

中图分类号：TN958.98

论文编号：10006BY0617139

北京航空航天大学
博士学位论文

基于实时色散傅立叶变换
的超快飞秒测距激光雷达

作者姓名	夏海云
学科专业	精密仪器及机械
指导教师	孙东松 教授 张春熹 教授
培养学院	仪器科学与光电工程学院

Ultrafast Femtosecond Ranging Lidar
Based on Real-time Dispersive Fourier Transformation

A Dissertation Submitted for the Degree of Doctor of Engineering

Candidate: Xia Haiyun

Supervisor: Prof. Sun Dongsong
Prof. Zhang Chunxi

School of Instrument Science and Optoelectronics Engineering
Beihang University, Beijing, China

中图分类号：TN958.98

论文编号：10006BY0617139

博 士 学 位 论 文

基于实时色散傅立叶变换 的超快飞秒测距激光雷达

作者姓名	夏海云	申请学位级别	工学博士
指导教师姓名	孙东松	职 称	教授
	张春熹	职 称	教授
学科专业	精密仪器及机械	研究方向	飞秒激光检测技术
学习时间自	2006年9月10日起		至2010年6月18日止
论文提交日期	2010年9月18日	论文答辩日期	2010年12月18日
学位授予单位	北京航空航天大学	学位授予日期	2011年1月30日

关于学位论文的独创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文是本人在指导教师指导下独立进行研究工作所取得的成果，论文中有关资料和数据是实事求是的。尽我所知，除文中已经加以标注和致谢外，本论文不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含本人或他人为获得北京航空航天大学或其它教育机构的学位或学历证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对研究所做的任何贡献均已在论文中作出了明确的说明。

若有不实之处，本人愿意承担相关法律责任。

学位论文作者签名：_____

日期： 年 月 日

学位论文使用授权书

本人完全同意北京航空航天大学有权使用本学位论文（包括但不限于其印刷版和电子版），使用方式包括但不限于：保留学位论文，按规定向国家有关部门（机构）送交学位论文，以学术交流为目的赠送和交换学位论文，允许学位论文被查阅、借阅和复印，将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，采用影印、缩印或其他复制手段保存学位论文。

保密学位论文在解密后的使用授权同上。

学位论文作者签名：_____

日期： 年 月 日

指导教师签名：_____

日期： 年 月 日

摘 要

本文的基本研究对象是被动锁模飞秒光纤激光器发出的超短脉冲。本文的基本理论是实时色散傅立叶变换。本文的最终研究目的是论证新概念的、色散飞秒测距激光雷达。它具有全光纤结构、高分辨率、超快数据更新率、超短曝光时间、全静态工作模式的特点。

本文主要开展了以下工作：

1. 回顾了飞秒脉冲产生技术、飞秒脉冲完全重建、飞秒脉冲在激光测距中的应用以及实时色散傅立叶理论的发展和应用。
2. 通过单色光在空间的狭缝衍射和超短脉冲在色散介质中的时域展宽的相似性，介绍了实时色散傅立叶变换。理论研究了高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响。解释了时域干涉条纹周期和能见度的变化。通过 Optiwave 软件建模分析和实时光谱分析实验，验证了理论分析的正确性。
3. 偏振模式色散是一个随机线性过程，表现为与频率有关的超短脉冲的偏振态变化和超短脉冲的时域展宽。本文验证了一种对偏振态不敏感的正交 Sagnac 干涉仪，并保证干涉条纹的能见度最大。使用变换极限飞秒脉冲作为基准，对整个系统的高阶色散进行校准，获得“时-频”转换方程。采用实时色散傅立叶变换的时域干涉技术，实现了 237fs 的超短脉冲光谱和相位重建，在 190.65 到 193.85 THz 光谱范围内的相位测量误差为 0.18rad。
4. 提出基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达系统。目标距离被嵌入到 Mach-Zehnder 的干涉臂中。参考脉冲和探测脉冲经过色散光纤后，在时域重叠并在探测器上发生干涉。干涉条纹（微波脉冲）的频率与目标距离成线性关系。实验中，对 16cm 外的静止目标进行测量，当探测速率 48.6MHz 时，距离分辨率为 334nm。接着，论证了飞秒激光测距雷达具有探测超快振动目标的能力。同时指出：基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达对目标速度不敏感；并且，当目标振幅较小时，可在 Mach-Zehnder 干涉仪中引入非平衡色散消去三阶色散的影响。由于飞秒脉冲偏振态和强度的不稳定等因素，时域干涉条纹的外包络偏离高斯函数，从而引入误差。为了解决这个问题，提出一种新的数据处理方法。在 48.6MHz 数据更新率，394fs 曝光速度时，目标振幅探测误差为 1.59 μm 。
5. 基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达在实际应用时，还有很多“瓶颈”需

要克服。首先 Mach-Zehnder 干涉仪的长期稳定性是个挑战。其次，接收系统中实时采样的模数转换速度限制了测量动态范围。最后，大量数据的实时处理和存储也是一个难题。幸运的是：距离信息与单像素光电探测器输出的微波脉冲的频率成线性关系。提出一种基于边缘鉴频技术的微波光子学实时信号处理方法，在光学上直接进行微波频率测量。这样，不需要再对微波脉冲进行高速采样和后继数字信号处理，可以解决飞秒测距激光雷达中数据处理速度和动态范围的限制。

关键词：飞秒激光脉冲，飞秒脉冲光谱和相位重建，实时色散傅立叶变换，测距激光雷达，光学鉴频，微波光子学信号处理

Abstract

This dissertation is focused on ultrashort optical pulses generated on a passively mode-locked femtosecond fiber laser. Real-time dispersive Fourier transformation is the basic theory used in this paper. The motivation of this study is demonstrating a dispersive femtosecond ranging lidar, which has distinguishing characteristics, such as all-fiber structure, high resolution, ultrafast data update rate, ultrashort exposure time and static working mode.

This dissertation proceeds as follows.

1. During the past two decades, tremendous progress in ultrashort optical pulse generation and its applications in both fundamental and applied studies have created significant demand for fast and accurate characterization of ultrashort optical pulses. Great efforts have been directed toward finding solutions to retrieve the magnitude and phase information of ultrashort pulses. We introduce the applications of the ultrashort pulse in optical ranging, followed by the development and applications of the real-time dispersive Fourier transformation.
2. There is a well-known analogy between the paraxial diffraction of a monochromatic beam in space and the temporal dispersion of an ultra-short coherent pulse in an optical dispersive element. The effect of the higher-order dispersion on the real-time dispersive Fourier transform is studied. Firstly, a rigorous mathematical analysis on the nonlinear frequency-to-time mapping is performed, with which the phenomena of a nonuniformly spaced interference pattern and a decreased fringe visibility are explained. A frequency-to-time mapping function including higher-order dispersion is developed. Then, the effect of higher-order dispersion on the real-time dispersive Fourier transform is proved using both Optiwave software and experiments.
3. Polarization mode dispersion is a random process, manifesting as a frequency-dependent random change in the state of polarization, or as temporal dispersion of a short pulse. Characterization of optical femtosecond pulses based on a temporal interferometric system is proposed and demonstrated. An interferogram with the highest visibility that is independent of the polarization state of the input pulse is generated at the output of the Sagnac-loop filter in the system. With a general mapping function considering the

higher-order dispersion, using transform-limited pulses as the reference signal, we proposed a method for real-time tracking of the system parameters, including the chromatic dispersion corresponding to all the optical devices incorporated in the system and the time delay introduced by the interferometer. A complete reconstruction of a 237 fs optical pulse is demonstrated experimentally with an average angular error of 0.18 rad ranging from 190.65 to 193.85 THz.

4. A new-concept real-time Fourier-transformation-based femtosecond ranging lidar is demonstrated. The object signal and the reference signal are guided from a fiber Mach-Zehnder interferometer into a dispersive element. Then optical pulses extend and overlap with each other temporally, which yields a microwave pulse on the photodetector with its frequency proportional to the time delay between the two signals. A range resolution of 334 nm at a sampling rate of 48.6 MHz over a distance of 16 cm is demonstrated in the laboratory. Then, the ultrafast optical ranging system is demonstrated for a vibration measurement. We prove that the technique is immune to the Doppler shift. We point out that the unbalanced dispersion introduced in the Mach-Zehnder interferometer can be optimized to eliminate the frequency chirp in the temporal interferograms pertaining to the third order dispersion of the all-fiber system, if the dynamic range being considered is small. Some negative factors, such as the polarization instability of the femtosecond pulse and the power fluctuation of the optical signal lead to an obvious envelope deformation of the temporal interferograms from the Gaussian shape. Thus a new data processing method is proposed. In the experiment, the vibration of a speaker is measured. A range resolution of 1.59 μm is achieved with an exposure time of 394 fs at a sampling rate of 48.6 MHz.
5. There are indeed some bottle necks for the practical implementation of the dispersive frequency-modulated interferometry. First, for a long-term operation, the stability of the Mach-Zehnder interferometer is a challenge. Second, the dynamic range is restricted by the speed of the A/D converter inside the real-time oscilloscope. And the real-time storage and processing of the extremely large data is another problem. Fortunately, the range information is encoded into the frequency of the microwave pulses generated on the single-pixel photodetector. Microwave photonic signal processing based on edge

technique is proposed rather than recording and processing the data directly. Finally, the dispersive frequency-modulated interferometry may show superior in both data processing speed and dynamic range.

Key words: Complete Femtosecond Pulse Reconstruction, Realtime Dispersive Fourier Transformation, Ranging Lidar, Optic Frequency Measurement, Microwave Photonic Signal Processing.

目 录

第一章 绪论	1
1.1 飞秒激光脉冲的发展	1
1.2 飞秒激光脉冲的特点	2
1.3 飞秒激光脉冲测量方法	4
1.3.1 相关方法	5
1.3.2 频率分辨光学开关法	6
1.3.3 光谱位相干涉直接电场重构方法	7
1.4 飞秒激光脉冲在高速高精度测距中的应用	7
1.4.1 光学相干层析技术	7
1.4.2 飞秒激光测距技术	10
1.5 实时色散傅立叶变换及其应用	12
1.5.1 实时色散傅立叶变换理论的发展	12
1.5.2 实时色散傅立叶变换的应用	14
1.6 选题的意义论文主要内容及创新点	18
1.6.1 选题的意义	18
1.6.2 论文主要内容	19
第二章 实时色散傅立叶变换理论	21
2.1 从空间傅立叶变换到实时色散傅立叶变换	21
2.1.1 空间狭缝衍射	21
2.1.2 超短脉冲的时域色散	24
2.1.3 实时色散傅立叶变换	27
2.2 高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响	28
2.2.1 三阶色散的脉冲响应函数	29
2.2.2 包括高阶色散影响的实时色散傅立叶变换理论	32
2.2.3 基于 Optiwave 软件的光学建模验证	36
2.2.4 高阶色散对实时“频率-时间映射”光谱分析的影响	38
2.3 本章小结	45
第三章 基于实时色散傅立叶变换的飞秒脉冲完全重构	47
3.1 时域干涉技术与飞秒激光脉冲重构	47
3.2 偏振模式色散对系统的影响	48
3.2.1 光纤中的偏振模色散	48
3.2.2 基于 Optiwave 软件的光学建模验证	51
3.2.3 实验验证偏振模色散对实时色散傅立叶变换影响	53
3.3 系统琼斯矩阵计算和优化	56
3.4 飞秒激光脉冲重构实验	59

3.5 飞秒激光脉冲重构数学算法与数据处理.....	62
3.6 本章小结.....	67
第四章 基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达.....	69
4.1 一种新概念的飞秒测距激光雷达.....	70
4.1.1 色散飞秒测距激光雷达结构和原理.....	70
4.1.2 实验与数据处理.....	73
4.2 超快飞秒测距激光雷达在振动检测中的应用.....	75
4.2.1 被动扫频干涉测距技术.....	76
4.2.2 非平衡色散与三阶色散的互消.....	78
4.2.3 对目标速度的不敏感性原理分析.....	80
4.2.4 实验数据处理和结论.....	82
4.3 本章小结.....	85
第五章 实时数据处理技术.....	86
5.1 色散飞秒激光雷达中的数据处理难题.....	86
5.2 微波光子学信号处理方法简介.....	86
5.3 一种边缘法鉴频技术.....	88
5.4 基于边缘法鉴频技术的微波光子学信号处理.....	95
5.4.1 激光调制的基本理论.....	95
5.4.2 微波脉冲频率的直接测量.....	98
5.5 本章小结.....	100
结论.....	101
参考文献.....	103
攻读博士期间取得的科研成果和奖励.....	120
致谢.....	122
作者简介.....	123

第一章 绪 论

1.1 飞秒激光脉冲的发展

由电磁场在时域和频域的傅立叶变换关系可知，要想获得短的时域脉冲必须使光脉冲具有很宽的光谱，同时这些光谱成分之间的位相必须被锁定。随着被动锁模、以钛宝石为代表的Kerr透镜锁模、半导体饱和吸收体、腔外脉冲整形压缩等技术的发展，飞秒激光脉冲宽度从刚诞生时的皮秒缩短到现在的阿秒数量级。1966年，De Maria用Q开关被动锁模技术基于钕玻璃激光器产生了世界上第一个超快激光脉冲，其脉冲宽度约为数皮秒，但脉冲重复频率比较低^[1]。1985年，J. A. Valdmanis等人采用有机染料Rhodamine 6G为增益介质和碰撞锁模激光器，通过在腔内使用棱镜补偿色散，得到脉冲宽度27fs的激光脉冲^[2]。1987年，R. L. Fork等人通过运用光纤-棱镜-光栅对压缩技术对碰撞锁模染料激光器的输出脉冲压缩后获得了脉冲宽度为6fs的脉冲^[3]。但是，染料激光器结构复杂，操作困难，不利于飞秒激光器的小型化和实用化。

80年代末，钛宝石晶体作为一种新型、高性能固体激光材料，为飞秒激光器的固体化、小型化和实用化奠定了基础^[4]。1991年D. E. Spence等人发现了钛宝石激光器中的自锁模现象，并用8w左右的氢离子激光器全线泵浦，在腔内用SF14棱镜对补偿色散，首次获得了60fs的超短脉冲输出^[5]。随后Hause提出的Kerr透镜锁模理论揭示了钛宝石激光器的锁模机理^[6]。飞秒钛宝石激光器中由于非线性Kerr效应的作用使光束在钛宝石中产生自聚焦现象，与腔内的光阑形成了一个饱和吸收体的自振幅调制器，同时在腔内引入负色散器件来补偿腔内其他器件带来的色散，从而实现多纵模的位相锁定，获得超短脉冲。对钛宝石激光器锁模机理研究的不断深入表明：假设二阶色散与激光频率无关的情况下，脉冲宽度与二阶色散成正比，然而当脉冲宽度小于30fs时，高阶色散的影响变得重要起来，控制高阶色散成为获得更窄脉冲的关键，随着多种色散补偿方法和辅助锁模装置被用于钛宝石飞秒锁模激光器中，飞秒脉冲宽度极限不断被打破。

1993年M. T. Asaki等人在掺钛蓝宝石激光器中采用石英棱镜对实现色散补偿，获得了10.9fs的激光脉冲^[7]。1994年J. P. Zhou等人采用2mm的钛宝石晶体和双石英棱镜对获得了8.5fs的激光脉冲^[8]。1995年A. Stingl等人利用啁啾介质反射镜作为钛宝石激光器的腔镜来补偿色散，获得了8fs的脉冲输出^[9]。1997年I. D. Jung等同时使用啁啾镜和棱镜对

补偿色散,得到了6.5fs的脉冲输出^[10]。同年, U. Keller小组将半导体饱和吸收镜(SESAM)应用于钛宝石激光器中,并用双啁啾镜补偿色散得到了小于6.5fs的自启动飞秒锁模脉冲输出^[11]。SESAM技术的使用将固体飞秒激光脉冲宽度、脉冲能量、脉冲重复频率都提高了几个数量级^[12-14]。目前,仅有KLM钛宝石激光器能够产生窄于6fs的激光脉冲^[15,16]。而采用充入惰性气体的多孔光纤对注入飞秒脉冲光谱展宽然后使用相位矫正^[17],或者使用同步泵浦光参量振荡器可以得到更短的脉冲^[18]。

1.2 飞秒激光脉冲的特点

由于飞秒脉冲具有脉冲宽度极窄、峰值功率极高、重复频率高且稳定等特点,其在物理学、生物学、化学、光通讯等领域中得到了广泛应用并开创了一些全新的研究领域,如飞秒化学、量子控制化学、半导体相干光谱等。特别是,超短激光脉冲可以用于时间分辨光谱技术和泵浦/探测技术,它在快速化学反应动力学研究、高分辨医学诊断、医学相干成像和生物活体检测、外科医疗及微光机电制造上都有其独特的优点。飞秒脉冲与纳米显微技术的结合使高功率飞秒激光在原子物理学、医学、超精细加工、高密度信息储存和记录方面都有着很好的发展前景。目前,飞秒激光的应用研究根据其特点大致有以下方面:

超短脉冲宽度

超短脉冲宽度可以用作提高时间分辨率。锁模激光器可以定格快速运动的物体如分子和电子,因而可以测量半导体中载流子的驰豫时间^[19],化学反应动力学过程^[20,21]并用于高速电子学中的电光采样^[22,23]。应用飞秒激光脉冲作为超快现象的探测手段,观察发生在飞秒时间量级的化学反应来说非常合适,可以很容易地记录到各种分子与原子的动力学过程。1999年诺贝尔化学奖得主 Ahmed Zewail 就是利用飞秒激光抽运-探测技术成功地控制了化学键的成键与断裂,观察到了从反应物到生成物的中间过程从而获此殊荣。

高脉冲重复频率

高达数 GHz 的脉冲重复率使得飞秒脉冲可以应用在大容量光通信^[24,25],光电开关器件^[26],光链路和时钟分配上。由于高重复频率的脉冲列时间抖动小、整幅噪声小,未来的应用还包括为大规模集成微处理器提供时钟基准^[27],为电子加速器提供偏振电子束^[28]和高速电光采样^[22,23]。

随着光通信传输率的提高,在 1550nm 波长附近可调的锁模激光变得越来越重要。10GHz 或更高传输速率的光通信通常使用归零脉冲格式和光孤子色散管理技术^[25-29],而这些应用得益于一个事实,就是光脉冲发生器可以方便地产生变换极限脉冲^[30,31]。在这种新的传输机制中,不再需要调制器产生脉冲,提高了光利用效率并降低了成本。而且,相对于连续光调制的脉冲光,飞秒脉冲序列的脉冲形状非常规则,这将提高系统信噪比,并且在光分时复用中可以允许更高的重复频率。目前,采用这种光源,在标准单模光纤中已经实现 160GHz 的传输速率。

在短波长波段(如 1 μm 或者更短)、高平均功率、10-100GHz 的光源可以在集成电路中提供光学时钟。目前微处理器的速度每年上升 15%到 30%,国际半导体科技行业预计,2020 年微处理器速度将达到 40GHz。而锁模激光器产生的光时钟可以精确接入大规模集成微处理器中的特殊电路,这将降低微处理器功率并提高性能。而光时钟的重复频率可以远高于 40GHz。

宽光谱

宽谱光源的应用可以提高光学相干层析技术中的空间分辨率^[32,33]。光学相干层析技术(OCT)是一种非侵入式,断层成像的生物检测技术,通过平面扫描可以显示人体组织(如眼球)的三维微观结构。OCT 技术中,相比较普通宽谱光源,锁模飞秒激光器发出的脉冲光功率更高,其光谱可进一步使用外部方式增宽(如通过非线性光子晶体光纤)。目前 OCT 的纵深和横向扫描空间分辨率都在微米量级。

飞秒光序列在频域上由许多频率间隔等于脉冲重复频率的单纵模组成,形成光梳状结构,提供了一个稳定的多波长光源^[34,35]。这在光通信上可以为密集波分复用(DWDM)技术提供多波长光源^[36]。

最近,宽谱光梳被应用在高精度光频度量衡上^[37-39]。光梳在频域上展开一把尺,可以用来确定待测光的频率。待测光和最接近的单纵模拍频总是低于光梳频率间隔的一半。也就是说高达 100THz 的光频率可以拍频成 1GHz 微波频率,而微波频率可以精确测量。该方法可以用于全光原子钟,其性能将超越当下最佳工艺水平的铯原子钟^[40]。2005 年, J. L. Hall 和 T. W. Hänsch 因此获得诺贝尔物理学奖。

飞秒光梳还被用于稳定脉冲包络里面的电场^[41,42],这对高非线性过程如光致电离^[43]和高阶谐波产生至关重要^[44]。这种稳定的脉冲可用于产生软 X 射线谱段的单个阿秒脉冲^[44,45]。

高峰值功率

物质在高强度飞秒激光的作用下会出现非常奇特的现象:气态、液态、固态的物质瞬息间变成了等离子体,辐射出各种射线的激光。高功率飞秒激光与物质相互作用,能够产生足够数量的中子,实现激光受控核聚变的快速点火,这将为人类实现新一代能源开辟一条崭新的途径。此外,由于飞秒激光与物质相互作用时几乎没有热传导,这使得飞秒激光在超精细微加工和高密度信息存储等方面具有不可替代的优点。飞秒激光作为揭示物质内部微观动力学的有力工具正在推动着基础研究和新技术的发展。

由于峰值功率高,飞秒脉冲被用来进行材料冷切割、或者使用光学非线性产生新的波长。二极管泵浦固体激光器可以产生 30MHz 重复频率,单脉冲 1 μ J 的飞秒脉冲。如此高的能量,使得这种激光器不需要再放大,可以直接应用于冷切割。这种技术可以在固体材料上制作微观结构,其工艺质量随着脉冲宽度的减小而升高^[46-48]。在半导体中,超快绝热融化是一个很有趣的现象,固-液相变化比载流子-格子弛豫时间更短^[49-50]。材料的这种快速转变非常重要,因为它避免了热传导引起的不必要的副作用,避免了光和熔融材料的相互作用。在医学应用上,飞秒激光可以提高外科手术切割精度,特别是眼角膜手术^[51]和脑瘤切除上^[52]。因为人体组织对激光功率的承受极限随着脉冲宽度减小而上升,使用飞秒脉冲可以减少手术的二次伤害^[53,54]。

对高功率固体激光器的脉冲进行外部压缩,可以获得峰值功率12MW、脉宽33fs的激光脉冲^[55]。该激光器可聚焦峰值强度 10^{14} W/cm²,该能量可以进行高能激光物理研究,如高阶谐波产生^[56,57],激光等离子体产生X射线^[58]。相比传统kHz重复频率光源,这种飞秒脉冲可以将信噪比提高4个数量级。这对X射线成像和显微镜^[59],飞秒远紫外波段和软X射线光电光谱学^[60],超快X射线衍射^[49,50]等低功率应用非常重要。

1.3 飞秒激光脉冲测量方法

在超短脉冲产生和应用中,必须精确知道脉冲在产生、传输和变换过程中的振幅与相位特性,才能确定待测脉冲的脉宽和色散补偿方式,进一步压缩脉冲。因此,在飞秒脉冲宽度变得越来越窄的同时,如何测量飞秒脉冲的强度和相位成为极大挑战。目前,被广泛应用的测量方法主要包括相关法,频率分辨光学开关法和光谱位相干涉直接电场重构方法,各种方法都有成熟的仪器产品。2009年N. Savage对目前主要的产品进行了归类和比较^[61]。

1.3.1 相关方法

测量飞秒脉冲的一个普遍办法是强度自相关方法^[62],

$$S_{\text{intAc}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt \quad (1.1)$$

这是脉冲强度和其延时复制脉冲强度乘积的时间积分，是延时量 τ 的函数，即用一个延时脉冲扫描原脉冲。强度自相关函数在零延时时最大且总是偶对称函数。这非常容易通过干涉仪实现。倍频晶体^[63]和双光子吸收半导体管^[64]可以产生一个正比于两个脉冲强度乘积的信号，从而通过非线性方法实现两个脉冲的空间重叠量的测量。图 1 所示为常用的光路结构。

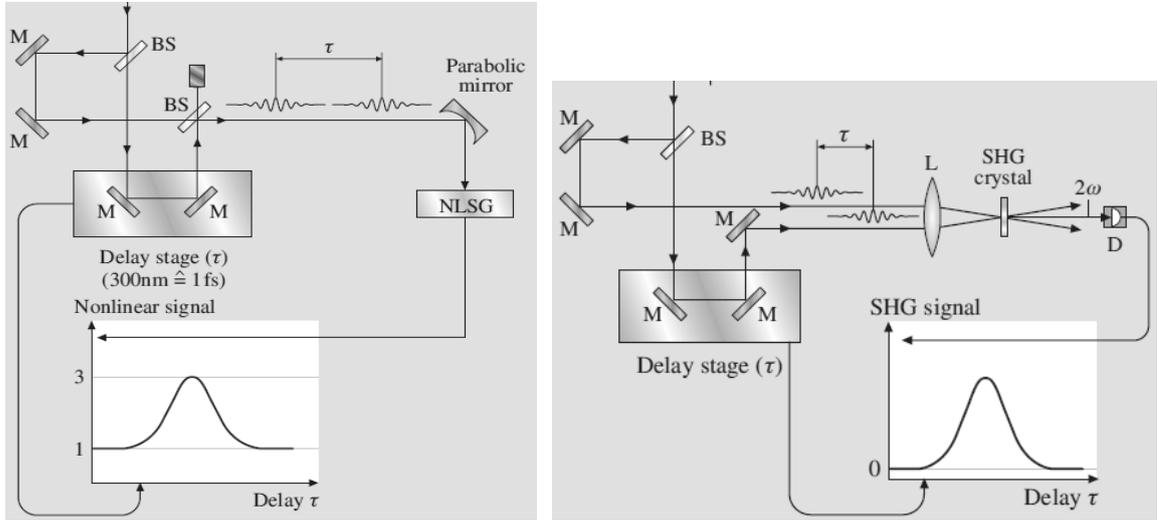


图 1. 强度自相关测量飞秒脉冲光路图（左图，同轴结构；右图，异轴结构）

异轴结构可以避免背景强度，直接探测倍频光强度。自相关只能粗略估计脉冲宽度，因为不同形状的脉冲可以有相同的自相关结果。在已知脉冲形状前提下，可以根据自相关输出脉冲宽度计算脉冲宽度。

如果 $I_1(t)$ 已经测定，就可以用来扫描并测定未知脉冲，即互相关方法，

$$S_{\text{intCC}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t)I_2(t+\tau)dt \quad (1.2)$$

对于同轴结构，自相关函数可以表示为

$$S_{\text{AC}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} [E(t) + E(t+\tau)]^2 dt = 2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt + \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t+\tau)dt \right] \quad (1.3)$$

由Wiener-Khinchine定理，自相关函数的傅立叶变换给出谱函数，这也正是傅立叶光谱学的基础^[65]。这些自相关方法都有一个致命的弱点，就是自相关法虽能给出脉宽信息，

却不能给出相位信息，而且需要以假设脉冲的形状为前提，对随机脉冲的实际形状也是没法测量的。

1.3.2 频率分辨光学开关法

频率分辨光学开关法(frequency-resolved optical gating)最早是由D. Kane和R. Trebino提出的，它能给出如光谱结构、脉冲形状及相位信息^[66]。其光路结构与自相关方法相似，其基本方法是将入射光脉冲分为两束，分别作为探测光和开关光，对开关光束引入一个时间延迟，然后再让两束光通过非线性晶体产生相互作用。经光谱仪光谱展开后，用CCD记录相互作用后的光强信息。利用脉冲迭代算法得到入射光脉冲的光谱强度和相位信息。FROG技术有很多衍生的方法，包括二次谐波光开关法 (SHG-FROG)^[67]、偏振开关法 (PG-FROG)^[68]、自衍射光开关(SD-FROG)^[69]、瞬态光栅开关法(TG-FROG)^[70]和三次谐波光开关法(THG-FROG)^[71]。二次谐波光开关法利用的是二阶非线性效应，对脉冲光强要求相对其它方法较低。在三阶非线性相互作用中，拉曼效应引起的有限时间响应将会影响小于20fs的光脉冲的测量。R. Trebino对各种方法进行了比较^[66]，如图2所示。

Geometry	PG	SD	TG	THG	SHG
Nonlinearity	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(3)}$	$\chi^{(2)}$
Sensitivity (single shot) (μJ)	≈ 1	≈ 10	≈ 0.1	≈ 0.03	≈ 0.01
Sensitivity (multi shot) (nJ)	≈ 100	≈ 1000	≈ 10	≈ 3	≈ 0.001
Advantages	Intuitive traces; automatic phase matching	Intuitive traces; deep UV capability	Background-free; sensitive; intuitive traces; deep UV capability	Sensitive; very large bandwidth	Very sensitive
Disadvantages	Requires polarizers	Requires thin medium; not phase matched	Three beams	Unintuitive traces; very short λ signal	Unintuitive traces; short λ signal
Ambiguities	None known	None known	None known	Relative phase of multiple pulses $\phi, \phi + / - 2\pi/3$	Relative phase of multiple pulses $\phi, \phi + \pi$; direction of time
Schematics					

图 2. 各种FROG方法比较

FROG方法由于需要构造完整的相空间，必须测量在不同时刻对应的频谱，组合成

延时时间-频率二维空间FROG迹线。由于CCD数据传输速率限制，不能实现脉冲的单脉冲测量，此外对数据还要作复杂的迭代循环处理，耗费大量的计算时间，不能对脉冲的全面信息进行实时测量。

1.3.3 光谱位相干涉直接电场重构方法

1998年C. Dorrer和I. Walmsley提出了光谱位相相干直接电场重构法SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction)测量位相^[72]。该方法是将入射的脉冲复制为两个有微小延时差和频率差的脉冲。将两个镜像脉冲与一个展宽的啁啾脉冲在非线性晶体中进行和频上转换，转换后两个镜像脉冲的中心频率就出现了微小的差别，这个频差称为“光谱剪裁”。这两个脉冲在光谱仪中相干，由干涉条纹可以提取出两束光的频谱的相位差从而获得脉冲的相位信息。SPIDER技术对仅有几个光学周期的超快脉冲进行了测量^[73]。在超短脉冲评价技术中，与FROG技术相比，SPIDER技术没有扫描部件而且避免FROG中大量的叠代计算，因此拥有较快的测量时间。但是SPIDER形成的干涉条纹比较稠密，根据Whittaker-Shanon采样定律，图像采集的分辨率要求更高^[74]。

1.4 飞秒激光脉冲在高速高精度测距中的应用

飞秒激光器作为一种新型、稳定、小型、便携的光源，特别是光纤飞秒激光器^[75-78]，很快被应用到距离测量和成像上。在这一节主要回顾了飞秒激光器在光学相干层析成像，测距激光雷达，以及最新提出的超快飞秒激光相机。

1.4.1 光学相干层析技术

光学相干层析 (Optical Coherent Tomography) ^[32]自1991年诞生以来，引起全世界的广泛关注，成为飞秒激光在距离成像上最成功的应用之一。特别是本世纪以来，关于OCT的各种研究的报道超过数万，至今仍是一个研究热点。2009年，MIT的J. G. Fujimoto，Cardiff大学的W. Drexler，Pittsburgh大学的J. S. Schuman和Vienna医科大学的C. K. Hitzenberger在美国光学协会所属的Optics Express杂志社出版了关于“OCT在眼科科学中的应用”的特刊。在该刊物中，对以下7个热点问题进行了研究，分别是：1. 眼科科学中OCT的三维成像^[79-81]；2. 青光眼视网膜神经纤维成像^[82]；3. 算法评估和测量可重

复性研究^[83,84]；4. OCT图像分析和可视化研究^[85-88]；5. OCT眼科医疗器械的比较^[89-91]；6. OCT超高速系统研究^[92]；7. 多功能，Doppler（速度成像）^[93-95]，偏振敏感成像^[96]研究。

时域互相关 OCT

早期的OCT的采用时域互相关技术，图3为一个典型光学结构^[97]。出射光被分成两束，一束作为参考光，另一束为探测光。如果系统使用宽谱低相干光源，在扫描参考臂长度时，只有当参考光和探测光的光程差在光源相干长度内时，能够探测到干涉条纹。而干涉条纹的频率由扫描臂引入的Doppler频移决定。由于这种系统的空间分辨率由光源的相干长度决定，所以要求光源的光谱越宽越好。对光源的其它要求包括：光源的中心波长需要在近红外波段（800~1500nm）以保证其在人体组织中有较好的穿透深度；光源强度能保证探测信噪比；光源光谱为高斯型，这样在对数据进行Fourier变换或者Wavelet变换处理时，可以有效压制边带噪声。时域互相关OCT的发展主要围绕参考臂的快速扫描和宽谱光源的使用上^[98,99]。

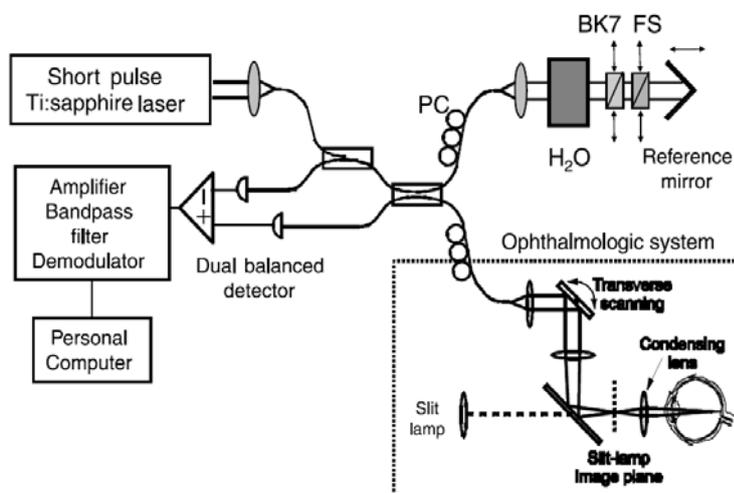


图 3. 时域互相关OCT光路结构

光谱分析 OCT

为了克服时域互相关OCT中参考臂机械扫描速度的限制，光谱分析技术被应用到OCT中，典型的光路结构如图4所示^[100,101]。需要注意的是该结构中的参考臂不需要进行扫描，参考臂的作用只是为了形成有效的干涉条纹，以便CCD的空间采样周期满足采样定理的要求。该方案的原理可以这样理解：假设探测光在样品某深度处被A点反射，该反射光将和参考光形成干涉，在接收光路中，色散光栅将干涉光在空间线性展开并用

CCD采集数据。对采集的干涉条纹进行傅立叶变换就可以得知A点的位置。对实际人体组织，在不同深度均有反射光，所有这些反射光与参考光形成的干涉条纹将逐个线性叠加在CCD上，对叠加条纹进行傅立叶变换可得到组织内部的反射光强度随入射光深度的分布。

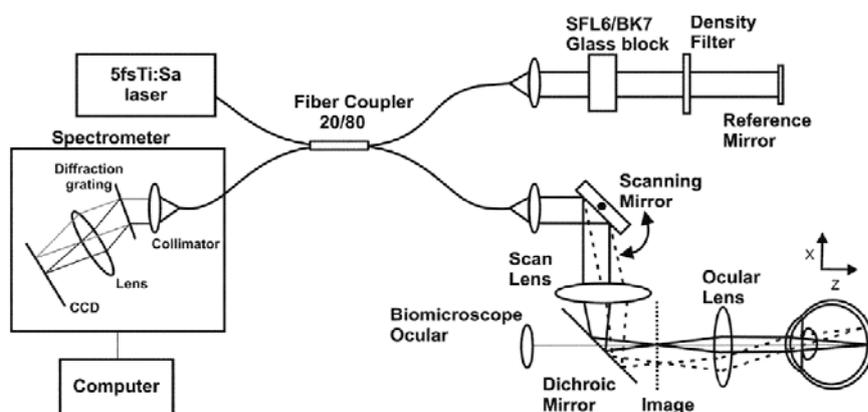


图 4. 光谱分析OCT光路结构

波长扫描 OCT

避免机械扫描的另一个办法是使用波长扫描光源，典型的光路结构如图5所示^[102]。

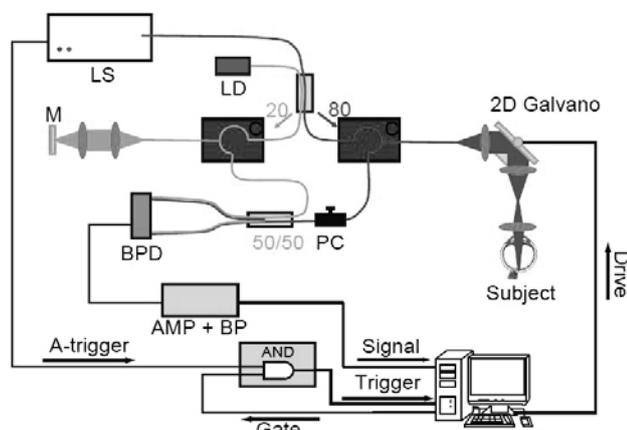


图 5. 波长扫描OCT光路结构

该方案的原理与扫频连续波激光雷达一致^[103]。假设测定目标为单点反射A，其反射光与参考光形成干涉，在双平衡探测器（单个探测器上接收的信号包括参考光强度、目标光强度以及他们的干涉项。而双平衡探测器上两端信号的干涉项符号相反，所以两端信号之差就消除了非干涉项背景）上的拍频信号的频率等于光源频率扫描速度和双臂光程差引入延时的乘积。对记录的时域信号进行傅立叶变换可以得到延时大小（对应A点位置）。现在，探测对象是人体组织，在一定光入射深度内，组织在各点的反射光与参

考光形成的干涉信号在时域上叠加在一起。对这个叠加信号进行傅立叶变化,则得到组织反射光强随入射光深度的曲线。若对组织进行平面扫描,则得到了该组织的立体结构分布。

1.4.2 飞秒激光测距技术

光学干涉测距方法

光学干涉测距因为分辨率高而得到广泛应用。这里介绍典型的三类干涉测距方法,分别是光谱分析白光干涉测距 Spectrally-Resolved White-Light Interferometry (SRWLI),调幅相移干涉 Amplitude-Modulated Phase-Shifting Interferometry (AMPSI)和调频连续波干涉 Frequency-Modulated Continuous-Wave Interferometry (FMCWI)。

在光谱分析白光干涉技术中^[104],待测距离被引入到干涉仪的探测臂中,干涉条纹用光谱分析仪采集。其原理和上一节描述的光谱分析 OCT 一致。1996 年,基于这种方法的测量精度可以达到 1nm^[105]。该方法中对双臂的色散补偿要求很高^[106]。

在调幅相移干涉技术中,出射连续光的功率被正弦调制,由目标反射光和本征光的相位差可以测定目标的距离。该方法的缺点是目标距离必须提前估计在一个波长范围内,因此测量动态范围很小。1992 年,该技术在 120m 外的测距精度可达 50 μm ^[107]。使用双波长或者多波长拍频技术可以避免测量前的距离估计,扩大测量动态范围^[108]。

在调频连续波干涉技术中^[109],出射连续光的光频率被周期性线性调制(比如三角波),回波信号和本征光拍频的频率等于出射激光的频率扫描速度与双臂时延的乘积。当测定了拍频信号频率,在已知扫频速率的前提下,便可获得距离信息。

1990 年,该方法的测距精度为 0.1 μm ^[110]。

飞秒激光测距激光雷达的优点和应用现状

继无线电雷达、超高频雷达、微波雷达之后,激光雷达把辐射源的频率提高到光频段,不仅可精确测距,而且能精确测速、精确跟踪和高分辨率成像。它在原理、结构和功能与微波雷达相似,先向目标发射电磁波探测信号。然后将回波信号与发射信号作比较,获得目标的有关信息,如目标位置(距离、方位和高度)、运动状态(速度、姿态)和形状等,从而对飞机、导弹等目标进行探测、跟踪和识别。

激光雷达具有某些重要的特性:

1. 抗干扰能力强、隐蔽性好。光波不受无线电波干扰，使激光雷达能在日益激烈的电子战环境中工作；光波能穿透再入大气层目标周围的等离子鞘，使激光雷达测量这类目标时信号不中断；低仰角工作时对多路径效应不敏感，能跟踪超低空飞行的目标，如掠海飞行的反舰导弹。激光束很窄，只有在被照射的那点、那一瞬间，才能被接收，所以敌方对它的截获概率很低。好的相干性、窄的光束及小的视场均使激光雷达对背景及地物干扰具有极强的抑制能力和目标鉴别能力，能排除背景和地面杂波干扰，减小噪声影响，因而能探测超低空目标，可用于跟踪发射初始阶段的导弹和巡航导弹。

2. 可对散射截面很小的弱目标尤其是红外隐身目标进行有效探测，具有极高的灵敏度，能探测迄今所碰到的任意微小的自然目标，包括极细的导线和发射的粒子。

3. 激光的调制带宽较宽，从而保证了激光雷达具有高的角度、距离及速度分辨率，和高空间分辨力及高灵敏度，可以获取目标尺寸、形状、速度、振动及旋转速度等多种信息，实现目标的准确识别和跟踪。

2000 年以来随着飞秒激光技术日趋成熟。由于其独特的物理特征，其在测距激光雷达中的应用逐渐引起了关注。

首先，锁模飞秒激光器能在其光谱范围内同时提供数量众多的单纵模。这些单纵模的线宽可以窄到数赫兹量级，并且所有单纵模的间隔正好等于飞秒脉冲的重复频率^[76]。2000 年，K. Minoshima 和 H. Matsumoto 利用飞秒光梳中一系列拍频的相移，在 240m 距离上获得了 $50\mu\text{m}$ 的空间分辨率^[111]。

其次，锁模飞秒脉冲的重复频率可以用精确的微波或者射频时钟同步。而且连续飞秒脉冲列中的载波-包络相移可以使用自参考控制技术消除^[75]。这样，干涉测量的相干时间可以达到数秒量级。于是 Jun Ye 提出，结合脉冲飞行时间技术和光谱分析干涉技术，可以用来测定编队飞行的卫星群之间的绝对距离^[112]。按照这个方案，M. Cui 等人进行了实验论证，在实验室内，15cm 距离外，得到了亚波长的分辨率^[113]。

再次，飞秒脉冲通常的谱宽都大于数纳米范围，而且在该谱宽范围内功率比一般光源强得多。如果用来替代白光干涉技术中的传统白光光源，则可以提高信噪比。K. N. Joo 等人在实验室内 0.89m 外实现了 7nm 的精确测量^[114]。同样是该研究小组，提出综合使用脉冲飞行时间法、光谱分析干涉法等技术来提高距离分辨率和测量动态范围^[115]。特别是，若使用工作波长在 $1.5\mu\text{m}$ 附近的光纤激光器作为光源^[77,78]，其回波信号可以使用

掺铒光纤放大器放大以提高光学接收机中的信噪比。W. C. Swann 等人使用线列波导光栅将探测光和本征光的外差信号分成 N 路分别处理。每一路都可以用来测定目标的速度和距离信息。假定每一路的测量是非相关的，对 N 路测量结果进行平均将提高仪器分辨率。实验验证了 0.12 m/s 的速度分辨率和 $60 \mu\text{m}$ 的距离分辨率^[116]。

1.5 实时色散傅立叶变换及其应用

随着超短脉冲技术的发展，时域光学技术在信号处理，光纤通信等科学技术领域得到进一步发展。其中一个首要挑战就是对超快脉冲的分析检测、控制和整形。而在空间域傅立叶光学领域，有很多成熟的光学处理方法，因而在时间域找到相应的信号处理办法将很大程度上丰富超短脉冲分析、控制和整形的技术^[117]。

1.5.1 实时色散傅立叶变换理论的发展

空间域的旁轴狭缝衍射现象与时域中的超短脉冲在群速度色散介质中的色散现象非常近似，可以用相似的公式进行描述^[118-120]。近来，这种空间域-时间域的相似性引起了世界范围内的重视^[121-132]。T. Jansson 在 1981 年描述的一个现象：光纤中的群速度色散会导致时域自成像（时域 Talbot 效应）^[121]，他指出这种周期信号可以用来传输信息。

