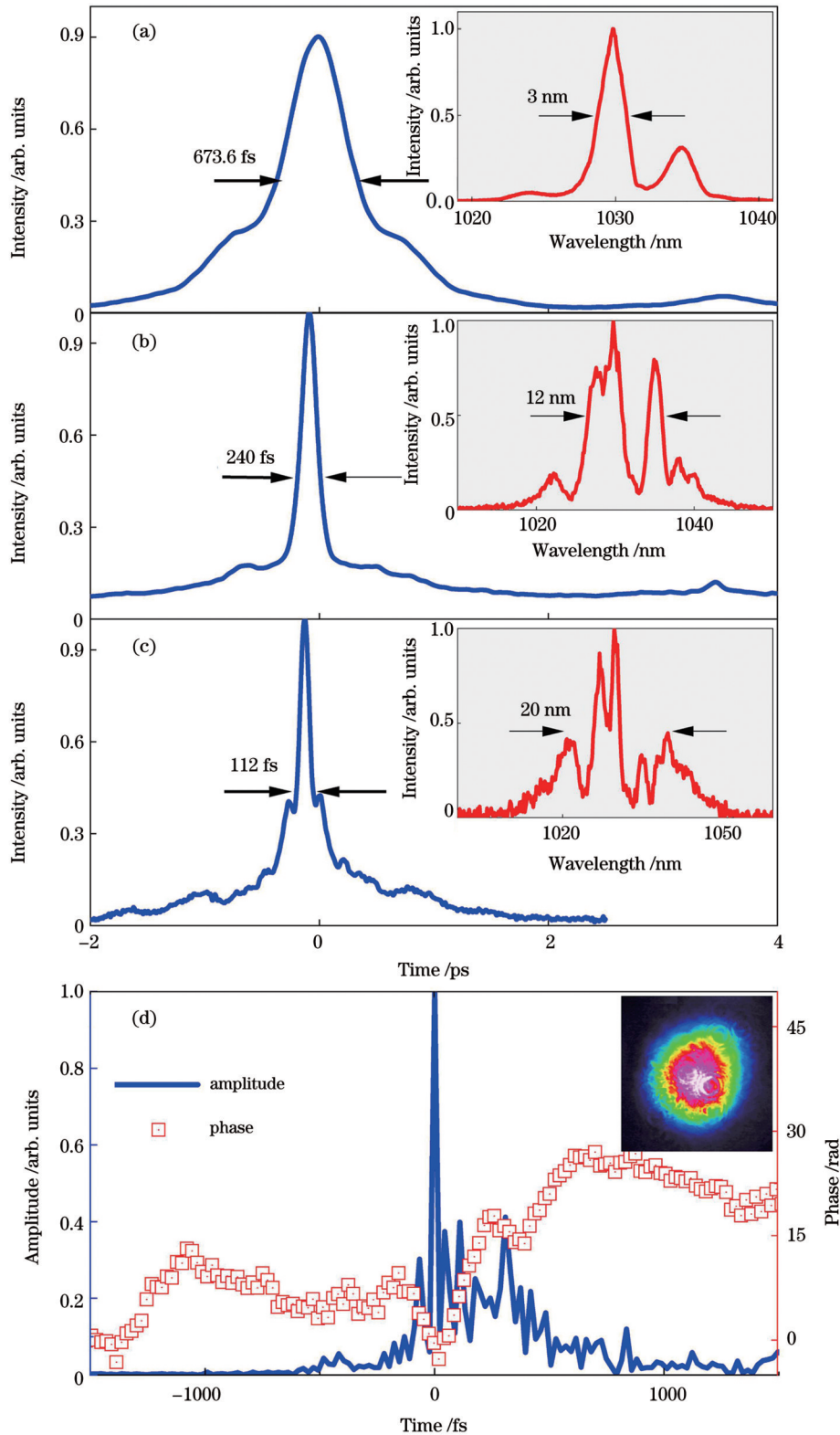


图4 掺Yb³⁺晶体飞秒激光器的非线性压缩实验结果。(a)掺Yb³⁺晶体飞秒激光器输出脉冲的自相关测量结果,插图为脉冲光谱;(b)经过第一级压缩系统后的脉冲自相关,插图为光谱一级展宽结果;(c)经过二级压缩后的脉冲自相关,插图为最终光谱展宽结果;(d)经SHG-FROG还原得到的第二级非线性压缩后的脉冲时域电场,插图为非线性压缩系统的输出光束质量

Fig. 4 Nonlinear compression experiment results of Yb³⁺-doped bulk femtosecond laser. (a) Autocorrelation measurement result of output pulse of Yb³⁺-doped bulk femtosecond laser with pulse spectrum shown in inset; (b) pulse autocorrelation after first-stage compression system with first-order broadening result of spectrum shown in inset; (c) pulse autocorrelation after two-stage compression system with final spectral broadening result shown in inset; (d) pulse time-domain electric field after the second stage nonlinear compression restored by SHG-FROG with output beam quality of nonlinear compression system shown in inset

