

学校代码: 11658

研究生学号: _____

分 类 号: O441.1

密 级: _____



海南师范大学
HAINAN NORMAL UNIVERSITY

硕士学位论文

基于多通腔非线性压缩的高重复频率铌酸
锂晶体宽带太赫兹源研究

论 文 作 者 _____

指 导 教 师 _____

专业学位领域 光电信息工程

申请学位类别 工程硕士（专硕）

提 交 日 期 二〇二五年四月

**Research on high repetition rate lithium niobate crystal
broadband terahertz source based on multi-pass cell
nonlinear compression**

A Dissertation Submitted for the Degree of Master

Candidate:

Supervisor:

Hainan Normal University

Haikou, China

独 创 性 声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得海南师范大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：_____

日期：_____

学位论文著作权声明

本论文作者声明：

本论文全部成果均为本人和指导教师合作研究取得，本人和指导教师都有权使用本成果学术内容（有第三方约定者除外）。

本论文为指导教师指导下，本人独立完成。本人独自享有本论文的全部著作权。

学位论文作者签名：_____

指导教师签名：_____

日 期：_____

日 期：_____

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解海南师范大学有关保留、使用学位论文的规定，即：海南师范大学有权保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子文本，允许论文被查阅和借阅。本人授权海南师范大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编学位论文。

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：_____

指导教师签名：_____

日 期：_____

日 期：_____

摘 要

近年来, 基于铌酸锂 (LiNbO_3) 晶体的太赫兹 (THz) 源在超快光学、材料分析及太赫兹扫描隧道显微镜 (THz-STM) 等领域展现出重要的应用潜力。在高重复频率泵浦条件下, 基于 LiNbO_3 晶体的 THz 源输出带宽较窄, 影响了其在高时间分辨率成像、高频表面声子激发及纳米尺度动态过程研究中的应用。窄带 THz 脉冲难以提供足够的光谱信息, 不仅限制了对材料表面特性的解析, 也制约了对复杂样品的深入研究。因此, 如何优化激光泵浦特性, 拓展 LiNbO_3 -THz 频谱带宽, 并提高系统的时间分辨率, 成为本研究的核心目标。

本论文提出了一种基于单级多通腔 (MPC) 非线性脉冲压缩的 THz 频谱拓展方案, 并研究了短脉冲泵浦对 THz 辐射特性的影响。通过 MPC 系统优化, 实现了高重复频率下飞秒激光的非线性压缩, 并获得高稳定性的短脉冲泵浦光源。随后, 基于光学整流 (OR) 与倾斜脉冲前沿 (TPF) 机制搭建了 THz 产生系统, 并结合 THz 时域光谱 (THz-TDS) 技术对 THz 系统进行了测量, 同时分析了短脉冲泵浦对 THz 频谱展宽、中心频率提升及转换效率的影响。

本论文的核心研究内容与原创性成果如下:

1. 构建了一种高重复频率 MPC 短脉冲压缩系统, 并优化了泵浦光源的光谱与时间特性。在 520.8 kHz 高重复频率条件下, 成功实现了 1030 nm 飞秒激光脉冲的非线性压缩, 将脉冲宽度从 200 fs 压缩至 49 fs, 光谱带宽从 10 nm 拓展至 40 nm。通过自相位调制 (SPM) 优化脉冲展宽特性, 为 LiNbO_3 -THz 产生提供了高稳定性的短脉冲泵浦光源。

2. 系统研究了短脉冲泵浦对 LiNbO_3 -THz 产生的影响因素, 并揭示了 THz 频谱展宽机制。通过对 49 fs 和 200 fs 泵浦的 THz 源输出指标进行实验对比, 结果表明利用短脉冲泵浦可显著提升 THz 频谱带宽, THz 频谱中心频率从 0.5 THz 提升至 0.84 THz, 高频截止拓展至 4.1 THz, 此外, 进一步分析了脉冲压缩对 THz 转换效率的影响, 发现短脉冲泵浦在拓展 THz 带宽的同时降低了转换效率, 并揭示了非线性相位匹配对 THz 辐射效率的影响。

3. 本研究优化了 LiNbO_3 -THz 产生系统, 采用 49 fs 泵浦的 LiNbO_3 晶体生成更窄的

THz 时域波形，与 200 fs 泵浦相比，其 THz 源具有更高的时间分辨率，从而提升 THz 近场探测能力，为 THz-STM 高时间分辨成像提供技术支撑。实验结果表明，短脉冲泵浦不仅拓展了 THz 频谱，还提升了信号的时间分辨率，具有应用于 THz-STM 超快探测的潜力。此外，4f 成像系统优化了 THz 光束传输，降低光学损耗，并增强 THz 信号的稳定性，可为 THz 近场增强及高分辨成像提供支持，并将为超快材料光谱、纳米电子学及量子态调控等领域提供新的研究思路和技术支撑。

关键词：高重复频率；多通腔非线性压缩技术；LiNbO₃ 晶体宽带太赫兹源；太赫兹扫描隧道显微镜；非线性光学

Abstract

In recent years, terahertz (THz) sources based on lithium niobate (LiNbO_3) crystals have shown important application potential in ultrafast optics, material analysis, and terahertz scanning tunneling microscopy (THz-STM). Under high repetition rate pumping conditions, the output bandwidth of the THz source based on LiNbO_3 crystal is relatively narrow, which affects its application in high time resolution imaging, high-frequency surface phonon excitation and nanoscale dynamic process research. Narrowband THz pulses are difficult to provide sufficient spectral information, which not only limits the analysis of material surface properties, but also restricts in-depth research on complex samples. Therefore, how to optimize the laser pumping characteristics, expand the LiNbO_3 -THz spectrum bandwidth, and improve the system's time resolution has become the core goal of this study.

This paper proposes a THz spectrum expansion scheme based on single-stage multi-pass cell (MPC) nonlinear pulse compression, and studies the influence of short pulse pumping on THz radiation characteristics. Through MPC system optimization, nonlinear compression of femtosecond lasers at high repetition rates is achieved, and a short pulse pumping light source with high stability is obtained. Subsequently, a THz generation system is built based on optical rectification (OR) and tilted pulse front (TPF) mechanisms, and the THz system is measured in combination with THz time-domain spectroscopy (THz-TDS) technology. At the same time, the influence of short pulse pumping on THz spectrum broadening, center frequency enhancement and conversion efficiency were analyzed.

The core research content and original achievements of this paper are as follows:

1. A high repetition rate MPC short pulse compression system was constructed, and the spectral and temporal characteristics of the pump light source were optimized. Under the condition of a high repetition rate of 520.8 kHz, nonlinear compression of 1030 nm femtosecond laser pulses were successfully achieved, compressing the pulse width from 200 fs to 49 fs, and expanding the spectral bandwidth from 10 nm to 40 nm. The pulse broadening

characteristics were optimized by self-phase modulation (SPM), providing a highly stable short-pulse pump light source for LiNbO₃-THz generation.

2. The influencing factors of short pulse pumping on LiNbO₃-THz generation were systematically studied, and the mechanism of THz spectrum expansion was revealed. Through experimental comparison of the output indicators of THz sources pumped at 49 fs and 200 fs, the results showed that the use of short pulse pumping can significantly improve the THz spectrum bandwidth, the THz spectrum center frequency increased from 0.5 THz to 0.84 THz, and the high-frequency cutoff was extended to 4.1 THz. In addition, the effect of pulse compression on THz conversion efficiency was further analyzed, and it was found that short pulse pumping reduced the conversion efficiency while expanding the THz bandwidth, and the effect of nonlinear phase matching on THz radiation efficiency are revealed.

3. This study optimized the LiNbO₃-THz generation system and used a LiNbO₃ crystal pumped at 49 fs to generate a narrower THz time domain waveform. Compared with 200 fs pumping, its THz source has a higher time resolution, thereby improving the THz near-field detection capability and providing technical support for THz-STM high time resolution imaging. The experimental results show that short pulse pumping not only expands the THz spectrum, but also improves the time resolution of the signal, and has the potential to be applied to THz-STM ultrafast detection. In addition, the 4f imaging system optimizes THz beam transmission, reduces optical losses, and enhances the stability of THz signals, which can provide support for THz near-field enhancement and high-resolution imaging, and will provide new research ideas and technical support for fields such as ultrafast material spectroscopy, nanoelectronics, and quantum state control.

Key word: High-Repetition Rate; Multi-Pass Cell Nonlinear Compression Technology; LiNbO₃ Crystal Broadband Terahertz Source; THz Scanning Tunneling Microscopy; Nonlinear Optics.

目 录

摘 要	I
Abstract	III
目 录	V
插图索引	VII
表格索引	IX
第 1 章 绪论	1
1.1 固体 MPC 压缩技术的研究进展	2
1.2 1030 nm 激光泵浦 LiNbO ₃ 晶体 THz 辐射的研究进展	5
1.3 研究目标与主要内容	7
第 2 章 理论基础与关键原理	9
2.1 飞秒激光脉冲的色散效应与非线性效应	9
2.2 色散效应	9
2.2.1 二阶非线性效应	13
2.2.2 自相位调制	15
2.2.3 自陡峭效应	18
2.3 THz 辐射与电光采样的基本原理	19
2.3.1 光学整流与倾斜脉冲前沿机制	20
2.3.2 电光采样的基本原理	21
2.4 脉冲持续时间对 THz 辐射的影响	23
2.5 本章小结	24
第 3 章 MPC 脉冲压缩系统的设计与实现	25
3.1 激光源选型与参数表征	25
3.2 MPC 的稳定性与模式匹配设计	27
3.3 MPC 非线性压缩的实验搭建	29

3.4 本章小结	34
第 4 章 LiNbO ₃ 晶体太赫兹辐射实验研究	35
4.1 LiNbO ₃ 晶体 THz 辐射实验方案设计与搭建	35
4.1.1 LiNbO ₃ 晶体的参数选择	35
4.1.2 实验光路设计与 4f 成像系统	36
4.1.3 实验光路搭建与调试	39
4.2 太赫兹时域光谱系统的设计与搭建	42
4.3 本章小结	46
第 5 章 实验结果与性能分析	47
5.1 MPC 压缩系统的性能表征	47
5.1.1 压缩前后脉冲宽度测量与傅里叶变换极限分析	47
5.1.2 光束质量 (M^2) 与系统稳定性分析	50
5.2 LiNbO ₃ 晶体 THz 辐射的性能表征与对比	51
5.2.1 压缩前后 THz 辐射的时域与频域表征	52
5.2.2 THz 时域波形与频谱的对比分析	55
5.2.3 实验误差来源与解决方案	57
5.3 本章小结	58
第 6 章 结论与展望	59
6.1 总结	59
6.2 展望	59
参考文献	61
在学期间学术成果情况	71

插图索引

图 1.1 1030 nm 的几种主要非线性压缩方法综述.....	3
图 1.2 MPC 级联固体薄片组压缩装置	3
图 1.3 采用凹—凸结构的 MPC 装置	4
图 1.4 预啁啾管理非线性压缩装置.....	4
图 1.5 MPC 与高次谐波光源 (HHG) 相结合的装置.....	5
图 1.6 非线性压缩至 70 fs 泵浦 LN 产生 THz 的装置.....	6
图 1.7 92.9 MHz 重复频率下 LiNbO ₃ -THz 源装置.....	7
图 2.1 群延迟对脉冲时域特性的调制作用	10
图 2.2 群延迟色散对脉冲时域特性的调制作用	11
图 2.3 三阶色散对脉冲时域特性的调制作用	12
图 2.4 二次谐波产生、和频产生、差频产生、光参量放大和三次谐波产生.....	14
图 2.5 相位匹配、准相位匹配和非相位匹配 (non-PM) 条件下光强的变化.....	15
图 2.6 自相位调制后的脉冲轮廓, 实线代表光电场, 虚线代表相对频移.....	17
图 2.7 无色散情况下高斯型脉冲的自陡峭效应.....	18
图 2.8 无色散情形下高斯型脉冲经自陡峭效应后的频谱演化.....	19
图 3.1 CARBIDE 飞秒激光器	25
图 3.2 未经过 MPC 压缩前脉冲脉宽和光谱	26
图 3.3 初始激光光束质量测量结果.....	26
图 3.4 激光初始脉冲功率稳定性	27
图 3.5 完整实验光路图.....	30
图 3.6 MPC 系统的本征模式	32
图 3.7 三透镜组优化后的光束模式.....	33
图 3.8 MPC 非线性压缩装置与实物图	33
图 4.1 LiNbO ₃ 晶体 THz 系统及其 4f 系统成像细节	37
图 4.2 1030 nm 中心波长泵浦光计算最佳匹配的光栅常数结果.....	37

图 4.3 200 fs 激光脉冲泵浦 LiNbO ₃ 晶体 THz 系统.....	39
图 4.4 49 fs 激光脉冲泵浦 LiNbO ₃ 晶体 THz 系统.....	40
图 4.5 完整实验系统（左）与 THz-TDS 系统（右）	41
图 4.6 电光采样装置光路图	42
图 4.7 LabVIEW 前面板。(a)是初始化模块，(b)是采集 THz 时域波形模块，(c)是对 (b)进行傅里叶变换得到的 THz 频谱	43
图 4.8 初始化模块部分程序图	44
图 4.9 采集 THz 时域波形模块部分程序图	44
图 4.10 THz 频谱模块部分程序图	45
图 5.1 MPC 展宽后及其支持的傅里叶变换极限脉宽	48
图 5.2 MPC 非线性压缩结果	48
图 5.3 (a)和(b)显示了测量和检索到的压缩激光脉冲的 FROG 轨迹	49
图 5.4 MPC 压缩后激光脉冲的光束质量	50
图 5.5 经过 MPC 压缩后激光功率稳定性	51
图 5.6 200 fs 激光泵浦的 THz 时域波形与 THz 光斑	52
图 5.7 200 fs 激光泵浦的 THz 光斑	53
图 5.8 49 fs 激光泵浦的 THz 时域波形与 THz 光谱	54
图 5.9 49 fs 激光泵浦的 THz 光斑	54
图 5.10 49 fs 与 200 fs 激光泵浦的 THz 时域波形对比	55
图 5.11 49 fs 与 200 fs 激光泵浦的 THz 频域对比	56

表格索引

表 3-1 激光器基本参数.....	27
表 3-2 完整实验光路元件列表.....	30
表 3-3 熔融石英基本参数.....	31

第1章 绪论

近年来，太赫兹（Terahertz, THz）技术在超快光学、非接触成像和材料科学等领域展现出巨大应用潜力^[1-7]，推动了从基础科学研究到高精度工业检测的快速发展。作为一种兼具高时间分辨率和宽带光谱特性的探测手段，THz 辐射能够深入解析材料微观特性，并在高时空分辨率成像、超快动力学研究等方面发挥关键作用。在现有 THz 产生方案中，基于铌酸锂（LiNbO₃）晶体的倾斜脉冲前沿泵浦（Tilted Pulse Front Pumping, TPFP）方法因其适用于高重复频率（MHz 量级）应用而受到广泛关注^[8,9]。然而，THz 产生的关键参数——脉冲强度、频谱带宽和时域响应，直接受到泵浦激光源的限制，因此优化泵浦激光脉冲特性对拓展 THz 频谱覆盖范围至关重要。

目前，常见的 THz 泵浦光源主要包括钛蓝宝石（Ti:Sapphire）激光器和掺镱（Yb）激光器。Ti:Sapphire 激光器能够输出<100 fs 的超短脉冲，适用于强场 THz 产生^[10-12]，但其高重复频率条件下的平均功率较低，难以满足 MHz 量级 THz 产生的需求。相比之下，掺 Yb 激光器以其在再生放大过程中更高的平均功率而闻名，在 MHz 范围内的高重复频率 THz 源产生方面具有显著优势^[13-15]。高重复频率 THz 源在 THz 应用的许多领域都具有重要意义。例如，高重复频率 THz 源可以在传统的远场脉冲 THz 成像系统中提供更好的信噪比（Signal-to-Noise Ratio, SNR）^[16-18]。此外，对于与纳米尖端相关的近场 THz 显微镜，例如 THz 散射扫描近场光学显微镜（THz scattering Scanning Near-field Optical Microscopy, THz s-SNOM）^[19,20]和耦合 THz 扫描隧道显微镜（THz-Scanning Tunneling Microscopy, THz-STM）^[21,22,25]，高重复频率 THz 源起着至关重要的作用。在 THz s-SNOM 系统中，各种背景噪声会显著影响信号分析，因此高重复频率 THz 脉冲成为可靠 THz 成像的必备选项。对于 THz-STM 应用，纳米尖端的热膨胀对 THz 感应隧穿电流构成了巨大威胁，可以使用 MHz 范围内的高重复频率 THz 脉冲有效抑制该电流。对高重复频率 THz 源的这些需求促使该领域的创新和改进。然而，掺 Yb 泵浦激光器的长脉冲持续时间（例如几百飞秒）限制了它们产生宽带 THz 辐射的有效性，这对于需要高时间分辨率和宽光谱覆盖的应用至关重要。

多通腔 (Multi-Pass Cell, MPC) 非线性脉冲压缩技术为解决上述问题提供了一种有效方案。MPC 可在保持高平均功率和高重复频率的同时, 将掺 Yb 激光器输出的脉冲压缩至数十飞秒, 显著改善脉冲的时域特性, 从而有效提升 THz 产生的光谱宽度。近年来, MPC 非线性压缩技术已被广泛用于高功率激光脉冲的光谱展宽和压缩, 并在 THz 产生、强场物理及超快光谱学等领域展现出重要应用价值。然而, 目前基于 MPC 压缩的高重复频率 THz 产生研究仍处于初步阶段, 如何进一步优化 MPC 压缩策略以提高 THz 频谱展宽能力, 仍需深入探索。

在高重复频率条件下, 基于 LiNbO₃ 晶体的 THz 产生面临带宽受限的问题, 影响了例如 THz-STM 在高时间分辨成像及高频表面声子模式激发等研究中的应用^[23-27]。窄带 THz 脉冲难以提供足够的光谱信息, 影响材料表面特性的解析及复杂样品的深入分析。因此, 如何通过脉冲压缩优化激光泵浦特性, 拓展 LiNbO₃-THz 频谱带宽, 为提升 THz-STM 的时间分辨率提供技术支持, 成为本研究的核心目标。

1.1 固体 MPC 压缩技术的研究进展

近年来, 飞秒激光技术在超快光学、强场物理、高分辨成像等领域的广泛应用对更短、更高功率的超快脉冲提出了更高要求^[28-32]。然而, 受激光增益介质的发射带宽限制, 传统掺 Yb 高功率激光系统通常提供的脉冲宽度在数百飞秒量级, 难以满足超短脉冲需求。为实现脉冲的进一步压缩, 研究人员开发了多种非线性压缩技术^[33-77], 如图 1.1 所示, 包括空芯光纤 (Hollow Core Fiber, HCF)、级联若干薄片介质 (Multi plate)、空芯-光子晶体光纤 (Hollow Core-Photonic Crystal Fiber, HC-PCF)、实芯-光子晶体光纤 (Solid Core-Photonic Crystal Fiber, SC-PCF), 以及近年来备受关注的 MPC 非线性压缩技术。其中 MPC 非线性压缩技术因其高转换效率、良好的光束质量和可扩展性, 逐渐成为高功率超快激光系统中短脉冲压缩的核心技术路线。

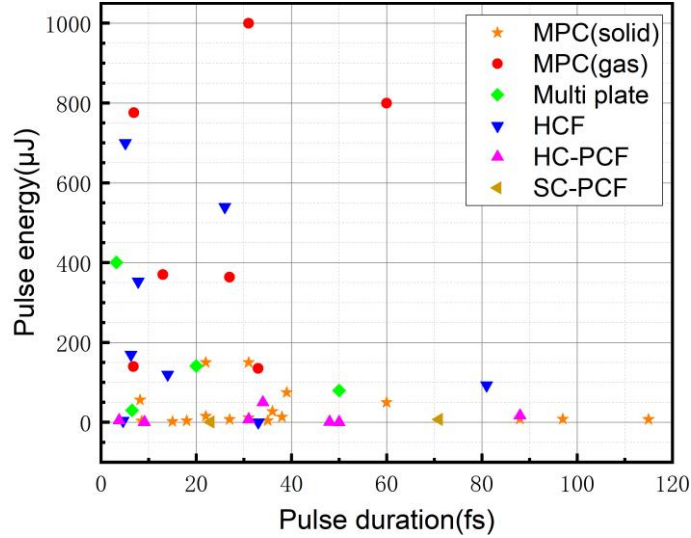


图 1.1 1030 nm 的几种主要非线性压缩方法综述

MPC 非线性压缩技术的研究始于 2016 年, J. Schulte 等人^[78]首次提出基于固体材料的 MPC 结构, 并利用 530 W 的掺 Yb 光纤激光器实现了从 850 fs 到 170 fs 的脉冲压缩。随后, J. Weitenberg 等人^[70]在 300 W 激光系统中优化了 MPC 结构, 成功实现 860 fs 至 115 fs 的脉冲压缩, 压缩比达到 7.5 倍, 并保持 90% 以上的系统效率。2018 年, K. Fritsch 等人^[71]构建了三级 MPC 级联系统, 将 Yb:YAG 振荡器输出的 220 fs 脉冲压缩至 18 fs, 系统效率达 60%, 展示了 MPC 在超短脉冲产生中的潜力。

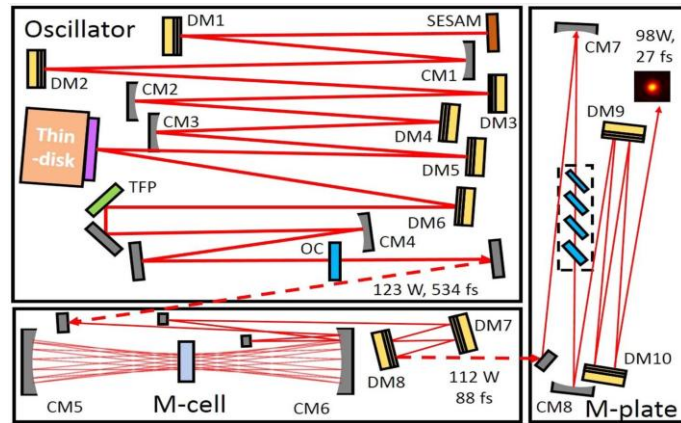


图 1.2 MPC 级联固体薄片组压缩装置

随着高功率 MPC 技术的发展, 研究人员开始探索 MPC 与其他非线性光谱展宽技术的结合, 以进一步优化脉冲压缩性能。2019 年, C. L. Tsai 等人^[72]结合 MPC 与固体薄片组技术, 如图 1.2 所示, 在 13.4 MHz 高重复频率下将 534 fs 脉冲压缩至 27 fs, 最终获得 98 W 平均功率、166 MW 峰值功率的输出。这一研究验证了 MPC 级联技术在无放大器系统中的可行性, 并拓展了 MPC 的应用范围。

2020 年, E. Vicentint 等人^[73]在 200 kHz 高重复频率下, 采用两级 MPC 实现 460 fs 至 22 fs 的脉冲压缩, 进一步证明 MPC 在高重复频率条件下的高效性。随后, G. Barbiero 等人^[74]在 MPC 结构中引入孤子传输模式, 使脉冲压缩从 170 fs 进一步缩短至 22 fs, 并保持 85%以上的传输效率。2022 年, A. K. Raab 等人^[75]在 34 W、200 kHz 的高重复频率系统中, 实现了单级 MPC 结构从 300 fs 至 31 fs 的脉冲压缩, 峰值功率达 2.5 GW, 系统效率超过 88%。

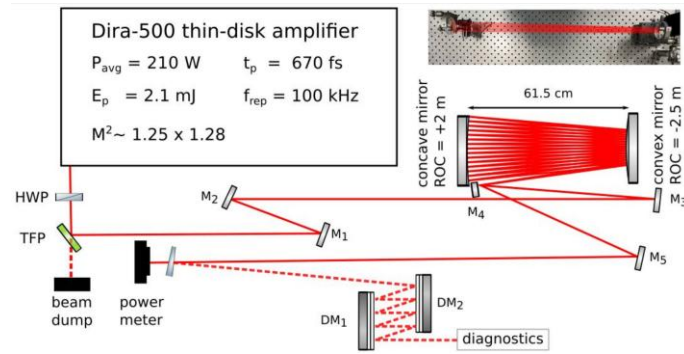


图 1.3 采用凹-凸结构的 MPC 装置

随着 MPC 技术的不断优化, 研究人员尝试通过新的结构设计进一步提高其压缩效率和光束质量。例如, 2023 年, A. Omar 等人^[79]提出凸-凹 (Convex-Concave, CX-CC) MPC 结构, 在 100 kHz 高重复频率与 2.1 mJ 输入脉冲条件下, 实现了 670 fs 至 134 fs 的压缩, 同时保持 96%的传输效率, 如图 1.3 所示。这一新结构有效降低了腔内光学非线性效应对光束质量的影响, 并减少了对真空腔体的依赖, 从而提高了系统的稳定性。

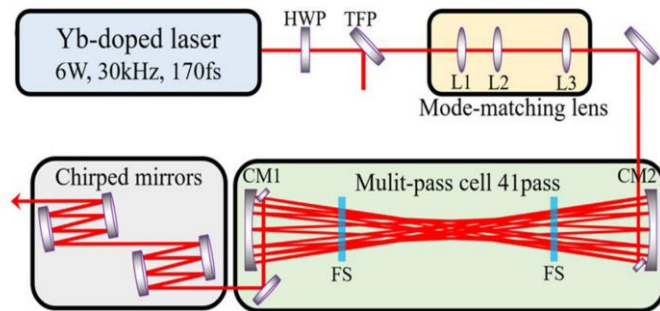


图 1.4 预啁啾管理非线性压缩装置

2024 年, V. Hariton 团队^[76]在 GW 量级激光系统中应用 MPC 压缩, 并结合预啁啾管理 (Pre-chirp Management) 技术, 实现了 170 fs 至 44 fs 的脉冲压缩, 传输效率达 81%, 如图 1.4 所示, 进一步拓展了 MPC 在高功率激光系统中的应用潜力。