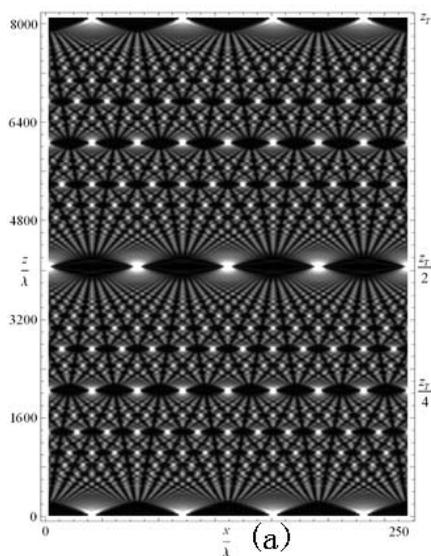


图 6 空间 Talbot 现象

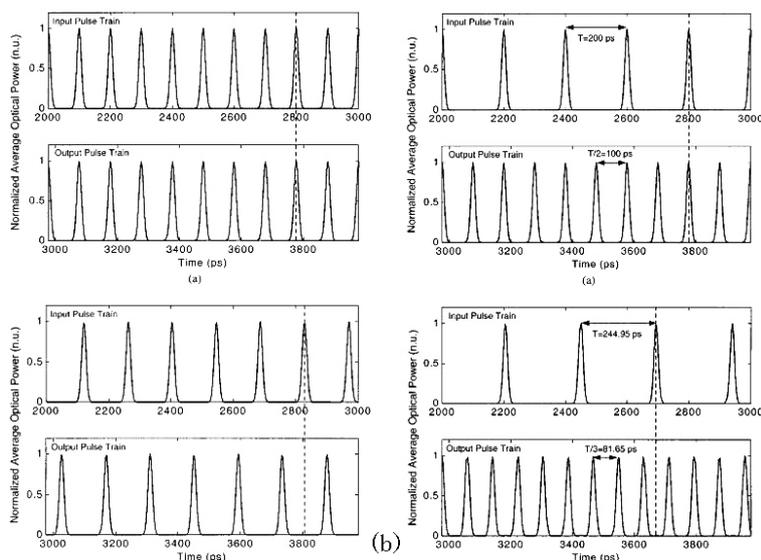


图 7 时域 Talbot 现象

Talbot 效应是 Henry F. Talbot 在 1834 年观察到的一种近场衍射现象^[133]。当照在衍射光栅上光场成线性周期分布时，在离开衍射光栅一定的距离（Talbot 距离），该光场将重

现,如图6所示。一些奇特的性质是,在 $1/2$ Talbot 距离处,也有周期性光场分布,但相对原光场相移了半个周期。在 $1/4$ Talbot 距离处光场的空间周期会增加一倍。同样在时域中,使用时间透镜和色散技术,能实现时域 Talbot 现象,结果如图7所示^[134]。

Saleh 和 Irshid 在 1982 年应用时域等效 Collett-Wolf 理论描述光脉冲在光纤中的传播^[122]。T. Jansson 在 1983 年描述了超短脉冲在单模光纤中传播,该机制可以实现超短脉冲的实时色散傅立叶变换^[123]。2004 年, C. Dorrer 应用时域等效 van Cittert-Zernike 理论描述了非相干超短脉冲在光纤中的传播。其研究发现一个很有趣的现象:非相干光源经过时域门控和色散后,会变成部分相干光源^[135]。2009 年, C. Dorrer 对非相干脉冲整形进行了统计分析,提出了超短非相干脉冲系统的信噪比评估办法^[136]。

从时间-空间的二元性质可以得出一个结论:如果一个光学器件可以提供二阶相位调制,其在时域上的性质类似于一个空间薄透镜。例如, T. Jansson 使用单模光纤作为色散介质,理论证明了与空间傅立叶变换对应的实时色散傅立叶变换^[123]。Kolner 和 Nazarathy 使用光电相位调制器作为时间透镜,利用色散介质中的时域成像技术,可以实现光波的无失真放大和压缩^[124,125],并理论推导了时间透镜的 f 数。M. T. Kauffman 和 C. V. Bennet 也分别提出了相似的时间成像系统应用^[126,127]。1999 年, M. A. Muriel 等人提出使用线性啁啾光纤光栅作为色散介质,并提出一系列的应用^[129-132]。事实上,只要一个光学器件能够在光谱范围内提供一致的强度透过率并且对光谱成分进行线性色散,该器件就能实现时域傅立叶变换。该器件可以是单模光纤^[121-123],也可以是光纤节点中起到色散补偿和脉冲压缩的任何器件^[137-142]。

如果对光学滤波器进行优化设计,它可以直接对超快脉冲进行实时色散傅立叶变换。无论是线性啁啾光纤光栅 Linearly Chirped Fiber Gratings (LCFG)^[140] (反射式色散补偿器件),还是线性啁啾模间耦合器 Linearly Chirped Intermodal Coupler (LCIC)^[141] (透射式色散补偿器件),当输入方波超短脉冲时,输出为 Sinc 脉冲函数,如图8(a)和8(b)所示^[117]。

为了清晰地解释时域-空间域的这种相似现象,2000 年, J. Azaña 引入时间-频率联合空间 (Joint Time-Frequency Analysis)^[143,144] 来表示实时色散傅立叶变换^[117] 和时域 Talbot 现象。图8(c)为入射方波脉冲在时-频空间的强度分布,图8(d)为出射脉冲在时-频空间的强度分布。比较图8(c)和图8(d)可知:出射脉冲是入射脉冲的傅立叶变换结果。

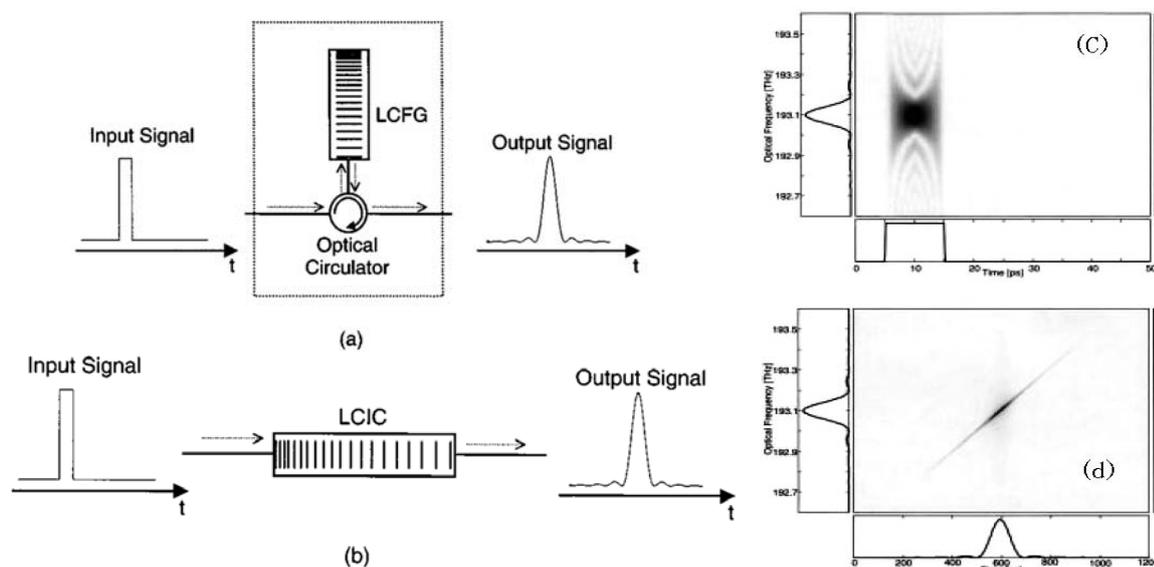


图 8 (a) 线性啁啾光纤光栅 (b) 线性啁啾模间耦合器

(c) 入射脉冲在时-频空间的强度分布 (d) 出射脉冲在时-频空间的强度分布

1.5.2 实时色散傅立叶变换的应用

在上一节，作者简要回顾了色散傅立叶变换理论的发展。其线索是：选择怎样的光学时域色散器件，对超短激光脉冲进行作用，实现类似空间傅立叶光学中的一些现象^[145]。这一节的主要内容是描述的是：飞秒测试技术中，实时色散傅立叶变换的应用。包括：飞秒脉冲任意光谱剪裁；飞秒脉冲相位和光谱重建；基于实时傅立叶变换的测距和成像；基于时-频映射的实时光谱分析；基于时-频映射的光纤色散测量。

飞秒脉冲任意光谱整形

对飞秒脉冲进行光谱整形的最简单办法是使用光纤光栅^[146,147]。另一种办法就是使用空间衍射光栅和空间幅度/相位模板的4-f方法，其光路结构如图9所示。入射光在空间衍射光栅上发生角色散，散射点正好在透镜的左焦距 f 处，那么在透镜右焦距处，光场分布是光波长的函数。在该焦距加入空间幅度/相位模板，可以分别对各个波长成分进行操作。然后与前面对称式地在将脉冲使用透镜和衍射光栅压缩^[148-150]。而液晶空间光调制器可以实现脉冲光谱整形的编程控制，图10为相位液晶调制器的原理图^[151-153]。此外，可形变反射镜^[154]和声光调制器^[155,156]也可以在空间实现光脉冲的可编程整形。

空间光调制的缺点是：多次光耦合造成较大的光损耗，而且空间光学器件造价较高。

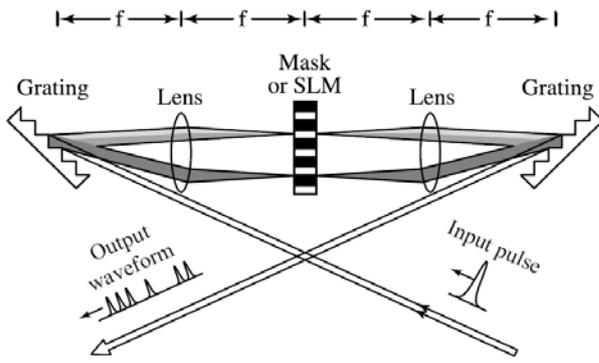


图 9 静态飞秒脉冲整形

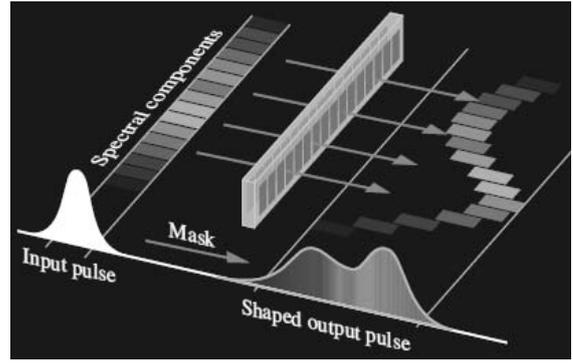


图 10 液晶相位调制器原理图

在 $1.5\mu\text{m}$ 波段，由于光通信技术的发展，有很多高信价比、技术成熟、容易操作的调制器。实时色散傅立叶变换可以将飞秒脉冲在时域上色散展开，因此可以使用电光调制器对时域展开的光谱进行操作，然后再用反色散器件将飞秒脉冲压缩，从而实现飞秒脉冲整形。图 11 和图 12 分别是使用色散光纤^[157]和线性啁啾光纤光栅^[158]实现时域调制飞秒脉冲整形的光路图。

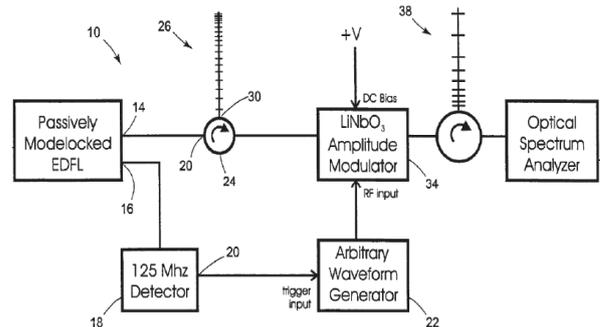
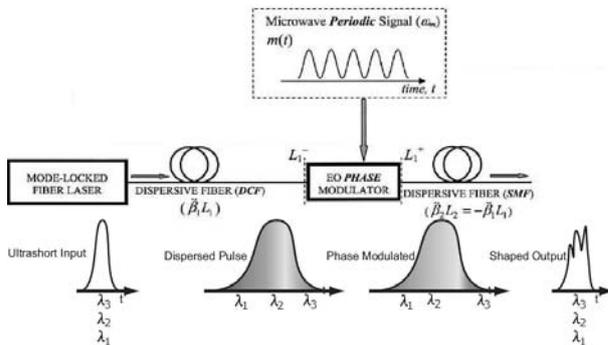


图 11 时域调制飞秒脉冲整形（基于光纤色散） 图 12 时域调制飞秒脉冲整形（基于光纤光栅）

飞秒脉冲相位和光谱重建

目前，虽然有很多成熟的飞秒脉冲相位和光谱重建方法，包括自相关技术，FROG 和 SPIDER 技术，但是所有这些技术都是基于非线性光学原理，采用空间光学结构实现。

1997 年 R. M. Fortenberry 和 W. V. Sorin 提出一种基于实时色散傅立叶变换的时域干涉技术可以实现对飞秒脉冲光谱和相位的测量^[159]。其原理如图 13 所示^[160]：待测脉冲用色散光纤在时域展宽，经过掺铒放大器后由光纤耦合器输入光纤准直器。出射光垂直入射在一块玻璃上，玻璃前后表面的反射光再次被光纤准直器接收。玻璃的厚度对应其前后表面反射光之间的时延。而两个反射光的干涉信号由探测器接收并用采样示波器采集，实验结果如图 14 所示。利用光纤中的群速度色散，时域干涉结果可以转换为频域干涉结果。使用 Fourier 算法^[160]或者 Wavelet 算法^[161]可以重建飞秒脉冲光谱和相位信息。

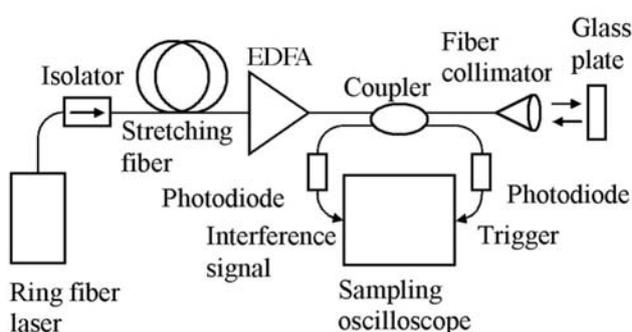


图 13 基于实时色散傅立叶变换的飞秒脉冲重建

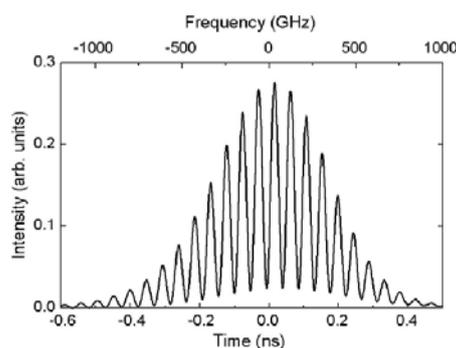


图 14 时域干涉图

2009 年，夏海云和姚建平提出基于 Sagnac 光纤环的全光纤结构，实现了基于实时色散傅立叶变换和时域干涉技术的飞秒脉冲光重建^[162]。该小组理论证明了高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响，并提出一种校准办法，提高了相位检测精度。

基于色散傅立叶变换的测距和成像

在扫频连续波测距技术中，人们期望出射激光频率被线性调制，而且出射激光的功率不变。通过测量回波信号和本征信号的拍频可以反演目标速度和距离信息^[103]。实时色散傅立叶变换的实质是：引入群速度色散，使得飞秒脉冲中的所有光成分在时域上线性展开，如图 15 所示。

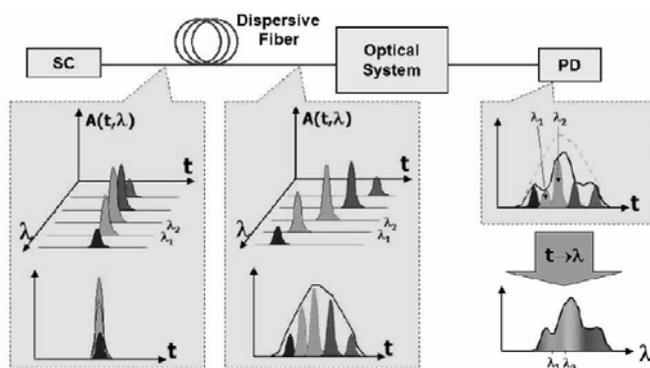


图 15 色散傅立叶变换实现脉冲光的光频被动扫描

这个性质可以用来实现飞秒脉冲光谱范围内的被动光频率扫描。这种被动光频率扫描结构简单，不需要电调制驱动，比主动式调频稳定。

2007 年 S. Moon 提出使用基于色散傅立叶变换的 OCT^[163]。这个技术让基于光频率扫描和光谱分析的 OCT 系统在探测速度上显得逊色^[92]。主要原因是光源频率的扫描速度或者 CCD (CMOS) 相机数据传输速率限制了这两类 OCT 的探测速度。

R. E. Saperstein 和 Y. Park 也分别用线性啁啾光纤光栅实现了基于色散傅立叶变换的

飞秒激光反射计^[164,165]。其光路结构如图 16 所示。R. E. Saperstein 同时在研究中指出，如果将探测脉冲和参考脉冲先汇合，然后输入色散器件进行实时傅立叶变换，则系统对目标的速度不敏感^[164]。

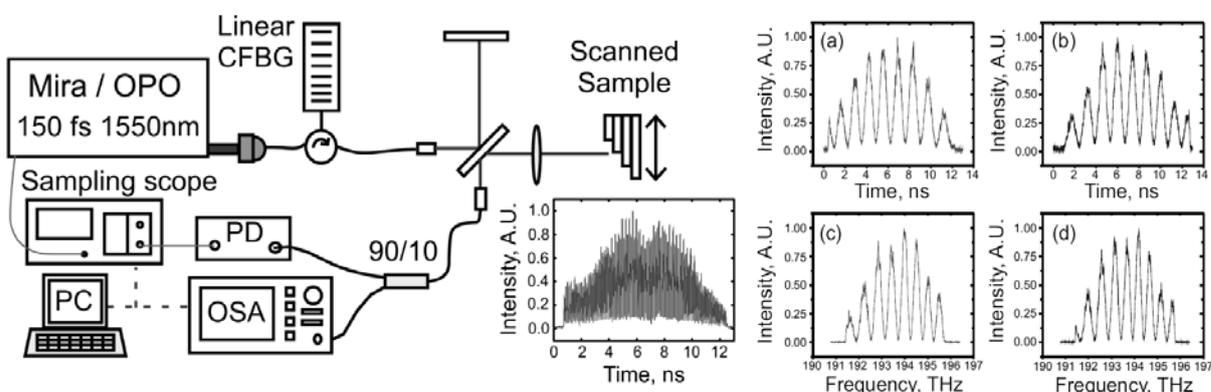


图 16 基于色散傅立叶变换的飞秒激光反射计及时域干涉条纹

B. Jalali 研究小组将拉曼光纤放大器引入到基于色散傅立叶变换的飞秒激光反射计中，提高了系统信噪比^[166]。他们使用该技术可以记录飞秒激光脉冲熔融固体样品的过程，被认为是目前世界上最快的相机^[167]。该相机的原理图和实验结果如图 17 所示。

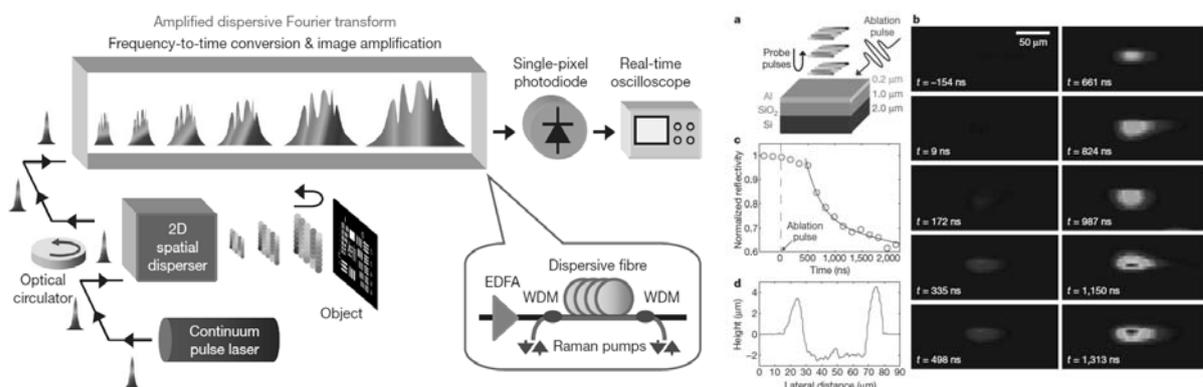


图 17 基于色散傅立叶变换的超快飞秒相机及实验观测结果

2009 年，夏海云和张春熹提出基于色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达系统^[168]，验证了其探测高速振动目标的能力，并指出高阶色散和非平衡色对系统的影响^[169]。

实时“时-频映射”光谱分析

既然实时色散傅立叶变换能将飞秒脉冲的光谱在时域展开，于是诞生了实时“时-频映射”光谱分析技术。图 18 为 B. Jalali 研究小组报道的方案和实验结果^[170,171]。但是，从实验结果来看：频域谱线和时域谱线完全是线性关系，看不出系统中高阶色散的影响。2010 年夏海云等人在使用实时“时-频映射”光谱分析技术测量光纤光栅光谱对温度和应力的响应时，发现考虑高阶色散可以降低系统误差^[172]。除了以上应用之外，实时“时

“时-频映射”光谱分析技术还被用来测定光纤的色散^[173-175]。

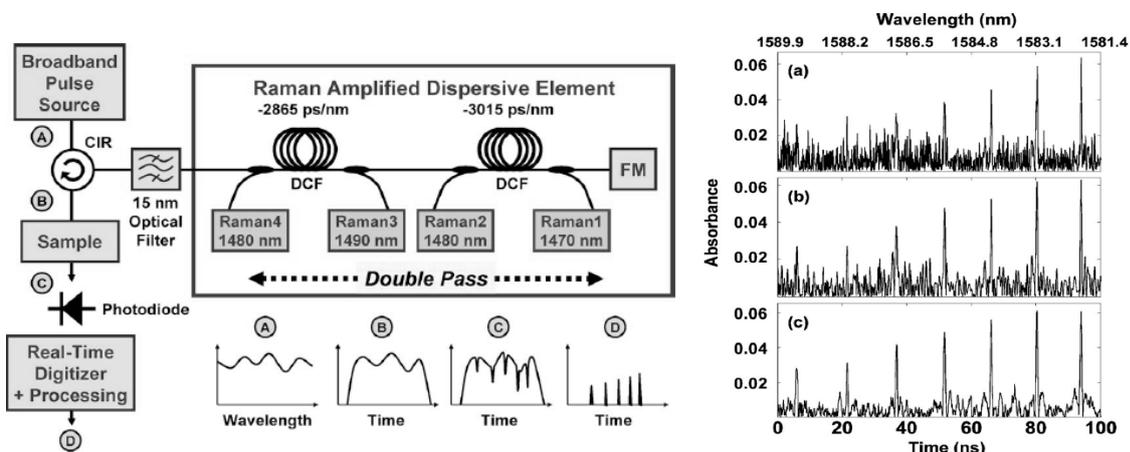


图 18 实时“时-频映射”光谱分析仪及 CO 气体探测实验结果

1.6 选题意义和论文主要内容

1.6.1 选题的意义

飞秒激光产生技术的发展使飞秒脉冲检测方法不断受到挑战，近年来，各种飞秒激光脉冲光谱和相位检测技术得到了飞速发展^[148]。一旦飞秒激光可以被精确检测，其在物理学、生物学、化学、光通讯等领域中应用的大门将被敞开^[176]。在这些应用研究中，近年来就获得两项诺贝尔奖。1999年 Ahmed Zewail 教授利用飞秒激光抽运-探测技术成功地控制了化学键的成键与断裂，观察到了从反应物到生成物的中间过程，从而获诺贝尔化学奖殊荣。2005年，J. L. Hall 和 T.W. Hänsch 提出性能将超越当下最佳工艺水平的铯原子钟的全光原子钟，因此获得诺贝尔物理学奖。

飞秒激光脉冲可以同时提供精确的时间和空间基准。这在空间科学中，有重大的意义^[112]。近年来，飞秒光纤激光器技术不断成熟^[77,78]。相比其它机理的飞秒激光器，光纤飞秒激光器具有质量轻、体积小、易操作、长期稳定性好等特点。如果使用中心波长 $1.55\mu\text{m}$ 的光纤飞秒激光器作为测距激光雷达的光源，其优势还包括：首先，大气在这个光学波段有较高而且平坦的透过率；其次，掺铒光纤放大器在该光波段有较平坦的增益谱，可用在光学接收机中放大回波信号，提高探测信噪比；最后，与其它激光测距技术相比，飞秒激光探测技术具有无与伦比的探测速度。

本文研究的目的是建立一台新概念的（基于实时色散傅立叶变换的时域干涉技术）、

高速高精度的、全光纤结构的飞秒测距激光雷达。这对提高超精细加工水平、提高距离成像精度和速度具有很大意义。例如：天体物理学家为了提高光学分辨率和接收信号的信噪比，总是希望建设更大口径的望远镜。而今天的望远镜直径达到数十米，如图 19 所示^[177]，望远镜的直径达到了接近了英国 Big Ben 钟楼的一半高度。一个更有效的解决方案就是，将望远镜送入太空，从而避免地球大气层对光学信号的衰减。欧航局(ESA)已启动 Darwin 计划，2020 年将发射光学合成孔径雷达^[178,179]。多个直径分别为 1-3m 的光学望远镜将在太空编队飞行（图 20 所示），并将接收光信号汇聚到中央望远镜。这个任务中，最大的挑战之一就是怎样高速高精度调准好各个子卫星间的距离。

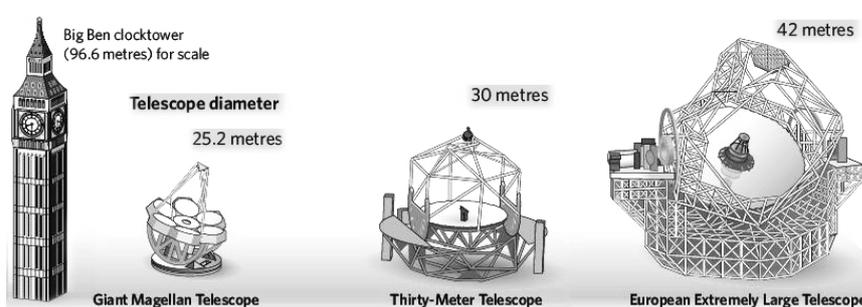


图 19 地基光学望远镜系统



图 20 Darwin 计划效果图

1.6.2 论文主要内容

本文的基本研究对象是中心波长在 1559nm 附近的飞秒激光脉冲。

本文的基础理论是实时色散傅立叶变换。

本文的研究目的是论证一种色散飞秒测距激光雷达系统。

这三者之间的逻辑关系是：使用实时色散傅立叶变换和时域干涉技术实现飞秒激光脉冲的光谱和相位重建；在完全表征飞秒激光脉冲的基础上，提出一种新概念的飞秒测距激光雷达系统。

第一章 简要回顾了飞秒激光脉冲的发展和检测技术。根据飞秒激光的特点列举了飞秒激光在前沿科学中的应用，特别是概述了飞秒激光在测距技术中的应用。最后介绍了实时色散傅立叶变换理论的发展和应用。

第二章 通过比较空间傅立叶变换和时域傅立叶变换的相似性，引入了实时色散傅立叶变换理论。理论研究了高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响。通光学建模实验和实时“频率-时间映射”光谱分析技术实验，验证了三阶色散的影响。

第三章 基于实时色散傅立叶变换的飞秒脉冲重建。研究了偏振模色散对系统的影

响。通过琼斯矩阵算法建模分析了系统稳定性，提出一种基于正交 Sagnac 干涉环的全光纤结构，实现了飞秒脉冲的光谱和相位重构。

第四章 提出一种新概念的色散飞秒测距激光雷达系统。研究了系统中非平衡色散对三阶色散的补偿作用。分别对静态和动态目标进行了探测。

第五章 指出色散飞秒测距激光雷达在数据采集、存储、处理中的技术瓶颈。提出使用微波光子学信号处理技术对色散飞秒激光雷达产生的微波脉冲信号进行实时处理。

第二章 实时色散傅立叶变换理论

2.1 从空间傅立叶变换到实时色散傅立叶变换

比较空间傅立叶变换和时域傅立叶变换的相似性，有益于理解实时色散傅立叶变换理论。读者可以发现：可以用相同的数学公式描述狭缝光源在空间的旁轴衍射和超短脉冲在群速度色散介质中的时域展宽。熟悉空间傅立叶光学的读者可以省略 2.1.1 节。

2.1.1 空间狭缝衍射

空间傅立叶变换在很多著作中都有详细描述^[180-182]。考虑整篇论文的系统性和逻辑性，作者对空间傅立叶变换作简要回顾。根据瑞利-索末菲（Rayleigh-Sommerfeld）衍射公式可以将衍射划分为近场菲涅尔（Fresnel）衍射和远场夫琅和费（Fraunhofer）衍射。

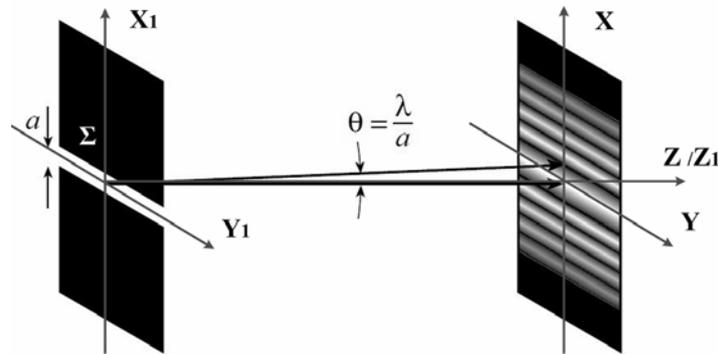


图 21 狭缝近场衍射

菲涅尔（Fresnel）衍射

如图 21 所示：考虑平行光入射到 X_1 - Y_1 平面，透过有限狭缝光阑照射在距离为 z 的与 X_1 - Y_1 平面平行的 X - Y 平面上的光强度分布。在 (x, y) 点的衍射光场可以根据瑞利-索末菲衍射公式写出

$$U(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_1, y_1) h(x, y; x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (2.1)$$

其中， $U_0(x_1, y_1)$ 是衍射屏后的复振幅；

$$h(x, y; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr)}{r} \cos(\vec{n}, \vec{r}) \quad (2.2)$$

是衍射屏上一点的脉冲响应。 (\vec{n}, \vec{r}) 是 (x, y) 点到 (x_1, y_1) 点的矢径与 (x_1, y_1) 点面元 dS 外法线的夹角。

当观察屏的距离 z 远大于衍射孔和观察区域尺度时，倾斜因子可以写为

$$\cos(\vec{n}, \vec{r}) \approx 1 \quad (2.3)$$

于是脉冲响应可以写为

$$h(x, y; x_1, y_1) = \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkr) \quad (2.4)$$

其中， r 的大小可以由 z 近似；但在指数上由于 k 非常大 kr 不能用 kz 近似，因为 r 微小的变化可能会引起大的位相变化。

进一步简化计算，

$$r = \sqrt{z^2 + (x - x_1)^2 + (y - y_1)^2} = z \sqrt{1 + \left(\frac{x - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y - y_1}{z}\right)^2} \quad (2.5)$$

由于 $\left(\frac{x - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y - y_1}{z}\right)^2$ 是小量，于是可以对它进行级数展开

$$r = z \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{z^2} - \frac{[(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2]^2}{8z^4} + \dots \right] \quad (2.6)$$

当 z 取足够大时，上式可以只取前两项，而不引起位相明显的误差

$$r \doteq z \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{z^2} \right] \quad (2.7)$$

这种近似称为菲涅尔近似。对应的脉冲响应变为

$$h(x, y; x_1, y_1) = h(x - x_1, y - y_1) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left[jk \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2z} \right] \quad (2.8)$$

代入(4-1)式，得到衍射叠加积分

$$U(x, y) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_1, y_1) \exp \left[jk \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2z} \right] dx_1 dy_1 \quad (2.9)$$

即近场或菲涅尔衍射公式。根据近似条件，菲涅尔衍射区域成立的条件是(2.6)式的第三

项引起的误差不影响位相变化，即对于衍射屏和观察屏的有效范围内

$$\left. \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{8z^3} \right]^2 \right|_{\max} \ll 2\pi \quad (2.10)$$

解得

$$z^3 \gg \frac{1}{8\lambda} \left[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 \right]_{\max}^2 \quad (2.11)$$

这是菲涅尔衍射的充分条件。而作为菲涅尔衍射，(4-6)式只要对应的近似积分满足

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_1, y_1) \exp \left[jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z} - \frac{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2]^2}{8z^3} \right] dx_1 dy_1 \\ & \doteq \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_1, y_1) \exp \left[jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z} \right] dx_1 dy_1 \end{aligned} \quad (2.12)$$

即可。另外对于坐标点(x,y)和(x₁,y₁)偏离不大时，位相因子 $\exp \left[jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z} \right]$ 远

比位相因子 $\exp \left[jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z} - \frac{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2]^2}{8z^3} \right]$ 变化的快，且上式基本保持

不变。而当(x₁,y₁)偏离(x,y)到一定值时，应该采用原始积分计算，且对

$\exp \left[jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z} \right]$ 每一个周期积分值应该为零，即对总积分结果无贡献。所以，

总积分值来自 x₁=x, y₁=y 附近很小的区域，或对于观察屏而言只有 x=x₁, y=y₁ 附近的小区域起作用。也可以说，这种近似，由 $\left[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 \right]_{\max}^2$ 值决定的范围比 Σ 决定的该值要小得多。

夫琅和费 (Fraunhofer) 衍射

当 z 值进一步增大，并满足

$$\exp \left[jk \frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{2z} \right] \doteq \exp \left[jk \frac{x^2 + y^2 - 2xx_1 - 2yy_1}{2z} \right] \quad (2.13)$$

即，

$$\left. \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(x_1^2 + y_1^2)}{2z} \right|_{\max} \ll 2\pi$$

解得

$$z \gg \frac{1}{2\lambda} (x_1^2 + y_1^2) \Big|_{\max} \quad (2.14)$$

这个条件称为夫琅和费近似条件。这时对应的夫琅和费衍射公式为

$$U(x, y) = \frac{\exp(jkz) \exp(jk \frac{x^2 + y^2}{2z})}{j\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_1, y_1) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda z} (xx_1 + yy_1)\right] dx_1 dy_1 \quad (2.15)$$

显然，夫琅和费衍射是菲涅尔衍射的进一步近似。夫琅和费近似满足的范围，菲涅尔衍射一定能够满足，反之不行。

图 21 中， X_1 - Y_1 的衍射孔在 Y_1 方向无限延展，所以可以只考虑 X_1 方向的衍射，公式(2.14)简化为，

$$\begin{aligned} U(x) &= \frac{\exp(jkz) \exp(jk \frac{x^2}{2z})}{j\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x_1) \exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda z} xx_1\right) dx_1 \\ &= \frac{\exp(jkz) \exp(jk \frac{x^2}{2z})}{j\lambda z} U(\omega) \end{aligned} \quad (2.16)$$

$U(\omega) = \tilde{F}[U_0(x_1)]$ 是狭缝场强分布函数 $U_0(x_1)$ 的空间傅立叶变换，其中 $\omega = \frac{2\pi x}{\lambda z}$ 。

2.1.2 超短脉冲的时域色散

在介绍实时色散傅立叶变换之前，首先需要知道超短脉冲光在光纤（或其它色散介质）中的传播。并且，进一步限定本文讨论的范围，即不涉及光纤光学中的非线性光学现象。

超短脉冲的时域展宽

当一束电磁波与介质的束缚电子相互作用时，介质的响应通常与光频率 ω 有关，这种特性称为介质材料色散，它表明折射率 $n(\omega)$ 对频率的依赖关系。一般来说，色散的起源与介质的特征谐振频率有关，在该频率上，由于介质束缚电子的共振吸收了电磁辐射。当光波频率远离谐振频率时，折射率与塞尔迈耶(Sellmeier)方程很近似^[183,184]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.17)$$

式中, ω_j 是谐振频率, B_j 为 j 阶谐振强度, 方程(2.16)中的求和符号包含了研究的频率范围内所有介质谐振频率。对光纤而言, 用与光纤芯成分有关的方程(2.16)并取 $m = 3$, 与实验测得的色散曲线拟合, 可以求解 ω_j 和 B_j 。

由于不同的频谱分量对应 $c/n(\omega)$ 决定的不同传输速度, 因而色散在短脉冲(对应宽光谱)传输中起到关键作用。在数学上, 光纤的色散可以通过在中心频率 ω_0 处展开成模传输常数 β 的泰勒级数

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.18)$$

$$\text{其中,} \quad \beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.19)$$

参量 β_1 和 β_2 与折射率 n 有关, 他们的关系可以如下描述

$$\beta_1 = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (2.20)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (2.21)$$

式中, n_g 是群折射率, v_g 是群速度, 脉冲包络以群速度运动。参量 β_2 表示群速度色散, 和脉冲的展宽有关。这种现象称为群速度色散 (GVD), β_2 是 GVD 参量。在光纤光学中, 经常用色散参量 D 代替 β_2 , 他们之间的关系为

$$D = \frac{d\beta_2}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.22)$$

光纤波导的另一个特征是, 色散参量 D 还与光纤纤芯半径、纤芯-包层折射率差、光纤横截面结构设计有关。为了区别这种色散, 定义(2.20)中的色散参量为材料色散 D_m , 光纤波导相关的色散定义为波导色散 D_w 。使用波导色散平衡材料色散, 可以实现光纤零色散波长的位移。而多包层结构的光纤可以在 $1.3 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 光波段实现色散值很小的平坦色散区域^[183-186], 如图 22 所示。

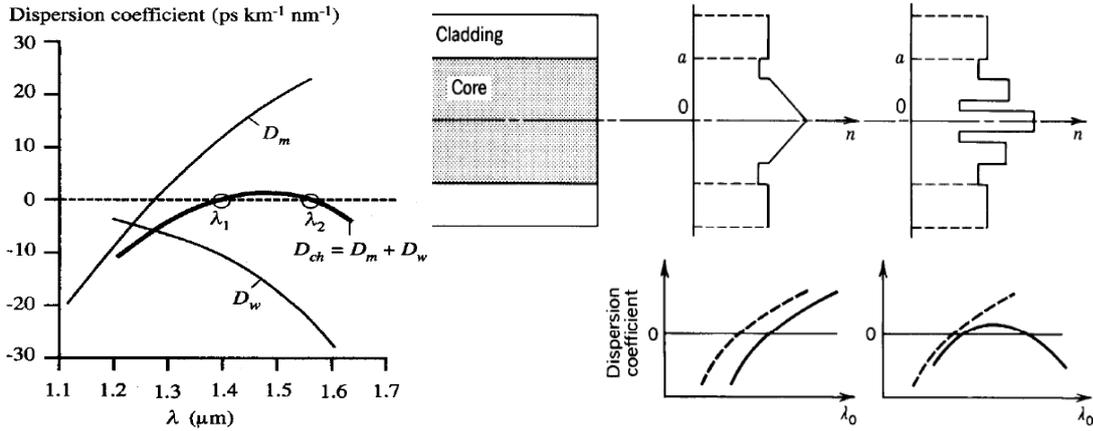


图 22 单模光纤中的总色散 ($D_m + D_w$) 以及采用不同结构实现零色散位移和平坦色散

光纤中的非线性现象

实时色散傅立叶变换的一个基本前提是没有非线性光学现象。比如，在飞秒脉冲光谱和相位重建中，如果有非线性现象（产生新的光频率成分），则光谱结构被破坏。而正是由于仅在线性光学范畴内，该方法的探测灵敏度高于所有基于非线性光学现象的超短脉冲探测方法。

为了消除光纤中的非线性现象，必须正确估计入射到系统中的飞秒脉冲的峰值功率，以确保系统是线性的。

若是考虑非线性影响，描述光脉冲在光纤中传递的归一化方程可以表示为^[183],

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{i\beta_3}{6|\beta_2|T_0} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} - N^2 |U|^2 U \exp(-\alpha\xi L_d) \quad (2.23)$$

其中 $\xi = z/L_d$ 和 $\tau = (t - z/v_g)/T_0$ 是归一化的两个变量，分别是沿着光纤传播的距离和延时时间， T_0 是入射光脉冲 $1/e$ 光强处的半宽度， v_g 是群速度， $U(\xi, \tau)$ 是归一化振幅，脉冲包络的振幅表示为 $P_0^{1/2} \exp(-\alpha\xi L_d/2)U$ ， P_0 是脉冲峰值功率。 $L_d = T_0^2/|\beta_2|$ 是群速度特征长度， $L'_d = T_0^3/|\beta_3|$ 是三阶色散特征长度，以及非线性长度 $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ 表示在多大距离尺度上对应色散和非线性效应必须考虑。其中， $\gamma = n_2\omega_0/cA_{eff}$ 是非线性系数， n_2 是非线性参数， ω_0 是载波频率， A_{eff} 是光纤有效芯面积。 L_d 和 L_{NL} 之比为 $N^2 = \gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|$ 。为了避免非线性效应，非线性因子 N 必须非常小。例如，对标准单模光纤， $\beta_2 \approx -22 \text{ ps}^2/\text{km}$ ， $\beta_3 \approx 0.13 \text{ ps}^3/\text{km}$ ， $\gamma \approx 1.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ，建设脉宽 $T_0 \approx 200 \text{ fs}$ ，可计算得

到 $L_d \approx 1.8 \text{ m}$ 和 $L'_d \approx 80 \text{ m}$ ，如果要求 $N < 0.01$ ，那么飞秒脉冲的峰值功率需要小于 46 mW 。

2.1.3 实时色散傅立叶变换

在低峰值功率前提下，根据公式(2.18)，单模光纤的传递函数可以表达为

$$H(\omega) = H_0 \exp\left(-j \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n L}{n!} \omega^n\right) \quad (2.24)$$

其中， H_0 为光纤透过率常数，并未考虑随光波长的变化； ω 为相对超短脉冲中心频率的频率值。如果不考虑三阶色散和更高阶色散，单模光纤的传递函数为

$$H_1(\omega) = H_0 \exp\left(-j \sum_{n=0}^2 \frac{\beta_n L}{n!} \omega^n\right) \quad (2.25a)$$

而脉冲响应函数为(2.25a)的傅立叶变换

$$h_1(t_R) = h_0 \exp(jt_R^2 / 2\beta_2 L) \quad (2.25b)$$

其中， $t_R = t - \beta_1 L$ 是相对经过光纤色散展宽后的脉冲包络中心的延时，

$h_0 = H_0 (j2\pi\beta_2 L)^{-1/2} \exp(-j\beta_0 L)$ 是复振幅。

现在考虑一个超短脉冲，其复振幅为 $a_0(t)$ ，它通过一段光纤后的复振幅为脉冲响应函数 $h_1(t_R)$ 和 $a_0(t)$ 的卷积

$$\begin{aligned} a_1(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t') h_1(t_R - t') dt' \\ &= h_0 \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t') \exp\left[j(t_R - t')^2 / 2\beta_2 L\right] dt' \\ &= h_0 \exp(jt_R^2 / 2\beta_2 L) \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t') \exp(jt'^2 / 2\beta_2 L) \exp(-jt't_R / 2\beta_2 L) dt' \end{aligned} \quad (2.26)$$

如果脉冲满足以下条件

$$\left|T_0^2 / \beta_2 L\right| \ll 1 \quad \text{即} \quad L_d \ll L \quad (2.27)$$

注意到公式(2.26)中，积分变量 t' 代表入射脉冲的时间展宽变量（通常 fs 量级）， t_R 是相对色散展宽后的脉冲包络中心的延时（通常 ns 量级）。当(2.27)条件满足时， $\exp(jt'^2 / 2\beta_2 L) \approx 1$ 。