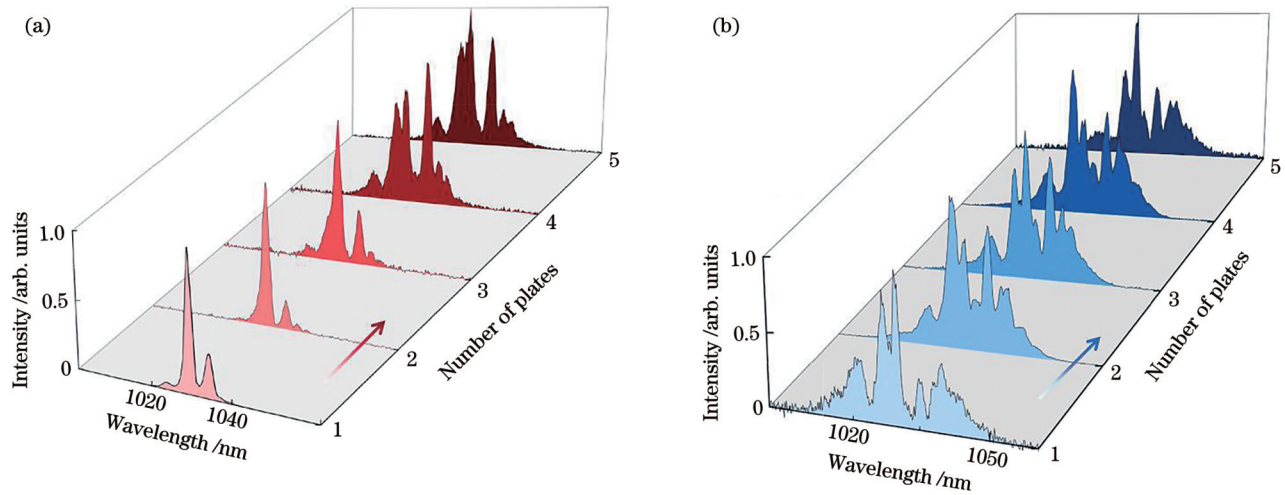


图 5 脉冲经过不同数量介质薄板后的光谱演化情况。(a)第一级展宽过程;(b)第二级展宽过程

Fig. 5 Spectral evolution of pulse after passing through different numbers of dielectric plates. (a) First-order broadening process; (b) second-order broadening process

5 结 论

利用多层薄板压缩技术对掺 Yb^{3+} 光纤激光器和掺 Yb^{3+} 晶体激光器输出进行了非线性压缩研究,开发出一套能够适用于不同脉冲条件的非线性压缩系统,并根据实验结果给出了对不同能量飞秒脉冲进行时域压缩的具体方案。在对脉冲能量为 $120 \mu\text{J}$ 的飞秒激光脉冲进行非线性压缩时,通过集中光谱展宽量提升了光路紧凑型;而在对脉冲能量为 $500 \mu\text{J}$ 的飞秒激光脉冲进行非线性压缩时,通过改变光谱展宽量的分布抑制了锥形发射现象,获得了较高压缩比以及良好的压缩效率。对实验中出现的锥形发射现象进行了分析,并利用改善光谱展宽量分布的方法避免了这一不良现象。建立了根据不同能量条件选择光谱展宽具体方式的实验方法,为高能飞秒激光脉冲的进一步压缩提供了实验基础。