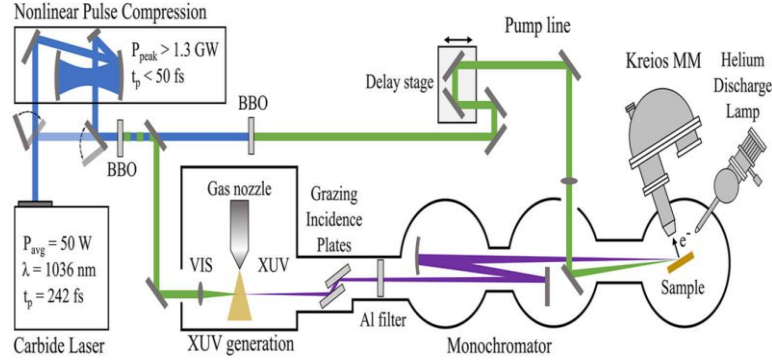


图 1.5 MPC 与高次谐波光源（HHG）相结合的装置

近年来, MPC 技术的成熟推动了超短脉冲泵浦 THz 源的发展。2025 年, K. J. Schiller 等人^[77]提出了 MPC 与高次谐波光源结合的混合 MPC 方案, 在 600 kHz 重复频率条件下, 实现了从 242 fs 至 41.7 fs 的脉冲压缩, 并通过 32 次非线性累积效应, 将光谱展宽至 68.5 nm, 如图 1.5 所示。

1.2 1030 nm 激光泵浦 LiNbO₃ 晶体 THz 辐射的研究进展

LiNbO₃ 晶体因其高非线性光学系数、宽透明窗口和良好的相位匹配特性, 在基于光学整流 (Optical Rectification, OR) 与倾斜脉冲前沿泵浦机制的 THz 产生研究中占据重要地位。近年来, 随着飞秒激光技术的进步, 研究人员围绕短脉冲泵浦、高重复频率 THz 产生及频谱展宽等方面展开了深入探索, 以满足 THz-STM、超快光谱学及高精度材料探测的需求。LiNbO₃-THz 源的研究逐步从低重复频率、高场强 THz 产生向高重复频率、宽带 THz 输出方向发展, 以增强 THz 系统的时间分辨率并拓宽其光谱覆盖范围。

早期研究主要集中在低重复频率条件下, 通过增加泵浦功率或优化光学整流效率提升 THz 输出强度。2014 年, J. A. Fülöp 等人^[80]采用 785 fs 泵浦脉冲, 在 10 Hz 低重复频率下实现了 0.2 THz 中心频率、650 kV/cm 场强的 THz 产生。同年, W. Schneider 等人^[81]采用 800 fs、300 kHz 重复频率的 Yb:YAG 激光泵浦 LiNbO₃ 晶体, 实现了 0.3 THz 中心频率、10 kV/cm 场强的 THz 输出。尽管该研究提高了 THz 产生的稳定性, 但长脉冲泵浦的 THz 频谱展宽能力有限, 无法满足超快探测对更高时间分辨率的需求。

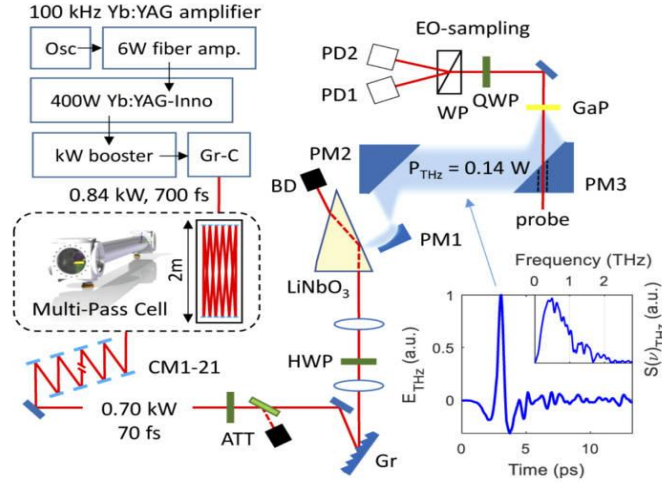
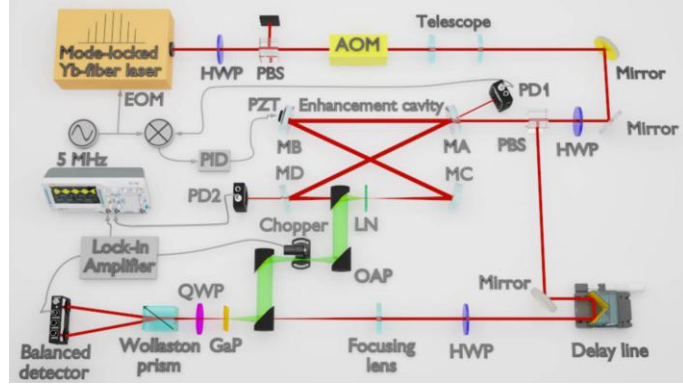


图 1.6 非线性压缩至 70 fs 泵浦 LN 产生 THz 的装置

为进一步拓展 THz 频谱,近年来研究人员采用超短脉冲泵浦策略,通过减少泵浦脉冲宽度,进一步提升 THz 输出带宽。2022 年, P. L. Kramer 等人^[82]采用惰性气体填充 MPC 压缩技术,将 700 fs 泵浦脉冲压缩至 70 fs,并在 100 kHz 高重复频率下成功产生中心频率 0.6 THz、截止频率达 2.5 THz 的太赫兹输出,场强超过 150 kV/cm,如图 1.6 所示。这一研究验证了短脉冲泵浦在拓展 LiNbO₃-THz 频谱上的优势。然而,由于 LiNbO₃ 材料的高非线性吸收效应,THz 高频部分仍受到一定抑制。随后, F. Meyer 等人^[83]采用 MPC 压缩,将泵浦脉冲压缩至 97 fs,在 13.3 MHz 高重复频率条件下实现了 0.7 THz 中心频率、16.7 kV/cm 场强的 THz 输出,进一步验证了短脉冲泵浦在拓宽 THz 频谱范围方面的潜力。

随着高功率飞秒激光器的发展, LiNbO₃-THz 研究进一步向高平均功率、高重复频率方向发展。2023 年, C. Millon 等人^[84]采用摩尔分数为 0.6% 的 MgO 掺杂 LiNbO₃ 晶体,并结合商业级掺 Yb 飞秒激光器,在 400 kHz 条件下获得 24 mW 的 THz 平均功率,中心频率接近 0.8 THz,表明工业级高功率泵浦能够实现稳定的高重复频率 THz 输出。

此外, 2025 年, E. Suerra 等人^[85]在 92.9 MHz 超高重复频率下实现了 2.0 THz 低频部分的稳定输出,如图 1.7 所示。该方案利用被动增强腔将 8 W 量级掺 Yb 激光放大功率提升至 1.9 kW,并在 50 μ m 薄 LiNbO₃ 晶体中实现 0.65 mW 的 THz 输出功率,为高重复频率 LiNbO₃-THz 产生提供了新思路。

图 1.7 92.9 MHz 重复频率下 LiNbO₃-THz 源装置

尽管近年来 LiNbO₃-THz 源在高重复频率、短脉冲泵浦和带宽拓展方面取得了重要进展,但仍面临 THz 高频部分受非线性吸收效应抑制、高时间分辨率探测受限等挑战。现有 LiNbO₃-THz 产生系统的频谱覆盖范围仍然较窄,难以满足超快探测的需求。因此,如何在高重复频率条件下拓展 LiNbO₃-THz 频谱,并提升基于当前 LiNbO₃ 晶体 THz-STM 系统的时间分辨能力,是当前研究亟待解决的问题。

1.3 研究目标与主要内容

本研究的核心目标是基于 MPC 非线性脉冲压缩技术,开发一种高重复频率、LiNbO₃ 晶体宽带 THz 辐射源,并探讨短脉冲泵浦在优化 THz 产生特性方面的作用,以满足 THz-STM 及超快光谱学对高时间分辨率的需求。在 THz-STM 应用中,THz 瞬态偏压效应与近场波形呈线性关系,因此提升系统的时间分辨率依赖于更宽带的 THz 源,以实现更短的 THz 瞬态电场波形。拓展 THz 频谱范围不仅能够增强材料表面的高频声子模式激发能力,还可为纳米尺度超快电子动力学研究提供更优的实验手段。

然而,基于当前 LiNbO₃ 晶体的 THz-STM 系统的典型 THz 频谱带宽仍小于 2 THz,在高重复频率条件下实现更宽频谱的 THz 源仍然面临诸多挑战。因此,本研究采用单级 MPC 非线性压缩装置,通过短脉冲泵浦方案拓展 THz 频谱范围,提升 THz 近场探测能力,并增强其在 THz-STM 及高时间分辨率成像中的应用潜力。

本研究的主要内容围绕高重复频率宽带 THz 源的优化设计与实验实现展开,主要研究内容包括以下几个方面:

第一章介绍研究的背景和意义,重点分析 THz-STM 及超快光谱学对宽带 THz 信号

的需求，并回顾 MPC 技术在短脉冲压缩方面的研究进展以及 1030 nm 激光泵浦 LiNbO₃ 晶体 THz 产生的最新进展，从而明确本研究在高重复频率条件下 LiNbO₃ 晶体宽带 THz 产生领域的创新性。

第二章系统阐述飞秒激光脉冲的非线性光学特性，重点分析色散效应、二阶非线性效应、自相位调制及自陡峭效应对激光脉冲特性的影响。此外，本章详细介绍 LiNbO₃ 晶体基于光学整流及倾斜脉冲前沿技术产生 THz 的机制。接着，系统介绍电光采样的物理原理与关键技术。最后，分析泵浦脉冲持续时间对 THz 频谱展宽的影响，为实验方案的优化提供理论依据。

第三章重点研究 MPC 非线性脉冲压缩系统的设计与实验搭建，涵盖激光源选型、MPC 系统的稳定性优化、模式匹配设计及实验实现。通过优化腔镜参数、调整 MPC 腔长及光束模式匹配，并采用熔融石英作为克尔介质，实现高效的光谱展宽。同时，利用三透镜组合优化入射光束匹配 MPC 本征模式，并采用啁啾镜补偿 MPC 引入的色散，使展宽后的脉冲成功压缩至傅里叶变换极限。

第四章围绕基于 LiNbO₃ 晶体的 THz 辐射实验展开研究，详细介绍实验系统的设计、光路优化及 THz 信号测量方法。实验构建了两套 THz 生成系统：200 fs 泵浦光系统和经过 MPC 压缩后的 49 fs 泵浦光系统，以对比不同泵浦条件下 THz 产生特性的差异。通过结合透射光栅与 4f 成像系统优化泵浦光的脉冲前沿倾斜角度，提高 THz 产生效率与频谱展宽能力。此外，本章搭建了基于电光采样技术的 THz-TDS 测量系统，测量 THz 时域波形。

第五章对实验结果进行性能表征与分析，包括 MPC 脉冲压缩前后的脉冲宽度、光束质量、功率稳定性等关键参数的测量，同时对两种泵浦条件下 THz 时域波形及频谱特性进行对比分析。实验结果表明，短脉冲泵浦能够有效拓展 THz 频谱，将中心频率由 0.5 THz 提升至 0.84 THz，并将高频截止扩展至 4.1 THz。此外，本章对实验误差来源进行了分析，并提出相应的优化方案，以提高系统的稳定性和可重复性。

第六章总结了本研究的核心成果，并展望了未来的研究方向。

第2章 理论基础与关键原理

2.1 飞秒激光脉冲的色散效应与非线性效应

飞秒激光技术作为光学领域的重要突破,具有超短的脉冲持续时间(10^{-15} 秒量级)、宽的光谱带宽和极高的峰值功率,这些特性使其在超快光学、强场物理、精密测量和材料加工等领域展现出广泛应用。然而,在飞秒激光脉冲的传输和应用过程中,由于与光学介质的相互作用,会引发复杂的色散效应与非线性效应,这些效应直接影响激光脉冲的时域、频域特性以及光束质量,从而对脉冲展宽、压缩及转换效率等关键参数产生深远影响。

在本章中,我们将分别从色散效应与非线性光学效应两个方面的基础知识^[86-88]展开深入论述。色散效应的具体分析主要涉及群延迟色散(Group Delay Dispersion, GDD)、群速度色散(Group Velocity Dispersion, GVD)与高阶色散的机理及其对脉冲的影响,而非线性效应则包括二阶非线性、自相位调制、自陡峭效应等。本节将系统性地探讨这些效应的物理机制及其对飞秒脉冲的影响,为后续实验研究提供理论基础。

2.2 色散效应

色散效应是指电磁波在介质中传播时,由于不同频率的光波在介质中具有不同的折射率,导致各频谱分量的传播速度不同,从而引起脉冲的展宽、畸变甚至频谱重构。在飞秒激光系统中,色散效应尤为显著,尤其在超宽光谱脉冲的传输过程中,光波的频率远离介质的谐振频率时,其折射率 $n(\omega)$ 可近似由塞尔迈耶尔公式(Sellmeier)计算:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2-1)$$

其中, B_j 代表不同谐振模式的强度, ω_j 为共振频率。该公式描述了介质的色散特性,即折射率随频率的变化规律。由于飞秒脉冲具有较宽的光谱带宽,各频谱分量在介质中传播时将产生相对相移,从而影响脉冲的时间展宽和群速度特性。

在飞秒激光系统中，由于脉冲具有较宽的光谱带宽，因此其傅里叶变换光谱围绕中心频率 ω_0 分布。在这种情况下，由不同频谱分量组成的光波在传播介质中会因折射率变化而以不同的速度传播，导致频谱各成分之间产生相移。具体而言，相位变化可以用 $\phi(\omega)=\omega nl/c$ 表示，其中 l 为介质的长度， c 为真空光速。由于折射率是频率的函数，因此脉冲的群延迟色散和更高阶的色散效应可以通过对折射率对频率的多次导数来描述。为研究色散对脉冲时域特性的影响，可将模式传播常数 $\beta(\omega)$ 进行泰勒展开，得到不同阶次的色散参量，如群延迟（ β_1 ）、群速度色散（ β_2 ）以及三阶色散（ β_3 ）。

$$\beta(\omega)=n(\omega)\frac{\omega}{c}=\beta_0+\beta_1(\omega-\omega_0)+\frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2+\dots \quad (2-2)$$

其中

$$\beta_m=\left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0} \quad (m=0,1,2,\dots) \quad (2-3)$$

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \\ \beta_2 &= \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \end{aligned} \quad (2-4)$$

式中， n_g 是群折射率， v_g 是群速度。 β_1 表示脉冲的光谱与相位呈线性关系。尽管群延迟不会改变脉冲在时域上的宽度和形状，但会导致脉冲相对于零点产生一个时间上的超前或滞后，如图 2.1 所示。在同一介质，超短脉冲的波长由多个频率组成，不同频率的群延迟不同，这导致参量过程中的群速度失配^[89]。在光学中，脉冲的时间展宽或压缩是由群速度色散引起的。群速度是脉冲包络移动的速度，而 β_2 表示群速度随频率变化的程度，单位是 fs^2/mm 。而 GDD 指的是材料引入总的二阶色散，单位是 fs^2 。当 β_2 趋于零且长波长方向的符号发生改变，则称这点为零色散波长 λ_D 。色散效应在 $\lambda=\lambda_D$ 处并不能完全消除，需要考虑二阶色散之外更高阶色散的效应。

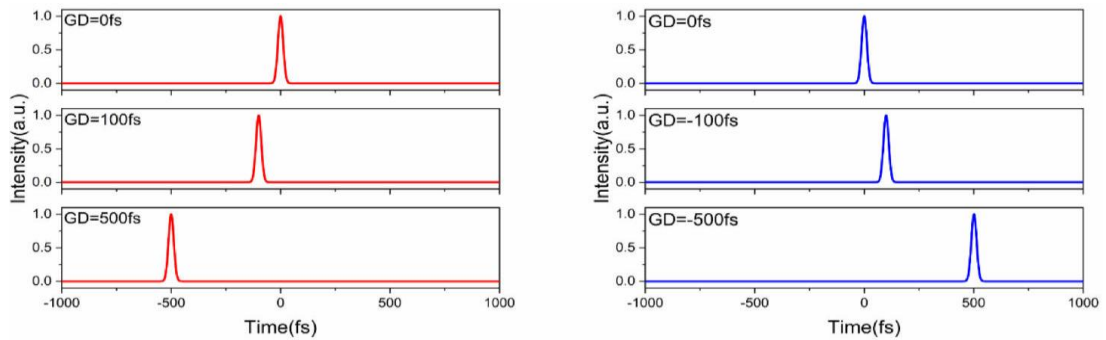


图 2.1 群延迟对脉冲时域特性的调制作用^[90]

在光脉冲传播过程中，色散效应根据其具体特性可分为正常色散、异常色散和零色散点。当折射率二阶导数 $d^2n/d\omega^2$ 为正时，低频光谱分量的相速度大于高频分量，即低频光波在脉冲的前沿，而高频光波滞后于脉冲后沿，此时脉冲呈现“上啁啾”现象，这种情况称为正常色散或正色散。当 $d^2n/d\omega^2$ 为负时，高频成分的相速度高于低频成分，高频光波在脉冲前沿，低频光波滞后，导致脉冲出现“下啁啾”现象，这称为异常色散或负色散。当 $d^2n/d\omega^2$ 等于零时，脉冲传播处于零色散点，二阶色散效应被抵消，但更高阶色散（如三阶色散）仍会引发脉冲的不对称畸变。

群速度色散是描述脉冲中不同频率成分群速度差异的关键参量，直接影响脉冲时域展宽或压缩。当 GVD 为正时，脉冲在传播过程中展宽，高频成分相对滞后，低频成分在脉冲前沿；当 GVD 为负时，情况相反，高频成分先行，低频成分滞后，从而导致脉冲展宽呈现相反方向的畸变。这种现象是脉冲展宽或压缩的主要原因之一。在许多超快激光系统中，需要精确控制 GVD，以调节脉冲在增益介质中传播时的展宽程度，避免过度展宽导致系统效率降低和非线性效应增强。在脉冲离开增益介质后，通过引入负 GVD 进行脉冲压缩，使其恢复到接近傅里叶变换极限脉宽，从而实现高质量输出。

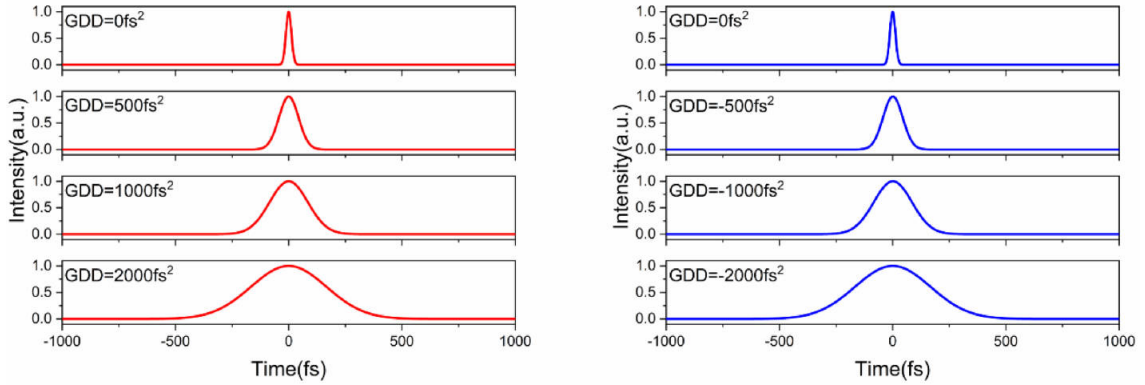


图 2.2 群延迟色散对脉冲时域特性的调制作用^[90]

另一方面，群延迟色散是 GVD 在特定长度上的累积效应，其值取决于光程长度和材料的群速度色散值。换言之，GVD 是单位长度上的群延迟变化率，而 GDD 是考虑传播路径长度后的总延迟变化量。对于超短脉冲来说，GDD 的累积效应会导致脉冲显著展宽，如图 2.2 所示，尤其在长光程材料中更为明显。

公式 2-5 描述了傅里叶变换极限的脉冲在经过带有二阶色散器件或材料后出射脉冲的脉宽。

$$\tau_{out} = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln 2 \cdot GDD}{\tau_0^2} \right)^2} \quad (2-5)$$

式中 τ_0 为初始脉冲傅里叶变换极限宽度，GDD 代表经过材料后所引入的群延迟色散。经过引入二阶色散，脉冲的时域宽度会被展宽。定性分析表明，初始脉冲一定时，所引入的 GDD 越大，脉冲时域展宽量越大。而在展宽程度相同的情况下，初始脉冲宽度越小，则所需的 GDD 越小。因此，合理设计系统中 GDD 的大小，是色散管理和脉冲压缩设计的关键。

例如，在啁啾脉冲放大系统中，为了在脉冲光谱展宽阶段减小峰值功率、抑制非线性效应，需要引入大幅度的正 GDD，使脉冲在增益介质中以较低的功率密度传播。而在放大后的脉冲压缩阶段，则通过光栅对或啁啾镜等色散补偿器件引入适量的负 GDD，将脉冲重新压缩至接近傅里叶变换极限脉宽，确保输出脉冲具有高峰值功率。

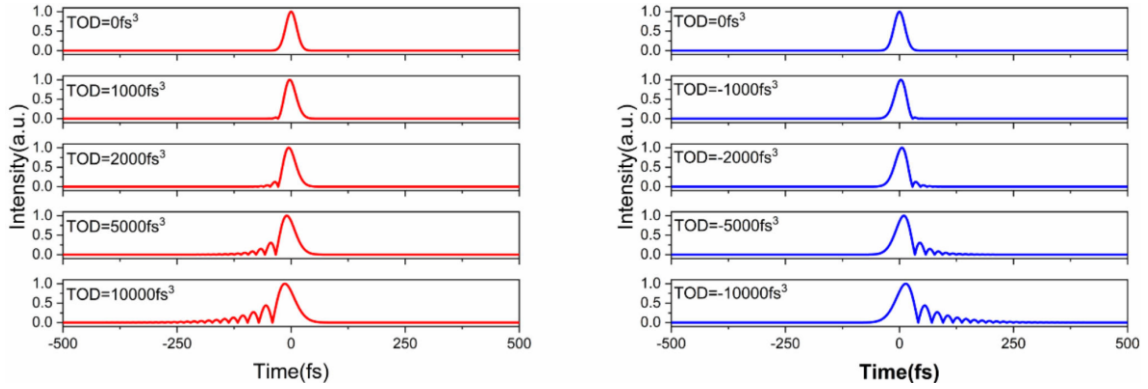


图 2.3 三阶色散对脉冲时域特性的调制作用^[90]

对于超短脉冲系统，还需特别关注高阶色散效应，例如三阶色散（Third-Order Dispersion, TOD）。TOD 主要影响脉冲的对称性，会引发脉冲在展宽过程中出现前沿和后沿不对称的现象，导致时域脉冲波形发生不对称变化，如图 2.3 所示。在接近零色散波长 λ_D 的区域，三阶色散的影响尤为显著，这对超短脉冲系统中的倍频、参量放大等过程影响较大。因此，在设计超快光学系统时，需要对三阶色散进行精确补偿。

为有效补偿色散效应，研究人员已提出多种方法和器件。其中，光栅对是常见的色散补偿装置之一，其通过调控光谱成分在不同路径中的光程差，实现二阶与三阶色散的调节，广泛应用于高功率飞秒激光系统。另一种常见方案是啁啾镜对，其利用多层介质膜结构，使不同频率的光波在不同深度处反射，从而引入啁啾效应，主要用于小量级负色散补偿。这类补偿装置通常成对使用，以保证色散补偿的均衡性。此外，棱镜对通过两块棱镜间的光程差实现色散调节，具备较高的可调节性，但因系统复杂，主要应用于实验室环境中的高精度调控。

色散效应是影响飞秒脉冲传播特性的关键因素，其中群速度色散和群延迟色散直接决定了脉冲的展宽程度，而三阶色散则导致脉冲波形的对称性发生变化。合理控制色散参数，并采用适当的色散补偿技术，可有效优化脉冲展宽和压缩效果，为后续超快光学实验提供高质量的飞秒脉冲源。

2.2.1 二阶非线性效应

在非线性光学中，材料对入射光场的响应可以用极化强度 P 来描述。二阶非线性效应是指材料的极化强度与电场强度的二次方成正比，即 $P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2$ ，其中 $\chi^{(2)}$ 是二阶非线性极化率，描述了介质对于电场的二阶非线性光学过程中的响应强度^[91-94]。由此式可知，当输入电场 E 方向发生改变时，非线性极化方向也会随之改变。因此，二阶非线性效应仅在非中心对称晶体中存在，如 BBO (β -BaB₂O₄)、KDP (KH₂PO₄) 等晶体均具有强的二阶非线性效应；而像 YAG 这样的中心对称晶体不具备二阶非线性效应。

在实际应用中，有效非线性系数 d_{eff} 是衡量二阶非线性过程强度的重要参数，与二阶非线性极化率 $\chi^{(2)}$ 之间的关系为 $d_{\text{eff}} = \chi^{(2)}/2$ 。当频率为 ω_1 和 ω_2 的两束单色光同时入射到二阶非线性晶体中时，其电场振荡可表示为：

$$E(t) = E_1 \exp(i\omega_1 t) + E_1^* \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t) + E_2^* \exp(-i\omega_2 t) \quad (2-6)$$