公式(2.26)可以表达为

$$\begin{aligned} a_1(t) &= h_0 \exp\left(jt_R^2 / 2\beta_2 L\right) \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t') \exp(-jt't_R / 2\beta_2 L) dt' \\ &= h_0 \exp\left(jt_R^2 / 2\beta_2 L\right) [A_0(\omega)]_{\omega=t_R / \beta_2 L} \end{aligned} \quad (2.28)$$

公式(2.28)中, $A_0(\omega)$ 是入射脉冲 $a_0(t)$ 的傅立叶变换。其中, $\omega = t_R / \beta_2 L$ 是角频率。

比较公式(2.16)和公式(2.28)可以发现, 狭缝的 Fraunhofer 空间衍射和超短脉冲在单模光纤中的色散在一定条件下, 可以用相同的数学公式表达。对应由公式(2.14)得到的

Fraunhofer 空间衍射的条件 $\frac{x_1^2}{2\lambda z} \ll 1$, 我们将公式(2.27)定义的 $|T_0^2 / \beta_2 L| \ll 1$ 称作时域

Fraunhofer 近似条件。

从公式(2.28)我们得出这样的结论: 当满足时域 Fraunhofer 近似条件 $|T_0^2 / \beta_2 L| \ll 1$ 时, 输出脉冲时域波形是输入脉冲波形的傅立叶变换。其中角频率为 $\omega = t_R / \beta_2 L$ 。

这一节, 我们只是以光纤作为色散介质, 推导了实时色散傅立叶变换公式。事实是, 任何一个光波导器件, 只要其能提供较大的群速度色散, 并且对各个频谱分量的透过率均相等, 它就可以用来实现实时色散傅立叶变换。

在光通信中, 有很多光器件可以补偿光脉冲在传输中色散导致的脉冲展宽^[187], 包括色散补偿光纤, 线性啁啾光纤光栅, 线性啁啾模间耦合波导等。

2.2 高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响

在 2.1 小节, 通过空间的旁轴狭缝衍射和超短脉冲在群速度色散介质中的时域展宽的相似性, 引入了时域傅立叶变换的概念。在空间傅立叶光学中, 一个非常著名的实验就是杨氏双缝干涉实验。在本节中, 对应空间域中基于波阵面分割的双光源杨氏双缝干涉实验, 在时域上使用萨格奈克环形干涉仪将入射超短脉冲复制成两个相同的脉冲, 经过时域色散展宽后发生干涉。其中, 萨格奈克环形干涉仪引入的两个脉冲之间的延时相当于杨氏双缝干涉实验中两个狭缝光源之间的距离。当延时越小 (狭缝间距越小), 得到的干涉条纹时域 (空间域) 周期就越大。通过时域干涉条纹的周期和能见度的变化, 研究了高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响。

2.2.1 三阶色散的脉冲响应函数

群速度色散可以理解为：由于超短脉冲的频谱较宽，其中每个光频的传播速度是光频的线性函数，即每个频率分量的光传播速度不一样，所以在时域上线性展开。

从图 22 可知，虽然使用波导色散和材料色散相消的原理可以使得光纤的零色散点移位，也可以使总色散出现一个色散值很小的平坦波段，但是，如果超短脉冲的光谱很宽，函数 $D(\lambda)$ 偏离了直线，即高阶色散不能忽略。

在这一节，我们将考虑高阶色散对傅立叶变换的影响。首先，考虑三阶色散（TOD）的影响。根据公式(2.18)，仅考虑光纤三阶色散，传递函数表达为

$$H_2(\omega) = \exp\left(-j\frac{\beta_3 L}{6}\omega^3\right) \quad (2.29)$$

光纤三阶色散对应的脉冲响应函数为 $H_2(\omega)$ 的傅立叶变换^[188-190]。1979年 M. Miyagi 和 S. Nishida 给出 TOD 的近似脉冲响应函数，

$$h(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}|B|^{-1/3} \exp\left(\frac{2-3A(t)B}{3B^2}\right) Ai\left\{[1-A(t)B]B^{-1/3}\right\} \quad (2.30)$$

其中 Ai 为 Airy 函数， $A(t) = 4t/t_0$ 是归一化时间， $B = 32\beta_3 L/t_0^3$ ， t_0 是入射脉冲 $1/e$ 强度处全宽。根据公式(2.30)可以计算超短脉冲在光纤中传播时波形的变换，如图 23 所示^[183]。

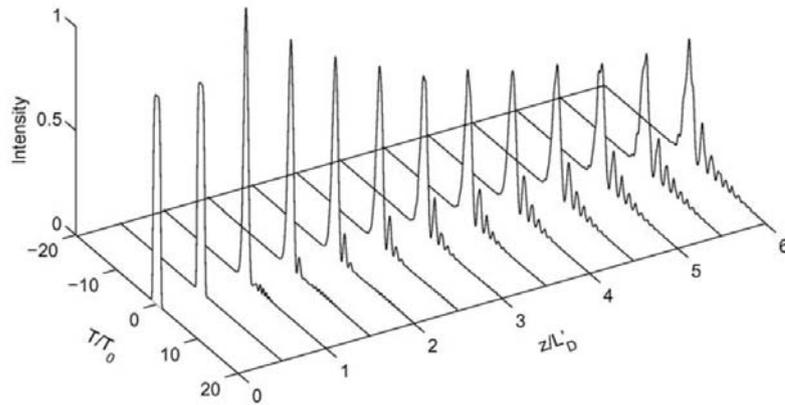


图 23 仅考虑三阶色散时超高斯脉冲在光纤中的演化 ($\beta_2 = 0, \beta_3 > 0$)

群速度色散使得脉冲中各个光谱成分线性展开（相对中心频率向时间轴两端延伸）。而三阶色散导致的脉冲尾翼的振荡结构可以这样理解：三阶色散使得脉冲中各个频率分量相对中心频率向时间轴单个方向移动。由于不同频率速度不同，在某一时刻，当不同

频率分量追赶相遇时，就发生了干涉，导致了时域振荡结构。

然而，对于飞秒脉冲而言，作者发现，公式(2.29)低估了三阶色散的作用。对公式(2.29)的严格傅立叶变换可以表示为

$$h_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_2(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (2.31)$$

使用 Euler 公式将公式(2.31)展开

$$h_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\omega t - \frac{\beta_3 L}{6} \omega^3) + j \sin(\omega t - \frac{\beta_3 L}{6} \omega^3) d\omega \quad (2.32)$$

考虑被积分函数的奇偶性质可得

$$h_2(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos(\omega t - \frac{\beta_3 L}{6} \omega^3) d\omega \quad (2.33)$$

公式(2.33)中，令 $a^3 = \frac{\beta_3 L}{6}$ ， $b = t$ ，被积分的余弦函数可以展开为

$$\cos(b\omega - a^3 \omega^3) = \cos(b\omega) \cos(a^3 \omega^3) + \sin(b\omega) \sin(a^3 \omega^3) \quad (2.34)$$

查积分表^[191]可知

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \cos(a^3 x^3) \cos(bx) dx \\ &= \frac{\pi}{6a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \left[J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) + \frac{\sqrt{3}}{\pi} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) \right] \quad (a > 0, b > 0) \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \sin(a^3 x^3) \sin(bx) dx \\ &= \frac{\pi}{6a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \left[J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) - \frac{\sqrt{3}}{\pi} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) \right] \quad (a > 0, b > 0) \end{aligned} \quad (2.36)$$

其中 $J_m(z)$ 和 $K_m(z)$ 分别为第一类 m 阶 Bessel 函数和第二类 m 阶改进 Bessel 函数。

对标准单模光纤而言， $\beta_3 > 0$ ，即 $a > 0$ 。

当 $b = t$ ($t > 0$) 时，由公式(2.35)和(2.36)可得

$$\begin{aligned} h_2(t) &= \frac{1}{\pi} \frac{\pi}{6a} 2 \sqrt{\frac{b}{3a}} \left[J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) \right] \\ &= \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2t}{\beta_3 L}} \left[J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2t^3}{\beta_3 L}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2t^3}{\beta_3 L}} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.37)$$

当 $b = t$ ($t < 0$) 时,

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{\infty} \sin(a^3 x^3) \sin(bx) dx \\
 &= -\int_0^{\infty} \sin(a^3 x^3) \sin(|b|x) dx \\
 &= -\frac{\pi}{6a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \left[J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) - \frac{\sqrt{3}}{\pi} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2b}{3a} \sqrt{\frac{b}{3a}} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

由公式(2.35)和(2.38)可得

$$\begin{aligned}
 h_2(t) &= \frac{1}{\pi} \frac{\pi}{6a} \sqrt{\frac{|b|}{3a}} 2 \frac{\sqrt{3}}{\pi} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2|b|}{3a} \sqrt{\frac{|b|}{3a}} \right) \\
 &= \frac{1}{3\pi} \sqrt{\frac{-6t}{\beta_3 L}} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{-2t^3}{\beta_3 L}} \right)
 \end{aligned} \tag{2.39}$$

综上可得三阶色散的脉冲响应函数表达式为

$$h_2(t) = \begin{cases} \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2t}{\beta_3 L}} \left[J_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2t^3}{\beta_3 L}} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2t^3}{\beta_3 L}} \right) \right] & \text{when } t > 0 \text{ and } \beta_3 > 0 \\ \frac{1}{3\pi} \sqrt{\frac{-6t}{\beta_3 L}} K_{\frac{1}{3}} \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{-2t^3}{\beta_3 L}} \right) & \text{when } t < 0 \text{ and } \beta_3 > 0 \end{cases} \tag{2.40}$$

给定参数 $t_0 = 390\text{fs}$, $\beta_3 = 0.13 \text{ ps}^3 / \text{km}$ 和 $L \approx 10.6 \text{ km}$, 可以对公式(2.30)和公式(2.40)

进行比较, 如图 24 所示^[162]。

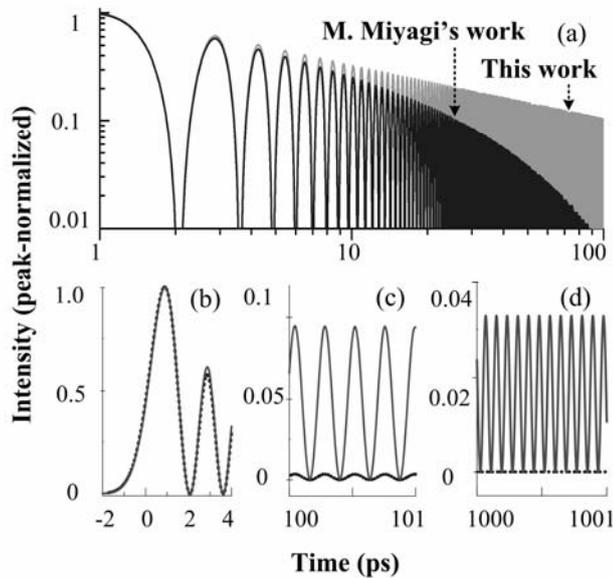


图 24 (a) 两种 TOD 脉冲响应函数比较; (b) (c) (d) 局部放大显示图。

从图 24(a)可知: M. Miyagi 给出的 TOD 脉冲响应函数公式(2.30)与本文证明的公式(2.40)相比,虽然振荡周期严格相等,但是公式(2.30)对应的响应函数衰减速度明显太快。图 24(c)显示:在 100ps 时,按照公式(2.30),振荡已经衰减到低于 1% 的程度,而按照公式(2.40),脉冲强度接近 9%。图 24(d)显示:在 1000ps 时,按照公式(2.30),振荡强度已经接近 0,而按照公式(2.40),脉冲振荡强度仍然接近 3.5%。超短脉冲经过长距离色散光纤后,如果仅考虑三阶色散,出射脉冲为 TOD 脉冲响应函数和入射脉冲函数的卷积。根据卷积运算的性质可以预知:如果入射脉冲是高斯函数,由于 TOD 脉冲响应函数的非对称性,出射脉冲的包络将变成非对称函数。

2.2.2 包括高阶色散影响的实时色散傅立叶变换理论

为了具体了解三阶色散对实时色散傅立叶变换的影响,在这一小节,作者推导包括高阶色散影响的一般实时色散傅立叶变换公式。研究的光路结构如图 25 所示。被动锁模光纤激光器 (IMRA Femtolite 780 Model B-4-FC-PD) 发出超短脉冲,脉冲宽度(半高全宽 FWHM) 394fs,重复频率 48.6 MHz。为了避免光纤中的非线性现象,在超短脉冲输入单模光纤之前,使用衰减器降低脉冲峰值功率。由于色散作用,脉冲经过单模光纤后将在时域展宽。展宽的脉冲输入萨格奈克环形干涉仪。最后时域信号和频域信号分别由示波器 (Agilent Model 86116A) 和光谱仪 (Ando Model AQ6317B) 采集。萨格奈克环形干涉仪由光纤耦合器 (OC) 和一段保偏光纤 (PMF) 组成。在保偏光纤的一端接入偏振控制器 (PC) 可以调节萨格奈克环形干涉仪的条纹能见度。

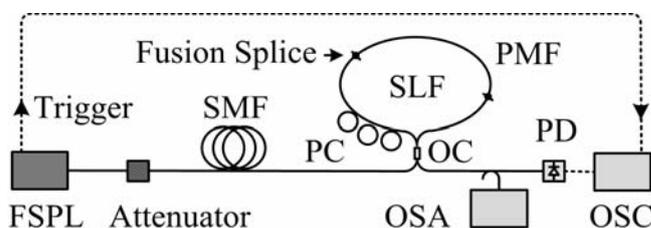


图 25 时域干涉光路图: FSPL: femtosecond pulse laser 飞秒激光器; SMF: single mode fiber 单模光纤; PC: polarization controller 偏振控制器; OC: optical coupler 光纤耦合器; SLF: Sagnac-loop filter 萨格奈克环形干涉仪; PMF: polarization maintaining fiber 保偏光纤; PD: photodetector 光电探测器; OSC: oscilloscope 示波器; OSA: optical spectrum analyzer 光谱仪。

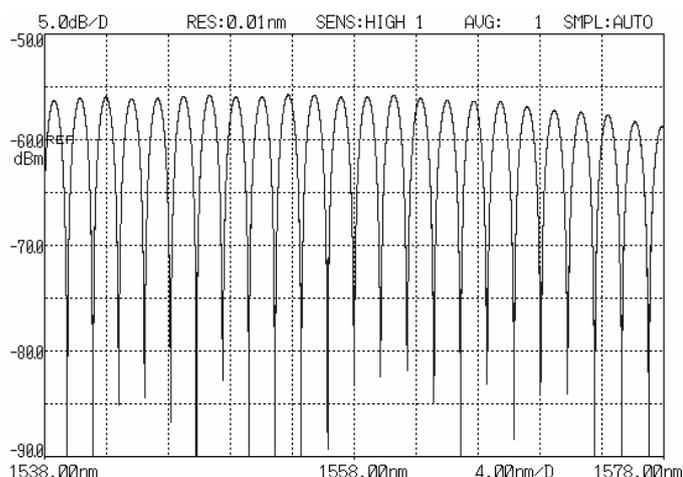


图 26 萨格奈克环型干涉仪的传递函数测量

图 26 为使用掺铒光纤自发辐射光源时，实测入射光通过萨格奈克环形干涉仪后的光强分布。本系统中采用萨格奈克环形干涉仪的目的是：找到频域干涉条纹和时域干涉条纹的准确映射关系。关于萨格奈克环形干涉仪的理论分析将在 3.3 节详细论述。

在低峰值脉冲功率前提下，图 25 所示系统为一个线性系统。因此，单模光纤中的各阶色散作用可以分解成逐个单一子系统的作用。而最终系统的响应函数为各个子系统响应函数的乘积。另外，最终系统的响应函数与各个子系统作用的顺序没有关系。于是，为了方便理论分析，我们将在时域和频域上分别对图 25 所示系统进行分解，如图 27 所示。

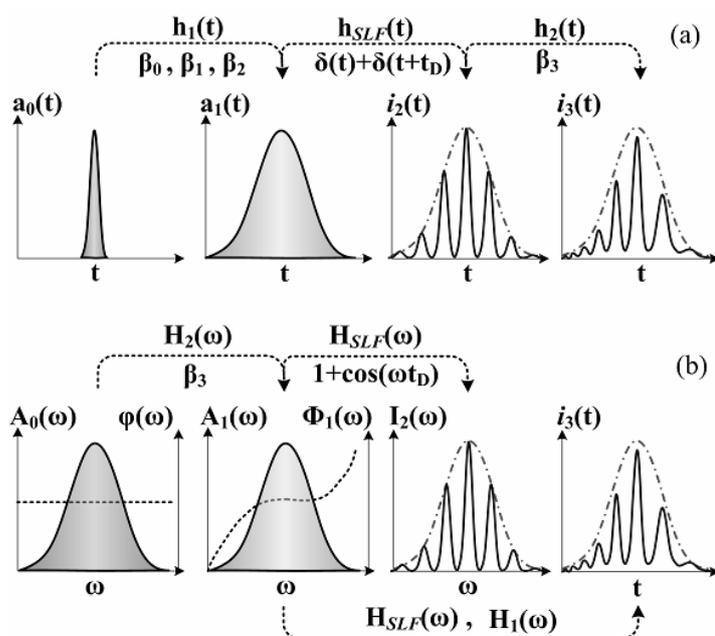


图 27 系统分解图 (a) 时域分解 (b) 频域分解

如果只考虑光纤中的三阶以内色散（包括三阶色散），系统在时域上可以模拟为三个子系统，它们的脉冲响应函数依次表示为公式（2.25）描述的 $h_1(t)$ ，萨格奈克环形干涉仪脉冲响应函数 $h_{SLF}(t)$ 和公式（2.40）描述的 $h_2(t)$ ，如图 27(a)所示。其中， $h_{SLF}(t)=[\delta(t)+\delta(t+t_D)]/2$ ， t_D 为萨格奈克环形干涉仪中保偏光纤引入的延时。

记入射光脉冲为 $a_0(t)$ ，如果暂时只考虑色散光纤中的二阶以内色散（包括二阶色散） $h_1(t)$ ，展宽后的脉冲 $a_1(t)$ 为 $a_0(t)$ 和 $h_1(t)$ 的卷积。当满足时域 Fraunhofer 近似条件 $|T_0^2/\beta_2 L|\ll 1$ 时，得到公式(2.28)，即

$$a_1(t)=h_0 \exp(jt^2/2\beta_2 L)[A_0(\omega)]_{\omega=t/\beta_2 L} \quad (2.41)$$

上式中， $A_0(\omega)$ 是入射脉冲 $a_0(t)$ 的傅立叶变换。其中， $\omega=t/\beta_2 L$ 是角频率， t 是相对脉冲中心值的延时。

展宽脉冲经过第二个子系统，即萨格奈克环形干涉仪，脉冲仍然可以由卷积给出，

$$a_2(t)=a_1(t)*h_{SLF}(t). \quad (2.42)$$

如果不考虑三阶色散，探测器上的输出电流表示为

$$\begin{aligned} i_2(t) &= \Re a_2(t) \cdot \overline{a_2(t)} \\ &= \frac{\Re |h_0|^2}{4} \left\{ |A_0(\omega)|^2 + |A_0(\omega + \Delta\omega)|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2|A_0(\omega)||A_0(\omega + \Delta\omega)| \cos[\omega t_D + \Delta\varphi(\omega)] \right\}_{\omega=t/\beta_2 L} \end{aligned} \quad (2.43)$$

公式中， \Re 为探测器的响应； $\overline{a_2(t)}$ 为 $a_2(t)$ 的共轭项。 $\Delta\omega = t_D/\beta_2 L$ 是时延 t_D 对应的频率差。 $\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega + \Delta\omega)$ 为频率差 $\Delta\omega$ 引入的相位差。如果选择 t_D 的值使得 $\Delta\omega$ 足够小，即 $|A_0(\omega)| \approx |A_0(\omega + \Delta\omega)|$ 时，公式（2.43）近似为

$$i_2(t) = \frac{1}{2} \Re |h_0|^2 I_0(\omega) \{1 + \cos[\omega t_D + \Delta\varphi(\omega)]\}_{\omega=t/\beta_2 L} \quad (2.44)$$

其中， $I_0(\omega) = |A_0(\omega)|^2$ 是输入脉冲的强度值。由上式可以看出，时域干涉条纹同时包含脉冲强度信息和相位差信息。如果 $\Delta\varphi(\omega)$ 是一个常数，入射脉冲的频谱相位线性分布（ $\partial\varphi/\partial\omega = k$ ， k 为常数），那么时域干涉条纹的周期也有固定值

$$T_c = 2\pi\beta_2 L / t_D \quad (2.45)$$

最后，考虑三阶色散的影响，最后的脉冲电场表达式应该为

$$a_3(t) = a_2(t) * h_3(t) = a_2(t) * h_{SLF}(t) * h_3(t) \quad (2.46)$$

最终示波器上显示的信号强度应该是

$$i_3(t) = \Re a_3(t) \cdot \overline{a_3(t)} \quad (2.47)$$

由公式(2.47)可知，最终的时域干涉信号强度是 $i_2(t)$ 和公式(2.40)给出的 $|h_3(t)|^2$ 的卷积。

由卷积的定义可知：

首先，当 $|h_3(t)|^2$ 脉冲响应函数的宽度和公式(2.45)定义的 T_c 可比较时，三阶色散的作用将使得时域干涉条纹的能见度降低。

其次，由于 $h_3(t)$ 函数的非对称性，卷积将导致干涉条纹的周期发生变化。

为了研究时域脉冲的周期变化，考虑三级子系统如图 27(b)所示。记入射超短脉冲的复频谱函数为 $A_0(\omega) \exp[j\varphi(\omega)]$ 。考虑第一级子系统，仅为三阶色散的传递函数，则出射的复频谱函数为

$$\begin{aligned} A_1(\omega) &= A_0(\omega) \exp[j\varphi(\omega)] H_2(\omega) \\ &= A_0(\omega) \exp\{j[\varphi(\omega) - \Phi_1(\omega)]\} \end{aligned} \quad (2.48)$$

式中， $\Phi_1(\omega) = \beta_3 L \omega^3 / 6$ 。如前文所述，光纤的二阶色散对信号起到实时傅立叶变换作用，所以经过二阶色散后，复脉冲函数表示为

$$a_1'(t) = h_0 \exp(jt^2 / 2\beta_2 L) [A_1(\omega)]_{\omega=t/\beta_2 L} \quad (2.49)$$

采用公式(2.42)-(2.44)同样的方法，可以得到经过萨格奈克环形干涉仪的干涉条纹强度信号

$$i_3(t) = \frac{1}{2} \Re |h_0|^2 I_0(\omega) \{1 + \cos[\omega t_D + \Delta\varphi(\omega) - \Delta\Phi_1(\omega)]\}_{\omega=t/\beta_2 L} \quad (2.50)$$

为了简单起见，假设初始入射脉冲为变换极限飞秒脉冲，即 $\Delta\varphi(\omega) \approx 0$ ，则公式(2.50)中的余弦项的相位可以表示为

$$\begin{aligned}
\Phi &= [\omega t_D - \Delta\Phi_1(\omega)]_{\omega=t/\beta_2 L} \\
&= \left[\omega t_D - \frac{\partial\Phi_1(\omega)}{\partial\omega} \Delta\omega \right]_{\omega=t/\beta_2 L} \\
&= \frac{t_R}{\beta_2 L} t_D - \frac{\beta_3 L}{2} \left(\frac{t_R}{\beta_2 L} \right)^2 \frac{t_D}{\beta_2 L} \\
&= \omega' t_D
\end{aligned} \tag{2.51}$$

其中，角频率 $\omega' = \frac{t_R}{\beta_2 L} - \frac{\beta_3 L t_R^2}{2(\beta_2 L)^3}$ 。所以在考虑三阶色散情况下，时域干涉信号表达为

$$i_3(t) = \frac{1}{2} \Re |h_0|^2 I_0(\omega) [1 + \cos(\omega' t_D)]_{\omega=t/\beta_2 L, \omega' = \frac{t_R}{\beta_2 L} - \frac{\beta_3 L t_R^2}{2(\beta_2 L)^3}} \tag{2.52}$$

采用公式(2.48)-公式(2.52)相同的处理方法，可以考虑光纤中的高阶色散的作用，从而得到角频率的一般时域表达式

$$\omega' = \frac{t_R}{\beta_2 L} - \sum_{n=3}^{\infty} \frac{\beta_n L t_R^{n-1}}{(n-1)! (\beta_2 L)^n} \tag{2.53}$$

综上所述，在变换极限脉冲近似下，最终的时域干涉条纹可以表达为

$$i_3(t) = \frac{1}{2} \Re |h_0|^2 I_0(\omega) [1 + \cos(\omega' t_D)] \tag{2.54}$$

上式中， ω' 由公式(2.53)定义。

在频域建模分析中，如图 27(b)所示，经过萨格奈克环形干涉仪的频域信号为信号频谱函数和萨格奈克环形干涉仪传递函数的乘积

$$I_2(\omega) = I_0(\omega) [1 + \cos(\omega t_D)] \tag{2.55}$$

需要指出的是，公式(2.55)并不携带出射脉冲的相位信号。

比较公式(2.54)和公式(2.55)可知，即使存在高阶色散，时域干涉条纹仍然和频域干涉条纹很近似。在变换极限脉冲近似下，如果同时记录时域干涉条纹仍然和频域干涉条纹，通过多项式拟合两个干涉条纹上的对应峰值点，可以标定单模光纤中的色散作用。

2.2.3 基于 Optiwave 软件的光学建模验证

为了进一步了解高阶色散在实时色散傅立叶变换中的影响，采用 Optiwave OptiSystem 6.0 软件对系统进行了仿真，系统光路如图 28 所示。由于该仿真软件中没有光纤环形器件，图 25 中的萨格奈克环形干涉仪由图中的“偏振控制器-保偏光纤-线性

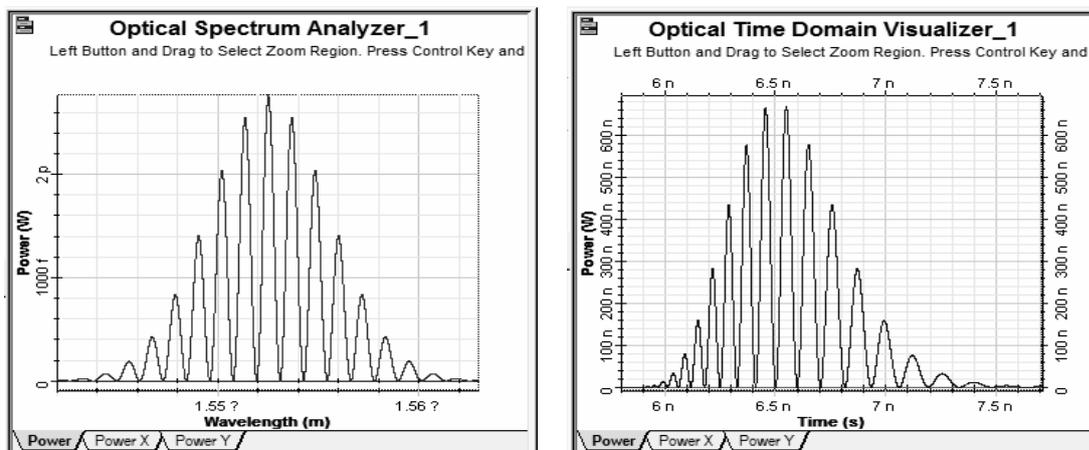


图 29 频域干涉和时域干涉仿真结果（起偏器相对保偏光纤 45 度角）

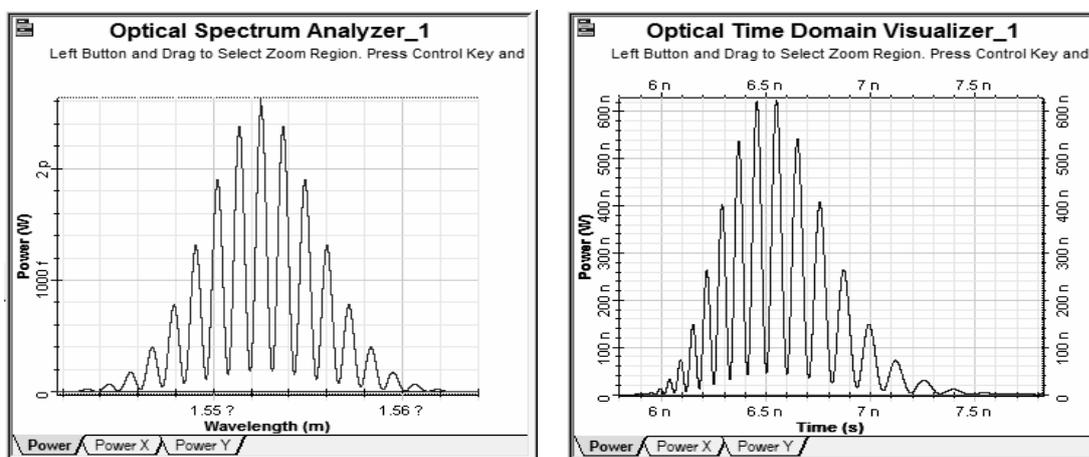


图 30 频域干涉和时域干涉仿真结果（起偏器相对保偏光纤 30 度角）

2.2.4 高阶色散对实时“频率-时间映射”光谱分析的影响

在这一小节，我们将使用实时“频率-时间映射”光谱分析技术检测光纤光栅透射谱线在光栅受到轴向拉力时的变化。实验将证实三阶色散对实时“频率-时间映射”光谱分析技术的影响。

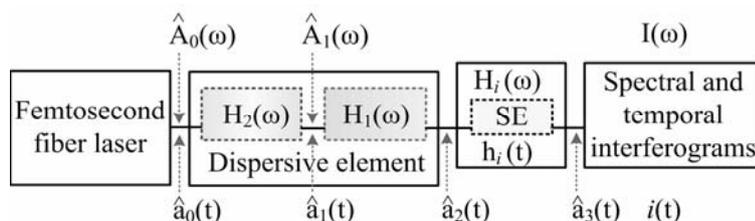


图 31 实时“频率-时间映射”光谱分析技术原理图 SE (Sensing Element) 传感单元

如图 31 所示，飞秒激光脉冲经过色散介质展宽后，入射到传感单元（SE），采用光

谱仪和示波器记录频域和时域的出射信号。图 31 中， $H_2(\omega)$ 和 $H_1(\omega)$ 分别表示色散器件中三阶色散和低阶色散对应的传递函数，分别由公式(2.29)和公式(2.25)定义。

假设传感单元是一个图 25 中的萨格奈克环形干涉仪，即传感单元的传递函数为 $H_i(\omega)=[1+\cos(\omega\tau)]/2$ ，可得公式(2.53)-(2.55)。通过比较公式(2.54)和公式(2.55)可知：如果能够测定光学系统中的公式(2.53)，即“频率-时间映射”函数。那么就能实现频域干涉条纹和时域干涉条纹的相互转化。

利用飞秒脉冲在色散介质中的频域和时域的映射关系，人们不仅可以直接在频域实现频谱分析，也可以在时域上实现频谱分析。例如 B. Jalali 等人使用该技术观测气体的吸收线^[170,171]。然而，B. Jalali 并没有考虑系统中的高阶色散影响。

在图 31 中，如果传感单元是萨格奈克环形干涉仪，通过同时记录时域和频域的干涉条纹，找到条纹间的对应关系，即可以标定系统的“频率-时间映射”函数。一旦确定了系统的“频率-时间映射”函数，将传感单元换作探测器件，就可实现超高速的光谱检测。

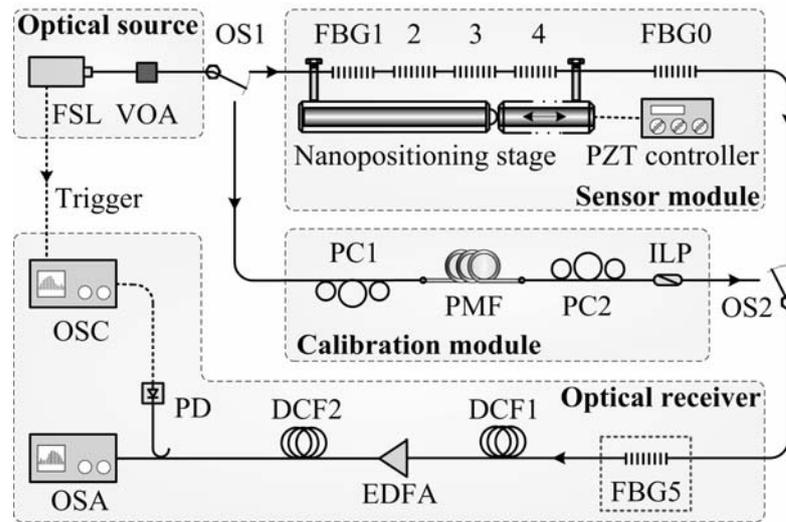


图 32 系统光路图 FSL(femtosecond pulse laser)飞秒激光器; VOA(variable optical attenuator)可调光衰减器; OS(optical switch)光开关; PZT(piezoelectric tube)压电陶瓷管; PC(polarization controller)偏振控制器; PMF(polarization maintaining fiber)保偏光纤; ILP(in-line polarizer)光纤起偏器; DCF(dispersion compensation fiber)色散补偿光纤; EDFA(erbium doped fiber amplifier)掺铒光纤放大器; PD(photodetector)光电探测器; OSC(oscilloscope)示波器; OSA(optical spectrum analyzer)光谱仪。

一个具体实验系统如图 32 所示：光源模块为飞秒激光器和光衰减器。衰减出射激

光功率的主要目的是避免光纤中的非线性现象。传感模块由五根串联的光纤光栅(FBG)组成。其中 FBG_0 不受轴向应力，其它四根光纤光栅由纳米平移台上，当受到轴向应力时，光栅光谱发生变化，如图 33 所示。

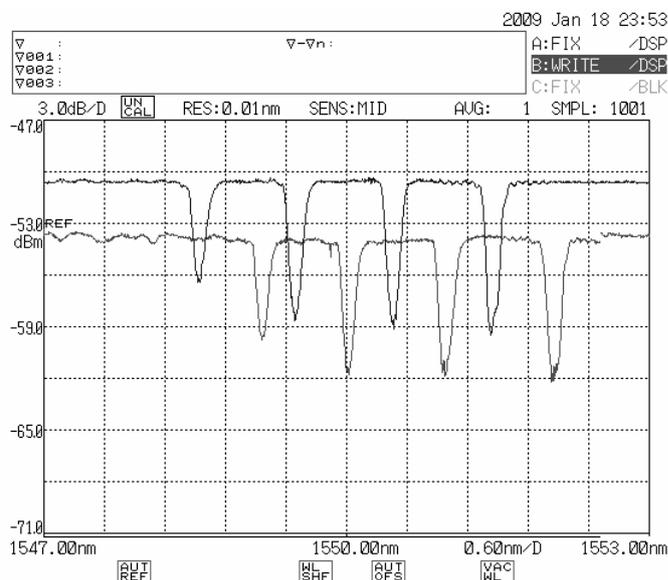


图 33 光纤光栅在轴向应力下的透射光谱平移（图中红色曲线为加应力后的频谱曲线，为了避免曲线重叠，在使用光谱仪测量加应力后的透射光谱时，降低了掺铒光纤自发辐射光源的功率）

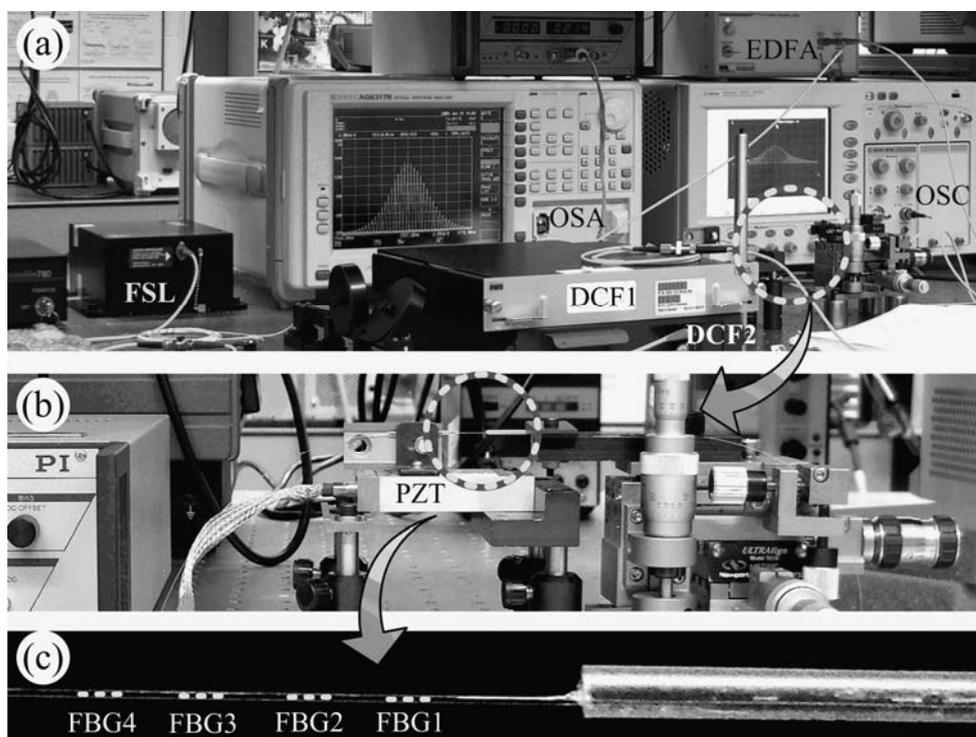


图 34 试验样机照片(a)整个系统；(b)传感模块中光纤光栅的轴向拉伸；(c)光纤光栅局部放大图

光纤光栅光谱随温度的变化由 FBG_0 测定和补偿。校准模块为一个串联干涉仪结构：偏振控制器 PC_1 控制入射偏振光相对保偏光纤 PMF 偏振主轴的角度，入射脉冲光在

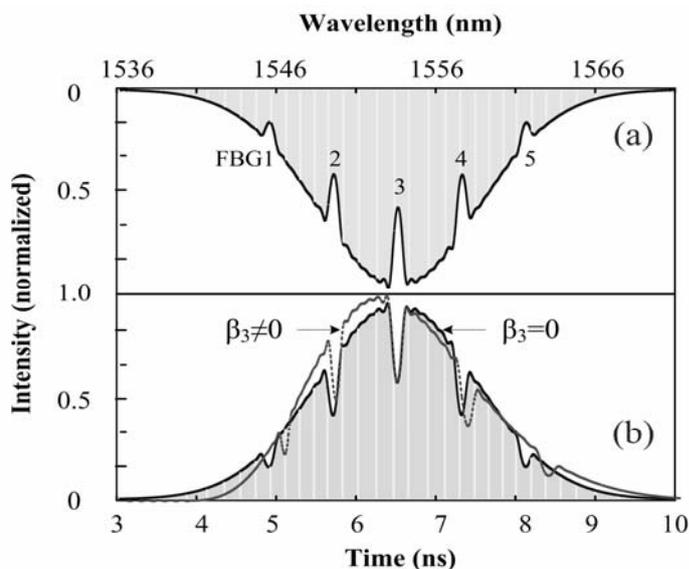


图 36 仿真结果 (a) 光谱输出 (b)时域波形

为了方便比较光谱输出和时域波形，在图 36 中，将输出的频谱曲线垂直翻转。由图 36 可知：当不考虑三阶色散时，时域波形与频域波形完全对应；当有三阶色散时，时域波形中，上升的 FBG 光谱向展宽脉冲的中心靠拢，下降沿的 FBG 光谱则远离展宽脉冲的中心。

在实验中，选用的激光器型号为 IMRA Femtolite 780 Model B-4-FC-PD。压电陶瓷纳米平移台的型号为 PI Model P-752.1CD 其驱动器型号为 PI Model E-665.CR。串联色散补偿光纤的总色散为 -952.4 ps/nm 。设定为 FBG_5 时域频域位置为坐标转换原点 $[0\text{ns}, 1557.985 \text{ nm}]$ 。

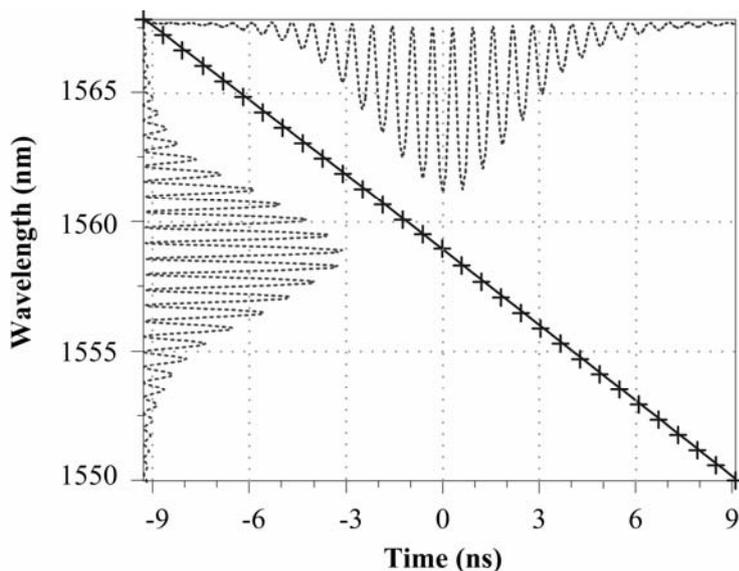


图 37 “频率-时间映射”函数测量

当图 32 中的系统接入校准模块时，分别测得时域和波长域干涉条纹如图 37 所示。找出干涉条纹中的对应峰值位置，并使用多项式拟合，得到

$$\lambda = 1557.985 - 1.046t - 7.728 \times 10^{-4}t^2 - 1.738 \times 10^{-5}t^3 \quad (2.57)$$

其中波长和时间单位分别为纳米和纳秒。通过公式(2.57)，可以实现时域干涉条纹和波长域干涉条纹的相互转化。

在实际光纤光栅测量中，为了达到快速测量的目的，我们只测量时域波形，然后通过公式(2.57)将时域波形转化得到频谱信息。

实验中，如图 34(c)所示，被拉伸的四个 FBG 写在 13.96 cm 长度的单模光纤上，纳米平移台的精度为 0.2nm，因此实验中所加轴向应力的精度为 1.43 nε。实验中，纳米平移台移动 17 步，每次移动距离为 2 μm。FBG₀ 到 FBG₅ 的波长中心和峰值反射率分别为：(1550.173nm,0.9072),(1551.129nm,0.6259),(1552.061nm,0.7169),(1553.035nm,0.6658),(1554.023nm,0.6865)和(1557.985nm,0.9776)。使用光谱仪和示波器测得光谱信号和时域波形如图 38 所示。