参 考 文 献

- [1] Li W Q, Gan Z B, Yu L H, et al. 339 J high-energy Ti: sapphire chirped-pulse amplifier for 10 PW laser facility[J]. Optics Letters, 2018, 43(22): 5681-5684.
- [2] 唐文龙, 刘爽, 程光华. 飞秒激光在掺 Yb^{3+} 磷酸盐玻璃中刻写双波型光波导的研究[J]. 中国激光, 2015, 42(4): 0406005. Tang W L, Liu S, Cheng G H. Study on writing double line waveguide in Yb^{3+} : Phosphate glass by femtosecond laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(4): 0406005.
- [3] 吴雪峰, 梅三林. 飞秒激光加工机理及仿真研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(19): 1900005. Wu X F, Mei S L. Research progress in femtosecond laser machining mechanism and simulation analysis[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(19): 1900005.
- [4] 王水才, 肖东, 杨建军, 等. 多波长可调谐 Ti: Al_2O_3 飞秒激光器的研究[J]. 中国激光, 1996, 23(4): 295-299. Wang S C, Xiao D, Yang J J, et al. Investigation of multi-wavelength tunable Ti: sapphire femtosecond laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 1996, 23(4): 295-299.
- [5] 张伟力, 王清月. 自锁模 Ti: Al_2O_3 激光器腔内脉冲双向啾啾补偿[J]. 中国激光, 1997, 24(10): 865-868. Zhang W L, Wang Q Y. Two-way chirp compensation in a self-mode-locked Ti: sapphire laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 1997, 24(10): 865-868.
- [6] Zhou J, Taft G, Huang C P, et al. Pulse evolution in a broad-bandwidth Ti: sapphire laser[J]. Optics Letters, 1994, 19(15): 1149-1151.
- [7] Liu C, Wang Z H, Li W C, et al. Contrast enhancement in a Ti: sapphire chirped-pulse amplification laser system with a noncollinear femtosecond optical-parametric amplifier[J]. Optics Letters, 2010, 35(18): 3096-3098.
- [8] Chu Y X, Gan Z B, Liang X Y, et al. High-energy large-aperture Ti: sapphire amplifier for 5 PW laser pulses[J]. Optics Letters, 2015, 40(21): 5011-5014.
- [9] 赵其锴, 丛振华, 刘兆军, 等. 百微焦飞秒光纤啾啾脉冲放大激光系统[J]. 中国激光, 2021, 48(7): 0701001. Zhao Q K, Cong Z H, Liu Z J, et al. Hundred microjoule femtosecond fiber chirped pulse amplification laser system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(7): 0701001.
- [10] Russbuedt P, Mans T, Weitenberg J, et al. Compact diode-pumped 1.1 kW Yb: YAG innoslab femtosecond amplifier[J]. Optics Letters, 2010, 35(24): 4169-4171.
- [11] Saraceno C J, Emaury F, Schriber C, et al. Toward millijoule-level high-power ultrafast thin-disk oscillators[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2014, 21(1): 106-123.
- [12] Müller M, Kienel M, Klenke A, et al. 1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser[J]. Optics Letters, 2016, 41(15): 3439-3442.
- [13] 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.
- [14] Travers J C, Stone J M, Rulkov A B, et al. Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber[J]. Optics Express, 2007, 15(20): 13203-13211.
- [15] Jocher C, Eidam T, Hädrich S, et al. Sub 25 fs pulses from solid-core nonlinear compression stage at 250 W of average power[J]. Optics Letters, 2012, 37(21): 4407-4409.
- [16] Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O. Generation of high-energy 10-fs pulses by a new pulse compression technology[C]//1996 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), June 2-7, 1996, Anaheim, CA, USA. Washington, D.C.: Optica Publishing Group, 1996: CTuR5.
- [17] De Silvestri S, Nisoli M, Sansone G, et al. Few-cycle pulses by external compression[J]. Topics in Applied Physics, 2004, 95: 137-

- 177.
- [18] Russbuedt P, Weitenberg J, Schulte J, et al. Scalable 30 fs laser source with 530 W average power[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(21): 5222-5225.
- [19] Rolland C, Corkum P B. Compression of high-power optical pulses [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1988, 5(3): 641-647.
- [20] Seidel M, Arisholm G, Brons J, et al. All solid-state spectral broadening: an average and peak power scalable method for compression of ultrashort pulses[J]. *Optics Express*, 2016, 24(9): 9412-9428.
- [21] Seidel M, Brons J, Arisholm G, et al. Efficient high-power ultrashort pulse compression in self-defocusing bulk media[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 1410.
- [22] Bache M, Bang O, Krolikowski W, et al. Limits to compression with cascaded quadratic soliton compressors[J]. *Optics Express*, 2008, 16(5): 3273-3287.
- [23] Voronin A A, Zheltikov A M, Ditmire T, et al. Subexawatt few-cycle lightwave generation via multipetawatt pulse compression[J]. *Optics Communications*, 2013, 291: 299-303.
- [24] Schulte J, Sartorius T, Weitenberg J, et al. Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(19): 4511-4514.
- [25] Weitenberg J, Vernaleken A, Schulte J, et al. Multi-pass-cell-based nonlinear pulse compression to 115 fs at 7.5 μJ pulse energy and 300 W average power[J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20502-20510.
- [26] Viotti A L, Li C, Arisholm G, et al. Few-cycle pulse generation by double-stage hybrid multi-pass multi-plate nonlinear pulse compression[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(4): 984-987.
- [27] Zhu B B, Fu Z Y, Chen Y D, et al. Spatially homogeneous few-cycle compression of Yb lasers via all-solid-state free-space soliton management[J]. *Optics Express*, 2022, 30(2): 2918-2932.
- [28] Lu C H, Wu W H, Kuo S H, et al. Greater than 50 times compression of 1030 nm Yb: KGW laser pulses to single-cycle duration[J]. *Optics Express*, 2019, 27(11): 15638-15648.