通过非线性晶体后，二阶非线性效应将产生频率组合的新光波，包括二次谐波产生 (Second Harmonic Generation, SHG)、和频产生 (Sum Frequency Generation, SFG)、差频产生 (Difference Frequency Generation, DFG)、光参量放大 (Optical Parametric Amplification, OPA) 以及三次谐波产生 (Third Harmonic Generation, THG) 等现象，如图 2.4 所示。其中，和频过程是由频率 ω_1 和 ω_2 的光子结合生成频率为 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 的新光子；而差频过程则是频率为 ω_3 的光子与 ω_2 的光子作用生成 $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ 的光子。在这些频率转换过程中，信号光和倍频光之间的波矢差需要满足相位匹配条件，即 $\Delta k = k(\omega_3) - k(\omega_2) - k(\omega_1) = 0$ ，以实现最佳频率转换效率。

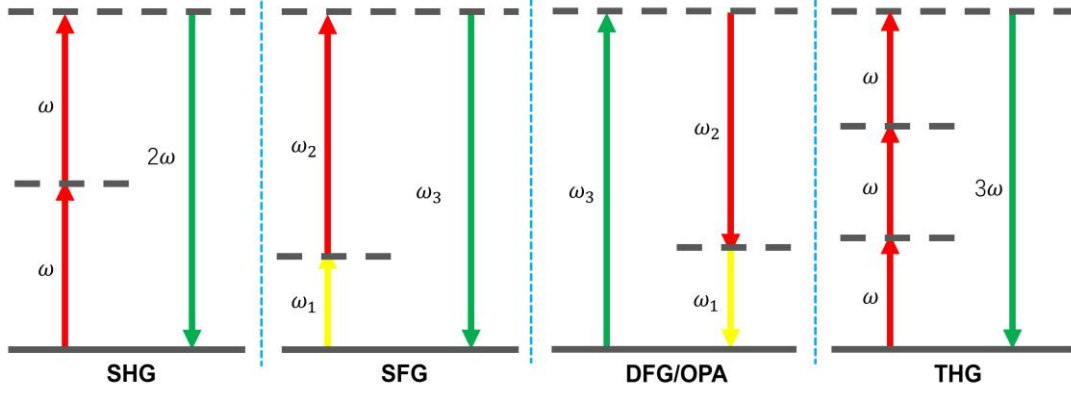


图 2.4 二次谐波产生、和频产生、差频产生、光参量放大和三次谐波产生

由于材料色散的存在，折射率 $n(\omega)$ 会随频率变化，从而使得相位匹配条件难以满足。理论上，可以使用反常色散材料来满足相位匹配条件，但在实际应用中反常色散晶体较少见。因此，最常见的相位匹配方法是利用晶体的双折射特性，通过不同偏振方向的光波折射率差异来实现相位匹配。在非中心对称的单轴晶体中，存在寻常光（o 光）和非寻常光（e 光），折射率分别表示为 $n_o(\omega)$ 和 $n_e(\omega)$ 。

在实际晶体应用中，根据晶体结构不同，可将晶体分为各向同性晶体、单轴晶体和双轴晶体，其中单轴晶体又细分为正单轴晶体（如 KDP 晶体， $n_e > n_o$ ）和负单轴晶体（如 BBO 晶体， $n_e < n_o$ ）。单轴晶体中，非寻常光的折射率 $n_e(\theta)$ 随激光传播方向与晶体光轴之间夹角 θ 而变化，表达式为：

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (2-7)$$

基于两束输入光偏振方向是否相同，相位匹配（Phase Matched, PM）分为一类相位匹配（两束输入光偏振方向相同）和二类相位匹配（两束输入光偏振方向不同），从而灵活调节频率转换效率与频率响应范围。

对于超短脉冲光源（如飞秒激光），其宽光谱特性导致相位匹配条件仅在中心频率处严格成立（ $\Delta k = 0$ ），而在其他频率分量上因波矢失配（ $\Delta k \neq 0$ ）引发转换效率下降。这种失配限制了二阶非线性过程（如光学整流、倍频）的有效带宽。频率转换效率随传输距离 z 的变化满足：

$$\eta(z) \propto \sin^2 \left(\frac{\Delta k \cdot z}{2} \right) \quad (2-8)$$

当 $\Delta k = \pi/z$ 时，效率首次降为零时，对应的传播距离定义为相干长度：

$$L_{coh} = \frac{\pi}{|\Delta k|} \quad (2-9)$$

为突破这一带宽限制，准相位匹配（Quasi-Phase-Matched, QPM）技术通过周期性极化反转结构（极化周期 Λ ）调制晶体的二阶非线性系数 $x^{(2)}$ ，人为引入倒格矢 $k_g = 2\pi/\Lambda$ ，使有效相位失配满足 $\Delta k_{eff} = \Delta k - k_g = 0$ ，如图 2.5 所示。与传统双折射相位匹配依赖晶体双折射补偿 Δk 不同，QPM 不需要受限于主晶轴对准，可直接利用晶格对称性最强的非线性系数分量（如 LiNbO_3 的 d_{33} ），显著提升转换效率。同时，通过设计极化周期 Λ ，QPM 能够补偿不同频率分量的波矢失配，从而拓展转换带宽。此外，啁啾或非均匀周期结构的引入进一步优化了宽带匹配的灵活性。

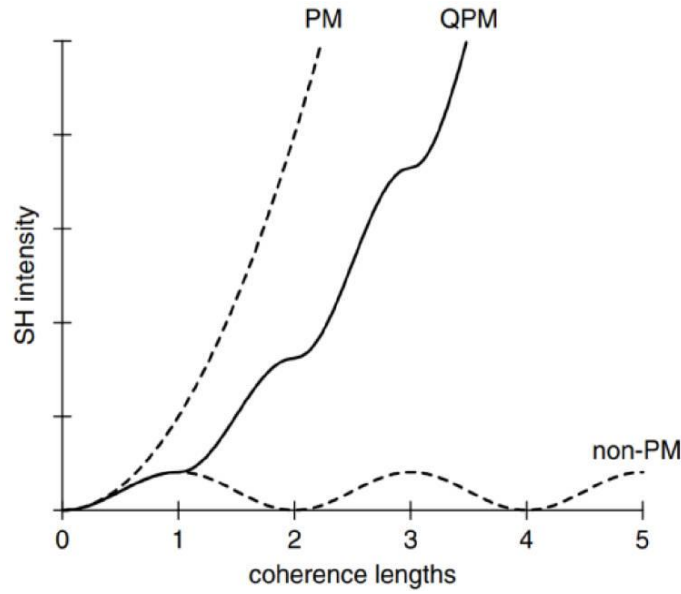


图 2.5 相位匹配、准相位匹配和非相位匹配（non-PM）条件下光强的变化^[95]

2.2.2 自相位调制

在中心对称的非线性介质中，二阶非线性极化率 $x^{(2)}=0$ ，因此材料对光场的响应主要由三阶非线性极化率 $x^{(3)}$ 决定。三阶非线性效应中最为典型的一种现象被称为自相位调制。这一效应的核心现象是，当光脉冲通过非线性介质时，由于脉冲强度的时间变化，会引起介质折射率的动态变化，从而导致脉冲相位的自发改变。通常情况下，对于沿 z 轴方向传播的短脉冲，其电场可以写为：

$$E(t, z) = A(t, z)e^{i(\omega_0 t - kz)} \quad (2-10)$$

这里, $A(z,t)$ 代表脉冲包络, ω_0 代表载波角频率, k 为波数。脉冲在非线性介质中的传播过程中, 其瞬时相位可表示为:

$$\phi(t) = \omega_0 t - kz = \omega_0 t - \frac{\omega_0 n(I)z}{c} \quad (2-11)$$

这里 $n(I)$ 表示光强相关的非线性折射率, c 是真空光速。由此, 可以得到瞬时角频率 $\omega(t)$ 为相位对时间的导数, 即:

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2-12)$$

若介质的折射率随光强变化, 瞬时频率 $\omega(t)$ 将发生偏移, 从而导致脉冲频谱展宽, 即引入新的光谱成分。若该折射率变化由脉冲自身引起, 称为自相位调制 (Self-Phase Modulation, SPM); 而若由另一个光脉冲引起, 则称为交叉相位调制 (Cross-Phase Modulation, XPM)。

自相位调制的基本物理机制可以通过光克尔效应进行直观理解。当强激光脉冲入射非线性介质时, 光强较高的部分导致材料的折射率瞬时增大, 这种现象被称为光克尔效应。其折射率与光强的关系可以表示为:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (2-13)$$

这里 n_0 为介质的线性折射率, n_2 称为非线性折射率系数, I 为光脉冲的瞬时强度。根据上述关系, 瞬时频率变化可进一步表示为:

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\omega_0 z n_2}{c} \frac{dI}{dt} \quad (2-14)$$

因此, 在脉冲包络的前沿 (即上升沿), 由于光强随时间增加 ($dI/dt > 0$), 由 2-13 公式可知, 瞬时频率偏移 $\Delta\omega(t) < 0$, 即引入低频成分; 而在脉冲包络的后沿 (即下降沿), 由于光强随时间减小 ($dI/dt < 0$), 瞬时频率偏移 $\Delta\omega(t) > 0$, 即引入高频成分。因此, 自相位调制现象在脉冲前沿引入了低频光谱成分, 而在脉冲后沿引入了高频光谱成分, 如图 2.6 所示。这一过程为脉冲频谱展宽并引入了正啁啾效应 (即频率随时间线性增加), 但对脉冲的时域包络形状影响较小。

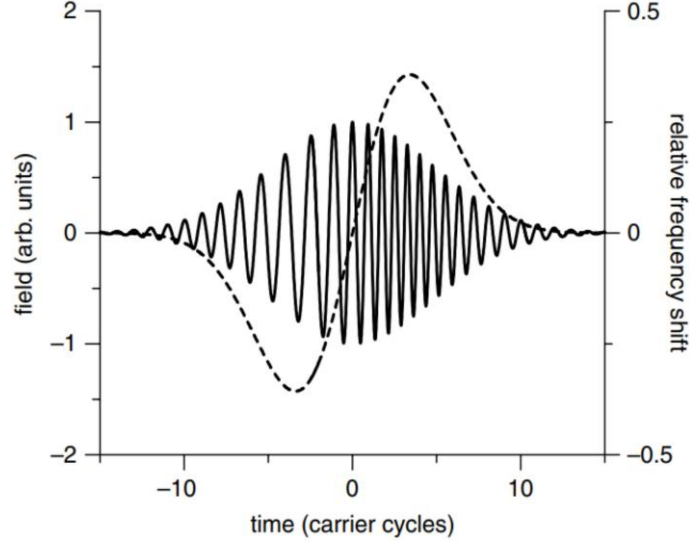


图 2.6 自相位调制后的脉冲轮廓，实线代表光电场，虚线代表相对频移^[95]

为了定量描述 SPM 的强度与光谱展宽效果，引入了一个非常重要的参数——B 积分。B 积分定义为光脉冲在非线性介质传播过程中，在其传播轴上积累的非线性相位大小，可以通过下式表达：

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I_p(z) dz \quad (2-15)$$

其中， λ 是真空中光波长， $I_p(z)$ 是光束轴线上峰值光强，积分沿光脉冲传播路径进行。在实际的固体 MPC 系统中，每一次通过非线性介质时所产生的 B 积分通常较小（例如 $\approx 0.1\pi$ ），从而避免过大的非线性效应导致光束畸变。但通过多次光束往返传播，使 B 积分累积到较大的值，从而实现显著的光谱展宽。

在 SPM 光谱展宽中，光谱展宽因子 F 与 B 积分之间存在如下关系：

$$F = \frac{\Delta\omega_{out}}{\Delta\omega_{in}} = \sqrt{1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \phi_{max}^2} \approx 0.88\phi_{max} \quad (2-16)$$

对于高斯光束，B 积分与最大非线性相移 ϕ_{max} 之间存在简单关系：

$$B = 2\phi_{max} \quad (2-17)$$

因此，当 B 积分较大（如 $B > 2.5$ ）时，光谱展宽因子 F 与 B 积分近似成线性关系：

$$F \approx 0.44B \quad (2-18)$$

上述关系表明，通过合理控制脉冲在固体 MPC 中累积的 B 积分，可以有效调控脉冲的光谱展宽效果。

值得注意的是，在实际应用中，SPM 效应不仅与脉冲峰值功率有关，也与脉冲持续时间和介质非线性参数有关。超短脉冲由于峰值功率较高，更易触发强烈的 SPM 效应，从而产生更明显的光谱展宽。然而，二阶色散效应的存在会导致脉冲在时域展宽，从而降低其峰值功率，进而减弱 SPM 效应。特别需要指出的是，二阶色散对脉冲前后沿的展宽效应是对称的，因此产生的光谱展宽仍然相对于中心频率对称。但若引入较大的三阶或更高阶色散效应，则会导致脉冲时域波形不再对称，使得 SPM 产生的光谱展宽也不再对称。

2.2.3 自陡峭效应

自陡峭效应 (Self-Steepening, SS) 是强激光脉冲在非线性介质中传播时常见的重要现象。这一效应的本质源于介质的非线性折射率随光强变化的特性。在强光脉冲的中心区域，光强达到峰值，介质的非线性折射率 $n=n_0+n_2I$ 也达到最大值。结果导致脉冲峰值处的群速度最慢，而脉冲的前沿和后沿区域由于光强较低，群速度相对较快。因此，随着脉冲在介质中传播，脉冲的峰值逐渐向后延迟，导致前沿变得更平坦，而脉冲后沿变得更加陡峭，即所谓的自陡峭效应。

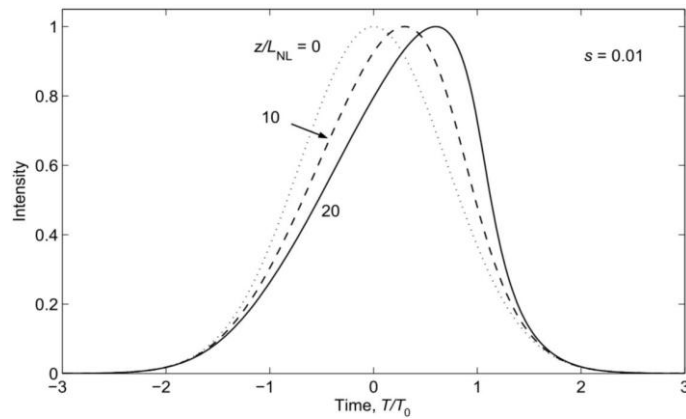


图 2.7 无色散情况下高斯型脉冲的自陡峭效应^[96]

如图 2.7 所示为无色散情形下高斯型脉冲传播过程中的自陡峭效应演化。点虚线(灰色)代表归一化传播距离 $z/L_{NL}=0$ 时的初始输入脉冲形状，黑色虚线和实线则依次对应归一化传播距离 z/L_{NL} 分别为 10 与 20 时的脉冲形状变化情况 (参数 $s=0.01$ ，其中 $s=1/\omega_0$ 为载波角频率)。可以清楚地看到，随着传播距离 z/L_{NL} 增加，脉冲的峰值明显向后沿偏移，前沿逐渐趋于平坦，后沿斜率明显增大。这种变化直观地揭示了自陡峭效应导致脉冲时域波形不对称性的物理机制。

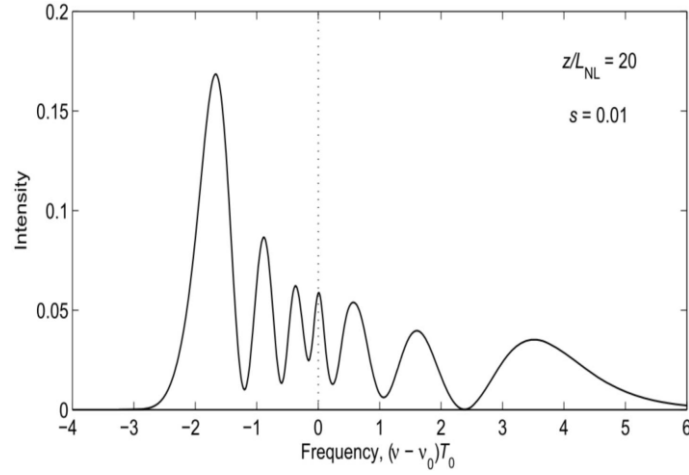
图 2.8 无色散情形下高斯型脉冲经自陡峭效应后的频谱演化^[96]

图 2.8 展示了在相同的无色散条件下，高斯型脉冲在 $z/L_{NL}=20$ 时自陡峭效应的频谱演化。显示了经历自陡峭效应后的频谱变化情况。可以明显看到，光谱蓝移侧频谱展宽更为显著，而红移一侧则呈现长波拖尾，这清晰地揭示了自陡峭效应引起的光谱不对称性特征。

在理论上，自陡峭效应通常可利用非线性薛定谔方程（Nonlinear Schrodinger Equation, NLSE）进行描述。在忽略色散效应，仅考虑自相位调制和自陡峭效应情况下，简化的 NLSE 表示为：

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = ir_1|U|^2U - \frac{r_1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2U) \quad (2-19)$$

其中 $U(z, t)$ 为脉冲包络函数， Z 为传播距离， t 为脉冲局部时间， r_1 为非线性系数， ω_0 为载波角频率。该方程中第二项即为自陡峭效应项，指出非线性效应强度与光强变化速率相关，直接导致了光谱蓝移侧的显著扩展。

2.3 THz 辐射与电光采样的基本原理

本节主要介绍了 THz 辐射产生的核心物理机制与其精确测量的关键技术，即光学整流效应与倾斜脉冲前沿技术，以及电光采样技术（Electro-Optic Sampling, EOS）。本节将首先详述光学整流效应与倾斜脉冲前沿机制的基本原理及其在 LiNbO_3 晶体中的具体应用，随后系统介绍电光采样技术的关键概念与不同电光晶体的性能特性，为后续实验设计与数据分析提供必要的理论背景与参考依据。

2.3.1 光学整流与倾斜脉冲前沿机制

光学整流效应是一种利用非线性光学晶体在超短脉冲激光作用下生成 THz 波的核心物理过程。其本质是二阶非线性效应：当超短激光脉冲入射到晶体中时，由于脉冲光场在时间上快速振荡，介质内非线性极化强度也随之迅速变化，频域响应中产生与脉冲强度变化速率相对应的频率分量。这些新生频率分量位于低频 THz 波段，从而形成 THz 辐射场。通俗地理解，强超快激光脉冲作用下，晶体的非线性响应如同一个快速摆动的“电子弹簧”，其瞬态极化响应产生了 THz 辐射。

然而，在实际应用中，LiNbO₃ 晶体虽然具有强大的二阶非线性系数，具备优越的光学整流性能，但也存在严重的相位匹配问题。光泵脉冲与产生的 THz 波在 LiNbO₃ 晶体中相速度存在显著差异：激光脉冲通常以群速度传播，其速度较快，而 THz 波则以相速度传播，明显较慢。这种传播速度差异使得光泵脉冲迅速领先于 THz 波，两者之间无法长期保持同步。于是，在传播过程中，非线性极化诱导的 THz 辐射相位无法实现有效的累积叠加，导致 THz 的输出强度与效率显著降低。这种现象被称为相位失配。

为解决这一关键性难题，研究人员引入了倾斜脉冲前沿技术。TPF 技术的关键在于通过精妙的光学设计，使入射激光脉冲的光强前沿与其相位前沿之间形成一个精确可控的倾斜角 γ ，以实现光泵脉冲与 THz 波之间的速度匹配。具体而言，采用空间色散技术，通过衍射光栅使不同频率的光波产生不同方向的偏转——即所谓的角色散。随后通过适当的透镜系统聚焦，这种角色散转化为激光脉冲前沿在空间上与其相位前沿之间的倾斜。通过精确调整光栅的参数（如刻线密度、衍射角度等）及后续光学元件配置，可确保激光脉冲的前沿传播方向与 THz 波相速度方向重合，实现速度匹配，其匹配条件可表示为：

$$v_{p,gr} \cos \gamma = v_{THz,ph} \quad (2-20)$$

其中， $v_{p,gr}$ 为泵浦激光脉冲的群速度， v_{THz} 为 THz 波的相速度， γ 为脉冲前沿倾斜角度。对于 LiNbO₃ 晶体而言，由于其光学性质决定了光波与 THz 波之间速度差异显著，因此所需的脉冲倾斜角 γ 通常较大，接近 63°左右。通过 TPF 技术，光泵脉冲的前沿与 THz 波方向一致，从而在晶体中实现长距离的同步传播和有效的相位叠加，可以提升 THz 辐射效率。

TPF 技术不仅在很大程度上克服了相位匹配问题，还具有明显的实际优势。相比传

统切伦科夫型辐射^[97,98]，后者的辐射呈圆锥形发散，难以高效收集和光学调控，而 TPF 技术产生的 THz 波呈平面波形式，可在特定方向稳定传播，从而简化后续光学器件的设计并提升光束收集效率。

然而，尽管 TPF 技术在提升 LiNbO₃ 晶体中光学整流产生 THz 波效率方面具有重大优势，但实际操作中也面临一些挑战。最突出的是 TPF 引入了严重的角色散效应，即不同频率的光波成分在空间传播中产生不同方向的偏转。这种角色散效应导致了光泵脉冲在晶体中传播时产生明显的空间与时间耦合，即“空间啁啾”与“时间啁啾”^[99]。具体而言，空间啁啾表现为脉冲中不同频率的光波在空间位置上出现偏移；时间啁啾则表现为不同频率光波传播时间的不同步。这些效应在实际应用中使得光泵脉冲在晶体中的传播产生明显的畸变与退化，从而降低 THz 波的光束质量和稳定性。

为了降低这些负面效应的影响，实验上可通过若干手段进行优化。首先，通过合理选择衍射光栅的参数及透镜组合，可有效减弱高阶角色散效应。其次，对于超短脉冲而言，通过预先引入合适的色散补偿装置，对泵浦光束进行色散管理，在入射光栅之前赋予泵浦脉冲一定的预补偿色散，可有效抵消角色散引起的啁啾效应，改善脉冲品质。此外，利用更加合理的光学元件设计（例如优化的光学反射与折射结构）也有助于降低角色散效应的影响，进一步提高 THz 波的转换效率与输出稳定性。

总体而言，光学整流效应构成了非线性晶体生成 THz 辐射的核心物理机制，而倾斜脉冲前沿技术巧妙优化了泵浦光与 THz 波的相位匹配问题，从而提升了光学整流的 THz 辐射效率。尽管 TPF 技术在 LiNbO₃ 晶体中的 THz 产生方面取得了显著进展，但仍需进一步优化角色散效应及空间—时间耦合的控制策略。

2.3.2 电光采样的基本原理

电光采样是一种基于电光效应，实现对 THz 脉冲高精度时域测量的核心技术。电光效应指的是晶体的折射率在外加电场作用下发生线性调制的物理现象。当同步的超短探测光脉冲与待测 THz 脉冲同时通过电光晶体时，THz 场在晶体内部诱导出瞬态的电场依赖型双折射效应，即不同偏振方向上的折射率产生差异性变化。晶体内部这种瞬时双折射效应导致探测光脉冲的偏振态随之发生微小但可测量的变化。通过精确测量该偏振态的变化，可间接重构 THz 脉冲的瞬时电场分布，从而实现对 THz 波形的高时间分辨

率采样。这种非接触式、高分辨率的测量技术已广泛应用于太赫兹时域光谱系统（Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz-TDS）^[100,101]，可探测从数十 GHz 至数 THz 的 THz 脉冲波形，为探索物质的动态光学响应及超快物理过程提供了强有力的实验支撑。

电光采样的关键原理在于利用飞秒级超短激光脉冲作为精确的时间参考，通过电动位移台调整探测光与 THz 脉冲在电光晶体中的相对时间延迟，实现对 THz 脉冲波形的逐点精确采样。在实际测量中，探测光脉冲的偏振态变化量与晶体中瞬时的 THz 电场强度线性相关。假设探测光的波长为 λ 、晶体长度为 L 、晶体折射率为 n 、电光系数为 r ，则由 THz 场引起的相位延迟 $\Delta\phi$ 可表示为：

$$\Delta\phi = \frac{\pi L}{\lambda} n^3 r E_{THz} \quad (2-21)$$

其中， E_{THz} 表示 THz 场强。这种相位延迟可借助光学元件（如四分之一波片与偏振分光镜或沃拉斯顿棱镜）转换为光强变化，最终通过光电探测器与锁相放大器等仪器的组合使用，实现对 THz 脉冲完整波形的时域测量。

在电光采样系统设计中，电光晶体的选择需综合考虑其电光系数、透明窗口、群速度失配（Group Velocity Mismatch, GVM）等关键参数。碲化锌（ZnTe）是应用最广泛的晶体之一，其横向电光系数（ $r \approx 4.3 \text{ pm/V}$ ，针对<110>晶向）较高，且在中低频 THz 波段（0.1-3 THz）具有低吸收特性，适合该频段的灵敏探测。得益于 ZnTe 晶体中探测光与 THz 波的群速度失配较小，通常可采用较厚晶体（如 1-2 mm）以延长相互作用长度，从而提升信噪比。LiNbO₃ 晶体凭借极高的纵向电光系数（ $r \approx 33 \text{ pm/V}$ ，需共线相位匹配条件）在 THz 探测中独具潜力，但其透明性受限于声子吸收，仅在较低频段（如<1 THz）表现较好。此外，LiNbO₃ 的显著群速度失配问题需通过超薄晶体（10-50 μm ）或非共线几何设计来缓解，以确保探测光与 THz 脉冲的时间重合性。磷化镓（GaP）的优势则体现在高频 THz 波段（1-10 THz），尤其在 5-10 THz 范围内，其较小的声子吸收和宽透明窗口（需厚度<100 μm 以抑制吸收）使其性能优于 ZnTe 与 LiNbO₃ 晶体。然而，GaP 的横向电光系数（ $r \approx 0.97 \text{ pm/V}$ ，需优化<110>晶向）显著低于 ZnTe 和 LiNbO₃ 晶体，导致直接探测灵敏度较低，通常需依赖高灵敏度光电探测器与低噪声信号处理电路补偿信号强度不足。尽管如此，GaP 的高晶体均匀性与热稳定性使其在长时间高频测量中具有独特优势。