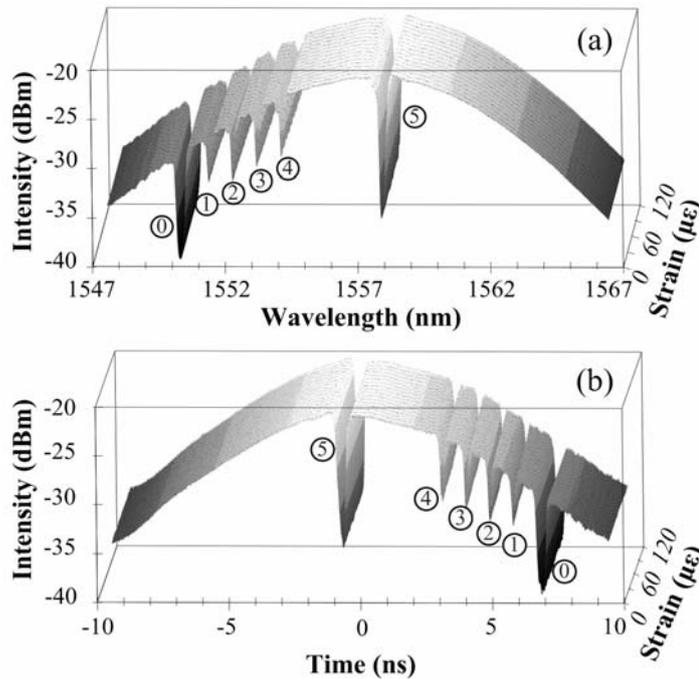


图 38 实验结果：(a)频域透射谱随应力的变化 (b) 时域透射谱随应力的变化

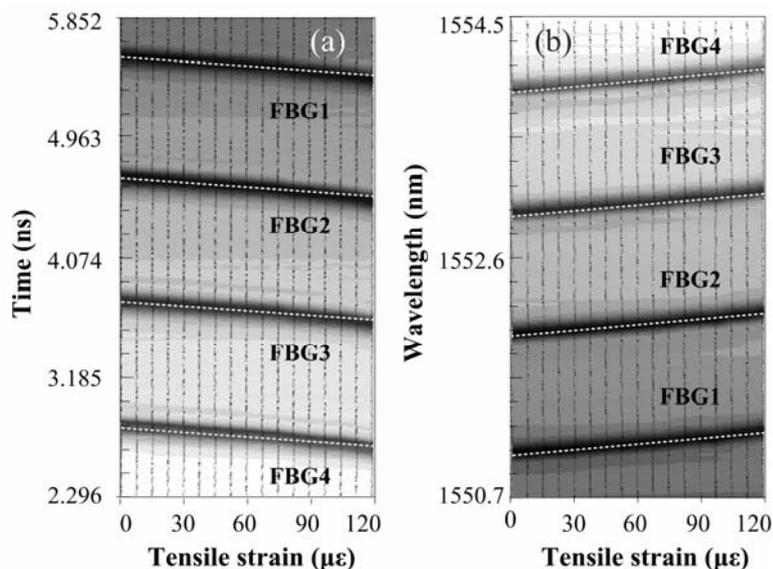


图 39 飞秒脉冲经过 FBG 组的透射光强度等高线图 (a)频域透射谱 (b) 时域透射谱

因为色散补偿光纤的群速度色散为负，所以图 38 中，时域波形是频域波形的水平翻转像。从图 39 飞秒脉冲经过 FBG 组的频域透射光强度等高线图可以看出：在轴向应力作用下，光纤光栅的中心波长线性移动；然而在时域，光纤光栅的移动轨迹偏离直线，这正是由于高阶色散的影响。由公式(2.57)可知：当飞秒脉冲在频域展宽达到 20ns 时，图 37 中实际拟合的“频率-时间映射”曲线在时间零点偏离直线约 0.3nm。如果不考虑高阶色散的影响，将导致约 $238\mu\epsilon$ 的应力测量系统误差（FBG1, FBG2, FBG3 和 FBG4 的应力探测灵敏度分别为 1.257, 1.259, 1.258 和 $1.261\text{pm}/\mu\epsilon$ ）。

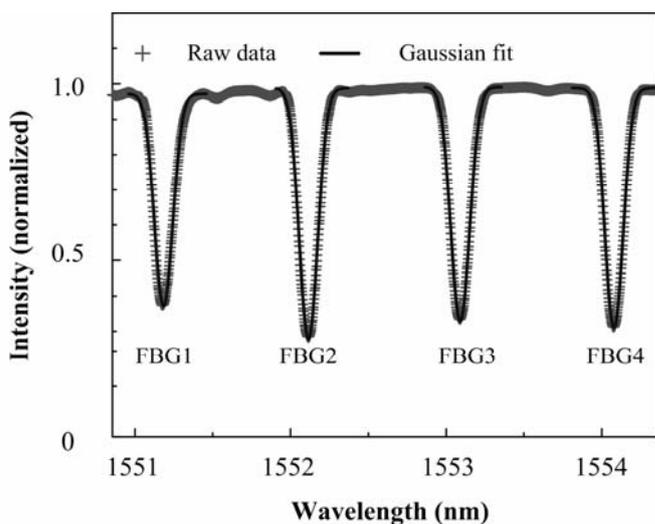


图 40 FBG 中心波长的确定

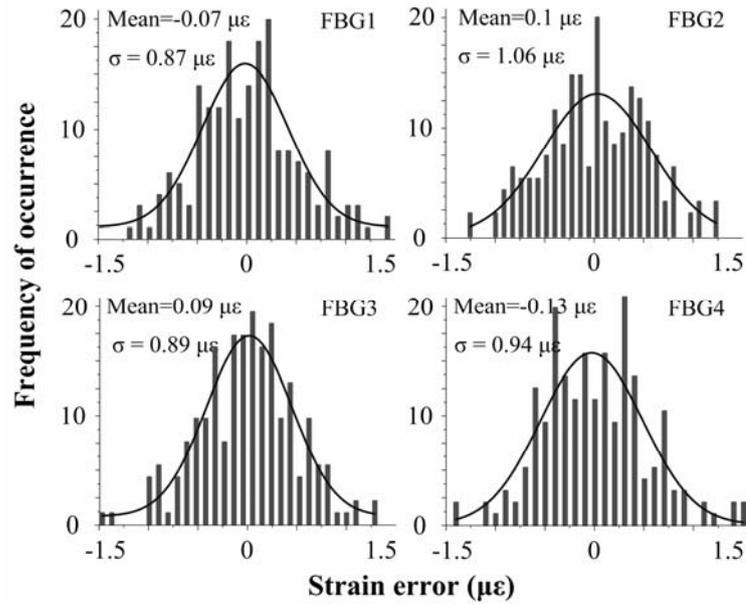


图 41 FBG 应力测量误差柱状分布图

实验中，使用公式(2.57)可以将时域波形转化为波长域的信息，如图 40 所示。对图中每一个 FBG 透射谱进行高斯函数拟合，可以得到 FBG 的中心波长。

高斯拟合函数为

$$G(\lambda) = B_c - (A/W\sqrt{\pi/2}) \exp\left\{-2[(\lambda - \lambda_c)/W]^2\right\} \quad (2.58)$$

其中， B_c 为强度偏置量， A 是高斯曲线包含的面积， W 是FBG的宽度， λ_c 是FBG的中心波长。采用基于Levenberg-Marquardt算法的最小二乘法高斯函数非线性拟合，可以得到各个FBG的中心波长。使用实时采样数字磷光示波器（Tektronix Model TDS7704B, 7 GHz bandwidth, 20 Gs/s），一帧可以采集194个时域光谱。为了提高测量精度，调节固定FBG₁到FBG₄光纤右端的精密光学平移平台，可以预加一个应力，此时记录时域波形。然后，通过纳米平移平台，将四个串联的光纤光栅轴向拉长 $10 \mu\epsilon$ ，增加的应力为 $71.63 \mu\epsilon$ ，再次记录时域波形。通过前面描述的方法，可以使用时域波形求得应力的变化。四个FBG测量值与增加应力的误差统计如图41所示。平均误差范围为0.07 到 $0.13 \mu\epsilon$ ，标准偏差范围为0.87到 $1.06 \mu\epsilon$ 。

2.3 本章小结

1. 通过与空间光学傅立叶变换的比较，介绍了时域光学傅立叶变换。超短光脉冲在

群速度色散介质中的时域展宽现象和空间光学中的旁轴狭缝衍射现象可以用相同的数学公式描述。

2. 理论证明了单模光纤中三阶色散对应的脉冲响应函数的严格表达式。理论推导了包含高阶色散的时域色散傅立叶变换公式。指出三阶色散对时域干涉的影响。

3. 采用 Optiwave OptiSystem 6.0 仿真软件进行了光学建模实验，验证了高阶色散对实时色散傅立叶变换的影响。

4. 在光纤光栅传感温度和应力的实验中，利用实时“频率-时间映射”频谱分析技术测定了光纤光栅的光谱移动。通过 Optiwave OptiSystem 6.0 仿真建模和实验研究了高阶色散对实时“频率-时间映射”频谱分析的影响。

第三章 基于实时色散傅立叶变换的飞秒脉冲完全重构

本文的最终研究目的是论证一种超快、高精度、飞秒测距激光雷达系统。在此之前，必须对飞秒激光脉冲有充分的认识。这一章的主要内容为基于实时色散傅立叶变换的飞秒脉冲强度和相位重构。

3.1 时域干涉技术与飞秒激光脉冲重构

在最近的二十年里，超短光脉冲的产生技术飞速发展，并广泛应用在基础科学和应用研究中^[192]。超短光脉冲技术及其应用的发展，重建超短脉冲振幅和相位成为迫切需要。本文 1.3 章节回顾了目前主要的超短脉冲完全重建方法。本节提出的基于时域干涉技术的飞秒激光脉冲完全重构方法，采用全光纤光路结构，而且基于线性光学。目前广泛使用的自相关方法、频率分辨光学开关法、光谱位相干涉直接电场重构方法都基于非线性光学现象，并采用空间光路结构。因而，本文提出的方法与之前的方法相比，具有结构稳定，探测灵敏度高的特点。

采用图 25 所示的光路结构，可以得到公式(2.54)和公式(2.55)，即：尽管存在高阶色散，时域干涉条纹仍然和频域干涉条纹很近似。在变换极限脉冲近似下，如果同时记录时域干涉条纹仍然和频域干涉条纹，通过多项式拟合两个干涉条纹上的对应峰值点，可以校准单模光纤中的色散作用。

比较公式(2.44)和公式(2.55)可知：频域干涉条纹并不携带超短脉冲的相位信息，而时域干涉条纹携带超短脉冲的差分相位信息 $\Delta\varphi(\omega)$ 。

本节内容的科研思路如下：

首先，根据公式(2.54)和公式(2.55)相似性的理论分析和 2.2.4 小节中关于高阶色散对实时“频率-时间映射”的实验研究，在入射超短脉冲为变换极限脉冲的前提下 ($\Delta\varphi(\omega) \approx 0$)，对系统的色散特性进行校准。即：通过建立包括高阶色散在内的、更加准确的“频率-时间映射”方程，可以在飞秒脉冲相位和振幅重建过程中，从数学上消除高阶色散的影响。

其次，根据和公式(2.55)相似性可知：一旦系统确定了准确的“频率-时间映射”方

程，则可以根据公式(2.44)即时域干涉条纹中的差分相位信息 $\Delta\varphi(\omega)$ 重建未知入射脉冲的相位信息。

最后，一个首当其冲的基本问题就是：既然本章提出的超短脉冲完全重建方法基于时域干涉，而光学干涉的前提是两个重叠的光源有固定的相位差和相同的偏振态。需要特别指出的是：在传统的空间傅立叶光学中，比如杨氏双缝干涉实验中，这个固定的干涉相位差是由于汇聚在同一点的两束频率相同的单色光的光程差引入的；而时域干涉是由于锁模飞秒激光脉冲经过色散器件后，两个时域展宽后的飞秒脉冲之间由于相对延时，在入射到光电探测器的瞬间，两个纵模分量之间存在固定的相位差。在 3.2 节，将首先研究超短光脉冲经过系统时偏振态的变化。

3.2 偏振模式色散对系统的影响

3.2.1 光纤中的偏振模色散

即使对单模光线，实际上也并非真正意义上的单模，因为它能维持具有相同空间分布的两正交模式^[184]。在理想光纤中（光纤在整个长度上保持严格的圆柱对称性），这两种模式是简并的，或者说他们的有效折射率相等。实际上，由于沿光纤存在纤芯形状的意外改变和各向异性应力，所有光纤均表现出一定程度的模式双折射（即 $n_x \neq n_y$ ），而且模式双折射度 $R_m = |n_x - n_y|$ ，沿 x 轴和 y 轴的取向在约 10m 长度就会随机改变，除非采取特殊的预防措施。

当连续波在双折射随机变化的光纤中传输时，通常是椭圆偏振的，并且将在传输的过程中随机改变，从直觉上讲，这很显然。而对于光脉冲，同一脉冲的不同部分偏振态也可能不同，除非光脉冲以孤子方式传输。在光通信系统中，通常不会考虑偏振态的随机变化，这是因为光接收机内部的光探测器对入射光的偏振态是不敏感的（除非采用相干探测方案）。影响这种系统的不是随机偏振态本身，而是双折射随机变化引起的脉冲展宽，这称为 PMD（偏振模色散）致脉冲展宽。

由于 PMD 具有统计特性，用解析方法处理 PMD 问题一般相当复杂。1986 年，最早引入的一个简单模型是将光纤分成许多段，在每一段中可认为光纤双折射和主轴保持不变，而在不同段之间是随机变化的。实际上，每一段光纤可以看成一相位片，并可用

琼斯矩阵表示。这样将描述每一段光纤的单个琼斯矩阵相乘得到一复合矩阵，用它就可以描述光脉冲的每一频率分量在整个光纤中的传输。复合琼斯矩阵表明，任何光纤都存在两个主偏振态，脉冲沿这两个方向偏振时，尽管光纤双折射是随机变化的，但光纤输出端的偏振态对一阶 PMD 是频率无关的，这两个态与保偏光纤的慢轴和快轴相当。确实，对两个主偏振态，差分群时延 ΔT (脉冲到达时间的相对时延) 最大。

主偏振态为计算 ΔT 矩提供了一种简便算法。PMD 引起的脉冲展宽用 ΔT 的均方根来表征，可由对随机双折射变化取平均后得到。已有几种方法用来计算这一平均值，这些方法尽管采用不同模型，但已证明方差 $\sigma_T^2 = \langle (\Delta T)^2 \rangle$ 在所有情形下都是相同的，并由下式给出

$$\sigma_T^2(z) = 2\Delta^2 l_c^2 [\exp(-z/l_c) + z/l_c - 1] \quad (3.1)$$

式中，固有模色散 $\Delta' = d(\Delta\beta)/d\omega$ ，与沿两主偏振态的群速度有关；参量 l_c 是互相关长度，定义为两偏振分量能保持相关时的长度，典型值约 10m。

对短距离 $z \ll l_c$ ，从公式(3.1)可知 $\sigma_T = \Delta' z$ ，和保偏光纤的预期值一致；若距离 $z > 1\text{km}$ ，利用 $z \gg l_c$ ，可较好地估计脉冲展宽。对长度为 L 的光纤， σ_T 近似为

$$\sigma_T = \Delta' \sqrt{2l_c L} \equiv D_p \sqrt{L} \quad (3.2)$$

式中， D_p 是 PMD 参量， D_p 的测量值因光纤而异，一般在 $0.1\text{ps}/\sqrt{\text{km}} \sim 2\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ 范围，最新设计的光纤具有 $D_p = 0.05\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ 的低 PMD 值。由于 \sqrt{L} 的关系，PMD 引起的脉冲展宽与 GVD 效应引起的展宽相比要小得多。实际上，对长约 100km 的光纤， σ_T 约为 1ps ，相对与大于 10ps 的脉宽可以忽略。而对工作在光纤零色散波长附近的长距离，高比特率光通信系统而言，PMD 将成为一个限制因素。

已有几种方法可用来补偿光波系统中产生的 PMD 效应。一种方法是，将 PMD 引起的畸变信号沿两主偏振态分解成两个分量，由测得的相位推出 PMD 值，引入适当的时延后可实现两分量同步。对长度为 L 的光纤，这种技术的成功依赖于比值 L/L_{PMD} ，其中 $L_{PMD} = (T_0/D_p)^2$ 是脉宽为 T_0 的脉冲的 PMD 长度；对长度为 $4L_{PMD}$ 的光纤，有望实现相当程度的改善。对 $D_p = 0.1\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ 和 $T_0 = 10\text{ps}$ ， L_{PMD} 能接近 10000km ，因此能在

跨洋传输中实现对一阶 PMD 效应的补偿。

在实际应用中，还要考虑其他几个因素。在推导方程(3.1)时，假定光纤链路无偏振相关损耗或增益，而偏振相关损耗会引起脉冲的附加展宽。同样地，对具有相对低 D_p 值的光纤，必须考虑二阶 PMD 的影响。这种效应将导致光脉冲的附加畸变，人们已对其进行了研究。另外，二阶 PMD 效应与光脉冲产生的啁啾有关，当啁啾值相对较大时，会降低系统性能。

PMD 在时域上表现为脉冲展宽，由于 PMD 是一个线性色散现象，在频域上进行研究也很方便。追踪超短脉冲中的每一个频率分量发现：PMD 表现为与频率相关的相位延时和偏振态的变化^[193,194]。

目前，各种 PMD 的检测方法的比较如表 1 所示^[193]：

Comparison of PMD Measurement Techniques

Technique	Time or Frequency		Higher Order		
	Domain	Source	Measures	Dispersion	Measurement Range (ps)
Pulse delay	Time	Chirp-free laser	$\Delta\tau$	No	~10->1000
Interferometric	Time	Broadband	$\langle\Delta\tau\rangle$	No	~0.002-100
RF response	Time	Chirp-free laser	$\Delta\tau, \langle\Delta\tau\rangle$	No	~25->1000
Poincaré sphere	Frequency	Tunable laser	$\Delta\tau, \langle\Delta\tau\rangle$	Yes	~0.002->1000
Jones matrix	Frequency	Tunable laser	$\Delta\tau, \langle\Delta\tau\rangle$	Yes	~0.002->1000
Fixed analyzer	Frequency	Broadband or tunable laser	$\langle\Delta\tau\rangle$	No	~0.1-100

表 1 PMD 的检测方法比较

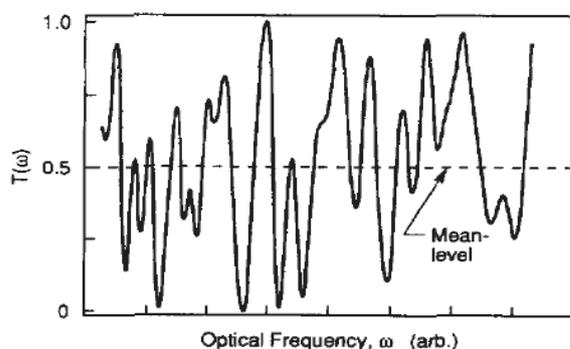
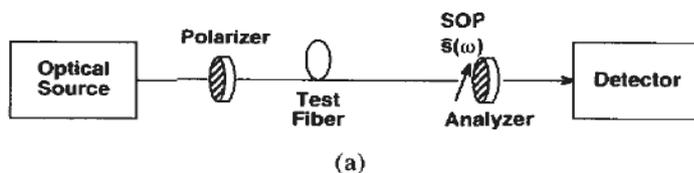


图 42 PMD 固定分析法 (a) 光路图 (b) 测量结果

在诸多 PMD 检测方法中，固定分析法的光路结构和后期数据处理最为简单。实验光路和实验结果如图 42 所示^[194,195]。出射激光经过起偏器后入射到待测光纤，从待测光

纤出射的信号由检偏器检测其偏振态的变化。图 42(b)测定的是归一化的透过率关于光频率的函数。在这个方案中,可以使用宽谱光源,然后使用光谱分析仪检测透过率函数。或者使用窄带可波长扫描激光器,然后由光功率计测得透过率函数。因此,该方案的缺点就是:在光谱分析仪或窄带光源的扫描过程中,要求待测光纤的 PMD 保持不变。根据图 42(b)中透过率曲线经过经过中值点的次数,或者峰值和峰谷的个数,可以估计 PMD 参数。

从已有的研究来看,超短脉冲经过长距离光纤后, PMD 将导致超短脉冲各个频率成分偏振态的变化。

3.2.2 基于 Optiwave 软件的光学建模验证

为了进一步了解 PMD 对时域干涉技术的影响,进行了基于 Optiwave 软件的光学建模实验。光学结构如图 43 所示。飞秒脉冲经过第一个起偏器后接入色散光纤,色散光纤的输出端接入到串联干涉仪中。该串联结构干涉仪有第二起偏器、保偏光纤、第三起偏器组成。

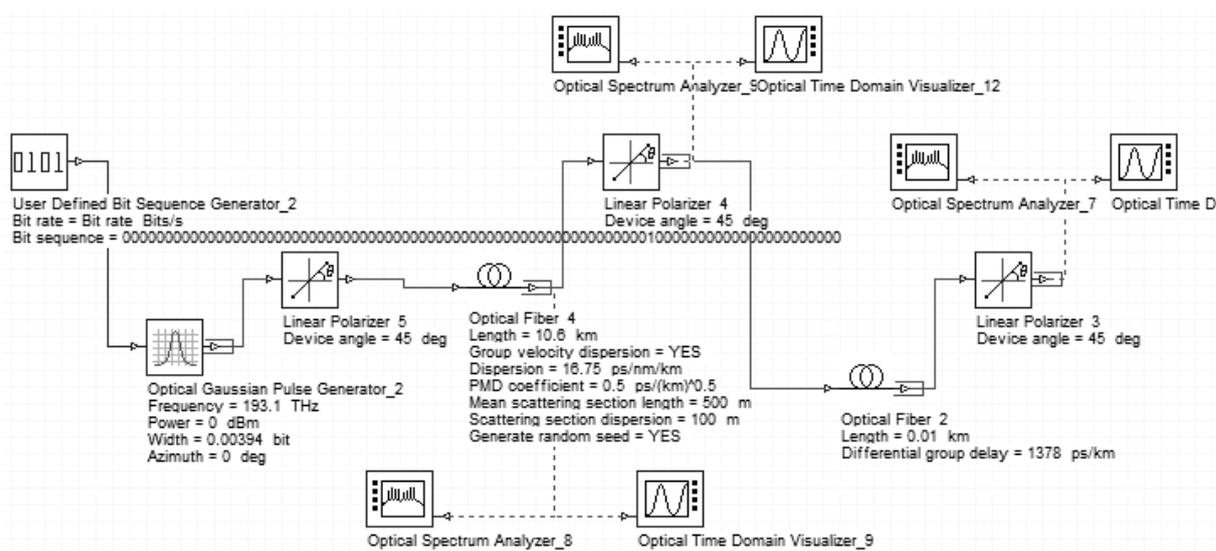


图 43 PMD 对时域干涉的仿真研究光路图

系统中的主要参数设定如下:

超短脉冲中心频率 193.1THz, 重复频率 48.6MHz, 脉冲宽度(半高全宽) 398fs。单模色散光纤长度 10.6km, 色散 16.75ps/nm/km, PMD 系数 $0.5 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, 类型设为随机。在串联结构光纤干涉仪中, 保偏光纤的长度 10m, 垂直偏振模式的延时为 1.378ns/km。

图中所有起偏器和检偏器的偏振角度均为 45° 。仿真结果如图 44 所示。

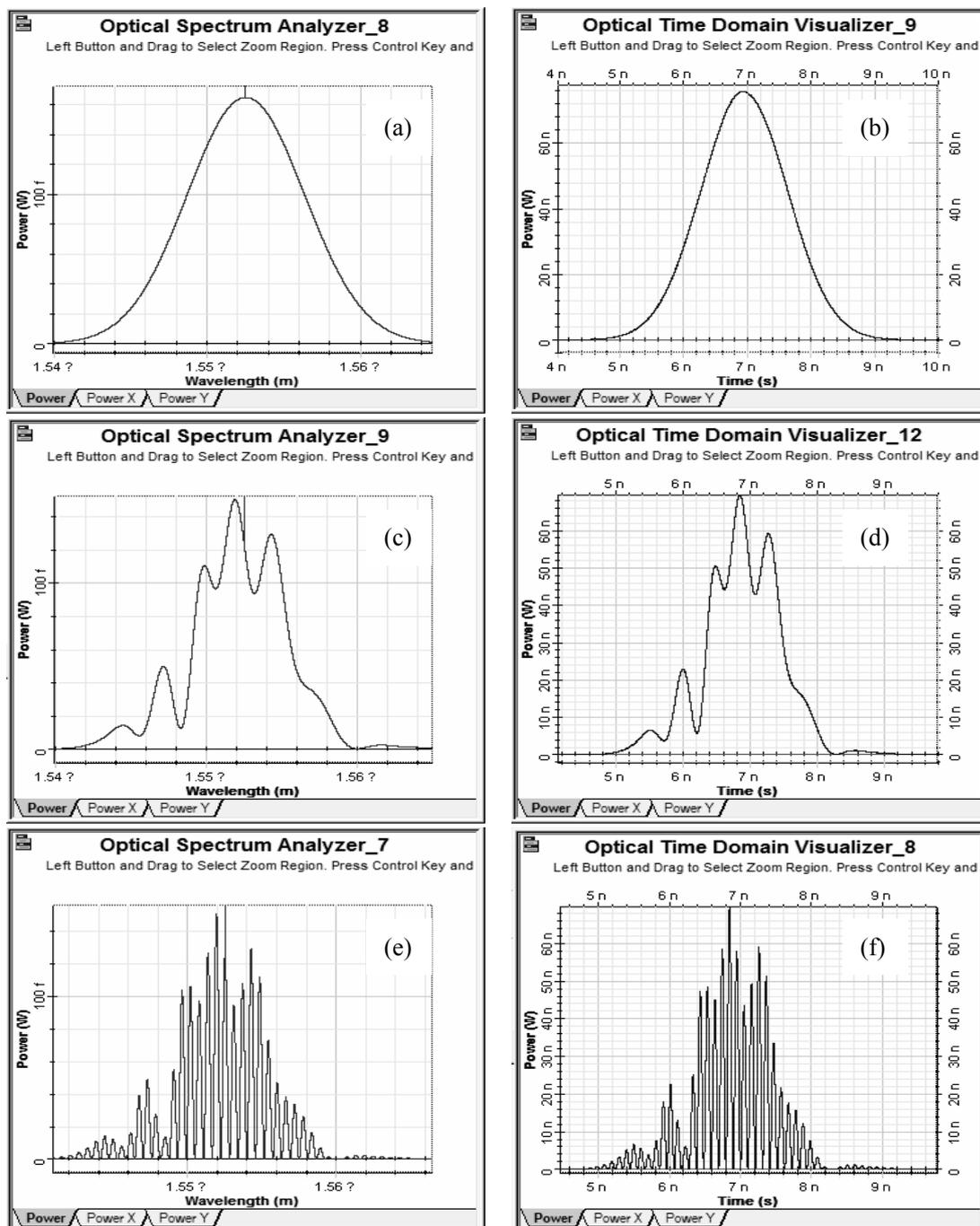


图 44 PMD 改变时域干涉的外包络

图 44 中，(a)、(b)分别为飞秒激光脉冲光谱和经过色散光纤时域展宽后的波形；(c)、(d)分别为色散光纤出射脉冲经过第二个起偏器后的光谱和时域波形；(e)、(f)为经过串联干涉仪以后的光谱和时域波形。

由仿真结果可以看出：在 PMD 作用下，飞秒脉冲的各个纵模分量的偏振态发生变化，经过第二个起偏器后，脉冲的强度发生了变化。决定了时域干涉仪条纹的外包络。

在以上实验中，并未观察到飞秒脉冲各个纵模分量相位延时的变化，即时域干涉条纹周期没有明显变化。这是因为串联干涉仪中引入的延时为 $13.78ps$ ，而色散光纤中偏振模式色散导致的平均延时仅为 $(0.5ps/\sqrt{km})\times\sqrt{10.6km}=1.63ps$ 。为了验证 PMD 引入的随机相位延时，在图 43 所示光路中，设置色散光纤长度 $40.6km$ ，PMD 系数 $1ps/\sqrt{km}$ ，保持其它系统参数不变。仿真实验结果如图 45 所示。

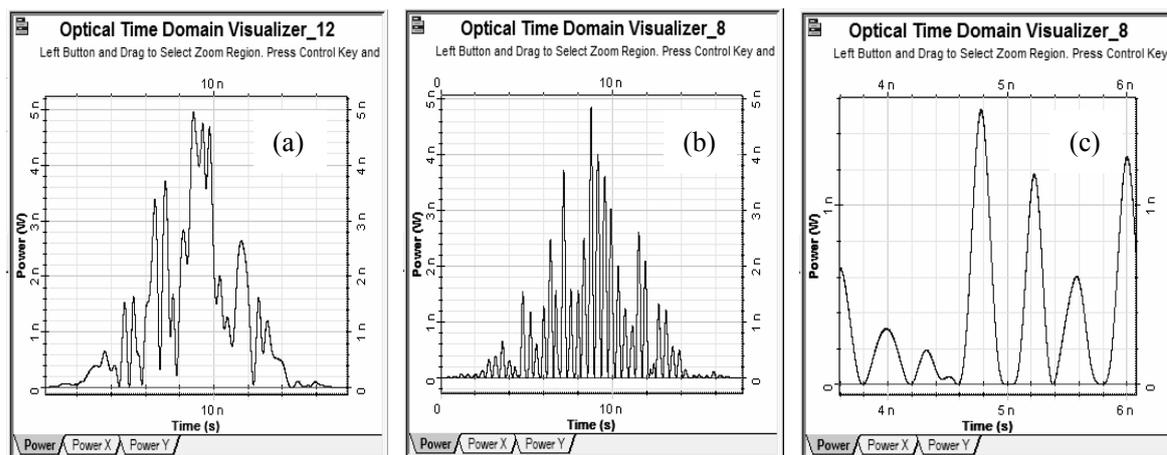


图 45 PMD 影响时域干涉条纹的周期

图 45 中，(a)为飞秒脉冲经过第二个起偏器后的时域信号，(b)为飞秒脉冲经过第三个起偏器后的时域信号，(c)为图(b)的局部放大图。由图可知：随着 PMD 作用的增强，时域干涉条纹的外包络的随机变化加剧，而且可以明显观察到条纹周期的不规律变化，这两个现象的原因分别是 PMD 引起飞秒脉冲中各个纵模分量偏振态的变化和相位延时的随机变化。

3.2.3 实验验证偏振模色散对实时色散傅立叶变换影响

传统的 PMD 固定分析法的光路结构如图 42 所示。需要使用波长可扫描窄带光源或者光谱分析仪，在扫描过程中，假设系统 PMD 保持不变。然而，单模光纤中存在的残余应力 and 芯径不均匀等内部原因，或者光纤的弯曲、扭曲、外加电场、磁场等外部原因均可以在光纤中引起双折射。对于长距离光纤，其 PMD 随机分布，并且随时间变化。

在这一小节，对传统的 PMD 固定分析法进行改进，可以实现实时 PMD 检测。由实时傅立叶变换可知：如果使用超短飞秒脉冲作为探测光源，当脉冲经过长距离的色散光纤后，时域脉冲形状和频域光谱相似。因此，可以在时域上对 PMD 进行分析。

而这个方案的前提是由于 PMD 引起的飞秒脉冲各个单纵模的随机相位延时远远小

于光纤 GVD 对飞秒脉冲的时域展宽。

幸而，群速度色散与光纤长度成正比（ $16.75\text{ps}/\text{nm}/\text{km}$ ），而偏振模色散与光纤长度的平方根成正比（ $0.5\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ ）。例如当光纤长度 40.6km 时，半高全宽 8nm 的变换极限的锁模飞秒脉冲在时域展宽为 5440.4ps 。如果仅仅考虑群速度色散，变换极限的锁模飞秒脉冲的各个单纵模色散展开后，在时域上形成等间隔分布，若脉冲重复频率 25MHz ，那么单纵模之间的时间间隔约为 0.136ps 。目前，即便使用高速光电探测器，也很难将这样在时域展开的各个单纵模区分开。而 PMD 引起的随机相位平均延时为 3.2ps ，即每一个单纵模不再等间隔分布，而是随机前后偏移一定范围。采用如上的系统参数，暂时不考虑高阶色散的影响，那么偏振模色散导致的随机相位延时 3.2ps 对应频域测量的误差为 4.7pm 。

PMD 实时固定分析装置的光路结构如图 46 所示。飞秒激光器 (FSPL: IMRA Femtolite 780 Model B-4-FC-PD) 的出射脉冲经过衰减后输入到第一卷单模光纤 (SMF1)，然后使用掺铒光纤放大器放大信号后输入第二卷单模光纤 (SMF2)，经过偏振控制器 (PC) 和偏振分束器 (PBS1) 后使用光电探测器接收信号，并使用示波器 (OSA: Tektronix Model TDS7704B) 记录。与图 42(a) 相比较，在输入单模光纤前，并未使用起偏器，这是因为飞秒激光器发出的脉冲光是线偏振光。在该实验中，示波器由飞秒脉冲激光器同步，两卷光纤的总长度为 63km 。

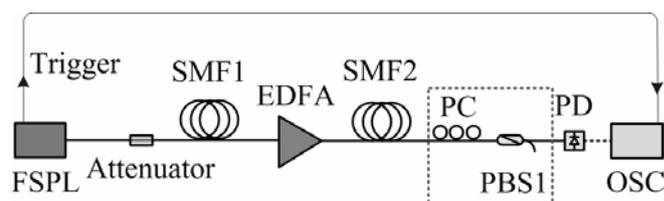


图 46 PMD 时域固定分析光路图

实验现象如图 47 所示。图中尖峰信号为飞秒激光器输出的同步出发信号。由图可以看出，脉冲形状严重偏离高斯曲线。为了模拟系统中偏振模式的随机变化，可以调节偏振控制器，发现脉冲形状连续变化，如图 48 所示。图中，不同线性表示偏振控制器所处的不同状态。当从系统中移除偏振分束器，测得飞秒脉冲形状如图 48 中虚线所示，呈高斯形状。

调节偏振控制器时，仔细观察脉冲形状的变化发现：对应偏振控制器每一个状态，脉冲形状都相对稳定不变，而且可重复。即：系统中一定的双折射分布对应一定的输出

脉冲偏振态。实验中，无论将偏振控制器放在系统中哪个位置，实验现象不变。即：系统中 PMD 的影响类似于一系列具有双折射效应的波片叠加作用，是一个线性现象，与具体波片的作用顺序无关。最后，当连续调节偏振控制器时，飞秒脉冲的波形总是在高斯包络里变化，如图 48 所示。这正说明了偏振控制器可以将飞秒脉冲中每一个单纵模的偏振态调节到任意状态，但几乎不可能将所有单纵模调节到同一个偏振态（除非偏振控制器正好补偿了系统中其它因素引起的 PMD 作用）。

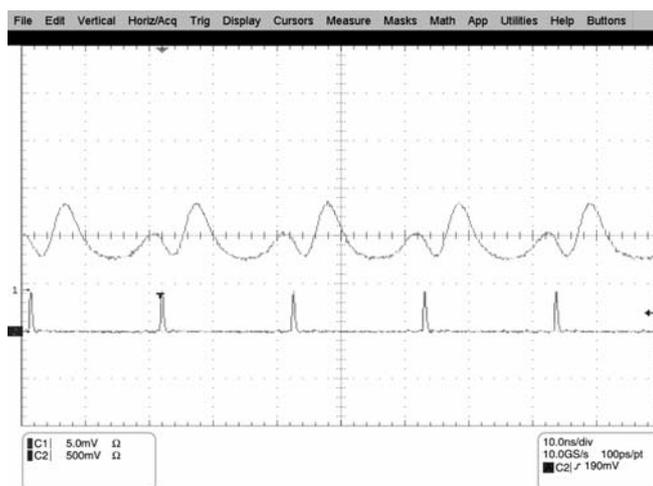


图 47 PMD 时域固定分析实验照片

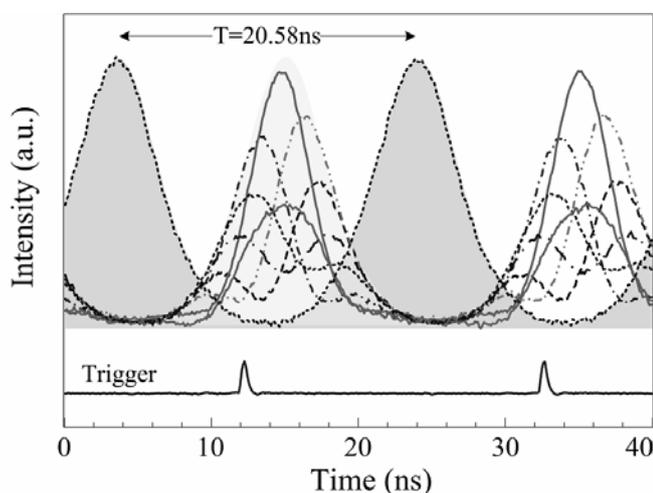


图 48 调节 PMD 时域固定分析时光路中的 PC

本文在 2.1.3 小节指出：在光通信中，有很多光器件可以补偿光脉冲在传输中色散导致的脉冲展宽^[187]。比如色散补偿光纤，线性啁啾光纤光栅，线性啁啾模间耦合波导等。然而，光纤光栅中的双折射效应将导致其群延时随波长变化的函数偏离理想的直线^[196]。典型的线性啁啾光纤光栅的透过率和色散补偿能力测试如图 48 所示。

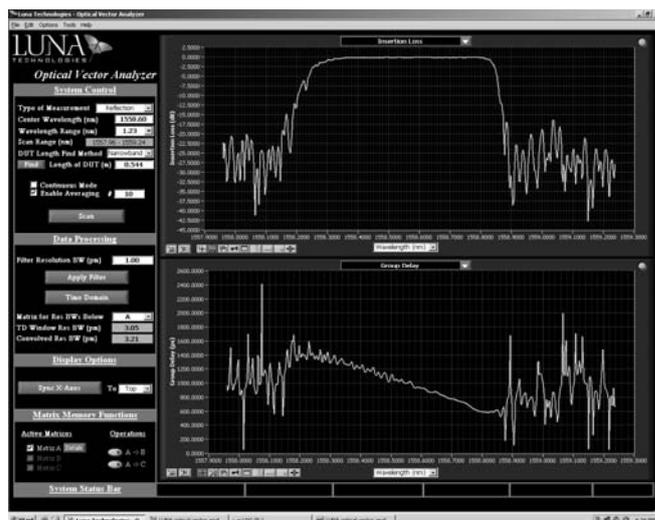


图 49 线性啁啾光纤光栅透过率和色散补偿能力测定

从理论分析，光学仿真结果和实验现象可以得出结论：对于长距离色散光纤或者非理想色散补偿光纤器件来说，变换极限飞秒激光脉冲在时域色散展宽后，由于 PMD 将改变飞秒激光脉冲每一个单纵模的偏振态，经过偏振相关器件后，将导致飞秒脉冲的形状偏离高斯函数。

而 PMD 的另一个作用，即导致飞秒激光脉冲各个单纵模的随机相位跳动。需要特别指出的是：尽管单个飞秒激光脉冲中的这种单纵模相位随机跳动不能直接用光电探测器检测。但是，如果在双脉冲发生干涉时，这种相位随机跳动将改变干涉条纹的外包络的形状。

综上所述，不像高阶色散具有规律性，可以通过实验精确校准；PMD 是随机变化的，必须对其进行控制。比如使用保偏色散光纤、保偏色散补偿器件实现实时色散傅立叶变换，并隔离外界环境因素的影响。

3.3 系统琼斯矩阵计算和优化

使用图 25 所示的光路结构，可以使用时域干涉条纹对入射飞秒脉冲的光谱和相位进行重建^[162]。在线性光学范围内，第二章和第三章对色散光纤中的高阶色散和偏振模色散对时域干涉的影响进行了分析。

在图 25 所示的光路结构中，如果调节萨格奈克环形干涉仪中的偏振控制器，在光谱仪和示波器上均能观察到干涉条纹能见度和干涉条纹的位置的变化。因而，偏振控制器的使用将使得系统的稳定性变差。在这一小节，通过对萨格奈克环形干涉仪进行数学

建模分析，进一步简化了系统的光路结构，提高了系统稳定性。

对萨格奈克环形干涉仪有许多成功的理论分析^[197-199]。然而，对于图 25 系统中采用的萨格奈克环形干涉仪，现有分析无法解释为什么调节 PC 会引起干涉条纹的变化。现假设整个萨格奈克环形干涉仪平铺在 x - z 平面内，如图 50 所示。偏振控制器（PC）和保偏光纤（PMF）沿着 z 轴方向。使用 3dB 光纤分束器将从 1 端入射的光信号分成等强度的顺时针和逆时针的两束光。根据 Jones 矩阵方法：光波在萨格奈克环形干涉仪中任意点的偏振态可以用 Jones 矢量 \vec{E} 表示，而每一个器件对光波的作用可以用一个 2×2 的矩阵表示。整个萨格奈克环形干涉仪的作用表示为各个器件对应矩阵按照前后作用顺序的乘积。不失一般性，假设 PMF 的快轴在 d 端沿着 x 方向，PMF 的快轴在 c 点与 x 轴夹角为 θ 。在萨格奈克环形干涉仪的偏振控制器基于 Babinet-Soleil 补偿原理，在中心端挤压光纤，并可以绕着光纤旋转。这种挤压-旋转操作可以将任意偏振态的入射光调节到需要的出射偏振态。为了便于分析，假设调节 PC 使得 PC 的快轴在 a 点沿着 x 方向，在 b 点快轴与 x 轴夹角为 β 。由于挤压产生的双折射效应，假设 PC 中两个垂直分量的延时为 δ_0 。

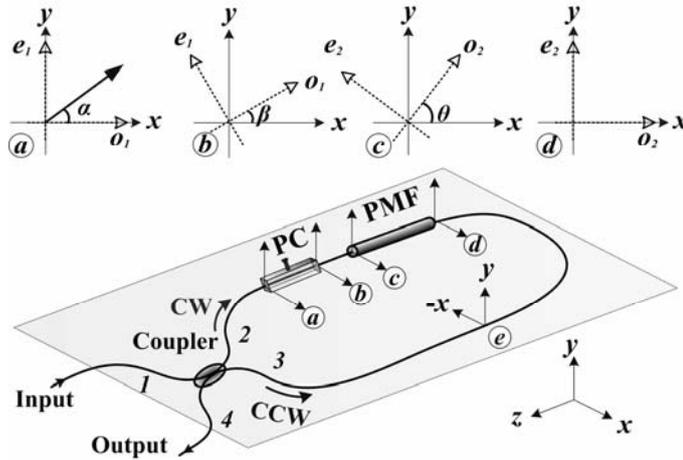


图 50 逆时针和顺时针光波在萨格奈克环形干涉仪中的传播

CW: 顺时针 (ClockWise), CCW 逆时针 (Counter ClockWise)

在输出端 4 的顺时针电场可以表示为

$$\vec{E}_1 = 0.5 M_L M(\delta_1) R(\theta) R(\beta) M(\delta_0) \vec{E}_0 \quad (3.3)$$

其中，0.5 是由于 3dB 分束器引入的。 $\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$ 是输入端 1 的电场矢量，矩阵

$M_L = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ 对应光波从 d 点传播到 e 点时, x 方向的电场分量旋转了 180 度。

$M(\delta_k) = \begin{pmatrix} \exp(-i\delta_k/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta_k/2) \end{pmatrix}$ 对应 PMF ($k=1$) 或者 PC ($k=0$) 中垂直和水平分量的

相位延时差。 $R(\beta) = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}$ 和 $R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$ 分别对应 PC 和 PMF 导致

的光矢量旋转。光波在熔融耦合器中由一根光纤向另一根光纤耦合时, 将引入 $\pi/2$ 的相位延时。因此, 环行器中逆时针传播的光波比顺时针传播的光波相位延时为 π 。

在输出端 4 的逆时针电场可以表示为

$$\bar{E}_2 = 0.5M(\delta_0)R(-\beta)R(-\theta)M(\delta_1)M_L\bar{E}_0 \exp(i\pi) \quad (3.4)$$

输出端 4 的总电场可以表示为

$$\bar{E}_T = \bar{E}_1 + \bar{E}_2 = \frac{\sin \psi}{2} \left\{ \exp\left[\frac{-i(\delta_1 - \delta_0)}{2}\right] + \exp\left[\frac{i(\delta_1 - \delta_0)}{2} + i\pi\right] \right\} \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

其中, $\psi = \beta + \theta$ 。从公式(3.5)可以清楚地看到, 入射光脉冲被复制成两个具有相位延时差为 $\delta_1 - \delta_0 + \pi$ 的脉冲对, 而且, 这两个脉冲的偏振态相对入射脉冲的偏振态旋转了 90 度。

萨格奈克环形干涉仪的透过率表示为

$$T = \frac{\bar{E}_T^\dagger \bar{E}_T}{\bar{E}_0^\dagger \bar{E}_0} = \sin^2 \psi [1 - \cos(\delta_1 - \delta_0)] / 2, \quad (3.6)$$