All-Solid-State High-Energy Femtosecond Laser Pulse Nonlinear Compression Technology Based on Multilayer Thin Plates

Han Yuehao¹, Feng Ruyi¹, Liu Youming¹, Zou Jinyang¹, Liu Bowen^{1,2*}, Hu Minglie^{1,2}

¹*Ultrafast Laser Laboratory, School of Precision Instruments and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, 300072 Tianjin, China;*

²*Georgia Tech Shenzhen Institute, Tianjin University, Shenzhen 518055, Guangdong, China*

Abstract

Objective In recent years, with significant development in ultrashort pulse laser technology, femtosecond pulse lasers occupy an increasingly critical role in scientific research and industry. The overall tendency of femtosecond lasers is the higher peak power density, which is manifested by increasing pulse energy and reducing pulse duration. Multiple methods have been proposed to obtain femtosecond lasers with a pulse duration of <100 fs and a pulse energy of >10 μJ . In addition to Ti:sapphire femtosecond lasers, which directly output femtosecond laser pulses with a high energy and short pulse duration, the compression of high-energy laser pulse output from Yb³⁺-doped femtosecond lasers is another pertinent method. Yb³⁺-doped fiber and solid-state femtosecond lasers output femtosecond laser pulses with higher average power, and therefore, show further application potential. However, owing to the gain bandwidth limitation, it is difficult to obtain laser pulses shorter than 300 fs. However, it is important to obtain femtosecond laser pulses with >100 μJ pulse energy and <100 fs pulse duration for many applications. To address this challenge, the nonlinear compression of femtosecond laser pulses is proposed, which improves the peak power density of laser pulses from Yb³⁺-doped femtosecond lasers. Thus, the proposed method enables further applications in industrial processing among other fields. However, some harmful effects exist which reduce nonlinear compression efficiency, such as conical emission. On the contrary, to increase nonlinear compression efficiency, it is important to suppress the conical emission and avoid nonlinear medium damage.

Methods In this study, periodic layered Kerr media (PLKM) nonlinear compression principles are analyzed and experiments are conducted. For the conical emission effect in the nonlinear compression experiments, the harmful effect cause and its influence on nonlinear compression are experimentally studied. The spectrum broadening of pulse output from the Yb³⁺-doped femtosecond fiber laser is measured and analyzed. To weaken its influence on spectral broadening and nonlinear compression efficiency, phase shift distribution optimization during spectral broadening is proposed to suppress the obvious conical emission. The proposed method avoids the conical emission caused by the spectral broadening process in nonlinear compression. Subsequently, a nonlinear compression system based on PLKM is developed, and the output pulses from the Yb³⁺-doped fiber and Yb³⁺-doped solid-state femtosecond lasers are nonlinearly compressed.

Results and Discussions With this two-stage nonlinear compression of laser pulse output from the Yb³⁺-doped femtosecond fiber laser, laser pulses can be obtained with 64 μJ pulse energy and 42 fs pulse duration. Also with the two-stage nonlinear compression of the laser pulse output from the Yb³⁺-doped solid-state femtosecond laser, laser pulses can be obtained with 315 μJ pulse energy and 79 fs pulse duration. Details of the experiment results are shown in Figs. 3 and 4. During the nonlinear compression of laser pulses output from the Yb³⁺-doped solid-state femtosecond laser, the spectral evolution is shown in Fig. 5. Owing to the optimizing nonlinear effect in each thin plate, the peak power density of femtosecond pulses on the thin plates is reduced, the obvious conical emission effect on each thin plate is avoided, and finally, the homogeneous broadening of the pulse spectrum is realized. With the increase in

plate numbers, additional spectral broadening is obtained. By analyzing the compression results of laser pulses from the Yb^{3+} -doped femtosecond fiber and Yb^{3+} -doped solid-state femtosecond lasers, this nonlinear compression method is proved. Optimizing the distribution of the phase shift during spectral broadening effectively improves PLKM nonlinear compression efficiency and enables further applications for the nonlinear compression system in industry.

Conclusions In nonlinear compression experiments, the Kerr lens caused by the self-focusing effect, intensifies imaging spherical aberration and produces obvious conical emission. The conical emission effect will affect beam quality and reduce compression efficiency, whose intensity is closely related pulse peak power density. During the nonlinear compression of femtosecond pulses with different energies using PLKM, the arrangement of thin plates in spectral broadening should be adjusted according to the level of pulse energy. To maintain a high compression ratio and compression efficiency, conical emission can be suppressed by increasing the numbers of medium plates and lowering the nonlinear phase shift of laser pulses in each thin plate, to avoid extremely high peak power density on plates, and improve nonlinear compression efficiency.

Key words lasers; femtosecond laser pulse; self-phase modulation; nonlinear compression; spectral broadening