2.4 脉冲持续时间对 THz 辐射的影响

泵浦脉冲的持续时间作为影响 THz 辐射性能的关键参数，在光学整流过程中发挥着至关重要的作用。泵浦脉冲持续时间直接决定其频谱宽度及峰值功率，从而显著影响非线性极化响应的瞬态特性及 THz 脉冲的频谱特征。根据傅里叶变换原理，激光脉冲的时间持续宽度与其光谱带宽呈反比关系，因而更窄的脉冲持续时间对应更宽的频谱带宽，这在一定程度上决定了所产生的 THz 辐射的频谱范围。当采用超短的激光脉冲（例如数十飞秒量级）泵浦时，光脉冲场强在极短的时间内发生剧烈变化，从而在非线性晶体内诱导出快速响应的非线性极化过程。这种超快非线性极化瞬变效应，可以有效激发极宽频谱范围内的 THz 辐射。因此，窄脉冲泵浦是获得宽带 THz 辐射的基础技术途径，这也是本研究选用 MPC 进一步压缩的飞秒脉冲泵浦 LiNbO₃ 晶体的根本原因。

然而，尽管窄脉冲泵浦在产生宽频谱 THz 辐射方面具备显著优势，却不可避免地伴随转换效率较低的问题。转换效率降低的原因主要涉及以下几种基本理论限制：

首先，相位失配问题。在 LiNbO₃ 等非线性晶体中，泵浦激光脉冲的相速度与产生的 THz 波的群速度存在明显差异。特别是在超短脉冲泵浦条件下，这种速度的差异在传播极短距离内就会显现，导致泵浦光与 THz 波在晶体内的空间与时间重叠大幅降低。因而，非线性极化所激发出的 THz 场无法有效实现空间相干叠加，大大削弱了整体的辐射转换效率。

其次，角色散效应。为实现速度匹配，泵浦脉冲往往引入倾斜脉冲前沿技术，通常借助衍射光栅产生必要的角色散。然而，这种角色散在实现速度匹配的同时，也会造成脉冲不同频率成分的空间啁啾与时间啁啾效应^[102,103]。在窄脉冲泵浦条件下，这种时空耦合效应尤为明显，导致泵浦脉冲在晶体内的传输过程中出现明显畸变。由此造成泵浦脉冲频谱成分在空间上和时间上的错位，同样严重降低了有效的非线性极化积累和相干叠加的效果，进一步抑制了转换效率。

第三，非线性效应限制。窄脉冲具有更高的峰值功率，更容易诱发晶体中的多光子吸收和自相位调制等高阶非线性效应。此类效应会引发晶体内的自由载流子产生并吸收一部分 THz 波能量；同时自相位调制效应导致泵浦脉冲光谱畸变（如光谱重塑与红移），恶化相位匹配条件，从而进一步降低了 THz 辐射转换效率。

综上所述，尽管通过更窄的泵浦脉冲可有效拓宽产生的 THz 波频谱范围，但其整体

能量转换效率也受限于群速度失配、角色散效应及高阶非线性效应等多重理论因素。这些因素共同决定了窄脉冲泵浦方法在实现宽带 THz 辐射时需面对的转换效率较低这一基本难题。因此，在利用窄脉冲泵浦实现宽带 THz 辐射输出时，应清晰认识到转换效率下降的理论本质及其根本原因，以便为后续实验与技术发展提供有效的理论基础与指导。

2.5 本章小结

本章系统探讨了飞秒激光脉冲在非线性介质中的传播特性，分析了色散效应、非线性效应及其对 LiNbO_3 晶体 THz 辐射和电光采样的影响。重点研究了光学整流机制、倾斜脉冲前沿技术及电光效应，并探讨了泵浦脉冲持续时间对 THz 产生的核心影响。本章的研究为 MPC 压缩系统的 THz 产生优化提供了理论依据，并奠定了实验方案设计与 THz 产生效率提升的理论基础。

第3章 MPC 脉冲压缩系统的设计与实现

3.1 激光源选型与参数表征

本研究采用 Light Conversion 公司生产的 CARBIDE 飞秒激光器作为泵浦源，如图 3.1 所示。该激光器基于 Yb:YAG 放大介质，具备高平均功率、高重复频率、良好的脉冲稳定性，适用于高重复频率的非线性光学实验。为了适配 MPC 脉冲压缩系统，我们将该激光器的输出重复频率设定为 520.8 kHz，以确保系统在高重复频率下的稳定运行。



图 3.1 CARBIDE 飞秒激光器

该激光器的平均功率通过激光功率计测得，其输出功率达到 23 W，由此计算单脉冲能量：

$$E_{pulse} = \frac{P_{avg}}{f_{rep}} = \frac{23W}{520.8kHz} \approx 44uJ \quad (3-1)$$

高单脉冲能量不仅有助于驱动非线性效应，实现光谱展宽和脉冲压缩，同时也为后续的 THz 辐射实验提供了充足的光源支持。

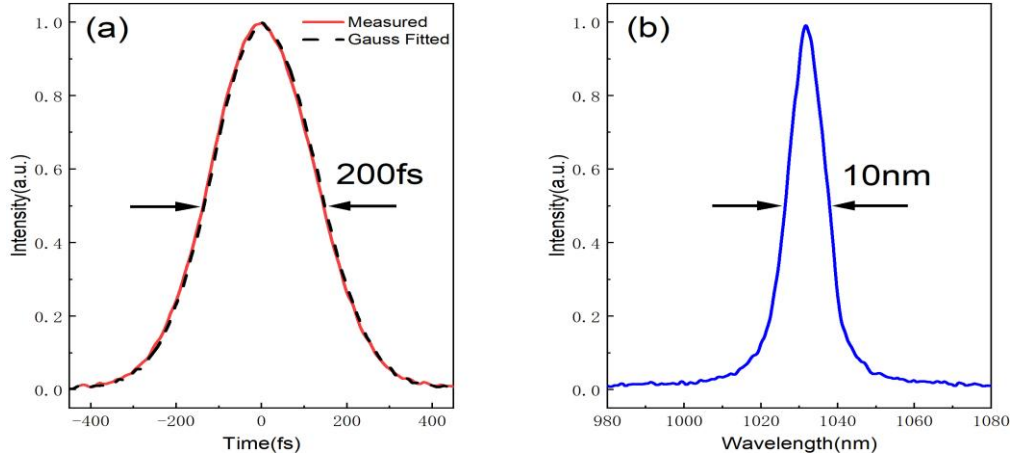


图 3.2 未经过 MPC 压缩前脉冲脉宽和光谱

为了表征激光源的时域特性，我们使用 Light Conversion 公司生产的扫描式自相关仪（GECO）进行测量，并假设脉冲形状服从高斯分布。实验结果表明，该激光器输出脉冲的半高全宽（Full-Width at the Half of the Maximum, FWHM）约为 200 fs，如图 3.2(a) 所示。同时，利用海洋光谱仪（QE Pro-XR300-1100）对激光输出的光谱特性进行分析，结果表明中心波长为 1030 nm，FWHM 约为 10 nm，如图 3.2(b)所示。光谱宽度对非线性展宽和最终脉冲压缩至关重要，因此，该光源在初始阶段的光谱特性符合实验需求。

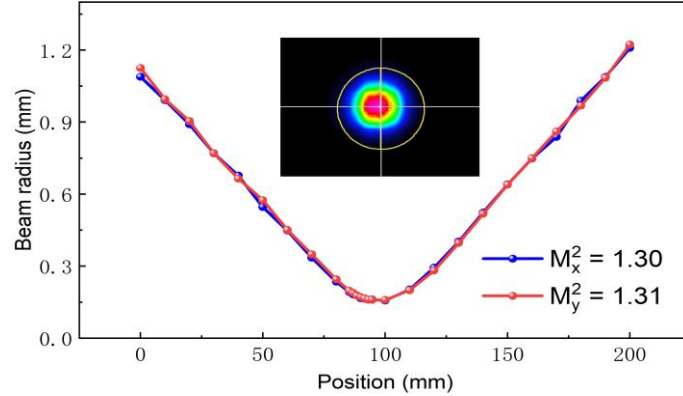


图 3.3 初始激光光束质量测量结果

激光光束质量 (M^2) 因子是评估光束聚焦性能及其在非线性介质中传播特性的关键参数。本研究测得激光器的 M^2 值约为 1.3 (x 方向) 和 1.31 (y 方向)，如图 3.3 所示，接近理想高斯光束，表明该激光器具备良好的光束质量，可实现高效耦合至 MPC 装置。此外，为验证其长期稳定性，本研究对激光器的功率波动进行了连续测量，在 2 小时运行时间内，功率波动小于 0.5%，表现出较高的功率稳定性，如图 3.4 所示。稳定的功率输出对于 MPC 系统至关重要，因为高重复频率下的非线性光学效应对功率波动极为敏感，稳定性不足可能导致光谱展宽的不均匀性以及脉冲压缩的不确定性。

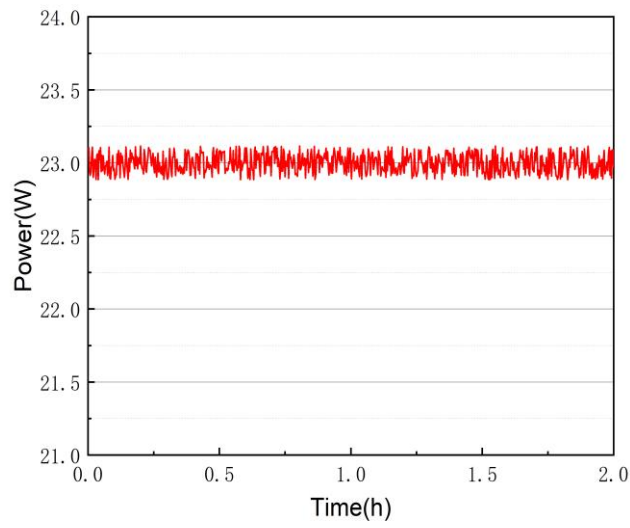


图 3.4 激光初始脉冲功率稳定性

综合来看，该 Yb:YAG 飞秒激光器的参数（见表 3.1）满足本研究的需求，其高功率、高重复频率、优良的光束质量和出色的功率稳定性为 MPC 脉冲压缩系统的构建提供了可靠的光源支持。在此基础上，下一节将探讨 MPC 结构的稳定性及模式匹配优化，以实现高效的光谱展宽和超短脉冲输出。

表 3-1 激光器基本参数

型号	CAEBIDE-CB3
中心波长	1030nm
平均功率	23W
脉宽	200fs
线宽	10nm
重复频率	520.8kHz
脉冲能量	44uJ
光斑直径	4mm
光束质量 M^2	1.2/1.3
功率稳定性	<0.5%

3.2 MPC 的稳定性与模式匹配设计

MPC 是一种高效的非线性光谱展宽结构，利用激光光束在凹面镜之间的多次反射，提高激光脉冲在非线性介质中的积累效应，从而增强自相位调制等非线性过程，实现光

谱展宽。然而，MPC 的稳定性及其模式匹配对光谱展宽的均匀性、非线性效应的积累以及系统的长期可靠性具有至关重要的影响。因此，在本研究中，我们对 MPC 系统的设计进行了优化，以确保入射光束在腔内稳定传播，并在多次反射后保持均匀的模式分布。

MPC 的模式稳定性受到腔内光束传播特性的限制，这一特性可以通过 Herriott Cell 模型进行分析，当两片凹面镜的曲率半径 R 和腔长 L 确定时，腔内的本征模式也随之确定，即在腔内特定位置，激光光斑的尺寸和发散角均受到约束^[104,105]。同时，在凹面镜表面上，入射激光光束的波前曲率应与凹面镜曲率相匹配，以确保光束在 MPC 内的稳定传播。若模式匹配不佳，入射光束与 MPC 本征模式不匹配，会导致光束在腔内多次反射后聚焦不均匀，腔镜上的某些会形成高功率密度区域。这些高功率点可能会对凹面镜镀膜造成损伤，甚至导致 MPC 内克尔介质的损坏。因此，在使用 Herriott MPC 进行光谱展宽时，模式匹配至关重要。

为确保模式匹配，本研究采用三透镜组对入射光束进行整形，使其光斑尺寸和发散角与 MPC 的本征模式保持一致。假设激光光束在 Herriott MPC 经过 N 次往返后能够在入射点重新耦合时，该系统需满足 MPC 重入条件：

$$\xi = \frac{2\pi k}{N}, k = 1, 2, 3, \dots, N-1 \quad (3-2)$$

其中，整数 k 在给定曲率半径 R 和固定的往返次数 N 时，决定了 MPC 的物理长度 L ：

$$C = \frac{L}{R} = 1 - \cos\left(\frac{\pi k}{N}\right) \quad (3-3)$$

该公式表明，MPC 的几何参数必须满足此关系，以确保光束在腔内稳定传播，避免模式漂移或不均匀的能量分布。

在 MPC 中，高斯光束的传播符合高斯光束传输理论，其模式匹配关系可以通过 ABCD 矩阵方法进行计算。对于 MPC 系统，光束在凹面镜之间往返传播的行为可描述如下：

$$M_j = \begin{bmatrix} 1-C & RC(1-C/2) \\ -2/R & 1-C \end{bmatrix}^j \quad (3-4)$$

这里用方程 (3-3) 中定义的 $C=L/R$ 进行化简。对于任何整数 j ，将这个矩阵应用于 q_0 应该得到相同的值。对于 $j=1$ 时：

$$q_0 = -\frac{R}{2} \sqrt{C(C-2)} \quad (3-5)$$

其中 C 由 MPC 腔镜的间距 L 和曲率半径 R 决定。进一步地，MPC 系统的瑞利长度可由 q_0 计算：

$$Z_R = -iq_0 = \frac{R}{2} \sqrt{C(2-C)} \quad (3-6)$$

该参数决定了光束在 MPC 内的聚焦范围，并直接影响非线性光谱展宽的效率。

在实验设计中，为了实现模式匹配，使入射激光传输的光斑大小与 MPC 的本征模式相匹配，我们采用三透镜匹配方案。在 MPC 内光斑本征模式固定。为了确保模式匹配，我们使用高斯光束理论计算 MPC 内的束腰与腔镜镜面上光束大小参数：

$$W_0^2 = \frac{R\lambda}{2\pi} \sqrt{C(C-2)} = \frac{R\lambda}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi k}{N}\right) \quad (3-7)$$

$$W_m^2 = \frac{R\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{C}{2-C}} = \frac{R\lambda}{\pi} \tan\left(\frac{\pi k}{2N}\right) \quad (3-8)$$

计算可得：MPC 中心束腰半径 $W_0=0.133$ mm，MPC 凹面镜处光斑半径 $W_m=0.728$ mm。接下来，我们基于光斑半径 W_m 计算 MPC 镜面的能量通量：

$$F_m = \frac{2E}{R\lambda} \sqrt{\frac{2-C}{C}} \quad (3-9)$$

$$I_0 = \frac{4P}{R\lambda} \frac{1}{\sqrt{C(2-C)}} \quad (3-10)$$

其中公式中 E 为脉冲能量， P 为平均功率， λ 为中心波长，最终计算得到：能量通量 $F_m \approx 4.8$ mJ/cm²，峰值聚焦强度 $I_0 \approx 7.4 \times 10^4$ W/cm²。假设镜片镀膜的损伤阈值 J_d 为 0.35 J/cm²，则最大允许入射脉冲能量可由公式：

$$E_{\max} = \frac{\pi W_m^2 J_d}{2} \quad (3-11)$$

计算得出最大可承受脉冲能量约为 2.9 mJ。然而，考虑到实验中的能量波动及系统长期稳定性，我们将能量密度控制在损伤阈值的 66% (0.23 J/cm²) 以内，以保证系统的稳定运行。

3.3 MPC 非线性压缩的实验搭建

本实验采用单级 MPC 非线性压缩系统对飞秒激光脉冲进行光谱展宽与压缩，以获得更短脉冲泵浦 LiNbO₃ 晶体，实现高重复频率宽带 THz 辐射源的优化设计。实验系统的完整光路如图 3.5 所示。

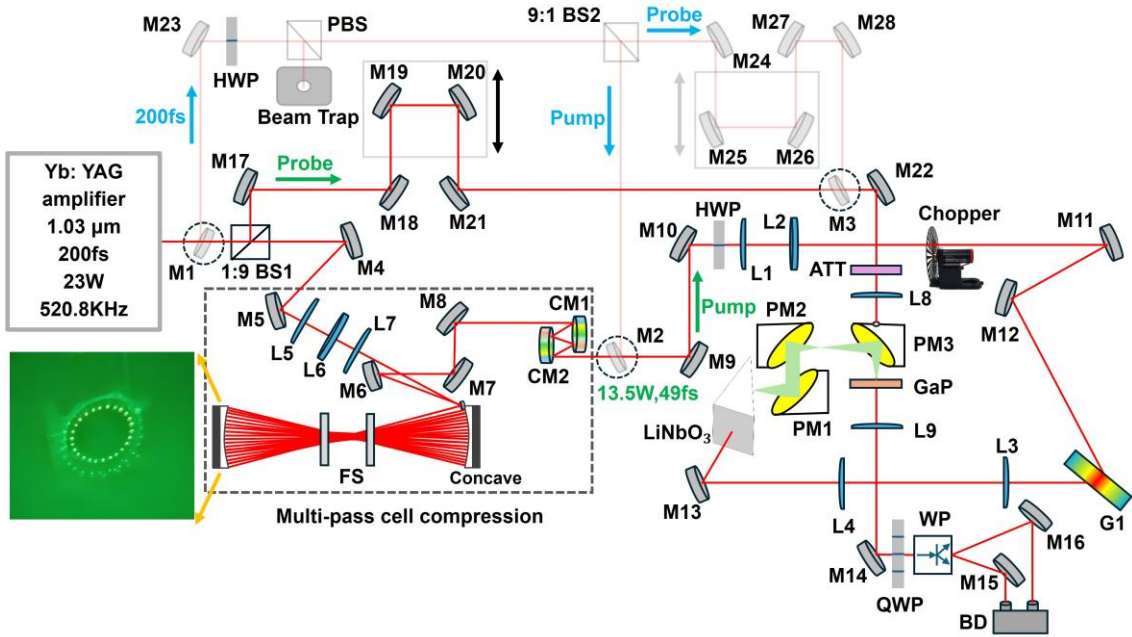


图 3.5 完整实验光路图

表 3-2 完整实验光路元件列表

LiNbO ₃ : 铌酸锂晶体	GaP: 磷化镓晶体	PBS: 偏振分束器
BS1-BS2: 分束器	L1-L9: 透镜	QWP: 四分之一波片
CM1-CM2: 啁啾镜	FS: 熔融石英	WP: 沃拉斯顿棱镜
Beam Trap: 光束收集器	HWP: 半波片	ATT: 可变衰减器
PM1-PM3: 抛物面镜	G1: 透射光栅	M1-M28: 宽带介质反射镜
BD: 平衡光电探测器	Chopper: 斩波器	Concave: 平凹反射镜

MPC 系统的核心光学组件是平凹反射镜，其曲率半径 R 、镜面直径 D 以及镀膜特性决定了腔内光束的模式稳定性和非线性效应的累积效率。参考现有文献的高功率 MPC 装置，大多数实验采用 $R=300\text{ mm}$ 的凹面镜以维持稳定的腔模。本研究结合所使用的 Yb:YAG 飞秒激光器的初始光束参数(见表 3.1)，最终选用 Edmund Optics 公司的 $R=300\text{ mm}$ 凹面镜(型号: 17-275)作为 MPC 的反射镜，凹面镜直径选定为 $D=50.8\text{ mm}$ ，这一参数在满足 MPC 腔内最大通次的同时，能够保持光斑分布均匀性，并有效降低腔内热效应影响。

结合 Herriot Cell 模型和 ABCD 矩阵法，在 $0 < L < 2R$ 的稳定传播条件下，最终确定腔镜间距 $L=580\text{ mm}$ ，确保光束在 MPC 系统内经过多次反射后仍能保持稳定的模式传播，同时满足 MPC 重入条件（公式 3-2 与公式 3-3）。

MPC 的非线性介质对于光谱展宽效率、系统稳定性及长期运行性能具有决定性作用。本研究采用熔融石英（Fused Silica, FS）作为克尔介质，主要基于以下考虑：

1. 熔融石英属于玻璃材料，不存在自然双折射效应，从而能够确保光谱展宽的均匀性，并避免由于双折射导致的光束模式畸变。
2. 熔融石英的激光损伤阈值高，远高于其他常见材料（如 BK7 玻璃、 CaF_2 等），能够保证 MPC 系统在高功率条件下的长期稳定运行，而不会因光学损伤影响非线性效应的累积。
3. 熔融石英具有良好的化学稳定性和热稳定性，即使在长时间高功率运行下，其光学性质也不会发生明显变化，进一步确保系统的稳定性和可重复性。

表 3-3 熔融石英基本参数

物理量	数值
折射率	1.45
非线性折射率系数 ($10^{-20}\text{m}^2/\text{W}$)	2.6
二阶色散 (fs^2/mm)	18.973

在实验设计中，我们选用了厚度为 1 mm 的 2 英寸熔融石英片作为克尔介质，并采用对称布置方式，使两片熔融石英分别放置于距 MPC 中心两侧 15 mm 处。这样能够保证光束在多次往返传播时获得均匀的非线性相位累积，并提高光谱展宽的稳定性。1030nm 熔融石英的基本参数如 3.3 表所示。

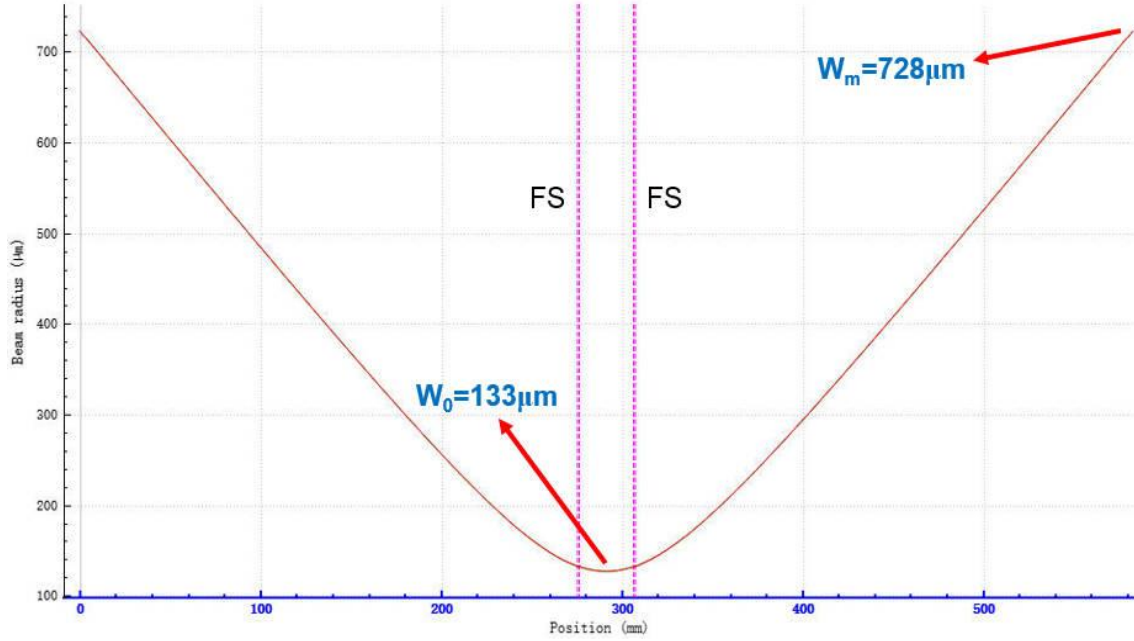


图 3.6 MPC 系统的本征模式

在确定 MPC 腔镜曲率半径 R 与腔长 L 以及克尔介质的材料参数与空间位置后,本研究通过 *rezonator* 仿真软件获得了该腔体结构下的本征模式分布,如图 3.6 所示。为实现入射激光与 MPC 本征模式的高效耦合,基于公式 3-7 与公式 3-8 的数值计算,优化得出 MPC 中心束腰半径 $W_0 \approx 0.133 \text{ mm}$,凹面镜处光斑半径 $W_m \approx 0.728 \text{ mm}$ 。此外,本研究结合初始入射激光的参数,使用 *rezonator* 仿真软件对三个透镜组合的光束模式匹配进行了优化计算,使其结果与 MPC 的本征模式相匹配,如图 3.7 所示,图中粉色虚线分别是三个透镜之间间距的摆放位置,最终选定了 L5、L6 和 L7 三片透镜的焦距参数分别为 750 mm、350 mm 和 400 mm。L5 与 L6 构成预缩束模块,将入射光斑尺寸压缩至接近 MPC 中心束腰量级,而 L7 则用于精确控制入射光束的发散角和波前曲率,使其与腔内本征模式的横向分布及相位特性严格匹配。这种三透镜组合不仅通过 ABCD 矩阵计算得到了理论支持,同时也结合了高斯光束传输模拟验证其在长时间运行下的稳定性。实验中使用光束分析仪对入射光的模式进行了测量与调整,以确保在不同环境条件下,光束参数仍能匹配 MPC 本征模式,最大程度降低模式失配带来的能量损耗和非线性效应降低。