其中, 剑号 \dagger 表示厄密共轭。 $\delta_1 = 2\pi|n_o - n_e|L/\lambda$ 是长度为 L 的 PMF 引入的沿着两个偏振主轴传播的光波的相位差。 n_o 和 n_e 分别为两个偏振主轴方向的光折射率。选择恰当长度的 PMF, 可以满足条件 $\delta_1 \gg \delta_0$ 。然而, 当调节 PC 时, δ_0 的变化常常可以超过 $\pi/2$ 。同时, 调节 PC 会导致 ψ 的变化。因此, 调节 PC 时, 干涉条纹的能见度和位置会发生变化。

角度 ψ 的物理含义为光波在整个萨格奈克环形干涉仪中旋转的角度。根据公式(3.6), 通过调节 PC (改变 β), 当 $\psi = \pi/2$ 时, 干涉条纹能见度最大。

由于 PC 自身的不稳定性, 本文采用保偏耦合器^[200]简化图 25 中的萨格奈克环形干涉仪。如图 51 所示。在 1 端口, 保偏光纤的快轴与保偏耦合器的快轴垂直焊接; 在 2 端口, 保偏光纤的快轴与保偏耦合器的快轴平行焊接。我们称采用这种焊接的环形干涉仪为正交萨格奈克干涉仪。此时, $\psi = \pi/2$ 并且 $\delta_0 = 0$, 根据公式(3.6), 正交萨格奈克干涉仪的透过率函数为

$$T = [1 - \cos \delta_1] / 2 \quad (3.7)$$

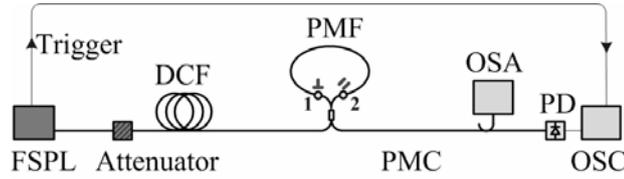


图 51 简化时域干涉光路图

公式(3.7)中, 相位因子 δ_1 可以进一步表示为

$$\delta_1 = \frac{2\pi |n_o - n_e| L}{\lambda} = 2\pi f \frac{|n_o - n_e| L}{c} = \omega t_D \quad (3.8)$$

其中 f 为光频率, c 为光在真空中的传播速度, ω 为光角频率, t_D 为正交萨格奈克干涉仪引入的延时。

由公式(3.7)可知, 正交萨格奈克干涉仪的透过率函数与入射光的偏振态无关, 因此图 51 所示的光学系统是偏振无关的。并且, 图 51 中没有任何可移动或者需要扫描或者调节的设备, 采用全光纤光路结构, 基于线性光学原理, 因此系统具有结构简单稳定, 光信号利用效率高, 探测灵敏度高的特点。

3.4 飞秒激光脉冲重构实验

飞秒激光脉冲重建光路结构如图 51 所示。实验采用的光源是被动锁模光纤飞秒激光器 (IMRA Femtolite 780 B-4-FC-PD)。为了正确控制飞秒脉冲的入射功率, 首先使用自相关仪测量飞秒激光脉冲宽度。自相关仪 (Femtochrome Model FR-103MN) 的结构如图 52 所示。飞秒激光器和自相关仪使用 16cm 的单模光纤条线连接, 飞秒脉冲在光纤跳线中的展宽忽略不计。

自相关仪输出信号如图 53 所示。假设飞秒激光输出的脉冲波形为高斯函数分布,

参照自相关仪说明书，自相关曲线半高全宽 ΔT 和飞秒脉冲半高全宽 Δt 的转换关系为 $\Delta t = \sqrt{2k\Delta T}/2$ ，其中 $k = 7.5 \text{ ps/ms}$ 是校准因子。根据自相关曲线可以估计飞秒脉冲宽度 $\Delta t = 394 \text{ fs}$ ，即公式(2.23)中 $T_0 = 237 \text{ fs}$ 。所以为了避免光学非线性现象，峰值功率 33 mW。

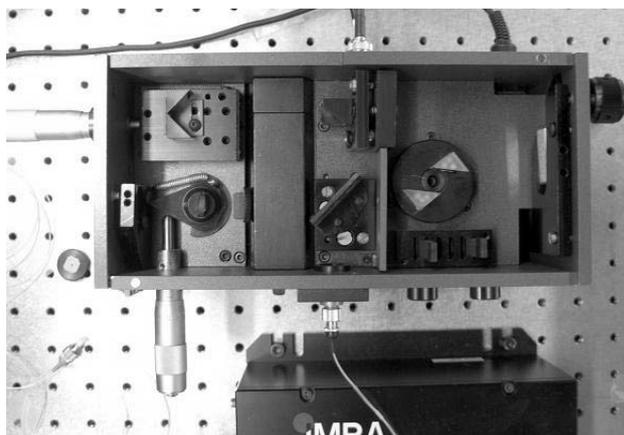


图 52 光学自相关仪

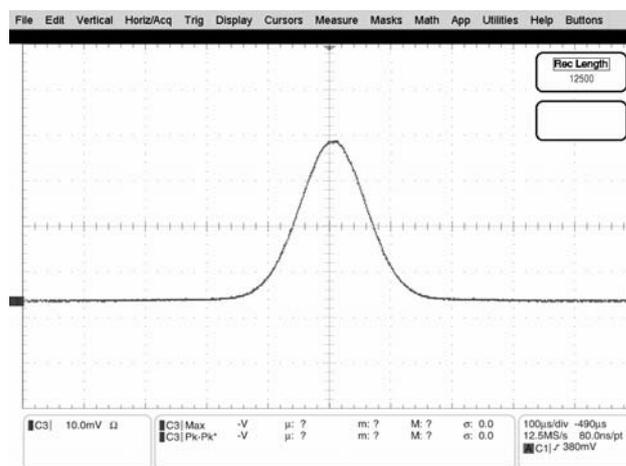


图 53 实测自相关曲线

为了验证光路中的非线性现象，调节图 51 中的可调衰减器，使得出射激光脉冲的峰值功率大于 33 mW。在用光谱仪和示波器测的干涉条纹如图 54 所示。有图可知，当入射功率较大时，干涉条纹的包络线形状由高斯函数向双曲正割函数演变，这是自相位调制的典型现象^[184]。在频域干涉条纹中，外包络线成不规则抖动，这主要是在光谱仪扫描过程中，飞秒激光脉冲功率抖动引起的。

为了完全重建飞秒脉冲的光谱和相位分布，信号采样间隔必须小于 Nyquist 极限。由公式(2.45)可知，信号周期为 $T_c = 2\pi\beta_2 L / t_D$ 。根据 Whittaker-Shannon 采样定律，采样

频率应符合 $f_s > 2/T_c$ ，即：采样频率需高于 $t_D/\pi\beta_2L$ 。根据公式(2.44)可知：时域干涉条纹实际记录的是差分相位信息 $\Delta\phi(\omega)$ ，即超短脉冲内相隔频率 $\Delta\omega$ 的纵模分量之间的相位差。在实验中，选择 $\Delta\omega \approx 3\%W_0$ ， W_0 是待测飞秒脉冲的谱宽。 $\Delta\omega = t_D/\beta_2L$ 是公式(2.43)中时延 t_D 对应的频率差。同时，从下一节的飞秒脉冲光谱和相位重建算法可知： t_D 必须相对飞秒脉冲宽度 T_0 足够大。由此可以确定 t_D 的大小。最后考虑系统的带宽限制（光电探测器或者实时采样示波器的响应带宽），根据 $f_s > t_D/\pi\beta_2L$ ，可以选择系统群速度色散大小 β_2L 。

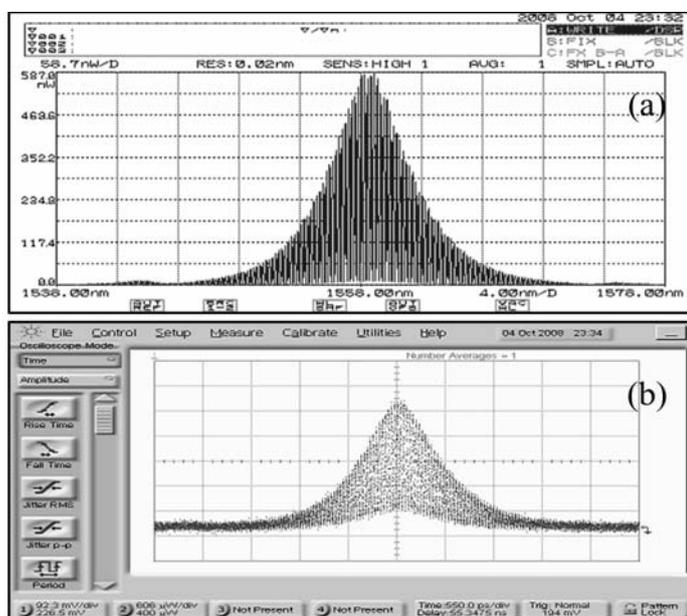


图 54 实测干涉条纹(a) 频域干涉条纹；(b) 时域干涉条纹($t_D = 38.67 ps$)

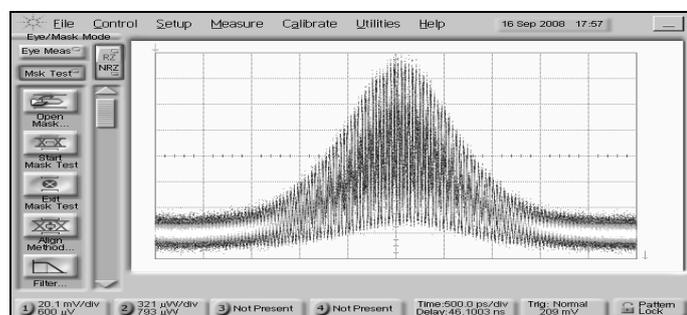


图 55 干涉条纹眼图

为了观察系统的稳定性，图 55 显示了示波器显示设置为眼图模式时，累积时间 180s 的时域干涉条纹。由图可以看出，尽管正交萨格奈克干涉仪的延时时间 $t_D = 38.67 ps$ 导

致条纹很密集，但是长时间累积的条纹清晰度仍然很高。

3.5 飞秒激光脉冲重构数学算法与数据处理

在线性光学前提下，如果出射飞秒激光脉冲是变换极限脉冲，即公式(2.50)中 $\Delta\phi(\omega) \approx 0$ ，则时域干涉信号表达为公式(2.52)，即 $i_3(t) = \frac{1}{2} \Re |h_0|^2 I_0(\omega) [1 + \cos(\omega' t_D)]$ 。

其中， $\omega' = \frac{t_R}{\beta_2 L} - \sum_{n=3}^{\infty} \frac{\beta_n L t_R^{n-1}}{(n-1)! (\beta_2 L)^n}$ 。如果同时记录时域和频域的干涉条纹，找到干涉条

纹之间的映射关系，就可以对系统中的色散特性进行校准。当正交萨格奈克干涉仪的延时时间 $t_D = 12.54 \text{ ps}$ 时，分别用光谱仪和示波器记录频域干涉条纹和时域干涉条纹如图 56 所示。沿着纵轴分布的是频域干涉条纹，沿着横轴分布的时域干涉条纹。

首先，找到时域和频域对应干涉级的峰值坐标。假定最接近飞秒脉冲峰值位置的干涉级为 0 级，然后左边为-1 级，右边为+1 级，以此类推。

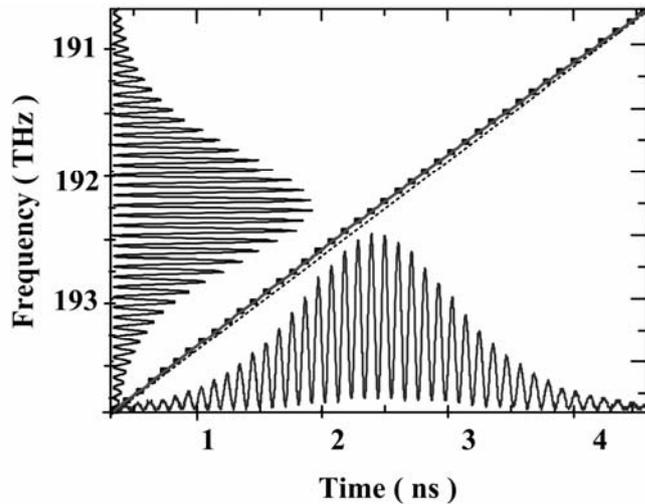


图 56 时-频映射方程拟合曲线

根据公式(2.53)可知，激光频率是时间的多项式函数。图 56 中的时域和频域干涉条纹的对应峰值坐标如表 2 所示。采用 4 阶多项式拟合可得

$$f = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 \quad (3.9)$$

其中，拟合参数为： $a_0 = 1.942 \times 10^{14}$ ， $a_1 = -7.934 \times 10^{20}$ ， $a_2 = 7.519 \times 10^{27}$ ， $a_3 = 9.377 \times 10^{35}$ ，

$a_4 = -1.105 \times 10^{44}$ 。

干涉级	时域峰值坐标	频域峰值坐标	0	2.392 ns	192.310 THz
-20	0.322 ns	193.899 THz	1	2.499 ns	192.231 THz
-19	0.427 ns	193.820 THz	2	2.606 ns	192.151 THz
-18	0.531 ns	193.740 THz	3	2.713 ns	192.071 THz
-17	0.627 ns	193.661 THz	4	2.820 ns	191.992 THz
-16	0.730 ns	193.581 THz	5	2.928 ns	191.913 THz
-15	0.831 ns	193.502 THz	6	3.036 ns	191.833 THz
-14	0.932 ns	193.423 THz	7	3.145 ns	191.753 THz
-13	1.036 ns	193.343 THz	8	3.253 ns	191.674 THz
-12	1.138 ns	193.264 THz	9	3.362 ns	191.594 THz
-11	1.241 ns	193.185 THz	10	3.472 ns	191.515 THz
-10	1.344 ns	193.105 THz	11	3.582 ns	191.436 THz
-9	1.448 ns	193.026 THz	12	3.691 ns	191.356 THz
-8	1.552 ns	192.946 THz	13	3.803 ns	191.277 THz
-7	1.656 ns	192.867 THz	14	3.913 ns	191.197 THz
-6	1.760 ns	192.787 THz	15	4.023 ns	191.117 THz
-5	1.865 ns	192.708 THz	16	4.136 ns	191.037 THz
-4	1.970 ns	192.628 THz	17	4.247 ns	190.958 THz
-3	2.075 ns	192.549 THz	18	4.358 ns	190.878 THz
-2	2.180 ns	192.469 THz	19	4.473 ns	190.798 THz
-1	2.286 ns	192.390 THz	20	4.582 ns	190.719 THz

表 2 时域和频域干涉条纹对应干涉峰值坐标

在之前的文献中，从时域到频域的转换只考虑了群速度色散。认为时域和频域的干涉条纹的横坐标转换是线性关系^[160]。根据图 27 对应的原理分析可知，这种转换实质上将系统的高阶色散导致的相位变化附加在待测脉冲的相位上。而本文的飞秒脉冲相位重建基于时域干涉条纹，并使用公式(3.9)将时域干涉条纹向频域干涉条纹转换，如图 57 所示。

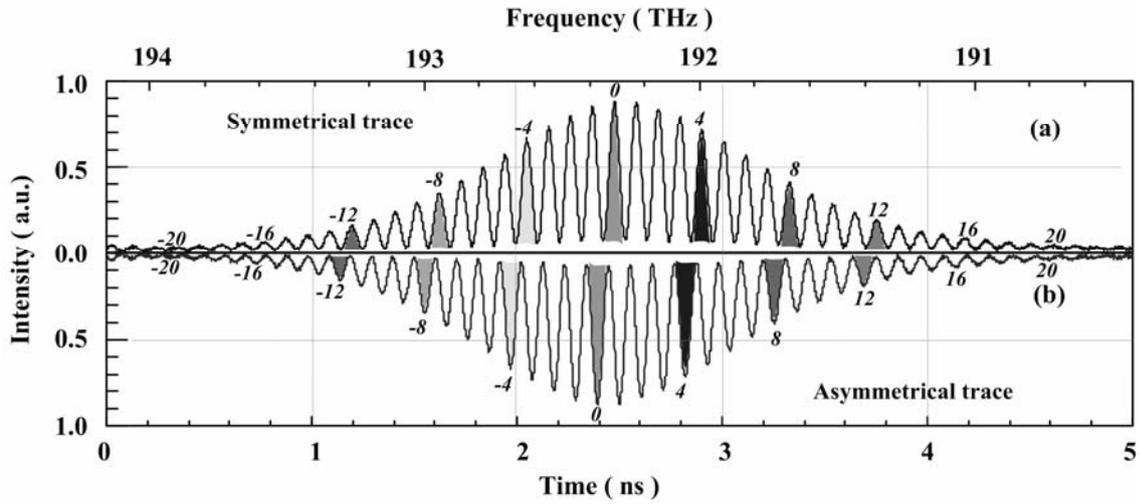


图 57 时域干涉条纹(b)向频域干涉条纹(a)的转化

需要特别指出的是：得到公式(3.9)的前提是出射飞秒激光脉冲是变换极限脉冲。由图 57 可知：频域上的干涉条纹是等周期的，干涉条纹的外包络是对称的高斯函数；而时域干涉条纹是变化的，干涉条纹的包络是不对称的。这主要是三阶色散的作用，实验现象与 2.2.2 小节的理论分析结论以及 2.2.3 小节的光学仿真实验结果一致。

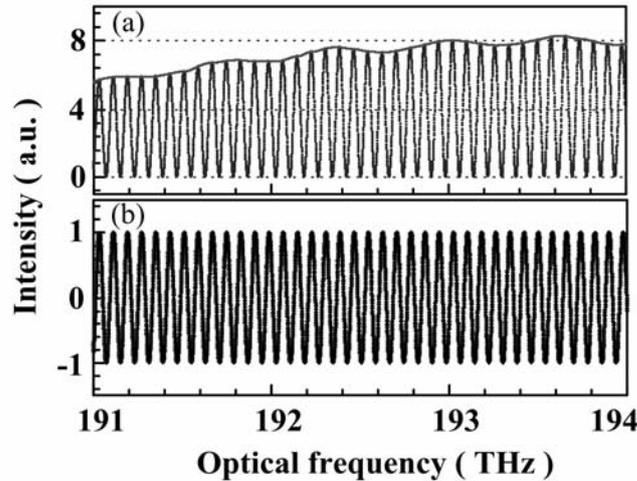


图 58 正交萨格奈克干涉仪的延时时间测量

(a)EDFA 自发辐射光源透过干涉仪的光强 (b)归一化强度

在飞秒脉冲完全重建时，需要精确知道正交萨格奈克干涉仪的延时时间 t_D 。由公式(3.7)和公式(3.8)，正交萨格奈克干涉仪的透过率函数可以表示为

$$T = [1 - \cos(2\pi f t_D)] / 2 \quad (3.10)$$

如图 58 所示，使用 EDFA 自发辐射光源，记录光信号经过正交萨格奈克干涉仪的

光强度。根据公式(3.10)，对归一化的强度谱使用正弦函数拟合，可得 $t_D = 12.54 ps$ 。

本文采用傅立叶变换方法实现飞秒脉冲的光谱和相位重建^[201]。过程如图 59 所示。

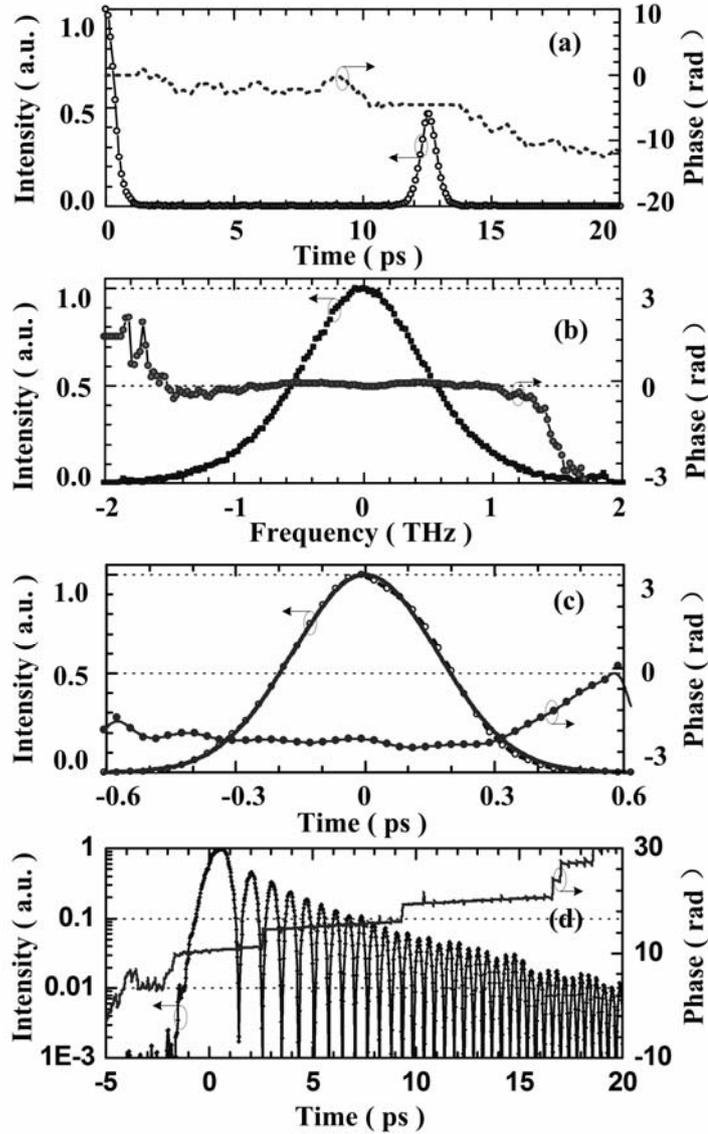


图 59 (a)图 57(a)频域干涉条纹的逆傅立叶变换 (b)飞秒脉冲光谱和相位分布

(c)飞秒脉冲波形和相位分布，其中实线为光自相关仪测得的高斯脉冲函数。

(d)不考虑高阶色散时的飞秒脉冲波形和相位分布

第一步，对图 57(a)所示的频域干涉条纹进行逆傅立叶变换，得到强度和相位分布如图 59(a)所示。

第二步，选中图 59(a)中的旁瓣信号，向左平移 $t_D = 12.54 ps$ 。

第三步，对平移后的旁瓣信号进行傅立叶变换得到光谱强度分布和差分相位分布，对差分相位进行累加得到相位分布，如图 59(b)所示。

第四步,对图 59(b)所示信号进行傅立叶变换,可得时域光强分布和相位分布,如图 59(c)所示。

最后,如果在实验数据处理中不使用公式(3.9)进行时-频转换,而只考虑群速度色散,使用以上相同步骤,获得脉冲波形和相位分布如图 59(d)所示。比较 2.2.1 小节的理论分析和图 24 表示的三阶色散脉冲响应函数可知,系统中的三阶色散不可忽略。

在图 59(c)中,同时画出了光自相关仪测得的脉冲波形。与本实验测得的结果非常吻合。由图 59(b)和图 59(c)显示的光谱和波形可知:谱宽和脉宽(均为半高全宽值)的乘积为 0.433,即出射激光脉冲非常接近理论变换极限脉冲。

为了验证实验的正确性,我们测量一段光纤的相位响应。实验光路如图 60 所示。飞秒激光经衰减后分成两束:一束光经过待测光纤后直接进入接收系统;另一束经过空间延时器后进入接收系统。其中空间延时器由光纤准直镜和光纤耦合镜组成。通过空间延时器的飞秒脉冲作为参考光。调节光纤准直镜和光纤耦合镜之间的距离,可以避免色散展宽后的参考光和待测光在时域上重叠。

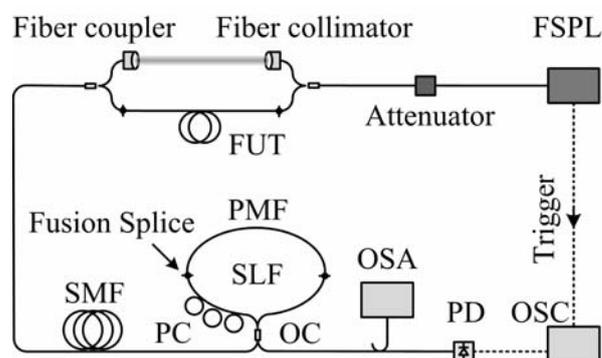


图 60 光纤相位响应测量光路图

FSPL: Femtosecond Pulse Laser 飞秒脉冲激光器; FUT: Fiber Under Test 待测光纤; SMF: Single Mode Fiber 单模光纤; PC: polarization controller 偏振控制器; OC: optical coupler 光纤耦合器; SLF: Sagnac-loop filter 萨格奈克环形干涉仪; PMF: polarization maintaining fiber 保偏光纤; PD: photodetector 光电探测器; OSC: oscilloscope 示波器; OSA: optical spectrum analyzer 光谱仪。

在初始的算法中,我们采用图 58 所示的办法测定萨格奈克干涉仪的延时时间。但是无论对于图 51 中采用正交萨格奈克干涉仪,还是图 60 中采用的包含偏振控制器的萨格奈克干涉仪,环境因素均能引起 t_D 的漂移,使系统无法保持长期稳定性。而由飞秒脉冲相位重建算法可知: t_D 的漂移将给待测飞秒脉冲引入线性啁啾。所以本文使用变换极

限脉冲作为参考脉冲，记录参考脉冲的时域干涉条纹，然后由时-频映射公式(3.9)转换到频域，如图 57(a)所示。图 57(a)的干涉条纹包络为标准的高斯函数，所以可以进行强度归一化处理。最后使用正弦函数拟合归一化的强度函数实时获得系统的延时参数 t_D 。

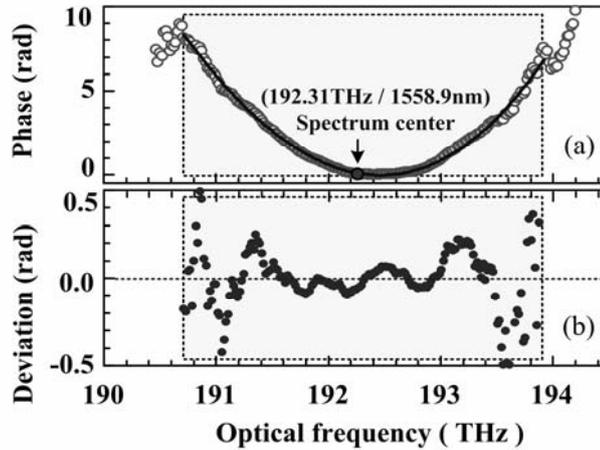


图 61 光纤相位响应测量结果

使用傅立叶变换方法，根据待测脉冲的时域干涉条纹可以反演其相位分布，如图 61(a)所示。为了比较，使用调制相位移动方法测定了光纤的色散系数，根据色散系数计算得到实验中接入的 10.6m 光纤的相位响应如图 61(a)中实线所示，在 190.65 到 193.85THz 范围内，相位响应测量平均差为 $0.18rad$ 。

3.6 本章小结

1. 从理论分析、光学建模仿真、实验上论证了偏振模色散对实时色散傅立叶变换的影响。偏振模色散导致脉冲光经过色散光纤后，偏振态发生改变。如果系统中采用偏振相关器件，则干涉条纹的外包络发生明显变化。同时，如果偏振模色散足够大，飞秒脉冲经过色散光纤后，将引入各个纵模分量相位延时的随机分布，导致时域干涉条纹的周期发生变化。

为了解决这个问题，实验中可以采用保偏器件(如保偏光纤或者使用保偏光纤刻写的线性啁啾光栅)对飞秒脉冲进行色散，以实现实时色散傅立叶变换。

2. 使用 Jones 矩阵方法对系统中的萨格奈克干涉仪进行分析，发现了原先系统中偏振控制器是冗余的。提出正交萨格奈克干涉仪结构，简化了光学系统，同时提高了系统稳定性。

3. 对飞秒脉冲的光谱和相位进行了重建。在重建过程中，再次论证了高阶色散的影响。

响。

4. 通过测量一段光纤的相位响应，验证了系统测量的准确性。

第四章 基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达

测距激光雷达的应用场合非常广泛，可用于高能激光武器的瞄准跟踪系统、导弹靶场跟踪测量、航天器空间交汇对接、反导的跟踪和识别、战术攻击近空支援火力系统、直升机防撞告警、水雷探测、海军战区导弹防御系统的预警探测。

长期以来，波长为 $10.6\mu\text{m}$ 的 CO_2 激光器和波长为 $1.06\mu\text{m}$ 的Nd:YAG激光器一直是激光雷达的主要辐射源，并有多种成功的应用。20世纪90年代，随着半导体二极管激光器制造工艺的成熟，其输出功率不断提高，成本不断降低，使得以二极管激光器和二极管泵浦的固体激光器和光纤激光器作为辐射源的激光雷达得以迅速发展，成为激光雷达研究和发展的热点。这种激光雷达以其低功率、高重复频率、体积小、质量轻为特点，在近距离、空基成像应用方面具有优势，在航天器交会对接导航，直升机防撞等领域已得到应用。

目前，具有紧凑、可靠、高效、长寿、效率特性也较稳定的光纤激光器研制成功，作为工程实用的许多技术问题，如激光器的主动、被动稳频问题，激光调制问题，硬封材料、工艺及长寿问题、冷却问题、小型化问题以及效率器件本身的结构工艺问题等都得到了很好的解决，可以预见光纤激光器将成为激光雷达的重要辐射源之一。近期，二极管泵浦的光纤激光器已取得突破，最大功率达到万瓦级，激光线宽可做到 1kHz 以下。

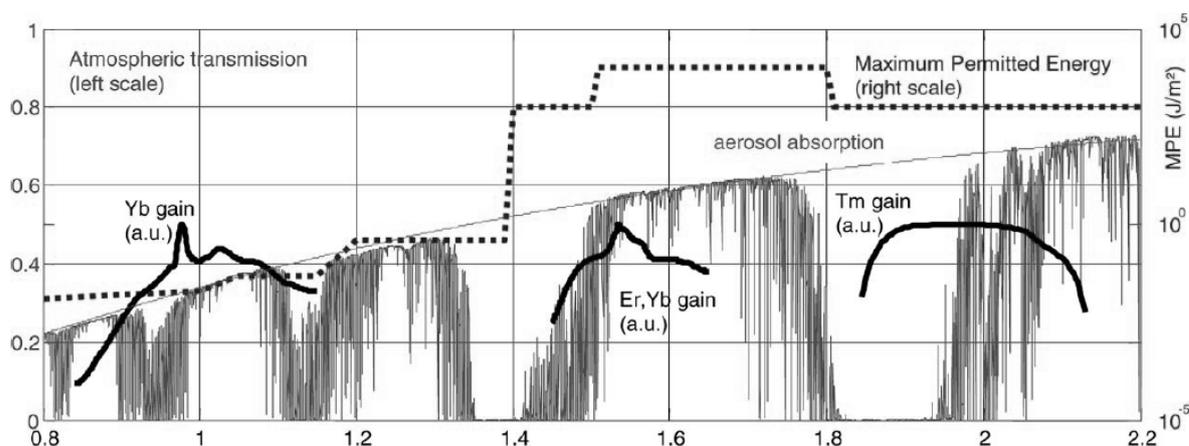


图 62 典型大气透过率谱、人眼最大承受曝光强度、各种激光放大器的增益谱

激光雷达的发射光束必须经过大气，所以选择工作波长必须考虑大气中各种气体成分的吸收线（大气光学窗口选择）以及工作人员的人眼安全因素。图 6 蓝线为欧洲地面到 1000m 高度，倾斜 6km 光程的大气透过率谱^[202]。图中红线同时标出。光纤激光器的

工作波长 $1.55\mu\text{m}$ 附近的恰巧有较好的大气透射窗口。2000年以来随着飞秒激光技术日趋成熟。由于其独特的物理特征,其在测距激光雷达中的应用逐渐引起了关注^[111-116, 203]。本文第一次提出基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达^[168,169]。

4.1 一种新概念的飞秒测距激光雷达

4.1.1 色散飞秒测距激光雷达结构和原理

现有飞秒测距激光雷达有一个共同的缺陷,即探测光脉冲和本征光脉冲干涉的前提是:两个脉冲在时域上重叠^[111-116, 203]。例如,对 25nm 谱宽的飞秒激光光源,参考光和探测光之间的时延必须小于 300fs 。一方面,这要求参考光的光程能够精确扫描(扫描步进的大小需要高于探测精度);另一方面,对于飞秒脉冲而言,测量动态范围将受到限制。尽管通过扫描参考光的光程可以增大动态范围,但是机械扫描参考光光程将直接影响探测速度。为了解决这个问题,我们提出一种新概念的色散飞秒测距激光雷达。在该方案中,飞秒脉冲经过色散器件,在时域展宽后脉宽达到纳秒量级。相比已报道的飞秒测距激光雷达系统,新方案的初始化的过程(扫描参考光光程,使得参考光和探测光重叠)变得简单而且易于实现。

图 63 显示了基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达的光路结构^[168]。图中,待测距离被嵌入到 Mach-Zehnder 干涉仪的探测臂的光程中。探测脉冲和参考脉冲经过 Mach-Zehnder 干涉仪后,在色散补偿光纤中时域展宽并发生干涉,在光电探测器上形成微波脉冲。待测距离与微波频率成正比。

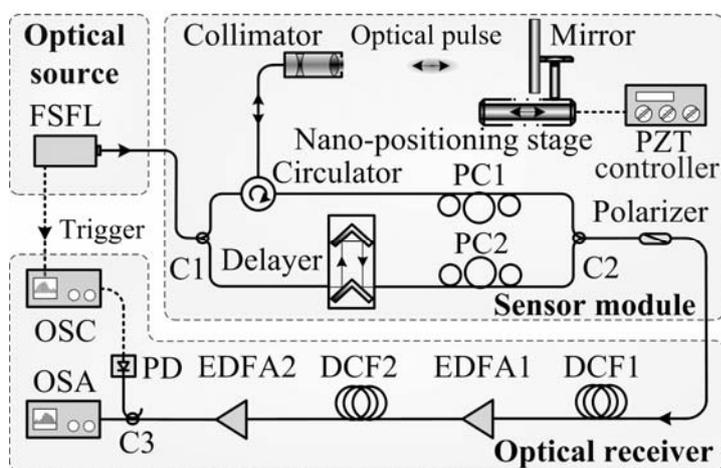


图 63 基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达的光路图

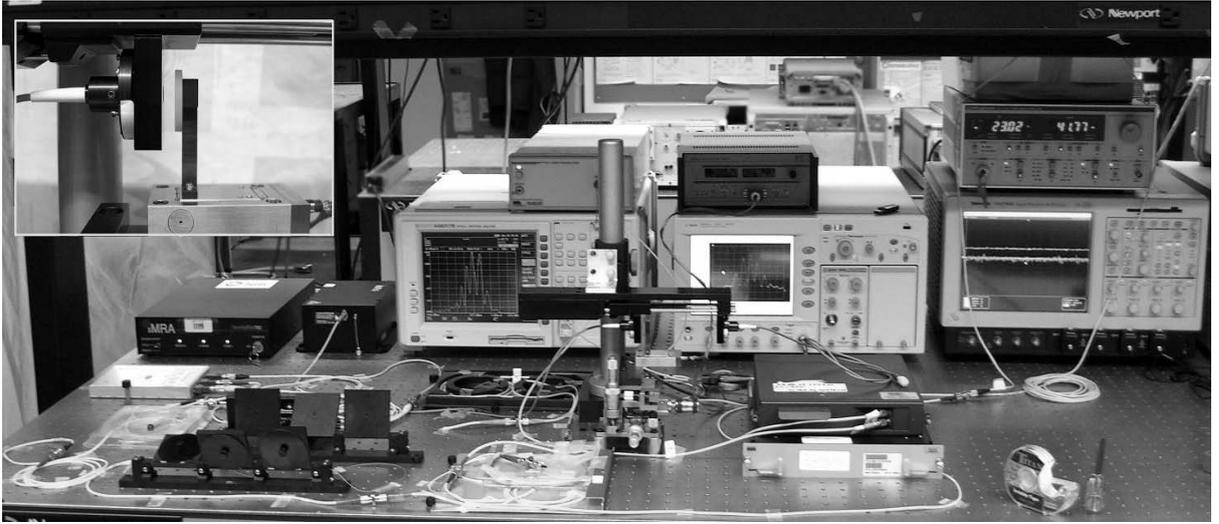


图 64 飞秒测距激光雷达的结构分解照片

图 64 为系统结构分解图。激光雷达的光源为被动锁模光纤激光器 (IMRA Femtolite 780 Model B-4-FC-PD)，出射激光脉冲宽度为 394fs，中心频率 192.31 THz，重复频率 48.6 MHz。出射激光脉冲进入 Mach-Zehnder 干涉仪后，一路作为参考光，其中的光延时器用来调节探测脉冲和参考脉冲之间的延时。另一路经过光纤循环器后由光纤准直镜出射，被目标反射的光脉冲再由光纤准直镜和光纤循环器耦合到 Mach-Zehnder 干涉仪中。在 Mach-Zehnder 干涉仪的出射端，使用光纤起偏器使参考光和脉冲光发生干涉。在 Mach-Zehnder 干涉仪的两臂分别使用偏振控制器，可以调节干涉条纹的能见度。被测目标是一个装载在纳米平移台 (PI Model P-752.1CD) 上的平面镜。纳米平移台的驱动器型号为 (PI Model E-665.CR)。当纳米平移台工作在伺服模式时，其距离精度为 0.2nm。在接收机中，使用两卷色散补偿光纤 (DCF) 将飞秒脉冲在时域上充分展开。为了保证信号的信噪比，使用 EDFA₁ 和 EDFA₂ 中继放大信号。最后，频域干涉条纹和时域干涉条纹分别由光谱仪和示波器接收。

为了分析简单起见，假设通过 Mach-Zehnder 干涉仪双臂的信号光强度相等。即图 63 中的探测模块的脉冲响应函数表达为

$$h(t) = [\delta(t) + \delta(t + \tau)] / 2 \quad (4.1)$$

如果系统中飞秒激光脉冲和色散补偿光纤的参数满足时域 Fraunhofer 条件 $|T_0^2 / \beta_2 L| \ll 1$ $|T_0^2 / \beta_2 L| \ll 1$ ，那么仅考虑群速度色散时，经过色散补偿光纤后，脉冲展宽为

$$\hat{a}_1(t) \propto \exp\left[jt^2/2\beta_2L\right]\hat{A}_0(t/\beta_2L) \quad (4.2)$$

其中, $\hat{A}_0(\omega) = |A_0(\omega)|\exp[i\varphi_0(\omega)]$ 是入射 DCF 前的飞秒脉冲复频谱分布。 $I_0(\omega) = |A_0(\omega)|^2$ 和 $\varphi_0(\omega)$ 是光谱强度和相位分布。即: 出射脉冲分布是入射光谱的傅立叶变换, 角频率表示为 $\omega = t/\beta_2L$ 。

探测器上接收的光信号表达为

$$\hat{a}_2(t) = \hat{a}_1(t) * h(t) \quad (4.3)$$

探测器输出电流表达为

$$i(t) = \Re\hat{a}_2(t) \cdot \hat{a}_2^*(t) = \frac{1}{4} \Re\{|A_0(\omega)|^2 + |A_0(\omega + \Delta\omega)|^2 + 2|A_0(\omega)||A_0(\omega + \Delta\omega)|\cos[\omega\tau + \Delta\varphi(\omega)]\}_{\omega=t/\beta_2L} \quad (4.4)$$

其中, \Re 是探测器的响应因子。 $\hat{a}_2^*(t)$ 是 $\hat{a}_2(t)$ 的复共轭, 差频 $\Delta\omega = \tau/\beta_2L$, 差分相位 $\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega + \Delta\omega)$ 。如果出射激光脉冲是变换极限脉冲, 那么 $\Delta\varphi(\omega) \approx 0$ 。并且 $\Delta\omega$ 相对激光脉冲谱宽足够小, 公式(4.4)可以表示为,

$$i(t) = \Re I_0(t/\beta_2L) [1 + \cos(\tau t/\beta_2L)]/2 \quad (4.5)$$

在频域上, Mach-Zehnder 干涉仪的传递函数为

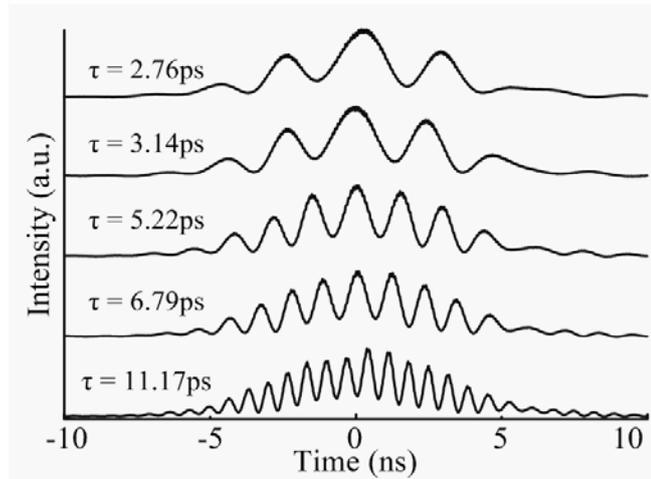
$$[1 + \cos(\omega\tau)]/2 \quad (4.6)$$

则光谱仪上记录的频域干涉条纹表示为

$$I(\omega) = \Re I_0(\omega) [1 + \cos(\omega\tau)]/2 \quad (4.7)$$

比较公式(4.5)和公式(4.6)可知: 无论测得时域干涉条纹还是频域干涉条纹, 均能获得 Mach-Zehnder 干涉仪的双臂延时差 τ 。根据时-频转换方程, 可以由时域干涉条纹得到频域干涉条纹, 进而测定频域干涉条纹的周期, 即干涉仪双臂的延时差 τ 。记录频域干涉条纹需要扫描光谱仪, 扫描精度越高, 耗时越长, 因此频域干涉条纹不是实时记录。而时域干涉条纹可以由高速示波器直接采样并记录。

飞秒激光脉冲的重复频率很高, 如果每一个脉冲都能实现一次测量, 则探测速度可以达到 48.6MHz。当移动探测目标或者调节参考臂中的光延时器时, 双臂的延时差 τ 发生变化, 时域干涉条纹周期变化如图 65 所示。

图 65 干涉条纹随延时 τ 的变化

4.1.2 实验与数据处理

由公式(2.53)可知：当考虑高阶色散时，时-频转换方程可以由高阶多项式拟合获得。实验中才用色散补偿光纤实现实时色散傅立叶变换。类似图 56，可以使用变换极限脉冲对系统进行高阶色散校准，如图 66 所示。

在系统中，若考虑三阶色散的影响，使用 2 次多项式拟合时域干涉条纹和频域干涉条纹中对应干涉峰值的坐标，可得时-频映射方程

$$f = 192.423 + 0.1293t + 1.958 \times 10^{-4} t^2 \quad (4.8)$$

公式(4.8)中，时间和频率单位分别为纳秒和太赫兹。

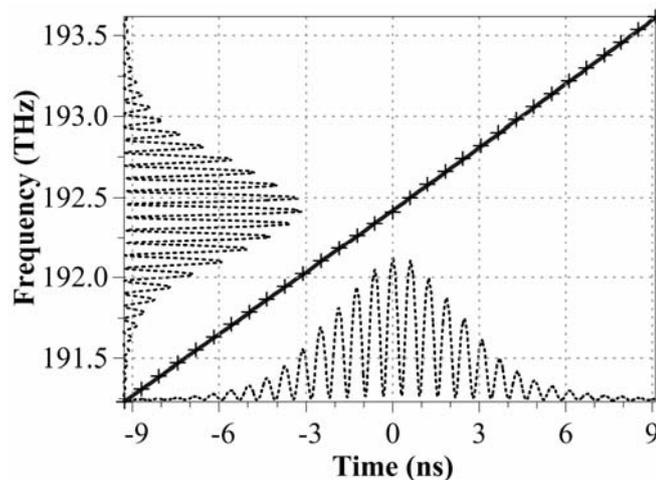


图 66 时-频映射方程拟合

在接下来的实验中，将对平面镜的相对移动进行测量。系统中采用的光电探测器响应带宽 45 GHz (New Focus Model 1014)，而数字荧光示波器的响应带宽 7GHz (Tektronix

Model TDS7704B)。时域干涉条纹周期为 $T_i = 2\pi\beta_2 L / \tau$ 。系统中，色散 $DL = -960 \text{ ps/nm}$ ，脉冲中心波长 $\lambda = 1559 \text{ nm}$ 。由关系式 $D = -2\pi c \beta_2 / \lambda^2$ ，为了满足条件 $1/T_i < f_b$ ($f_b = 7 \text{ GHz}$)，可获得时延范围 $\tau < 54.4 \text{ ps}$ 。即，测距的动态范围为 8.17 mm 。由分析可知：对于给定的接收机响应带宽，如果增大色散光纤的群速度色散 DL ，则测量动态范围增大。然而， DL 不是无限增大，必须避免飞秒脉冲在色散展宽后在时域重叠。

在初始化系统时，调节 Mach-Zehnder 干涉仪参考臂的光学延时器，使得时域干涉条纹频率约为 3.5 GHz 。在相对距离测量中，此时目标距离设定为零点坐标。将纳米精密平移台逐步设置九个位置，在每个位置分别记录单发脉冲对应的时域干涉条纹 10 次，如图 67(a)所示。使用公式(4.8)将时域干涉条纹转换到频域，并对频域干涉条纹从新等间隔数字采样后进行逆傅立叶变换，结果如图 67(b)所示。其中，主旁瓣对应公式(4.7)中的余弦干涉相。仔细观察发现：仍然有很多小的旁瓣信号，这些主要是系统中光纤的端面反射和光纤耦合器件的串扰噪声引起的。既然飞秒脉冲的包络是高斯函数，对图 67(b)中的主旁瓣进行高斯函数拟合。由拟合函数的中心坐标可以确定延时时间，即距离信息。

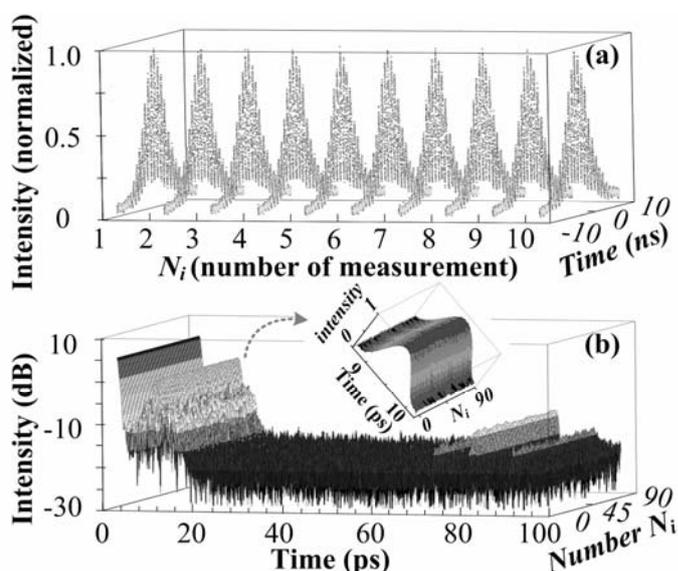


图 67 (a) 目标某位置测得 10 次时域干涉条纹 (b) 频域干涉条纹逆傅立叶变换

距离测量结果如图 68 所示。图中对每个目标的位置测量结果进行了分析，数据显示格式为(标准偏差, 平均误差)。对图中 90 次测量的统计表明：实验标准偏差为 334 nm ，平均误差 85 nm 。

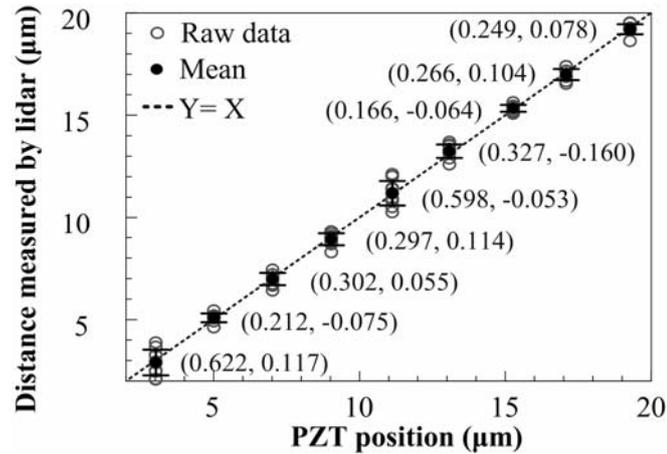


图 68 相对距离测量结果

在这一节，通过实时色散傅立叶变换，可以将距离信息转变为微波脉冲的频率信息。即飞秒脉冲的色散展宽后的时域干涉条纹周期对应距离的变化。采用傅立叶变换算法处理数据可以剔除系统中自带的干扰噪声。整个系统没有光、电或者机械的扫描，采用全光纤光路结构，因此系统结构简单，稳定性好。尽管该方案的测距动态范围很小，但是结合飞秒测距的其它方法，如脉冲飞行时间方法，可以获得大动态范围的高速高精度距离测量。

4.2 超快飞秒测距激光雷达在振动检测中的应用

在测量高速振动物体时，探测速度将直接影响测量精度。例如磁悬浮陀螺可以在卫星上起到储能和姿态控制作用，提高了卫星的有效载荷。为了提高储电容量和增大输出扭矩，磁悬浮陀螺的转速很高达到 40,000-80,000RPM^[204]。对磁悬浮转子的振动和形变进行实时、精确的检测是对磁悬浮陀螺实施闭环控制的前提。一方面，如果单次测量的时间太长，得到的测量结果本身是个平均结果；另一方面，如果探测结果数据更新太慢（陀螺单个周期内，测量点较少），则无法精确描述高速目标运动目标的轨迹。

对高速振动物体进行探测时，已有的光学检测方法的速度受到限制。如光谱分析白光干涉技术中，记录空间干涉条纹的 CCD 的数据传输速度有限^[104]。在调幅相移干涉技术^[107]和调频连续波干涉技术^[109]中，光源的调制速度也受到限制。

基于实时傅立叶变换的飞秒测距技术，探测速度仅仅由飞秒脉冲的重复频率决定。而且，对目标的曝光时间仅仅由飞秒脉冲的脉宽决定。即便高速振动的探测目标，在飞秒量级的曝光时间内，可以认为目标运动速度是不变的。假设飞秒脉冲的脉宽 300fs，

曝光瞬间速度 100m/s。在曝光时间内，目标位移仅仅 0.03nm。如果飞秒脉冲的单个脉冲对应一次距离测量，高重复频率的飞秒脉冲将连续地测出目标的振动轨迹。

实验系统如图 69(a)所示。其探测光路结构和图 63 一致。探测目标为任意波形发生器驱动的一个扬声器。调节参考臂中光延时器，可获得频域和时域的干涉条纹如图 69(b)和 69(c)所示。

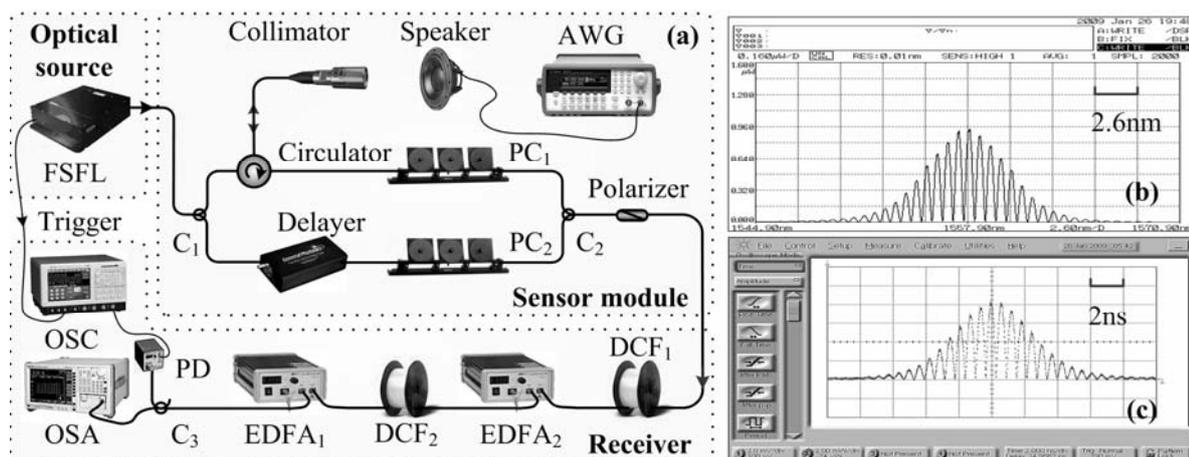


图 69 (a) 超快测距系统光路图 (b) 频域干涉条纹 (c) 时域干涉条纹

4.2.1 被动扫频干涉测距技术

在以下的理论分析中可以发现：基于实时傅立叶变换的飞秒测距原理和传统的连续光调频测距原理相似。区别在于：连续光调频测距时，需要主动调节光源的出射频率；而基于实时傅立叶变换的飞秒测距原理中，通过飞秒脉冲在色散介质中的时域展宽可以实现光源的被动扫频。

图 68 所示系统中，DCF 的传递函数表示为模传输常数 β 的泰勒级数展开式^[184]

$$\hat{H}(\omega) = H_a(\omega) \exp\left(-j \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n L}{n!} \omega^n\right), \quad (4.9)$$

其中， β_n 是第 n 阶模传输常数。 $H_a(\omega)$ 是对应 DCF 损耗的吸收光谱， ω 是相对脉冲中心频率的角频率， L 是色散补偿光纤的长度。记飞秒脉冲复光谱函数表达式为 $\hat{A}_0(\omega) = A_0(\omega) \exp[j\varphi_0(\omega)]$ ，其中 $A_0(\omega)$ 和 $\varphi_0(\omega)$ 分别为脉冲幅度和位相分布。则脉冲经过 DCF 后，复光谱函数表达为

$$\hat{A}_1(\omega) = A_1(\omega) \exp[j\varphi_1(\omega)] = \hat{A}_0(\omega) \hat{H}(\omega) \quad (4.10)$$

即经过 DCF 后，脉冲的相位分布表示为

$$\varphi_1(\omega) = \varphi_0(\omega) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n L}{n!} \omega^n \quad (4.11)$$

既然 β_0 和 β_1 对脉冲的色散没有贡献，为了分析简单起见，定义相对群速度延时时间为

$$t(\omega) = -\partial\varphi_1(\omega)/\partial\omega - t_0(\omega) \quad (4.12)$$

其中， $t_0(\omega) = \beta_1 L$ 是平均群速度延时。则 $t(\omega)$ 可以表达为

$$t(\omega) = -\partial\varphi_0(\omega)/\partial\omega + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\beta_n L}{(n-1)!} \omega^{n-1} \quad (4.13)$$

由公式(4.13)可知：飞秒脉冲中的不同纵模成分穿过 DCF 所需的时间不等。该现象可以用来实现超快且稳定的被动式频率扫描。瞬时频率 $\omega(t)$ 定义为相对群实时 $t(\omega)$ 的反函数^[175]。

如果只考虑三阶以内色散（包括三阶色散），在变换极限脉冲假设下，即 $\partial\varphi_0(\omega)/\partial\omega = 0$ ，瞬时频率可由公式(4.13)推导为

$$\omega(t) = \left[-1 + (1 + X(t))^{1/2} \right] \beta_2 / \beta_3, \quad (4.14)$$

其中， $X(t) = 2\beta_3 L t / (\beta_2 L)^2$ 。公式(4.14)的一个特殊情况是 $\omega(0) = 0$ ，即瞬时频率是参照脉冲中心频率的相对值。时域展宽脉冲的半高全宽表达为 $\Delta T = DL\Delta\lambda$ ，本文出射飞秒激光脉冲的谱宽（FWHM）为 $\Delta\lambda \approx 8\text{nm}$ ， $D = -2\pi c\beta_2 / \lambda^2$ 是色散系数。给定系统参数 $\beta_2 = 98\text{ps}^2/\text{km}$ ， $\beta_3 = -0.5\text{ps}^3/\text{km}$ 和 $L \approx 12.6\text{km}$ ， $X(t)$ 的大小可以估计为

$$|X(t)| \approx |2\beta_3 L \Delta T / (\beta_2 L)^2| = |4\pi c\beta_3 \Delta\lambda / \beta_2 \lambda^2| = 0.063, \quad (4.15)$$

公式(4.14)可以表达为 $X(t)$ 的级数展开式

$$\omega(t) = \left\{ X(t)/2 - X^2(t)/8 + O[X^3(t)] \right\} \beta_2 / \beta_3 \approx c_1 t + c_2 t^2, \quad (4.16)$$

其中 $c_1 = 1/\beta_2 L$ ， $c_2 = -\beta_3 L / 2(\beta_2 L)^3$ 。公式(4.16)中省略的高次项引入的误差小于 0.05%。

当探测目标处于静态时，假设探测脉冲和参考脉冲之间的延时时间为 τ 。那么在探测器接收信号的瞬间，两个脉冲对应的瞬间频率差为

$$\Omega(t) = |d\omega(t)/dt|\tau = c_1\tau + 2c_2t\tau, \quad (4.17)$$

对于特殊情况 $\beta_3 = 0$ ，则拍频信号的周期为常数 $\Omega(t) = c_1\tau$ ，否则 $\Omega(t)$ 是时间的线性函数。

探测器上最终接收到的信号分为三部分，即参考脉冲，探测脉冲和两者之间的干涉项。探测器的输出电流表达为

$$i(t) \propto |a_1(t)|^2 + |a_1(t+\tau)|^2 + 2|a_1(t)||a_1(t+\tau)|\cos[\Omega(t)t]. \quad (4.18)$$

其中 $a_1(t)$ 是飞秒脉冲经过时域展宽后的波形，在之前的文献中已有详细分析^[188,204]。如果 $|a_1(t)| = k|a_1(t+\tau)|$ ， k 为探测脉冲和参考脉冲的幅值比。则时域干涉条纹表示为

$$i(t) \propto i_1(t)\{1 + V_T \cos[\Omega(t)t]\}, \quad (4.19)$$

其中 $i_1(t) = |a_1(t)|^2$ ， $V_T = 2k/(1+k^2)$ 是时域干涉条纹的能见度。

频域干涉条纹可以表示为

$$I(\omega) \propto I_0(\omega)[1 + V_S \cos(\omega\tau)], \quad (4.20)$$

其中， $I_0(\omega)$ 是脉冲光谱函数， V_S 是频域干涉条纹能见度。

4.2.2 非平衡色散与三阶色散的互消

一般而言，Mach-Zehnder 干涉仪的双臂引入的色散量不等。为了分析非平衡色散对系统的影响，可以假设探测臂比参考臂多出一段色散补偿光纤，长度为 ΔL 。由公式(4.16)可得探测脉冲的瞬时频率表达为

$$\omega_T(t) = t/\beta_2(L + \Delta L) - \beta_3(L + \Delta L)t^2/2[\beta_2(L + \Delta L)]^3, \quad (4.21)$$

对应参考光的瞬时频率为

$$\omega_R(t) = (t - \tau)/\beta_2L - \beta_3L(t - \tau)^2/2[\beta_2L]^3, \quad (4.22)$$

在这一节内容中，色散补偿光纤的长度为 $L \approx 12.6 \text{ km}$ 。因此条件 $\Delta L/L < 10^{-5}$ 很容易满足。

假设 $\tau \ll \Delta T$ ，则拍频信号的频率为

$$\Omega'(t) = \tau/\beta_2L + \left[\Delta L/\beta_2L^2 - \beta_3\tau(L + 2\Delta L)/(\beta_2L)^3 \right]t + \beta_3\Delta Lt^2/(\beta_2L)^3, \quad (4.23)$$

公式(4.23)中省略了包含 τ^2 或 ΔL^2 的项。根据选择的系统参数，并在条件 $t \approx \Delta T$ 和

$\tau \approx \Delta T / 100$ 。公式(4.23)右边最后一项与第一项的比值为 3.16×10^{-5} ，因此可以忽略。即：

$$\Omega'(t) \approx \tau / \beta_2 L + \left[\Delta L / \beta_2 L^2 - \beta_3 \tau L / (\beta_2 L)^3 \right] t. \quad (4.24)$$

从公式(4.24)可知：如果非平衡色散相对系统总色散量很小，干涉信号的频率仍然随时间线性变化。

在一般应用中，目标的距离是未知的，应该尽量避免非平衡色散。幸运的是：非平衡色散可以在频域上直接使用光谱仪观测。

特别需要指出的是：公式(4.24)揭示了基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光技术的一个优点。如果高速振动目标的动态范围较小，即 Mach-Zehnder 干涉仪的延时在一个固定值 τ_0 附近变化，可以在 Mach-Zehnder 干涉仪中引入非平衡色散，使得时域干涉条纹周期为常数，即公式(4.24)中 $\Delta L / \beta_2 L^2 - \beta_3 \tau L / (\beta_2 L)^3 \approx 0$ 。例如，振动范围在 $\pm 30 \mu\text{m}$ ，即 $|\Delta \tau| \leq 0.2 \text{ ps}$ 。通过调节 Mach-Zehnder 干涉仪中的光延时器使得干涉条纹周期为 3.5 GHz ($F_0 = \tau_0 / 2\pi\beta_2 L$, $\tau_0 = 27.2 \text{ ps}$)。则可以在 Mach-Zehnder 干涉仪中加入长度 1.416 m ($\Delta L = \beta_3 \tau_0 / \beta_2^2$) 的色散光纤，从而消去三阶色散引起的时域干涉条纹周期变化。

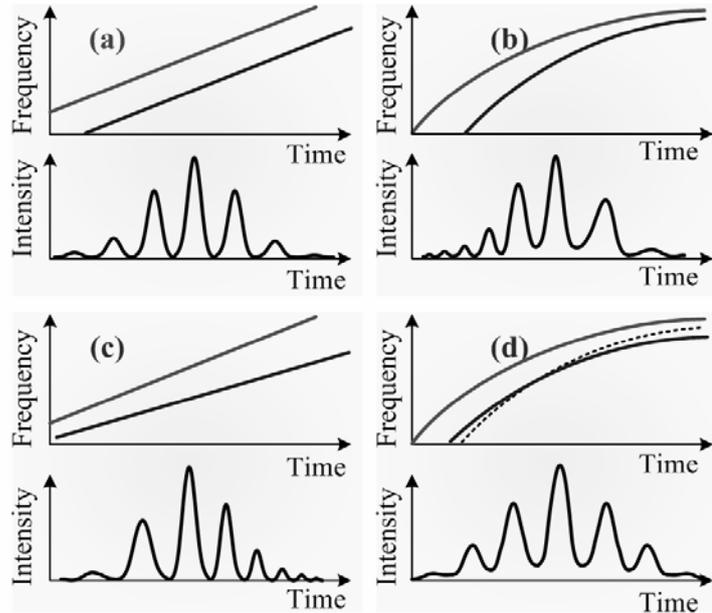


图 70 时域干涉条纹周期变化分析

- (a) 仅仅考虑群速度色散时的时域干涉条纹 (b) 三阶色散对时域干涉条纹周期的影响
(c) 非平衡色散引起时域干涉条纹周期变化 (d) 非平衡色散与三阶色散作用的抵消

可以用图 70 形象地描述非平衡色散抵消三阶色散对时域干涉条纹周期的影响的过程。图 70(a)是仅仅考虑群速度色散时的时域干涉条纹，图中，探测脉冲和参考脉冲的瞬时频率完全平行，是理想的情况；图 70(b)显示了三阶色散对时域干涉条纹的影响，由于探测脉冲和参考脉冲的瞬时频率曲线都发生弯曲，从而导致周期变化；图 70(c)显示了非平衡色散对时域干涉条纹的影响，由于探测脉冲的瞬时频率曲线相对参考脉冲的瞬时频率曲线都发生旋转，从而导致周期变化。图 70(d)显示了非平衡色散对三阶色散的抵消作用。

4.2.3 对目标速度的不敏感性原理分析

对高速振动的探测目标，调频连续波干涉技术存在一些技术瓶颈。首先，很难保证出射激光频率线性扫描，这将导致干涉条纹周期的不规则变化。对扫描光源的闭环控制通常需要复杂的反馈和激励过程，使得系统比较复杂。第二，如果扫描的速度低于目标高速振动的速度，则测量结果误差很大甚至错误。第三，拍频信号一般对目标的速度和距离交叉敏感，精确区分速度和距离作用时比较复杂。

相比之下，基于实时傅立叶变换的飞秒测距雷达系统具有很多优点。第一，光频率扫描通过飞秒脉冲在色散介质中的时域展开来实现，是一个静态的过程，不需要调制和机械扫描。这种被动的光频率扫描方法长期稳定性高，耗能小。第二，探测速率由飞秒激光器的脉冲重复频率决定，可达到数十兆次每秒。并且，对目标单次测量的曝光时间由飞秒脉冲的脉宽决定，一般为数飞秒到几百飞秒。在这样短的时间内，一般机械振动的速度可以认为不变。最后，我们将证明，图 69 所示的系统仅仅对目标的距离敏感，对其速度不敏感。

在时频转换平面上进行分析，将使问题变得清晰易懂。Wigner-Ville 分布是表现瞬时频率与相对延时关系的极佳方法^[143,144]。首先，使用光谱仪和示波器可以分别测量频域干涉条纹和时域干涉条纹，找到对应干涉级之间的坐标对应关系，并进行高阶多项式拟合。如图 71(a)所示，可得到时-频转换方程

$$f = \alpha_1 t + \alpha_2 t^2, \quad (4.25)$$

其中， $\alpha_1 = 1.293 \times 10^{20}$ ， $\alpha_2 = 1.958 \times 10^{26}$ 为拟合系数。频率和时间单位分别为赫兹和秒。

在探测目标处于静态时，记色散展宽后探测脉冲和参考脉冲的瞬时频率分别为 $f_T(t)$

和 $f_R(t)$ ，两者的关系为 $f_R(t) = f_T(t - \tau)$ 。当探测目标处于动态时，探测脉冲发生 Doppler 频移，频移量为 $\Delta f = 2fv/c$ ，其中 v 为目标径向速度。在色散过程中， Δf 将导致相对静态探测脉冲的额外延时量 Δt ，如图 71(b)和图 71(c)所示。

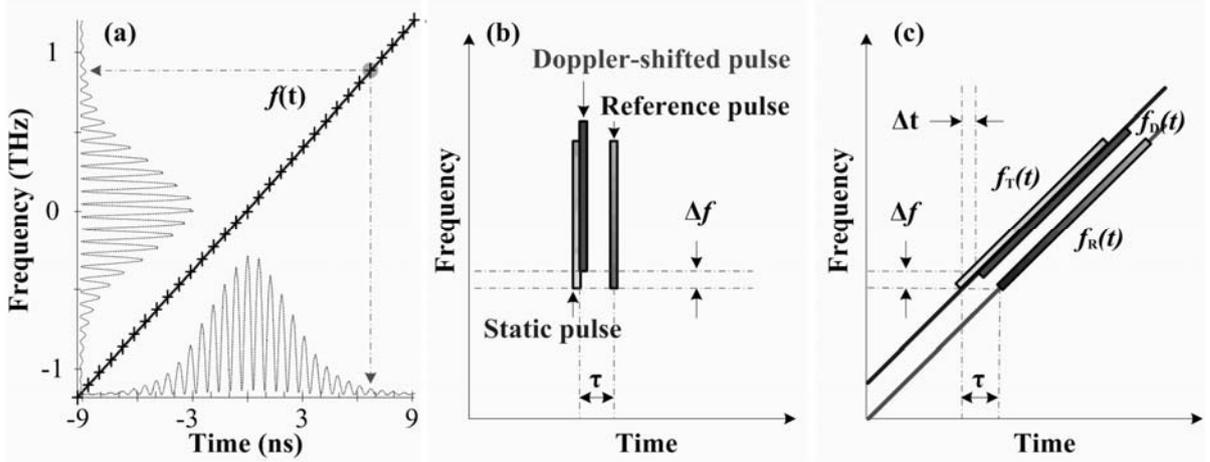


图 71 时-频转换平面的瞬时频率表示 (a) 时-频转换方程的测量

(b) 色散前的探测脉冲和参考脉冲的时频分布 (c) 色散后的探测脉冲和参考脉冲的时频分布

由公式(4.25)可得对应的额外延时时间为

$$\Delta t = \Delta f / (\alpha_1 + 2\alpha_2 t) \quad (4.26)$$

动态情况下，经过 Doppler 频移和色散展宽后的探测脉冲的瞬时频率表示为

$$f_D(t) = f_T(t - \Delta t) + \Delta f, \quad (4.27)$$

其中， $f_T(t - \Delta t)$ 可以表示为 Δt 的 Lagrange 展开式

$$f_T(t - \Delta t) = f_T(t) + \frac{df_T(t)}{dt}(-\Delta t) + \frac{d^2 f_T(t)}{2dt^2}(-\Delta t)^2 = f_T(t) - \Delta f + \alpha_2 \left(\frac{\Delta f}{\alpha_2 + 2\alpha_2 t} \right)^2. \quad (4.28)$$

将公式(4.28)代入公式(4.27)， $f_D(t)$ 表示为

$$f_D(t) = f_T(t) + f_E(v), \quad (4.29)$$

其中， $f_E(v) = \alpha_2 \left[2v(\alpha_1 t + \alpha_2 t^2) / c(\alpha_1 + 2\alpha_2 t) \right]^2$ 是由探测目标的径向速度引起的频率增量。最后，干涉条纹的频率为

$$\Omega''(t) = f_D(t) - f_R(t) = (\alpha_1 + 2\alpha_2 t)\tau + f_E(v). \quad (4.30)$$

例如，目标速度 $v = 100m/s$ ， $f_E(v)$ 在整个色散展开脉冲范围($\sim 20ns$)内小于 $0.01Hz$ 。

在系统初始化时，调节参考臂上的光延时器，干涉条纹的周期接近 3.5 GHz 。即 Doppler 效应可以忽略不计。公式(4.30)可以表示为

$$\Omega''(t) = (\alpha_1 + 2\alpha_2 t) \tau . \quad (4.31)$$

一个特殊情况是 $\alpha_2 = 0$ 时， $f_E(v) = 0$ 。这个结论的物理含义是：如果系统中的 DCF 被理想的色散期间代替（只有群速度色散），且系统中不存在非平衡色散，那么该探测方案对目标的 Doppler 频移完全不敏感。使用线性啁啾光栅实现脉冲的时域色散展开可以进行目标距离探测^[164]，R. E. Saperstein 等人使用声光调制器引入探测光的频移，也证明了基于实时傅立叶变换的飞秒测距技术对目标速度的不敏感性。

4.2.4 实验数据处理和结论

本文图 57 已经证明了三阶色散对时域干涉条纹周期的影响。为了了解非平衡色散对系统的影响，将一段长度为 6m 的色散补偿光纤接入 Mach-Zehnder 干涉仪的探测臂中。使用光谱仪直接可以观测频域干涉条纹如图 72(a)所示。当 6m 的色散补偿光纤接入 Mach-Zehnder 干涉仪的参考臂中时，频域干涉条纹如图 72(b)所示。比较图 72(a)和图 72(b)可知：在 Mach-Zehnder 干涉仪的不同臂上引入额外色散，脉冲的啁啾系数的符号相反，即图 72(a)中的干涉条纹周期不断减小，而图 72(b)中的干涉条纹周期不断增大。

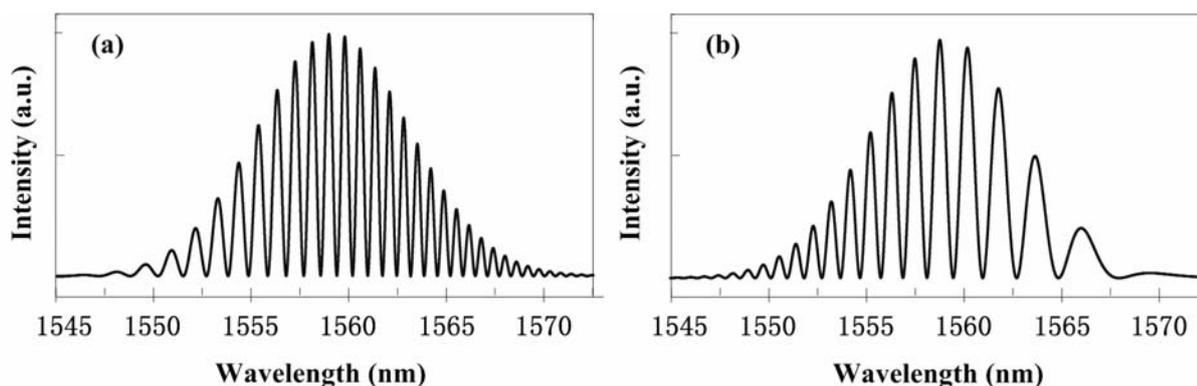


图 72 非平衡色散导致的频域干涉条纹周期变化 (a) 在探测臂接入 6m 色散补偿光纤的情景 ($\tau \approx 10\text{ps}$) (b) 在参考臂接入 6m 色散补偿光纤的情景 ($\tau \approx 8\text{ps}$)

在接下来的验证试验中，探测目标是由任意波形发生器(Agilent Model 33250A)驱动的扬声器。驱动电压 5V 频率 5KHz 。采用 4.1 节介绍的傅立叶变换和对主旁瓣的高斯函数拟合可以测得目标的振动。因为 4.1 节采用的方法中，时频转化不是线性的，于是在时域均匀采样的干涉信号在通过时-频转换后得到的频域干涉条纹不是等间隔采样的。

在进行数字傅立叶变换之前，必须对获得的频域信号进行非线性拟合和重新采样。这里，我们提出一种新的数据处理方法。

在该实验中，扬声器的振幅约 $10 \mu\text{m}$ ，根据之前的分析，在 Mach-Zehnder 干涉仪的参考臂中接入 1.416m 的色散补偿光纤，可以消除三阶色散导致的时域干涉条纹的周期变化。于是，信号处理变得简单了。即时域干涉条纹和频域干涉条纹的唯一区别就是横坐标的比例和单位的变化，不必要重新采样。

而事实上，由于多方面的原因，比如偏振模色散的影响、非平坦的 EDFA 增益谱、以及光电探测器在飞秒脉冲光谱范围响应的不一致将导致时域干涉条纹的外包络偏离高斯函数，从而 4.1 节采用的数据方法可能引入较大误差。

典型的单发飞秒激光脉冲产生的时域干涉条纹如图 73(a) 所示。鉴于 4.1 节采用的数据方法的不稳定性，这里提出一种通用的数据处理方法：

第一步，设计一个数字带通滤波器，将图 67(b) 中的低频信号（参考脉冲光和探测脉冲光的光强）以及高频噪声（系统中光循环器和光纤端面反射引入的干涉项）剔除。结果如图 73(b) 所示。需指出的是：由于时域干涉条纹实际是一个微波脉冲信号，因此在硬件上，在光电探测器和示波器之间加一个微波带通滤波器就可以实现以上处理。这对高速处理重复率高达数十兆赫兹的干涉信号而言，至关重要。

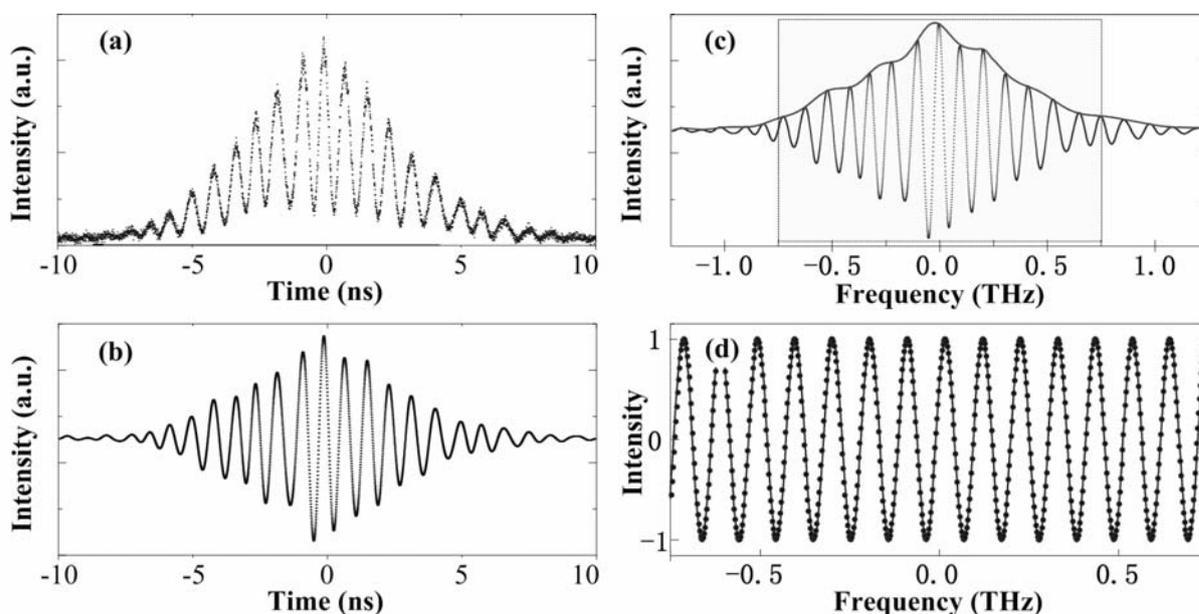


图 73 数据处理过程中的中间结果 (a) 典型的时域干涉条纹（为了做图清楚，选取 $\tau=9.65\text{ps}$ ）
(b) 经过数字带通滤波器后的时域波形 (c) 时-频转换后的频域干涉条纹 (d) 正弦拟合结果

第二步，通过坐标比例（ $f = \alpha_1 t$ ）和单位变换，获得频域干涉条纹如图 73(c)所示。

第三步，对频域干涉条纹进行 Hilbert 变换，可以获得干涉条纹的外包络如图 73(c)中的红线所示。

第四步，使用包络线对频域干涉条纹进行强度归一化，结果如图 73(d)所示。

第五步，对强度归一化的频域干涉条纹进行正弦函数拟合，获得干涉条纹周期 τ 。在正弦拟合中，我们采用了改进全局最小二乘法正弦拟合算法。该非迭代算法与传统算法相比，在精度、速度和收敛性上均有优势^[206]。在这个实验中，仅仅只有两个拟合参数，即周期 τ 和相位，进一步简化了算法。

在最后一步，考虑干涉条纹的边端信号信噪比较弱，仅仅选择中心 1.5THz 范围内的干涉条纹作为有用信号。我们分别对左边（负）信号和右边（正）信号进行拟合，最后的 τ 取拟合结果的平均值。如果一边获得的 τ 值总是超过另一边获得的值，说明系统中的时-频转换方程(4.25)需要重新校准。

图 74(a)显示了实时显示数字磷光示波器记录的一帧数据。在仪器初始化时，设定 $\tau_0 \approx 27.2 \text{ ps}$ 。采用这一节介绍的数据处理方法，获得扬声器的振动如图 74(b)所示，估计标准误差为 $1.59 \mu\text{m}$ ，最大误差 $7.59 \mu\text{m}$ 。如果设定时间分辨率为 200 ns ，则每个时间段内可以将十次测量结果平均，平均结果的标准误差为 $0.49 \mu\text{m}$ ，然后对平均的结果进行正弦拟合。如果采用 4.1 节介绍的傅立叶变换和对主旁瓣的高斯函数拟合的数据处理方法，结果如图中灰线所示。标准偏差为 $2.43 \mu\text{m}$ ，最大偏差为 $21.73 \mu\text{m}$ 。显然，新的数据处理方法更加精确。

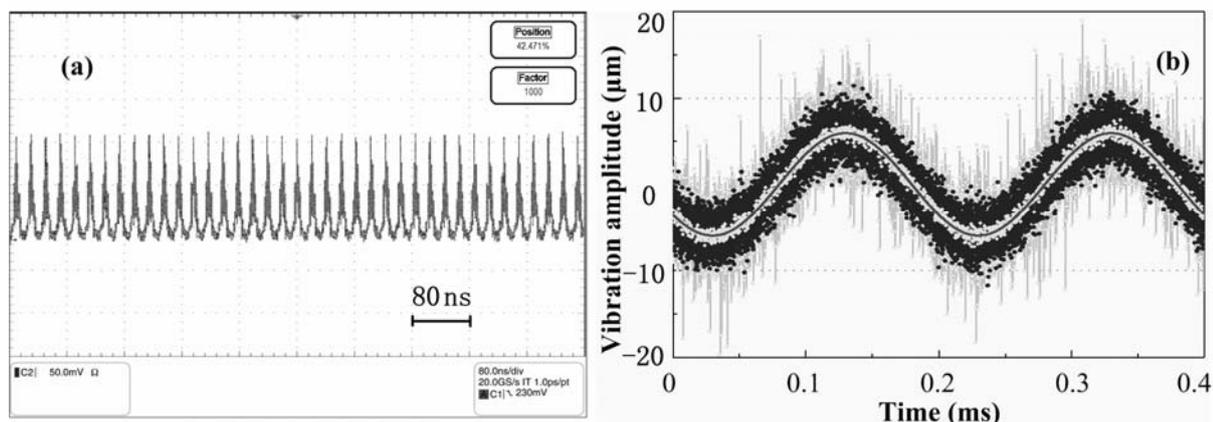


图 74 (a) 实时显示数字磷光示波器记录的一帧数据 (b) 测量结果

4.3 本章小结

1. 提出了一种基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达。
2. 论证了基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达在高速振动测量中的应用。
3. 研究了 Mach-Zehnder 干涉仪中非平衡色散的影响。并提出引入非平衡色散对系统中的三阶色散进行补偿，可以使时域干涉条纹周期不变。
4. 针对时域干涉条纹包络的随机变换，提出一种简化的数据处理方法。

第五章 实时数据处理技术

5.1 色散飞秒激光雷达中的数据处理难题

本文论证的基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达方案中,采用了高速光电探测器采集时域干涉信号,然后使用实时采样磷光示波器对光电探测器输出的电信号进行采样和记录。这将给实时数据处理带来很大的挑战。

第一,实时采样示波器的响应频率低于高速光电探测器的响应频率。由 4.1.2 小节的分析可知:在接收单元,较低的响应频率的将制约测量动态范围。

第二,时域干涉条纹实际是一个微波脉冲,为了保证探测的精度,实时采样示波器的采样频率一般很高(GHz 数量级)。对长时间、实时探测任务,数据量极大。数据的高速存储是一个很大挑战。

第三,在实时监测高速振动目标时,飞秒激光脉冲的重复频率很高(MHz 数量级)。要对每一个飞秒脉冲探测的数据进行实时信号处理,无疑是一个极大挑战。因此,在前面的实验中,均采用先记录数据,后处理的办法。这对实时监测并闭环控制高速运动的物体(如磁悬浮陀螺)已经失去意义。

在这一章,我们介绍一种基于边缘鉴频技术的微波光子学数据处理(Microwave Photonics Signal Processing)方法,将有效解决以上三个问题。

在本章中,5.1 节简介微波光子学的发展和优点。5.3.1 小节简介激光调制基本方法。对于熟悉这两个知识的读者可以省阅。

5.2 微波光子学信号处理方法简介

2006 年,Seeds 和 Williams 第一次从应用角度出发定义了“微波光子学”这个组合概念^[207]。主要包括两方面:第一,能够处理微波信号的光电子器件的开发;第二,微波系统中光电子器件的具体应用^[208]。

从图 75 所示的电磁波谱可以看出,原先微波学和光子学是两个分离的学科。最近 20 年,这两个领域的技术逐步紧密结合起来,并得到了成功的应用。例如模拟光通信,军用光学相控阵雷达天线,激光 Doppler 测风雷达,医学活体组织切片分析,分子

成像等^[209,210]。

微波光子学信号处理具有很多优点：被处理的微波信号损耗率很低（且与微波信号的频率无关）；具有很宽的“时间-带宽”积；与生俱来的抗电磁干扰能力；超高速的采样频率（100GHz 数量级，高于一般光电探测器的响应频率）。

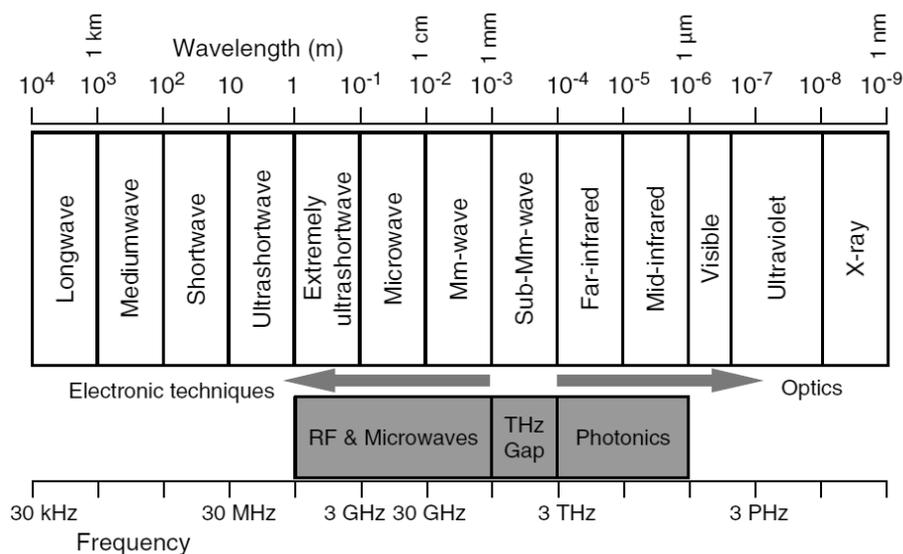


图 75 电磁波谱

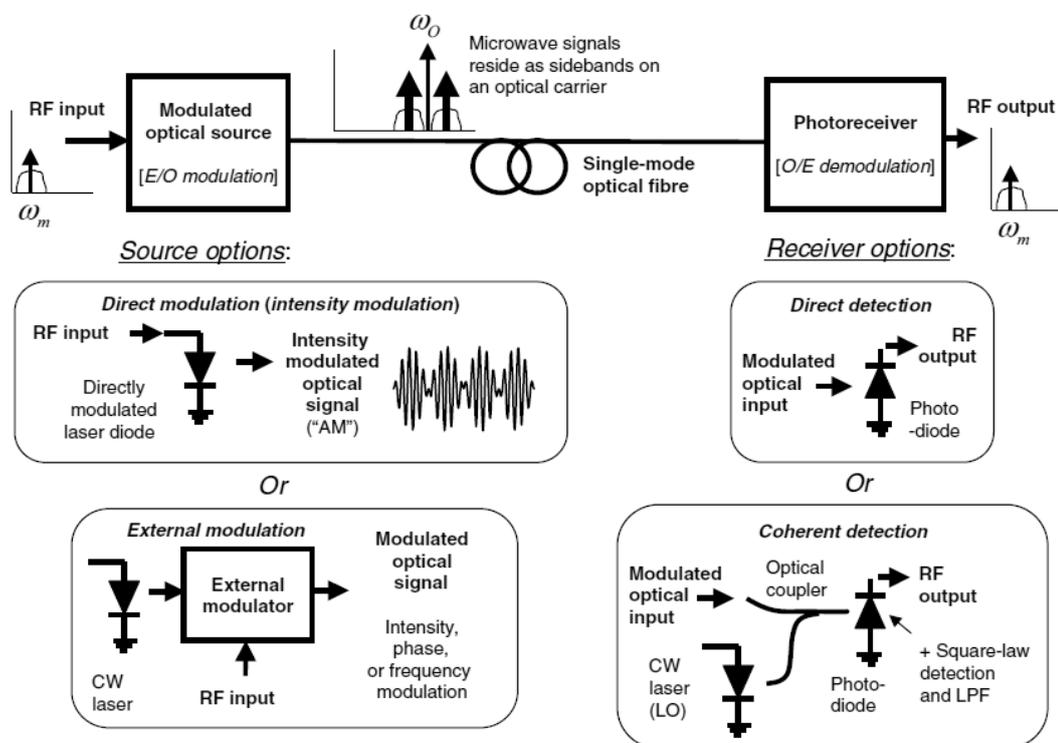


图 76 射频信号在光纤中的传输方案图

微波光子学信号处理的一个典型应用就是射频信号在光纤中的传输^[211]，如图 76 所示。通过电光调制器(E/O)将射频信号调制到载波信号中，在光纤传输过程中，射频信