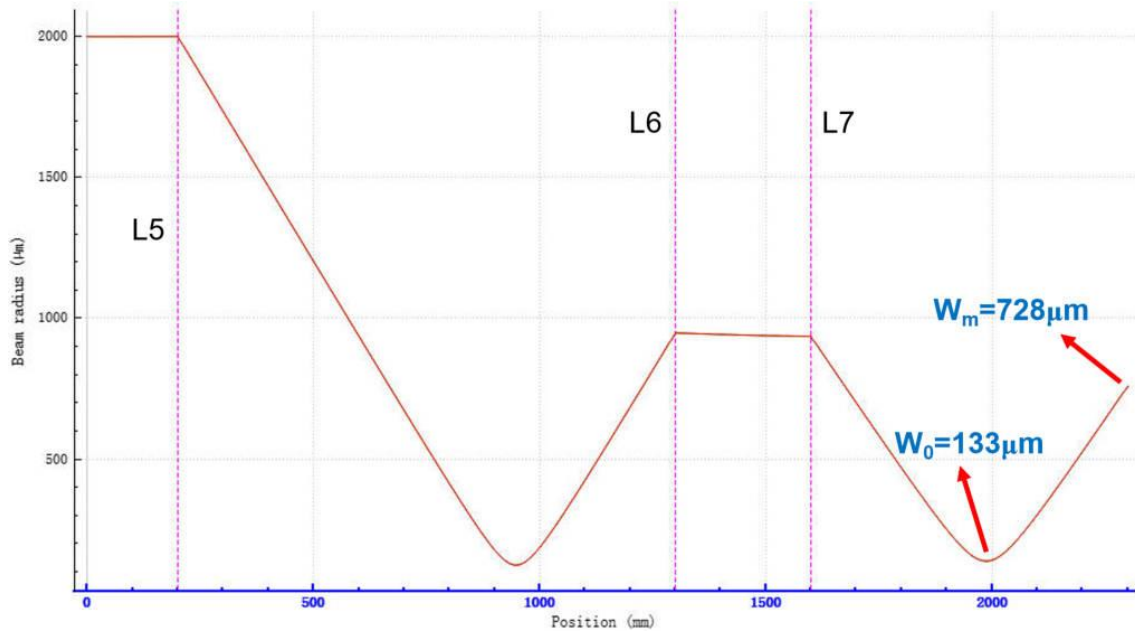


图 3.7 三透镜组优化后的光束模式

入射激光脉冲通过 $4 \times 6 \text{ mm}$ 宽的矩形导入导出反射镜耦合进入 MPC 系统，为减少功率损耗并提高系统整体的传输效率，该输入镜采用高反射镀膜处理。实验中使用红外观察仪（Electro Optic Abris-M 2000）监测 MPC 内的光束传播情况，并观察到每个凹面镜上均匀分布 26 个反射光点，表明激光在 MPC 系统内完成了 52 次往返（见图 3.8）。

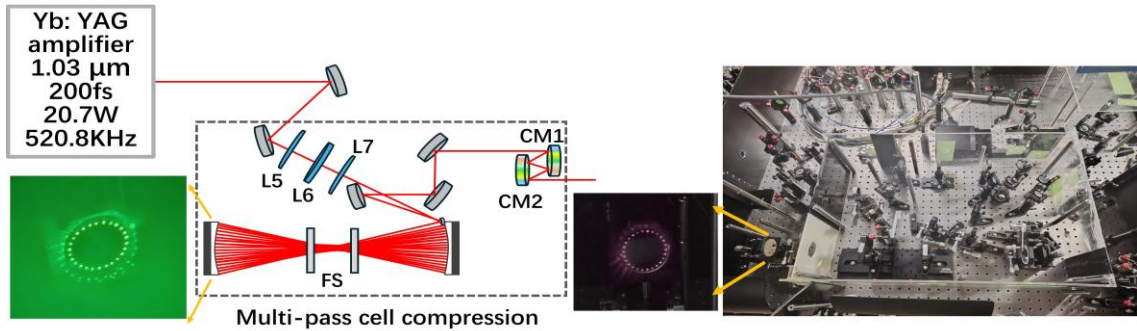


图 3.8 MPC 非线性压缩装置与实物图

在这一过程中，激光脉冲在空气中传播的总距离约为 30.056 m ，而在熔融石英介质中的传播距离约为 0.104 m 。由于激光在熔融石英中的多次穿透，脉冲在传播过程中积累了显著的自相位调制效应，导致光谱展宽。然而，SPM 通常伴随高阶相位畸变，表现为光谱蓝移与红移的不对称性。为改善这种现象，本实验对入射光束模式匹配、克尔介质厚度及其在 MPC 内的位置进行了优化，使得非线性效应在各反射面上均匀分布，最终提高了光谱展宽的对称性和均匀性。

在光谱展宽的过程中，MPC 系统不可避免地引入了较大的色散效应，主要体现在二阶群速度色散的积累，这对脉冲的时间压缩提出了挑战。因此，为了补偿 MPC 产生的色散量，并在后续实验阶段恢复脉冲的时间宽度至接近傅里叶变换极限的水平，本实验采用了啁啾镜对进行色散补偿。实验中，选用了两片 $GDD=-1000 \text{ fs}^2$ 的啁啾镜，并对经过 MPC 后出射的光束进行了 3 次反射，同时还使用了两片 $GDD=-150 \text{ fs}^2$ 的啁啾镜进行 2 次反射。通过这一配置，系统实现了总补偿色散量为 -3300 fs^2 。该色散补偿策略有效地抵消了 MPC 过程中积累的 GVD，使得展宽后的光谱能够在脉冲压缩阶段保持较好的时间特性。

实验发现，在 50~60 次往返的范围内，光谱展宽效率较高，但超过该范围后非线性效应趋于饱和，光谱展宽速率下降。此外，不同 GDD 参数的啁啾镜补偿方案比较表明，多级组合补偿方案优于单一 GDD 补偿方案，能够更有效地恢复脉冲压缩效果。

3.4 本章小结

本章围绕 MPC 脉冲压缩系统的设计与实现展开，涵盖激光源的选型与参数表征、MPC 系统的稳定性优化、模式匹配设计及非线性压缩实验搭建。通过合理选择腔镜参数，优化 MPC 腔长与光束模式匹配，并采用熔融石英作为克尔介质，实现了高效的光谱展宽。实验中，利用三透镜组合优化入射光束匹配 MPC 本征模式，并通过啁啾镜对精确补偿 MPC 引入的色散，使展宽后的脉冲成功压缩至接近傅里叶变换极限理论值。本章的研究为后续基于 LiNbO_3 晶体的 THz 辐射实验提供了稳定的短脉冲光源支持。

第4章 LiNbO₃ 晶体太赫兹辐射实验研究

4.1 LiNbO₃ 晶体 THz 辐射实验方案设计与搭建

本实验围绕 LiNbO₃ 晶体的 THz 辐射实验展开研究，重点探讨基于光学整流与倾斜脉冲前沿机制的 THz 产生方法。实验系统主要由 Yb:YAG 飞秒激光器、多通腔脉冲压缩系统、4f 成像系统、铌酸锂非线性晶体以及 THz 探测系统组成。为了实现 LiNbO₃ 晶体宽带 THz 产生，需要优化泵浦光的时间和空间特性，使其在 LiNbO₃ 晶体中有效激发 THz 信号。本章详细介绍实验系统的搭建与优化，包括 LiNbO₃ 晶体的参数选择、实验光路设计、4f 成像系统的优化，以及 THz 探测系统的实现。

4.1.1 LiNbO₃ 晶体的参数选择

在高重复频率 THz 辐射实验中，LiNbO₃ 晶体参数的选择直接决定了 THz 的产生效率、带宽范围及信号质量。LiNbO₃ 因其高非线性光学系数、较宽的透明窗口和优异的电光特性，在 THz 产生研究中得到了广泛应用。为了在高重复频率条件下获得高效、稳定的宽带 THz 辐射，本实验对 LiNbO₃ 晶体的材料特性、掺杂优化、晶体几何结构以及相位匹配条件进行了深入考量。

在非线性光学材料的选择上，LiNbO₃ 因其优越的二阶非线性特性成为 THz 光学整流的理想介质。然而，在高功率泵浦条件下，未掺杂的 LiNbO₃ 容易受到光学损伤，影响实验的稳定性和重复性。因此，本实验采用摩尔分数为 0.6% 的 MgO 掺杂 LiNbO₃ 晶体，该掺杂方式可显著提升材料的抗损伤阈值，使其在高强度泵浦条件下保持较高的透射率，有效降低光学损伤风险，从而增强实验的稳定性。此外，MgO 掺杂能够减少 LiNbO₃ 晶体对泵浦光的吸收，提高光能的利用效率，使得更多的入射能量能够被转换为 THz 信号，提高整体的 THz 辐射效率。同时，MgO:LiNbO₃ 在近红外和 THz 波段的透过率相较于未掺杂的 LiNbO₃ 更高，使 THz 波的输出功率得到进一步提升。此外，该晶体的二阶非线性系数 d_{33} 约为 27 pm/V，使其在光学整流过程中具有更优的非线性转换能力。

为了满足倾斜脉冲前沿方法的相位匹配要求，本实验选择了顶角为 63° 的三角棱镜

型 LiNbO_3 晶体。该结构的主要作用在于优化泵浦光波前倾斜角度，使其与 THz 的传播方向匹配，以提高非线性转换效率。由于 LiNbO_3 晶体在不同波长下的折射率差异较大，THz 与泵浦光的动量匹配难以通过传统的共线方式实现，因此需要对泵浦光的波前倾斜角进行精确控制，使其满足相位匹配条件：

$$\tan(\gamma) = \frac{m\lambda_0 p}{n_g \beta_1 \cos \theta_m} \quad (4-1)$$

这里 n_g 为泵浦光的群折射率， γ 为波前倾斜角， m 与 p 分别为衍射级数与光栅凹槽密度， λ_0 与 θ_m 分别为泵浦脉冲的中心波长和衍射角度， β_1 为泵浦脉冲前端透镜的水平放大倍数。通过选择合适的晶体顶角，可以优化波前倾斜的匹配条件，提高 THz 的产生效率。

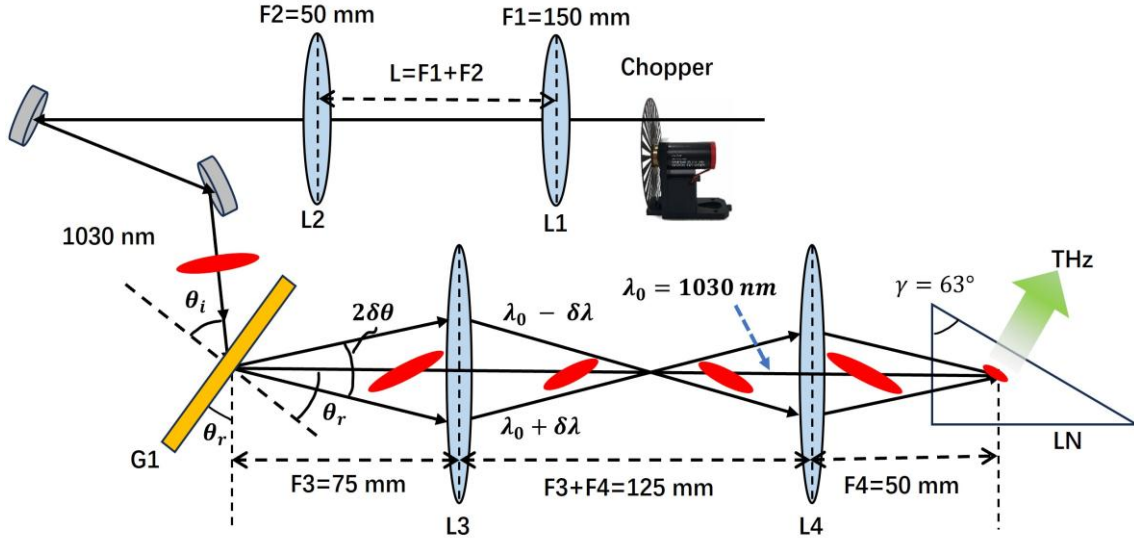
LiNbO_3 晶体的折射率在不同频率下的变化是影响 THz 相位匹配的重要因素。在 1030 nm 泵浦波长处， LiNbO_3 的折射率约为 2.2343，而其群折射率为 2.3091。此外，适当的晶体厚度选择也能降低 THz 波在传播过程中的衰减，提高 THz 信号的输出稳定性。

在非线性转换过程中， LiNbO_3 晶体的光学轴取向及泵浦光的偏振方向对 THz 的转换效率也有重要影响。为了确保最大化 THz 的输出，实验中采用了半波片对泵浦光的偏振方向进行调节，使其偏振方向沿着 LiNbO_3 晶体的非线性轴（z 轴），以优化 THz 的产生效率。此外，为了提高 THz 信号的稳定性，实验采用抛光的 LiNbO_3 晶体，以减少表面散射损耗，提高 THz 的透过率，并在实验过程中严格控制环境温度，以降低温度波动对 LiNbO_3 折射率的影响，确保 THz 信号输出的稳定性。

综合考虑材料的抗损伤能力、非线性转换效率、相位匹配条件、折射率色散影响以及实验环境的稳定性，本实验最终选用了摩尔分数为 0.6% 的 MgO 掺杂 LiNbO_3 晶体，并结合 63° 三角棱镜结构优化了泵浦光的波前倾斜角度，以提高 THz 的转换效率。此外，通过对折射率色散效应的优化补偿，确保了 THz 信号的稳定输出，使实验系统在高重复频率条件下能够获得高效、宽带的 THz 辐射，为后续的实验研究奠定了坚实的基础。

4.1.2 实验光路设计与 4f 成像系统

实验系统采用基于 4f 成像系统的光路设计，以优化泵浦光的波前倾斜角度，使其满足 LiNbO_3 晶体的相位匹配条件，从而高效地产生 THz 辐射。为实现这一目标，光路设计的核心在于透射光栅的选择与优化、光束波前调节以及 4f 成像系统的配置，以确保入射光束在 LiNbO_3 晶体表面形成理想的空间结构和倾斜波阵面，光路如图 4.1 所示。


 图 4.1 LiNbO₃ 晶体 THz 系统及其 4f 系统成像细节

为了获得稳定、高效的宽带 THz 辐射，泵浦光首先经过透射光栅进行衍射，以引入角度色散并形成适当的波前倾斜。光栅的衍射效率直接影响系统的整体能量利用率，因此需要选择透射率高、衍射效率良好的光栅结构。本实验选用透射式闪耀光栅，其光栅常数为 1600 线/mm，闪耀角约为 55.5°，如图 4.2 所示。透射光栅的一级衍射效率可达到 90% 以上，这不仅减少了光能量的损失，同时保证了光束的方向性和波前稳定性。此外，透射光栅的衍射角可调，使其能够适应不同晶体结构的相位匹配需求，为优化 THz 的空间分布提供更大的调节自由度。

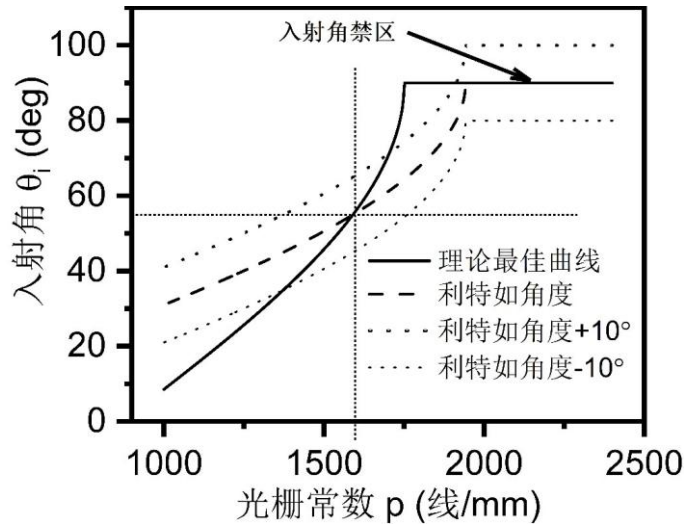


图 4.2 1030 nm 中心波长泵浦光计算最佳匹配的光栅常数结果

光栅的核心作用是对泵浦光的波阵面进行倾斜调整，使其在经过 4f 系统后，能够以最优角度入射至 LiNbO₃ 晶体，以满足 THz 的相位匹配条件。在光栅 G1 处，泵浦光的

入射角度及衍射角度分别决定了光束的空间色散情况。其中，光栅 G1 的一级衍射角度可根据光栅方程计算得到：

$$m\lambda = p(\sin \theta_i + \sin \theta_m) \quad (4-2)$$

其中， m 为衍射级次（本实验采用一级衍射，即 $m=1$ ）， λ 为泵浦光的中心波长（1030 nm）， θ_i 为入射角。根据实验需求调整 θ_i 和 θ_m ，可以确保衍射后的光束能够匹配 LiNbO₃ 晶体的倾斜波阵面角度。

为了进一步优化光束特性，实验采用 4f 成像系统对透射光栅衍射后的光束进行空间整形，并将其精确投影至 LiNbO₃ 晶体表面。4f 系统由两个光学透镜构成，用于调节激光光束倾斜角度及空间分布。在激光光束入射透射光栅前，我们使用第一组透镜（L1 和 L2）采用镀增透膜的球面透镜，焦距分别为 F1=150 mm 和 F2=50 mm，两者构成伽利略式望远镜，用于调控 LiNbO₃ 晶体表面的光斑大小，并优化泵浦光的空间分布。通过调整 L1 与 L2 之间的距离，可以精确控制光斑尺寸，最终使用 CCD 相机测得其半高全宽优化至 0.8 mm，显著提高了泵浦光的功率密度。

在光栅的后端，使用透镜 L3 和 L4 构成 4f 成像系统，其焦距分别为 F3=75 mm 和 F4=50 mm。该成像系统的主要功能是对透射光栅衍射出的光束进行空间整形，并将其波前精确投影至 LiNbO₃ 晶体表面，确保泵浦光在晶体中的倾斜角度符合 THz 的相位匹配条件。在本实验条件下，经过 4f 系统调整后，光束的倾斜角最终优化至 63°，以满足速度匹配条件。该匹配条件的优化确保了 THz 的高效产生，并提高了其方向性和带宽特性。此外，4f 系统的光学元件均安装在高精度二维位移台上，提供更加精准的调节能力，以进一步优化光路的匹配条件。

整体而言，本实验通过透射光栅和 4f 成像系统的优化配置，实现了对泵浦光波前倾斜角度、光束空间分布及光斑尺寸的精确控制。透射光栅的高透射率和高衍射效率确保了光能量的最大化利用，而 4f 系统的精细调控使得入射光束能够精准适配 LiNbO₃ 晶体的相位匹配条件，为高效 THz 辐射的实现提供了技术保障。实验系统的光束传输路径及 4f 系统成像细节如图 4.1 所示，展现了各光学组件的空间布局及其对泵浦光整形的作用。通过这一系统设计，实验能够在高重复频率条件下获得稳定、可控的 THz 输出，并为进一步的实验优化奠定了基础。

4.1.3 实验光路搭建与调试

实验光路的搭建围绕 Yb:YAG 飞秒激光器输出的种子光源展开，并根据实验需求搭建两套 THz 产生系统：分别是未经过 MPC 压缩的 200 fs 泵浦光系统与经过 MPC 压缩后的 49 fs 泵浦光系统。两者均采用 200 fs 脉冲作为探测光束，并通过透射光栅及 4f 成像系统调控光束特性，进一步确保 LiNbO₃ 晶体中的非线性转换效率。实验中，泵浦光功率均为 13.5 W，重复频率设定为 520.8 kHz，以保障 THz 信号的稳定性与高效性。实验光路搭建包括光束分离、MPC 压缩、透射光栅衍射、4f 成像系统整形、THz 辐射路径调控等多个环节，并结合高精度手动位移台进行微调，以精确匹配 LiNbO₃ 晶体的相位匹配条件，提高 THz 的输出功率和方向性。

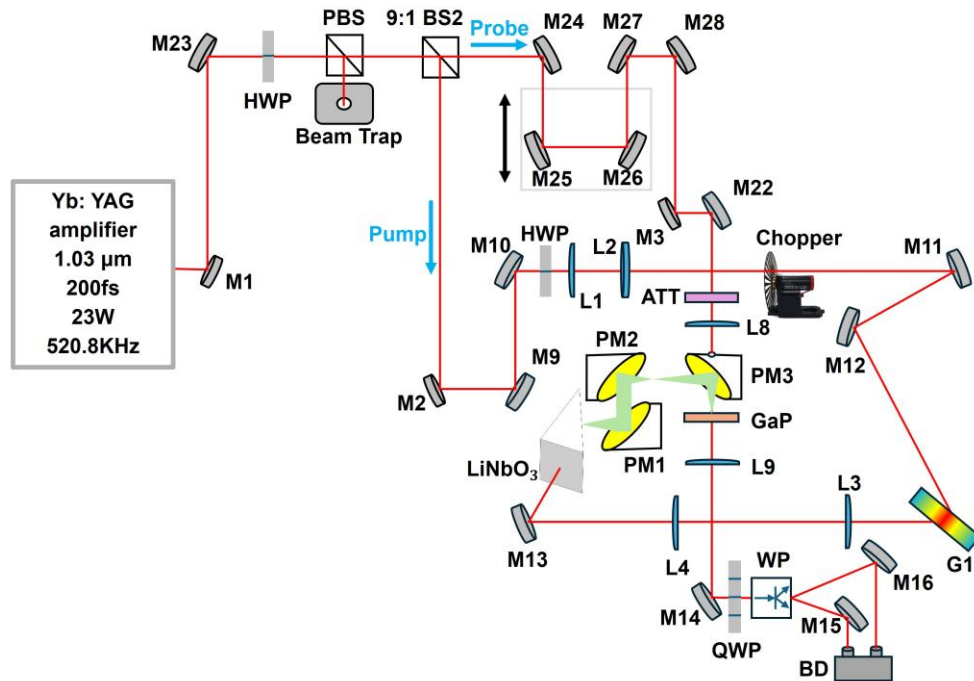


图 4.3 200 fs 激光脉冲泵浦 LiNbO₃ 晶体 THz 系统

实验首先从 Yb:YAG 飞秒激光器输出中心波长 1030 nm、脉冲宽度 200 fs 的飞秒激光，并通过准直后进入光路分配模块。为了实现两套 THz 系统的搭建，我们使用可移动磁性底座反射镜（M1，M2，M3）用于改变激光光路，如图 3.5 所示。

在未经过 MPC 压缩的 200 fs 泵浦光系统中，如图 4.3 所示，实验在 Yb:YAG 激光器出口端放置了一个磁吸可移动结构的平面反射镜，通过采用一个半波片（Half-Wave Plate，HWP）与偏振分束器（Polarization Beam Splitter，PBS）的组合控制泵浦光的功率。实验在光路中引入了（反射与透射比 9:1）的分束器（BS2），其中 10% 的光功率用

于探测光路，作为电光采样的探测光束，在探测光路中需要使用延迟线来调整光程，以确保泵浦光与探测光的同步性。而 90% 的光能量直接用于 THz 泵浦光路。用于直接引导 200 fs 脉冲光进入 THz 产生系统。该可移动反射镜提供了光路调节自由度，以确保光束能够精确入射至后续的光学系统。此外，实验在该路径中设置了半波片，用于调节泵浦光的偏振方向，使其与 LiNbO_3 晶体的非线性轴对齐，以优化 THz 的转换效率。

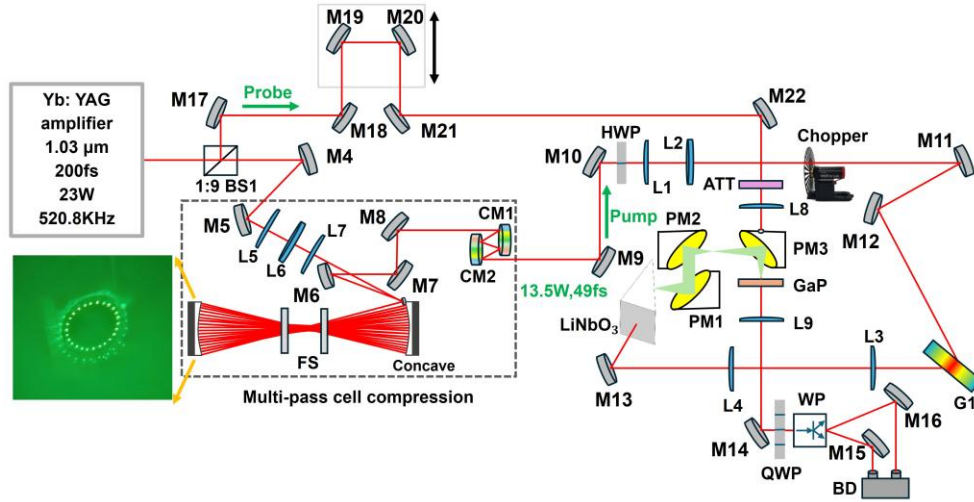


图 4.4 49 fs 激光脉冲泵浦 LiNbO_3 晶体 THz 系统

在 MPC 非线性压缩后的 49fs 激光脉冲泵浦 LiNbO_3 晶体 THz 产生系统中，如图 4.4 所示，在激光入射 MPC 前放置一个（反射与透射比 1:9）的分束器（BS1），90% 功率的泵浦光进入 MPC 系统，激光光束在 MPC 中光谱宽度从 10 nm 被扩展至 40 nm，经过啁啾镜对将脉冲宽度从 200 fs 压缩至 49 fs，输出的激光功率为 13.5W。脉冲持续时间为 49fs 脉冲光经过进行准直后被反射镜引导至 THz 产生系统。而未进入 MPC 系统的 10% 功率的激光脉冲作为探测光束，同时需要使用电动位移台去调整探测光束的光程，确保探测光束与泵浦光的光程一致。由于 MPC 压缩系统对光束特性产生影响，该路径在进入后端光学泵浦 THz 产生系统之前，需要对光束的偏振、光斑大小和空间分布进行进一步优化，因此实验在光束经过 MPC 后，采用一个由透镜 L1 与 L2 组合的装置，用于调整光束尺寸并优化入射条件。