号以调制信号边带信号的形式存在，在接收端使用光电探测器实现电光转换(O/E)，然后由边带信号恢复射频信号。

5.3 一种边缘法鉴频技术

边缘法鉴频技术首先需要有一个稳定的频率基准，即稳定的鉴频器透过率函数。如果一个窄带信号刚好处在鉴频器的透过率函数的边缘上，当窄带信号的频率中心发生变换，其在鉴频器上的透过率也将发生变化。通过检测透过率的变化，可以知道频率的移动。在这一节中，我们以基于大气气溶胶后向散射为信号的，使用 Fabry-Perot 干涉仪(FPI)鉴频的 Doppler 测风激光雷达为例，介绍边缘鉴频方法^[212]。

基于双 Fabry-Perot 标准具的直接探测测风激光雷达的系统结构如图 77 所示。

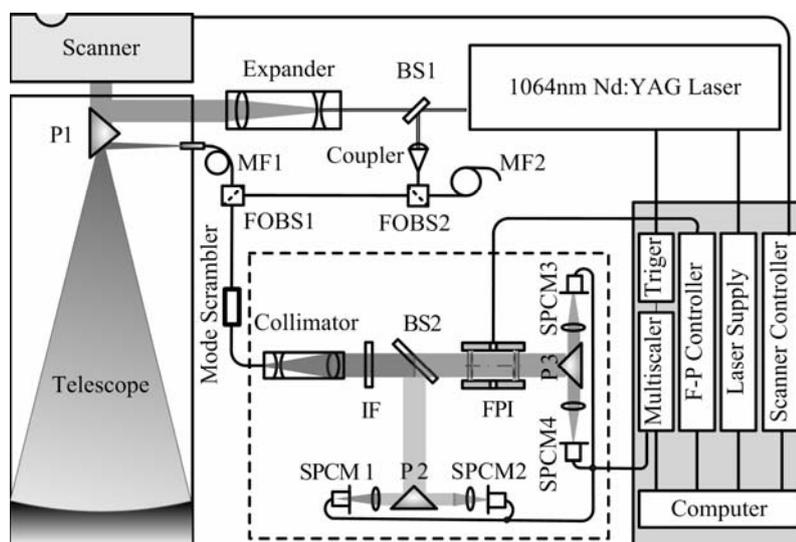


图 77 基于边缘技术的测风激光雷达原理图

BS (beam splitters) 分光镜; P (Prisms) 分光棱镜; MF (Multimode Fiber) 多模光纤;

FOBS (fiber optic beam splitters) 光纤分束器 IF (interference filter) 干涉滤光片;

SPCM (single photon counting mode) 单光子计数器; FPI (Fabry-Perot interferometer)法-皮干涉仪

激光器(1064nm Nd:YAG, Continuum Model 8050)发出一束激光，其能量的很小一部分被分束镜分出并耦合到多模光纤中，多模光纤的后向瑞利散射经过光纤分束器(FOBS₂)和 FOBS₁、光纤扰模器后直接进入测风激光雷达的接收系统。这一部分作为参考光，用于测量出射激光相对 FPI 的初始频率。出射激光的大部分能量经过扩束镜、反射棱镜 P1、二维扫描仪后以预设的方位角和天顶角指向大气被探测区域。探测区域内，气溶胶粒子或大气分子的平均运动速度导致了大气后向散射信号发生多普勒频移。二维

扫描仪和望远镜接收大气后向散射信号并将其耦合到传导光纤中。同参考光一样，大气后向散射信号先后经过光纤分束器 FOBS₁、光纤扰模器后进入测风激光雷达的接收系统。接收系统中，FPI 标准具(IC Model ET50FS-1049)作为鉴频器，可以对参考光和大气后向散射信号的频率进行差分测量。

为了使得光斑强度分布均匀，在连接光学天线和接收机的传导光纤上安装了扰模器。由于标准具双通道采用左右半圆形结构，考虑到光斑入射强度在标准具的左右两通道上分布不等，所以使用探测器 1 和探测器 2 分别检测入射到标准具左右通道的信号强度。其中，能量检测探测器 1 和信号检测探测器 3 对应标准具的左半通道(1 通道)，能量检测探测器 2 和信号检测探测器 4 对应标准具的右半通道(2 通道)。

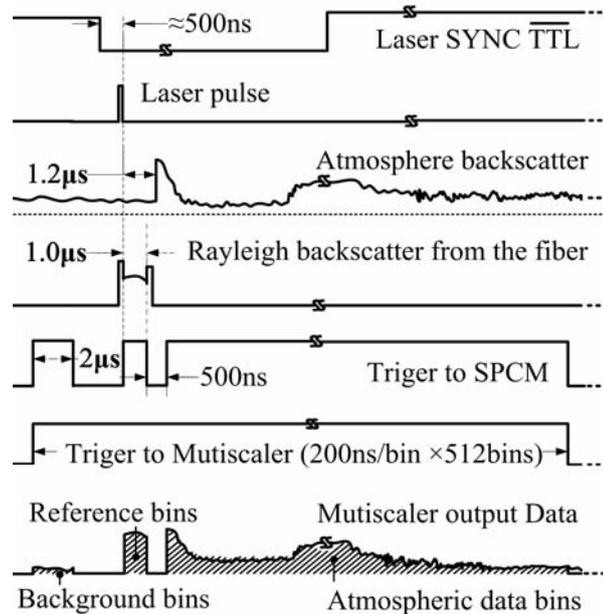


图 78 基于边缘技术的测风激光雷达工作时序图

图 78 为激光雷达工作时序图。激光器的同步信号(SYNC)用来同步整个系统。激光脉冲出射前，采集 $2\mu\text{s}$ 信号用作估计背景光噪声。从多模光纤(MF2)中反射的 $1\mu\text{s}$ 信号作为参考光信号。大气后向散射信号使用多模光纤 MF₁ 延时 $1.2\mu\text{s}$ 。单光子计数器仅在触发电压为定时采集信号。最后将采集的数据输入到计算机。

边缘技术是一种直接 Doppler 探测技术，通过测定出射激光和大气后向散射光在鉴频器上透过率的差值，来确定多普勒频移的大小。

在这一节中，鉴频器采用双通道 FPI，其透过率函数的实测结果如图 79 所示。考虑到入射 FPI 的准直光的发散角为 $\theta_{\text{max}} = 0.5\text{mrad}$ 。则鉴频器的频率传递函数（边缘方程）

表达式为

$$h(\nu) = \int_0^{\theta_{\max}} \frac{T_0}{1 + 4\left(\frac{\nu_{FSR}}{\pi\Delta\nu_{1/2}}\right)^2 \sin^2\left[\frac{\pi\nu \cos(\theta)}{\nu_{FSR}}\right]} d\theta \quad (5.1)$$

其中, T_0 是峰值透过率, ν_{FSR} 是自由谱间距, $\Delta\nu_{1/2}$ 是透过率曲线的半高全宽。

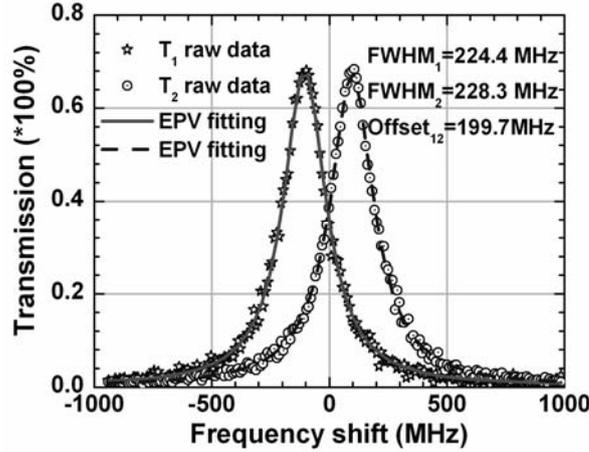


图 79 实测双通道 Fabry-Perot 干涉仪透过率曲线

假设径向风速对应的 Doppler 频移为 $\Delta\nu_d$, 大气气溶胶后向谱函数 $f_M(\nu)$ 和分子散射谱函数 $f_R(\nu)$ 分别表示为

$$f_M(\nu) = \left(4 \ln 2 / \pi \Delta\nu_M^2\right)^{1/2} \exp(-\nu^2 4 \ln 2 / \Delta\nu_M^2) \quad (5.2)$$

$$f_R(\nu) = \left(4 \ln 2 / \pi \Delta\nu_R^2\right)^{1/2} \exp(-\nu^2 4 \ln 2 / \Delta\nu_R^2) \quad (5.3)$$

其中 $\Delta\nu_M$ 是气溶胶后向散射谱宽度。因为大气气溶胶的布朗运动导致的散射谱增宽很小, 所以本文 Mie 散射光谱 $f_M(\nu)$ 由出射激光光谱 $f_L(\nu)$ 代替。大气分子后向散射谱宽表示为

$$\Delta\nu_R = \left(32kT_a \ln 2 / \lambda^2 M\right)^{1/2} \quad (5.4)$$

其中 k 是 Boltzmann 常数, T_a 是大气温度, M 是大气分子平均质量, λ 是出射激光波长。

Mie 散射光在 FPI 第 i 通道的通过率函数由卷积公式给出

$$T_{Mi}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(\nu - \nu') f_M(\nu') d\nu' = \int_{-\infty}^{\infty} h_i(\nu - \nu') f_L(\nu') d\nu' \quad (5.5)$$

其中 $h_i(\nu)$ 第 i 通道的边缘方程。同样, 大气分子 Rayleigh 散射在 FPI 第 i 通道的通过率

函数由卷积公式给出

$$T_{Ri}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} T_{Mi}(\nu - \nu') f_R(\nu') d\nu' \quad (5.6)$$

经过 FPI 后，双通道接收到的信号分别为

$$I_1 = a_1 [I_M T_{M1}(\nu_0 + \Delta\nu_d) + I_R T_{R1}(\nu_0 + \Delta\nu_d)] \quad (5.7a)$$

$$I_2 = a_2 [I_M T_{M2}(\nu_0 + \Delta\nu_d) + I_R T_{R2}(\nu_0 + \Delta\nu_d)] \quad (5.7b)$$

其中常数 a_1 和 a_2 为系统校准因子， $\Delta\nu_d$ 是 Doppler 频移， ν_0 是出射激光频率， I_M 和 I_R 是 Mie 散射和 Rayleigh 散射强度。对应能量通道的信号强度分别为

$$I_{E1} = a_3 (I_M + I_R) \quad (5.8a)$$

$$I_{E2} = a_4 (I_M + I_R) \quad (5.8b)$$

其中 a_3 和 a_4 是系统校准常数。当参考光入射时，由公式(5.7)和公式(5.8)可得

$$T_{M1}(\nu_0) = \frac{a_3 I_1}{a_1 I_{E1}} \quad (5.9a)$$

$$T_{M2}(\nu_0) = \frac{a_4 I_2}{a_2 I_{E2}} \quad (5.9b)$$

如果事先测定了透过率函数 $T_{Mi}(\nu)$ ，则根据公式(5.9)可知确定出射激光相对 FPI 的频率。

由公式(5.8) 可得

$$I_E = (a_3 + a_4)(I_M + I_R) \quad (5.10)$$

如果出射激光频率已经通过公式(5.9)测定。联立非线性方程组，公式(5.7)和 (5.10)，通过数值迭代算法可以解得 Doppler 频移、Mie 散射强度 I_M 和 Rayleigh 散射强度 I_R 。

在数值迭代算法中，良好的初始估计值可以保证计算速度和收敛性。因此，采用 Klett-Fernald 方法估计 Mie 散射强度 I_M 和 Rayleigh 散射强度 I_R 的初始值。

第一步，由公式(5.10)可得到

$$I_R = I_E / (a_3 + a_4) - I_M \quad (5.11)$$

第二步，由公式(5.7)和公式(5.11)，可得到

$$F_i(\Delta v_d, I_M) = I_M T_{Mi}(v_0 + \Delta v_d) + I_R T_{Ri}(v_0 + \Delta v_d) - I_i / a_i \quad (5.12)$$

通过解以下线性方程组，可得变量 Δv_d 和 I_M 对应的修正量 δv_d 和 δI_M

$$\begin{bmatrix} \delta v_d \\ \delta I_M \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{F_1(\Delta v_d + h, I_M) - F_1(\Delta v_d, I_M)}{h} & \frac{\partial F_1}{\partial I_M} \\ \frac{F_2(\Delta v_d + h, I_M) - F_2(\Delta v_d, I_M)}{h} & \frac{\partial F_2}{\partial I_M} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_1(\Delta v_d, I_M) \\ F_2(\Delta v_d, I_M) \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

其中 $h = 100 \text{ Hz}$ ，所以方程组(5.13)中 Jacobi 矩阵中的差分可以用偏微分表示 $\frac{\partial F_i}{\partial \Delta v_d}$ 。

第三步，更新 Doppler 频移量和气溶胶强度 I_M ，

$$\Delta v_d^{(N)} = \Delta v_d^{(N-1)} + \delta v_d \quad (5.14)$$

$$I_M^{(N)} = I_M^{(N-1)} + \delta I_M \quad (5.15)$$

其中， N 是迭代次数。径向风速与 Doppler 频移的关系为

$$V = \frac{c}{2v_0} \Delta v_d \quad (5.16)$$

采用三波束扫描，即激光指向每隔方位角 120 度，以仰角 45 度出射。正东方向为第一指向，分别测得径向风速 V_1 、 V_2 和 V_3 。则水平风速 V_H 、垂直风速 V_Z 以及水平风向 θ （相对正南方向的顺时针角度）分别为

$$V_H = \frac{2\sqrt{2}}{3} (V_1^2 + V_2^2 + V_3^2 - V_1V_2 - V_2V_3 - V_1V_3)^{1/2} \quad (5.17)$$

$$V_Z = \frac{\sqrt{2}}{3} (V_1 + V_2 + V_3) \quad (5.18)$$

$$\theta = -\arctan\left(\frac{\sqrt{3}(V_3 - V_2)}{2V_1 - V_2 - V_3}\right) - \frac{\pi}{2} \text{sgn}\left(\frac{\sqrt{2}}{3}(2V_1 - V_2 - V_3)\right) \quad (5.19)$$

为了证明边缘技术的有效性，我们将测风激光雷达的测量结果与微波风廓线仪 (WPR, 450 MHz) 的测量结果进行了比较，如图 80 所示。其中连续曲线为激光雷达测量结果，分离的圆圈点为微波风廓线仪的测量结果。微波风廓线仪的时间分辨率为 30 分钟，高度分辨率为 100m，测速误差为 1 m/s，风向误差为 10° 。在晚上 1:30 到 2:00 比

较试验中，两个测量结果的标准偏差为 0.45 m/s，其中最大相差 2.7 m/s；在早晨 6:30 到 7:00 的比较实验中，两个测量结果的标准偏差为 0.61 m/s，其中最大相差 2.4 m/s。

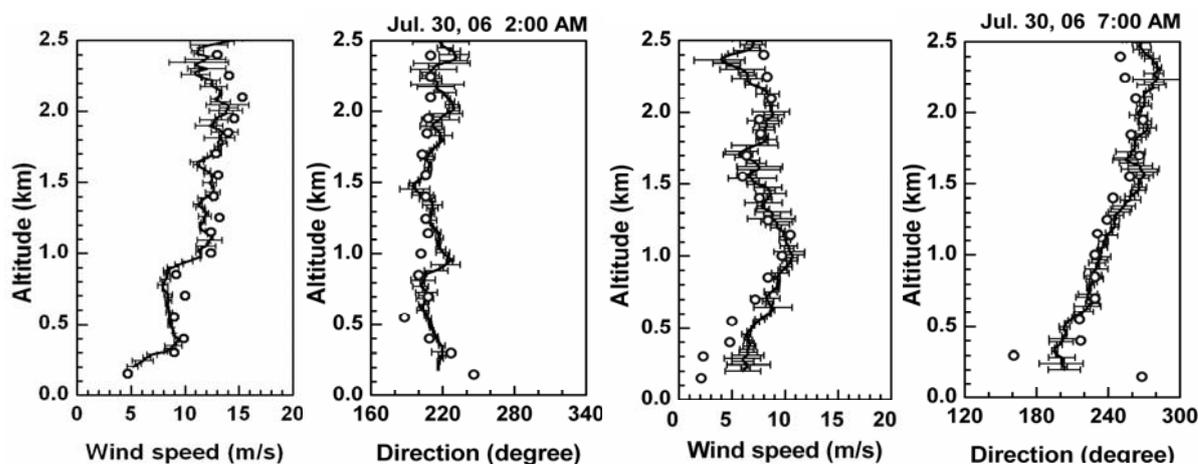


图 80 测风激光雷达与微波风廓线仪测量结果比较

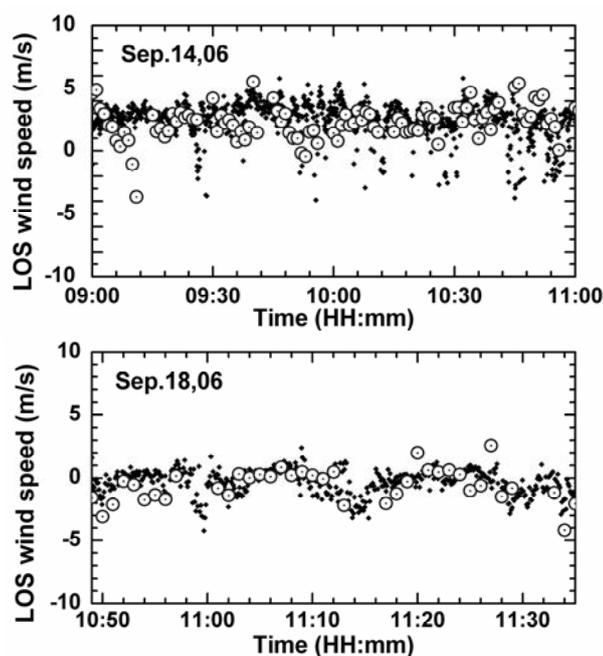


图 81 测风激光雷达与探空仪测量结果比较

接下来，我们使用 Vaisala 探空仪与激光雷达进行了实验比较。探空仪悬挂在气球下，每两小时需进行充电。其测速和方向误差分别为 0.5 m/s 和 10° ，时间分辨率 10s。设置测风激光雷达的时间分辨率为 1 分钟。对空间某一点，激光雷达的水平径向风速测量结果与 Vaisala 探空仪的测量结果比较如图 81 所示。图 81 中，黑点为 Vaisala 探空仪的测量结果，圆圈为激光雷达的水平径向速度测量结果。有图可知：测量结果吻合很好，特别是风速很小时。当风速增强，探空仪的测量结果出现跳动，这可能是探空仪在探空

气球下的晃动引起的。如果对探空仪一分钟内的测量结果进行平均，可以和相同时间分辨的测风激光雷达的测量结果进行比较，两者的差值柱状分布图如图 82 所示。对 669 次测量结果的统计得出：标准偏差为 1.15 m/s，平均误差 0.05m/s。

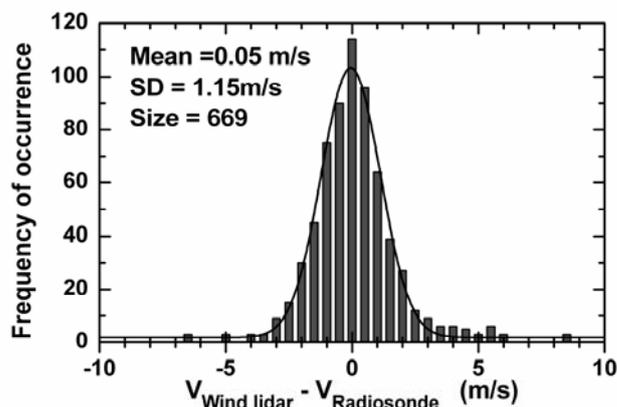


图 82 测风激光雷达与探空仪测量误差柱状图

图 83 显示了连续 24 小时的风场观测信息。大气风场的速度和方向信息非常明显，特别是日出和日落时的变化很显著。

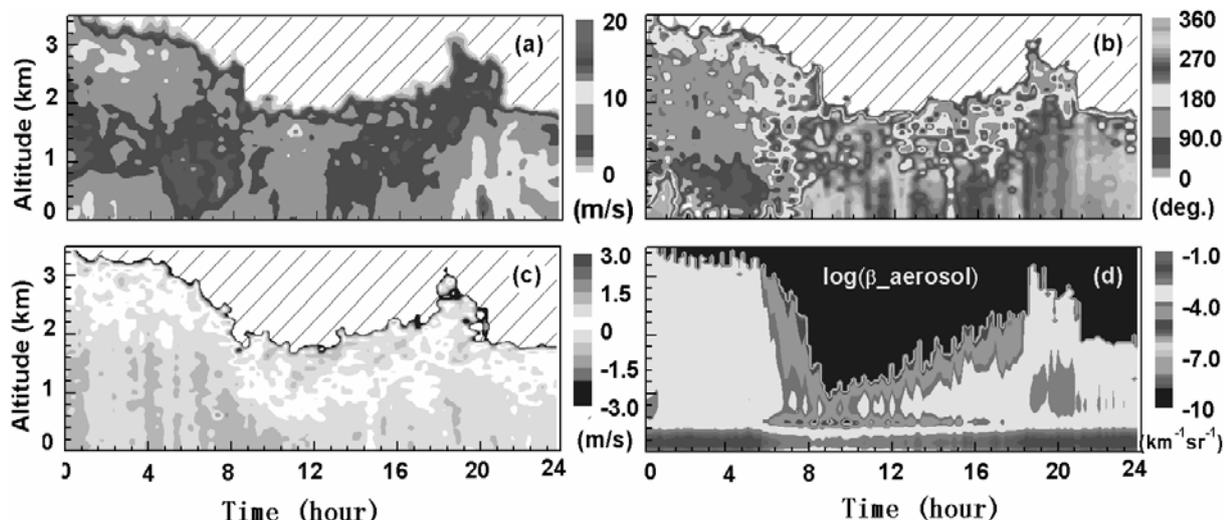


图 83 全天连续激光雷达测量结果 (a) 水平风速时空分布 (b) 水平风向时空分布
(c) 垂直风速时空分布 (d) 气溶胶后向散射系数对数分布

测风激光雷达能发现极薄的不可见卷云和对飞机飞行危险性很大的晴空湍流。能测量局部风速，用于对武器进行校准，提高其命中精度。气象激光雷达比传统微波雷达能观测到更多、更详细、更精确的大气环境信息；观测范围从几十米低空到几十公里高空，能测出云层的存在、方位、距离、底部及顶部高度，从而获得云层截面结构。

5.4 基于边缘法鉴频技术的微波光子学信号处理

在介绍了微波光子学信号处理概念和边缘法鉴频技术后，我们继续讨论基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达中的数据处理问题。在 5.1 节和 5.2 节的基础上，我们将综合采用微波光子学信号处理方法和边缘方法，以期实现飞秒测距激光雷达中的实时数据处理。基本思想为：

首先，在基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达中，距离信息被转化为时域干涉条纹的频率信息（微波脉冲频率）。

其次，将微波脉冲作为调制信号，对单频连续光进行相位调制。微波脉冲的频率对应载波第一边带信号的中心频率。

最后，通过光学鉴频器，使用边缘方法检测载波第一边带信号的频率。即：通过检测载波第一边带信号在鉴频器上透过率的变化，反演边带信号的频率变化。

即：距离信息 → 微波频率 → 单频连续光相位调制后的边带频移 → 鉴频器上的透过率

5.4.1 激光调制的基本理论

激光光波的电场强度是

$$e_c(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) \quad (5.20)$$

式中 A_c 为振幅， ω_c 为角频率， φ_c 为相位角。如果能够使得激光的振幅、频率、相位、强度、偏振等参量按调制信号的规律变化。那么，激光就受到了信号的调制，达到“运载”信息的目的^[213]。实现激光调制的方法可以分为内调制和外调制两种。内调制是指加载调制信号是在激光振荡过程中进行的，即以调制信号去改变激光器的振荡参数，从而改变激光输出特性以实现调制。外调制是指激光形成之后，在激光器外的光路上放置调制器，用调制信号改变调制器的物理特性，当激光通过调制器时，就会使光波的某参量受到调制。由于外调制的调整方便，而且对激光器没有影响，另外，外调制方式不受半导体器件工作速率的限制，故它比内调制的调制速率高，调制带宽要宽得多，在未来的高速率、大容量的光通信及光信息处理应用中，更受人们的重视。

激光调制按其调制的性质可以分为调幅、调频、调相等。

振幅调制就是载波的振幅随着调制信号的规律而变化的振荡，简称调幅。设激光载波的电场强度如(5.20)式所示，如果调制信号是一个时间的余弦函数，即

$$a(t) = A_m \cos \omega_m t \quad (5.21)$$

式中 A_m 是调制信号的振幅， ω_m 是调制信号的角频率。当进行激光振幅调制之后，激光振幅 A_c 不再是常量，而是与调制信号成正比。其调幅波的表达式为

$$e(t) = A_c [1 + m_a \cos \omega_m t] \cos(\omega_c t + \varphi_c) \quad (5.22)$$

利用三角函数公式将公式(5.22)展开，即得到调幅波的频谱公式，即

$$e(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_c] + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_c] \quad (5.23)$$

式中， $m_a = A_m/A_c$ ，称为调幅系数。由上式可知，调幅波的频谱是由三个频率成分组成的，其中，第一项是载频分量；第二、三项是因调制而产生的新分量，称为边频分量。上述分析是单频余弦信号调制的情况。如果调制信号是一个复杂的周期性信号，则调幅波的频谱将由载频分量和两个边频带所组成。

调频或调相就是光载波的频率或相位随着调制信号的变化规律而改变的振荡。因为这两种调制波都表现为总相角 $\varphi(t)$ 的变化，因此统称为角度调制。

对频率调制来说，就是(5.20)式中的角频率 ω_c 不再是常数，而是随调制信号而变化，即

$$\omega(t) = \omega_c + \Delta\omega(t) = \omega_c + k_f a(t) \quad (5.24)$$

若调制信号仍是一个余弦函数，则调频波的总相角为

$$\varphi(t) = \int \omega(t) dt + \varphi_c = \int [\omega_c + k_f a(t)] dt + \varphi_c = \omega_c t + \int k_f a(t) dt + \varphi_c \quad (5.25)$$

则调制波的表达式为

$$e(t) = A_c \cos(\omega_c t + m_f \sin \omega_m t + \varphi_c) \quad (5.26)$$

式中， k_f 为比例系数； $m_f = \Delta\omega/\omega_m$ ，称为调频系数。

同样，相位调制就是(5.20)式中的相位角件随调制信号的变化规律而变化，调相波的总相角

$$\varphi(t) = \omega_c t + \varphi_c + k_\varphi a(t) = \omega_c t + \varphi_c + k_\varphi A_m \cos \omega_m t \quad (5.27)$$

则调相波的表达式为

$$e(t) = A_c \cos(\omega_c t + m_\varphi \cos \omega_m t + \varphi_c) \quad (5.28)$$

式中， $m_\varphi = k_\varphi A_m$ ，称为调相系数。

下面再简要分析一下调频和调相波的频谱。由于调频和调相实质上最终都是调制总

相角，因此可写成统一的形式

$$e(t) = A_c \cos[\omega_c t + m \sin \omega_m t + \varphi_c] \quad (5.29)$$

利用三角公式展开上式，得

$$e(t) = A_c [\cos(\omega_c t + \varphi_c) \cos(m \sin \omega_m t) - \sin(\omega_c t + \varphi_c) \sin(m \sin \omega_m t)] \quad (5.30)$$

将式中 $\cos(m \sin \omega_m t)$ 和 $\sin(m \sin \omega_m t)$ 两项按下式展开：

$$\cos(m \sin \omega_m t) = J_0(m) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m) \cos(2n \omega_m t) \quad (5.31)$$

$$\sin(m \sin \omega_m t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m) \sin[(2n-1) \omega_m t] \quad (5.32)$$

知道了调制系数 m ，就可从贝塞尔函数表查得各阶贝塞尔函数的值。将上两式代入(5.30)式并展开，可得到

$$\begin{aligned} e(t) &= A_c \{ J_0(m) \cos(\omega_c t + \varphi_c) + J_1(m) \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_c] \\ &\quad - J_1(m) \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_c] + J_2(m) \cos[(\omega_c + 2\omega_m)t + \varphi_c] \\ &\quad + J_2(m) \cos[(\omega_c - 2\omega_m)t + \varphi_c] + \dots \} \\ &= A_c J_0(m) \cos(\omega_c t + \varphi_c) + \\ &\quad A_c \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) \{ \cos[(\omega_c + n\omega_m)t + \varphi_c] + (-1)^n \cos[(\omega_c - n\omega_m)t + \varphi_c] \} \end{aligned} \quad (5.33)$$

由此可见，在单频正弦波调制时，其角度调制波的频谱是由光载频与在它两边对称分布的无穷多对边频所组成的。各边频之间的频率间隔是 ω_m ，各边频幅度的大小 $J_n(m)$ 由贝塞尔函数决定。

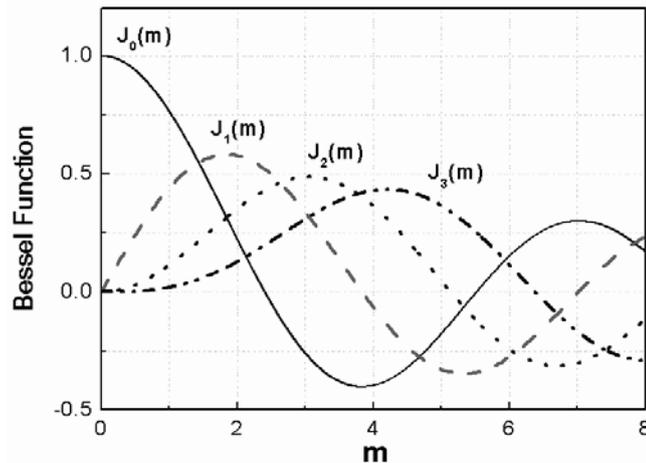


图 84 Bessel 函数

当角度调制系数较小（即 $m \ll 1$ ）时，由图 84 所示的 Bessel 函数可知， $n \geq 2$ 的高



阶塞尔函数对应的边频可以忽略,所以角度调制波的频谱与调幅波的频谱有着相同的形式。

5.4.2 微波脉冲频率的直接测量

为了对微波脉冲频率进行直接测量,采用如图 85 所示基于微波光子学信号处理的光路结构。图中激光雷达的光源模块、探测模块、光学接收模块同图 69(a)中完全一致。不同之处在于后继的微波光子学信号处理模块(Microwave Photonics Signal Processor)。光电探测器输出的微波脉冲经过带通滤波器(BPF)后使用微波放大器放大。放大后的信号作为调制信号输入光学相位调制器(PM)。载波采用单频连续光激光器(CWL)。在光学上直接使用串联式光纤干涉仪^[214]作为鉴频器检测边带信号的频移。串联式光纤干涉仪由偏振控制器(PC₃)、保偏光纤(PMF)、偏振控制器(PC₄)以及光纤偏振分束器(PBS)组成。

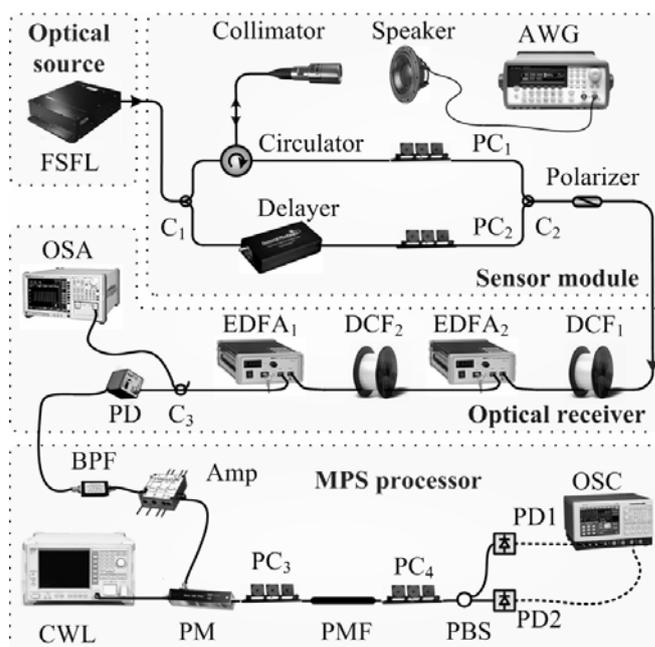


图 85 基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达中的微波光子学信号处理

由图 73(b)可知,输入相位调制器的信号为一个微波脉冲信号。为了讨论简单起见,根据公式(4.19)和公式(4.24),假设不考虑偏振模色散并且使用非平衡色散补偿了三阶色散的影响,微波脉冲(时域干涉条纹)的表达式为

$$i_1(t) \cos[\alpha t / \beta_2 L] \quad (5.34)$$

其中, $i_1(t)$ 为微波脉冲的外包络。

根据公式(5.27)和公式(5.28),当相位调制信号为式(5.34)时,调相系数不再是一个常

数，表达为

$$m(t) = k_{\phi} i_1(t) \quad (5.35)$$

在小信号调制前提下 ($m(t) \ll 1$)，将公式(5.35)代入公式(5.33)可得

$$e(t) = A_c J_0[m(t)] \cos(\omega_c t + \varphi_c) + A_c J_1[m(t)] \{ \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_c] + (-1) \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_c] \} \quad (5.36)$$

在小信号调制前提下，由图 83 的 Bessel 函数性质可知： J_0 可近似为常数 1，而 J_1 为线性函数，即

$$J_1[m(t)] \approx k_1 m(t) = k_1 k_{\phi} i_1(t) = K i_1(t) \quad (5.37)$$

其中 k_1 为一阶 Bessel 函数在零点附近的斜率， k_{ϕ} 为相位调制系数， $K = k_1 k_{\phi}$ 。将公式(5.37)代入公式(5.36)得，

$$e(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) + A_c K i_1(t) \{ \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_c] + (-1) \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_c] \} \quad (5.38)$$

假设系统中使用偏正色散器件实现实时色散傅立叶变换，即没有偏振模色散导致微波脉冲包络的形变。如果出射飞秒激光为高斯脉冲，则 $i_1(t)$ 仍然为高斯分布。记 $i_1(t)$ 的傅立叶变换为 $I(\omega)$ ，则公式(5.38)的傅立叶变换为

$$E(\omega) = A_c \delta(\omega_c) + A_c K \{ I[\omega - (\omega_c + \omega_m)] + (-1) I[\omega - (\omega_c - \omega_m)] \} \quad (5.39)$$

由公式(5.39)可知：调幅波的频谱由三个频率成分组成。其中，第一项是载频分量；第二、三项是因调制而产生的两个边频带。

公式(5.39)中 (-1) 表示两个边频带的相位相反，则相位调制器输出光谱强度函数为

$$I(\omega) = A_c^2 \delta(\omega_c) + A_c^2 K^2 \{ I^2[\omega - (\omega_c + \omega_m)] + I^2[\omega - (\omega_c - \omega_m)] \} \quad (5.40)$$

如图 86 所示：将载波频率设置在 $T_1(\omega)$ 的最低点 ($T_2(\omega)$ 的最高点)，则两个边频带信号在透过率函数上对称分布。

记串联式光纤干涉仪从 PBS 两端口输出的强度传递函数分别为 $T_1(\omega)$ 和 $T_2(\omega)$ 。那么具有光谱强度分布为 $I^2(\omega)$ 的信号在通过串联式光纤干涉仪后，两路输出的透过率函数分别由卷积定义为

$$\tilde{T}_1(\omega) = T_1(\omega) * I^2(\omega) \quad (5.41)$$

$$\tilde{T}_2(\omega) = T_2(\omega) * I^2(\omega) \quad (5.42)$$

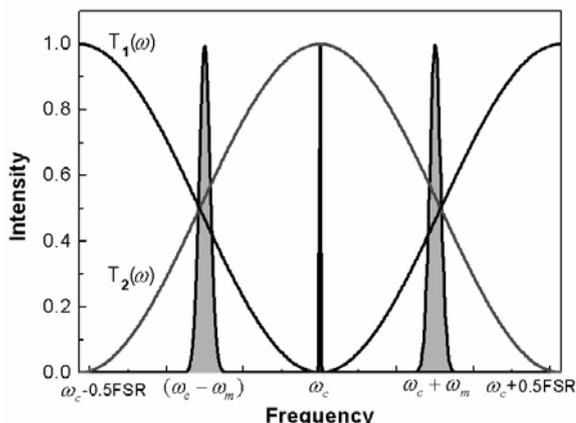


图 86 边缘法测量边频带中心频率原理图

则，考虑光谱的对称性，PBS 的两个输出端的信号强度分别为

$$I_1 = A_c^2 K^2 [\tilde{T}_1(\omega_c + \omega_m) + \tilde{T}_1(\omega_c - \omega_m)] = 2A_c^2 K^2 \tilde{T}_1(\omega_c + \omega_m) \quad (5.43)$$

$$I_2 = A_c^2 + A_c^2 K^2 [\tilde{T}_2(\omega_c + \omega_m) + \tilde{T}_2(\omega_c - \omega_m)] = A_c^2 + 2A_c^2 K^2 \tilde{T}_2(\omega_c + \omega_m) \quad (5.44)$$

由(5.43)和(5.44)相除得到

$$R_{12}(\omega_m) = \frac{I_1}{I_2} = \frac{2K^2 \tilde{T}_1(\omega_c + \omega_m)}{1 + 2K^2 \tilde{T}_2(\omega_c + \omega_m)} \quad (5.45)$$

其中， K 为公式(5.37)中引入的常数。由公式(5.45)可知： $R_{12}(\omega_m)$ 是 ω_m 的单调函数（这里 $\omega_m = \tau/\beta_2 L$ ）。实验中通过测量两路信号强度比值，就可以求解 ω_m 。

5.5 本章小结

1. 指出基于实时色散傅立叶变换的飞秒激光雷达中，实时数据处理遇到的困难。
2. 简要介绍了微波光子学信号处理方法的优点。
4. 以 Doppler 测风激光雷达为例，介绍了边缘鉴频技术。
4. 为了解决基于实时色散傅立叶变换的飞秒激光雷达中数据处理遇到的困难，提出基于边缘鉴频技术的微波光子学信号处理方法，将实现真正意义上的实时数据反演。

结论

论文回顾了飞秒激光脉冲技术的发展；介绍了实时色散傅立叶变换理论的发展和应
用。采用理论证明、光学软件仿真、实验论证的方法研究了高阶色散、偏振模式色散的
影响。采用基于实时色散傅立叶变换理论的时域干涉技术实现了飞秒激光脉冲的光谱和
相位重建。在此基础上，提出一种新概念的色散飞秒测距激光雷达，分别对静止和振动
目标进行了观测。最后分析了现有系统中的技术瓶颈，并指出解决方案。

论文研究的几个结论如下：

1. 证明了三阶色散脉冲响应函数的严格表达式，指出当超短脉冲的脉宽在飞秒量级
时，已有文献和仿真软件中，单模光纤中三阶色散的脉冲响应函数的衰减速度估计
过快。推导了包含高阶色散影响的实时色散傅立叶变换公式。理论分析指出：高阶
色散会导致时域干涉条纹能见度的降低和条纹周期的改变。实时“频率-时间映射”
光谱分析实验中，提出通过测定“时-频”转换方程对系统的高阶色散进行校准。
2. 偏振模色散导致脉冲光经过色散光纤后，偏振态发生改变。如果系统中采用偏振相
关器件，则干涉条纹的外包络发生明显变化。如果偏振模色散足够大，飞秒脉冲经
过色散光纤后，引入各个纵模分量相位延时的随机分布，将导致时域干涉条纹的周
期发生变化。由于偏振模色散是一个线性随机过程，为了避免其影响，可以采用保
偏色散器件（如保偏光纤或者使用保偏光纤刻写的线性啁啾光栅）实现对飞秒脉冲
的实时色散傅立叶变换。
3. 使用 Jones 矩阵计算方法对系统中的萨格奈克干涉仪进行分析，提出正交萨格奈克
干涉仪结构。搭建一种结构简单、高稳定的全光纤时域干涉系统，实现了飞秒激光
脉冲的光谱和相位重建。
4. 提出一种新概念的色散飞秒测距激光雷达系统，分别对静止和高速振动目标进行了
实验探测。理论证明了该系统对目标速度不敏感的特性。在目标振幅较小时，可以
通过在 Mach-Zehnder 干涉仪中引入非平衡色散抵消三阶色散的影响，从而简化了
后期数据处理。
5. 基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达中，光电探测器输出的信号为微波脉
冲。一方面，目前实时采样和模数转换的速率严重限制飞秒测距激光雷达的动态范

围；另一方面，实时数据处理和储存也是一个难题。基于边缘鉴频方法的微波光子学信号处理技术可以解决以上问题。新的数据处理方法不需要对微波脉冲进行实时的高速的采样、处理和存储，而是直接在光学上将与距离信息线性对应的微波频率转化为光载波在鉴频器上的透过率信息。

论文的创新点主要有以下三点：

1. 对实时色散傅立叶变化进行了完善，推导了包含高阶色散影响的时域色散傅立叶变换公式。提出通过测定“时-频”转换方程对系统中的高阶色散进行校准。研究了偏振模色散对实时色散傅立叶变换的影响：鉴于偏振模色散的随机性，其影响只能通过使用偏振色散器件才能避免。
2. 采用正交的 Sagnac 环形干涉仪，首次提出一个全光纤结构的时域干涉系统，实现了飞秒激光脉冲的光谱和相位重建，证明了被动锁模光纤激光器输出的超短脉冲是变换极限脉冲。相比其它基于非线性光学的飞秒脉冲完全重建方法，新系统具有结构简单、性能稳定、光信号利用效率高、探测灵敏度高的特点。
3. 在完全重建飞秒激光脉冲的前提下，首次提出了基于实时色散傅立叶变换的飞秒测距激光雷达系统，分别对静止和高速振动目标进行了实验探测。该系统具有高分辨率、超快数据更新率、超短曝光时间的特点。相比已有飞秒测距激光雷达，该方案更容易实现实时探测，动态范围更大，并具有全光纤结构、全静态工作模式、并且对目标速度不敏感的特点。当目标振幅较小时，可以在系统的 Mach-Zehnder 干涉仪中引入非平衡色散抵消三阶色散的影响，提出一种简化的数据处理方法。

论文的后继研究工作主要有以下两点：

1. 采用基于边缘法鉴频方法的微波光子学信号处理技术，对超快飞秒激光雷达中光电探测器输出的微波脉冲信号进行实时处理。
2. 由飞秒脉冲完全重构算法可知：微小的延时量误差将引起飞秒脉冲相位的线性啁啾。飞秒测距激光雷达中，如果反演脉冲的相位信息，将进一步提高测量精度。

参考文献

- [1] Maria, A. J. D., Stetser, D. A. & Heynau, H. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers [J] *Appl. Phys. Lett.*, 1966, 8: 174-176.
- [2] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, and J. P. Gordon, Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain [J] *Opt. Lett.*, 1985, 10: 131-133.
- [3] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, Compression of six femtoseconds by using cubic phase compensation [J] *Opt. Lett.*, 1987, 12: 483-485.
- [4] P. F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of Ti: Al₂O₃ [J] *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, 3: 125-132.
- [5] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbet, 60-fs pulse generation from a self -mode-locked Ti: sapphire laser [J] *Opt. Lett.*, 1991,16: 42-44.
- [6] H. A. Hans, J. G Fujimoto, E. P. Ippen, Structures for additive pulse mode locking [J] *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, 8: 2068-2076.
- [7] M. T. Asaki, Ch. Huang, D. Garvey, et al., Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser [J] *Opt. Lett.*, 1993, 18(12): 977-979.
- [8] J. Zhou et.al., Pulse evolution in a broad-bandwidth Ti:sapphire laser [J] *Opt. Lett.*, 1994, 19: 1149-1151.
- [9] A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipocs, Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser [J] *Opt. Lett.*, 1995, 20(6): 602-604.
- [10] D. Jung, F. X. Kartner, V. Scheuer, et al., Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser [J] *Opt. Lett.*, 1997, 22(13): 1009-1011.
- [11] F. X. Kartner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, et al., Design and fabrication of double-chirped mirrors [J] *Opt. Lett.*, 1997, 22: 831-833.
- [12] U. Keller, et al. Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber [J] *Opt. Lett.* 1992, 17: 505-507.