两套 LiNbO_3 晶体 THz 产生系统的泵浦光在透射光栅（G1，600 线/mm）处汇合，实验光路系统从光栅处输出开始，两套系统的光路路径完全一致。光束首先通过透射光栅 G1 进行衍射，以形成倾斜波阵面。透射光栅的一级衍射角度经过精确调节，以确保波前倾斜角优化至 63° ，从而满足 THz 的相位匹配条件。透射光栅的具体安装采用结合

旋转台的高精度四维位移台，提供 x , y , z 三个方向的位移自由度及旋转自由度，确保入射光与衍射光的方向优化匹配，以减少光学损耗并提高能量利用率。

为了进一步优化光束空间分布，实验采用 $4f$ 成像系统，用于对透射光栅 G1 的像进行投影，并确保波阵面结构能够有效传输至 LiNbO_3 晶体的非线性转换区域。 $4f$ 系统的光学透镜均安装在高精度二维位移台上，具有独立的 x 与 y 方向调整能力，可对光束尺寸及波前匹配情况进行微调，以确保泵浦光在 LiNbO_3 晶体的表面形成最优的倾斜波阵面。

THz 信号的产生依赖于光学整流机制，实验选用的 LiNbO_3 晶体 ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, 顶角 63°) 同样被安装在结合旋转台的高精度四维位移台上，该位移台提供 x , y , z 方向位移及旋转自由度，以优化 THz 的非线性转换区域，并确保 THz 信号的稳定性。透镜 L3 与 L4 之间的距离经过细微调节，使得透射光栅处的像能够精确对准 LiNbO_3 晶体的 THz 辐射区域。此外，反射镜 M12 也安装在由高精度二维位移台与旋转台的组合装置上，提供 x , z 方向的位移及旋转方向的自由度，用于优化光束的空间匹配。

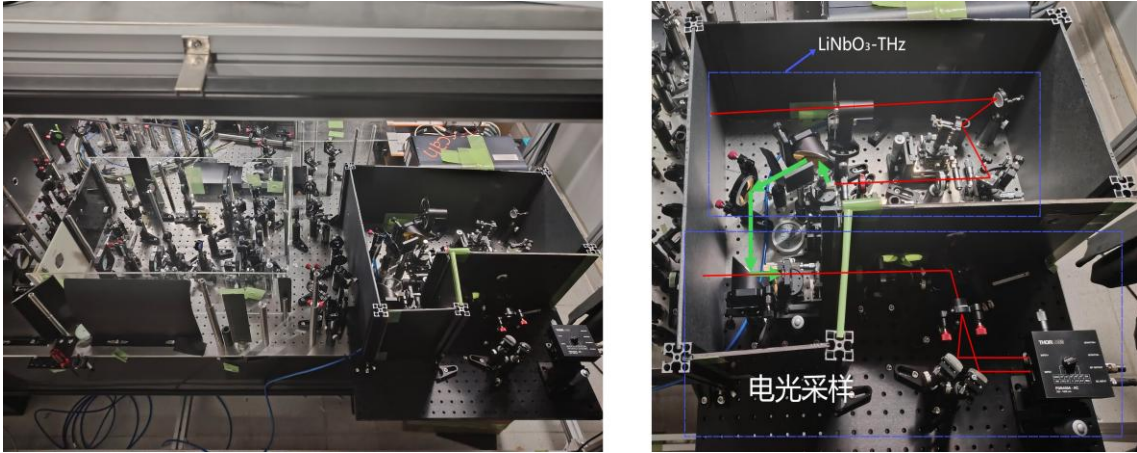


图 4.5 完整实验系统（左）与 THz-TDS 系统（右）

THz 信号从 LiNbO_3 晶体出射后，为了优化 THz 的收集效率，实验采用了离轴抛物面镜进行聚焦，以降低光束发散角，提高 THz 的空间相干性，以确保 THz 信号的最大传输效率。整个实验系统的搭建如图 4.5 所示。

4.2 太赫兹时域光谱系统的设计与搭建

为了对 LiNbO_3 晶体产生的 THz 辐射进行高精度测量，本实验搭建了一套基于电光采样的 THz-TDS 系统，用于测量 THz 的时域波形及频谱特性，如图 4.6 所示。该系统采用 1030 nm 的探测光，结合 GaP 电光晶体进行 THz 信号的非线性调制，并通过 LabVIEW 控制软件实现 THz 时域数据的采集和处理。实验重点优化了 THz 信号的收集、探测光与 THz 波的时空匹配及信号的信噪比，以确保测量的高稳定性和高分辨率。

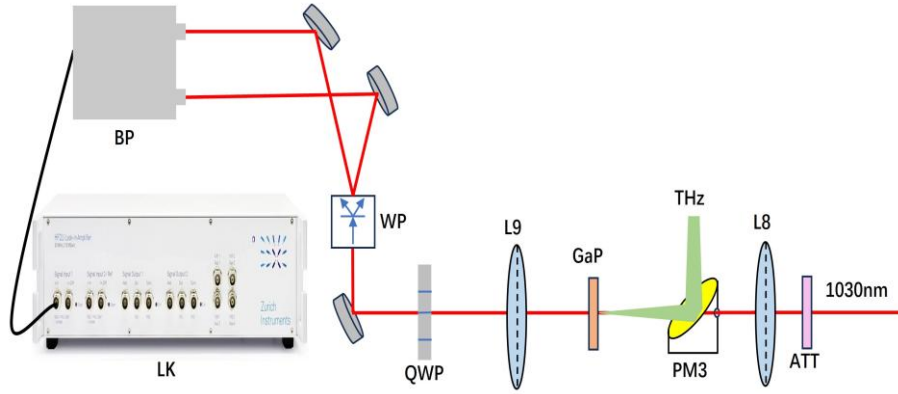


图 4.6 电光采样装置光路图

实验中的电光采样系统基于自由空间电光调制原理，利用 THz 场对探测光的偏振态进行调制，从而实现 THz 信号的测量。THz 波在电光晶体（2 mm 厚的 GaP 晶体）中的瞬态电场会导致探测光的双折射效应，该效应通过后续的偏振光学组件转换为强度变化信号，并最终由探测器采集。整个电光采样系统的搭建包括探测光路的调控、THz 波的耦合与聚焦、电光晶体的优化选择及信号检测方案等多个环节。

探测光路采用 Yb:YAG 激光器输出的 200 fs 脉冲光，并通过分束比为 1:9 的分束器（BS2）提取 10% 功率作为探测光。该探测光经过电动位移台延迟线，用于精确控制探测光与 THz 波的时域匹配，以实现 THz 时域信号的扫描测量。为了增强探测光的相干性和信号稳定性，实验在探测光路径中引入了准直透镜与偏振调控组件，以优化光束的空间分布，并确保偏振方向符合电光采样系统的最佳响应条件。

THz 信号的收集与聚焦至关重要，实验采用离轴抛物面镜对 THz 波进行收集，并通过离轴抛物面镜（PM3，焦距 50 mm）将 THz 波聚焦至 GaP 电光晶体。在 THz 与探测光的时域匹配方面，实验通过精密电动位移台延迟线对探测光的光程进行微米级调节，以实现两者的精确重叠。

此外, 在 THz 信号的检测与数据采集中, 实验采用了基于电光采样技术的测量方案, 以实现 THz 时域波形的探测与频谱分析。电光晶体中的 THz 场会对探测光的偏振态产生调制, 使得探测光在通过四分之一波片 (Quarter-Wave Plate, QWP) 后转换为椭圆偏振光。随后, 沃拉斯顿棱镜 (Wollaston Prism, WP) 将其分解为两个正交偏振分量, 并由平衡光电探测器 (PDB450A 320-1000nm) 进行差分检测, 以提高信号的信噪比。为了进一步优化测量灵敏度, 实验采用了 611 Hz 的光学斩波器对 THz 信号进行调制, 并结合苏黎世锁相放大器 (Zurich Instruments HF2LI) 进行高信噪比信号提取。该方案能够有效抑制环境噪声, 提高 THz 时域信号的测量精度。



图 4.7 LabVIEW 前面板。(a)是初始化模块, (b)是采集 THz 时域波形模块, (c)是对(b)进行傅里叶变换得到的 THz 频谱

THz 信号的采集依赖于 LabVIEW 软件开发的自动化数据采集与分析系统, LabVIEW 前面板如图 4.7 所示。该系统主要包括初始化模块、THz 时域波形采集模块和频谱分析模块, 分别对应于实验中的不同数据处理阶段。初始化模块用于设置采集过程的关键参数, 包括步进电机的步长、初始与终止位置等, 使得系统能够在设定的扫描范围内稳定运行, 并确保探测光与 THz 信号的精确匹配, 初始化模块部分程序图如图 4.8 所示。

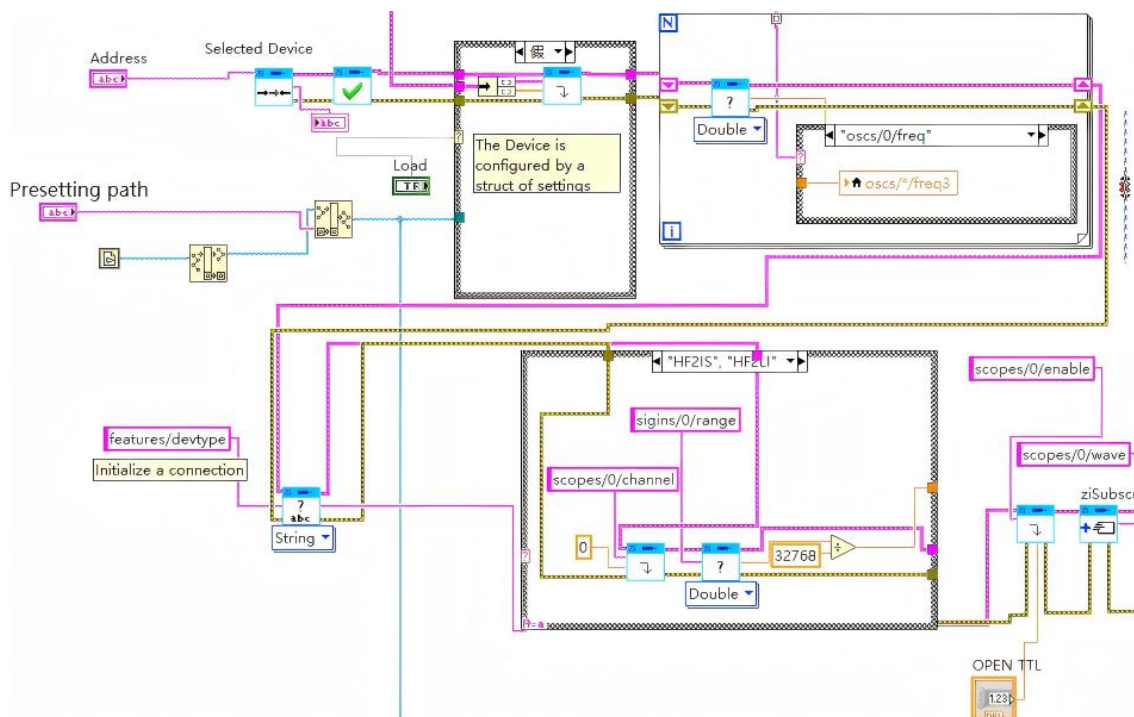


图 4.8 初始化模块部分程序图

在采集过程中，LabVIEW 通过高速数据采集获取平衡探测器的输出信号，并以高采样率记录 THz 的时间演化过程，以重建完整的 THz 时域波形。数据采集由电动位移台控制的精密延迟线实现，使得探测光能够在飞秒量级时间分辨率下扫描 THz 信号。该延迟线的调节精度可达到微米量级，确保实验的高时间分辨率。

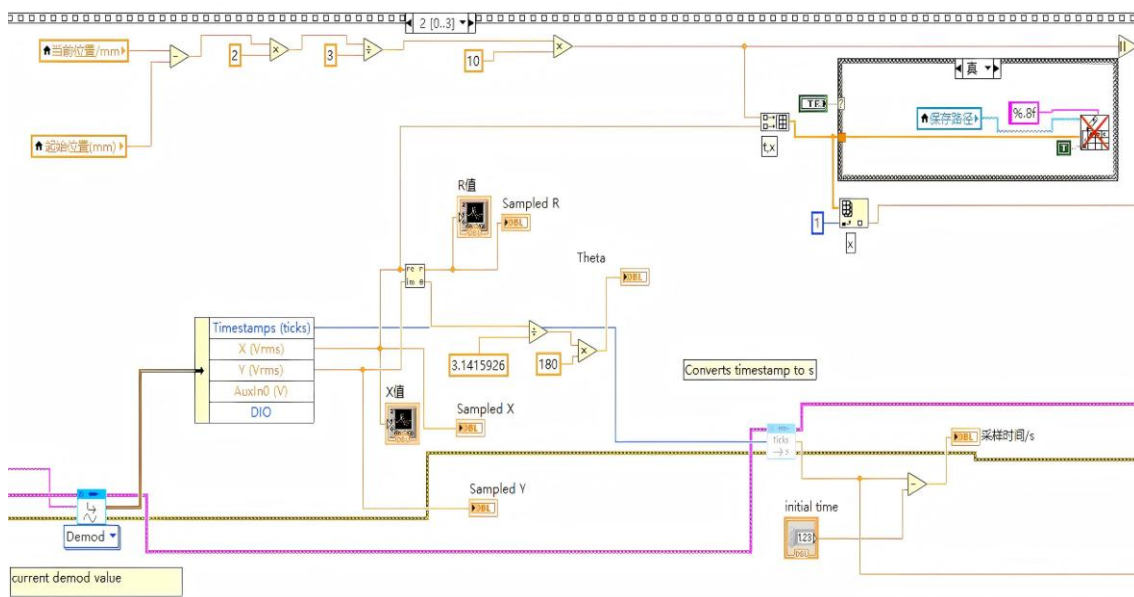


图 4.9 采集 THz 时域波形模块部分程序图

在数据处理阶段，LabVIEW 软件集成了 THz 信号的傅里叶变换功能，能够将采集到的 THz 时域波形转换为频域信息，从而提取 THz 的频谱特性，部分程序图如图 4.9 与 4.10 所示。傅里叶变换模块对信号进行高分辨率计算，并结合滤波算法优化数据质量，以提高 THz 频谱分析的动态范围。为了实现数据的实时监测和后处理，实验设计了一套基于 LabVIEW 的用户界面，该界面能够实时显示 THz 信号的时域波形、频谱分布及系统参数，用户可通过图形化界面调整采集参数、控制延迟线扫描范围，并进行数据存储与导出操作。此外，系统内置自适应噪声滤波算法，能够有效减少环境噪声对 THz 信号的干扰，提升测量精度，并增强数据处理的稳定性。实验采用高精度同步触发机制，确保探测光与 THz 信号的时间同步，提高信号采集的一致性与可重复性。

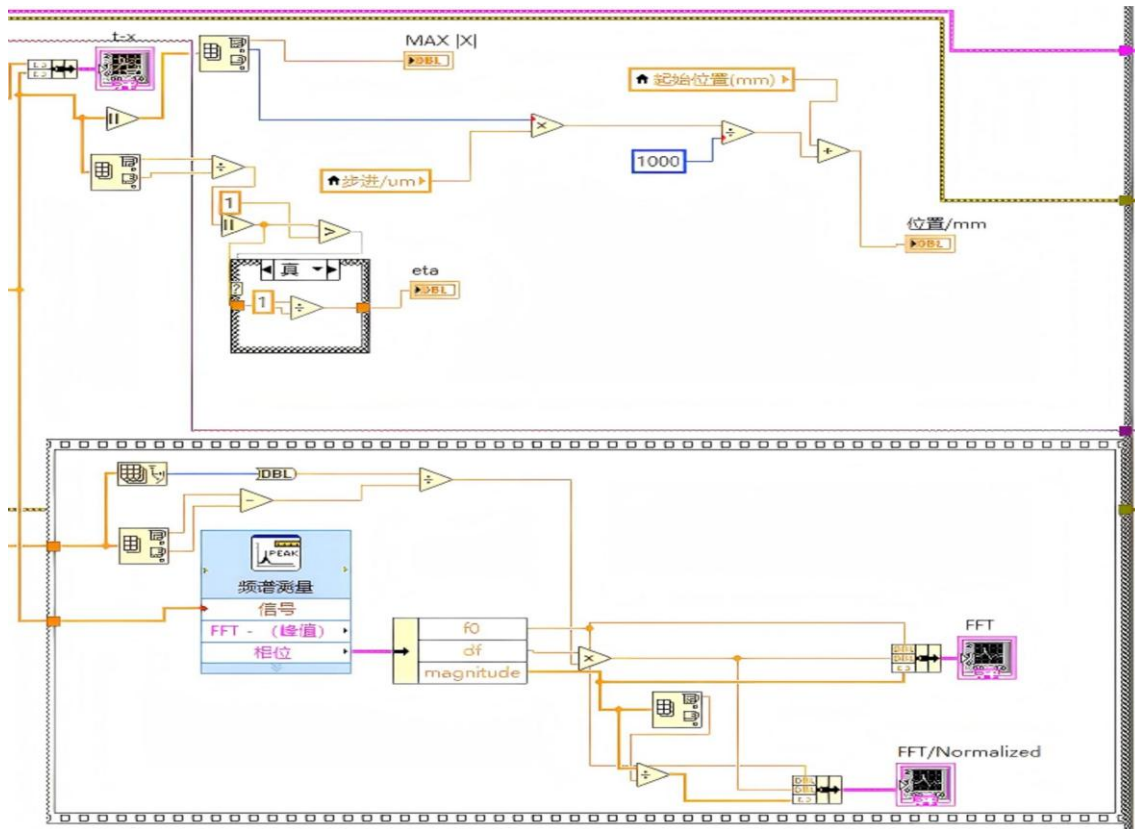


图 4.10 THz 频谱模块部分程序图

结合 LabVIEW 软件的自动化采集功能和信号处理能力，实验成功实现了 THz 时域信号的高分辨率测量与频谱分析。系统的高精度数据采集与智能化信号处理方法提高了 THz-TDS 系统的测量稳定性。

4.3 本章小结

本章围绕基于 LiNbO_3 晶体的 THz 产生实验展开研究,详细介绍了实验系统的设计、光路优化及 THz 信号测量方法。通过光学整流与倾斜脉冲前沿机制,结合透射光栅与 4f 成像系统,优化泵浦光的波前倾斜角度,提高 THz 产生效率与频谱展宽能力,并验证了 MPC 压缩技术在高重复频率 THz 产生中的应用可行性。此外,基于电光采样技术的 THz-TDS 测量系统,优化了探测光路与信号处理方案,提高了 THz 信号的测量精度。

第5章 实验结果与性能分析

5.1 MPC 压缩系统的性能表征

本节对 MPC 脉冲压缩系统的实验结果进行深入分析，重点探讨光谱展宽与脉冲压缩特性、傅里叶变换极限分析，以及光束质量和系统稳定性测量。实验结果表明，在 MPC 非线性效应作用下，飞秒激光脉冲的时间宽度从 200 fs 压缩至 49 fs，光谱展宽至 40 nm，这一现象主要由自相位调制效应驱动。进一步的测量显示，压缩后的脉冲宽度接近其傅里叶变换极限，证明了该非线性压缩系统在高重复频率条件下的有效性。此外，通过 M^2 因子的测量，进一步验证了系统在维持高光束质量的同时，实现了高效的脉冲压缩，为后续 THz 辐射实验提供了高带宽、高稳定性的泵浦源。

5.1.1 压缩前后脉冲宽度测量与傅里叶变换极限分析

为了定量分析脉冲压缩的效果，实验采用型号为 Mesa Photonics FROG Scan 的频率分辨光学开关（Frequency-Resolved Optical Gating, FROG）对脉冲进行测量，并记录压缩前后的自相关曲线、光谱变化及相位演化信息。光谱测量进一步表明，MPC 系统对光谱展宽具有显著作用。实验测得，光谱宽度由 10 nm 扩展至 40 nm，线宽提升 4 倍，如图 5.1(a)所示。光谱结构展现出典型的自相位调制特征，例如在光谱边缘可观察到由 SPM 诱导的调制结构，这进一步确认了自相位调制在 MPC 结构中的主导作用。SPM 通过非线性相位累积实现光谱展宽，而 MPC 提供了多次往返传播的环境，使非线性效应不断积累，从而获得较宽的光谱展宽效果。利用时间带宽积公式计算可得出经过光谱展宽后的线宽支持的傅里叶变换极限脉宽为 39 fs，如图 5.1(b)所示。

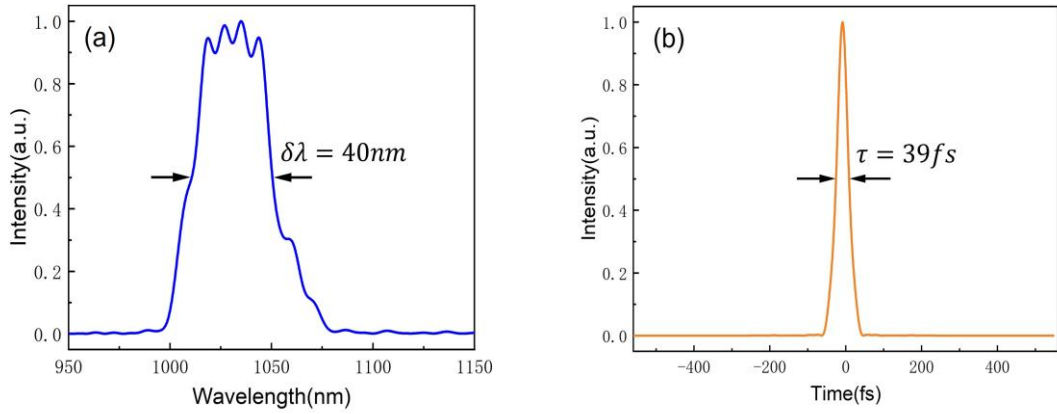


图 5.1 MPC 展宽后及其支持的傅里叶变换极限脉宽

除了光谱展宽，实验还研究了光谱相位的演化情况。FROG 测量结果表明，光谱相位变化较为均匀，未出现明显的非线性相位畸变，如图 5.2(a)所示，红色线条为压缩前激光脉冲的线宽，蓝色与绿色线条分别为压缩后激光脉冲的线宽和光谱相位。这说明，尽管脉冲在 MPC 系统中经历了强烈的非线性效应，但最终仍保持较好的相干性，并未引入过大的非理想啁啾。

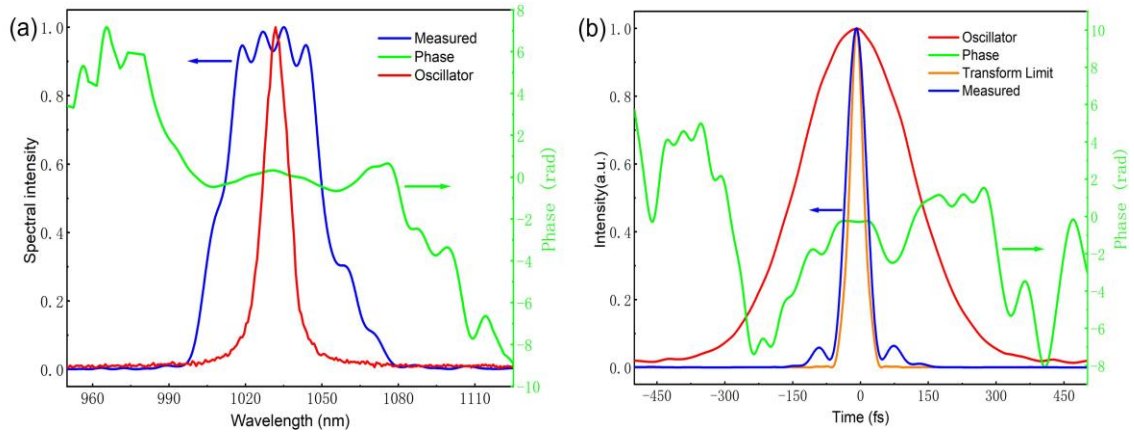


图 5.2 MPC 非线性压缩结果

此外，实验测得自相关曲线显示，在未经压缩的情况下，输入脉冲的全宽半高约为 200 fs。在经过 MPC 非线性压缩后，脉冲被成功压缩至 49 fs，如图 5.2(b)所示，红色与蓝色线条分别为初始激光脉宽与压缩后的脉宽，绿色为相位的变化，橙色线条为傅里叶变换极限脉宽。进一步通过傅里叶变换分析，我们计算了理论极限脉冲宽度，并与实验测得的压缩脉冲宽度进行对比，发现实验值与理论极限值接近，这表明所采用的色散补偿策略（基于啁啾镜对的色散补偿）在 MPC 系统中是有效的。