- [13] U. Keller, et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers [J] *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 1996, 2: 435-453.
- [14] U. Keller, *Nonlinear Optics in Semiconductors* (eds E. Garmire, & A. Kost)[M] Boston, Academic Press, 1999: 211-286.
- [15] D. H. Sutter, et al. Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime [J] *Opt. Lett.* 1999, 24: 631-633.
- [16] R. Ell, et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser [J] *Opt. Lett.* 2001, 26: 373-375.
- [17] M. Nisoli, et al. Compression of high energy laser pulses below 5 fs [J] *Optics Lett.* 1997, 22: 522-524.
- [18] A. Shirakawa, , I. Sakane, M. Takasaka & T. Kobayashi, Sub-5-fs visible pulse generation by pulse-front-matched noncollinear optical parametric amplification [J] *Appl. Phys. Lett.* 1999, 74: 2268-2270.
- [19] J. Shah, *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures* [M] Berlin, Springer-Verlag, 1996.
- [20] A. Zewail, H. Femtochemistry, Recent progress in studies of dynamics and control of reactions and their transition states [J] *J. Phys. Chem.* 1996, 100: 12701.
- [21] Zewail, A. H. Femtochemistry: atomic-scale dynamics of chemical bond [J] *J. Phys. Chem. A.* 2000, 104: 5660-5694.
- [22] Valdmanis, J. A. & Mourou, G. A. Subpicosecond electrooptic sampling: principles and applications [J] *IEEE J. Quantum Electron.* 1986, 22: 69-78.
- [23] Weingarten, K. J., Rodwell, M. J. W. & Bloom, D. M. Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits [J] *IEEE J. Quantum Electron.* 1988, 24: 198-220.
- [24] Ramaswami, R. & Sivarajan, K. *Optical Networks, A Practical Perspective* [M] Morgan Kaufmann, 1998.
- [25] Mollenauer, L. F. et al. Demonstration of massive wavelength-division multiplexing over transoceanic distances by use of dispersion-managed solitons [J] *Opt. Lett.* 2000, 25:

704-706.

- [26] Miller, D. A. B. Optical interconnects to silicon [J] *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2000, 6: 1312-1317.
- [27] Krishnamoorthy, A. V. & Miller, D. A. B. Scaling optoelectronic-VLSI circuits into the 21st century: a technology roadmap [J] *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 1996, 2: 55-76.
- [28] Hatziefremidis, A., Papadopoulos, D. N., Fraser, D. & Avramopoulos, H. Laser sources for polarized electron beams in cw and pulsed accelerators [J] *Nucl. Instrum. Meth. A* 431, 46-52.
- [29] Mollenauer, L. F. & Mamyshev, P. V. Massive wavelength-division multiplexing with solitons [J] *IEEE J. Quantum Electron.* 1998, 34:2089-2102.
- [30] Krainer, L. et al. Tunable picosecond pulse-generating laser with a repetition rate exceeding 10 GHz [J] *Electron. Lett.* 2002, 38: 225-227.
- [31] Zeller, S. C. et al. Passively modelocked 40-GHz Er:Yb: glass laser [J] *Appl. Phys. B* 2003, 76: 787-788.
- [32] Huang, D. et al. Optical coherence tomography [J] *Science*, 1991, 254: 1178-1181.
- [33] Fujimoto, J. G. Optical coherence tomography [M] *C. R. Acad. Sci. Paris Serie* 2001, IV 2, 1099-1111.
- [34] Boivin, L., Wegmueller, M., Nuss, M. C. & Knox, W. H. 110 Channels x 2.35 Gb/s from a single femtosecond laser [J] *IEEE Photonics Technology Lett.* 1999, 11: 466-468.
- [35] Souza, E. A. D., Nuss, M. C., Knox, W. H. & Miller, D. A. B. Wavelength-division multiplexing with femtosecond pulses [J] *Opt. Lett.* 1995, 20: 1166-1168.
- [36] Spühler, G. J. et al. Novel multi-wavelength source with 25-GHz channel spacing tunable over the Cband [J] *Electron. Lett.* 2003, 39: 778-780.
- [37] Holzwarth, R. et al. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy [J] *Phys. Rev. Lett.* 2000, 85:2264-2267.
- [38] Holzwarth, R., Zimmermann, M., Udem, T. & Hänsch, T. W. Optical clockworks and the measurement of laser frequencies with a mode-locked frequency comb [J] *IEEE J. Quantum Electron.* 2001, 37, 1493-1501.

- [39]J. Stenger, T. Binnewies, et al. Phase-coherent frequency measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser [J] Phys. Rev. A. 2001, 63(2): 021802.
- [40]Udem, T., Holzwarth, R. & Hänsch, T. W. Optical frequency metrology [J] Nature, 2002, 416, 233-237.
- [41]Telle, H. R. et al. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation [J] Appl. Phys. B. 1999, 69: 327-332.
- [42]Helbing, F. W., Steinmeyer, G., Stenger, J., Telle, H. R. & Keller, U. Carrier-envelope-offset dynamics and stabilization of femtosecond pulses [J] Appl. Phys. B. 2002, 74: S35-S42.
- [43]Paulus, G. G. et al. Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses [J] Nature, 2001, 414: 182-184.
- [44]Baltuska, A. et al. Attosecond control of electronic processes by intense light fields [J] Nature, 2003, 421, 611-615.
- [45]Drescher, M. et al. X-ray pulses approaching the attosecond frontier [J] Science, 2001, 291: 1923-1927.
- [46]Liu, X., Du, D. & Mourou, G. Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses [J] IEEE J. Quantum Electron, 1997, 33: 1706-1716.
- [47]Nolte, S. et al. Ablation of metals by ultrashort laser pulses [J] J. Opt. Soc. Am. B, 1997, 14: 2716-2722.
- [48]D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten and J. Bialkowski, Laser-solid interaction in the femtosecond time regime [J] Appl. Surf. Sci. 1997, 109(110): 1-10.
- [49]Siders, C. W. et al. Detection of nonthermal melting by ultrafast X-ray diffraction [J] Science, 1999, 286: 1340-1342.
- [50]Rousse, A. et al. Non-thermal melting in semiconductors measured at femtosecond resolution [J] Nature, 2001, 410: 65-68.
- [51]Loesel, F. H., Niemz, M. H., Bille, J. F. & Juhasz, T. Laser-induced optical breakdown on hard and soft tissues and its dependence on the pulse duration: experiment and model [J]

- IEEE J. Quantum Electron, 1996, 32: 1717-1722.
- [52] Hammer, D. X. et al. Experimental investigation of ultrashort pulse laser induced breakdown thresholds in aqueous media [J] IEEE J. Quantum Electron, 1996, 32: 670-678.
- [53] Juhasz, T. et al. Corneal refractive surgery with femtosecond lasers [J] IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1999, 5: 902-910.
- [54] Loesel, F. H. et al. Non-thermal ablation of neural tissue with femtosecond laser pulses [J] Appl. Phys. B 1998, 66: 121-128.
- [55] T. Südmeyer, F. Brunner et al., Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels using a large area holey fiber [J] Opt. Lett. 2003, 28(20):1951-1953.
- [56] Ferray, M. et al. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases [J] J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1988, 21, L31-L35.
- [57] Lewenstein, M., Balcou, P., Ivanov, M. Y., L'Huillier, A. & Corkum, P. B. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields [J] Phys. Rev. A 1994, 49: 2117-2132.
- [58] Murnane, M. M., Kapteyn, H. C., Rosen, M. D. & Falcone, R. W. Ultrafast X-Ray pulses from laserproduced plasmas [J] Science, 1991, 251: 531-536.
- [59] Schmidt, O. et al. Time-resolved two-photon photoemission electron microscopy [J] Appl. Phys. B 2002, 74: 223-227.
- [60] Bauer, M. et al. Direct observation of surface chemistry using ultrafast soft-X-ray pulses [J] Phys. Rev. Lett. 2001, 87: 025501.
- [61] N. Savage, Ultrashort pulse characterization [J] Nature photonics, 2009, 3: 230-232
- [62] E. P. Ippen, C. V. Shank, Ultrashort Light Pulses [M] ed. by S. L. Shapiro, Springer, Berlin, Heidelberg 1977, P. 83.
- [63] J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, Autocorrelation measurements of 6-fs pulses based on the two-photon induced photocurrent in a GaAsP photodiode [J] Opt. Lett. 1997, 22: 1344-1346.
- [64] W. Rudolph, M. Sheik-Bahae, A. Bernstein, L. F. Lester, Femtosecond autocorrelation measurements based on two-photon photoconductivity in ZnSe [J] Opt. Lett. 1997, 22,

313-315.

- [65] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation* [M], New York, Wiley, 1990.
- [66] R. Trebino: *Frequency-Resolved Optical Gating: Opt. Comm., The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* [M] Norwell, Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [67] L. Gallmann, G. Steinmeyer, D. H. Sutter, N. Matuschek, U. Keller: *Collinear type II Second harmonic-generation frequency-resolved optical gating for the characterization of sub-10fs optical pulses* [J] *Opt. Lett.* 2000, 25: 269-271.
- [68] D. J. Kane, et al. *Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using FROG* [J] *Opt. Lett.* 1993, 19: 823.
- [69] D. J. Kane and R. Trebino, *Characterization of arbitrary femtosecond pulses using FROG* [J] *IEEE Quantum Electron.* 1993, 29: 571.
- [70] D. J. Kane, et al. *Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using FROG* [J] *Opt. Lett.* 1998, 23: 823
- [71] K. W. DeLong et al. *Ultrashort-pulse measurement using noninstantaneous nonlinearities: Raman effects in FROG* [J] *opt. Lett.* 1999, 24: 486
- [72] C. Iaconis, A. Walmsley, *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses* [J] *Opt. Lett.* 1998, 23: 792-794.
- [73] L. Gallmann, D. H. Sutter, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, C. Iaconis, I. A. Walmsley, *Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction* [J] *Opt. Lett.* 1999, 24: 1314-1316.
- [74] L. Gallmann, D. H. Sutter, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, *Techniques for the characterization of sub-10-fs optical pulses: a comparison* [J] *Appl. Phys. B* 2000, 70: 67-75.
- [75] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, S. T. Cundiff, *Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis* [J] *Science*, 2000, 288: 635-639.
- [76] A. Bartels, C. W. Oates, L. Hollberg, and S. A. Diddams, *Stabilization of femtosecond laser frequency combs with subhertz residual linewidths* [J] *Opt. Lett.* 2004, 29: 1081-1083.

- [77] J. J. McFerran, W. C. Swann, B. R. Washburn, and N. R. Newbury, Elimination of pump-induced frequency jitter on fiber-laser frequency combs [J] *Opt. Lett.* 2006, 31: 1997-1999.
- [78] W. C. Swann, J. J. McFerran, I. Coddington, and N. R. Newbury, I. Hartl and M. E. Fermann, P. S. Westbrook, J. W. Nicholson, and K. S. Feder, C. Langrock and M. M. Fejer, Fiber-laser frequency combs with subhertz relative linewidths [J] *Opt. Lett.* 2006, 31: 3046-3048.
- [79] Yoshiaki Yasuno, et al. Investigation of post-glaucoma-surgery structures by three dimensional and polarization sensitive anterior eye segment optical coherence tomography [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 3980-3996.
- [80] C. Ahlers and U. Schmidt-Erfurth, Three-dimensional high resolution OCT imaging of macular pathology [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4037-4045.
- [81] Yueli Chen, et al. Three-dimensional ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging of age-related macular degeneration [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4046-4060.
- [82] Gianmarco Vizzerietal. Spectral domain-optical coherence tomography to detect localized retinal nerve fiber layer defects in glaucomatous eyes [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4004-4018.
- [83] Marco Ruggeri, et al. Retinal tumor imaging and volume quantification in mouse model using spectral-domain optical coherence tomography [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4074-4083.
- [84] Richard B. Rosen et al. Multidimensional en-Face OCT imaging of the retina [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4112-4133.
- [85] M. Balasubramanian et al. Effect of image quality on tissue thickness measurements obtained with spectral domain-optical coherence tomography [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4019-4036.
- [86] Robert J. Zawadzki, Cellular resolution volumetric in vivo retinal imaging with adaptive optics–optical coherence tomography [J] *Opt. Express.* 2009, 17(5): 4084-4094.
- [87] Maciej Wojtkowski et al. Comparison of reflectivity maps and outer retinal topography in retinal disease by 3-D Fourier domain optical coherence tomography [J] *Opt. Express.*

- 2009, 17(5):4189-4207.
- [88] Larry Kagemann, et al. Visualization of 3-D high speed ultrahigh resolution optical coherence tomographic data identifies structures visible in 2D frames [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4208-4220.
- [89] Donald C. Hood, et al. A comparison of retinal nerve fiber layer thickness obtained with frequency and time domain optical coherence tomography [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 3997-4003.
- [90] Barry Cense, et al. Volumetric retinal imaging with ultrahigh-resolution spectral-domain optical coherence tomography and adaptive optics using two broadband light sources [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4095-4111.
- [91] Masanori Hangai, et al. Ultrahigh-resolution versus speckle noise-reduction in spectral-domain optical coherence tomography [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4222-4235.
- [92] Boris Považay, et al. Impact of enhanced resolution, speed and penetration on three-dimensional retinal optical coherence tomography [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4134-4150.
- [93] Yimin Wang, et al. Retinal blood flow detection in diabetic patients by Doppler Fourier domain optical coherence tomography [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4061-4073.
- [94] Tilman Schmoll, et al. Ultra-high-speed volumetric tomography of human retinal blood flow [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4166-4176.
- [95] Yuankai K. Tao, et al. Velocity-resolved 3D retinal microvessel imaging using single-pass flow imaging spectral domain optical coherence tomography [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4177-4188.
- [96] Erich Götzinger, Three-dimensional polarization sensitive OCT imaging and interactive display of the human retina [J] Opt. Express. 2009, 17(5): 4151-4165.
- [97] W. Drexler, et al. Ultrahigh-resolution ophthalmic optical coherence tomography [J] Nature Medicine, 2001, 7(4): 502-507.
- [98] Joseph M. Schmitt, Optical Coherence Tomography (OCT): A Review [J] IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics, 1999, 5(4):1205-1215.
- [99] A F Fercher, et al. Optical coherence tomography-principles and applications [J] Rep.

- Prog. Phys. 2003, 66: 239-303.
- [100] R. Leitgeb, et al. Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography [J] Opt. Express, 2004, 12: 2156-2165.
- [101] Maciej Wojtkowski, et al. Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation [J] Opt. Express, 2004, 12(11): 2404-2422.
- [102] Y. Yasuno, Y. Hong, S. Makita, et al. In vivo high-contrast imaging of deep posterior eye by 1- μ m swept source optical coherence tomography and scattering optical coherence angiography [J] Opt. Express, 2007, 15(10): 6121-6139.
- [103] Jesse Zheng, Optical Frequency-Modulated Continuous-Wave (FMCW) Interferometry [M] New York, Springer, 2005.
- [104] J. Schwider and L. Zhou, Dispersive interferometric profiler [J] Opt. Lett. 1994, 19: 995-997.
- [105] J. Calatroni, A. L. Guerrero, C. Sainz and R. Escalona, Spectrally resolved white-light interferometry as a profilometry tool [J] Opt. Laser Technol. 1996, 28: 485-489.
- [106] A. Pförtner and J. Schwider, "Dispersion Error in White-Light Linnik Interferometers and its Implications for Evaluation Procedures [J] Appl. Opt. 2001, 40: 6223-6228.
- [107] J. M. Payne, D. Parker, and R. F. Bradley, Rangefinder with fast multiple range capability [J] Rev. Sci. Instrum. 1992, 63(6): 3311-3316.
- [108] R.Dandliker, K.Hug, J.Politch and E.Zimmermann, High-accuracy distance measurements with multiple-wavelength interferometry [J] Opt. Eng. 1995, 34: 2407-2412.
- [109] A. G. Stove, Linear FMCW radar techniques [C] Radar and Signal Processing, IEE Proceedings F, 1992, 139(5), 343-350.
- [110] E. C. Burrows and K.-Y. Liou, High-resolution laser LIDAR utilizing two-section distributed feedback semiconductor laser as a coherent source [J] Electron. Lett. 1990, 26: 577-579.
- [111] K. Minoshima and H. Matsumoto, High-accuracy measurement of 240 m distance in an optical tunnel by using of a compact femtosecond laser [J] Appl. Opt. 2000, 39:

5512-5517.

- [112] J. Ye, Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe [J] *Opt. Lett.* 2004, 29: 1153-1555.
- [113] M. Cui, R. N. Schouten, N. Bhattacharya and S. A. van den Berg, Experimental demonstration of distance measurement with a femtosecond frequency comb laser [J] *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 2008, 3: 080031-080034.
- [114] K. N. Joo and S. W. Kim, Absolute distance measurement by dispersive interferometry using a femtosecond pulse laser [J] *Opt. Express*, 2006, 14: 5954-5960.
- [115] K-N Joo, Y. Kim and S-W Kim, "Distance measurements by combined method based on a femtosecond pulse laser [J] *Opt. Express*, 2008, 16: 19799-19806.
- [116] W. C. Swann and N. R. Newbury, Frequency-resolved coherent lidar using a femtosecond fiber laser [J] *Opt. Lett.* 2006, 31: 826-828.
- [117] José Azaña, Miguel A. Muriel, Real-Time Optical Spectrum Analysis Based on the Time-Space Duality in Chirped Fiber Gratings [J] *IEEE J. of Quantum Electronics*, 2000, 36(5): 517-526.
- [118] E. B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings [J] *IEEE J. Quantum Electron.*, 1969, QE-5: 454-458.
- [119] A. Papoulis, Pulse compression, fiber communications, and diffraction: A unified approach [J] *J. Opt. Soc. Amer. A*, 1994, 11(1): 3-13.
- [120] B. H. Kolner, Space-time duality and the theory of temporal imaging [J] *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, 30: 1951-1963.
- [121] T. Jansson and J. Jansson, Temporal self-imaging effect in single-mode fibers [J] *J. Opt. Soc. Amer.*, 1981, 71(11): 1373-1376.
- [122] B. E. A. Saleh and M. I. Irshid, Collet-Wolf equivalence theorem and propagation of a pulse in a single-mode optical fiber [J] *Opt. Lett.*, 1982 7(7) 342-343.
- [123] T. Jansson, Real-time Fourier transformation in dispersive optical fibers [J] *Opt. Lett.*, 1983, 8(4): 232-234.
- [124] B. H. Kolner and M. Nazarathy, Temporal imaging with a time lens [J] *Opt. Lett.*, 1989, 14(12): 630-632.

- [125] B. H. Kolner and M. Nazarathy, Temporal imaging with a time lens: Erratum [J] *Opt. Lett.*, 1990, 15(11) 655-657.
- [126] M. T. Kauffman, A. A. Godil, B. A. Auld, et al. Applications of time lens optical systems [J] *Electron Lett.*, 1993, 29(3): 268-269.
- [127] C. V. Bennet, R. P. Scott, and B. H. Kolner, Temporal magnification and reversal of 100 Gb/s optical data with an up-conversion time microscope [J] *Appl. Phys. Lett.*, 1994, 65(20): 2513-2515.
- [128] A. W. Lohmann and D. Mendlovic, Temporal filtering with time lenses [J] *Appl. Opt.*, 1992, 31(29): 6212-6219.
- [129] M. A. Muriel, J. Azaña, and A. Carballar, Real-time Fourier transformer based on fiber gratings[J] *Opt. Lett.*, 1999, 1: 1-3.
- [130] J. Azaña, L. R. Chen, M. A. Muriel, and P. W. E. Smith, Experimental demonstration of real-time Fourier transformation using linearly chirped fiber Bragg gratings [J] *Electron Lett.*, 1999, 35(25): 2223-2224.
- [131] J. Azaña and M. A. Muriel, Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of a temporal self-imaging effect in chirped fiber gratings [J] *Opt. Lett.*, 1999, 24(23): 1672-1674.
- [132] J. Azaña and M. A. Muriel, Temporal talbot effect in fiber gratings and its applications [J] *Appl. Opt.*, 1999, 38(32): 6700-6704.
- [133] H. F. Talbot, Facts relating to optical science [J] *Phil Mag.* 1834, 4: 112-114.
- [134] José Azaña and Miguel A. Muriel, Temporal Self-Imaging Effects: Theory and Application for Multiplying Pulse Repetition Rates [J] *IEEE J. on Selected Topics in Quantum electronics*, 2001, 7(4): 728-744.
- [135] C. Dorrer, Temporal van Cittert-Zernike theorem and its application to the measurement of chromatic dispersion [J] *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004 21(8): 1417-1423.
- [136] C. Dorrer, Statistical analysis of incoherent pulse shaping [J] *Opt. Express*, 2009, 17(5): 3341-3352.
- [137] J. Kuhl and J. Heppner, Compression of femtosecond optical pulses with dielectric multilayer interferometers [J] *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, QE-22:182-185.

- [138] O. E. Martínez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μ m region [J] IEEE J. Quantum Electron., 1987, QE-23: 59-64.
- [139] F. Ouellette, J.-F. Cliche, and S. Gagnon, All-fiber devices for chromatic dispersion compensation based on chirped distributed resonant coupling [J] J. Lightwave Technol., 1994, 12: 1728-1738.
- [140] F. Ouellette, Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides [J] Opt. Lett., 1987, 12(10): 847-849.
- [141] F. Ouellette, All-fiber filter for efficient dispersion compensation [J] Opt. Lett., 1991, 16(5): 303-305.
- [142] N. M. Litchinitser, B. J. Eggleton, and D. B. Patterson, Fiber Bragg gratings for dispersion compensation in transmission: Theoretical model and design criteria for nearly ideal pulse recompression [J] J. Lightwave Technol., 1997, 15: 1303-1313.
- [143] L. Cohen, Time-Frequency Analysis [M] Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1995.
- [144] S. Qian and D. Chen, Joint Time-Frequency Analysis: Methods and Applications [M] Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1996.
- [145] J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics [M] 2nd ed, New York: Mc-Graw-Hill, 1996.
- [146] P. Petropoulos, M. Ibsen, A. Ellis, and D. Richardson, Rectangular pulse generation based on pulse reshaping using a superstructured Fiber Bragg grating [J] Journal of Lightwave Technology, 2001, 19(5): 746-752.
- [147] N. Berger, B. Levit, and B. Fischer [J] Reshaping periodic light pulses using cascaded uniform fiber Bragg gratings [J] Journal of Lightwave Technology, 2006, 24(7): 2746-2751.
- [148] Andrew M. Weiner, Ultrafast Optics [M] New Jersey, John Wiley & Sons, 2009.
- [149] A. Weiner, S. Oudin, D. Leaird, and D. Reitze, Shaping of femtosecond pulses using phase-only filters designed by simulated annealing [J] J. Opt. Soc. Am. A, 1993, 10(5): 1112-1120.
- [150] A. Weiner, Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators [J] Review of

- Scientific Instruments, 2000, 71(5): 1929-1960.
- [151] A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel, and J. R. Wullert, Programmable shaping of femtosecond pulses by use of a 128-element liquid-crystal phase modulator [J] IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28: 908-920.
- [152] G. Stobrawa, M. Hacker, T. Feurer, D. Zeidler, et al. A new high-resolution femtosecond pulse shaper [J] Appl. Phys. B 2001, 72, 627-630.
- [153] M. M. Wefers, K. A. Nelson: Programmable phase and amplitude femtosecond pulse shaping [J] Opt. Lett. 1993, 18: 2032-2034.
- [154] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, et al. Pulse compression by use of deformable mirrors [J] Opt. Lett. 1999, 24: 493-495.
- [155] J. X. Tull, M. A. Dugan, W. S. Warren: High resolution, ultrafast laser pulse shaping and its applications. In: Adv. in Magn. and Opt. Resonance [M] ed. by W. S. Warren, Academic, New York, 1997.
- [156] D. Goswami, Optical pulse shaping approaches to coherent control [J] Phys. Rep. 2003, 374: 385-481.
- [157] J. Azaña, N. Berger, B. Levit, and B. Fischer, Reconfigurable generation of high repetition rate optical pulse sequences based on time-domain phase-only filtering [J] Optics Letters, 2005, 30(23): 3228-3230.
- [158] James F. Brennan, Patrick C. Chou, Harry L. T. Lee, Rajeev J. Ram, Hermann A. Haus, Erich P. Ippen, Method and apparatus for generating frequency modulated pulses [P] 2004, US Patent 6,834,134 B2
- [159] R. M. Fortenberry and W. V. Sorin, Apparatus for characterizing short optical pulses [P] U.S. patent 5,684,586 (1997).
- [160] N. K. Berger, B. Levit, V. Smulakovsky, and B. Fischer, Complete characterization of optical pulses by real-time spectral interferometry [J] Appl. Opt. 2005, 44: 7862-7855.
- [161] T-J Ahn, Y. Park, and J. Azaña, Improved Optical Pulse Characterization Based on Feedback-Controlled Hilbert Transformation Temporal Interferometry [J] IEEE Photon. Technol. Lett., 2008, 20: 475-477.
- [162] H. Xia and J. Yao, Characterization of Sub-Picosecond Pulses Based on Temporal

- Interferometry with Real-Time Tracking of Higher-Order Dispersion and Optical Time Delay [J] *J. Lightwave Technol.* 2009, 27: 5029-5037.
- [163] S. Moon and D. Y. Kim, Ultra-high-speed optical coherence tomography with a stretched pulse supercontinuum source [J] *Opt. Express*, 2006, 14, 11575-11584.
- [164] R. E. Saperstein, N. Alic, S. Zamek, K. Ikeda, B. Slutsky, and Y. Fainman, Processing advantages of linear chirped fiber Bragg gratings in the time domain realization of optical frequency-domain reflectometry [J] *Opt. Express* 2007, 15: 15464-15479.
- [165] Y. Park, T-J Ahn, J-C Kieffer, and J. Azaña, Optical frequency domain reflectometry based on real-time Fourier transformation [J] *Opt. Express* 2007, 15: 4597-4616.
- [166] K. Goda, D. R. Solli, and B. Jalali, Real-time optical reflectometry enabled by amplified dispersive Fourier transformation [J] *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 93: 0311061-0311063.
- [167] K. Goda, K. K. Tsia, and B. Jalali, Serial time-encoded amplified imaging for real-time observation of fast dynamic phenomena [J] *Nature* 2009, 458: 1145-1150.
- [168] H. Xia and C. Zhang, Ultrafast ranging lidar based on real-time Fourier transformation [J] *Opt. Lett.* 2009, 34: 2108-2110.
- [169] H. Xia and C. Zhang, Ultrafast and Doppler-free femtosecond optical ranging based on dispersive frequency-modulated interferometry [J] *Opt. Express*, 2010, 18: 4118-4129.
- [170] J. Chou, D. R. Solli, and B. Jalali, Real-time spectroscopy with subgigahertz resolution using amplified dispersive Fourier transformation [J] *Appl. Phys. Lett.* 2008, 92: 1111021-1111023.
- [171] D. R. Solli, J. Chou, and B. Jalali, Amplified wavelength-time transformation for real-time spectroscopy [J] *Nat. Photon.*, 2008, 2: 48-51.
- [172] H. Xia, C. Wang, S. Blais, and J. P. Yao, Ultrafast and precise interrogation of fiber Bragg grating sensor based on wavelength-to-time mapping incorporating higher-order dispersion [J] *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.* [J] 2010, 28(3): 254-261.
- [173] Y. C. Tong, L. Y. Chan and H. K. Tsang, fiber dispersion or pulse spectrum measurement using a sampling oscilloscope [J] *Electron. Lett.* 1997, 33: 983-985.
- [174] F. Hakimi, H. Hakimi, Measurement of optical fiber dispersion and dispersion slope

- using a pair of short optical pulses and Fourier transform property of dispersive medium [J] *Opt. Eng.* 2001, 40: 1053-1056.
- [175] C. Dorrer, Chromatic dispersion characterization by direct instantaneous frequency measurement [J] *Opt. Lett.* 2004, 29, 204-206.
- [176] Peter Hannaford, *Femtosecond Laser Spectroscopy* [M] Boston, Springer, 2005.
- [177] Eric Hand, Eyes as big as the sky [J] *Nature*, 2008, 451(13): 142-145.
- [178] C. V. M. Fridlund, Darwin - The Infrared Space Interferometry Mission [J] *ESA Bulletin*, 2000, 103: 20-63.
- [179] L. D. Arcio, A. Karlsson, M. Bavdaz, and T. Jagemann, Search for extraterrestrial planets: the Darwin mission [C] in *ESA SP-621: 6th International Conference on Space Optics*, 2006.
- [180] Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2nd ed., New York, McGraw-Hill, 1996.
- [181] G. Guelachvili, 傅立叶变换光谱 [M] 张知廉 (编), 林中 (校), 北京, 北京大学出版社, 1990.
- [182] Joseph W. Goodman, 傅立叶光学导论 [M] 詹达三, 董经武, 顾本源 (译), 秦克诚 (校), 北京, 科学出版社, 1976.
- [183] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* [M] 3rd ed. San Diego, CA: Academic, 2001.
- [184] G. P. Agrawal 著, 非线性光纤光学原理及应用 [M] 贾东方, 余震虹, 等 (译), 李世忱 (校), 北京, 电子工业出版社, 2002.
- [185] S. O. Kasap, *Optoelectronics and Photonics Principles and Practices* [M] Beijing, Publishing House of Electronics Industry, 2003.
- [186] B. E. A. Saleh and Malvin C. Teich, *Fundamentals of Photonics* [M] New York, Wiley, 1991.
- [187] Govind P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* [M], 3rd ed., New York, Wiley, 2002. Chap. 7, 288-299.
- [188] M. Miyagi and S. Nishida, Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order dispersion [J] *Appl. Opt.*, 1979, 18(5): 678-682.
- [189] M. Miyagi and S. Nishida, Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order

- dispersion: effect of optical source bandwidth [J] *Appl. Opt.*, 1979, 18(13): 2237-2240.
- [190] Masaki Amemiya, Pulse Broadening due to Higher Order Dispersion and its Transmission Limit [J] *IEEE, J. Lightwave Technology*, 2002, 20(4): 591-597.
- [191] I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products* [M] 7nd ed. San Diego, Academic Press, 2007, ch. 3.69.
- [192] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, and U.Keller, *Frontiers in ultrashort pulse generation: Pushing the limits in linear and nonlinear optics* [J] *Science*, 1999, 286(10): 1507-1512.
- [193] Ivan P. Kaminow and Thomas L. Koch, *Optical Fiber Telecommunications IIIA* [M] San Diego, Academic Press 1997, ch. 6, p.122 and p.129.
- [194] Andrea Galtarossa and Curtis R. Menyuk, *Polarization Mode Dispersion* [M] New York, Springer, 2005, p.199.
- [195] Craig D. Poole, and David L. Favin, *Polarization-Mode Dispersion Measurements Based on Transmission Spectra Through a Polarizer* [J] *IEEE J. Lightwave Tech.*, 1994, 12(6):917-929.
- [196] J. Brennan III, D. LaBrake, P. Chou, and H. Haus, *Method and apparatus for arbitrary spectral shaping of an optical pulse* [P] 2001, US Patent 6,195,484 B1.
- [197] D. B. Mortimore, *Fiber loop reflectors* [J] *J. Lightw. Technol.*, 1988, 6(7): 1217-1224.
- [198] T. A. Birks and P. Morkel, *Jones calculus analysis of single-mode fiber Sagnac reflector* [J] *Appl. Opt.*, 1988, 27(15): 3107-3113.
- [199] X. Fang and R. O. Claus, *Polarization-independent all-fiber wavelength-division multiplexer based on a Sagnac interferometer* [J] *Opt. Lett.*, 1995, 20(20): 2146-2148.
- [200] J-P Goure and I. Verrier, *Optical Fibre Devices* [M] London, Institute of Physics Publishing, 2002, ch. 4.
- [201] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, *Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry* [J] *J. Opt. Soc. Am.* 1982, 72(1): 156-160.
- [202] Jean-Pierre Cariou, Béatrice Augere, Matthieu Valla, *Laser source requirements for coherent lidars based on fiber technology* [J] *C. R. Physique* 2006, 7: 213-223.

- [203] I. Coddington, W. C. Swann, L. Nenadovic and N. R. Newbury, Rapid and precise absolute distance measurements at long range [J] *Nature photonics*, 2009, 3: 351-356.
- [204] H. Yoon, and P. Tsiotras, Spacecraft adaptive attitude and power tracking with variable speed control moment gyroscopes [J] *J. Guidance, Control, Dynamics*. 2002, 25: 1081-1090.
- [205] M. Amemiya, Pulse broadening due to higher order dispersion and its transmission limit [J] *J. Lightwave Technol.* 2002, 20: 591-597.
- [206] J. Zhang, X. Zhao, X. Hu, J. Sun, Sinewave fit algorithm based on total least-squares method with application to ADC effective bits measurement [J] *IEEE, Trans. Instrum. Meas.* 1997, 46: 1026-1030.
- [207] A. J. Seeds and K.J. Williams, Microwave photonics [J] *J. Lightwave Technol.*, 2006 24: 4628-4641.
- [208] J. Capmany and D. Novak, Microwave photonics combines two worlds [J] *Nature Photonics*, 2007, 1: 319-330.
- [209] Papers in Front End Opto-Electronics for Future Radio Communications, Workshop WM1, 2004 IEEE Radio and Wireless Conference, September 2004.
- [210] Papers in Beamforming Techniques for Active Phased Array Antennas Based Communication Satellites, in the IEEE 1999 International Microwave Symposium, Anaheim, CA, USA, June 1999.
- [211] Stavros Iezekiel, *Microwave Photonics: Devices and Applications* [M] West Sussex, John Wiley & Sons, Ltd, 2009.
- [212] H. Xia, D. Sun, Y. Yang, F. Shen, J. Dong, and T. Kobayashi, Fabry-Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation [J] *Appl. Opt.* 2007, 46: 7120-7131.
- [213] 蓝信钜, *激光技术* [M] 北京, 科学出版社, 2000.
- [214] Xihua Zou, Hao Chi, and Jianping Yao, Microwave Frequency Measurement Based on Optical Power Monitoring Using a Complementary Optical Filter Pair [J] *IEEE, Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2009, 37(2): 505-511.

攻读博士期间取得的科研成果和奖励

发表文章:

- [1] Haiyun Xia and Chunxi Zhang, Ultrafast ranging lidar based on real-time Fourier transformation [J] Opt. Lett. 2009, 34 (14): 2108-2110.(SCI, ISSN: 0146-9592 IF: 3.059, 2009) **This paper was selected by Virtual Journal of Ultrafast Science [J] 2009, 8(8).**
- [2] Haiyun Xia and Chunxi Zhang, Ultrafast and Doppler-free femtosecond optical ranging based on dispersive frequency-modulated interferometry [J] Opt. Express, 2010, 18 (5): 4118-4129. (SCI, ISSN: 1094-4087, IF: 3.278, 2009)
- [3] Haiyun Xia and Jianping Yao, Characterization of Sub-Picosecond Pulses Based on Temporal Interferometry with Real-Time Tracking of higher-Order Dispersion and Optical Time Delay [J] IEEE/OSA J. Lightw. Technol., 2009, 27 (22): 5029-5037. (SCI, ISSN: 0733-8724, IF 2.18, 2009)
- [4] Haiyun Xia, Chao Wang, Sébastien Blais and Jianping Yao, Ultrafast and precise interrogation of fiber Bragg grating sensor based on wavelength-to-time mapping incorporating higher-order dispersion [J] IEEE/OSA J. Lightw. Technol., 2010, 28 (3): 254-261. (SCI, ISSN: 0733-8724, IF 2.18, 2009)
- [5] Haiyun Xia, Chunxi Zhang, Hongqian Mu and Dongsong Sun, Edge technique for direct detection of strain and temperature based on optical time domain reflectometry [J] Appl. Opt. 2009, 48 (2): 189-197. (SCI, ISSN: 0003-6935, IF: 1.41, 2009)
- [6] Haiyun Xia, Dongsong Sun, Yuanhong Yang, Fahua Shen, Jingjing Dong and Takao Kobayashi, Fabry-Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation [J] Appl. Opt. 2007, 46 (29): 7120-7131. (SCI, ISSN: 0003-6935, Impact factor 1.717, 2007)
- [7] Yuanhong Yang, Haiyun Xia, Wei Jin, Practical polarization maintaining optical fiber temperature sensor for harsh environment application [J] Meas. Sci. Technol. 2007, 18 (10): 3235-3240. (SCI, ISSN: 0957-0233, IF: 1.228, 2007)
- [8] Dongsong Sun, Dong Liu, Haiyun Xia, Low tropospheric wind profile from a 1.064 μm

- Doppler lidar [J] *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(1): 52-56 (EI)
- [9] Haiyun Xia, Hongqian Mu, Yuanhong Yang, Direct and Simultaneous Detection of Temperature and Strain using Combined Brillouin and Raman Backscatters in SMF [C] *Proc. of SPIE, Advanced Sensor Systems and Applications III.*, 2007, 6830: 211-216, Beijing. (EI)
- [10] Hongqian Mu, Haiyun Xia, and Jianping Yao, A frequency shift keying transmitter based on incoherent frequency-to-time mapping for free-space optical communications [C], *Proc. of IEEE, 2010 International Topical Meeting on Microwave Photonics*, 2010, Montreal, Canada.
- [11] 夏海云, 孙东松等, 双边缘技术多普勒测风激光雷达中标准具的优化 [J] *强激光与粒子束*, 2006, 18(11): 1774-1778. (EI)
- [12] 夏海云, 孙东松等, 基于双 F-P 标准具的直接探测测风激光雷达 [J] *红外与激光工程*, 2006, 35(增): 273-278. (EI)
- [13] 夏海云, 孙东松等, 入射光斑对双 F-P 标准具测风激光雷达的影响 [J] *红外与激光工程*, 2007, 36(3): 377-381. (EI)

授权国家发明专利

- [1] 夏海云, 杨远洪, 牟宏谦, “适用于光纤分布式温度和应力传感装置的探测方法”, 申请专利号: 200710175867.0 ; 公开号: CN101158591。
- [2] 杨远洪, 夏海云, 牟宏谦, “光纤分布式温度和应力传感装置”, 申请专利号: 200710175868.5; 公开号: CN101158592。
- [3] 杨远洪, 夏海云, 李莉, “基于连续波光纤激光器的调频相干激光雷达方法”, 申请专利号: 200710003251.5; 公开号: CN101034161。

奖励:

- 2007 中国航天科技 CASC 一等奖学金, 中国航天科技集团 (北航博士 1 人);
- 2008 国家建设高水平大学公派留学生奖学金, 中国国家留学基金管理委员会;
- 2009 聚光-分析、测量技术创新二等奖学金, 中国仪器仪表协会;
- 2010 金国藩青年学子奖学金, 中国仪器仪表协会 (全国 8 人);
- 中国航天科工 CASIC 一等奖学金, 中国航天科工集团 (北航博士 1 人)。

致谢

天地之间，日月穿梭若白驹过隙。匆匆走来，已是置身科研的第八个年头。反省韶华是否虚度的不眠之夜，感恩的心每每让我心潮澎湃、百感交集；让我坚信在光明瞬间闪现的时候，身边会有奇迹和宝藏。德高为表，技高为师。我很庆幸遇到改变我人生轨迹的三位恩师。

中国科学技术大学的孙东松老师传授我科研的思想，让我享受科研的乐趣。让我梦想成为一个传道解惑之人，一个对国家和人民有用的人。

北京航空航天大学的张春熹老师教诲我淡定仁厚，诚信正直的作风；鼓励我追求专业的完美和心怀天下的襟度，坚持人生的理想和挑战一切困难的勇气。

加拿大渥太华大学的姚建平老师开拓我的视野，科学规范我的工作方式，坚定我科研一生的信念；让我领略有才而性缓、有智而气和的大家风范。因北航论文格式的限制，未能在指导教师一栏署名姚老师，我很抱歉。但我将一生铭记您的教诲。

感谢所有鼓励和帮助我的老师和朋友。特别是北航的房建成教授，赵慧洁教授，徐立军教授，万江文教授，宋凝芳教授，杨远洪教授，钱铮教授，林艳芝老师，林志立老师。中国航天科工集团第二研究院的黄培康院士，清华大学电子工程系的廖延彪教授，北京大学信息科学技术学院的陈徐宗教授，中国科学院空间科学与应用研究中心的胡雄研究员，北京理工大学信息技术学院的李艳秋教授，中国科学技术大学的窦贤康教授，中国科学院安徽光学精密研究所的刘文清研究员和毛庆和研究员。渥太华大学的潘时龙博士后、王超博士、李王哲博士、邹喜华博士。最后感谢家人对我的关爱和期盼。

“子午工程”高低空一体化测风激光雷达课题受到国家高技术研究发展计划（863计划）资助，飞秒脉冲振幅和相位重建项目受到加拿大科学技术与工程研究委员会战略工程基金资助，特此感谢。本人在学习期间受国家留学基金管理委员会、中国航天科技集团、中国航天科工集团、中国仪器仪表协会资助，特此感谢。鉴于作者水平有限，加之仓促成篇，错误与不妥之处一定不少。恳请专家和读者批评指正，感谢您阅读本文。

夏海云

北京航空航天大学

2010年6月18日

作者简介

夏海云，男，汉族，共产党员，1980年6月3日出生于江苏省丹阳市。邮箱 haiyunxia@hotmail.com。

◆ 教育背景

工学博士，精密仪器及机械（国家公派联合培养）

(2008.6~2010.6) 渥太华大学信息技术与工程学院，加拿大，渥太华 K1N 6N5。

(2006.9~2008.6) 北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院，北京 100091。

理学硕士，光学（中国科学院、苏州大学联合培养）

(2004.3~2006.8) 中国科学院安徽光学精密机械研究所，合肥 230031。

(2003.9~2004.2) 苏州大学物理科学与技术学院，苏州 215006。

理学学士，物理教育

(1999.9~2003.6) 苏州大学物理科学与技术学院，苏州 215006。

◆ 科研经历

1. **超快、高精度飞秒测距测振激光雷达**，加拿大渥太华大学（第一完成人）。

2. **基于飞秒脉冲“时-频映射”的超快光纤光栅检测技术**，加拿大渥太华大学（第一完成人）。

3. **飞秒脉冲振幅和相位重建技术**，加拿大渥太华大学（第一完成人）。

(Strategic Project Grant, Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada)

4. **同时检测温度和压力的分布式光纤传感器**，北京航空航天大学（光学系统设计）。

5. **激光雷达遥感技术**（包括 Doppler 测风激光雷达、大气能见度观测雷达）。

∞ **“子午工程”高低空一体化测风激光雷达**，中国科学技术大学（光学系统设计与数据处理）；

∞ **直接探测多普勒测风激光雷达**，中国科学院安徽光学精密机械研究所（光电机算一体化）。

◆ 曾获奖项

2010 金国藩青年学子奖学金，中国仪器仪表协会；中国航天科工一等奖学金，中国航天科工集团；

2009 聚光-分析测量技术创新二等奖学金，中国仪器仪表协会在线分析仪器专业委员会；

2008 国家建设高水平大学公派留学生奖学金(2008-2010)，中国国家留学基金管理委员会；

2007 中国航天科技集团 CASC 一等奖学金，中国航天科技集团；

2006 优秀硕士毕业生，优秀硕士毕业论文，优秀研究生奖学金，苏州大学；

2003 优秀毕业生，校级三好学生，朱敬文奖学金，人民奖学金，二等人民奖学金，学习标兵，优秀学生干部（学生会副主席），优秀班主任助理，优秀实习生，社会实践先进个人，苏州大学。