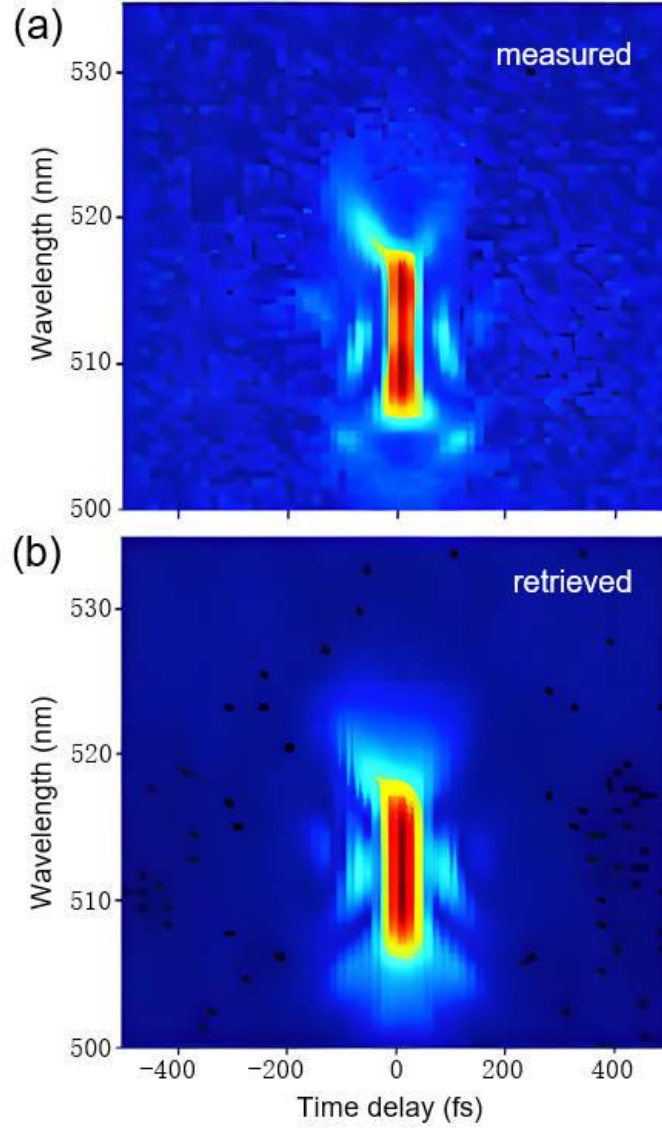


图 5.3 (a)和(b)显示了测量和检索到的压缩激光脉冲的 FROG 轨迹

实验还测量了 FROG 反演的时域与频域特性,发现其对称性较好,这进一步表明 MPC 系统中的非线性压缩过程在整体上是可控的,未出现过度非线性效应导致的严重失真。这一特性对于后续应用至 THz 产生至关重要,因为脉冲压缩后的光谱形态和相位特性直接影响 THz 产生的带宽和转换效率。

尽管 MPC 系统成功实现了光谱展宽和脉冲压缩,但实验中仍有一些关键问题值得深入探讨。MPC 结构的非线性效应不仅受自相位调制影响,还可能受到四波混频和交叉相位调制等高阶非线性效应的影响。虽然本实验的测量数据主要展现了自相位调制主导的展宽机制,但在更高的入射能量条件下,四波混频可能会导致额外的光谱展宽甚至波长转换,因此在后续研究中,可以通过改变入射脉冲的能量和传播环境,进一步探讨不

同非线性机制在 MPC 结构中的贡献。此外,实验发现压缩后的脉冲宽度尽管已接近 FTL,但仍存在一定的啁啾残余。当前的色散补偿方案虽然有效,但仍可进一步优化,例如采用可调群速度色散补偿器,或者引入更复杂的脉冲整形技术,如可编程光学滤波器,以实现更加精细的相位控制。

5.1.2 光束质量 (M^2) 与系统稳定性分析

为了评估 MPC 压缩系统对光束质量的影响,实验采用 Thorlabs BP209-VIS 扫描狭缝光束质量分析仪对压缩后激光脉冲 M^2 因子进行测量。实验结果表明, MPC 压缩前,入射光束的 M^2 因子分别为 1.30 (x 方向) 和 1.31 (y 方向),如图 5.4(a)所示,对应的激光脉冲束腰椭圆率为 0.34%,表明输入光束接近衍射极限,具有良好的光束质量。而经过 MPC 压缩后, M^2 因子分别变化为 1.51 (x 方向) 和 1.40 (y 方向),如图 5.4(b)所示,光束质量略有下降,但仍然保持较高水平。同时,实验测得的最终激光脉冲光束腰椭圆率值为 4.35%,这一变化可能有一部分归因于测量对准误差,而非全部是 MPC 结构本身引入的光束畸变。

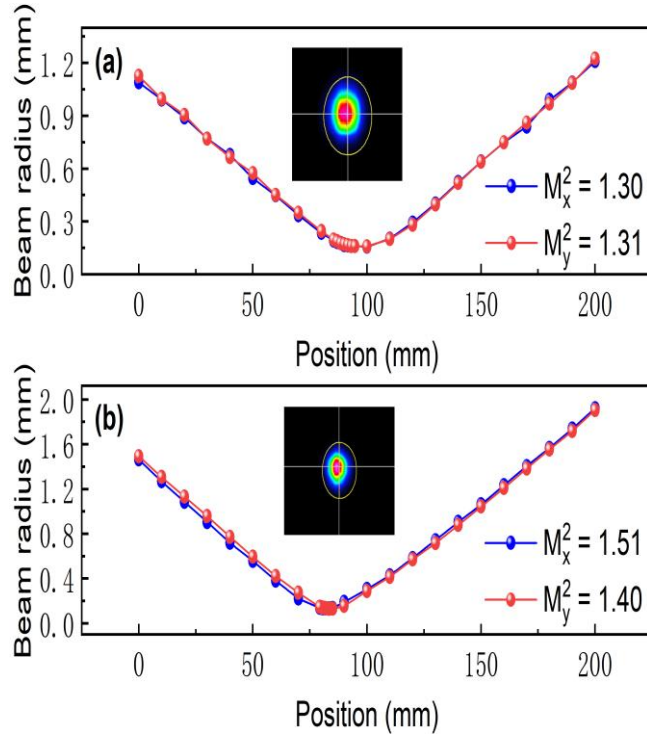


图 5.4 MPC 压缩后激光脉冲的光束质量

MPC 结构的多次往返传播可能会引入高阶色散和自聚焦效应，从而对光束质量产生影响。光学元件的镜面误差、局部增透膜损伤等因素可能引起局部散射，影响 M^2 因子的稳定性。实验中，光束质量略有下降，但未出现严重的非线性失真，说明 MPC 结构在高重复频率条件下仍能保持良好的光束质量和能量稳定性。此外，实验对 MPC 压缩系统输出的激光脉冲进行 2 小时功率稳定性的测量，功率波动范围小于 0.5%，如图 5.5 所示。

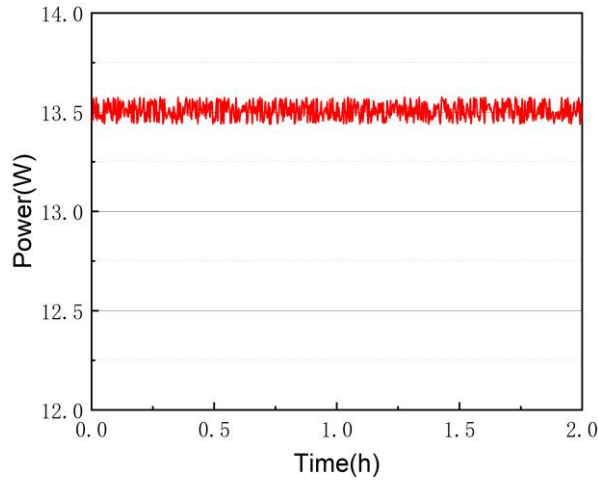


图 5.5 经过 MPC 压缩后激光功率稳定性

本节实验结果表明，MPC 非线性压缩系统在高重复频率下能够稳定实现光谱展宽与脉冲压缩，同时保持良好的光束质量。尽管光束质量略有下降，但仍维持在较优水平，其主要影响因素包括光学表面质量、自聚焦效应和高阶色散。实验还验证了系统的长时间稳定性，结果显示 MPC 结构在长时间运行条件下能够维持稳定的光束特性，为高重复频率 THz 源提供可靠的泵浦光源。

5.2 LiNbO₃ 晶体 THz 辐射的性能表征与对比

本节围绕 LiNbO₃ 晶体在不同泵浦脉冲条件下的 THz 辐射特性展开研究，重点分析泵浦脉冲压缩前后的 THz 时域与频域特性变化，并通过对比 THz 时域波形、频谱分布及其转换效率，探讨短脉冲泵浦对 THz 辐射的优化作用。实验采用 MPC 非线性压缩系统，获得 49 fs 和未经压缩的 200 fs 两种泵浦脉冲，并分别用于泵浦 LiNbO₃ 晶体，测量其 THz 输出特性。实验结果表明，49 fs 泵浦脉冲能够显著拓展 THz 频谱带宽，从而提

升 THz 系统的时域分辨率和频率覆盖范围。然而，由于短脉冲的高峰值功率密度可能引入非线性饱和效应，其 THz 转换效率相较于 200 fs 泵浦有所下降。通过对比分析 THz 时域信号、频谱特性及空间模式分布，可为 THz 源的优化设计及应用拓展提供实验依据，并为 THz 超快光谱分析、高分辨率 THz 显微成像等前沿研究领域奠定基础。

5.2.1 压缩前后 THz 辐射的时域与频域表征

本实验基于 MPC 非线性压缩系统，分别采用 49 fs 和 200 fs 泵浦脉冲泵浦 LiNbO₃ 晶体，并通过电光采样系统记录 THz 的时域波形。为了进一步分析 THz 的频谱特性，实验采用傅里叶变换计算频谱分布，并结合 THz 相机 (Swissterahertz Rigi) 测量 THz 光斑轮廓。此外，为了量化不同泵浦条件下 THz 的输出功率，实验采用 Gentec 公司的 THz 功率计 (T-RAD) 测量 THz 的焦点功率，以评估 THz 转换效率的变化情况。实验的主要目标是探究泵浦脉冲宽度对 THz 信号的时域演化、频谱展宽、空间模式分布及功率输出的影响，并为 LiNbO₃ 晶体宽带 THz 源的优化设计提供实验依据。

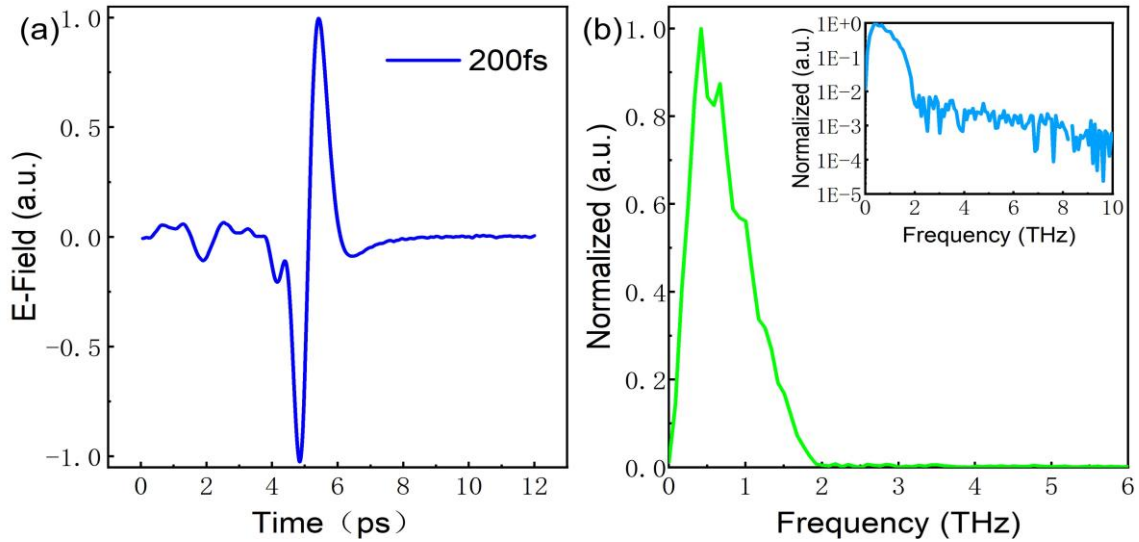


图 5.6 200 fs 激光泵浦的 THz 时域波形与 THz 光斑

实验首先测量了 200 fs 泵浦脉冲产生的 THz 信号，其时域波形如图 5.6(a)所示，信号呈现较为缓和的电场振荡，表明长脉冲泵浦下 THz 的辐射持续时间较长。由于光学整流过程的时域特性与泵浦脉冲宽度直接相关，较长的泵浦脉冲导致 THz 信号的脉冲展宽，从而限制了其频谱范围。傅里叶变换得到的 THz 频谱（图 5.6(b)）显示，该信号的主频成分主要集中在 0.5 THz 附近，并且高频部分的衰减较快。这表明，在 200 fs 泵浦

条件下, LiNbO_3 晶体产生的 THz 主要集中在低频区域, 高频分量由于非线性光学过程中的相位匹配受限而受到抑制。

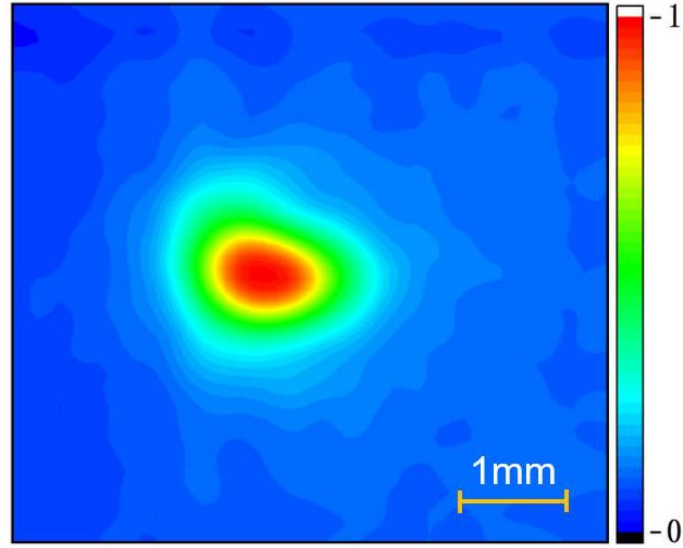


图 5.7 200 fs 激光泵浦的 THz 光斑

此外, 通过 THz 相机测量 THz 的空间模式分布, 如图 5.7 所示, 结果显示该系统的 THz 光斑直径约为 2 mm, 表明较长的泵浦脉冲在晶体内部的光学非线性转换过程中, THz 信号的空间发散角较大。THz 功率测量结果显示, 200 fs 泵浦产生的 THz 功率约为 1.56 mW, 转换效率为 1.15×10^{-4} , 表明长脉冲泵浦能够实现较高的能量转换效率, 并提供较高的 THz 输出功率。

在相同测量条件下, 实验进一步测量了 49 fs 泵浦脉冲产生的 THz 信号, 其时域波形如图 5.8(a)所示。相比 200 fs 泵浦, 49 fs 泵浦下的 THz 信号呈现更加紧凑的波包结构, 电场振荡频率更高, 说明短脉冲激发能够在时间上压缩 THz 信号, 提高其瞬时场强。这一现象表明, 短脉冲泵浦能够在更短的时间内提供更高的瞬时非线性极化响应, 从而激发出更丰富的高频分量。傅里叶变换得到的 THz 频谱 (图 5.8(b)) 显示, 49 fs 泵浦的 THz 信号在 0.84 THz 附近具有更强的频谱响应, 并且高频截止频率可达 4.1 THz。实验数据进一步验证了光学整流机制下, THz 的频谱带宽由泵浦光的时间宽度决定的理论预测, 即更短的泵浦脉冲能够产生更宽带的 THz 信号。

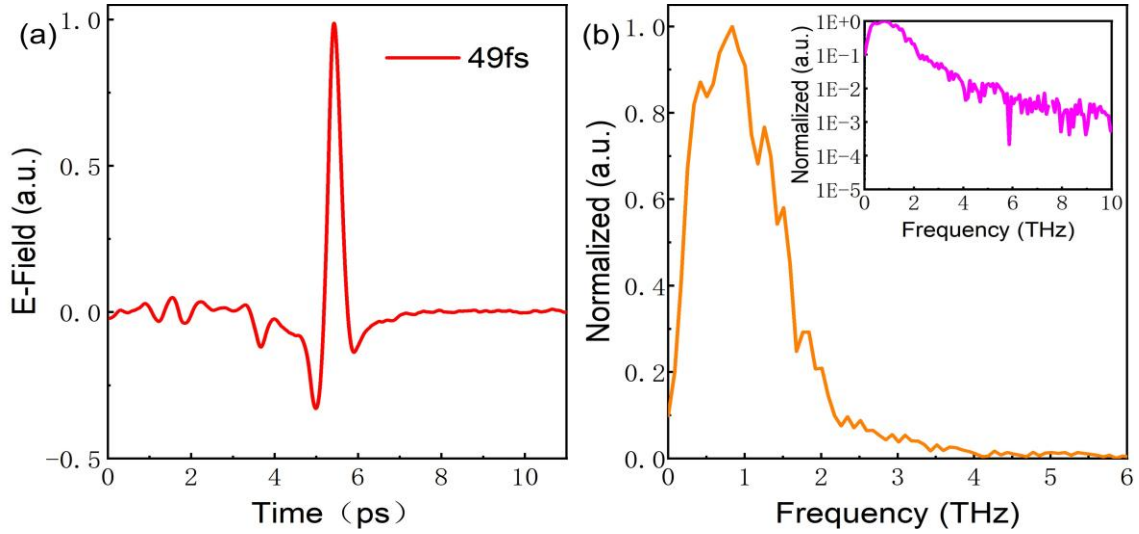


图 5.8 49 fs 激光泵浦的 THz 时域波形与 THz 光谱

尽管 49 fs 泵浦能够显著拓展 THz 的频谱范围，但其 THz 转换效率较低。实验测得 49 fs 泵浦下 THz 的光斑直径约为 1.6 mm，如图 5.9 所示，这与短脉冲在晶体内部的能量分布及相干长度有关。功率测量结果表明，49 fs 泵浦下 THz 的平均功率为 0.15 mW，转换效率仅为 1.11×10^{-5} 。这一结果表明，在短脉冲泵浦下，尽管 THz 的频谱展宽显著，但由于高频 THz 辐射在介质中的吸收效应增强，同时更强的峰值功率可能导致非线性饱和现象，最终降低了整体的 THz 转换效率。

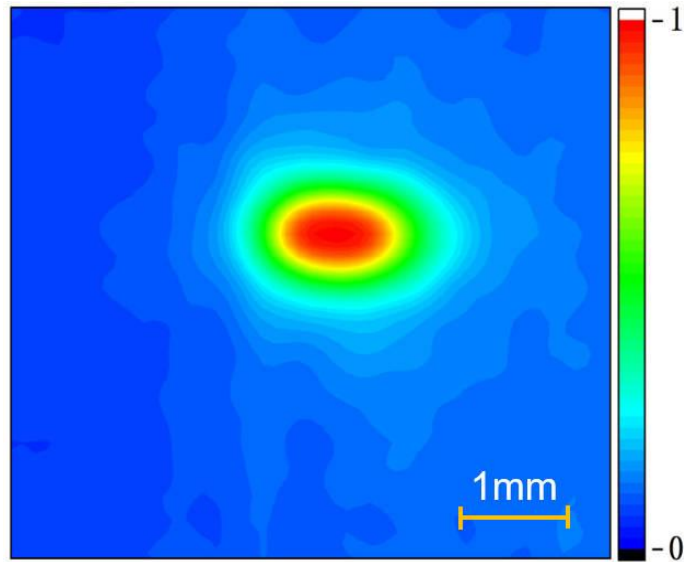


图 5.9 49 fs 激光泵浦的 THz 光斑

综合实验数据可知，49 fs 泵浦脉冲能够有效拓展 THz 的频谱带宽，并提升高频信号的占比，这对于超快 THz 光谱分析、高分辨率 THz 显微成像及 THz 通信应用具有重

要价值。然而，短脉冲泵浦的转换效率相对较低，THz 信号的输出功率受到了非线性光学过程和 THz 介质吸收的限制。因此，在实际应用中，需根据不同应用需求权衡 THz 的输出功率与频谱展宽特性，选择最优的泵浦条件，以实现高效 THz 源的优化设计。

5.2.2 THz 时域波形与频谱的对比分析

为了深入分析 200 fs 和 49 fs 泵浦脉冲在 THz 辐射特性上的差异，本节从 THz 时域波形、频谱展宽、功率转换效率及空间模式分布方面进行对比，并探讨两者的物理机制及应用潜力，以进一步理解短脉冲泵浦对 THz 产生过程的优化作用。

实验数据表明，49 fs 泵浦脉冲产生的 THz 信号在时域上具有更窄的波包结构，相比于 200 fs 泵浦脉冲，49 fs 泵浦下 THz 信号的电场振荡频率更高，其时域波形的上升沿和下降沿更加陡峭，如图 5.10 所示。这一特性表明，短脉冲泵浦能够在更短的时间内触发更高的瞬时极化响应，从而产生更快的 THz 场振荡。由于 THz 场的相干时间 τ_c 与 THz 频谱带宽 $\Delta\nu$ 之间存在倒数关系 ($\tau_c \approx 1/\Delta\nu$)，因此当泵浦脉冲缩短时，相干时间降低，使得 THz 信号在时域上更加紧凑。

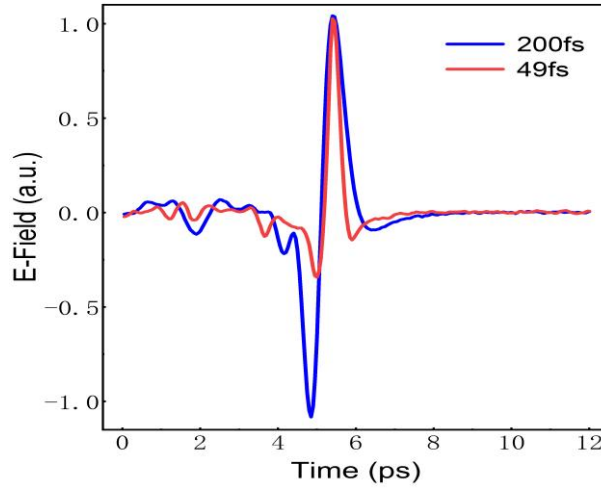


图 5.10 49 fs 与 200 fs 激光泵浦的 THz 时域波形对比

在频域特性方面，THz 频谱的带宽和中心频率受泵浦脉冲的持续时间及峰值功率密度影响。实验表明，相较于 200 fs 泵浦脉冲，49 fs 泵浦脉冲不仅显著拓宽了 THz 频谱带宽，同时提升了 THz 辐射的中心频率，如图 5.11 所示，(a) 是直接对 THz 时域波形进行傅里叶变换获得的 THz 频谱，(b) 是对 (a) 取对数函数的频谱图。在 200 fs 泵浦条件下，THz 信号的频谱主峰位于 0.5 THz 附近，但 THz 高频部分迅速衰减，导致整体

频谱展宽受限。而在 49 fs 泵浦条件下, THz 信号的中心频率提升至 0.84 THz, 高频截止频率扩展至 4.1 THz, 相较于 200 fs 泵浦条件下的 THz 带宽提升了约 2 倍。这一实验结果符合光学整流理论, 即 THz 频谱带宽 $\Delta\nu$ 受泵浦脉冲宽度 Δt 的限制 ($\Delta\nu \approx 1/\Delta t$)。因此, 更短的泵浦脉冲能够产生更宽带的 THz 信号, 同时增强高频成分的贡献。

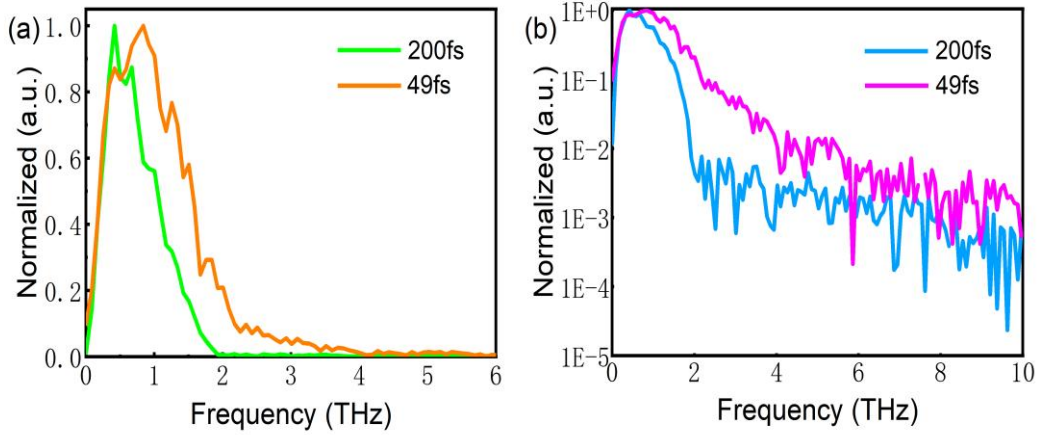


图 5.11 49 fs 与 200 fs 激光泵浦的 THz 频域对比

尽管 49 fs 泵浦脉冲的 THz 频谱更宽, 但其 THz 转换效率明显低于 200 fs 泵浦的情况。实验测得, 200 fs 泵浦条件下的 THz 输出功率约 1.56 mW, 转换效率为 1.15×10^{-4} , 而 49 fs 泵浦条件下仅为 0.15 mW, 转换效率降低至 1.11×10^{-5} 。这一现象主要归因于短脉冲的高峰值功率对非线性光学转换过程的影响。短脉冲的高功率密度可能导致瞬时极化的非线性饱和效应, 从而降低光学整流的转换效率。此外, 由于短脉冲泵浦的时域压缩效应, THz 产生过程中相位匹配条件可能发生变化, 特别是在高频部分, 相位匹配角的偏离可能降低高频 THz 分量的生成效率。同时, 高频 THz 在 LiNbO₃ 介质中的吸收增强, 高频部分的 THz 的衰减可能更为显著, 从而进一步降低了整体的 THz 输出功率。这些因素共同导致短脉冲泵浦尽管能够拓展 THz 频谱, 但转换效率却受到抑制。此外, 实验测量了 THz 光斑的空间模式分布, 结果表明, 49 fs 泵浦脉冲生成的 THz 光束具有更紧凑的焦斑尺寸, 有利于高分辨率 THz 成像和局域场增强的应用。

综合而言, 尽管 49 fs 泵浦脉冲的 THz 转换效率较低, 但其带宽展宽特性极具应用价值。例如, 在基于目前现有的 LiNbO₃ 晶体 THz-STM 等高分辨率应用中, 较宽的 THz 频谱能够提升系统的时间分辨率。而 200 fs 泵浦则更适用于高功率 THz 源。此外, 对于 THz 超快光谱学, 更宽的 THz 频谱范围可以实现对材料在更宽能量范围内的超快动力

学过程的探测。因此，尽管短脉冲泵浦的 THz 输出功率较低，但其更宽的频谱覆盖能力使其在许多前沿研究领域具有重要应用价值。

5.2.3 实验误差来源与解决方案

在实验过程中，影响 THz 生成效率、信号稳定性及频谱展宽的因素较多，主要包括光束准直误差、环境噪声、非线性效应和热效应。这些误差可能导致 THz 产生效率下降、频谱失真或信号噪声增加，因此需要采取针对性地优化措施，以提高实验结果的准确性和可靠性。

首先，光束准直误差是影响 THz 产生稳定性的关键因素之一，尤其在高重复频率泵浦（520.8 kHz）条件下，准直误差可能直接影响 THz 输出的转换效率和频谱均匀性。如果泵浦光束在入射到 LiNbO₃ 晶体时存在角度偏差或焦点位置漂移，可能会导致 THz 产生的相位匹配条件恶化，从而降低 THz 的转换效率。此外，由于 LiNbO₃ 晶体的非线性光学过程依赖于波前倾斜匹配，任何波前角度误差都会影响 THz 生成的方向性和带宽。为优化 THz 产生效率，应严格控制泵浦光的入射角度与焦点位置，避免角度误差对相位匹配条件的影响。

其次，环境噪声（例如实验室温度波动、空气湿度等）对 THz 信号的测量精度具有重要影响。THz 信号在大气中的传播过程中，容易受到水蒸气吸收效应的影响，特别是在高频 THz 频段，水分子对 THz 信号的吸收作用尤为明显。这可能导致高频 THz 在实验测量中出现显著的能量损失，使得 THz 频谱展宽的实际测量范围低于理论预测。为减少这一误差，可在低湿度环境或真空条件下进行实验，以降低水蒸气对 THz 频谱的影响。

此外，非线性效应与热效应也会影响 THz 产生的稳定性。LiNbO₃ 晶体的非线性光学特性依赖于入射光的空间分布和相位匹配条件，泵浦光波前畸变可能导致 THz 方向性和带宽的变化。而高功率泵浦条件下，LiNbO₃ 晶体的温度升高会导致 THz 频谱高频部分衰减，这是由于热效应引起的折射率变化破坏了相位匹配。为减少热效应的影响，可采用水冷系统或热沉技术控制晶体温度，以提高 THz 产生的稳定性。

综合来看，THz 产生和测量过程中存在多种误差来源，后续实验可进一步优化光束准直、控制实验环境参数，并采取有效的温度管理措施，以提升 THz 信号的稳定性和测

量精度，从而满足 THz-STM 超快探测、高分辨成像等应用需求。

5.3 本章小结

本章研究了多通腔非线性脉冲压缩系统在高重复频率条件下的性能及其对 LiNbO_3 晶体 THz 辐射的优化。实验表明，MPC 系统成功实现高效脉冲压缩，并提升 THz 产生的频谱展宽能力。尽管短脉冲泵浦的 THz 转换效率较低，其宽带特性在 THz 成像和超快光谱学领域具有重要应用价值。此外，THz 产生受光束入射条件、环境温度及晶体热效应影响，优化这些因素可进一步提升系统稳定性和频谱质量。

第6章 结论与展望

6.1 总结

本研究搭建了一种基于单级 MPC 非线性脉冲压缩的高重复频率超短脉冲激光源，并用于泵浦摩尔分数为 0.6% 的 MgO 掺杂 LiNbO₃ 晶体以产生宽带 THz 辐射。实验结果表明，该 MPC 系统在 520.8 kHz 高重复频率条件下，可将 1030 nm 激光脉冲由 200 fs 压缩至 49 fs，并将光谱展宽至 40 nm，同时保持优良的光束质量，实现了稳定的脉冲压缩。该优化的泵浦光源为 LiNbO₃ 晶体宽带 THz 辐射的高效产生奠定了基础。

在 LiNbO₃ 晶体 THz 产生实验中，短脉冲（49 fs）泵浦相较于 200 fs 脉冲显著拓展了 THz 频谱带宽，将 THz 频谱中心频率从 0.5 THz 提升至 0.84 THz，高频截止扩展至 4.1 THz。尽管短脉冲泵浦的 THz 转换效率相对较低，但其宽带特性对于 THz 近场显微成像系统的时间分辨率提升具有重要价值。

目前，基于 LiNbO₃ 晶体 THz 源在 THz-STM 系统中的应用，受限于其较窄的 THz 频谱带宽，而本研究验证了短脉冲泵浦策略能够有效拓宽 THz 频谱，提高系统的超快探测能力。尽管本研究尚未直接将该宽带 THz 源集成至 THz-STM 进行实验验证，但实验结果已充分证明其在高时间分辨率 THz 成像、超快光谱学及纳米材料分析领域的应用潜力，并为优化 LiNbO₃ 晶体 THz 光谱特性提供了实验依据。

6.2 展望

本研究提出的 MPC 非线性压缩系统+LiNbO₃ 晶体 THz 源系统为拓展 THz 频谱带宽提供了一种新策略，特别在 THz-STM 及高时间分辨率超快 THz 研究方面具有重要应用价值。然而，为进一步提升 THz 产生效率、系统稳定性及实际应用适配性，未来研究可在以下方面展开优化：

首先，在泵浦脉冲优化方面，可适当调整泵浦脉冲宽度以在 THz 频谱展宽与转换效率之间取得平衡。进一步优化光束模式匹配与晶体参数，提高 THz 产生效率，以满足

THz-STM 更高灵敏度探测需求。

其次，在晶体结构优化方面，可探索周期性畴反转 LiNbO_3 晶体，以改善相位匹配条件，提高 THz 产生转换效率。此外，考虑新型非线性介质（如有机晶体 DAST、OH1 或掺杂型 LiNbO_3 ），以进一步提升 THz 转换性能，并拓展 THz 近场探测能力。

在 THz 信号优化与 THz-STM 集成系统方面，未来可进一步提高 THz 信号局域化程度，优化 THz-STM 耦合光学系统，并提升系统稳定性，以实现纳米尺度分辨率的 THz 成像及材料表征。此外，可结合自适应脉冲整形技术，优化 THz 频谱形态，以适配高分辨率成像及超快光谱分析。

在更高功率条件下，未来可探索 THz 产生的极限性能，包括提高泵浦功率至数百瓦级，优化 LiNbO_3 晶体冷却策略（如低温环境测试），以研究高场强条件下的非线性增强机制及 THz 产生极限。同时，可在 THz 传输路径优化方面，采用低损耗 THz 传输介质以减少高频 THz 信号的衰减，提高系统的信号传输质量。

综上所述，本研究的单级 MPC 非线性压缩装置与 LiNbO_3 晶体 THz 源方案成功拓展了 LiNbO_3 -THz 频谱带宽。未来研究可进一步优化 THz 产生系统、提升 THz 近场探测能力及实现宽带 THz-STM 实验集成，推动 THz 超快光谱学、高分辨率成像及精密计量领域的发展，为超快光学与纳米科学研究提供更强大的实验工具。

参考文献

- [1] Liu M, Hwang H Y, Tao H, et al. Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial[J]. *Nature*, 2012, 487(7407): 345-348.
- [2] Hafez H A, Chai X, Ibrahim A, et al. Intense terahertz radiation and their applications[J]. *Journal of Optics*, 2016, 18(9): 093004.
- [3] Hafez H A, Kovalev S, Deinert J C, et al. Extremely efficient terahertz high-harmonic generation in graphene by hot Dirac fermions[J]. *Nature*, 2018, 561(7724): 507-511.
- [4] Li H, Wei W, Wang T, et al. Unveiling nanoscale THz-STM imaging techniques on graphene nanoribbons with zigzag edge topology[J]. *Optics Express*, 2024, 32(18): 32062-32078.
- [5] Kampfrath T, Tanaka K, Nelson K A. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(9): 680-690.
- [6] Miao X Y, Zhan H L, Zhao K. Application of THz technology in oil and gas optics[J]. *Science China. Physics, Mechanics & Astronomy*, 2017, 60(2): 024231.
- [7] Hwang H Y, Fleischer S, Brandt N C, et al. A review of non-linear terahertz spectroscopy with ultrashort tabletop-laser pulses[J]. *Journal of Modern Optics*, 2015, 62(18): 1447-1479.
- [8] Tóth G, Polónyi G, Hebling J. Tilted pulse front pumping techniques for efficient terahertz pulse generation[J]. *Light: Science & Applications*, 2023, 12(1): 256.
- [9] Wang L, Tóth G, Hebling J, et al. Tilted-pulse-front schemes for terahertz generation[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(7): 2000021.
- [10] Henrich J, Butcher S, Arrigoni M. Ultrafast lasers: trends in femtosecond amplifiers-Ti: sapphire vs. ytterbium[J]. *Laser Focus World*, 2020: 1-7.
- [11] Nugraha P S, Krizsán G, Lombosi C, et al. Demonstration of a tilted-pulse-front pumped plane-parallel slab terahertz source[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(4): 1023-1026.

-
- [12] Zhang B, Ma Z, Ma J, et al. 1.4-mJ high energy terahertz radiation from lithium niobates[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(3): 2000295.
 - [13] Russbueltd 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.
 - [14] 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.
 - [15] Ochi Y, Nagashima K, Maruyama M, et al. Yb: YAG thin-disk chirped pulse amplification laser system for intense terahertz pulse generation[J]. *Optics Express*, 2015, 23(11): 15057-15064.
 - [16] Tani M, Herrmann M, Sakai K. Generation and detection of terahertz pulsed radiation with photoconductive antennas and its application to imaging[J]. *Measurement Science and Technology*, 2002, 13(11): 1739.
 - [17] Wang S, Zhang X C. Pulsed terahertz tomography[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2004, 37(4): R1.
 - [18] Zhai M, Locquet A, Citrin D S. Pulsed THz imaging for thickness characterization of plastic sheets[J]. *NDT & E International*, 2020, 116: 102338.
 - [19] Huber A J, Keilmann F, Wittborn J, et al. Terahertz near-field nanoscopy of mobile carriers in single semiconductor nanodevices[J]. *Nano Letters*, 2008, 8(11): 3766-3770.
 - [20] Neuman T, Alonso-González P, Garcia-Etxarri A, et al. Mapping the near fields of plasmonic nanoantennas by scattering-type scanning near-field optical microscopy[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(6): 637-649.
 - [21] Wang L, Xia Y, Ho W. Atomic-scale quantum sensing based on the ultrafast coherence of an H₂ molecule in an STM cavity[J]. *Science*, 2022, 376(6591): 401-405.
 - [22] Cocker T L, Jelic V, Gupta M, et al. An ultrafast terahertz scanning tunnelling microscope[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 620-625.
 - [23] Roelcke C, Kastner L Z, Graml M, et al. Ultrafast atomic-scale scanning tunnelling spectroscopy of a single vacancy in a monolayer crystal[J]. *Nature Photonics*, 2024: 1-8.
 - [24] Allerbeck J, Kuttruff J, Bobzien L, et al. Efficient and Continuous Carrier-Envelope

-
- Phase Control for Terahertz Lightwave-Driven Scanning Probe Microscopy[J]. ACS Photonics, 2023, 10(11): 3888-3895.
- [25] Abdo M, Sheng S, Rolf-Pissarczyk S, et al. Variable repetition rate THz source for ultrafast scanning tunneling microscopy[J]. ACS Photonics, 2021, 8(3): 702-708.
- [26] Ammerman S E, Jelic V, Wei Y, et al. Lightwave-driven scanning tunnelling spectroscopy of atomically precise graphene nanoribbons[J]. Nature Communications, 2021, 12(1): 6794.
- [27] Kimura K, Morinaga Y, Imada H, et al. Terahertz-field-driven scanning tunneling luminescence spectroscopy[J]. ACS Photonics, 2021, 8(4): 982-987.
- [28] Cavaletto S M, Kowalczyk K M, Navarrete F O, et al. The attoscience of strong-field-driven solids[J]. Nature Reviews Physics, 2024: 1-12.
- [29] Donaldson P M, Greetham G M, Middleton C T, et al. Breaking barriers in ultrafast spectroscopy and imaging using 100 kHz amplified Yb-laser systems[J]. Accounts of Chemical Research, 2023, 56(15): 2062-2071.
- [30] Liu Y, Gholam-Mirzaei S, Khatri D, et al. Field-resolved space–time characterization of few-cycle structured light pulses[J]. Optica, 2024, 11(6): 846-851.
- [31] Inzani G, Lucchini M. Attosecond electron dynamics in solid-state systems[J]. Journal of Physics: Photonics, 2025, 7(2): 022001.
- [32] Kim S, Jeong T I, Park J, et al. Recent advances in ultrafast plasmonics: from strong field physics to ultraprecision spectroscopy[J]. Nanophotonics, 2022, 11(11): 2393-2431.
- [33] Emaury F, Dutin C F, Saraceno C J, et al. Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thin-disk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber[J]. Optics Express, 2013, 21(4): 4986-4994.
- [34] Emaury F, Saraceno C J, Debord B, et al. Efficient spectral broadening in the 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression[J]. Optics Letters, 2014, 39(24): 6843-6846.
- [35] Hädrich S, Krebs M, Hoffmann A, et al. Exploring new avenues in high repetition rate table-top coherent extreme ultraviolet sources[J]. Light: Science & Applications, 2015,

- 4(8): e320-e320.
- [36] Guichard F, Giree A, Zaouter Y, et al. Nonlinear compression of high energy fiber amplifier pulses in air-filled hypocycloid-core Kagome fiber[J]. *Optics Express*, 2015, 23(6): 7416-7423.
- [37] Mak K F, Seidel M, Pronin O, et al. Compressing μ J-level pulses from 250 fs to sub-10 fs at 38-MHz repetition rate using two gas-filled hollow-core photonic crystal fiber stages[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(7): 1238-1241.
- [38] 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.
- [39] Kötting F, Schade D, Koehler J R, et al. Efficient single-cycle pulse compression of an ytterbium fiber laser at 10 MHz repetition rate[J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 9099-9110.
- [40] Guichard F, Zaouter Y, Hanna M, et al. Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(21): 4437-4440.
- [41] Rothhardt J, Hädrich S, Carstens H, et al. 1 MHz repetition rate hollow fiber pulse compression to sub-100-fs duration at 100 W average power[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(23): 4605-4607.
- [42] Hädrich S, Klenke A, Hoffmann A, et al. Nonlinear compression to sub-30-fs, 0.5 mJ pulses at 135 W of average power[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(19): 3866-3869.
- [43] Rothhardt J, Hädrich S, Klenke A, et al. 53 W average power few-cycle fiber laser system generating soft x rays up to the water window[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(17): 5224-5227.
- [44] Hädrich S, Kienel M, Müller M, et al. Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(18): 4332-4335.
- [45] Lavenu L, Natile M, Guichard F, et al. High-energy few-cycle Yb-doped fiber amplifier source based on a single nonlinear compression stage[J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 7530-7537.

-
- [46] Jeong Y G, Piccoli R, Ferachou D, et al. Direct compression of 170-fs 50-cycle pulses down to 1.5 cycles with 70% transmission[J]. Scientific Reports, 2018, 8(1): 1-6.
- [47] Schade D, Köttig F, Koehler J R, et al. Scaling rules for high quality soliton self-compression in hollow-core fibers[J]. Optics Express, 2021, 29(12): 19147-19158.
- [48] 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.
- [49] Guichard F, Zaouter Y, Hanna M, et al. Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining[J]. Optics Letters, 2013, 38(21): 4437-4440.
- [50] Beetar J E, Gholam-Mirzaei S, Chini M. Spectral broadening and pulse compression of a 400 μ J, 20 W Yb: KGW laser using a multi-plate medium[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(5).
- [51] Ishii N, Xia P, 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.
- [52] 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.
- [53] Chen B H, Su J X, Guo J Y, et al. Double-Pass Multiple-Plate Continuum for High-Temporal-Contrast Nonlinear Pulse Compression[J]. Frontiers in Photonics, 2022, 3: 937622.
- [54] Lavenue L, Natile M, Guichard F, et al. Nonlinear pulse compression based on a gas-filled multipass cell[J]. Optics Letters, 2018, 43(10): 2252-2255.
- [55] Lavenue L, Natile M, Guichard F, et al. High-power two-cycle ultrafast source based on hybrid nonlinear compression[J]. Optics Express, 2019, 27(3): 1958-1967.
- [56] Balla P, Bin Wahid A, Sytceovich I, et al. Postcompression of picosecond pulses into the few-cycle regime[J]. Optics Letters, 2020, 45(9): 2572-2575.
- [57] Grebing C, Müller M, Buldt J, et al. Kilowatt-average-power compression of millijoule

- pulses in a gas-filled multi-pass cell[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(22): 6250-6253.
- [58] Viotti A L, Alisauskas S, Bin Wahid A, et al. 60 fs, 1030 nm FEL pump–probe laser based on a multi-pass post-compressed Yb: YAG source[J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 2021, 28(1): 36-43.
- [59] Müller M, Buldt J, Stark H, et al. Multipass cell for high-power few-cycle compression[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(11): 2678-2681.
- [60] Omar A, Hoffmann M, Galle G, et al. Hybrid Air-Bulk Multipass Cell Compressor for High Pulse Energies with Spatio-temporal Characterization[C]//2024 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). IEEE, 2024: 1-2.
- [61] Weitenberg J, Saule T, Schulte J, et al. Nonlinear Pulse Compression to Sub-40 fs at 4.5 μ J Pulse Energy by Multi-Pass-Cell Spectral Broadening[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2017, 53(6): 1-4.
- [62] 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.
- [63] Gröbmeyer S, Fritsch K, Schneider B, et al. Self-compression at 1 μ m wavelength in all-bulk multi-pass geometry[J]. *Applied Physics B*, 2020, 126: 1-6.
- [64] Barbiero G, Wang H, Brons J, et al. Broadband terahertz solid-state emitter driven by Yb: YAG thin-disk oscillator[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2020, 53(12): 125601.
- [65] Zhang S, Fu Z, Zhu B, et al. Solitary beam propagation in periodic layered Kerr media enables high-efficiency pulse compression and mode self-cleaning[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10(1): 53.
- [66] Hariton V, Fritsch K, Pronin O. Pulse broadening and compression at 515 nm in a multi-pass cell[C]. *EPJ Web of Conferences*. EDP Sciences, 2022, 267: 01056.
- [67] Seidel M, Pressacco F, Akcaalan O, et al. Ultrafast MHz-Rate Burst-Mode Pump-Probe Laser for the FLASH FEL Facility Based on Nonlinear Compression of ps-Level Pulses from an Yb-Amplifier Chain[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(3): 2100268.
- [68] Seidel M, Balla P, Li C, et al. Factor 30 pulse compression by hybrid multipass multiplate

- spectral broadening[J]. *Ultrafast Science*, 2022.
- [69] Song J, Shen L, Sun J, et al. Temporal contrast enhancement by nonlinear elliptical polarization rotation in a multi-pass cell[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2022, 10: e28.
- [70] Weitenberg J, Vernaleken A, Schulte J, et al. Multi-pass-cell-based nonlinear pulse compression to 115 fs at 7.5 μ J pulse energy and 300 W average power[J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20502-20510.
- [71] Fritsch K, Poetzlberger M, Pervak V, et al. All-solid-state multipass spectral broadening to sub-20 fs[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(19): 4643-4646.
- [72] Tsai C L, Meyer F, Omar A, et al. Efficient nonlinear compression of a mode-locked thin-disk oscillator to 27 fs at 98 W average power[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4115-4118.
- [73] Vicentini E, Wang Y, Gatti D, et al. Nonlinear pulse compression to 22 fs at 15.6 μ J by an all-solid-state multipass approach[J]. *Optics Express*, 2020, 28(4): 4541-4549.
- [74] Barbiero G, Wang H, Graßl M, et al. Efficient nonlinear compression of a thin-disk oscillator to 8.5 fs at 55 W average power[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(21): 5304-5307.
- [75] Raab A K, Seidel M, Guo C, et al. Multi-gigawatt peak power post-compression in a bulk multi-pass cell at a high repetition rate[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(19): 5084-5087.
- [76] Hariton V, Fritsch K, Schwarz K, et al. Spectral broadening in convex-concave multipass cells[J]. *Optics Express*, 2023, 31(12): 19554-19568.
- [77] Schiller K J, Sternemann L, Stupar M, et al. Time-resolved momentum microscopy with fs-XUV photons at high repetition rates with flexible energy and time resolution[J]. *Scientific Reports*, 2025, 15(1): 3611.
- [78] Schulte J, Sartorius T, Weitenberg J, et al. Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(19): 4511-4514.
- [79] Omar A, Vogel T, Hoffmann M, et al. Spectral broadening of 2-mJ femtosecond pulses in a compact air-filled convex-concave multi-pass cell[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(6): 1458-1461.

-
- [80] Fülöp J A, Ollmann Z, Lombosi C, et al. Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy[J]. *Optics Express*, 2014, 22(17): 20155-20163.
- [81] Schneider W, Ryabov A, Lombosi C, et al. 800-fs, 330- μ J pulses from a 100-W regenerative Yb: YAG thin-disk amplifier at 300 kHz and THz generation in LiNbO₃[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(23): 6604-6607.
- [82] Kramer P L, Windeler M K R, Mecseki K, et al. Enabling high repetition rate nonlinear THz science with a kilowatt-class sub-100 fs laser source[J]. *Optics Express*, 2020, 28(11): 16951-16967.
- [83] 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.
- [84] Millon C, Houver S, Saraceno C J. 400 kHz repetition rate THz-TDS with 24 mW of average power driven by a compact industrial Yb-laser[J]. *Optics Express*, 2023, 31(5): 7922-7932.
- [85] Suerra E, Canella F, Giannotti D, et al. Ytterbium-laser-driven THz generation in thin lithium niobate at 1.9 kW average power in a passive enhancement cavity[J]. *arXiv preprint arXiv:2501.01204*, 2025.
- [86] Boyd R W, Gaeta A L, Giese E. Nonlinear optics[M]. *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Cham: Springer International Publishing, 2008: 1097-1110.
- [87] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics[M]. *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000: 195-211.
- [88] Saleh B E A, Teich M C. Fundamentals of photonics, 2 volume set[M]. John Wiley & Sons, 2019.
- [89] Nagashima K, Ochi Y, Itakura R. Optical parametric oscillator pumped by a 100-kHz burst-mode Yb-doped fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(3): 674-677.
- [90] 宋贾俊. 超快激光脉冲压缩, 波长扩展及对比度提升的研究[D]. 中国科学院大学(中国科学院物理研究所), 2021.
- [91] Chen B H, Kretschmar M, Ehberger D, et al. Compression of picosecond pulses from a

- thin-disk laser to 30fs at 4W average power[J]. Optics Express, 2018, 26(4): 3861-3869.
- [92] DeSalvo R, Hagan D J, Sheik-Bahae M, et al. Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP[J]. Optics Letters, 1992, 17(1): 28-30.
- [93] Liu X, Qian L, Wise F. High-energy pulse compression by use of negative phase shifts produced by the cascade $\chi^{(2)}: \chi^{(2)}$ nonlinearity[J]. Optics Letters, 1999, 24(23): 1777-1779.
- [94] Seidel M, Brons J, Arisholm G, et al. Efficient high-power ultrashort pulse compression in self-defocusing bulk media[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 1410.
- [95] New G. Introduction to nonlinear optics[M]. Cambridge University Press, 2011.
- [96] DeMartini F, Townes C H, Gustafson T K, et al. Self-steepening of light pulses[J]. Physical Review, 1967, 164(2): 312.
- [97] Auston D H, Cheung K P, Valdmanis J A, et al. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media[J]. Physical Review Letters, 1984, 53(16): 1555.
- [98] Stevens T E, Wahlstrand J K, Kuhl J, et al. Cherenkov radiation at speeds below the light threshold: phonon-assisted phase matching[J]. Science, 2001, 291(5504): 627-630.
- [99] Akturk S, Gu X, Zeek E, et al. Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp[J]. Optics Express, 2004, 12(19): 4399-4410.
- [100] Koch M, Mittleman D M, Ornik J, et al. Terahertz time-domain spectroscopy[J]. Nature Reviews Methods Primers, 2023, 3(1): 48.
- [101] Jelic V, Adams S, Hassan M, et al. Atomic-scale terahertz time-domain spectroscopy[J]. Nature Photonics, 2024, 18(9): 898-904.
- [102] Wang T J, Major Z, Ahmad I, et al. Ultra-broadband near-infrared pulse generation by noncollinear OPA with angular dispersion compensation[J]. Applied Physics B, 2010, 100: 207-214.
- [103] Huang S W, Moses J, Kärtner F X. Broadband noncollinear optical parametric amplification without angularly dispersed idler[J]. Optics Letters, 2012, 37(14): 2796-2798.
- [104] Herriott D, Kogelnik H, Kompfner R. Off-axis paths in spherical mirror interferometers[J]. Applied Optics, 1964, 3(4): 523-526.

- [105] Robert C. Simple, stable, and compact multiple-reflection optical cell for very long optical paths[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(22): 5408-5418.

在学期间学术成果情况

1. 公开发表的论文及著作

文章名称	发表刊物（出版社）	刊发时间	刊物级别	第几作者
Application of Multi-Pass Cell Compression to Achieve High Repetition Rate Lithium Niobate Terahertz Sources with Broadened Bandwidth	《IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology》	2025 年已接收	中科院二区	1
Phase Distribution and Circular Dichroism Switchable Terahertz Chiral Metasurface	《Optics Express》	2024 年第 7 期	中科院二区 top	2
Unveiling Nanoscale THz-STM Imaging Techniques on Graphene Nanoribbons with Zigzag Edge Topology	《Optics Express》	2024 年第 18 期	中科院二区 top	4